

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Starkfokussierendes Oszillotron

Strongly focusing Oscillotron

Erwin Meyer

IPP 9/2

Januar 1972

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Starkfokussierendes Oszillotron

Erwin Meyer

Abstract

A mass spectrometer in which quadrupole fields are used to stabilize ions by virtue of their mass is designed and investigated. These ions are then accumulated in a potential well.

The mode of operation of the instrument was demonstrated by plotting stability diagrams. These are in good agreement with numerical calculations. The shape and position of the stability regions was theoretically interpreted.

The expected pressure independence of the ion signal could be observed down to 1.6×10^{-11} torr.

Zusammenfassung

Es wurde ein Massenspektrometer konstruiert und untersucht, in dem durch Quadrupolfelder Ionen massenselektiv stabilisiert und in einer Potentialmulde akkumuliert werden.

Die Funktion des Gerätes ließ sich durch Aufnahme von Stabilitätsdiagrammen zeigen. Sie sind in guter Übereinstimmung mit numerisch berechneten. Die Form und Lage der Stabilitätsbereiche konnte theoretisch interpretiert werden.

Eine zu erwartende Druckunabhängigkeit des Ionensignals war herab bis $1,6 \times 10^{-11}$ Torr nachzuweisen.

Inhalt

- A. Farvitron
- B. Vierpolspektrometer
- C. Starkfokussierendes Oszillotron
 - 1. Prinzip
 - 2. Beschreibung des Systems
 - 3. Pumpstand
 - 4. Elektrischer Aufbau
 - 4.1 Versorgung der Ionenquelle
 - 4.2 Erzeugung der Potentialmulde ϕ_z
 - 4.3 Erzeugung des Quadrupolpotentials ϕ_{xy}
 - 4.4 Ionennachweis
 - 5. Ergebnisse
 - 5.1 Stabilitätsbereiche
 - 5.2 Druckabhängigkeit
 - 5.3 Berechnete Stabilitätsbereiche
 - 5.4 Interpretation der Stabilitätsbereiche
- D. Verzeichnis der Abbildungen
- E. Literaturverzeichnis

In der vorliegenden Arbeit wird ein neues dynamisches Massenspektrometer beschrieben. Es ist nach dem von E.W. Blauth (1) (2) angegebenen Schema in die Gruppe der Bahnstabilitätsspektrometer als linearperiodisches m/e - Stabilitätsspektrometer einzuordnen.

Es besteht aus einem System, in dem die in einem Quadrupolfeld massenselektiv stabilisierten Ionen in einer Potentialmulde akkumuliert werden.

Zum Verständnis der Arbeit ist es zweckmäßig, kurz auf die Wirkungsweise zweier dynamischer Massenspektrometer einzugehen: Farvitron und Vierpolspektrometer.

A. Farvitron

Das Farvitron (3) (4) ist ein dynamisches Massenspektrometer, bei dem kontinuierlich erzeugte Ionen in einer Potentialmulde schwingen (Fig. 1). Die Form des angelegten Potentials ist $\phi_z = -4 U_0 \left[\left(\frac{z}{l} \right)^2 - \frac{1}{4} \right]$. Daraus ergibt sich die Schwingungsfrequenz der Ionen zu

$$\nu = \text{const.} \sqrt{\frac{e}{m} \cdot |U_0|}$$

e	Ionenladung
m	Ionenmasse
$ U_0 $	Tiefe der Potentialmulde

Da die Ionen kontinuierlich erzeugt werden, schwingen sie mit allen möglichen Phasenlagen. An der Signalelektrode wird also nur ein verstärktes Rauschen auftreten. Um ein Signal von der Frequenz der Ionenschwingung zu bekommen, muß man die Ionen veranlassen phasengleich zu schwingen, sie müssen phasenfokussiert werden.

Das geschieht nach Tretnér (4) durch Anlegen einer kleinen Hochfrequenzspannung an irgendeine Elektrode des Schwingungsraumes. Meist wird dazu die Anode (Fig. 1) verwendet. Stimmt die Frequenz dieses Wechselfeldes mit der Ionenschwingungsfrequenz überein, so werden Ionen, die im Nulldurchgang der Wechselfeldspannung in der Nähe der Anode sind, nicht beeinflusst. Ionen, die während der positiven oder negativen Halbwelle ankommen, wird Energie entzogen bzw. zugeführt. Dadurch findet eine Fokussierung der Ionen auf einer Phase statt, die Ionen bewegen sich als Pulk im Schwingungsraum und an der Signalelektrode entsteht ein Signal mit der Frequenz der Ionenschwingung.

Da die Ionenschwingungsfrequenz von der Masse der Ionen abhängt, kann man durch Verändern der Frequenz des angelegten Wechselfeldes die Phasenfokussierung für verschiedene Ionensorten herbeiführen und so ein Massenspektrum gewinnen.

Der Hauptvorteil eines solchen Massenspektrometers liegt darin, daß die Ionen über lange Zeit in der Potentialmulde akkumuliert werden. Dadurch schwingt auch bei sehr niedrigen Drücken eine große Ionenmenge und man erhält ein starkes Influenzsignal an der Signalelektrode. Der durch diese Akkumulation erzielte Gewinn liegt in der Größenordnung von Multiplerverstärkungen. Das Farvitron hat vom Prinzip her drei schwerwiegende Mängel:

1. Die Phasenfokussierung durch ein angelegtes Wechselfeld führt dazu, daß verschiedene Ionen, die sich in e/m nur wenig unterscheiden und deshalb mit wenig verschiedener Frequenz schwingen, zu einem einzigen Pulk phasenfokussiert werden. Das ergibt ein relativ schlechtes Massenauflösungsvermögen. Man erreicht in der Praxis etwa $\frac{m}{\Delta m} \approx 20$. Ein anderes Verfahren der Phasenfokussierung ist im sog. Oszillotron (einem Farvitronsystem mit veränderten Betriebsbedingungen) verwirklicht (5). Eberhard (6) gibt als einen möglichen Mechanismus zur Phaseneinsortierung das Zusammenwirken der schwingenden Ionen mit dem angelegten Potential an. Wählt man das angelegte Potential so, daß zusammen mit der Störung durch die schwingenden Ionen ein "unterlineares" Potential entsteht, so findet eine Ioneneinsortierung in eine bestimmte Phase statt.
Bei geeigneter Einstellung ließ sich gegenüber dem Verfahren mit angelegter Hochfrequenzspannung eine Verbesserung erzielen (7). Es wurden Auflösungsvermögen von etwa $\frac{m}{\Delta m} \approx 50$ erreicht.
2. Die nicht der Phasenfokussierung unterliegenden Ionen verbleiben im Schwingungsraum und führen dort zu einer erheblichen Raumladung, die, wegen der dort größeren Verweilzeit, besonders an den Umkehrpunkten sehr groß wird. Diese Raumladung verändert das angelegte Potential in unkontrollierbarer Weise so, daß die Arbeitsweise des Farvitrons stark von der erzeugten Ionenmenge und damit vom Gasdruck abhängt: Die Schwingungsfrequenz der Ionen ändert sich. Damit wird die Identifizierung von Ionen schwierig. Außerdem hängt die Signalhöhe nicht eindeutig vom Partialdruck ab (8). Dieser Effekt ist so gravierend, daß sogar Signale, die 50 % des Totaldruckes ausmachen müßten, völlig unterdrückt werden können.

Die Raumladung entsteht, weil ein Potential, wie es am Farvitron anliegt, stabilisierend auf alle Ionenarten wirkt (4) (9). Um diese störende Ionen-Raumladung zu beseitigen, muß man ein Potential anlegen, in dem nur Ionen mit gleichem e/m stabil schwingen. Dazu ist ein Quadrupol-Potential mit überlagerter Hochfrequenz geeignet, wie es von Paul und Steinwedel (10) angegeben wurde.

3. Eigene Messungen (11) zeigten, daß im Farvitron zwei Druckbereiche für den Ionenausscheidungsmechanismus existieren (Fig. 2). Von $p \approx 10^{-4}$ bis $p \approx 10^{-7}$ Torr erfolgt die Ausscheidung durch Stöße mit dem Neutralgas. Aus der freien Weglänge, der Schwingungsfrequenz der Ionen und ihrer Lebensdauer läßt sich abschätzen, daß im Mittel ein Stoß zur Ausscheidung eines Ions aus der Schwingung genügt.

Im Bereich $p < 10^{-7}$ Torr werden die Ionen überwiegend aus ionenoptischen Gründen ausgeschieden (12).

Im Bereich der druckproportionalen Ausscheidung läßt sich die schwingende Ladung berechnen.

Ist τ die mittlere Aufenthaltszeit eines Ions im Schwingungsraum, so gilt für die Ionenausscheidung

$$dQ = -Q \frac{dt}{\tau} .$$

mit einer zeitlich konstanten Erzeugungsrate \dot{Q} für die Ionen erhält man für die Ladung im Schwingungsraum

$$dQ = \dot{Q} dt - \frac{Q}{\tau} \cdot dt .$$

Die Integration ergibt mit der Anfangsbedingung $Q = 0$ für $t = 0$:

$$Q = \tau \dot{Q} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) .$$

Der stationäre Zustand wird erreicht für $t = \infty$: $Q_{\infty} = \tau \cdot \dot{Q}$.

Für die Ionenerzeugungsrate gilt

$$\dot{Q} = C_1 \cdot p \cdot I_e ,$$

wobei p der Gadruck, I_e der ionisierende Elektronenstrom und C_1 eine von der Gasart und der Elektronenenergie abhängige Konstante sind.

Damit erhält man

$$Q_{\infty} = \tau \cdot C_1 \cdot p \cdot I_e$$

Der oben angeführte experimentelle Befund zeigt, daß die mittlere Lebensdauer der Ionen in einem weiten Bereich proportional

$$1/p \text{ ist: } \tau = C_2 \cdot \frac{1}{p}$$

Für Q_{∞} folgt daraus

$$Q_{\infty} = C \cdot I_e$$

Die im Schwingungsraum schwingende Ladung ist also in diesem "1/p-Bereich" unabhängig vom Druck. Wenn sich die Ionenausscheidung aus ionenoptischen Gründen vermeiden ließe, würde das bedeuten, "daß es für den kleinsten nachweisbaren Druck keine untere Grenze gäbe, wenn, wie vorausgesetzt, nur Gasstöße die Lebensdauer der Ionen begrenzen würden" (Blauth).

Die Ionenausscheidung aus Gründen der Ionenoptik läßt sich durch starke Fokussierung erheblich vermindern (10).

B. Vierpolspektrometer

Von Paul und Steinwedel (10) wurde ein Massenspektrometer angegeben, das auf der e/m stabilisierenden Wirkung von Vierpolfeldern mit überlagerter Hochfrequenz beruht. Praktische Ausführungen solcher Spektrometer wurden in Arbeiten von Paul und Raether (13) und von Paul, Reinhard und v. Zahn (14) untersucht.

Bei diesen Geräten bewegen sich die Ionen in einem Potential der Form

$$\phi_{xy} = (U + V \cdot \cos \omega t) \frac{x^2 - y^2}{r_0^2};$$

U Gleichspannung

V Scheitelwert der HF-Spannung.

Erzeugen kann man dieses Potential durch 4 Stäbe mit hyperbelförmigem Querschnitt. Es hat sich jedoch gezeigt, daß man es in der Praxis mit hinreichender Genauigkeit im achsennahen Gebiet durch kreisrunde Stäbe annähern kann (Fig. 3).

In diesem Potential führen die Bewegungsgleichungen von Ionen auf Mathiesche Differentialgleichungen. Deren Lösung zeigt, daß es zwei Arten von Ionenbahnen gibt: Stabile Bahnen, bei denen die Amplitude der Ionenschwingungen einen Höchstwert nicht überschreitet und instabile Bahnen, bei denen die Amplitude rasch anwächst.

Auf stabilen Bahnen können die Ionen, bei geeigneter Dimensionierung, das Stabsystem (Fig. 3) in z-Richtung passieren, auf instabilen Bahnen werden sie sehr schnell durch Berührung mit den Stäben ausgeschieden.

Das Kriterium für Stabilität oder Instabilität von Ionenbahnen ist bei vorgegebenem Potential die spezifische Ladung der Ionen. Man kann durch Verändern von ϕ die Stabilitätsbedingung für beliebige Ionenarten herstellen und so die Anordnung als Massenspektrometer betreiben. Zur Aufzeichnung eines Massenspektrums wird meist das Verhältnis von a zu q konstant gehalten und die Höhe der Spannungen variiert. Die Größen a und q enthalten die beiden Spannungen U und V :

$$a = \frac{8eU}{m r_0^2 \omega^2} \qquad q = \frac{4eV}{m r_0^2 \omega^2}$$

Den Bereich, in dem a und q variiert werden darf, ohne daß instabile Bahnen auftreten, nennt man Stabilitätsbereich. Fig. 4 zeigt ein solches Stabilitätsdiagramm. Das schraffierte Gebiet stellt den Bereich stabiler Ionenbahnen dar. Für ein gegebenes Ion erhält man also stabile Bahnen im Intervall von q_1 bis q_2 bei festgehaltenem a/q . Wählt man die Arbeitsbedingungen so, daß die Gerade $a/q = \text{const.}$ durch die Spitze des Diagramms geht, so hat man eine eindeutige Zuordnung von e/m zu q und damit die Möglichkeit, die Anordnung als Massenspektrometer zu betreiben. Mit einem etwa 20 cm langen Stabsystem lassen sich Auflösungsvermögen von $\frac{m}{\Delta m} \approx 200$ erreichen.

Der Ionennachweis erfolgt als Gleichstromsignal durch einen Auffänger. Die Transmission der Ionen durch das Stabsystem ist, bei genügend großer freier Weglänge, unabhängig vom Druck. Da die Ionenerzeugung proportional zum Druck ist, ist es auch das Ionensignal am Auffänger. Der kleinste, ohne Multiplier nachweisbare Druck liegt bei etwa 10^{-9} Torr.

C. Starkfokussierendes Oszillotron

1. Prinzip

Der Grundgedanke ist, in einer Potentialmulde Ionen schwingen zu lassen und durch gleichzeitige Überlagerung eines Quadrupolfeldes zu erreichen, daß nur Ionen einer Masse sich auf stabilen Bahnen bewegen, während alle Ionen mit abweichender Masse sehr schnell aus der Schwingung ausscheiden.

Damit hat man den Verstärkungsgewinn durch Akkumulation der Ionen in der Schwingung und vermeidet die große Raumladung durch Ionen anderer Massen.

Das Quadrupolfeld übt außerdem auf die Ionen mit stabilen Bahnen eine starke Fokussierung auf die Achse aus. Damit scheidet die Ionen nicht schon nach einem Stoß mit Restgasmolekülen aus der Schwingung aus. Ihre Lebensdauer wird erhöht und man erwartet ein größeres Ionensignal. Es ist anzunehmen, daß die starke Fokussierung (15) (16) die beim Farvitron erwähnte Ausscheidung von Ionen infolge ionenoptischer Unzulänglichkeit des Systems fast ganz unterbindet. Man kann dann ein vom Druck unabhängiges Signal bis zu wesentlich kleineren Drücken als beim Farvitron erwarten.

Um dieses Prinzip zu verwirklichen, muß eine Anordnung gefunden werden, die es erlaubt, gleichzeitig die beiden Potentiale

$$\phi_{xy} = (U + V \cos \omega t) \frac{x^2 - y^2}{r_0^2} \quad \text{und} \quad \phi_z = -4 U_0 \left[\left(\frac{z}{\ell} \right)^2 - \frac{1}{4} \right]$$

zu einem gesamten Potential

$$\phi = -4 U_0 \left[\left(\frac{z}{\ell} \right)^2 - \frac{1}{4} \right] + (U + V \cos \omega t) \frac{x^2 - y^2}{r_0^2}$$

zusammenzufügen.

ϕ_z wird dargestellt durch Äquipotentiallinien aus konzentrischen Kreisen mit der z-Achse als Mittelpunkt, ϕ_{xy} durch Äquipotentialflächen von Hyperbelform, die sich längs der z-Achse erstrecken. Diese beiden Forderungen lassen sich durch eine Elektrodenform nicht verwirklichen.

Man kann durch viergeteilte Kreisblenden ϕ_z gut annähern bei gleichzeitig schlechter Annäherung an das geforderte ϕ_{xy} . Gibt man sich dagegen ϕ_{xy} durch Hyperbelblenden gut vor, so ist das eine schlechte Näherung für das geforderte ϕ_z .

Im Experiment wurden beide Formen erprobt. Das System mit der Kreisblendenanordnung war jedoch nicht funktionsfähig.

Im folgenden wird deshalb nur noch das System mit Hyperbelblenden besprochen. Die Anordnung der Elektroden zur Erzeugung des Feldes zeigt Fig. 5.

Um das Potential ϕ_{xy} zu erhalten, muß man jeweils zwei gegenüberliegende Hyperbelektroden miteinander verbinden und zwischen diese Paare die Spannung $(U + V \cdot \cos \omega t)$ anlegen (Fig. 6).

Längs der z-Achse muß jede dieser Elektrodenebenen auf anderes Potential gebracht werden, so, daß eine Potentialmulde $\phi_z = -4 U_0 \left[\left(\frac{z}{\ell} \right)^2 - \frac{1}{4} \right]$ entsteht (Fig. 7).

Damit ist das geforderte Potential ϕ für Ionen, die sich im Bereich von $-\frac{\ell}{2}$ bis $+\frac{\ell}{2}$ bewegen, vorhanden. Die Ionenerzeugung erfolgt an der Stelle $z = -\frac{\ell}{2}$ durch Elektronenstoß.

Wenn man dafür sorgt, daß die Ionen dort mit der kinetischen Energie null starten, werden sie längs der z-Achse harmonische Schwingungen mit den Umkehrpunkten $z = \pm \frac{\ell}{2}$ ausführen.

Den Ionennachweis führt man zweckmäßigerweise am anderen Ende des Systems, bei $z = +\frac{\ell}{2}$ durch. Dazu benützt man zwei Ebenen der Hyperbelektroden als Influenzelektroden. Sie werden nicht mit dem Vierpolpotential ϕ_{xy} , sondern nur mit dem Muldenpotential ϕ_z versorgt. Das hochfrequente Ionensignal wird von der großen, aus dem Wechselspannungsanteil von ϕ_{xy} kapazitiv eingekoppelten Hochfrequenzspannung durch Filter abgetrennt und selektiv verstärkt.

Anfänglich wurde versucht, die Ionen, wie im Farvitron, als Schwingung eines aus ihnen gebildeten Pulks nachzuweisen. Dazu muß man sie in irgendeiner Weise phasenfokussieren, entweder durch Anlegen einer kleinen Wechselspannung, deren Frequenz mit der Schwingungsfrequenz der Ionen übereinstimmen muß, oder durch eine unterlineare Potentialmulde.

Es gelang jedoch trotz großer Bemühungen nicht, unter dem Einfluß der hochfrequenten Wechselspannung $(V \cdot \cos \omega t)$ aus dem Quadrupolpotential ϕ_{xy} , irgendeine Phasenfokussierung zu verwirklichen. Damit hat man es mit dem Problem zu tun, gleichmäßig im Schwingungsraum verteilte Ionen, die ohne feste Phasenbeziehung zueinander schwingen, nachzuweisen. Das gelingt durch Modulation der durch die Ionen verursachten Raumladung.

Man wählt dazu zweckmäßigerweise das den Influenzelektroden gegenüberliegende Ende des Schwingungsraumes, also eine Elektrodenenebene nahe $z = -\frac{d}{2}$ oder die Wehneltelektrode und gibt auf diese die hochfrequente Modulationsspannung. Die Raumladung überträgt dieses Signal zu den Influenzelektroden. Dort wird es durch einen selektiven Verstärker nachgewiesen. Bei diesem Verfahren entsteht auf dem Raumladungsschlauch eine Amplitudenmodulation. Die Größe des übertragenen Signals ist abhängig von der Größe der vorhandenen Raumladung, also von der Ionenmenge.

Für die hier beschriebene Art des Ionennachweises ist es gleichgültig, welche Frequenz man zur Modulation verwendet. Das Verfahren wurde mit Frequenzen von 20 kHz bis etwa 3 MHz erprobt.

2. Beschreibung des Systems

Die Elektrodenanordnung zeigt Fig. 8. Alle 17 Hyperbelektroden bestehen aus 0,5 mm dickem Molybdän. Der Abstand zwischen ihnen ist 3 mm. Das ganze System wird durch vier Keramikstäbe von 3 mm Durchmesser zusammengehalten.

Die Ionenquelle besteht aus der Katode (Wolframheizfaden F), der Wehneltelektrode W und der Elektrode 8 als Anode. Die vier Hyperbeln der Elektrode 8 sind durch ein feinmaschiges Wolframnetz miteinander verbunden.

Die Beschleunigungsspannung der Elektronen wurde so gewählt, daß die Hauptionenmenge bei der Elektrode 7 entsteht. Dort beginnt also der Schwingungsraum der Ionen.

Bei der Konstruktion der Hyperbeln für das Quadrupolfeld wurde versucht, eine möglichst gute Annäherung an das Feld von praktisch ausgeführten Vierpolspektrometern zu erreichen. Als Feldradius wurde deshalb der eines handelsüblichen Systems verwendet, mit dem schon einige Erfahrungen vorlagen ($r_0 = 3,5$ mm).

Die Hyperbel wurde punktweise berechnet und eine Schablone im Maßstab 10 : 1 hergestellt. Auf einer Kopierfräsmaschine wurden nach dieser Schablone die Hyperbelektroden aus Molybdänblech gefräst. Die Befestigung auf den tragenden Keramikstäben erfolgte durch festsintern mit einem glasähnlichen Metall-Keramikkitt.

Die beiden Bilder in Fig. 9 geben das System in verschiedenen Aufbauzuständen wieder.

3. Pumpstand

Das System war hängend auf dem Deckel eines Metallrezipienten montiert. Die Vakuumpumpe war eine 250 Liter Ionengetterpumpe, die ein Endvakuum von ca. $1 \cdot 10^{-11}$ Torr zu erreichen gestattete. Der Druck wurde mit einer "Helmer Gauge" (17) gemessen. Der Gaseinlaß erfolgte aus Glasampullen über Ganzmetalldosierventile. Der Pumpstand war in Ultrahochvakuumtechnik mit Golddrahtdichtungen aus V2A gebaut. Ausgeheizt wurde mit 450° Celsius.

4. Elektrischer Aufbau

Der elektrische Aufbau besteht aus vier Teilen:

4.1 Versorgung der Ionenquelle (Fig. 10)

Die Anode wurde aus einem von 0 bis 300 Volt regelbaren Gleichspannungsnetzgerät versorgt. Da das Potential des Schwingungsraumes zweckmäßigerweise an beiden Enden null sein soll, wurde der zur Anode führende, positive Anschluß des Netzgerätes geerdet. Die Katode ist also, auf Erde bezogen, um die Beschleunigungsspannung U_a negativ. Die Wehneltelektrode W war nochmals etwa 30 V negativer als die Katode. W diente zur Fokussierung der Elektronen auf die Systemachse und zur Modulation der Ionenraumladung zum Ionennachweis. Die Drossel in der Zuleitung zu W ist eine Sperre für die hochfrequente Modulationsspannung. Der Heizfaden wurde aus einer erdfreien Konstantstromquelle versorgt.

4.2 Erzeugung der Potentialmulde Φ_z (Fig. 11)

Die Potentialmulde beginnt an beiden Enden des Schwingungsraumes mit dem Potential null und erreicht in der Mitte eine Tiefe von etwa - 550 Volt. Um die Potentialform einstellen zu können, sind die Elektroden jeder Ebene paarweise an die Schleifer von Doppelpotentiometern herausgeführt. Die Spannung wird durch zwei stabilisierte Hochspannungsgeräte (HV 1, HV 2) erzeugt. Die Hochfrequenzspannung ($V \cdot \cos \omega t$) aus dem Potential Φ_{xy} wird durch eine Widerstands-Kondensatorkombination in der Elektrodenzuleitung von den Hochspannungsgeräten ferngehalten.

4.3 Erzeugung des Quadrupolpotentials Φ_{xy} (Fig. 11).

Das Potential Φ_{xy} besteht aus dem Gleichspannungsteil U und dem Wechselspannungsteil ($V \cdot \cos \omega t$).

Die Gleichspannung U wird symmetrisch bezüglich Erde auf die beiden Hochspannungsgeräte HV 1 und HV 2 gegeben. Dadurch rücken die beiden Elektrodenpaare g und k symmetrisch zum jeweiligen Potential auf der z-Achse um die Spannung U auseinander. Die Hochfrequenzspannung ($V \cdot \cos \omega t$) wird von einem quartzesteuerten 3 MHz-Sender erzeugt und über zwei Kondensatoren den Elektroden zugeführt. Die Amplitude dieser Hochfrequenzspannung ist am Sender durch Einspeisen einer negativen Steuerung von null bis zu ihrem Maximalwert von ca 600 Volt regelbar. Zum Steuern dieser Amplitude wurde die Sägezahnspannung eines Zweistrahloszillographen verwendet.

4.4 Ionennachweis

Zum Nachweis der nicht phasenfokussiert schwingenden Ionen wurde die bereits besprochene Modulation der Raumladung verwendet. Die Modulation erfolgte durch einen Meßsender an der Wehneltelektrode mit einer Spannung von etwa 0,5 V und einer Frequenz von 2,45 MHz. Diese Modulationsfrequenz wurde gewählt, weil sie sich mit den vorhandenen Geräten gut weiterverarbeiten ließ. Sie ist unkritisch. Versuche zeigten, daß der Nachweis bis zu 20 kHz herab arbeitet. Das durch die Raumladung übertragene Signal wurde an zwei untereinander kapazitiv verbundenen Elektrodenebenen, der Influenzelektrode, abgenommen. Um zu vermeiden, daß das starke 3 MHz-Störsignal des Potentials Φ_{xy} die Verstärker übersteuert, wurde unmittelbar am System ein Filter angebracht (Fig. 11). Darauf folgte ein breitbandiger Vorverstärker und ein selektiver Empfänger. Das aus diesem Empfänger kommende Signal wird von einem Strahl eines Zweistrahloszillographen abgebildet.

Die Sägezahnspannung der Zeitbasis des Oszillographen steuert die Amplitude der aus dem 3 MHz-Sender kommenden Spannung ($V \cdot \cos \omega t$). Man hat so eine Zuordnung zwischen dem Ort auf der Zeitachse des Oszillographen und der Amplitude von V. Die Spannung ($V \cdot \cos \omega t$) selbst wird, mit gleicher Zeitbasis, vom zweiten Strahl des Oszillographen geschrieben. Dadurch läßt sich zu jedem auftretenden Ionensignal die zugehörige Amplitude der Hochfrequenzspannung ablesen. Ein Beispiel für solch ein Oszillogramm zeigt Fig. 12.

5. Ergebnisse

Die Messungen erfolgten nach dem oben geschilderten Verfahren so, daß von Hand schrittweise die Spannung U eingestellt wurde und der Oszillograph automatisch zu jedem Schritt von U die Spannung V von null bis zu einem vorgegebenen Höchstwert variierte.

So konnte der ganze Bereich von U und V abgetastet werden. Jedes Oszillogramm wurde auf Kleinbildfilm aufgenommen und zur Auswertung auf eine Zeichenmaschine projiziert.

5.1 Stabilitätsbereiche

Um die Funktion des untersuchten Prinzips nachzuweisen, mußte versucht werden, durch Wahl der das Potential im Schwingungsraum erzeugenden Parameter Bereiche stabiler und instabiler Ionenbahnen zu finden.

Bei der großen Zahl von sich teilweise gegenseitig beeinflussenden Einstellmöglichkeiten eine funktionsfähige Kombination zu finden, war eine äußerst zeitraubende Angelegenheit. Es wurden deshalb zunächst die beiden Extremfälle verwirklicht.

Als erstes wurde eine phasenfokussierte Ionenschwingung in einer dafür optimal geformten Potentialmulde unter Verzicht auf Quadrupolfelder erzeugt und über die Influenzelektrode nachgewiesen.

Der zweite Schritt war der Betrieb des Systems als Vierpolspektrometer ohne Potentialmulde für Ionenschwingungen. Der Ionennachweis erfolgte dabei als Gleichstrom auf die letzte, der Ionenquelle gegenüberliegende Elektrode. Versuche eines kombinierten Betriebes scheiterten zunächst daran, daß jedes Anlegen von Quadrupolfeldern sofort die Phasenfokussierung des Ionenpulses zerstörte. Einen Hinweis auf eine andere Nachweismöglichkeit der Ionen brachte die Beobachtung des Rausches an der Influenzelektrode. Während das Signal abnahm, also die Ionen im Pulk weniger wurden, stieg das durch die Ionen verursachte Rauschen an. Die Ionen waren also weiterhin schwingend im System vorhanden, ließen sich aber nicht mehr in der bisherigen Weise nachweisen. Erst die oben beschriebene Methode des Ionennachweises durch Modulation des homogenen Ionenuntergrundes brachte hier eine Abhilfe.

Durch schrittweises Abtasten des durch die Versuchsanordnung gegebenen Bereiches der Parameter ließen sich dann Stabilitätsbereiche für die im Schwingungsraum schwingenden Ionen finden. Das Stabilitätsdiagramm für Neon zeigt Fig. 13.

Ein Beispiel für eine typische Einstellung sind folgende Daten:

Gas:	Neon
Druck:	$p_{\text{Ne}} = 10^{-6}$ Torr
Ionenquelle:	Elektronenstrom $I_e = 1 \text{ mA}$, Beschleunigungsspannung $U_a = 205 \text{ V}$
Ionennachweis:	Modulationsfrequenz $\nu_m = 2,45 \text{ MHz}$ Modulationsspannung $U_m = 0,3 \text{ V}$
Ionenschwingung:	Potentialmuldentiefe $U_o = -515 \text{ V}$ Frequenz der Vierpolwechselspannung $\nu_v = 3 \text{ MHz}$ Spannung im Potential ϕ_{xy} siehe Stabilitätsdiagramm.

In Fig. 14 sind die Stabilitätsbereiche für die Ionen Ne^+ , Kr^{++} und Kr^+ bei einem Totaldruck von $6 \cdot 10^{-6}$ Torr dargestellt. Die Partialdrücke der beiden Gase Ne und Kr waren je $3 \cdot 10^{-6}$ Torr.

Identifiziert wurden die drei Ionenarten durch Verändern der Partialdrücke der einzelnen Gase und durch ein gleichzeitig laufendes Farvitron - Massenspektrometer. Das davon gelieferte Spektrum ist in Fig. 15 wiedergegeben. Das beim niedrigsten Druck der Anlage, bei $1,6 \cdot 10^{-11}$ Torr aufgenommene Stabilitätsdiagramm zeigt Fig. 16.

Aus diesen Stabilitätsdiagrammen konnte keine direkte, quantitative Zuordnung zwischen der Lage des Bereiches und der spezifischen Ladung der Ionen gefunden werden. Es scheint jedoch, daß die maximale Signalhöhe mit steigendem m/e der Ionen weiter rechts auf der V-Achse zu liegen kommt. Nimmt man das als Kriterium, so dürfte es sich bei Fig. 16, wie beim gut ausgeheizten Pumpstand zu erwarten, um das im Restgas immer vorhandene CO^+ handeln.

Als Massenauflösungsvermögen läßt sich aus den Stabilitätsdiagrammen ein Wert von $\frac{m}{\Delta m} \approx 15$ ermitteln.

Möglichkeiten einer Verbesserung kann man aus Berechnungen zu Vierpolspektrometern entnehmen. Nach (14) hängt das Auflösungsvermögen davon ab, wie genau man a und q an der Spitze des Stabilitätsbereiches einhalten kann. In die a - und q -Werte gehen U , V , ω und r_o ein. Diese Größen müssen also über die ganze Systemlänge und während hinreichend langer Zeit konstant sein.

Bei dem in vorliegender Arbeit untersuchten System dürfte besonders die Abweichung vom Feldradius r_o das Auflösungsvermögen begrenzen, da sich, wegen der Blendenstruktur die Ionen in einem Gebiet von ständig wechselndem r_o bewegen. Ein besseres Auflösungsvermögen ließe sich deshalb vermutlich durch eine erhebliche Verkleinerung des Blendenabstandes erreichen.

5.2 Druckabhängigkeit

Wie auf Seite 2 diskutiert, sollte die Signalhöhe unabhängig vom Druck sein, so lange die Ausscheidung der Ionen aus der Schwingung durch Gasstöße erfolgt. Erst wenn ionenoptische Gründe die Lebensdauer der Ionen begrenzen, muß das Signal abnehmen.

Wegen der starken Fokussierung ist zu erwarten, daß diese Grenze bei sehr viel tieferen Drücken liegt als beim herkömmlichen Farvitron.

Die Messungen am starkfokussierenden Oszillotron ergaben, daß die Signalhöhe von einem Druck $p = 6 \cdot 10^{-6}$ Torr bis zum Endvakuum der Anlage von $p = 1,6 \cdot 10^{-11}$ Torr konstant bleibt (Fig. 17). Damit ist die Grenze für ionenoptisches Ausscheiden aus der Schwingung um mindestens vier Zehnerpotenzen nach unten verschoben.

5.3 Berechnete Stabilitätsbereiche

Zur Bestätigung der Ergebnisse wurde versucht Stabilitätsbereiche numerisch zu berechnen.

Dazu muß man, ausgehend vom vorgegebenen Potential am Rand, das Potential im Innern des Schwingungsraumes bestimmen.

Bei diesen Rechnungen wurde die Parabel des Potentials ϕ_z durch eine cosh-Funktion angenähert. Das ist vorteilhaft, weil bei der numerischen Rechnung die Parabel in eine Fourier-Reihe mit einer großen Anzahl von Gliedern entwickelt werden müßte, was den bereits sehr großen Aufwand an Rechenzeit nochmals vergrößert hätte. Andererseits stellt die cosh-Funktion eine sehr gute Näherung der Parabel dar.

In Zylinderkoordinaten ist damit das Randpotential

$$\phi = -U_0 \cosh(-\lambda z) + 2U_0 + (U + V \cos \omega t) \cdot \cos 2\varphi.$$

Durch Zerlegung in zwei Teile erhält man

$$\phi_1 = -U_0 \cosh(-\lambda z) + 2U_0 \quad \text{und} \quad \phi_2 = (U + V \cos \omega t) \cos 2\varphi.$$

Die Aufgabe besteht darin aus den gegebenen Potentialen ϕ_1 und ϕ_2 am Rand, die Potentiale $\phi_1(r, \varphi, z)$ und $\phi_2(r, \varphi, z)$ im Innern zu berechnen.

Behandlung von ϕ_1 :

Die Laplacegleichung in Zylinderkoordinaten

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \phi_1}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial z^2} = 0.$$

Der Separationsansatz (18)

$$\phi_1 = R(r) \cdot Q(\varphi) \cdot Z(z)$$

erlaubt es die Variablen zu trennen.

Er führt nach Einsetzen in die Laplacegleichung auf zwei Differentialgleichungen:

$$1. \frac{1}{R} \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial r} = -\lambda^2 \quad \text{und} \quad 2. \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = +\lambda^2.$$

Mit einer Substitution $\varrho = r\lambda$ wird aus der ersten Gleichung eine Besselsche Differentialgleichung

$$\varrho^2 \frac{\partial^2 R}{\partial \varrho^2} + \varrho \frac{\partial R}{\partial \varrho} + \varrho^2 R = 0.$$

Ihre Lösung ist

$$R = J_0(\varrho) = J_0(\lambda \cdot r).$$

Lösung der zweiten Gleichung:

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} - \lambda^2 Z = 0. \quad Z = Z_0 \cdot e^{-\lambda z} = Z_0 (\cosh(-\lambda z) - \sinh(-\lambda z)).$$

Da ϕ_1 eine gerade Funktion von z ist, muß Z ebenfalls eine gerade Funktion von z sein, also

$$Z = Z_0 \cosh(-\lambda z).$$

Nun werden die beiden Anteile R und Z wieder zu $\phi_1(r, z)$ zusammengesetzt: $\phi_1(r, z) = J_0(\lambda \cdot r) \cdot Z_0 \cdot \cosh(-\lambda z)$.

Durch Erfüllen der beiden Randbedingungen

$$\begin{aligned}\phi_1 &= -U_0 \quad \text{bei } z=0 \text{ und } r=r_0 \text{ und} \\ \phi_1 &= 0 \quad \text{bei } z=\frac{l}{2} \quad \text{und } r=r_0\end{aligned}$$

erhält man mit $\lambda = \frac{2}{l} \ln(2 + \sqrt{3})$ ^{x)}
für $\phi_1(r, z)$ endgültig

$$\phi_1(r, z) = \frac{-U_0}{J_0(\lambda \cdot r_0)} J_0(\lambda \cdot r) \cosh(-\lambda z) + 2U_0.$$

Nun die weitere Behandlung von ϕ_2 .

Gegeben $\phi_2 = (U + V \cos \omega t) \cdot \cos 2\varphi$, gesucht $\phi_2(r, \varphi)$.

Der Ansatz

$$\phi_2(r, \varphi) = \frac{r^2}{r_0^2} (U + V \cos \omega t) \cos 2\varphi$$

erfüllt die Laplacegleichung.

Der Ansatz für ϕ_2 gibt also das Potential im Inneren richtig wieder und geht für $r=r_0$ in das Potential am Rand über.

Damit wird das gesamte Potential im Inneren:

$$\phi(r, \varphi, z) = \phi_1 + \phi_2 = \frac{-U_0}{J_0(\lambda r_0)} J_0(\lambda \cdot r) \cosh(-\lambda z) + 2U_0 + \frac{r^2}{r_0^2} (U + V \cos \omega t) \cos 2\varphi.$$

In kartesischen Koordinaten:

$$\phi(x, y, z) = \frac{-U_0}{J_0(\lambda r_0)} J_0(\lambda(x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}) \cosh(-\lambda z) + 2U_0 + (U + V \cos \omega t) \frac{x^2 - y^2}{r_0^2}.$$

Mit diesem Potential wurden die Bewegungsgleichungen gebildet:

$$\ddot{x} + \frac{e}{m} \frac{\partial}{\partial x} \phi(x, y, z) = 0$$

$$\ddot{y} + \frac{e}{m} \frac{\partial}{\partial y} \phi(x, y, z) = 0$$

$$\ddot{z} + \frac{e}{m} \frac{\partial}{\partial z} \phi(x, y, z) = 0.$$

Durch numerische Integration der Bewegungsgleichungen wurden Ionenbahnen in diesem Feld berechnet. Die Ionen wurden bei $z = \frac{l}{2}$ in verschiedenen Entfernungen von der Achse mit der Geschwindigkeit null gestartet und über 40 Schwingungen verfolgt. Die Ionen führen Oszillationen längs der z-Achse aus und entfernen sich dabei mehr oder weniger von der Achse. Als stabil wurden Teilchen betrachtet, deren Abstand r von der z-Achse innerhalb von 40 Schwingungen stets kleiner als r_0 war.

Als instabil und damit aus der Schwingung ausgeschieden gilt ein Teilchen, wenn seine Bahn den Abstand r_0 von der Achse erreicht oder überschreitet.

^{x)} $\cosh(\ln(2 + \sqrt{3})) = 2$

Die 40 Schwingungen erwiesen sich als ausreichend für die Beurteilung der Stabilität einer Ionenbahn, da die Rechnung zeigte, daß instabile Ionen sehr schnell, meist schon innerhalb der ersten Schwingung ausgeschieden werden. Die Form solcher Ionenbahnen ist als Projektion in zwei Ebenen in Fig. 18 dargestellt.

Variiert man in der Rechnung, ebenso wie es im Experiment geschah, U und V , so sollten sich ähnliche Stabilitätsbereiche wie bei den Messungen ergeben. Fig. 19 zeigt ein auf diese Weise berechnetes Stabilitätsdiagramm für Neon.

Dieses Stabilitätsdiagramm ist in seiner Form und in seiner Lage bezüglich der U -Achse in sehr guter Übereinstimmung mit dem in Fig. 13 gezeigten.

Die Verschiebung der experimentell gewonnenen Stabilitätsbereiche zu kleineren V -Werten rührt vermutlich von der Blendenstruktur des Systems her. Auf die Ionen wirkt neben der Wechselspannung ($V \cdot \cos \omega t$) auch noch ein Wechselfeld ein, das durch die Welligkeit des Potentials längs der z -Achse und durch die Bewegung der Ionen entsteht. Dadurch ist das effektiv wirksame Wechselfeld größer als es der angelegten Spannung ($V \cdot \cos \omega t$) entspricht.

In der Rechnung dagegen wurde das Potential als glatt vorausgesetzt. Damit ist ein größeres ($V \cdot \cos \omega t$) erforderlich um die gleiche Wirkung auf die Ionen hervorzubringen.

5.4 Interpretation der Stabilitätsdiagramme

An den Stabilitätsdiagrammen fällt auf, daß sie im Gegensatz zu denen eines Vierpolspektrometers (Fig. 4) nicht symmetrisch zu $U = 0$ sind. Sie erstrecken sich teilweise weit in den Bereich $U < 0$. Dieses Verhalten war zunächst unverständlich, denn ein Umpolen von U bedeutet nur ein Vertauschen der x - und y -Achsen (Fig. 3).

Da aber die vom Experiment völlig unabhängige Rechnung die gleiche Erscheinung liefert, wurde der Grund dafür in der Struktur des Potentials gesucht.

Es ließ sich zeigen, daß die Anwesenheit des in z -Richtung angelegten Potentials zu dieser Verschiebung führt.

Das am Elektrodensystem liegende Potential hat in guter Näherung die Form

$$\phi = \alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2 + \delta$$

Die Laplacegleichung $\Delta \phi = 0$ führt zu folgender Bedingung für die Konstanten:

$$\alpha + \beta + \gamma = 0 ; \quad \beta = -(\alpha + \gamma).$$

Wobei für γ wegen $\phi_z = \gamma \cdot z^2$ gilt $\gamma = \text{const.} > 0$.

Die Feldstärken in den drei Achsenrichtungen errechnen sich zu $E_x = 2\alpha x$;

$$E_y = -2(\alpha + \gamma)y;$$

$$E_z = 2\gamma z;$$

Mit $\alpha = \frac{U + V \cos \omega t}{r_0^2}$; $\beta = -(\alpha + \gamma)$; $\gamma = -\frac{4U_0}{l^2}$; $\delta = U_0$;

erhält man die drei Bewegungsgleichungen:

$$\ddot{x} + \frac{2e}{m} \frac{U + V \cos \omega t}{r_0^2} x = 0 ; \quad \ddot{y} + \frac{-2e}{m} \left(\frac{U + V \cos \omega t}{r_0^2} + \gamma \right) y = 0 ; \quad \ddot{z} + \frac{2e}{m} \gamma z = 0 ;$$

Die Gleichung für die z -Richtung führt auf harmonische Schwingungen und kann im weiteren unberücksichtigt bleiben.

Die beiden Gleichungen

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \left(\frac{2eU}{m r_0^2} + \frac{2eV}{m r_0^2} \cos \omega t \right) x = 0 ; \quad \frac{d^2y}{dt^2} + \left(\frac{-2eU}{m r_0^2} + \frac{-2e\gamma}{m} - \frac{2eV}{m r_0^2} \cos \omega t \right) y = 0 ;$$

lassen sich mit den Beziehungen $x = u$ und $\omega t = 2v$ auf die Normalform der Mathieschen Differentialgleichung

$$\frac{d^2 u}{dv^2} + (a - 2q \cos 2v) u = 0 \quad \text{bringen.}$$

Damit erhält man:

$$\frac{4}{\omega^2} \ddot{x} + \left(\underbrace{\frac{8eU}{m r_0^2 \omega^2}}_{= a_x} - 2 \underbrace{\frac{4eV}{m r_0^2 \omega^2}}_{= q_x} \cos \omega t \right) x = 0;$$

$$\frac{4}{\omega^2} \ddot{y} + \left(- \underbrace{\left[\frac{8eU}{m r_0^2 \omega^2} + \frac{8ey}{m \omega^2} \right]}_{= a_y} - 2 \underbrace{\frac{4eV}{m r_0^2 \omega^2}}_{= q_y} \cos \omega t \right) y = 0.$$

Aus diesen beiden Gleichungen folgt $q_x = -q_y$ $a_x + c = -a_y$.

Da $y > 0$, ist auch $c > 0$.

Die Lösung der Mathieschen Differentialgleichung lautet

$$u = A \cdot e^{\mu v} \sum_{-\infty}^{+\infty} n c_n e^{inv} + B \cdot e^{-\mu v} \sum_{-\infty}^{+\infty} n c_n e^{-inv}.$$

Ist μ imaginär, so ist u beschränkt für alle v ,

ist μ reell oder komplex, so wächst u exponentiell mit v .

Das sind die beiden Bereiche stabiler und instabiler Lösungen. Der Exponent läßt sich aus a und q berechnen (19).

Den Stabilitätsbereich, der aus der numerischen Auswertung der oben angegebenen Lösung folgt zeigt Fig. 20.

Zwischen den beiden Kurven befindet sich der Bereich stabiler Ionenbahnen. Die Werte a_x liegen im Bereich $a > 0$, die Werte a_y im Bereich $a < 0$.

Ein Ion beschreibt nur dann eine stabile Bahn, wenn es sowohl in x - als auch in y -Richtung stabil ist.

Da a_x und a_y voneinander abhängen, kann man bei Vorgabe des einen der beiden, das andere nicht mehr frei wählen, d. h. es gibt nicht zu jedem stabilen a_x ein zugehöriges stabiles a_y und umgekehrt.

Unter Benützung des Zusammenhanges zwischen a_x und a_y kann man in Fig. 20 den Bereich einzeichnen, in dem die Ionen in beiden Richtungen stabil sind.

Man wählt in Fig. 20 einen Punkt 1, der gerade noch stabile Bahnen in y -Richtung liefert. Das zugehörige a_x errechnet sich zu $a_x = a_y - C$. So gelangt man zum Punkt 1'. Mit diesem Verfahren entsteht der eingezeichnete Bereich von stabilen Ionenbahnen.

Wie man sieht, ist dieser Stabilitätsbereich tatsächlich in Richtung der negativen a -Werte verschoben. Da a proportional U ist, bedeutet das auch eine Verschiebung in Richtung negativer U .

Man erhält also Stabilitätsbereiche, die qualitativ in Form und Lage mit den experimentell gewonnenen und mit den berechneten übereinstimmen.

ÜbersichtSystem:

Länge	l = 58 mm
Form der Blenden	Hyperbeln
Anzahl der Blenden	17
Abstand zwischen den Blenden	3 mm
Feldradius	$r_o = 3,5$ mm

Betriebsbedingungen:

Bereich von U	0 bis 600 Volt
Bereich von V	0 bis 300 Volt
Frequenz von V	3 MHz
Modulationsfrequenz	2,45 MHz
Ionisierungsstrom	1 mA
Beschleunigungsspannung der Elektronen	205 Volt
Potentialmuldentiefe	- 515 Volt

Ergebnisse:

Nachweis der Funktion	Stabilitätsbereiche für Ne^+ , Kr^{++} , Kr^+ , CO^+
Auflösungsvermögen	
Untersuchter Druckbereich	$6 \cdot 10^{-6}$ bis $1,6 \cdot 10^{-11}$ Torr
Signal druckunabhängig von	$6 \cdot 10^{-6}$ bis $1,6 \cdot 10^{-11}$ Torr
Numerische Berechnung von Stabilitätsbereichen sowie	} Übereinstimmung mit den experimentell gefundenen Bereichen
Interpretation von Form und Lage der Stabilitätsbereiche	

Mit den gewonnenen Ergebnissen wurde das ursprünglich gesteckte Ziel der Arbeit erreicht. Es konnten Stabilitätsbereiche gefunden und rechnerisch bestätigt werden. Die Druckunabhängigkeit des Signals wurde in einem Bereich von fast sechs Zehnerpotenzen beobachtet.

Wegen des komplizierten Aufbaus und Betriebs ist im gegenwärtigen Zeitpunkt wahrscheinlich kein leicht zu handhabendes Massenspektrometer aus dem System zu machen.

Interessant ist möglicherweise eine Anwendung zum Nachweis von sehr niedrigen Drücken.

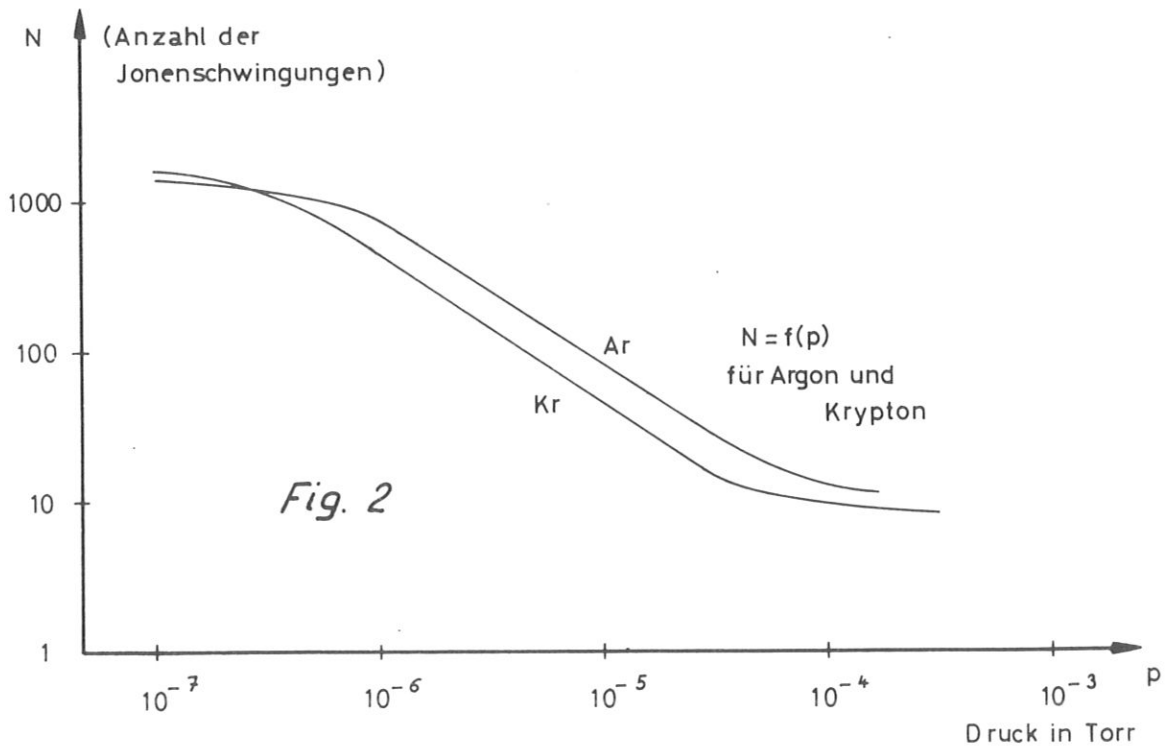
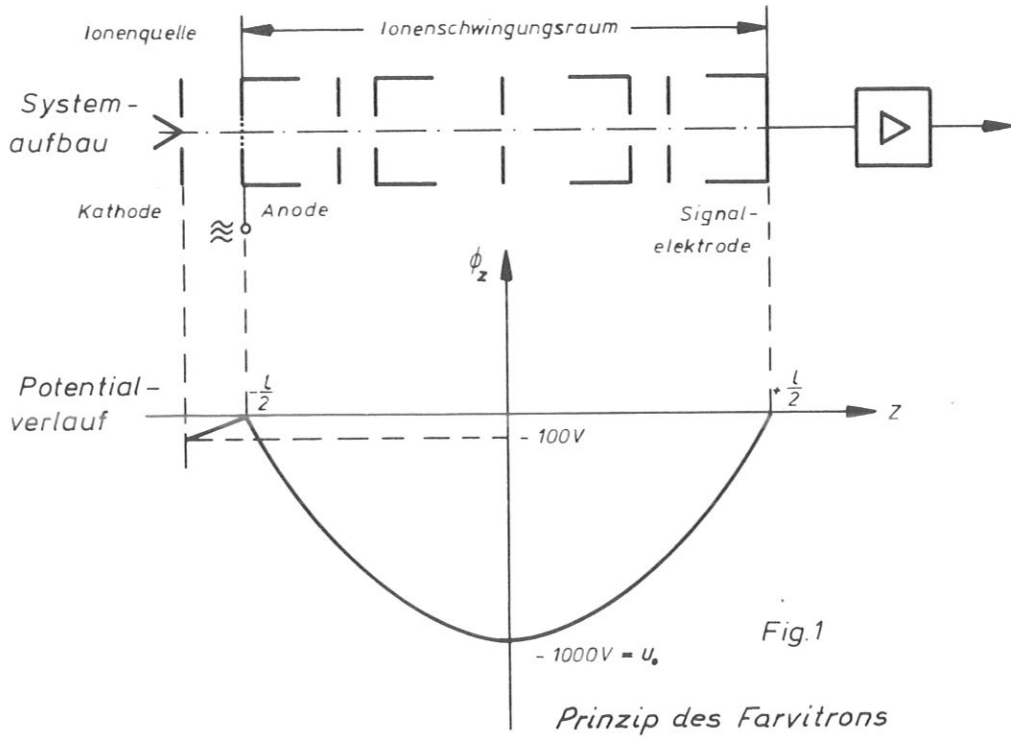
Darüberhinaus brachte die große Zahl von Messungen bei den Experimenten und die numerische Berechnung der Ionenbahnen wertvolle Einblicke in den Ausscheidungsmechanismus der Ionen, in die Wirkungsweise der Phasenfokussierung und des Ionennachweises, in das Zustandekommen der Stabilitätsbereiche und weitere wichtige Funktionen dynamischer Massenspektrometer.

Dem im Frühjahr des Jahres 1971 verstorbenen Herrn Dr. E.W. Blauth danke ich für die Anregung zu diesem Thema und für die Möglichkeit die Arbeit durchzuführen.

Herrn Dr. Gorenflo und Herrn Steuerwald danke ich für die numerische Berechnungen, Herrn Zitzmann und Herrn Ehrlich für den Aufbau des Systems und Herrn Ludwig für die Durchführung zahlreicher Messungen.

D. Verzeichnis der Abbildungen

- Fig. 1 Prinzip des Farvitrons: Elektrodenanordnung und Potentialverlauf
- Fig. 2 Anzahl der Ionenschwingungen in einem Farvitronsystem als Funktion des Druckes
- Fig. 3 Stabsystem eines Vierpolspektrometers
- Fig. 4 Stabilitätsdiagramm eines Vierpolspektrometers
- Fig. 5 Elektrodenanordnung im starkfokussierenden Oszillotron
- Fig. 6 Zuführung des Vierpolpotentials ϕ_{xy}
- Fig. 7 Zuführung des Parabelpotentials ϕ_z
- Fig. 8 Maßstäbliche Zeichnung der Elektroden und ihrer Anordnung
- Fig. 9 Fotografische Wiedergabe des Systems ohne Verdrahtung und in endgültiger Anordnung auf dem Vakuumflansch
- Fig. 10 Schaltbild der Ionenquelle
- Fig. 11 Blockschaltbild der elektrischen Anordnung zum starkfokussierenden Oszillotron
- Fig. 12 Beispiel eines Oszillogramms aus den Meßreihen: oben Wechselspannung des Potentials ϕ_{xy} ; unten zugehöriges Ionensignal
- Fig. 13 Experimentell aufgenommener Stabilitätsbereich für Neon
- Fig. 14 Experimentell aufgenommene Stabilitätsbereiche für die Ionen Ne^+ , Kr^{++} , Kr^+
- Fig. 15 Massenspektrum eines Farvitrons zur Identifizierung der Ionen aus Fig. 14
- Fig. 16 Experimentell aufgenommenes Stabilitätsdiagramm für das Restgas in der Apparatur
- Fig. 17 Abhängigkeit der Signalhöhe im starkfokussierenden Oszillotron vom Druck
- Fig. 18 numerisch berechnete Ionenbahnen im starkfokussierenden Oszillotron
- Fig. 19 numerisch berechneter Stabilitätsbereich für Neon
- Fig. 20 Erklärung der Form der gemessenen und berechneten Stabilitätsbereiche



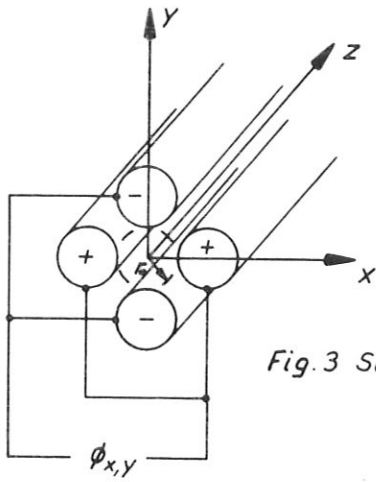


Fig. 3 Stabsystem

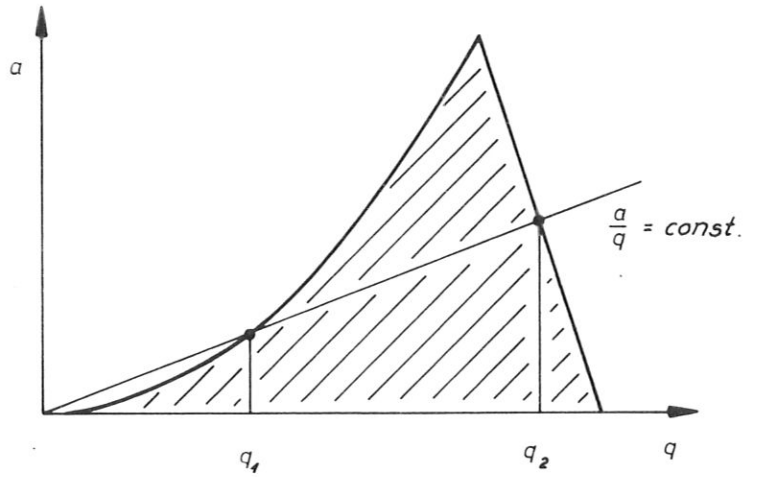


Fig. 4 Stabilitätsdiagramm

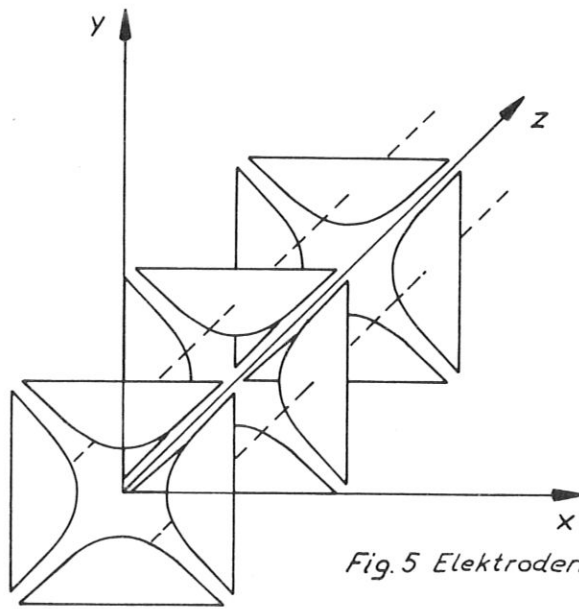


Fig. 5 Elektrodenanordnung

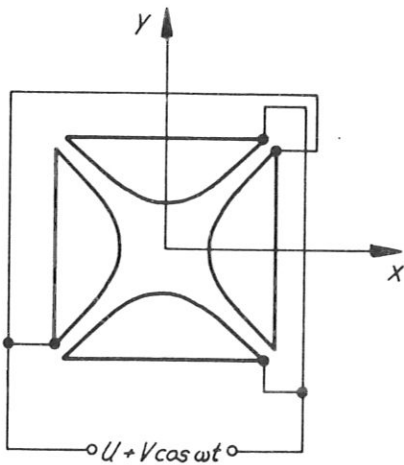


Fig. 6 Potential ϕ_{xy}

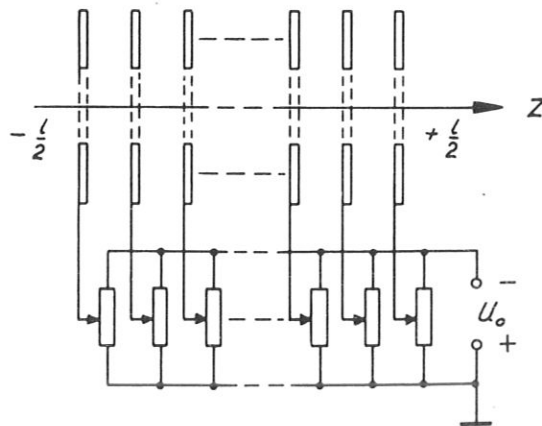


Fig. 7 Potential ϕ_z

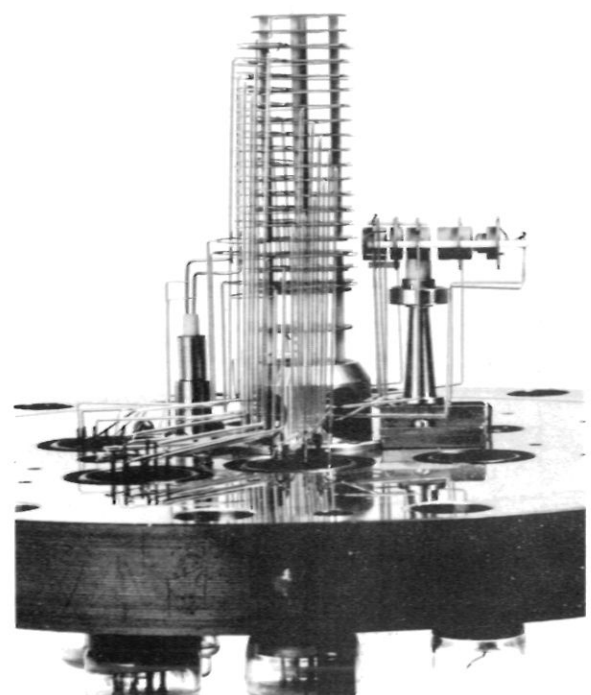
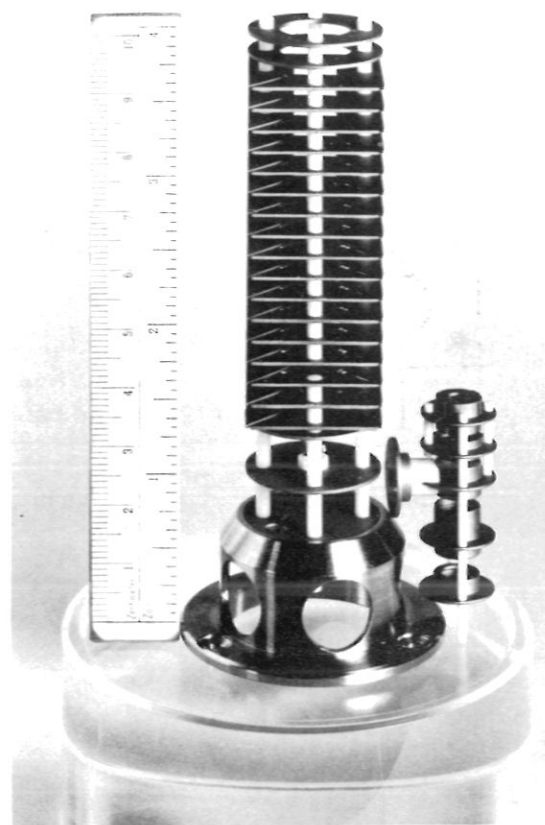
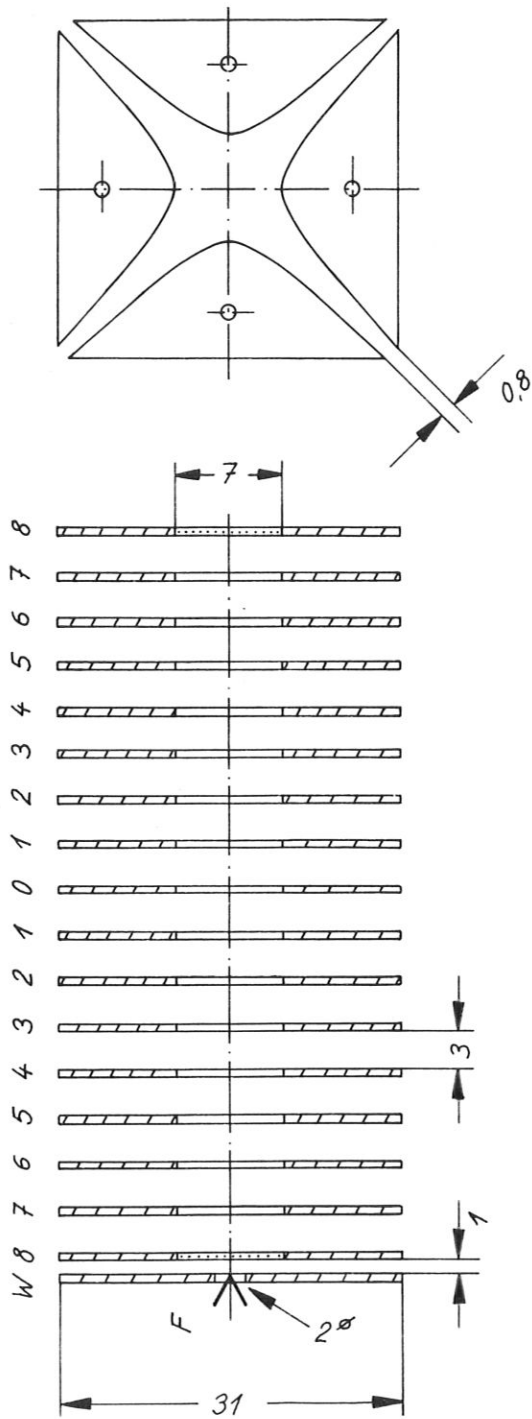


FIG. 9

<i>Mo 0,5 mm dick</i>	
<i>Starkfokussierendes Oszillotron</i>	<i>Maßstab</i> 2:1
	<i>Fig. 8</i>

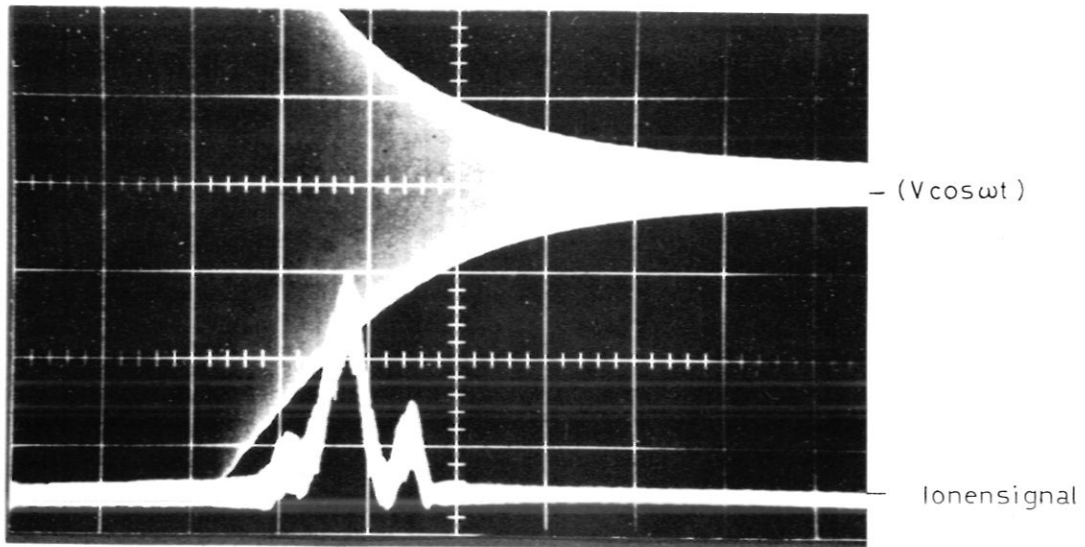


Fig. 12

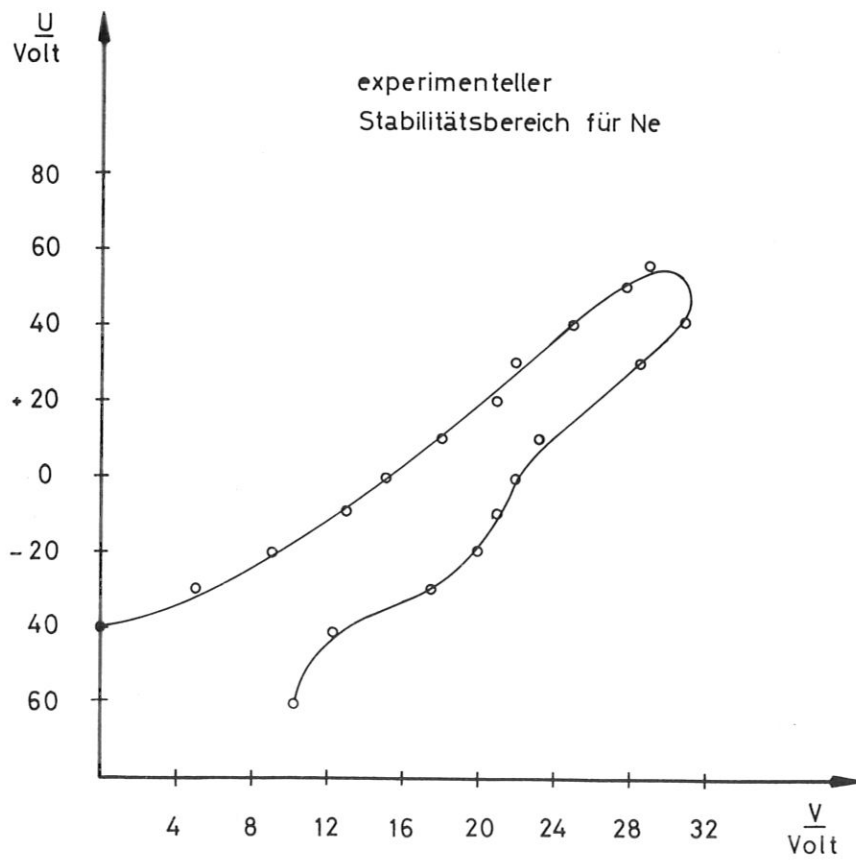


Fig. 13

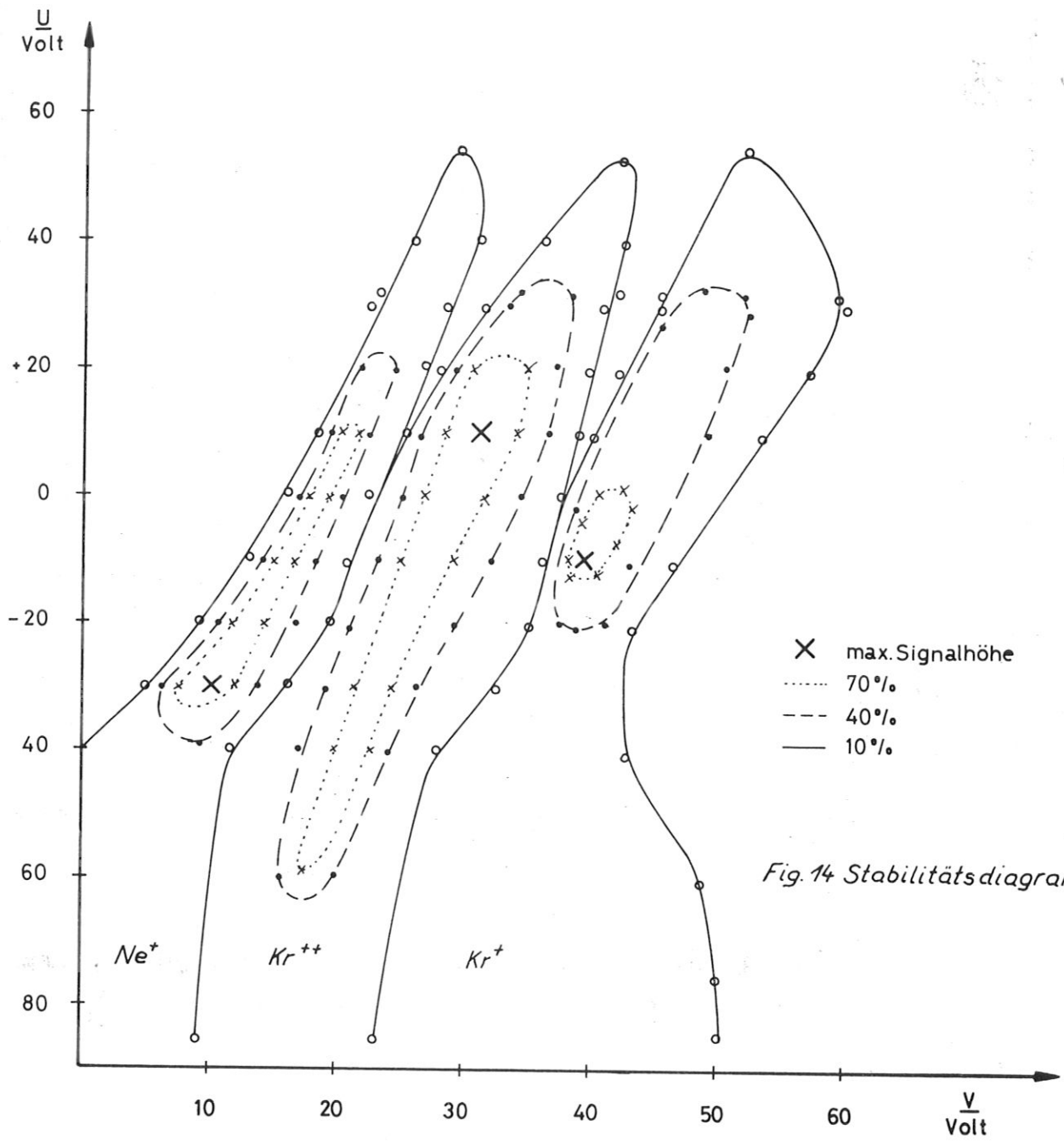


Fig. 14 Stabilitätsdiagramme

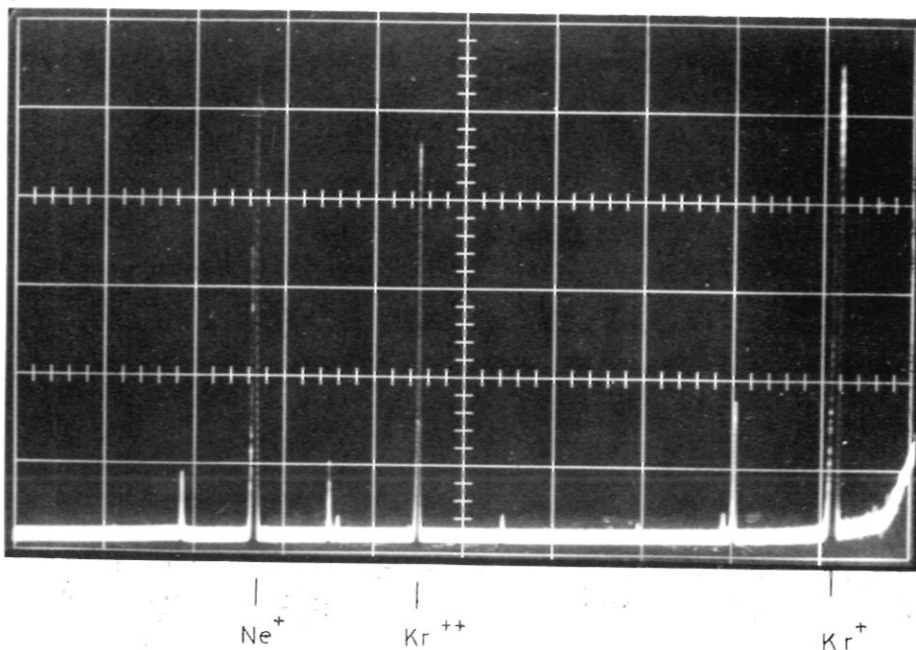


Fig. 15

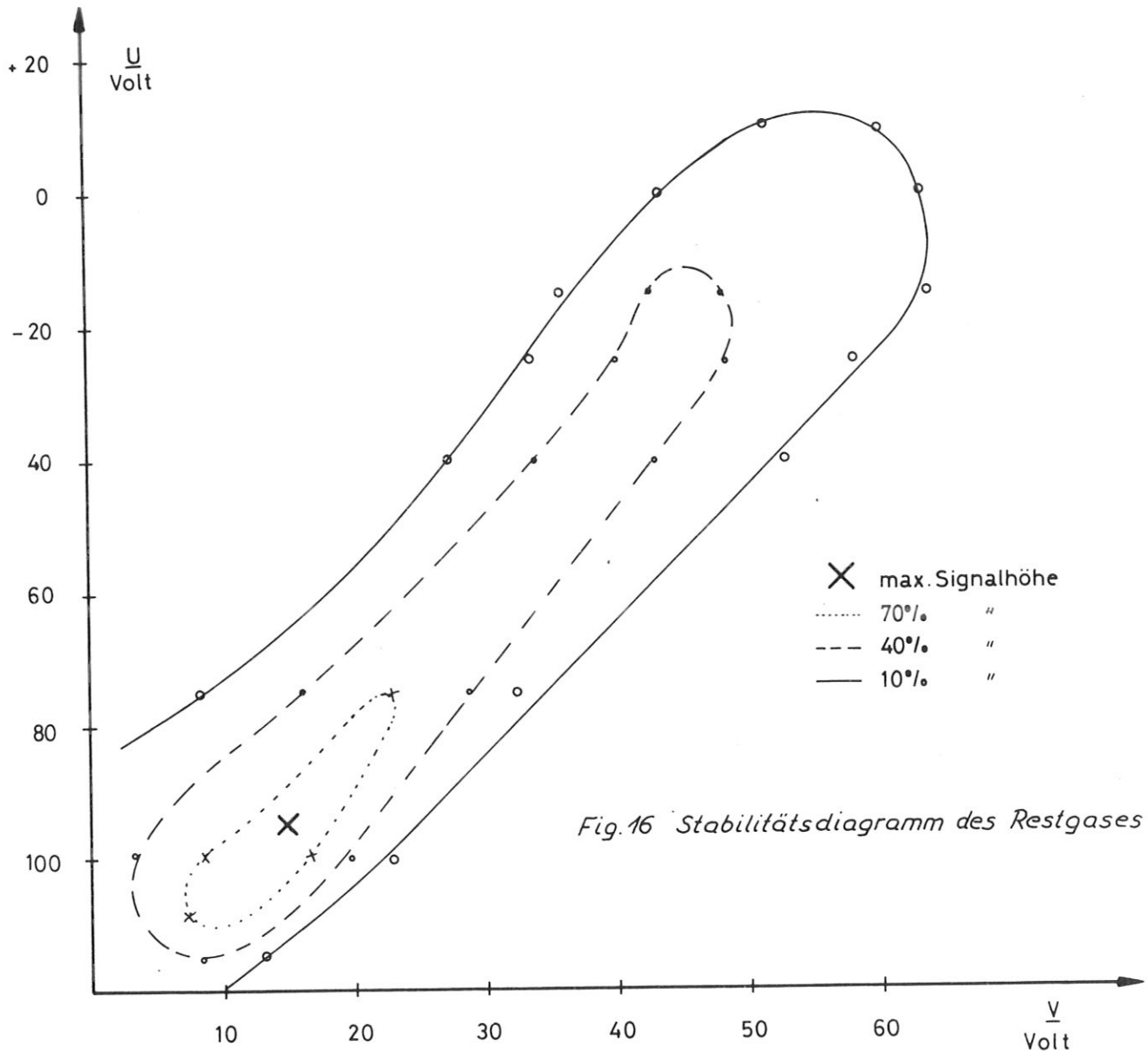


Fig. 16 Stabilitätsdiagramm des Restgases

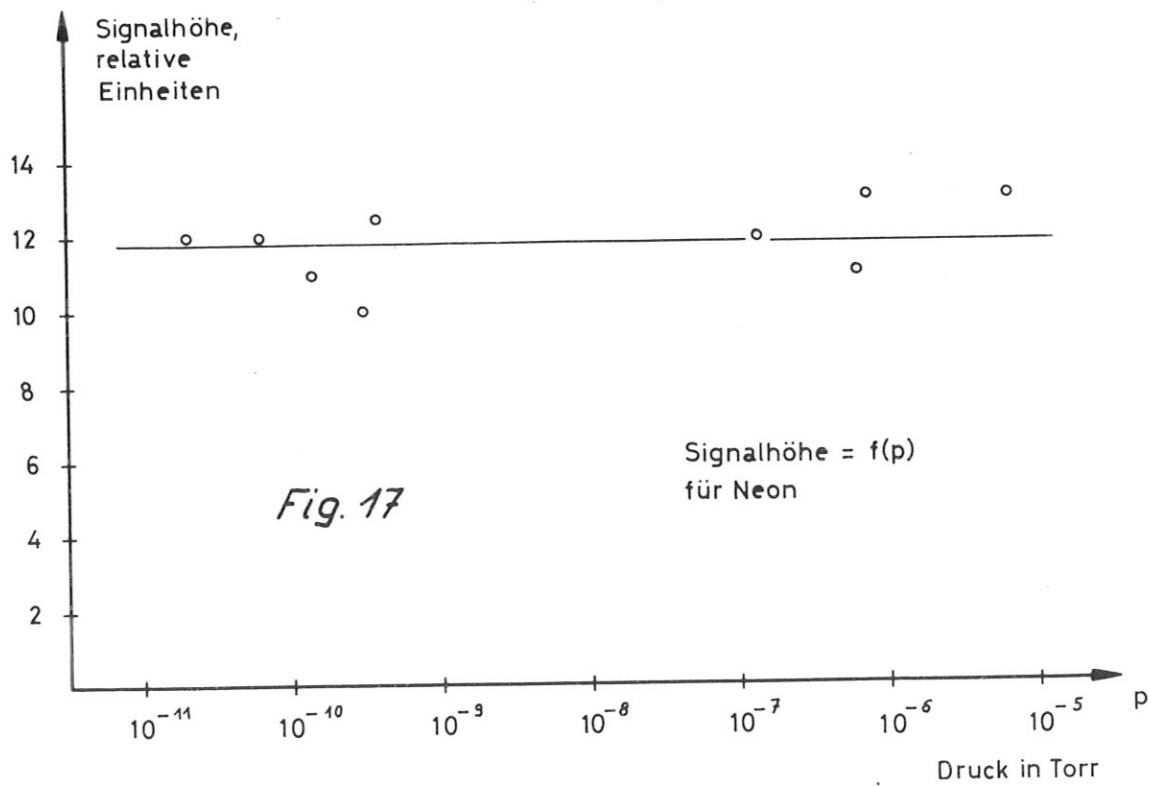


Fig. 17

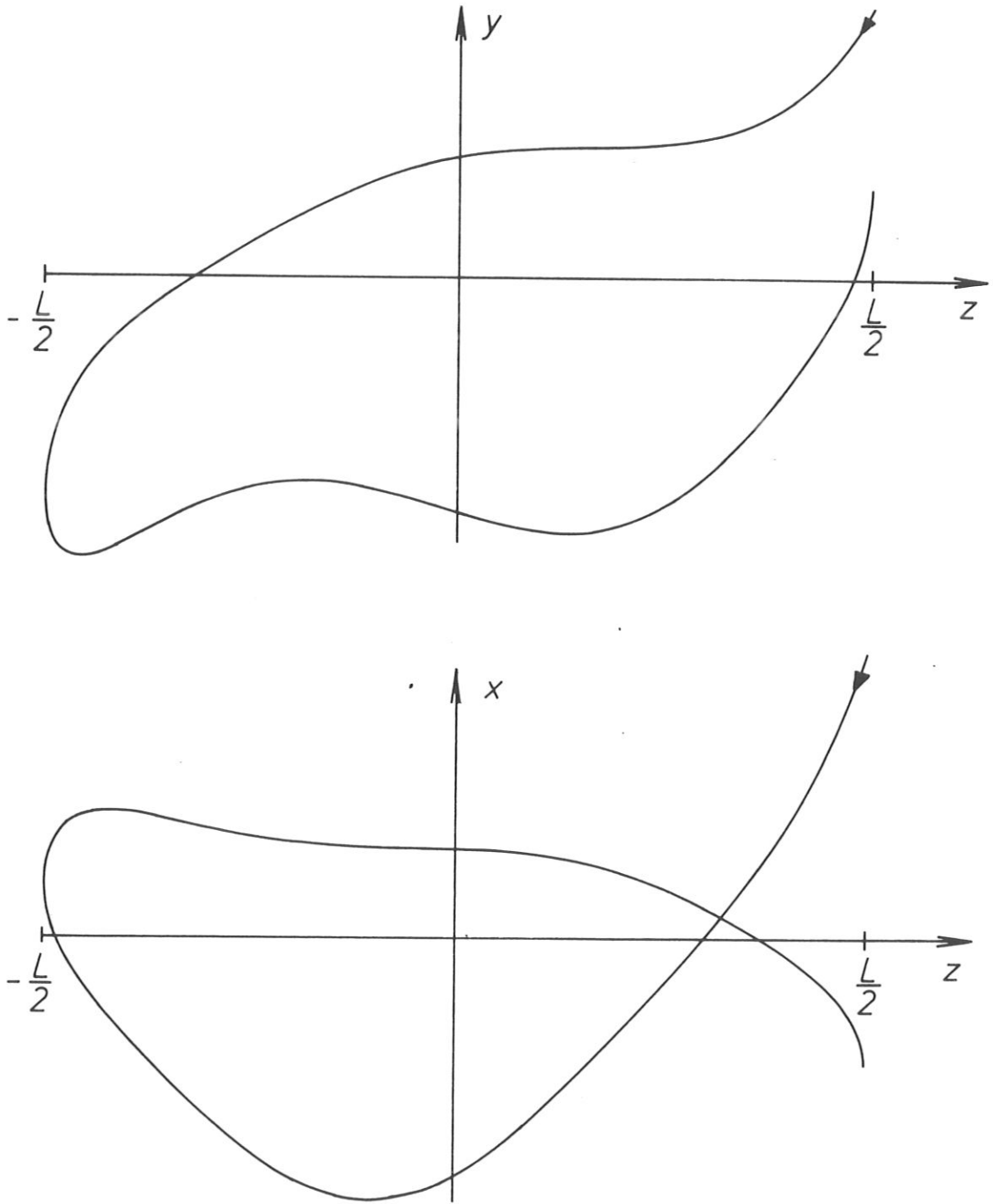


Fig. 18 Ionenbahn für Neon

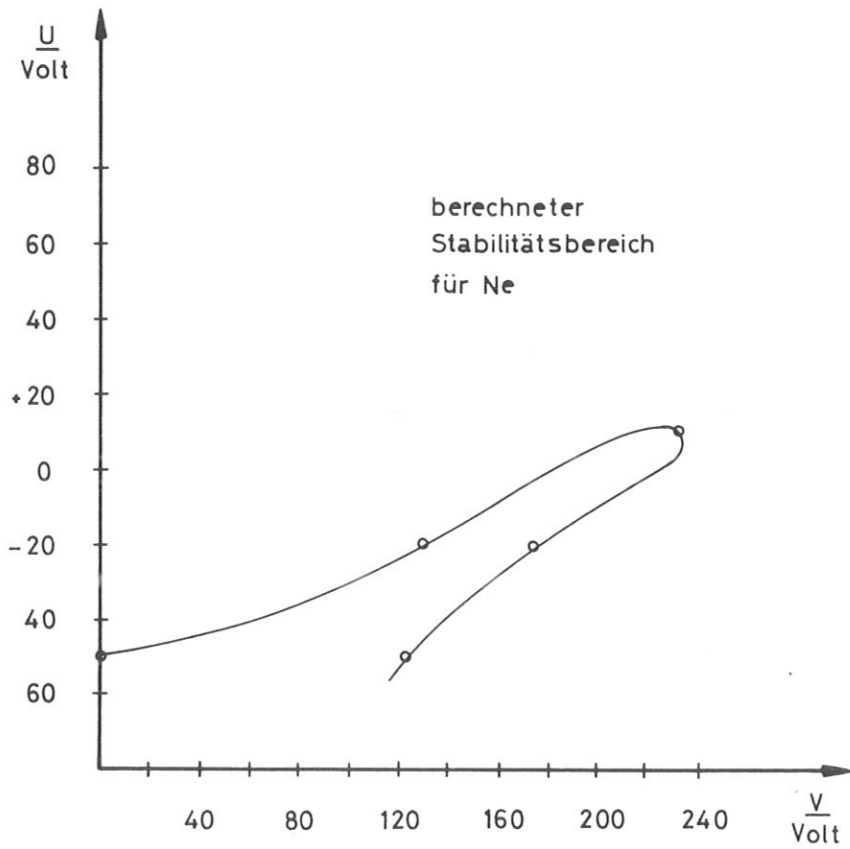


Fig. 19

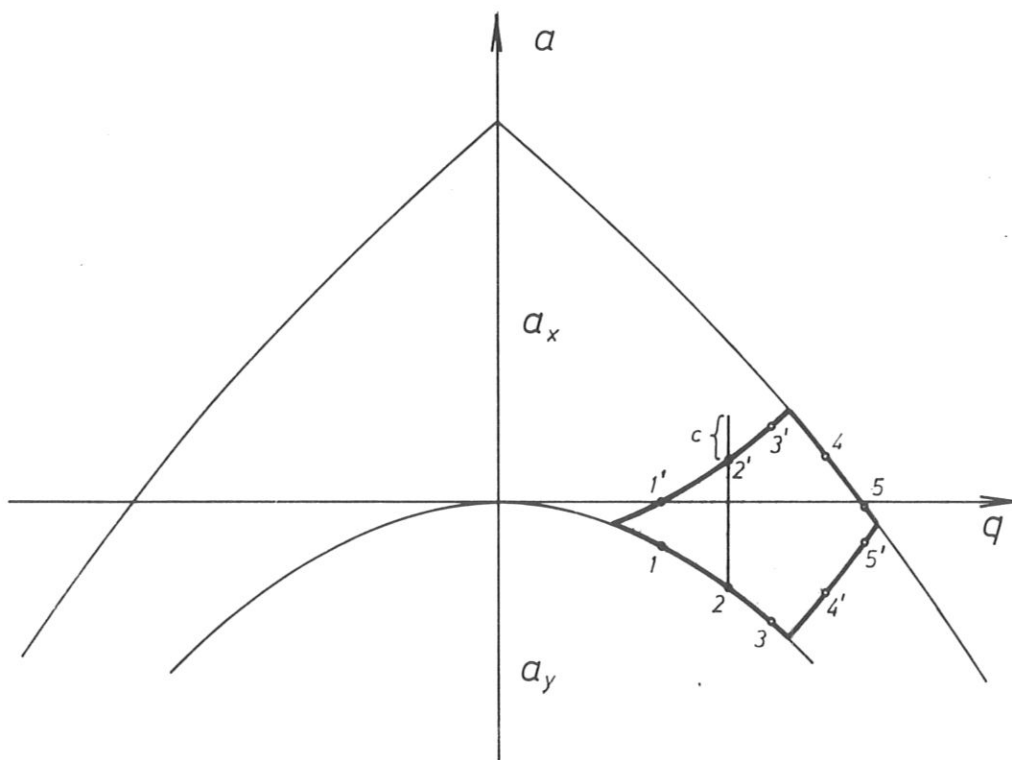


Fig. 20 Stabilitätsdiagramm im starkfokussierenden Oszillotron

E . Literaturverzeichnis

(IPP Max Planck Institut für Plasmaphysik, Garching)

- (1) E.W. BLAUTH
IPP-Labornotiz Nr. 41 (1964) Stabilitätsspektrometer
- (2) E.W. BLAUTH
Vieweg Verlag Braunschweig (1965)
Dynamische Massenspektrometer, S. 150
- (3) W. TRETNER
Z. ang. Phys. 11, 395, (1959)
Ein Massenspektroskop für die Hochvakuumtechnik
- (4) W. TRETNER
Z. ang. Phys. 14, 23 (1962)
Zur Theorie des Farvitrons
- (5) R. BEHRISCH, E.W. BLAUTH, F. MELZNER,
E.H. MEYER
Phys.Verh., 12, 332 (1961)
Erweiterung des Meßbereichs bei einem elektrostatischem Massen-
spektrometer und
IPP-Laborbericht Nr. 2/7
- (6) N. EBERHARDT
Z.ang.Phys. 13, 560 (1961)
Mögliche Energiequellen der Ionenschwingungen im Hoch- und
Ultrahochvakuum
- (7) E.W. BLAUTH
Vieweg Verlag Braunschweig (1965)
Dynamische Massenspektrometer, S 142
- (8) E.H. MEYER
unveröffentlicht
Messungen am Oszillotron
- (9) E.W. BLAUTH
IPP-Labornotiz Nr. 36 (1964)
Analogien und Fokussierungsprobleme bei Teilchenbeschleunigern
und Massenspektrometern
- (10) W. PAUL, H. STEINWEDEL
Z.Naturf., 8a, 448 (1953)
Ein neues Massenspektrometer ohne Magnetfeld
- (11) E.W. BLAUTH, F. MELZNER, E.H. MEYER
Phys.Verh., 13, 330 (1962)
Ionenschwingungen in einem dynamischen Massenspektrometer
- (12) E.W. BLAUTH
IPP-Labornotiz Nr. 15 (1962)
Anstieg der Schwingungen im Oszillotron auf max. Signal, Bestimmung
der Lebensdauer der Ionen und Signalhöhe als Funktion des Druckes
- (13) W. PAUL, M. RAETHER
Z.Phys., 140, 262 (1955)
Das elektrische Massenfilter
- (14) W. PAUL, H.P. REINHARD, U.v. ZAHN
Z. Phys., 152, 143, (1958)
Das elektrische Massenfilter als Massenspektrometer und Isotopentrenner

- (15) W. PAUL, H. STEINWEDEL D.B. Pat. Nr. 944900 (1953)
Verfahren zur Trennung bzw. zum getrennten Nachweis von Ionen
verschiedener spezifischer Ladung
- (16) G. GRÄFF Vorabdrucke der Fachberichte, Physikertagung 1970, S. 56
Hochfrequenzspektroskopie gespeicherter Elektronen und Ionen
- (17) Hersteller: Firma Varian, vacuum division
- (18) J.D. JACKSON Verlag John Wiley & sons, New York (1962)
Classical Electrodynamics, S. 69
- (19) RYSHIK, GRADSTEIN VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften Tafeln, S. 340

This IPP report is intended for internal use.

IPP reports express the views of the authors at the time of writing and do not necessarily reflect the opinions of the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik or the final opinion of the authors on the subject.

Neither the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, nor the Euratom Commission, nor any person acting on behalf of either of these:

1. Gives any guarantee as to the accuracy and completeness of the information contained in this report, or that the use of any information, apparatus, method or process disclosed therein may not constitute an infringement of privately owned rights; or
2. Assumes any liability for damage resulting from the use of any information, apparatus, method or process disclosed in this report.