EX-10525 Sw9700

CERN LIBRARIES, GENEVA



G. HORLITZ

Messungen an einer Blasenkammer

CERN - BIBLIOTHÈQUE

ORGANISATION EUROPÉENNE POUR LA RECHERCHE NUCLÉAIRE

GENÈVE

Nº d'acquisition

C 76/159

Cote

539.1.073 HOR

Messungen an einer Blasenkammer.

- I. Hauptteil
 - A Einleitung
 - B Theorie
 - C Versuchsanordnung
 - D Problemstellung und Messergebnisse

II. Anhang

Einige Ansätze zur numerischen Berechnung der Blasendichte.

A Einleitung:

Zur Untersuchung der Bahnen schneller Teilchen bediente man sich bisher vorwiegend der Wilsonkammer oder der Kernemulsion. Die normale Wilsonkammer hat sich bei der Untersuchung aller Teilchen bewährt, deren Reichweiten innerhalb technisch sinnvoller Kammerdimensiohen lagen. Für die energiereichen Korpuskeln der Höhenstrahlung standen Kernemulsionen und Hochdruckwilsonkammern zur Verfügung. Beide enthalten empfindliche Medien grosser Dichte und damit grossen Bremsvermögens. Die Notwendigkeit hierzu sieht man ein, wenn man bedenkt, dass zum Beispiel Protonen mit einer Energie von 50 MeV in Luft von Atmosphärendruck eine Reichweite von 30 m, Elektronen von 10 MeV eine solche von 50 m haben. Eine Vergrösserung der Dichte um das tausendfache würde diese Länge auf 3 cm beziehungsweise 5 cm reduzieren.

Mit fortschreitender Entwicklung der Beschleunigertechnik, die es gestattete, eine weit grössere Anzahl von Elementarteilchen hoher Energie zu erzeugen, als sie die kosmische Strahlung in vergleichbaren Zeiträumen zur Verfügung stellen konnte, erhob sich immer mehr die Forderung nach einem Instrument, das nach Wöglichkeit die Vorteile der Wilsonkammer (grosse Lineardimensionen, leichte Auswertbarkeit der registrierten Blider, Zusammensetzung des Mediums aus nur wenigen Kernsorten) mit denen der Kernemulsionen (grosse Materiedichte, daher grosses Brensvermögen und relativ viele Ereignisse pro cm Bahnlänge) verband, und das nach Möglichkeit die Nachteile beide vermied.

notwendige Überhitzungsgrad wird dabei erreicht, indem man die Flüssigkeit unter Druck auf die erforderliche Temperatur bringt und dann plötzlich entspannt. Je nach Bauart der Kammer bleibt dann die Flüssigkeit für einen Zeitraum von einigen Millisekunden bis zu mehreren Sekunden überhitzt und damit für die Registrierung hindurchfliegender Teilchen empfindlich.

Der Hauptvorteil einer **s**olchen Kammer liegt in der gro-Ben Dichte des empfindlichem Mediums, verbunden mit der Möglichkeit, Flüssigkeiten mit nur einer Kernsorte zu verwenden, die eine weitgehend eindeutige Interpretation der gefundenen Ereignisse erlauben. Man hat Kammerfüllungen von flüssigem Wasserstoff bis zu flüssigem Xenon mit Erfolg angewandt.

Die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit galten, neben einem allgemeinen, informatorischen Studium der Wirkungsweise und Technik einer Blasenkammer anhand eines Versuchsmodells, insbesondere der Abhängigkeit der Blasendichte (Anzahl der Blasen pro cm Weglänge) von verschiedenen Parametern. Eine genaue Kenntnis dieser Grösse ist erforderlich, da sie, ähnlich der Korndichte in Emulsionen beziehungsweise der Tröpfchendichte in Wilsonkammern, ein wichtiges Bestimmungsstück für die Identifizierung der registrierten Teilchen darstellt.

B Theorie:

Zum Mechanismus der Blasenentstehung in einer Blasenkammer sind bisher zwei verschiedene Möglichkeiten die kutiert worden: Die elektrostatische Theorie und die energetische Theorie.

Die elektrostatische Theorie geht davon aus, dass Blasen in der Flüssigkeit dadurch entstehen, dass hindurchfliegende Teilchen auf ihrem Vege Ionenhaufen bilden, welche durch ihre elektrische Abstossung zur Bildung von Hohlräumen und damit zur Blasenbildung führen.

Die energetische Theorie dagegen nimmt an, dass das ionisierende Teilchen zu lokalen Energieanhäufungen führt, und dass die Blasen an diesen Stellen entstehen. Bisher wurde die elektrostatische Theorie am weitesten durchgeführt (4;7;8;9), während zur energetischen Theorie nur erste Ansätze vorhanden sind, die noch keinen Vergleich mit dem Experiment zulassen (10). Aus diesem Grunde soll hier nur auf die erstere ausführlicher eingegangen werden.

In einer Flüssigkeit mögen folgende Bedingungen herrschen:

TemperaturTDruck des Dampfes im Innern⁴ einer Blasep(T)Hydrostatischer DruckPSättigungsdampfdruck P_{∞} (T)Oberflächenspannung \mathcal{O} (T)Dielektrizitätskonstante \mathcal{E} (T)

Wir betrachten jetzt eine mikroskopisch kleine Dampfblase vom Radius r cm und untersuchen deren

und untersuchen deren Verhalten unter den gegebenen Bedingungen. Auf ihre Oberfläche wirkt von innen her der Druck p(T) (Abb. 1), von aussen der hydrostatische Druck P sowie die Oberflächenspannung G'(T). Die Differenz zwischen Innendruck und Aussendruck nennen wir $f_1(r, T)$. Es ist also:



(1)



 $f_1(r,T) = p(T) - P - \frac{2\sigma(T)}{r}$

Abb. 2 gibt den Verlauf von $f_1(r, T)$ wieder. Aussendruck, die Blase schwanpft zusammen und verschwindet schliesslich. Ist f > 0, so überwiegt der Innendruck, die Blase wächst an und wird schliesslich makroskopisch sichtbar. Im Punkte f = 0 herscht ein 1001les Gleichgewicht. Ein Bläschen, dessen Radius gerade so gross ist, dass f verschwindet, bezeichnen wir als kri-



H

1605

(Art) Jar, T) in Diathyläther

-7tisches Bläschen, alle dazugehörigen Verte, wie r_k , p_k usw. erhalten den Index k. Nur Bläschen mit $r > r_k$ werden makroskopisch sichtbar.

Bringt man nun in die Blase ein einzelnes Ion der Ladung e, so ist rein anschaulich zu erwarten, dass das umgebende Dielektrikum in das Fold der Ladung hineingezogen wird, das heisst, eine einzelne Punktladung wirkt in demselben Sinn wie die Oberflächenspannung und der hydrostatische Druck. Da das Ion frei beweglich ist, wird es innerhalb kürzester Zeit durch elektrostatische Kräfte an der Wand der Blase festgehalten werden. Die elektrostatische Energie einer solchen Anordnung (Punktladung an der Grenze zwischen Dielektrikum und materiefreier Hohlkugel) lässt sich durch eine Entwicklung nach Legendré schen Polynomen beschreiben (4).

Das erste Glied dieser Entwicklung lautet:

$$W_{i} = \frac{e^{2}}{2\varepsilon(T)r} \left(1 - \varepsilon\right) \tag{2}$$

(Befindet sich das Ion im Mittelpunkt der Blase, so gilt (2) streng und ist identisch mit der im Anhang abgeleiteten Gleichung (25)).

Durch Differenzieren nach dem Radius erhält man daraus die gesamte auf die Oberfläche des Bläschens wirkende Kraft. Dividiert man diese durch die Oberfläche, so ergibt sich der elektrostatische Druck:

$$P_{e'} = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon(T)r^4} (1-\varepsilon)$$
(3)

(3) gilt zwar wegen der fehlenden höheren Glieder in (2) nur näherungsweise, jedoch liefert die Formel die richtige Grössenordnung und das richtige Vorzeichen, worzuf es allein ankommt. Statt $f_1(r, T)$ erhalten wir jetzt:

$$f_{2}(r,T) = p(T) - P - \frac{2\sigma(T)}{r} - \frac{e^{2}}{8\pi\varepsilon(T)r^{4}} (1-\varepsilon) \quad (4)$$

In dem Diagramm Abb. 2 verläuft die Funktion unterhalb f₁, jedoch qualitativ im gleichen Sinne. Enthält die Blase eine grössere Anzahl N' von Ionen, so kann man diese, wenn N' genügend gross ist, als gleichmässig über die Oberfläche verschmierte Ladung betrachten. Die Energie eines Ions im Feld der N' -1 übrigen Ionen ist dann:

$$\frac{(N'-1)e^2}{\varepsilon(T)r}$$
(5)

Summiert man über alle Ionen, so erhält man:

$$\frac{N'(N'-1)e^2}{2\varepsilon(T)r}$$
(5a)

(Der Faktor 2 im Nenner rührt daher, dass bei der Summation jedes Ion zweimal berücksichtigt wird). Ähnlich wie oben erhält man den Druck:

$$P_{e'} = -\frac{N'(N'-1)e^2}{8\pi\epsilon(T)r^4}$$
(6)

Er hat das entgegengesetzte Vorzeichen wie (2), was auch rein anschaulich aus der gegenseitigen Abstossung der Ionen zu erwarten ist. Natürlich wirkt auch jedes Ion mit (2), also anziehend, auf die Flüssigkeit ein, und so erhält man den resultierenden elektrostatischen Druck:

$$P_{e'} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon(T)r^4} \left[N'(N'-1) + N'(1-\epsilon) \right] = -\frac{(N'e)^2}{8\pi\epsilon(T)r^4} \left(1 - \frac{\epsilon(T)}{N'} \right)$$
(6a)

Für N' = 1 erhält man daraus (2), für grosse N' ergibt sich:

$$P_{e'} = -\frac{(N'e)^2}{8\pi\varepsilon(T)r^4}$$

Die Näherung (6a) ist für kleine N' wahrscheinlich nur sehr roh, insbesondere, da dann die Blase unter dem Einfluss der unsymmetrischen Kräfte deformiert wird. Von Bertanza und Martelli (7;8) wird sie bis N' = 3 benutzt.

Mit (6a) erhält man aus f₁(r, T):

$$f_{3}(r,T) = p(T) - P - \frac{2\sigma(T)}{r} + \frac{(N'e)^{2}}{8\pi\epsilon(T)r^{4}} \left(1 - \frac{\epsilon(T)}{N'}\right) \quad (7)$$

Den Verlauf von (7) zeigt wieder Abb. 2. f verläuft von grossen r kommend stets oberhalb der ursprünglichen Kurve, wird negativ, durchläuft ein Minimum und wird für kleine r durch das überwiegende Glied mit r^{-4} stark positiv. Auch hier gilt wieder, dass die Blase wächst für f > 0 und schrumpft für f < 0. Eine Blase mit sehr kleinem Radius r < A(Abb. 2) wird also zunächst wachsen bis r = A. Beim Überschreiten dieses Wertes würde jedoch f negativ werden und den Radius wieder verkleinern. An dieser Stelle haben wir also ein stabiles Gleichgewicht, eine Blase dieses Radius behält ihre Grösse bei. In der Umgebung des Punktes B und für r > B dagegen verhält sich f_3 (ganz analog f_1 und f_2 .

Nun ist der Radius einer Blase im Augenblick ihrer Entstehung stets kleiner als B, nämlich von der Grössenordnung 10^{-7} bis 10^{-6} cm. Soll die Blase zu makroskopischen Dimensionen anwachsen, so muss dafür gesorgt werden, dass auch im Minimum von $f_3(r, T)$ der resultierende Druck auf die Oberfläche nach aussen gerichtet ist. Das ergibt die Bedingung für das Sichtbarwerden einer Blase, nämlich

$$f_3(r,T)_{\min} \ge 0 \tag{8}$$

(9a)

(10a)

f_{min} lässt sich aus (7) berechnen und man erhält so:

$$f_{3}(r,T)_{min} = p(T) - P - \frac{3}{2} \left(\frac{4\pi\varepsilon(T)\varepsilon^{4}(T)}{e^{2}N^{\prime 2} \left(1 - \frac{\varepsilon(T)}{N^{\prime}}\right)} \right)^{\frac{1}{3}} \ge 0$$
(9)

bzw.

$$P(T) - P \ge \frac{3}{2} \left(\frac{4\pi\epsilon(T)\sigma^{4}(T)}{e^{2}N^{\prime 2}(1 - \frac{\epsilon(T)}{N^{\prime}})} \right)^{1/3}$$

Der Druck im Innern der Blase ist nicht exakt gleich dem Sättigungsdampfdruck an einer ebenen Fläche, sondern kleiner.

Wendet man die bekannte Gleichung von Thomson - Gibbs für den Dampfdruck kleiner Tröpfchen

$$n \frac{p(T)}{P_{\infty}(T)} = \frac{M}{RT'g} \frac{2\sigma}{r}$$

auf die Bläschen an (11;12), so ist einerseits das Vorzeichen umzukehren (im Bläschen ist der Dampfdruck kleiner, im Trönfohen grösser als P (T)) andererseits ist im Falle der geladenen Oberfläche in (10a) zu ersetzen:

$$\frac{2\sigma}{r} \rightarrow \frac{2\sigma}{r} - \frac{(N'e)^2}{8\pi\epsilon r^4} \left(1 - \frac{\epsilon}{N'}\right)$$

Im Gleichgewichtsfalle erhält man dafür aus (7) für $f_2(r, T) = 0$

$$\frac{2 \sigma}{r} - \frac{\left(N'e\right)^2}{8\pi\epsilon r^4} \left(1 - \frac{\epsilon}{N'}\right) = p(T) - P$$

Damit ergibt sich für den Druck im Innern einer Blase:

$$\ln \frac{P_{\infty}(T)}{p(T)} = \frac{M}{RT'g} \left[p(T)' - P \right]$$
(10)

Aus (9a) ist ersichtlich, dass die Differenz p(T) - P einen bestimmten Minimalwert überschreiten muss, damit eine Blase mit einer vorgegebenen Ionenzahl N' makroskopisch sichtbar werden kann. Umgekehrt ist bei vorgegebenen thermodynamischen Bedingungen eine bestimmte Mindestionenzahl erforderlich, um eine sichtbare Blase entstehen zu lassen. Man erhält diese, wenn man (9a) nach N' auflöst!

$$N'_{min} = N = \frac{\epsilon(T)}{2} + \sqrt{\frac{\epsilon^2(T)}{4} + \frac{27\pi}{2e^2}} + \frac{\delta^4(T)\epsilon(T)}{(p(T) - P)^3}$$
(11)

Als Messgrösse der Beobachtung zugänglich ist nun der die Blasendichte b, das heisst die Zahl der Blasen pro Weglängeneinheit längs der Bahn eines durch die Flüssigkrit hindurchfliegenden ionisierenden Teilchens. Um diese Grösse mit der Theorie vergleichen zu können, muss man die Zahl der Ionenhaufen kennen, die mindestens N Ionen enthalten. Es ist naheliegend, anzunehmen, dass solche Ionenansammlungen durch δ - Elektronen entstehen, die durch das Primärteilchen ausgelöst werden.

Die δ - Strahlendichte ist aus der Theorie bekannt (13).

In differenticller Form bedeutet

$$dn_{s} = 1.53 \cdot 10^{5} g \frac{Z}{M} \cdot \frac{1}{\beta^{2}} \cdot \frac{dE}{E^{2}}$$
 (12)

die Zahl der δ - Elektronen der Energie E. Integration über alle Energien liefert die Gesamtzahl der δ - Teilchen

$$n_{s} = 1,53 \cdot 10^{5} g \frac{Z}{M} \cdot \frac{1}{B^{2}} \left(\frac{1}{E_{1}} - \frac{1}{E_{2}} \right)$$
 (13)

Hierin bedeuten: ę die Dichte der Flüssigkeit, M das Molekulargewicht, Z die Summe allen Kernladungen im Molekül, ß das Verhältnis der Primärteilchengeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit. E, ist die Energie, die ein Teilchen haben muss, wenn es die Mindestionenzahl N erzeugen soll. \mathbf{E}_2 ist nach oben dadurch begrenzt, dass man δ - Teilchen sehr hoher Energie ausschliessen muss, weil diese eine so grosse Reichweite haben, dass die Blasen weit abseits von der Bahn des Primärteilchens entstehen und dieser nicht mehr eindeutig zuzuordnen sind (die Wahrscheinlichkeit für Blasenbildung überwiegt am Ende der Bahn wegen der grösseren Ionisationsdichte erheblich, vergl. Anhang). Diese Grenze liegt so hoch, dass 1/E, gegenüber 1/E, zu vernachlässigen ist. E1 ist nun über N eine Funktion der Temperatur und wird von Glaser mit einigen kV angegeben (14). Man erwartet deshalb eine Energieabhängigkeit der Blasendichte in der Form:

$$b = C(T)/\beta^2 \tag{14}$$

wobei C(T) ausser über (11) auch über die Dichte 3 der Temperatur abhängt.

Diese Art der Abhängigkeit wurde durch die Unter chungen von Blinov, Krestnikov und Lomanov (15) bestitigt. Glaser (14) fand dagegen eine etwas andere Form, nämlich:

$$b = A/\beta^2 + B(T)$$

Aus dieser Diskrepanz kann man schliessen, dass die bisher aufgeführte Theorie noch nicht alle Faktoren berücksichtigt. die auf die Blasenbildung von Einfluss sind, und dass wenigstens ein Teil dieser Faktoren von der speziellen Konstruktion der Kammer abhängig zu sein scheint. Bei konstanter Temperatur ist jedenfalls auch experimentell gesichert, dass die Blasendichte umgekehrt proportional β^2 und damit der Energie der Teilchen ist. Ausserdem erkennt man aus (11), dass die Blasendichte sehr stark temperaturabhängig sein muss, denn N nimmt mit steigender Temperatur ab, weil sämtliche temperaturabhängigen Glieder in selben Sinne wirken (σ und ε nehmen ab, p im Nenner steigt an). Auch dies wird durch das Experiment, bestätigt.

Nicht ganz befriedigend ist dieletwas willkürlich erscheinende Festsetzung von E_1 in (12). Der Wert von 2-3 kV, der von Glaser angegeben wird, führt zwar zu richtigen Grössenordnungen für die Blasendichte b, lässt sich jedoch nicht weiter begründen. Man sollte erwarten, dass sich E_1 aus der Mindestionenzahl N und dem mittleren Energieaufwand pro Ion \tilde{E} errechnen lässt. Dies ergibt jedoch erheblich kleinere E_1 - Werte von wenigen hundert eV, die wiederum, in (12) eingesetzt, zu Blasendichten führen würden, welche um etwa eine Grössenordnung zu hoch liegen.

Man kann jedoch mit

$$E_1 = N\overline{E}$$
(16)

zu quantitativ richtigen Ergebnissen gelangen, wenn man annimmt, dass nicht jedes δ - Teilchen eine Blase erzeugt, sondern dass dies nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit W(E, T)<1 erfolgt. Die Berechnung dieser Wahrscheinlichkeit erfolgt im Anhang. Es zeigt sich, dass sie sowohl von der Betriebsbedingungen in der Kammer als auch von der Anfangeenergie der δ - Teilchen abhängt.

Ist W(E, T) die Wahrscheinlichkeit, mit der ein 6- 11chen der Energie E eine Blase erzeugt, so ist mit (12)

$$db = \frac{1,53 \cdot 10^5 \text{ g Z}}{\text{M} B^2} = \frac{W(E,T)}{E^2} dE$$
 (17)

der Beitrag dieser Elektronen zur gesamten Blasendichte. Man erhält letztere, indem man über alle vorkommenden δ - Energien integriert. Die Integration läuft dabei von $E_1 = N\overline{E}$ bis ins Unendliche, was wegen des starken Abfalls - 13-

des Integranden mit 1/E² ohne grossen Fehler zulässig ist. Man erhält dann:

$$b = \frac{1.53 \cdot 10^5 \cdot g \cdot Z}{M \beta^2} \int_{N\bar{E}} \frac{W(E,T)}{E^2} dE$$
(18)

Versuchsanordnung.

Aus dem bisher Gesagten geht hervor, dass eine Flüssigkeit nur dann zur Registrierung von Spuren geeignet ist, wenn der Sättigungsdampfdruck grösser als der äussere Druck ist. Die Flüssigkeit muss also überhitzt sein. In der Praxis liegen Druck und Temperatur wesentlich über den Daten beim normalen Siedepunkt. Ein solch hochgradig instabiler Zustand lässt sich nur unter ganz extrem günstigen Bedingungen für längere Zeit aufrecht erhalten. Glaser gelang es, Diäthyl-Ather in kleinen Glaskammern, deren Wände peinlich sauber und frei von Kratzern waren, bei Temperaturen von ca. 130 ° maximal etwa eine Minute lang in überhitztem Zustand zu halten. Der Siedebeginn wurde dabei meist durch ein einfallendes kosmisches Teilchen ausgelöst. Eine solche Kammer nennt man eine saubere Kammer. Sie lässt sich nur für kleine Volumina herstellen. da die Voraussetzung für ihre praktische Anwendbarkeit mindestens eine planparallele Wand ist, durch die hindurch man die Spuren fotographieren kann. Eine Glaskammer mit ebenen Wänden grösserer Fläche würde aber den Druck (15 - 30 atü) nicht aushalten.

Man ist daher dazu übergegangen, Kammern aus Metala zu bauen und diese mit Glasfenstern zu versehen. Den Machteil dieser Konstruktionen ist der, dass die Flüssigkeit unmittelbar nach Verringerung des äusseren Drucks P zu sieden beginnt und es nicht möglich ist, den überhitzten Zustand für längere Zeit aufrecht zu erhalten. Auch eine sorgfältigst polierte Metalloberfläche enthält nämlich einige mikroskopische Unebenheiten oder Kratzer, die, gewissermassen als Siedesteine, den Verdampfungsprozess einleiten. Eine solche Kammer bezeichnet man mit Glaser als "schmutzige Kammer" Sie lässt sich nur dadurch überhaupt verwenden, dass man den äusseren Druck in der Kammer schneller senkt, als der Wiedenanstieg durch Verdampfen erfolgt. Die plötzliche Druckänderung geschieht in der Praxis entweder über eine Membran mittels Pressluft oder durch einen Kolben. Mit Metallkammern lassen sich empfindliche Zeiten von höchstens 20 - 80 msec erreichen.

Die hier verwendete Ausführung (Abb. 3 u. 4) bedient sich zur Expansion eines Pressluftventils. Sie ähnelt in groben Zügen dem zuerst von Glaser veröffentlichten Modell (5;6).

Der obere Teil, das eigentliche empfindliche Volumen, besteht aus einem Messingzylinder von 120 mm Aussendurchmesser und 38 mm Innendurchmesser. Die Länge des Innenraumes beträgt 30 mm. Er ist auf beiden Seiten durch zwei Scheiben aus 20 mm dickem Kristallglas abgeschlossen. Die Dichtung erfolgt durch Bleiringe.

Über ein Messingrohr von 280 mm Länge und 10 mm Innendurchmesser steht das obere Volumen mit dem Raum A des Expansionsventils in Verbindung. Dieser ist durch eine Membran M aus Buna-Gummi vom Raum B getrennt, welcher mit dem Reduzierventil einer Pressluftflasche in Verbindung steht. Eine durchlöcherte Platte L dient als Anschlag für die Membran.

Das Ventil selbst besteht aus einer Öffnung von 15 mm Durchmesser in der Bodenplatte von Raum B, gegen die ein Stempel gedrückt werden kann. Die Bewegung des Stempels geschieht über eine Nockenwelle mit Handbetätigung, wohrt beim Weiterdrehen der Nocke die auf den Stempel drückende Pressluft selbst für eine genügend rasche Freigabe der Öffnung sorgt.

Der obere Teil der Kammer wird durch einen zweitelligen zylindrischen Ofen H elektrisch beheizt. Zusätzlich befindet sich eine Regelwicklung R direkt auf der Kammerwand. Sic wird mit etwa 10 % der Heizleistung in der Hauptwicklung beschickt und durch ein Quecksilberkontaltthermometer über ein Relais betätigt. Das Thermometer befindet sich mit seinem Quecksilbergefäss in der Bohrung oberhalb der Einfüllschraube E. Mit dieser Vorrichtung

- 14-





-16-

<u>Abb. 4</u>

Gesamtansicht der Kammer (ohne Heizofen).

konnte eine Temperaturkonstanz von ± 0,3 °C erreicht werden. Eine Absolutmessung der Temperatur mittels eines Thermoelementes im Innern der Kammer unter Betriebsbedingungen ergab eine zu geringe Anzeige des Quecksilberthermometers um 2,5 °, die als Korrektur an den Temperaturmessungen angebracht werden musste. Der Absolutfehler der korrigierten Temperaturangaben beträgt dadurch sicher höchstens 0,3 °.

Um zu verhindern, dass beim Expandieren einerseits kalte Flüssigkeit in den empfindlichen Teil der Kammer gelangt, andererseits im Laufe der Zeit das Ventil zu heiss wird, wurde zusätzlich der obere Teil des Rohres geheizt, der untere mit einer Wasserkühlung versehen. Durch ein Thermoelement wird kontrolliert, dass das beheizte Rohrstück die gleiche Temperatur wie die Kammer hat. Die eine Lötstelle befindet sich zu diesem Zweck in einer Bohrung des Kammerkörpers, die andere zwischen Rohrwand und Rohrheizung. Die Regelung erfolgt hier manuell.

Wie von verschiedenen Autoren (16;17;18) gezeigt wird, erfolgt das Wachstum der Blasen ausserordentlich rasch. In Zeiten von 0,1 bis zu wenigen Millisekunden haben sie bereits eine Grösse erreicht, die für die Qualität der Bilder ungünstig ist. Es ist daher erforderlich, die Spuren vor Ablauf dieser Zeit zu photographieren. Dies ist nur mittels einer Blitzlichtanordnung möglich. Abb. 5 zeigt die schematische Anordnung der Photographiereinrichtung. Vor der Kammer befindet sich die Kamera mit geöffnetem Verschluss. Unmittelbar hinter der Kammer ist eine Mattscheibe angebracht, die über eine Kondensorlinse von einem Hochspannungsfunken in Argon beleuchtet wird. Die Funkenspannung beträgt ca. 12 kV, der Druck in der Argonkammer 1 - 3 atm.

Die elektronische Auslösevorrichtung des Funkens ist aus Abb. 6 ersichtlich. S₁ besteht aus der Membran M' (Abb. 3), die gegen einen Kontaktstift gedrückt wird, wenn Pressluft in den Raum B gelassen wird. Dann ist das Gitter des Thyratrons Rö 1 geerdet, es sperrt, da die Kathode auf höherem Potential liegt. Beim Öffnen des Ventils wird S₁ geöffnet, das Gitterpotential steigt nach Massgabe





der Zeitkonstanten $(R_1 + R_2) C_2$ an, bis das Thyratron zündet. Die Verzögerung zwischen dem Zeitpunkt der Expansion und dem der Zündung des Thyratrons kann durch das Potentiometer R_1 variiert werden. Seine Skala wurde in Millisekunden geeicht und gestattet die Einstellung der Verzögerungszeit in zwei Bereichen von 1 - 5 msec und 3 - 15 msec. Die Bereichumschaltung erfolgt durch Zuschalten eines zweiten Kondensators C_1 .

Beim Zünden des Thyratrons sinkt das Kathodenpotential der nachfolgenden Röhre Rö₂, und sie wird leitend. Dadurch wird die der Hochspannungselektrode der Funkenstrekke unmittelbar gegenüberliegende Zündelektrode praktisch geerdet, und es springt ein Zündfunke über, der den Blitz zündet. Die Genauigkeit der Verzögerungszeit, an die bei den vorliegenden Versuchen keine grosse Anforderungen gestellt wurden, betrug etwa 10 %.

Als Kamera diente während der ersten Zeit eine Leica. Sie wurde später durch eine elektrische Registrierkamera der Firma Robot Berning ersetzt. Sie ist mit einem Schneider - Teleobjektiv von 200 mm Brennweite ausgerüstet. Zur Erreichung der notwendigen Tiefenschärfe wurde bei Blende 32 gearbeitet. Als Filmmaterial diente Dokumentenfilm (Agepe-Film). Der Abbildungsmasstab betrug 1:4.

Die Wahl des Objektivs wurde durch folgende Überlegungen bestimmt:

- a) Die relative Änderung des Abbildungsmasstabes über die Tiefe der Kammer (die vorderen Teile haben eine geringere Gegenstandsweite und werden wegen v 1 = g/f weniger verkleinert als die weiter entfernt liegenden) soll ± 1,5 % nicht übersteigen.
- b) Das Bildformat soll möglichst voll ausgenutzt werden, damit man so weit wie möglich über der Korngrenze bleibt.
- c) Die Tiefenschärfe soll über den gesamten empfindlichen Bereich der Kammer ausreichend sein.

Mit der Forderung a) wird die Gegenstandsweite festgelegt. Es folgt nämlich aus der Linsengleichung:

$$\frac{\Delta v}{v} \approx \frac{\Delta g}{g}$$

Hat man einen Bereich von \pm 1,5 cm zu erfassen, so er- -2/1hält man g = 100 cm. Um bei dieser Entfernung das Bildformat voll ausfüllen zu können, benötigt man mit v = 4 (das Objektiv wurde für eine im Bau befindliche grössere Kammer mit einem D**ut**chmesser von 8 cm berechnet) eine Brennweite von 20 cm.

Liegt der Abbildungsmasstab fest, so errechnet sich die notwendige Blende nach v. Angerer (23) aus

zu

$$\Delta g = v(v+1)u f$$

$$f = \frac{\Delta g}{v(v+1)u},$$

Dabei bedeuten $u = 10^{-3}$ cm die Grösse der zulässigen Unschärfe auf dem Film und 4g = 1,5 cm den nach vor- und rückwärts zu erfassenden Bereich. Lässt man an den Grenzen des Bereichs eine Unschärfe von 1,2 10^{-3} cm zu, so kommt man mit der maximal an dem Objektiv einstellbaren Blende 32 aus.

D Problemstellung und Messergebnisse.

Wie bereits eingangs erwähnt, bestand das Ziel dieser Arbeit darin, neben einem allgemeinen Studium der Wirkungsweise einer Blasenkammer an dem hier beschriebenen Versuchsmodell, Untersuchungen über die Abhängigkeit der Blasendichte von der Temperatur und anderen Parametern durchzuführen. Die bisher gemessenen Kurven zeigen nämlich eine so starke Abhängigkeit der Blasendichte von der Temperatur, dass es für einigermassen genaue Messungen erforderlich wäre, die Temperatur in einer Kammer auf einige Zehntelgrad konstant zu halten. Einige der veröffentlichten Kurven (14;19) lassen nun in einem kleinen Temperaturbereich eine geringere Neigung erkennen. Es sollte üntersucht werden, ob dieses Plateau reell ist, ob es sich beeinflussen und eventuell auf einen grösseren Temperaturbereich erweitern lässt.

Aus der Theorie folgt, dass die Blasendichte in überwiegendem Maße von der Mindestionenzahl N⁽¹⁾ abhängt. Diese ist im wesentlichen eine Funktion der Differenz p(T) - P. Die Blasendichte b nimmt nach einem komplizierten Gesetz (das aus den Formeln des Anhangs folgt, aber nicht explizit dargestellt wurde) mit dieser Differenz zu. P ist dabei der Wert des hydrostatischen Druckes zur Zeit der Blasenbildung. In der bisherigen Theorie wird P als konstant angesehen, sodass b über p, und damit wegen (10) über $P_{\infty}(T)$ mit der Temperatur wächst.

Nun trifft die Voraussetzung, dass P nach der Expansion konstant bleibt nur in einer sauberen Glaskammer zu. In einer Metallkammer steigt nämlich der Druck wegen der bereits erwähnten Verdampfung an den Wänden (die sofort einsetzt, sobald der äussere Druck unter den Sättigungsdampfdruck gesunken ist) unmittelbar wieder an. Es wird sich also ein effektiver hydrostatischer Druck P_{eff} einstellen, der sicher grösser ist als der Druck auf der Aussenseite der Membran, welcher in einer sauberen Kammer auch im Innern herrschen würde. Peff hängt nun, ausser von der Verdampfungsgeschwindigkeit und damit von der Oberflächenbeschaffenheit der Kammer, in sehr starkem Maße von dem zur Verfügung stehenden Dampfvolumen, also vom Expansionsverhältnis ab. Ausserdem ist er natürlich eine Funktion der Zeit. Die Blasendichte wird damit ebenfalls eine Funktion des ExpansionsverhältnisSes.

In einer Kammer des hier vorliegenden Typs ist nun das Expansionsverhältnis ebenfalls von der Temperatur abhängig. Definiert man es nämlich durch das Verhältnis

$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\text{Gesamtvolumen} - \text{Flüssigkeitsvolumen}}{\text{Gesamtvolumen}}$ (19)

so ist darin nur das Gesamtvolumen konstant, das Flüssigkeit und Dampf zusammen einnehmen können. Es ist erreicht, wenn die Membran M an dem Anschlag L anliegt Das im Zehler stehende Dampfvolumen dagegen nimmt mit zunehmender Temperatur wegen der thermischen Ausdehnung der Flüssigkeit ab (Abb, 7). Damit nimmt aber P_{eff} mit der Temperatur zu.

Eine Temperaturerhöhung wirkt also in zweifacher Weise auf die Blasendichte ein: Einmal über den Sättigungsdampfdruck P_{∞} (T), wodurch b vergrössert wird, zum anderen über P_{eff} (T), was eine Verringerung von b zur Folge hat. (Von den zum Teil-auch recht beträchtlichen Einflüssen der Tem-



$$T = 146, 5^{\circ}$$

T = 153,5 °

<u>Abb. 7</u>

Verringerung des Dampfvolumens mit steigender Temperatur.

24 peraturveränderlichkeit von 6, E und g kann in diesem Zusammenhang abgesehen werden, da sie am qualitativen Verhalten nichts ändern). Man kann also den Verlauf der Blasendichte in Abhängigkeit von der Temperatur in ziemlich weiten Grenzen variieren.

Es wurde nun untersucht, ob es einen Bereich gibt, in dem die Blasendichte weitgehend unabhängig von der Temperatur ist. Die Messungen wurden an Isopentan und Diäthyläther vorgenommen. Dabei wurde so vorgegangen, dass bei Erreichung der Anfangstemperatur durch Lockern der Einfüllschraube (E in Abb. 3) im oberen Teil der Kammer solange Flüssigkeit bezw. Dampf abgelassen wurde, bis ein bestimmtes Dampfvolumen 🖌 V erreicht war. Als Maß für das Dampfvolumen diente die Höhe des Flüssigkeitsspiegels in expandiertem Zustand, die an einer mit Strichmarken versehenen Verlängerung der Einfüllschraube abgelesen werden konnte (Abb. 3. u. 7). Daraus liess sich ⊿V leicht in cm³ ausrechnen. Die Division durch das Kammervolumen (einschliesslich Rohr und Raum A) liefert dann das Expansionsverhaltnis.

Untersucht wurden die Bahnen von Comptonelektronen im Minimum der Ionisation. Sie wurden ausgelöst durch von aussen eingestrahlte γ - Quanten einer Co⁶⁰ - Quelle von 10 mC. Da eine solche Quelle natürlich kontinuierlich strahlt, erhält man Spuren verschiedenen Alters, die zu verschiedenen Zeiten in der Kammer entstanden sind (Abb. 11). Um diese Unterschiede nicht allzugross werden zu lassen, wurde etwa 3,5 msec nach Beginn der Expansion photographiert. Da die ersten Spuren etwa nach 2,5 msec auftraten, befinden sich unter den ausgewerteten Bahnen nur solche, die jünger sind als 1 msec. Anstelle der wirklichen Blasendichte b wurde die auf eine Ebene senkrecht zur Beobachtungsrichtung projizierte Blasendichte n gemessen, die im Mittel die gleiche Abhängigkeit von der Temperatur aufweisen muss. Zur Auszählung gelangten nur Spuren von mindestens 5 mm Länge, wobei das Ende jeder Spur auf eine Länge von 2 mm wegen des starken Anstiegs der Ionisationdichte ausgelassen wurde. Im Durchschnitt wurden pro Messpunkt etwa 130 Spuren untersucht. Dazu waren, je nach inzahl der auswertbaren Spuren pro Bild, 20 bis 40 Ex-



pansionen erforderlich. Abb. 8 zeigt an einem Beispiel, wie die Blasendichtender einzelden Spuren um den Mittelwert streuen.

Der zeitliche Abstand zwischen zwei Expansionen betrug 60 sec. Eine so lange Zeit wurde gewählt, um Temperaturänderungen in der Kammer infolge des Expansions- und Rekompressionsvorganges mit Sicherheit zu vermeiden.

Das Ergebnis dieser Untersuchungen zeigen die Abb. 9 für Diäthyläther und Abb. 10 für Isopentan. Kurve I der Abb. 9 wurde mit einem Anfangsexpansionsverhältnis von 2,3 % aufgenommen. Die Blasendichte sinkt sofort mit steigender Temperatur. P_{eff} steigt in so starkem Maße an, dass der Verlauf der Kurve in überwiegendem Maße dadurch bestimmt wird. Unterhalb 146 ° nimmt die Blasendichte so rasch ab, dass eine sichere Auswertung wegen der Kürze der Spuren nicht mehr möglich ist.

Kurve II mit einem Anfangsexpansionsverhältnis von 2,9 % steigt zunächst an, durchläuft ein Maximum und nimmt dann ebenfalls wieder ab.

Bei einem Anfangsexpansionsverhältnis von 4,1 % erhält man die Kurve III. Sie zeigt ein ausgeprägtes Plateau im Temperaturbereich zwischen 151 ° und 154 °. In diesem Bereich ändert sich die Blasendichte nicht innerhalb der Fehlergrenzen, die dort etwa 5 % betragen.

Die letzte Kurve wurde mit einem Anfangsexpansionsverhältnis von 4,8 % gemessen. Die Blasendichte steigt monoton an; oberhalb 152 ^o setzte die spontane Blasenbildung in so starkem Maße ein, dass der Verlauf nicht weiter zu verfolgen war. Diese Kurve dürfte etwa den bisher veröffentlichten Messungen entsprechen.

Die Messungenin Isopentan zeigen ein qualitativ ähnliches Verhalten. Es war allerdings nicht möglich, trotz Vergrösserung des Expansionsverhältnisses eine der Kurve IV in Äther entsprechende Kurve zu erzielen. Dies liegt vermutlich daran, dass es für eine Volumenvergrösserung im oberen Teil der Kammer erforderlich ist, zuerst die gesamte Flüssigkeitssäule im Rohr zu beschleunigen. Daher wird für die Vergrösserung des Volumens eine endliche Zeit benötigt. Solange diese Zeit klein ist gegen die Zeit

26



t 8



zwischen Beginn der Expansion und Durchgang des zu registrierenden Teilchens, macht sie sich nicht weiter störend bemerkbar, Ist sie grösser, so ist natürlich zur Zeit der Blasenbildung das Endvolumen nicht erreicht, sondern es ist ein kleineres Dampfvolumen wirksam, das jetzt nur noch von Dichte, Druck, Strömungseigenschaften der Flüssigkeit, Rohrlänge, Verdampfungsgeschwindigkeit und der Zeit in recht übersichtlicher Weise abhängt, jedoch auf jeden Fall kleiner ist als das in statischem Zustand eingestellte Volumen. Es scheint nun so zu sein, dass im Isopentan dieses Endvolumen bereits bei der Kurve III erreicht ist. Um dies näher zu untersuchen, müsste der Druckverlauf während der Expansion gemessen werden. Dabei müsste man entweder die Länge des Rohres zwischen Kammer und Ventil variieren oder die Flüssigkeit im Rohr durch eine solche grösserer Dichte (z.B. Glycerin) ersetzen.

Bereits diese noch unvollständigen Versuchergebnisse lassen erkennen, dass es möglich ist, eine Blasenkammer unter Bedingungen zu betreiben, unter denen die Blasendichte praktisch nicht von der Temperatur abhängt.

Ich danke Herrn Prof. Dr. W. Paul für viele wertvolle Anregungen und Diskussionen, Herrn cand. phys. G. Kesseler für seine Hilfe bei der Durchführung der Messungen.

Die Arbeit wurde in dankenswerter Weise von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt.



<u>Abb. 11</u> Co^{60} - Compton - Elektronen in Diäthyläther. T = 152,5 ° <u>AV/V</u> = 1,3 % Blitzverzögerung t = 3 msec.

(Das verschiedene Alter der Spuren ist deutlich zu erkennen an dem Unterschied im Blasendurchmesser).



<u>Abb. 12</u> Co^{60} - Compton - Elektronen in Diäthyläther. T = 150,5 ° $\Delta V/V = 4,1 \%$ Blitzvorzögerung t = 3 msec.



Einige Ansätze zur numerischen Bertchnung der Blasendichte.

Es sei s(E') die spezifische Ionisation (Gesamtzahl der pro cm Weglänge gebildeten Ionen) eines Elektrons der Energie E' in der Flüssigkeit. Dann werden im Mittel auf einer Strecke der Länge a sa Ionen erzeugt. Wir fragen nach der Wahrscheinlichkeit, dass auf dieser Strecke a gerade N Ionen entstehen. Bei geeigneter Wahl von a ist sie identisch mit der Wahrscheinlichkeit, dass an dieser Stelle eine Blase erzeugt wird. Unter Anwendung des Poisson'schen Verteilungsgesetzes erhält man:

$$W_{N}(a,E') = \frac{[s(E')a]^{N}}{N!} e^{-s(E')a}$$
(20)

Unter der Voraussetzung, dass die Reichweite des Elektrons sehr gross ist gegen a, kann man die Bahn in Abschnitte der Länge $\Delta x \stackrel{>}{=} a$ einteilen. Über Δx soll sich s(E') nicht merklich ändern. Dann ist:

$$W'_{N}(a, E')a \times = W_{N}(a, E') \frac{\Delta \times}{a}$$
 (21)

die Wahrscheinlichkeit, dass an einer beliebigen Stelle der Strecke Δ x N Ionen auf einer Länge a erzeugt werden.

Wir wollen (21) zunächst auf das primäre Comptonelektron anwenden. Aus der Maximalenergie der Co⁶⁰ Comptonelektronen von ca 1 MeV und der in der Kammer beobachteten Maximalreichweite von ca 1 cm ergibt sich ein mittlerer Energieverlust von 10⁶ eV/cm. Für den bei den Untersuchungen berücksichtigten Teil der Bahn im Minimum der Ionisation kann er praktisch als konstant angesehen werden. Mit einem mittleren Energieaufwand pro Ion vie \overline{E} = 30 eV ergibt sich s = 3,3 x 10⁴ Ionen pro cm. Fu a erhält man aus der Abschätzung am Ende dieses Kapitels a = 8,6 x 10^{-7} cm. Damit, sowie mit 2 = 1 cm und N = 6 (diese Ionenzahl wird nach den Formeln des Hauptteils für Diäthyläther von 150 °C bei einem hydrostatischen Druck von 4 atm für die Blasenbildung benötigt) nimmt die Wahrscheinlichkeit, dass das Primärteilchen auf einer Strecke Jan Worth Q Q

Das bedeutet, dass das Primärteilchen wegen seiner geringen Ionisationsdichte praktisch keine Blasen erzeugen kann. Erst eine Steigerung der spezifischen Ionisation um das 50 bis 100 fache führt zu merklichen Blasenbildungswahrscheinlichkeiten. Solch hohe Ionendichten findet man jedoch nur am Ende der Bahn des Primärteilchens. Im Bereich geringer Ionisationsdichte kommen nur Sekundärelektronen für die Blasenbildung in Betracht. Damit erfährt die Annahme, dass die Blasendichte eine Funktion der δ - Strahlendichte ist, eine weitere Stütze.

Summiert (21) man über alle Δ_x , so erhält man, wenn man gleichzeitig die Summe durch ein Integral annähert und mit

$$\Delta X = + \frac{\Lambda}{\frac{dE}{dX}(E')} \Delta E$$
(22)

die Energie als Integrationsvariable einführt,

$$W_{N}(a,E) = \frac{1}{\alpha N!} \int_{D}^{E} \frac{[s(E')\alpha]^{N} e^{-s(E')\alpha}}{\frac{dE}{dx}(E')} dE' \quad (23)$$

Dies ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein 6 - Elektron der Anfangsenergie E an einer beliebigen Stelle seiner Bahn auf einer Teilstrecke der Länge a gerade N Ionen erzeugt.

Wie schon gesagt, ist a die Strecke, auf die sich die N Ionen eines Haufens maximal verteilen dürfen, wenn sie noch eben zur Blasenbildung fähig sein sollen. Sind sie weiter auseinandergezogen, so ist ihre Wechselwirkung untereinander so klein, dass die Wechselwirkung der einzelnen Ionen mit den Molekülen der Umgebung überwiegt. In diesem Falle kann man die Ionen nur noch als indi duelle Partikel, jedoch nicht mehr als zusammengehörige Haufen betrachten.

Eine Abschätzung für a ist schwer zu erhalten. In weher Annäherung kann man sich N - 1 Ionen eines Haufens gleichmässig über eine Kugel vom Radius a/2 verteilt denken. Ein N-tes Ion an der Oberfläche der Kugel wird dann noch zu dem Haufen gerechnet, wenn seine elektrostatische Energie im Feld der N-1 übrigen Ionen mindestens von gleicher Grössenordnung ist wie die Energie U_D, die es bei Abwebenheit der Ionen hätte, allein auf Grund seiner Wechselwirkung mit den polarisierten Molekülen des umgebenden Dielektrikums, also

- 34 -\$4

$$\frac{(N-1)e^2}{\varepsilon a/2} \approx U_D$$

Die Wechselwirkungsenergie U_Dtzwischen einem als punktförmig angenommenen Ion der Ladung e und einem umgebenden Dieelektrikum ergibt sich, wenn man die Gültigkeit der Kontinuumselektrodynamik voraussetzt, als Integral über den Raum

$$U_{p} = \frac{1}{2} \int (\mathcal{L}, \mathcal{P}) dv = \frac{4\pi}{2} \int (\mathcal{L}, \mathcal{P}) r^{2} dr \qquad (24)$$

Setzt man

$$\ell = \frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_o r^2} \frac{4\epsilon}{r} \qquad \epsilon_o = \frac{1}{4\pi\epsilon}$$

und

$$\mathcal{P} = \mathcal{D} - \mathcal{D}_o = (\varepsilon - 1)\mathcal{D}_o = (\varepsilon - 1)\frac{e}{4\pi r^2} \frac{\pi}{r}$$

ein, so erhält man:

$$U_0 = \frac{(\varepsilon - 1)e^2}{2\varepsilon R}$$
(25)

Als untere Integrationsgrenze R ist dabei der mittlere Abstand der Moleküle in der Flüssigkeit einzusetzen. Ist $\Upsilon = \mathcal{G} \cdot L / M$ die Zahl der Moleküle pro cm³ (L = Loschmidtzahl, M = Molekulargewicht, \mathcal{G} = Dichte der Flüssigkeit), so ist R = $\Upsilon^{-1/3}$.

Man erhält damit als Bedingungsgleichung für a:

$$\frac{(N-1)e^2}{\varepsilon q_2} \approx \frac{(\varepsilon-1)e^2}{2\varepsilon R}$$
(26)

und daraus:

$$a \approx 4R \frac{N-1}{\varepsilon - 1} \tag{27}$$

Über das genaue Grössenverhältnis der beiden Seiten von (26) lässt sich natürlich theoretisch nichts aussagen. Auch muss R nicht exakt mit dem Molekülabstand übereinstimmen. Der Vorteil von (27) liegt darin, dass man eine weitere Möglichkeit zur Überprüfung der Theorie erhält, indem man den Verlauf von a mit N und : untersucht und mit dem Experiment vergleicht.

Ein direkter Vergleich der gewonnenen Formeln mit dem Experiment ist zur Zeit noch nicht möglich, da er eine gleichzeitige Messung von Blasendichte b und effektivem Druck P_{eff} im Augenblick der Blasenbildung voraussetzt. Es soll daher an dieser Stelle nur an einem willkürlich gewählten Beispiel der Verlauf von $W_N(a, E)$ in Abhängigkeit von der Anfangsenergie der δ - Elektronen gezeigt werden. In Diäthyläther erhält man bei einer Temperatur von 150 °C und einem willkürlich angenommenen Effektivdruck von 4 atm:

$$N = 6$$
 $R = 6,25 \times 10^{-8}$ cm $a = 8,6 \times 10^{-7}$ cm

Die spezifische Ionisation s wurde aus den entsprechenden Werten für Luft (20) in bekannter Weise (21) errechnet. Den Energieverlust pro cm erhält man daraus durch Multiplikation mit dem mittleren Energieaufwand pro Ion \vec{E} (20). Aus dem Verlauf der Kurve $W_N(a, E)$ (Abb. 13) erkennt man, dass gerade die sehr häufigen δ - Elektronen kleiner Anfangsenergie, die in Gleichung (13;14) sämtlich mit gleichem Gewicht auftreten, in Wirklichkeit sehr viel weniger zur Blasendichte beitragen als solche mit grösserer Energie.

Setzt man $W_N(a, T)$ in Gleichung (18) ein, so erhält man b = 38 Blasen pro cm, ein Wert, der in der richtigen Grössenordnung liegt.

E wurde als Mittclwert des entsprechenden Wertes mehrerer Kohlenwasserstoffe (22) zu 30 eV angenommen.

35



-37-

Literaturverzeichnis.

1	D.A. GLASER Phys. Rev. <u>87</u> , 665 (1952)
2	D.A. GLASER Phys. Rev. <u>91</u> , 496 (1953)
3	D.A. GLASER Phys. Rev. <u>91</u> , 762 (1953)
4	D.A. GLASER Nuov. Cim. <u>11</u> , 361 (Suppl.) (1954)
5	D.A. GLASER Scientific American 192, 46 (1955)
6	D.A. GLASER, D.C. RAHM Phys. Rev. <u>97</u> , 474 (1955)
7	G. MARTELLI Nuov. Cim. <u>12</u> , 250 (1954)
8	L. BERTANZA, G. MARTELLI Nuov. Cim. 1, 324 (1953)
9	L. BERTANZA, G. MARTELLI, A. ZACUTTI
	Nuov. Cim. <u>II</u> , 487 (1955)
10	I.A. PLESS, R.J. PLANO Rev. Sci. Instr. 27, 935 (1956)
11	W. DÖRING Z. phys. Chem. (B) <u>36</u> , 371 (1937)
12	W. DCRING Z. phys. Chem. (B) <u>38</u> , 292 (1938)
13	Vergl. z.B. W. HEISENBERG Kosmische Strahlung
14	D.A. GLASER, D.C. RAHM, C. DODD
	Phys. Rev. <u>102</u> , 1653 (1956)
15	G.A. BLINOV, Y. u. S. KRESTNIKOV, M.F. LOMANOV
	CERN-Symposium 1956, 26
16	H.C. DITTLER, T.F. GERECKE, M.S. THESIS
	UCRL - 2985 (1955)
17	M.S. PLESSET, S.A. ZWICK J. Appl. Phys. 25, 493 (1954)
18	H.K. FORSTER, N. ZUBER J. Appl. Phys. 25, 474 (1954)
19	P. BASSI, A. LORIA, J.A. MEYER, P. MITTNER, I. SCOTONI
	Nuov. Cim. <u>4</u> , 491 (1956)
20	0. KLEMPERER Einführung in die Elektronik
	S. 160, S 273
	Berlin 1933
21	Vergl. beispielsweise B. MARKUS u. W. PAUL
	Strahlentherapie 92, 599 (1953)
22	W. PAUL u. H. REICH Landolt-Börnstein S. 338
	6. Auflage I/5 (1952)
23	E.v. ANGERER Wissenschaftliche Photographie
	S. 94
	Leipzig (1952)