Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 31 (1958)

Heft: VI

Artikel: Druckabhängigkeit der Sättigungsladung von Po--Teilchen in Co2, A-Co2- und A-CH4-Mischungen

Autor: Widder, F. / Huber, P.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112923

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 15.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Druckabhängigkeit der Sättigungsladung von Po-α-Teilchen in CO_2, A-CO_2- und A-CH_4-Mischungen

von **F. Widder** und **P. Huber**, Universität Basel

(4. VII. 1958)

Summary. In this paper the anomalous dependence of the saturation charge of Po-α-particles on pressure in ionization chambers filled with CO_2 is examined. For this purpose new measurements have been made with carefully purified CO_2. By means of the theory of G. JAFFÉ a graphic representation of saturation curves could be found, which gives a saturation charge independent of pressure. There the dependence of the mobility of electrons on field strength must be taken into account.

Moreover mixtures of 95% A + 5% CO_2, 70% A + 30% CH_4 and 80% A + 20% CH_4 are investigated. These gas mixtures also show a dependence of the saturation charge of Po-α-particles on pressure when the dependence of the mobility of electrons on field strength is neglected. By taking into account the varying mobility of electrons, this dependence on pressure vanishes in the case of A – CO_2-mixture and is strongly reduced in the case of A – CH_4-mixtures.

For the average energy loss per ion pair of Po-α-particles the following values are found: CO_2 34,0 $\pm$ 0,3 eV; 95% A + 5% CO_2 25,22 $\pm$ 0,11 eV; 70% A + 30% CH_4 27,43 $\pm$ 0,10 eV; 80% A + 20% CH_4 27,17 $\pm$ 0,12 eV.

1. Einleitung

Es wurde in den letzten Jahren von verschiedenen Autoren[1][2]) bei Kammerfüllungen mit CO_2 eine systematische Verkleinerung der experimentell bestimmten Sättigungsladung von Po-α-Teilchen mit abnehmendem Druck festgestellt. Eine Erklärung für diesen Effekt konnte nicht gegeben werden. – Es soll in dieser Arbeit gezeigt werden, dass eine quantitative Erklärung mit Hilfe der Theorie der Ionisation in Kolonnen von G. JAFFÉ[3]) möglich ist.

2. Apparatur und α-Präparat

Für die Untersuchungen wurde eine Parallelplatten-Ionisationskammer mit Schutzring verwendet. Die Elektroden bestehen aus verchromtem Eisen. Der Plattenabstand kann je nach den Messungen zwischen 1 und 4 cm variiert werden. Der Durchmesser der Auffängerelektrode beträgt 4 cm, derjenige der Hochspannungselektrode 10 cm.

In der Mitte der auf negativem Potential gehaltenen Hochspannungselektrode ist als Träger der α-Quelle ein Nickelstift von 2 mm Durchmesser eingeschraubt. Die Oberfläche dieses Stiftes ist hochglanzpoliert und gut entfettet. Brauchbare Quellen konnten auf folgende Weise erhalten werden: Aus mit destilliertem Wasser verdünntem Ra-D-Nitrat, das etwa 50 μC Ra-D pro cm^3 enthält, wird mit Hilfe eines Drahtes ein Tropfen entnommen. Der Halter des Trägerstiftes wird nun mit flüssiger Luft gekühlt. Aus etwa 1 mm Abstand kondensiert sich ein Niederschlag auf die Oberfläche des Stiftes. Mehrfaches Wiederholen ergibt die nötige Intensität des Präparates bei einer Schichtdicke, die so klein ist, dass keine messbare Selbstabsorption auftritt. Die Intensität der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Po^{210}-α-Quelle betrug etwa 70 α-Teilchen pro Minute.

Der schon früher beschriebene Impulsverstärker[4][5] für Ionensammlung besteht aus einer an die Ionisationskammer angebauten Vorstufe mit freiem Gitter und einem sechsstufigen linearen *RC*-Verstärker. Das Frequenzband ist nach oben und unten durch je ein *RC*-Glied variabler Zeitkonstante begrenzt. Das Verhältnis Signal zu Rauschen wird dann optimal, wenn die beiden Zeitkonstanten einander gleich sind. Für die Messungen wurden Zeitkonstanten von der Grössenordnung 10^{-3} sec benützt.

Die Ausgangsimpulse des Verstärkers, welche einen bestimmten Diskriminatorpegel überschreiten, werden in einem photographischen Impulsspektrographen nach Zahl und Grösse sortiert. Gleichzeitig mit den α-Teilchen werden Eichladungen registriert. Die den Po-α-Impulsen entsprechende Impulshöhe wird durch lineare Interpolation zwischen den Eichmarken bestimmt. Der mittlere Fehler des Amplitudenverhältnisses von Po-α-Impuls und Eichimpuls beträgt für jede Aufnahme etwa 0,1%. Die Linearität und die Konstanz der Anordnung wurden mit Eichladungen wiederholt geprüft.

Nähere Einzelheiten der Apparatur, insbesondere die Erzeugung der Eichladungen und die Wirkungsweise des photographischen Impulsspektrographen wurden schon in früheren Arbeiten ausführlich beschrieben[1][6][7].

3. Theoretischer Teil

Die Theorie der Ionisation in Kolonnen von G. Jaffé[3]) bietet die Möglichkeit, die Ladungsverluste durch Rekombination unter Berücksichtigung der Beweglichkeit und Diffusion der Ladungsträger zu berechnen. Um die Messergebnisse richtig interpretieren zu können, ist es zunächst notwendig, auf diese Theorie näher einzugehen.

Bezeichnen wir mit Q die in der Ionisationskammer gemessene Ladung, mit Q_0 die für den betreffenden Druck geltende Sättigungsladung, so gilt nach JAFFÉ

$$\frac{Q_0}{Q} = 1 + \frac{\alpha N_0}{bu E \sin\varphi} \cdot \frac{S(z)}{4\sqrt{2\pi}} . \tag{1}$$

Hierbei bedeuten:

α: Rekombinationskoeffizient der beiden Ionensorten.
N_0: Lineare Ionisationsdichte (Gesamtzahl der Ionen eines Vorzeichens pro cm Kolonne) unmittelbar nach Entstehen der Ionenkolonne.
b: Ein Mass für den Radius der Kolonne zur Zeit $t = 0$.
t: Zeit vom Entstehen der Kolonne an gerechnet.
u: Mittlere Beweglichkeit der beiden Ionenarten.
E: Elektrische Feldstärke.
φ: Winkel zwischen der Kolonnenachse (Spur des α-Teilchens) und der Feldrichtung.

Die Funktion $S(z)$ hat die Form

$$S(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{e^{-s}\, ds}{\sqrt{s(1+s/z)}} . \tag{2}$$

Die Integrationsvariable s ist gegeben durch die Beziehung

$$s = \frac{2\, u^2 E^2 \sin^2\varphi}{4\, Dt + b^2} \cdot t^2 , \tag{3}$$

wobei D den Diffusionskoeffizienten bedeutet. Der Parameter z ist folgendermassen definiert:

$$z = \frac{1}{2}\left(\frac{u}{D}\, bE \sin\varphi\right)^2 \tag{4}$$

In den früheren Arbeiten zur Ermittlung der Arbeit pro Ionenpaar verschiedener Gase[1] [2]) ging man zur Bestimmung der Sättigungsladung von der Näherungsformel

$$\frac{Q_0}{Q} = 1 + \frac{\text{const}}{E} = 1 + \frac{c(p)}{E} \tag{5}$$

aus, indem man annahm, dass sowohl $\alpha N_0/bu$ als auch $S(z)$ für konstanten Druck als unveränderliche Grössen angesehen werden können. Ferner wurde angenommen, dass für die Impulse maximaler Häufigkeit, die zur Messung von Q verwendet werden, φ stets 90° beträgt, d.h. $\sin\varphi = 1$ ist. Die Sättigungsladung Q_0 wurde durch Extrapolation der Sättigungsgeraden

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0}\left(1 + \frac{c(p)}{E}\right) = f\left(\frac{1}{E}\right) \tag{5a}$$

für $E \to \infty$ bestimmt. Nach diesen Annahmen, auf die wir im folgenden noch näher eingehen wollen, ist also zu erwarten, dass die Sättigungsgeradenschar, die man nach Gleichung (5a) durch Variation des Druckes erhält, einen gemeinsamen Schnittpunkt auf der Ordinatenachse besitzt, d. h. dass Q_0 druckunabhängig ist.

Das einzige der zahlreichen untersuchten Gase, welches sich nun nicht erwartungsgemäss verhielt, war das Kohlensäuregas. Man fand[2]) besonders im Gebiet kleiner Feldstärken (grosse Distanz der Ionisationskammerelektroden) eine beträchtliche Druckabhängigkeit von Q_0.

Wir wollen nun die oben erwähnten vereinfachenden Annahmen genauer untersuchen und den Einfluss der dabei gemachten Vernachlässigungen auf die Steigung und den Ordinatenschnittpunkt der Sättigungsgeraden (5a) diskutieren. Durch Berücksichtigung von Korrekturen, die sich aus diesen Betrachtungen ergeben, soll eine bessere Näherungsformel zur Bestimmung von Q_0 hergeleitet werden.

Zunächst muss beachtet werden, dass in der Theorie von JAFFÉ gleiche Beweglichkeit und gleicher Diffusionskoeffizient der negativen und positiven Ladungsträger angenommen wurde. Das bedeutet, dass durch Elektronenanlagerung negative Ionen gebildet werden sollen. Nun weist aber CO_2 bei genügender Reinheit keine Elektronenanlagerung auf, wie sich durch Messungen mit Elektronensammlung leicht nachweisen lässt und wie auch schon von anderen Autoren beobachtet wurde[2])[8])[9])[19]). Die Ladungsträger in einer mit CO_2 gefüllten Kammer bestehen also nur aus Elektronen und positiven Ionen. Die Berechnungen von JAFFÉ lassen sich jedoch in derselben Weise auch für Gase ohne Elektronenanlagerung durchführen. Dabei kann man annehmen, dass in der Zeit, während der die Rekombinationsvorgänge stattfinden, nur die Elektronen diffundieren und sich im Feld bewegen, dagegen die Kolonne der positiven Ionen starr bleibt. Unter diesen Voraussetzungen erhält man wiederum die Formel (1), wobei für u die halbe Elektronenbeweglichkeit, für D der halbe Diffusionskoeffizient zu setzen ist. Während nun die Ionenbeweglichkeit für die in der Ionisationskammer verwendeten Feldstärken und Drucke eine Konstante ist, kann man bei Elektronen nicht mehr mit konstanter Beweglichkeit rechnen[10]). u wird für Elektronen von der Feldstärke abhängig. – Damit erweist sich die Annahme, dass der Faktor $\alpha N_0/bu$ in Formel (1) nur vom Druck abhängt, als falsch. Um eine bessere Näherungsformel als (5) zu erhalten, müssen wir also die Feldstärkeabhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit berücksichtigen. Die Faktoren α, N_0 und b sind unabhängig von der Feldstärke.

Die Funktion $S(z)$ ist nach der Definition des Parameters z (Formel 4) stets von der Feldstärke abhängig. Bestehen die Ladungsträger nur aus Ionen, so wird infolge des kleinen Wertes der Diffusionskonstanten D der

Parameter z so gross, dass $S(z)$ für die in der Ionisationskammer verwendeten Feldstärken in guter Näherung durch den Grenzwert $S(\infty) = 1$ ersetzt werden kann. Für Elektronen ist nun D um drei bis vier Zehnerpotenzen grösser als für Ionen. Dadurch nimmt z Werte an, für welche man nicht unwesentliche Abweichungen der Funktionswerte $S(z)$ vom Grenzwert 1 erwarten muss. Da diese Abweichungen von der Feldstärke abhängen, dürfen wir in Formel (1) $S(z)$ nicht mehr als Konstante betrachten, sondern müssen den Einfluss der Diffusion der Elektronen berücksichtigen.

Schliesslich ist noch der Einfluss des ballistischen Defizits auf die Amplitudenverteilung des Impulsspektrums zu diskutieren. Ballistisches Defizit tritt für Gase mit wenig Elektronenanlagerung nur bei hohen Drucken und kleinen Feldstärken auf. Die Berechnung der Übertragung von Ionisationskammerimpulsen durch einen *RC-RC*-Verstärker[1]) zeigt nun, dass das ballistische Defizit von der Impulsform am Verstärkereingang abhängt. Die Impulsform hängt jedoch vom Winkel φ zwischen der Spur des ionisierenden Teilchens und der Feldrichtung ab. Daraus folgt, dass eine Beziehung zwischen dem ballistischen Defizit und dem Winkel φ bestehen muss. Andererseits folgt aus der Anordnung des α-Präparats in der Kammer (vgl. Abschn. 2) durch eine einfache geometrische Überlegung, dass die Zahl der pro Winkelelement und Zeiteinheit emittierten α-Teilchen proportional $\sin\varphi$ ist. Das Maximum der Amplitudenverteilung des Impulsspektrums wird also stets dem Winkel $\varphi = 90°$ entsprechen, solange kein ballistisches Defizit auftritt. Auch bei Auftreten eines ballistischen Defizits wird nur eine geringfügige Verschiebung des Maximums nach kleineren Winkeln zu erwarten sein. Dies soll jedoch noch durch eine genauere Rechnung nachgewiesen werden (vgl. 3.1).

Berücksichtigen wir nun auf Grund oben stehender Ausführungen die Feldstärkeabhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit, den Einfluss der Diffusion der Elektronen auf die Funktion $S(z)$ und den Einfluss des ballistischen Defizits auf die Amplitudenverteilung des Impulsspektrums, so erhalten wir aus Formel (1) statt (5a)

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0}\left(1 + \frac{K(p)}{u \cdot E} \cdot \frac{S(z)}{\sin\varphi}\right). \tag{6}$$

Die Einflüsse der Faktoren $\sin\varphi$, $S(z)$ und u auf die Steigung und den Ordinatenschnittpunkt der Sättigungsgeraden sollen nun einzeln berechnet werden.

3.1. Einfluss des ballistischen Defizits. Berechnung von cos φ

Nach HAEBERLI[1]) gilt für Gase mit wenig Elektronenanlagerung

$$\beta = 1 - \frac{A}{A_0} \cong \frac{\eta}{6}\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{\eta}{3}\right). \tag{7}$$

wobei

β: ballistisches Defizit.
A: Amplitude bzw. Impulshöhe.
A_0: Amplitude ohne ballistisches Defizit.
τ_0: Zeitkonstante des Verstärkers in sec.
τ: Impulsdauer in sec.
η: Anteil des Ionenstromes an der gemessenen Ladung;

ferner bedeuten

R: Reichweite der α-Teilchen in cm.
d: Elektrodendistanz in cm.
p: Druck in ata.
V: Elektrodenspannung in Volt.
u_+: Beweglichkeit der positiven Ionen ($cm^2\ Volt^{-1}\ sec^{-1}$).

Für die Impulsdauer gilt annähernd

$$\tau = 1{,}15\,\frac{d \cdot R}{u_+ \cdot V}\cos\varphi, \tag{8}$$

und da

$$\eta = \frac{R}{d}\cos\varphi\ , \tag{9}$$

so ergibt sich schliesslich

$$\cos\varphi \cong \frac{0{,}91}{R}\sqrt[3]{\frac{12}{d}\cdot\beta\cdot\tau_0{}^2\cdot u_+{}^2\cdot V^2}\ . \tag{10}$$

Mit Hilfe dieser Formel fanden wir anhand einer Messreihe mit einer Elektrodendistanz von 15 mm (vgl. 4.1), dass der Faktor sin φ in Formel (1) bzw. (6) für die verwendeten Feldstärken und Drucke nie kleiner als 0,998 wird. Für $\beta = 0$ ist sin φ exakt gleich 1.

Daraus sieht man sofort, dass die Berücksichtigung der Winkelabhängigkeit des ballistischen Defizits keinen Einfluss auf die Sättigungsgeraden hat. Wir können daher im folgenden sin φ stets gleich 1 setzen.

3.2. Einfluss der Diffusion. Berechnung von S(z)

Der Einfluss der Funktion $S(z)$ auf die extrapolierte Sättigungsladung lässt sich mit Hilfe der Einsteinschen Beziehung zwischen Beweglichkeit und Diffusionskonstante abschätzen:

$$D = \frac{kT}{e}\cdot\varepsilon\cdot u\,[\mathrm{cm^2 sec^{-1}}]. \tag{11}$$

ε bedeutet das Verhältnis von mittlerer kinetischer Energie zu thermischer Energie des Elektrons:

$$\varepsilon = \frac{\frac{1}{2}\,m\,\overline{v^2}}{\frac{3}{2}\,kT}\ . \tag{12}$$

Damit ergibt sich für Zimmertemperatur ($T = 290°$ K) folgende Formel für z:

$$z = 800 \left(\frac{E}{\varepsilon} \cdot b\right)^2 = 800 \left(\frac{E}{\varepsilon} \cdot \frac{b_0}{p_{\text{ata}}}\right)^2. \tag{13}$$

wobei b_0 den Wert für b bei einem Druck von 1 ata bedeutet. Für CO_2 ist nach JAFFÉ $b_0 = 1{,}2 \cdot 10^{-3}$ cm; $\varepsilon = \varepsilon(E/p)$ ist bei HEALEY und REED[8]) angegeben. Setzt man in (13) die bei den Messungen verwendeten Werte für die Feldstärke, den Druck und die sich hieraus ergebenden ε-Werte für CO_2 ein, so sieht man, dass z sehr grosse Beträge annimmt. Für die schon erwähnte Messreihe mit einer Elektrodendistanz von 15 mm und Drucken von 3, 6, 8 und 10 ata liegt z zwischen den Werten $32 \leqq z \leqq 460$. Im Bereich so grosser z-Werte kann man $S(z)$ in guter Näherung mit Hilfe der (semikonvergenten) Reihe

$$S(z) \cong \sum_{\nu=0}^{n} \frac{(-1)^\nu \cdot (2\nu)!^2}{\nu!^3} \cdot \frac{1}{(4z)^\nu} \; (n < z) \tag{14}$$

berechnen[12]).

Für die weiteren Betrachtungen wollen wir von Gleichung (6) ausgehen. Es wird sich dabei als zweckmässig erweisen, folgende Abkürzungen einzuführen:

$$x = 1/E \;,\; y = 1/Q \;,\; y_0 = 1/Q_0;$$

ferner soll stets $\sin \varphi = 1$ und $u =$ const. sein. Setzen wir zunächst auch $S(z) =$ const. $= 1$ und tragen die Resultate der bei einem bestimmten

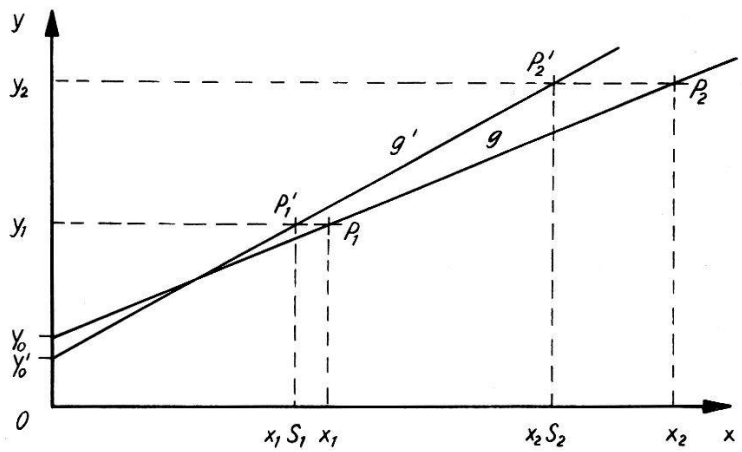

Fig. 1

Einfluss von $S(z)$ auf Steigung und Ordinatenschnittpunkt einer Sättigungsgeraden (der besseren Übersicht wegen sind die Abweichungen zwischen g und g' stark übertrieben gezeichnet).

Druck p aufgenommenen Messreihe im (x, y)-Koordinatensystem auf, so erhalten wir nach der bekannten Methode der kleinsten Quadrate eine Gerade g (Fig. 1), die wir als «unkorrigierte Sättigungsgerade» bezeichnen wollen. Durch Berücksichtigung der Feldstärkeabhängigkeit von $S(z)$ er-

halten wir aus g eine «korrigierte Sättigungsgerade» g'. Dabei verfahren wir folgendermassen:

Wir markieren zwei Punkte auf g: $P_1(x_1,y_1)$ und $P_2(x_2,y_2)$. Mit Hilfe von (13) und (14) berechnen wir sodann S_1 und S_2, das sind die Werte von $S(z)$ an den Stellen x_1 und x_2. Durch Multiplikation der Abszissenwerte x_1 und x_2 mit S_1 bzw. S_2 erhalten wir die Punkte $P_1'(x_1S_1, y_1)$ und $P_2'(x_2S_2,y_2)$, die die korrigierte Sättigungsgerade g' bestimmen. Der Ordinatenschnittpunkt $(0, y_0)$ geht bei dieser Korrektur in den Punkt $(0, y_0')$ über, d. h. die für Extrapolation nach $E = \infty$ erhaltene Sättigungsladung Q_0 erfährt eine Änderung

$$\Delta Q_0 = Q_0' - Q_0 = 1/y_0' - 1/y_0 \ .$$

Die relative Änderung $\Delta Q_0/Q_0 = -\Delta y_0/y_0$ lässt sich wie folgt berechnen:

Die Gleichung der Geraden g lautet:

$$y = \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1}\, x + \frac{y_1x_2 - y_2x_1}{x_2 - x_1}, \tag{15a}$$

die Gleichung der Geraden g':

$$y = \frac{y_2 - y_1}{x_2S_2 - x_1S_1}\, x + \frac{y_1x_2S_2 - y_2x_1S_1}{x_2S_2 - x_1S_1}. \tag{15b}$$

Daraus ergibt sich sofort

$$y_0 = \frac{y_1x_2 - y_2x_1}{x_2 - x_1} \tag{16a}$$

$$y_0' = \frac{y_1x_2S_2 - y_2x_1S_1}{x_2S_2 - x_1S_1} \tag{16b}$$

und

$$\frac{\Delta Q_0}{Q_0} = -\frac{\Delta y_0}{y_0} \cong \frac{y_0 - y_0'}{y_0} = 1 - \frac{(y_1x_2S_2 - y_2x_1S_1)\cdot(x_2 - x_1)}{(y_1x_2 - y_2x_1)\cdot(x_2S_2 - x_1S_1)}. \tag{17}$$

Mit dieser Formel ergibt sich für die oben schon erwähnte Messreihe ($d = 15$ mm) für die reziproke Sättigungsladung bei $p = 10$ ata eine Korrektur von -3%. Die Abweichung vom genauesten Wert für $1/Q_0$ (bei $p = 3$ ata) beträgt jedoch -57% (vgl. Fig. 2). Daraus geht eindeutig hervor, dass die Abhängigkeit der Funktion $S(z)$ von der Feldstärke und der Diffusion nicht für die anomale Druckabhängigkeit der Sättigungsladung für Po-α-Teilchen in CO_2 verantwortlich gemacht werden kann. – Das Vorzeichen der Korrektur bedeutet sogar eine Vergrösserung des Effektes. – Bei 8 ata ist der absolute Betrag der Korrektur schon kleiner als ein Prozent, d. h. er liegt schon innerhalb der Fehlergrenzen für $1/Q_0$, und für die Drucke 6 ata und 3 ata ist überhaupt kein Einfluss mehr festzustellen. Aus diesem Grunde erschien es uns berechtigt, die durch $S(z)$ bedingten Korrekturen gegenüber dem Einfluss der im nächsten Abschnitt behandelten Feldstärkeabhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit u zu vernachlässigen.

3.3. *Einfluss der Elektronenbeweglichkeit*

Berücksichtigen wir nach den obigen Ausführungen nur die Veränderlichkeit von u und nehmen $S(z)$ als konstant an, so folgt aus (6) unmittelbar

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0}\left(1 + \frac{k(p)}{u \cdot E}\right). \tag{18}$$

und da $u \cdot E$ gleich der Elektronenwanderungsgeschwindigkeit v ist (Definition von u):

$$\frac{1}{Q} = f\left(\frac{1}{v}\right) = \frac{1}{Q_0}\left(1 + \frac{k(p)}{v}\right). \tag{18a}$$

Aus dieser Formel folgt unmittelbar: Rührt die anomale Druckabhängigkeit der Sättigungsladung beim CO_2 tatsächlich von der Feldstärkeabhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit her, so müssen die verschiedenen Sättigungsgeraden, die sich durch Variation des Druckes aus Gleichung (18a) ergeben, einen und denselben Ordinatenschnittpunkt haben. Dieser Punkt auf der $1/Q$-Achse gibt dann den druckunabhängigen Wert der reziproken Sättigungsladung $1/Q_0$. Dies soll nun anhand der Versuchsergebnisse geprüft werden.

4. Diskussion der Messergebnisse

4.1. *Ergebnisse für CO_2*

Die für das CO_2 verwendete Gasreinigungsanlage war dieselbe, wie sie schon in einer früheren Arbeit beschrieben wurde[2]). Um ein möglichst reines Gas zu erhalten, reinigten wir kontinuierlich, d. h. wir liessen auch während der Messung das Gas ständig durch die Ionisationskammer und den Calciumofen zirkulieren.

Auf diese Weise wurden nun die Sättigungskurven für 3, 6, 8 und 10 ata CO_2 bei einer Elektrodendistanz von 15 mm ausgemessen. Das Ergebnis ist aus Figur 2 ersichtlich: Die mit Hilfe der Gleichung (5a) erhaltenen Sättigungsgeraden zeigen genau dieselben Eigenschaften, die schon früher[1])[2]) festgestellt wurden, nämlich eine systematische Vergrösserung der Sättigungsladung mit steigendem Druck.

Figur 3 zeigt den Verlauf der Sättigungsgeraden bei Berücksichtigung der Elektronenbeweglichkeit. Auf der Abszisse sind hier nicht die reziproken Feldstärken, sondern die reziproken Elektronenwanderungsgeschwindigkeiten aufgetragen (vgl. Gl. 18a). Die Werte für die Wanderungsgeschwindigkeiten entnahmen wir der graphischen Darstellung der v-Kurve (das ist der Verlauf der v-Werte als Funktion von E/p) bei Rossi und Staub[11]). Diese v-Kurve wurde durch Mittelung aller bisher bekannten Messungen der Elektronenwanderungsgeschwindigkeit in CO_2 erhalten. Leider sind die angeführten v-Werte nicht sehr genau, wie schon die Streuung der einzelnen Messpunkte erkennen lässt. Man muss mit einer Unsicherheit von 10% rechnen. Genauere Werte konnten wir bisher

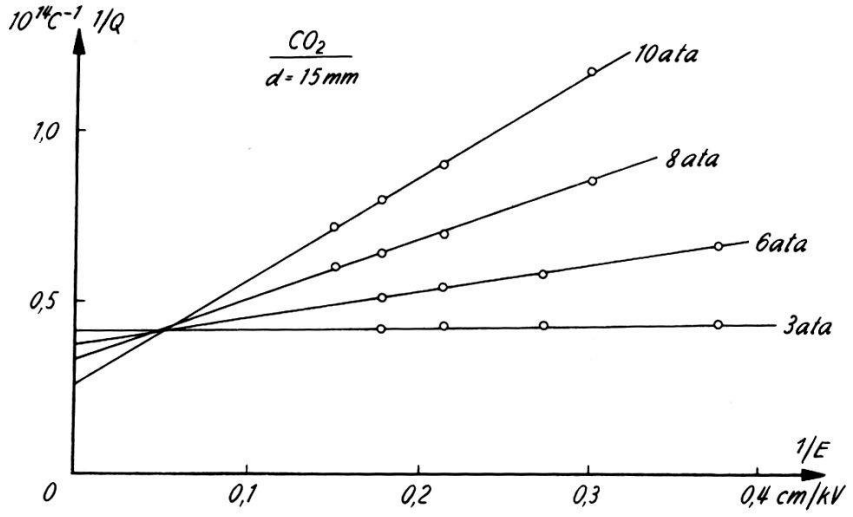

Fig. 2

Sättigungsgeraden von CO_2 bei verschiedenen Fülldrucken und 15 mm Elektrodendistanz. In der Abszisse ist die reziproke Feldstärke in Einheiten von cm/kV aufgetragen, in der Ordinate die reziproke Ladung in 10^{14} C^{-1}.

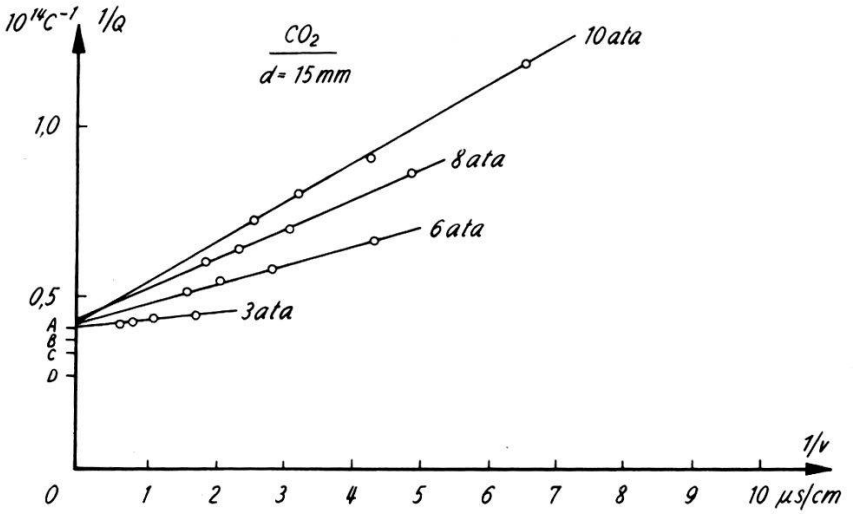

Fig. 3

Sättigungsgeraden von CO_2 bei verschiedenen Fülldrucken und 15 mm Elektrodendistanz. In der Abszisse ist die reziproke Elektronenwanderungsgeschwindigkeit in Einheiten von μs/cm aufgetregen, in der Ordinate die reziproke Ladung in 10^{14} C^{-1}. Die markierten Punkte *A*, *B*, *C*, *D* auf der Ordinate bezeichnen die Schnittpunkte der unkorrigierten Geraden für 3, 6, 8, 10 ata (vgl. Fig. 2).

in der Literatur nicht finden. Trotzdem ist der Einfluss der Elektronenbeweglichkeit eindeutig festzustellen, wenn wir die Figuren 2 und 3 miteinander vergleichen: Die Druckabhängigkeit der Sättigungsladung ist in Figur 3 verschwunden; sämtliche korrigierten Sättigungsgeraden liefern denselben Wert für $1/Q_0$. Die geringe Streuung der Ordinatenschnittpunkte liegt innerhalb der Messfehlergrenzen. Bestimmt man mit Hilfe des Mittelwertes der Ordinatenschnittpunkte die Arbeit pro Ionenpaar für Po-α-Teilchen in CO_2, so erhält man den Wert $W = 34{,}0 \pm 0{,}3$ eV. Dieser Wert stimmt mit den Resultaten früherer Arbeiten überein (vgl. Tabelle IV bei BIBER, HUBER und MÜLLER[2])).

In Figur 4 und 5 sind die korrigierten Sättigungsgeraden für Elektrodendistanzen von 30 und 40 mm dargestellt. Sie wurden aus den Messresultaten von BIBER, HUBER und MÜLLER durch Berücksichtigung der Elektronenbeweglichkeit gemäss Gleichung (18) erhalten. Bei $d = 40$ mm (Fig. 5) scheint noch eine kleine, wenn auch stark reduzierte Druckabhängigkeit der Sättigungsladung vorhanden zu sein. Es lässt sich jedoch zeigen, dass die Unterschiede der extrapolierten $1/Q_0$-Werte innerhalb der durch die Unsicherheit der Elektronenwanderungsgeschwindigkeit bestimmten Fehlergrenzen liegen. Die Unsicherheit der v-Werte wächst mit abnehmender Feldstärke.

Es ist zunächst überraschend, dass sowohl die korrigierten Sättigungskurven als auch die unkorrigierten die Form von Geraden haben. Geben die ersteren wirklich den wahren Sachverhalt wieder, so müssten nach Gleichung (18) die letzteren gekrümmt sein. Diese Tatsache lässt sich folgendermassen erklären: Das verwendete Hochspannungsnetzgerät hat einen ganz bestimmten Spannungsbereich (1–11 kV); variieren wir nun bei fester Elektrodendistanz (festem Druck) den Druck (die Elektrodendistanz), so erhalten wir wegen der Beziehung $E/p = V/dp$ für jedes p (jedes d) einen andern E/p-Bereich. Innerhalb eines einzelnen solchen Bereiches lässt sich nun wegen der schwachen Krümmung die v-Kurve sehr gut durch eine Gerade approximieren, jedoch haben die zu verschiedenen Bereichen gehörigen Geraden verschiedene Steigungen. Für jede Sättigungskurve in Figur 2 ist also die Beweglichkeit u in guter Näherung konstant, d. h. die Kurve ist eine Gerade. Für jede Sättigungsgerade (verschiedene p) hat jedoch u einen anderen Wert. Deswegen werden bei Vernachlässigung der Veränderlichkeit von u die Steigungen der Sättigungsgeraden und somit auch die extrapolierten Ordinatenschnittpunkte falsch bestimmt.

4.2. Messergebnisse anderer Autoren[1])[2]) *an elektropositiven Gasen*

Es ist hier die Frage zu klären, ob der untersuchte Effekt für das CO_2 spezifisch ist, bzw. warum bei anderen elektropositiven Gasen nicht dieselbe Druckabhängigkeit der Sättigungsladung gefunden wurde. Unter-

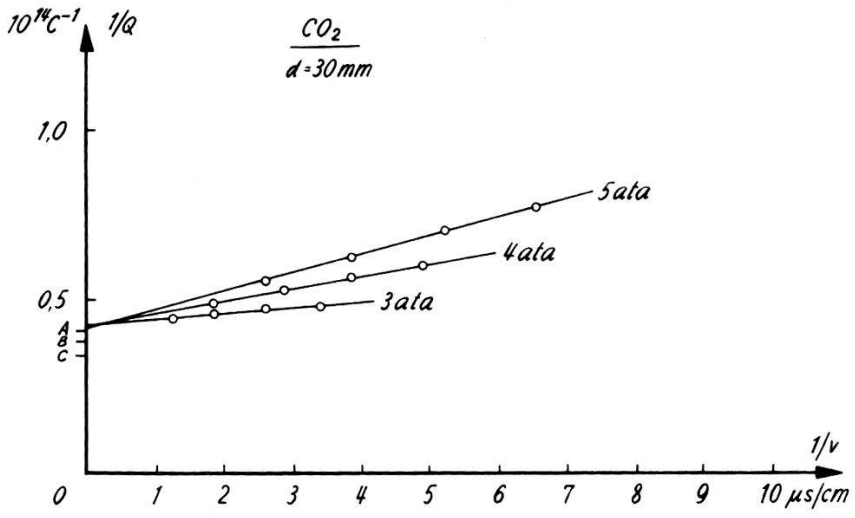

Fig. 4

Sättigungsgeraden von CO_2 bei 30 mm Elektrodendistanz. Die markierten Punkte auf der Ordinate *A*, *B*, *C* bezeichnen die Schnittpunkte der unkorrigierten Geraden für 3, 4, 5 ata. Einheiten wie Figur 2.

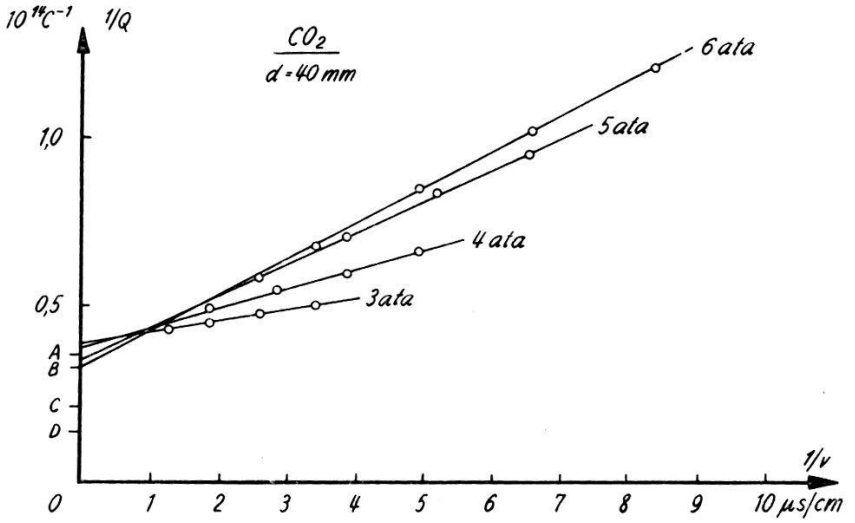

Fig. 5

Sättigungsgeraden von CO_2 bei 40 mm Elektrodendistanz. Die markierten Punkte auf der Ordinate *A*, *B*, *C*, *D* bezeichnen die Schnittpunkte der unkorrigierten Geraden für 3, 4, 5, 6 ata. Einheiten wie Figur 3.

suchungen liegen vor für die Gase He, H_2, N_2, A, CH_4, BF_3, NH_3 und H_2S. Der Grund ist nach obenstehenden Ausführungen offenbar im Verlauf der v-Kurven dieser Gase zu suchen. Zeigen diese Kurven einen geradlinigen Verlauf, so kann der Effekt nicht auftreten, sind sie stark gekrümmt, so sollte der Effekt sich zeigen.

Für Argon[13][14]) und N_2[13]) sowie für CH_4[14]) sind genaue v-Werte bereits gemessen worden; sie zeigen tatsächlich in dem untersuchten Bereich kleiner E/p-Werte einen linearenVerlauf, bzw. sind so schwach gekrümmt, dass sich innerhalb der Messfehlergrenzen der Effekt nicht zeigen kann. Für BF_3 ist der lineare Verlauf der v-Kurve aus der graphischen Darstellung bei Rossi und Staub[11]) ersichtlich. Für NH_3 findet man Tabellen für v bei Healey und Reed[8]) im Bereiche $4 \leqq E/p \leqq 32$ Volt/cm·Torr. Eine Extrapolation dieser Werte lässt für den Bereich 1–4 Volt/cm·Torr ebenfalls Linearität erwarten. Für H_2S sind bisher noch keine v-Kurven gemessen worden.

Für H_2 und He sind ebenfalls Werte bei Healey und Reed angegeben, jedoch lassen sich daraus in dem für unsere Betrachtungen massgebenden Gebiet von etwa 0,10–0,80 Volt/cm·Torr keine zuverlässigen Angaben über v gewinnen; dasselbe gilt für die von Nielsen et al.[15][16]) sowie von Hornbeck[17]) veröffentlichten $(E/p, v)$-Diagramme. Dennoch scheint bei beiden Gasen in diesem Gebiet eine Krümmung der v-Kurven vorhanden zu sein, die einen nachweisbaren, wenn auch schwachen Effekt erwarten liesse.

Es wäre nun naheliegend gewesen, Wasserstoff und Helium bezüglich der Sättigungsladung für verschiedene Drucke zu untersuchen. Es schien uns jedoch interessanter, Gasmischungen auszumessen, deren v-Werte wesentlich genauer bekannt sind als die des H_2 und des He und damit auch eine zuverlässigere Diskussionsbasis gewährleisten.

5. Untersuchungen an Gasmischungen

Die für unsere Untersuchungen günstigsten Gase bzw. Gasmischungen sind solche, bei denen die Elektronenbeweglichkeit innerhalb eines mit unseren apparativen Hilfsmitteln realisierbaren E/p-Bereiches stark variiert; das bedeutet starke Krümmung der v-Kurven innerhalb dieses Bereiches. Der Unterschied der Darstellungen gemäss Gleichung (5a) bzw. (18a) lässt sich am besten an solchen Gasen feststellen, bei denen die v-Kurven einen geradlinigen und einen gekrümmten Teil aufweisen. Ein derartiges Verhalten zeigen die von English und Hanna[14]) gemessenen v-Kurven für A–CO_2- und A–CH_4-Mischungen (vgl. auch Fig. 12 und 13). Wir wählten für unsere Untersuchungen folgende Mischungen:

1. 95% A + 5% CO_2
2. 70% A + 30% CH_4
3. 80% A + 20% CH_4.

Es muss hier noch bemerkt werden, dass für diese Gasmischungen keinerlei Angaben für die Grössen ε und b_0 (vgl. 3.2), die man zur Berechnung von z und damit auch von $S(z)$ benötigt, bekannt sind. Es ist durchaus möglich, dass der Einfluss der Funktion $S(z)$ auf die Sättigungskurven dieser Gase nicht mehr vernachlässigbar ist. $\varepsilon = \varepsilon(E/p)$ kann sich nämlich im untersuchten Feldstärkebereich stark ändern (wie z. B. beim Argon), während es für CO_2 in erster Näherung konstant ist. Wir können daher nicht erwarten, dass die Sättigungskurven nach Gleichung (18a) so gut mit der Theorie übereinstimmen, wie dies für CO_2 der Fall war.

5.1. Messergebnisse für Mischung 1:95% A + 5% CO_2

In Figur 6 sind die Messergebnisse für die Drucke 5, 8, 12 und 15 ata nach Gleichung (5a) dargestellt. Die Distanz der Ionisationskammerelektroden betrug bei diesen wie auch bei allen folgenden Messungen 20 mm. Bei einem Druck von 5 ata tritt im ganzen untersuchten Feldstärkebereich Sättigung auf, d. h. die gemessenen Ladungen sind unabhängig von der Feldstärke. Daher ist die Sättigungskurve für 5 ata eine waagrechte Gerade. Bei 8 ata erhalten wir eine schwach gekrümmte Sättigungskurve, die für grosse Feldstärken in die Sättigungsgerade für 5 ata übergeht. Die Krümmung dieser Kurve ist allerdings so schwach, dass man rein graphisch innerhalb der Messfehlergrenzen ebenso gut eine Gerade durch die Messpunkte legen könnte. Mit Hilfe der Gauss'schen Methode der kleinsten Quadrate lässt sich jedoch zeigen, dass man eine Parabel 2. Grades besser dem Verlauf der Messpunkte anpassen kann als eine Gerade. Diese Parabel verläuft zwar sehr flach, hat aber doch eine nachweisbare Krümmung. Das gleiche gilt für die Sättigungskurve bei 12 ata. Hier ist die Parabel durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet. Aus Gründen, auf die wir später (Abschn. 6) näher eingehen wollen, wurde der flache Verlauf der Sättigungsparabel für grosse $1/E$-Werte durch eine Gerade approximiert. Durch Extrapolation für $E \to \infty$ erhält man mit Hilfe dieser Geraden einen Ordinatenschnittpunkt, der beträchtlich vom $1/Q_0$-Wert der Sättigungsgeraden für 5 ata abweicht. Bei einem Druck von 15 ata liegen alle Messpunkte auf einer Geraden; es lässt sich hier keine Krümmung der Sättigungskurve nachweisen. Der durch Extrapolation erhaltene Ordinatenschnittpunkt fällt gerade mit dem Punkt zusammen, der sich durch lineare Extrapolation der Sättigungskurve für 12 ata bei kleinen Feldstärken ergab.

Figur 7 zeigt den Verlauf der Sättigungskurven gemäss Gleichung (18a). Hier ist als Abszisse statt $1/E$ die reziproke Wanderungsgeschwindigkeit $1/v$ der Elektronen aufgetragen. In dieser Darstellung haben sämtliche Sättigungskurven die Form von Geraden. Oberhalb eines bestimmten v-Wertes ($\sim$ 3,7 cm/μsec, in der Figur durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet) machen sich jedoch bei allen Sättigungsgeraden starke

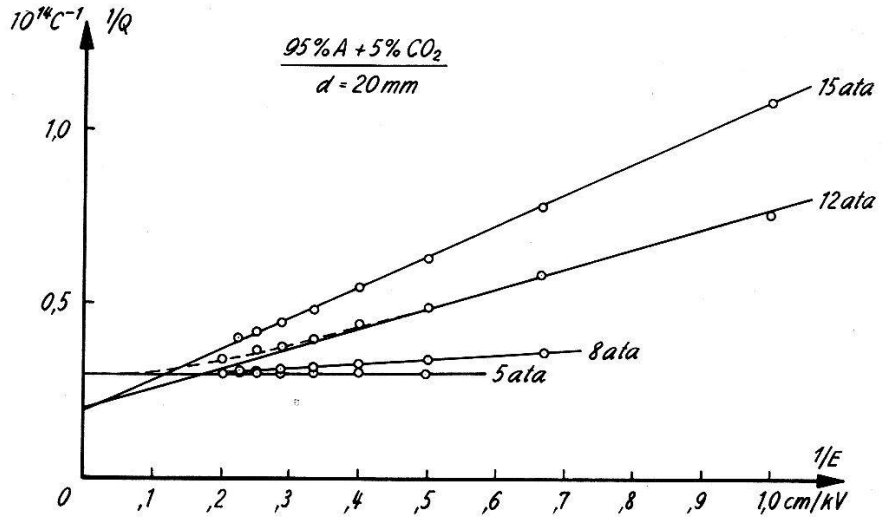

Fig. 6

Sättigungskurven von 95% A + 5% CO_2 bei 20 mm Elektrodendistanz. Einheiten wie Figur 2.

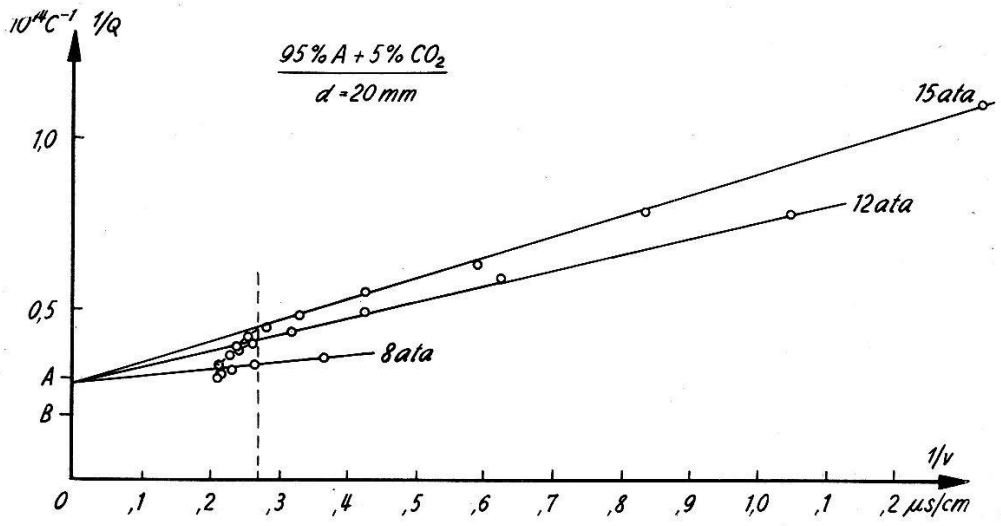

Fig. 7

Sättigungskurven von 95% A + 5% CO_2 bei 20 mm Elektrodendistanz. Die markierten Punkte auf der Ordinate *A*, *B* bezeichnen die Schnittpunkte der unkorrigierten Kurven für 5 und 8 bzw. 12 und 15 ata (vgl. Fig. 6). Einheiten wie Figur 3.

Abweichungen vom geradlinigen Verlauf bemerkbar. Die Sättigungskurve für 5 ata schrumpft in dieser Darstellung sogar zu einem Punkt zusammen. Die Ursachen dieser Effekte sollen im nächsten Abschnitt diskutiert werden. Wichtig ist hier aber noch die Feststellung, dass sich durch Extrapolation der linearen Bereiche der Sättigungskurven für 8, 12 und 15 ata eine Sättigungsladung ergibt, die mit der wahren Sättigungsladung innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmt.

5.2. Messergebnisse für Mischung 2: 70% A + 30% CH_4

In Figur 8 und 9 sind die Ergebnisse der Messungen an einer Mischung von 70% A + 30% CH_4 wiedergegeben. Auch hier finden wir nach Gleichung (5a) eine Druckabhängigkeit der Sättigungsladung (Fig. 8). Bei einem Druck von 2 ata tritt vollständige Sättigung im untersuchten Feldstärkebereich auf: die Sättigungskurve für 2 ata ist eine waagrechte Gerade. Für 5 ata ergibt sich bei grossen Feldstärken deutlich eine Krümmung der Sättigungskurve (gestrichelt gezeichnet). Eine Extrapolation dieser Kurve für $E \to \infty$ liefert dieselbe Sättigungsladung wie die Sättigungsgerade für 2 ata. Der lineare Teil der Sättigungskurve für kleine Feldstärken ergibt bei Extrapolation einen wesentlich grösseren Wert für Q_0. Für Drucke $p \geqq 7$ ata tritt bei kleinen Feldstärken grosses ballistisches Defizit auf ($> 10\%$), so dass die mit Hilfe einer Näherungsformel korrigierten Werte für die reziproken Ladungen sehr ungenau werden und sich für unsere Auswertungen nicht eignen. Ausserdem zeigt sich mit zunehmendem ballistischem Defizit eine allmähliche Verbreiterung des Signals am Verstärkerausgang. Dies kann aber nur durch eine teilweise Elektronenanlagerung erklärt werden: die in der Nähe der Hochspannungselektrode gebildeten negativen Ionen verlängern durch ihre grosse Laufzeit zur Auffängerelektrode die Impulsdauer. Durch eine teilweise Elektronenanlagerung ändert sich aber die mittlere Beweglichkeit der Ladungsträger in der Kammer, d. h. wir dürfen in Formel (6) bzw. (18) für u nicht mehr die Elektronenbeweglichkeit einsetzen. Damit sind die bei der Herleitung von Gleichung (18a) gemachten Voraussetzungen nicht mehr erfüllt. Aus diesem Grunde haben wir auf die Ausmessung der Sättigungskurven für Drucke $\geqq 7$ ata verzichtet.

Die Darstellung der Sättigungskurven gemäss Gleichung (18a), bei der als Abszisse die reziproke Elektronenwanderungsgeschwindigkeit aufgetragen ist, ergibt bei einem Druck von 2 ata ebenfalls eine waagrechte Gerade (Fig. 9) und denselben Wert für die Sättigungsladung Q_0, der aus der Darstellung nach (5a) folgt. Auch bei 5 ata erhält man für kleine Feldstärken eine Gerade, deren Schnittpunkt mit der Ordinatenachse innerhalb der Fehlergrenzen mit $1/Q_0$ übereinstimmt. Oberhalb eines bestimmten v-Wertes ($\sim 7{,}7$ cm/μsec) treten auch hier starke Abweichun-

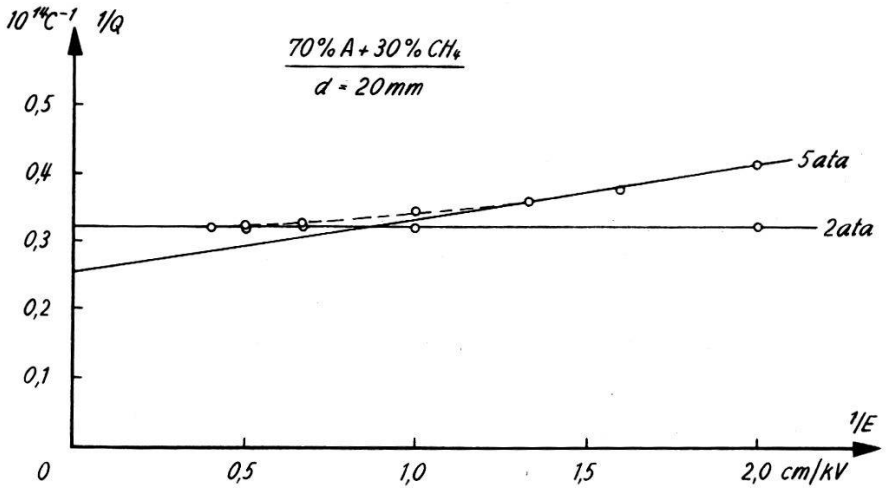

Fig. 8

Sättigungskurven von 70% A + 30% CH_4 bei 20 mm Elektrodendistanz. Einheiten wie Figur 2.

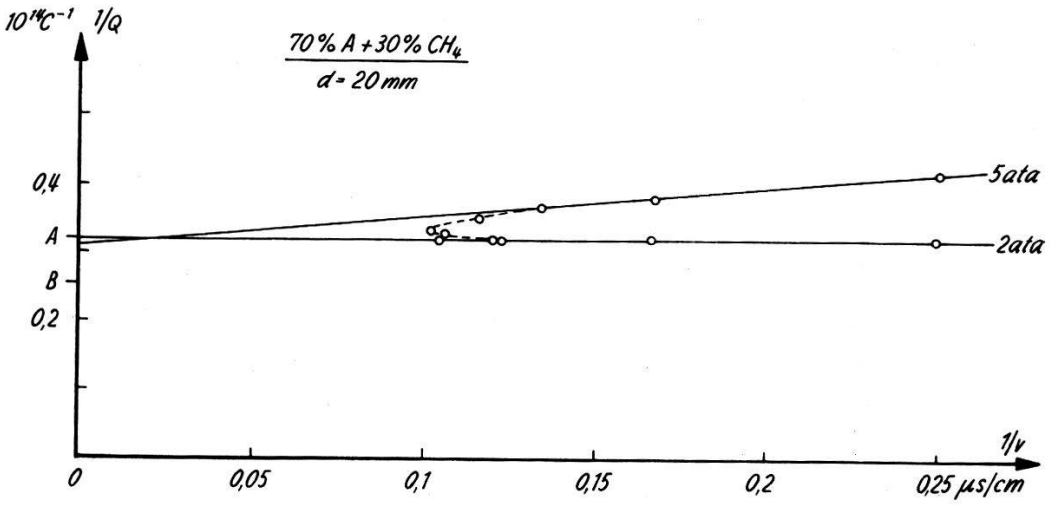

Fig. 9

Sättigungskurven von 70% A + 30% CH_4 bei 20 mm Elektrodendistanz. Die markierten Punkte auf der Ordinate *A*, *B* bezeichnen die Schnittpunkte der unkorrigierten Kurven für 2 und 5 ata (vgl. Fig. 8). Einheiten wie Figur 3.

gen vom geradlinigen Verlauf auf. Die (gestrichelt gezeichnete) Sättigungsparabel geht für grosse Feldstärken in die Sättigungsgerade für 2 ata über. Der Grund liegt in der Tatsache, dass die Wanderungsgeschwindigkeit v der Elektronen in dem Feldstärkebereich, der unmittelbar vor dem Sättigungsbereich liegt, mit zunehmendem E abnimmt (vgl. Abschn. 6).

5.3. Messergebnisse für Mischung 3: 80% A + 20% CH_4

Figur 10 und 11 zeigen den Verlauf der Sättigungskurven für das Gemisch 80% A + 20% CH_4. Man sieht sofort die Ähnlichkeit mit den in 5.2 beschriebenen Sättigungskurven. Mit Ausnahme von zwei wesentlichen Unterschieden gilt für die Mischung 3 genau dasselbe wie für die Mischung 2. Diese beiden Unterschiede sind folgende:

1. Die Druckabhängigkeit der Sättigungsladung, die sich aus (5a) ergibt, ist für Mischung 3 geringer als für Mischung 2.
2. Die Darstellung der Sättigungskurven nach (18a) ergibt für Mischung 2 keine Druckabhängigkeit der Sättigungsladung (vgl. 5.2), während für Mischung 3 die Druckabhängigkeit der Sättigungsladung zwar verringert wird, aber doch nicht ganz verschwindet: der Unterschied der durch Extrapolation der linearen Bereiche erhaltenen $1/Q_0$-Werte überschreitet die Fehlergrenzen.

6. Diskussion der Messresultate an den Gasmischungen

Der Verlauf der Sättigungskurven für die verschiedenen Gasmischungen lässt sich am besten an Hand der v-Kurven erklären. In Figur 12 ist die Elektronenwanderungsgeschwindigkeit v in der Mischung 1 (95% A + 5% CO_2) als Funktion von E/p nach den Messergebnissen von English und Hanna[14]) dargestellt. E/p ist in Einheiten von Volt/cm·Torr aufgetragen, v in cm/μsec. Figur 13 zeigt die v-Kurven von Mischung 2 (70% A + 30% CH_4) und 3 (80% A + 20% CH_4) in denselben Einheiten.

6.1. Mischung 1: 95% A + 5% CO_2

Die Messreihe für 15 ata erstreckt sich (mit Ausnahme von zwei Messungen bei grossen Feldstärken) über einen E/p-Bereich von etwa 0,1 bis 0,3 Volt/cm·Torr. Innerhalb dieses Bereiches, der in Figur 12 mit I bezeichnet ist, wächst v linear mit zunehmendem E/p, d. h. die Beweglichkeit u der Elektronen ist in I konstant. Wir müssen daher in der Darstellung nach Gleichung (5a) einen geradlinigen Verlauf der Sättigungskurve für 15 ata erwarten, was auch durch Figur 6 bestätigt wird. Die Messreihe für 12 ata erstreckt sich über einen E/p-Bereich, der zum Teil in I, zum Teil in II verläuft. Wie aus Figur 12 ersichtlich, ist die v-Kurve innerhalb II (ca. 0,3–0,6 Volt/cm·Torr) stark gekrümmt: u ist nicht mehr

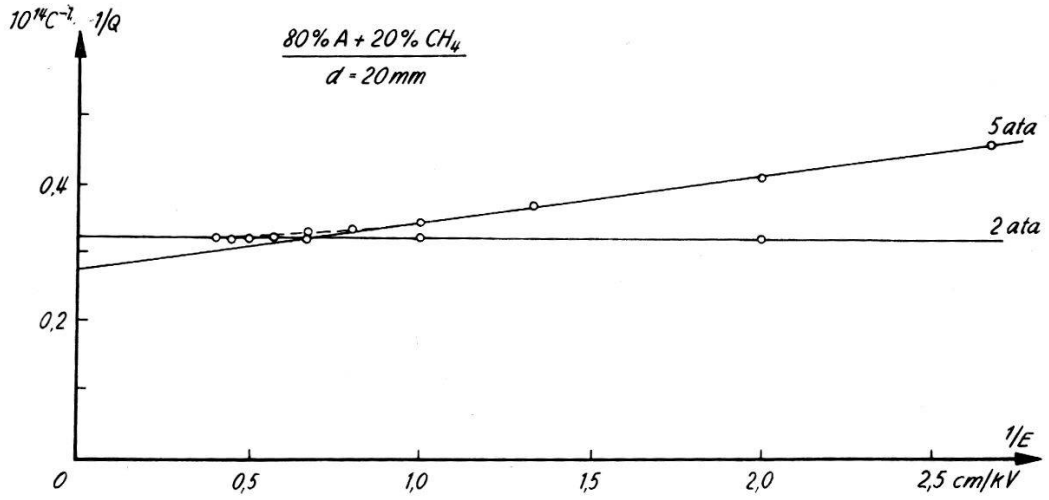

Fig. 10

Sättigungskurven von 80% A + 20% CH_4 bei 20 mm Elektrodendistanz. Einheiten wie Figur 2.

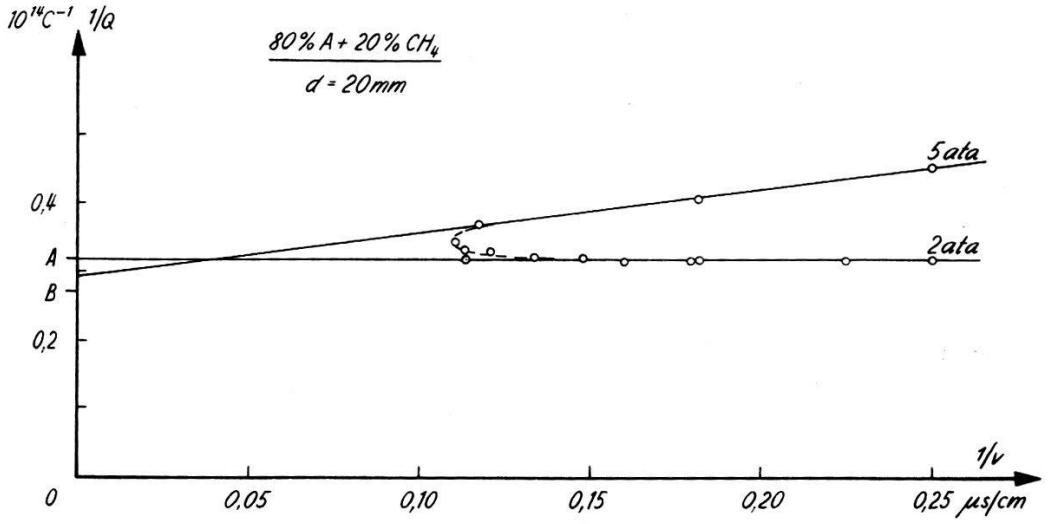

Fig. 11

Sättigungskurven von 80% A + 20% CH_4 bei 20 mm Elektrodendistanz. Die markierten Punkte auf der Ordinate *A*, *B* bezeichnen die Schnittpunkte der unkorrigierten Kurven für 2 und 5 ata (vgl. Fig. 10). Einheiten wie Figur 3.

konstant, sondern von der Feldstärke abhängig. Danach sollte die Sättigungskurve für 12 ata einen geradlinigen Verlauf für kleine Feldstärken und einen gekrümmten Verlauf für grosse Feldstärken zeigen. Auch dies wird durch die Messresultate bestätigt. Bei einem Druck von 8 ata liegen für die verwendeten Feldstärken sämtliche E/p-Werte innerhalb Bereich II der v-Kurve. Die Sättigungskurve für 8 ata kann demnach keine Gerade sein. Eine Krümmung der gemessenen Kurve lässt sich auch tatsächlich feststellen (vgl. 5.1). Bei 5 ata tritt, wie schon erwähnt, im ganzen untersuchten Feldstärkebereich Sättigung auf. Da Q konstant ist, erhalten wir in Figur 6 eine waagrechte Gerade, deren Ordinatenschnittpunkt den reziproken Wert der Sättigungsladung Q_0 ergibt. Durch Extrapolation der Sättigungsgeraden für 15 und 12 ata findet man aber einen bedeutend kleineren $1/Q_0$-Wert. Dies liegt offenbar daran, dass die Elektronenwanderungsgeschwindigkeiten bei 5 ata in Bereich III der v-Kurve liegen. Für die Bereiche I und III ergeben sich aber verschiedene Elektronenbeweglichkeiten, daher werden mit Hilfe der Gleichung (5a) die Steigungen und Ordinatenschnittpunkte der Sättigungsgeraden falsch bestimmt. Für genügend grosse Feldstärken muss man auch bei hohen Drucken Sättigung erreichen. Bei unseren Messungen macht sich diese Tatsache daran bemerkbar, dass die Sättigungskurven für 8 und 12 ata durch Extrapolation im Gebiet kleiner $1/E$-Werte in die Sättigungsgerade für 5 ata übergehen und damit auch die richtige Sättigungsladung ergeben. Bei 15 ata liegen in unserer Messreihe nur zwei Punkte in Bereich II der v-Kurve; daher ist eine Krümmung der Sättigungskurve im Gebiet grosser Feldstärken nicht zu erkennen.

Die Darstellung der Sättigungskurven nach Gleichung (18a) (Fig. 7) wurde bereits in 5.1 beschrieben. Es ist noch die Frage zu klären, warum im Gebiet grosser v-Werte bzw. grosser Feldstärken alle Sättigungskurven vom geradlinigen Verlauf abweichen, und warum die Sättigungskurve für 5 ata zu einem Punkt entartet. Letzteres folgt sofort aus der Tatsache, dass im Bereich III der v-Kurve (Fig. 12) v konstant ist, d.h. sich bei Variation der Feldstärke nicht ändert. Da ausserdem die gemessenen Ladungen bei 5 ata alle gleich sind, erhält man im $(1/v,\ 1/Q)$-Diagramm einen Punkt. Die Sättigungskurven für 8, 12 und 15 ata müssen diesem Punkt als Grenzwert zustreben, da man ja bei jedem Druck durch Erhöhen der Feldstärke schliesslich in das Sättigungsgebiet gelangt. Bemerkenswert ist noch die Tatsache, dass für sämtliche Sättigungskurven in Figur 7 die Abweichungen vom geradlinigen Verlauf oberhalb eines bestimmten v-Wertes beginnen. Dieser Wert beträgt 3,7 cm/μsec ($1/v = 0{,}27$ μsec/cm) und entspricht einem E/p von 0,32 Volt/cm·Torr. Wie aus Figur 12 ersichtlich, liegt dieser Wert gerade am Anfang des Bereiches II, d. h. zu Beginn der starken negativen Krümmung der v-Kurve. Wir wollen darauf noch zurückkommen (vgl. 6.3).

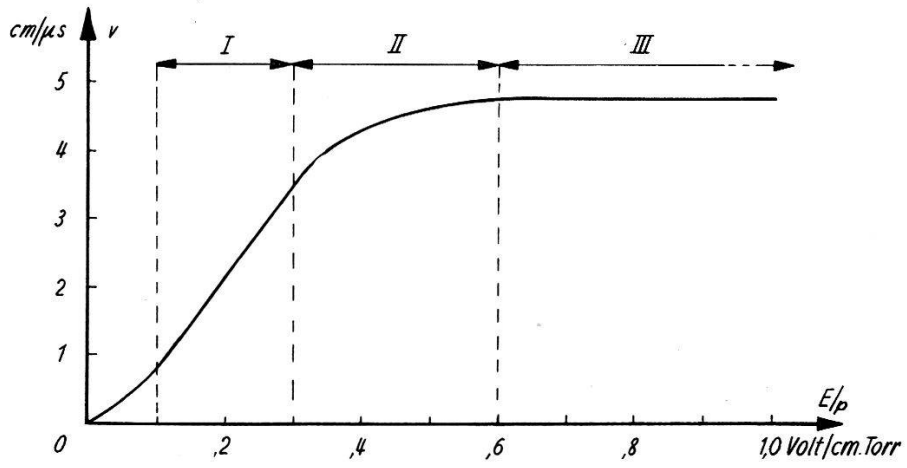

Fig. 12

Elektronenwanderungsgeschwindigkeit v als Funktion von E/p für die Mischung 95% A + 5% CO_2 (Eigenschaften der Bereiche I, II und III siehe Text).

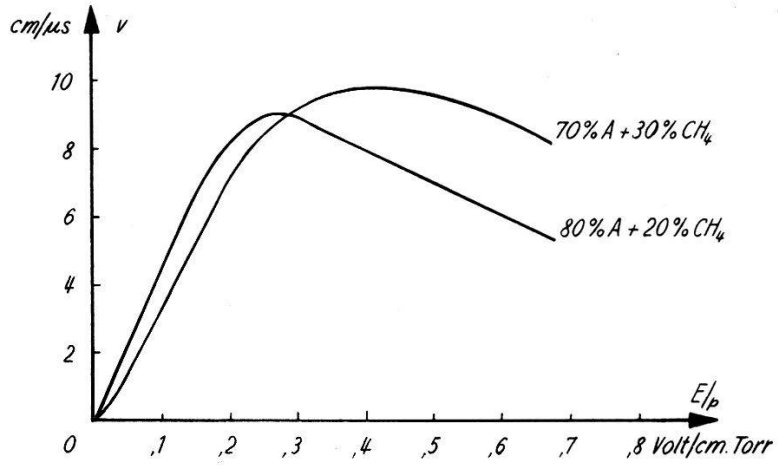

Fig. 13

Elektronenwanderungsgeschwindigkeit v als Funktion von E/p für die Mischungen 70% A + 30% CH_4 und 80% A + 20% CH_4.

6.2. *Mischung 2 und 3*

Figur 13 stellt die v-Kurven der Mischungen 2 (70% A + 30% CH_4) und 3 (80% A + 20% CH_4) dar. Für Mischung 2 verläuft v im Intervall $0 \leqq E/p \leqq 0{,}20$ Volt/cm·Torr linear, für $E/p > 0{,}20$ ist die v-Kurve gekrümmt, und von etwa 0,40 Volt/cm·Torr bis zum Ende des ausgemessenen Bereiches (0,66) nimmt v mit wachsendem E/p ab. Für Mischung 3 verläuft v linear bis etwa 0,15 Volt/cm·Torr, von da an gekrümmt, und für $E/p > 0{,}27$ sinkt v mit wachsendem E/p.

Durch ähnliche Betrachtungen, wie wir sie bei der Mischung 1 angewandt haben, folgt aus den graphischen Darstellungen der Sättigungskurven unmittelbar: Die Sättigungskurven für 5 ata verlaufen nach Gleichung (5a) (Fig. 8 und 10) im Bereich konstanter Elektronenbeweglichkeit (kleine E/p-Werte) geradlinig, im Bereich starker Feldstärkeabhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit gekrümmt (gestrichelt gezeichnet). Für grosse Feldstärken gehen die gekrümmten Sättigungskurven in die Sättigungsgerade für 2 ata über. Bei 2 ata tritt in beiden Gasen innerhalb des untersuchten Feldstärkebereiches vollständige Sättigung auf.

Die Darstellung der Sättigungskurven nach Gleichung (18a) (Fig. 9 und 11) zeigt, dass auch bei den Mischungen 2 und 3 von einem bestimmten v an Abweichungen vom geradlinigen Verlauf auftreten. Für Mischung 2 beträgt dieser v-Wert $\sim 7{,}7$ cm/μsec ($1/v = 0{,}13$ μsec/cm), für Mischung 3 $\sim 8{,}3$ cm/μsec ($1/v = 0{,}12$ μsec/cm); die entsprechenden E/p-Werte sind: für Mischung 2 0,22 Volt/cm·Torr, für Mischung 3 0,20 Volt/cm·Torr. Wie bei Mischung 1 liegen diese Werte in dem Bereich, in welchem die starke negative Krümmung der v-Kurven beginnt. Dass in den Figuren 9 und 11 die Sättigungskurven nicht in einem Punkt enden, wie das in Figur 7 der Fall ist, liegt daran, dass für die Mischungen 2 und 3 v für grosse E/p-Werte nicht konstant wird, sondern wieder abnimmt.

6.3. *Einfluss des Ramsauer-Effektes*

Wir wollen in diesem Abschnitt noch auf einen interessanten Zusammenhang hinweisen, der sich aus unseren Messresultaten ergibt. Wie wir bereits in den vorhergehenden Abschnitten festgestellt haben, beginnen die Abweichungen zwischen experimentellen und theoretischen Ergebnissen bei allen untersuchten Gasmischungen in einem E/p-Bereich, der unmittelbar vor dem Maximum der v-Kurven, d. h. im Bereich der beginnenden starken negativen Krümmung liegt. Dieser Bereich korreliert nun mit dem Anfang des sogenannten «Ramsauer-Gebietes», d. h. des Gebietes, in dem sich der Ramsauer-Effekt bemerkbar macht.

Der Ramsauer-Effekt macht sich bekanntlich durch ein Minimum im Verlauf der Funktion $\lambda = \lambda(\varepsilon)$ bemerkbar, wobei mit λ die mittlere freie

Weglänge der Elektronen bezeichnet ist. Da für kleine kinetische Energien auch λ klein wird, geht diesem Minimum stets ein Maximum voraus, d. h. es existiert ein bestimmter Energiebereich, in welchem λ mit wachsendem ε abnimmt. Da nun die Wanderungsgeschwindigkeit v der Elektronen λ direkt proportional und der Quadratwurzel aus ε umgekehrt proportional ist[11]), muss in diesem Bereich mit wachsendem ε auch v abnehmen. – Dieser Effekt lässt sich durch das relativ hohe erste Anregungsniveau des Argonatoms erklären. Inelastische Stösse zwischen Elektronen und Argonatomen können nur stattfinden, wenn die Elektronen eine Energie besitzen, die grösser ist als diejenige des ersten angeregten Zustandes des A-Atoms: 11,5 eV. Bei Elektronenenergien unter 11,5 eV finden nur elastische Stösse statt; der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung nimmt mit zunehmender Energie der Elektronen ab, d. h. die mittlere freie Weglänge wird grösser. Im Energiegebiet der angeregten Zustände des A-Atoms steigt der gesamte Wirkungsquerschnitt (σ_S) wieder an, um bei sehr hohen Elektronenenergien wiederum abzunehmen. Zusätze von mehratomigen Gasen wie CO_2 oder CH_4 bewirken eine Verschiebung der Extrema der v-Kurven nach grösseren E/p-Werten: die Elektronen verlieren Energie wegen der niederen Anregungsniveaux des CO_2 (CH_4)-Moleküls, sie erreichen daher erst bei grösseren Feldstärken Energien, die zur Anregung der A-Atome genügen.

Die Maxima und Minima im Verlauf der v-Kurven der verschiedenen A–CO_2- bzw. A–CH_4-Mischungen lassen sich also auf den Ramsauer-Effekt zurückführen. Da dieser Effekt in reinem CO_2, sowie in reinem CH_4 nicht auftritt, müssen diese Extrema bei Erhöhen des Prozentsatzes der zweiten Komponente der Mischungen immer flacher werden und schliesslich ganz verschwinden. Die von English und Hanna[14]) veröffentlichten Kurvenbilder zeigen tatsächlich diese Eigenschaften. – Auf die Korrelation zwischen den «Anomalien der v-Kurven» und dem Verlauf der freien Weglänge der Elektronen im Ramsauer-Gebiet haben übrigens English und Hanna auch schon hingewiesen.

7. Arbeit pro Ionenpaar

Zum Schluss seien noch die mit Hilfe der extrapolierten Sättigungsladungen ermittelten Werte der Arbeit pro Ionenpaar für Po-α-Teilchen in den hier untersuchten Gasen angegeben:

Gas	Arbeit pro Ionenpaar in eV
CO_2	34,0 ± 0,3
0,95 A + 0,05 CO_2	25,22 ± 0,11
0,70 A + 0,30 CH_4	27,43 ± 0,10
0,80 A + 0,20 CH_4	27,17 ± 0,12

Literaturverzeichnis

[1]) W. Haeberli, P. Huber und E. Baldinger, Helv. Phys. Acta *26*, 145 (1953).
[2]) C. Biber, P. Huber und A. Müller, Helv. Phys. Acta *28*, 503 (1955).
[3]) G. Jaffé, Ann. d. Phys. *42*, 303 (1913).
[4]) E. Baldinger, W. Hälg, P. Huber und A. Stebler, Helv. Phys. Acta *19*, 423 (1946).
[5]) H. Bichsel, W. Hälg, P. Huber und A. Stebler, Helv. Phys. Acta *25*, 119 (1952).
[6]) D. Maeder, Helv. Phys. Acta *20*, 139 (1947).
[7]) D. Maeder, P. Huber und A. Stebler, Helv. Phys. Acta *20*, 230 (1947).
[8]) R. H. Healey and J. W. Reed, The Behaviour of Slow Electrons in Gases, Amalg. Wireless Ltd., Australia 1941.
[9]) T. E. Bortner und G. S. Hurst, Phys. Rev. *93*, 1236 (1954).
[10]) E. Baldinger, Vorlesungen über experimentelle Hilfsmittel der Kernphysik, Basel 1955 (nicht publiziert).
[11]) B. Rossi und H. Staub, Ionization Chambers and Counters, Mc Graw Hill Co., New York 1949.
[12]) H. Weber, Die part. Diff.gleichungen der math. Physik, Bd. I, S. 185, Braunschweig 1900.
[13]) L. Colli und U. Facchini, Rev. of Sc. Instr. *23*, 39 (1952).
[14]) W. N. English und G. C. Hanna, Can. Journ. of Phys. *31*, 768 (1953).
[15]) N. E. Bradbury und R. A. Nielsen, Phys. Rev. *49*, 391 (1936).
[16]) R. A. Nielsen, Phys. Rev. *50*, 950 (1936).
[17]) J. A. Hornbeck, Phys. Rev. *83*, 374 (1951).
[18]) L. B. Loeb, Int. Crit. Tables, Vol. VI, 111 (1929).
[19]) N. E. Bradbury, Journ. of Chem. Phys. *2*, 827, 835 (1934).