

am einfachsten, indem man eine Schmelze aus Kupfer oder Eisen und Phosphor mit Deuteronen beschießt. Dabei erhält man gleichzeitig auch wertvolle Cu-, Fe-, Mn- und Co-Isotope. Die Konzentration, die nach diesem Verfahren erreichbar ist, beträgt etwa 500  $\mu\text{C}$   $\text{P}^{32}$  auf 1 mg inaktiven Phosphors (Maurer u. Riezler). Nach der zweiten angegebenen Reaktion bestrahlt man Schwefelkohlenstoff mit schnellen Neutronen.  $\text{CS}_2$  enthält gewöhnlich etwas Phosphor gelöst; dieser scheidet sich während der Bestrahlung aus und reißt den aus dem Schwefel gebildeten radioaktiven Phosphor mit, so daß sich die chemische Abtrennung erübrigt. Andererseits kann man den Schwefelkohlenstoff auch vorher sorgfältig reinigen und erhält dann hochkonzentrierten  $\text{P}^{32}$ . Die Ausbeuten sind erheblich kleiner als bei dem ersten Verfahren, doch hat man den Vorteil, daß die Neutronenbestrahlung neben anderen Versuchen vorgenommen werden kann.

$\text{S}^{37}$  ist z. B. biologisch wichtig für die Untersuchung des Metabolismus der Proteine und des Vitamin  $\text{B}_{11}$ , welches ein Schwefel-Atom enthält. Zur Gewinnung bestrahlt man z. B. Ammoniumchlorid mit Neutronen. Diese Reaktion geht schon mit thermischen Neutronen vor sich.

$\text{Ca}^{45}$  ist wegen seiner großen Lebensdauer sehr nützlich, nur hat es eine sehr weiche Strahlung und ist daher etwas unbequem zu messen.

$\text{Fe}^{59}$  wurde schon erwähnt (vgl. Tab. 2). Wenn man es möglichst frei von gewöhnlichem Eisen erhalten will, kann man die zweite angeführte Reaktion benutzen.

$\text{Cu}^{64}$  ist wieder leicht in starker Aktivität herstellbar. Mit dem Cyclotron kann man leicht Konzentrationen von etwa 20 mC auf 100 mg inaktiven Kupfers erreichen, kleinere Aktivitäten auch in höherer Konzentration.

$\text{Y}^{88}$  ist interessant, weil es eine  $\gamma$ -Strahlung von etwa derselben Härte wie das Radium aussendet und dabei eine lange Lebensdauer hat. Es könnte daher als Radium-Ersatz für Durchleuchtungszwecke in Frage kommen, sofern es in genügender Menge hergestellt werden kann. Hierzu ist allerdings schon ein recht großes Cyclotron nötig.

Beim  $\text{Ag}^{111}$  ist interessant, daß es erst sekundär durch eine kurze Zerfallskette entsteht: durch Deuteronen-Bestrahlung von Palladium erhält man zuerst das  $\text{Pd}^{111}$ , das dann mit einer Halbwertszeit von 26 min in das längerlebige  $\text{Ag}^{111}$  übergeht.

$\text{J}^{131}$  ist z. B. wieder biologisch wichtig für Schilddrüsenprobleme.

Es unterliegt wohl keinem Zweifel, daß künftig noch manche anderen radioaktiven Atomarten mit Nutzen zur Verwendung kommen werden. Wie aber die angeführten Beispiele zeigen, liegen hinsichtlich der Herstellungsverfahren und Anwendungsmöglichkeiten in fast jedem Falle besondere Verhältnisse vor. Es wird sich daher empfehlen, bei der Planung solcher Versuche einen Kernphysiker zu Rate zu ziehen.

**Nachtrag** (März 1947). Dieser Vortrag wurde vor drei Jahren gehalten. Die großen Fortschritte, die inzwischen auf diesem Gebiet in Amerika erzielt werden konnten, seien im folgenden kurz besprochen, so weit sie dem Verf. bekannt geworden sind.

Das kürzlich fertiggestellte Riesencyclotron in Berkeley (Eisengewicht 4800 t) liefert Deuteronenstrahlen von 200 Millionen eV. Dies konnte durch eine sinnreiche Verfeinerung des Cyclotronprinzips erreicht werden, nämlich Frequenzmodulation der D-Spannung, wodurch die störende relativistische Massenzunahme der Teilchen kompensiert wird. Hierbei wird nur noch eine D-Elektrode verwendet.

Der Linearbeschleuniger ist sozusagen ein abgewinkeltes

Cyclotron. Eine größere Zahl von Beschleunigungszyklindern sind hintereinander angeordnet und werden mit Hochfrequenz von geeigneter Frequenz und Phase gespeist, so daß in der Tat das beschleunigende Feld mit dem Teilchen mitläuft. Dieses Prinzip ist sogar älter als das des Cyclotrons, zur fruchtbaren Auswirkung kommt es aber erst jetzt infolge der großen Fortschritte auf dem Gebiet der Ultrakurzwellen-(Radar-) Technik. Der in Berkeley im Bau befindliche Linearbeschleuniger soll Protonen von 280 MeV liefern.

Ein Betatron (Rheotron) für Elektronen- und  $\gamma$ -Strahlen von 100 MeV läuft bei der General Electric Company.

Das Synchrotron, ebenfalls für sehr energiereiche Elektronen- und  $\gamma$ -Strahlen, arbeitet wieder nach dem Cyclotronprinzip. Hierbei muß jedoch das Magnetfeld stark und rasch moduliert werden, um der starken Massenveränderlichkeit des Elektrons Rechnung zu tragen. In Berkeley ist ein Synchrotron für 300 MeV im Bau.

Über das wiederum aus der Radar-Technik geborene Cavitron ist noch wenig bekannt geworden.

Zweifelloos werden diese neuen Geräte nicht nur viel größere Mengen der schon bekannten, sondern auch weitere neue radioaktive Isotope in die Hand geben, zumal bei den hohen Strahlenergien ganz neuartige Kernprozesse zu erwarten sind. So hat sich schon gezeigt, daß die  $\gamma$ -Strahlen von 100 MeV, die heute mit dem Betatron herstellbar sind, außer den bekannten  $(\gamma, n)$ - und  $(\gamma, p)$ -Prozessen auch eine Reihe komplizierterer Kernphotoeffekte hervorrufen können, nämlich  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, pn)$ ,  $(\gamma, 2p)$ ,  $(\gamma, 2pn)$ ,  $(\gamma, p 2n)$ ,  $(\gamma, 3p n)$ ,  $(\gamma, \alpha n)$  oder  $(\gamma, 2p 3n)$ .

Eine noch unvergleichlich ergiebigere Quelle radioaktiver Isotope ist die Uransäule, die friedliche Schwester der Atombombe. 160 verschiedene, größtenteils vorher unbekannte radioaktive Isotope von Zink bis Gadolinium entstehen direkt als Spaltprodukte des Urans<sup>4)</sup>, viele weitere können mittels der außerordentlich intensiven Neutronenstrahlung, die von der Säule ausgeht, in größeren Mengen hergestellt werden. Unter diesen interessiert ganz besonders der für chemische und biologische Zwecke so wichtige  $\text{C}^{14}$ , der schon milligrammweise gewonnen wurde.

Die Uranforschung führte bekanntlich auch zur Entdeckung der Elemente 93 bis 96: Neptunium (Np), Plutonium (Pu), Americium (Am) und Curium (Cm), von denen folgende Isotope bekannt sind:

$\text{Np}^{237}$  (2,2·10<sup>6</sup> Jahre);  $\text{Np}^{236}$  (2 Tage);  $\text{Np}^{235}$  (2,3 Tage);  $\text{Pu}^{238}$  (50 Jahre);  $\text{Pu}^{239}$  (24000 Jahre);  $\text{Am}^{241}$  (500 Jahre);  $\text{Am}^{242}$  (18 Std.);  $\text{Cm}^{240}$  (1 Monat);  $\text{Cm}^{242}$  (5 Monate).

$\text{Np}^{237}$ ,  $\text{Pu}^{239}$  und  $\text{Am}^{241}$  wurden bereits in wägbaren Mengen hergestellt. Das große chemische Interesse, das diese neuen Elemente bieten, liegt auf der Hand<sup>5)</sup>.

<sup>4)</sup> Zur Gewinnung radioaktiver Indikatoren aus der Uranspaltung vgl. W. Seelmann-Eggebert, Naturwiss. 33, 40 [1946].

<sup>5)</sup> Vgl. K. Wirtz, Z. Naturforsch. 1, 543 [1946].

Eingeg. am 17. Mai 1944 [A 33].

## Nachweis und Messung radioaktiver Isotope bei Indicatoruntersuchungen

Von Prof. Dr. WOLFGANG RIEZLER, Bonn

Die radioaktiven Körper, welche für praktische Messungen als Indikatoren in Frage kommen, sind fast ausschließlich Beta-Strahler oder Positronen-Strahler. Die letzteren werden meßtechnisch ebenso wie die Elektronenstrahler gehandhabt. Die folgenden Ausführungen beschränken sich daher auf die Meßmethoden für die Beta-Strahlung.

Es gibt im wesentlichen drei Methoden, die Beta-Strahlung eines radioaktiven Körpers nachzuweisen:

1. die Beobachtung der Schwärzung einer photographischen Platte durch die Beta-Strahlung, 2. die Messung des durch die Beta-Strahlen in einer Ionisationskammer erzeugten Ionenstroms, 3. die Zählung der einzelnen beim Beta-Zerfall ausgesandten Elektronen und Positronen in einem Geigerschen Zählrohr.

Die erste und die zweite Methode sind nur für verhältnismäßig starke Präparate geeignet, während man mit der äußerst empfindlichen Zählrohrmethode auch noch sehr schwache Aktivitäten nachweisen kann.

Die photographische Methode ist verhältnismäßig einfach.

Man legt das zu untersuchende Präparat direkt oder unter Zwischenschaltung einer dünnen Aluminium-Folie auf eine photographische Platte, die dann beim Entwickeln an den Stellen, auf denen die Aktivität des Präparates sitzt, nach dem Maße dieser Aktivität geschwärzt wird. Am besten verwendet man Röntgenplatten ohne Verstärkerfolie, jedoch sind auch alle anderen Plattensorten brauchbar. Als Anhaltspunkt für die Belichtungszeit kann man folgende Angabe nehmen: Man erhält gute Schwärzung in etwa 1 h Expositionszeit, wenn 1  $\mu\text{C}$  Aktivität über eine Fläche von 1  $\text{cm}^2$  gleichmäßig verteilt ist<sup>1)</sup>. Natürlich hängt diese Größe von der Härte der Beta-Strahlung ab. Bei harten, d. h. energiereichen Beta-Strahlen ist die Belichtungszeit i. allg. kürzer, jedoch haben zu harte Strahlen den Nachteil, daß die Konturen der so erzeugten Autoradiographie infolge der verhältnismäßig großen Reichweite der Beta-Strahlen in der photographischen Schicht verwaschen werden.

Eine einfache Ionisationskammer zeigt Bild 1 im Schnitt.

<sup>1)</sup> 1 Curie ist ursprünglich die Aktivität von 1 g Radium oder einem mit 1 g Radium im Gleichgewicht stehenden Folgeprodukt. In einem solchen Präparat zerfallen  $3,6 \times 10^{10}$  Atome in der Sekunde. Diese Größe wurde auf alle andern radioaktiven Körper übertragen.  $1/1000$  Curie = 1 Milli-curie (mC),  $1/1000000$  Curie = Mikrocurie ( $\mu\text{C}$ ).

Eine Metallkammer trägt unten ein sehr dünnes Aluminium-Fenster (F); in der Mitte ist gut isoliert ein Metallstift als Sammelelektrode (E) eingeführt. Das Präparat (P) wird unter das Aluminium-Fenster gelegt, so daß die Beta-Strahlung den Raum in der Kammer durchdringen kann. Legt man an das Kammergehäuse eine Spannung (V) von einigen 100 Volt, so werden die durch die Beta-Strahlen gebildeten Ionen des einen Vorzeichens auf die Sammelelektrode getrieben. Die Aufladung weist man gewöhnlich mit einem empfindlichen Elektrometer nach. Besonders bequem in der Handhabung ist ein *Lindemann-Elektrometer*, natürlich kann man auch ein empfindliches Einfadenelektrometer verwenden.

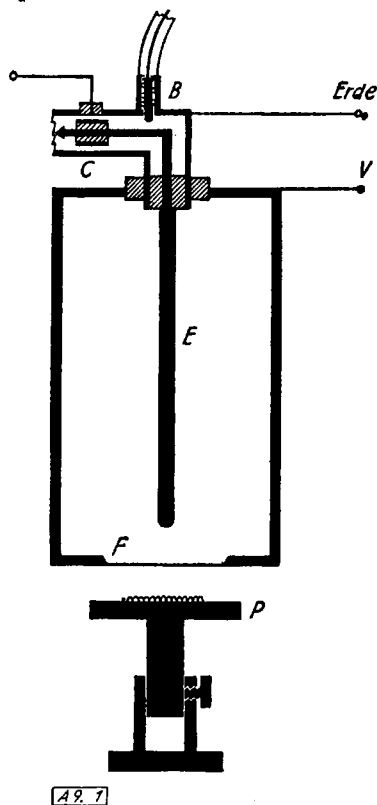


Bild 1  
Einfache Ionisationskammer

Will man quantitative Messungen machen, so empfiehlt es sich, mit einer Kompensationsschaltung zu arbeiten, da sich die absolute Empfindlichkeit des Instruments leicht durch verschiedene, schwer kontrollierbare Einflüsse verändert. In Bild 2 ist

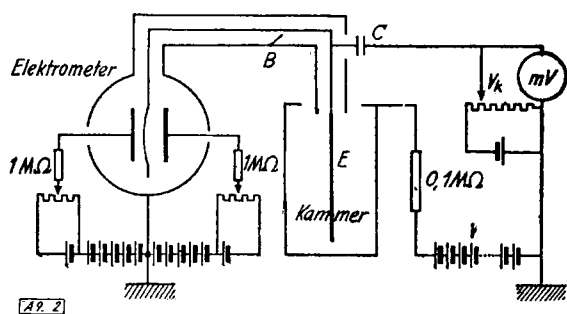


Bild 2  
Schaltschema für eine Ionisationskammer

eine derartige Schaltung dargestellt. Die dem System durch den Ionenstrom zugeführte Ladung kann hierbei durch eine entgegengesetzte Ladung, die man dem kleinen Kondensator C zuführt, wieder kompensiert werden. Für empfindliche Messungen verwendet man einen Kondensator von 1 pF Kapazität. Bei der Messung starker Präparate kann man bis auf einige 1000 pF gehen. Der Gang einer Messung ist dann folgender:

Man gibt das anfangs durch einen Kontaktbügel B geerdete System frei und beobachtet die nun einsetzende Bewegung des Elektrometerfadens. Geht der Faden durch eine bestimmte Marke, so setzt man eine Stoppuhr in Gang. Dann lädt man mit Hilfe des Schiebewiderstandes R den Kompensationskondensator C auf eine bestimmte, an dem Spannungsmesser mV abzulesende Spannung  $V_k$  auf. Dabei bewegt sich der Elektrometerfaden rückwärts. Geht der Faden dann unter dem Einfluß des Ionen-Stroms wieder durch die vorher bestimmte Marke, so stoppt man die Uhr. Man hat dann die Zeit gemessen, in der die durch den Ionenstrom erzeugte Ladung entgegengesetzt gleich der

durch den Kompensationskondensator influenzierten Ladung ist. Bei gleicher Kompensationsspannung und daher gleicher Kompensationsladung verhalten sich also der Ionenstrom und damit die gemessenen Präparatstärken umgekehrt wie die Aufladezeiten.

Die untere Grenze für die Verwendbarkeit einer Ionisationskammer ist durch den Ionisationsstrom bestimmt, der infolge der kosmischen Strahlung und der natürlichen Aktivität der Apparatur schon ohne Präparat als Nullstrom fließt. Er hat im allg. die gleiche Größenordnung wie der durch ein bis einige tausendstel Mikrocurie erzeugte Ionenstrom.

Die obere Grenze für die in einer Ionisationskammer zu messenden Präparate ist dadurch gegeben, daß man mit sehr starken Präparaten i. allg. keine Sättigung des Ionenstroms mehr erreichen kann. Die Grenze liegt bei der Größenordnung 1 mC und ist natürlich stark von der speziellen Bauart der Kammer und von der angelegten Sammelspannung abhängig. Für die Messung sehr energiereicher Beta-Strahlung verwendet man zweckmäßig eine Ionisationskammer, in der das Füllgas mit erhöhtem Druck, etwa 10 at, eingefüllt ist. Die Sammelspannung liegt dabei gewöhnlich nicht direkt an der Außenwand, sondern an einem aus Drahtnetz bestehenden Zylinder, der in den äußeren Mantel eingebaut ist. Dies hat zwei Vorteile: Die Kammerwand kann man an Erdpotential legen, und der störende Einfluß der natürlichen Aktivität der Wand wird merklich herabgesetzt. Man kann diese Konstruktion natürlich auch für eine Ionisationskammer mit normalem Druck verwenden. Als Verschluss für eine Druckkammer verwendet man gewöhnlich eine nicht zu dünne, durch ein Netz gestützte Cellophanfolie.

Der weitaus wichtigste Apparat für den praktischen Nachweis radioaktiver Isotope bei Indicator-Messungen ist das *Geigersche* Zählrohr. Eine bewährte Zählrohrbauart ist in Bild 3 dargestellt.

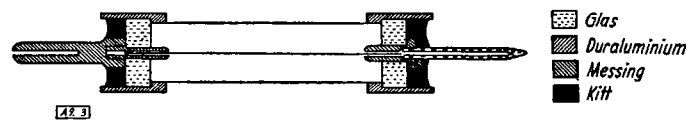


Bild 3  
Schnitt durch ein Zählrohr für Beta-Strahlung (etwa  $\frac{1}{3}$  nat. Größe)

In der Achse eines Metallrohres ist ein dünner Draht gespannt. Zwischen Metallmantel und Draht wird eine so hohe elektrische Spannungsdifferenz gelegt, daß an der Drahtoberfläche die elektrische Durchbruchfeldstärke des Füllgases beinahe erreicht ist. Tritt nun ein ionisierendes Teilchen in den Gasraum, so wird durch dieses ein Entladungsstoß am Zählrohrdraht ausgelöst, der bei geeigneter Schaltung innerhalb ganz kurzer Zeit wieder abreißt. Diesen Stoß kann man mit Hilfe eines Einfadenelektrometers beobachten, oder man kann ihn über eine Verstärkerröhre einem geeigneten Nachweisgerät zuführen.

Der Mantel besteht aus einem dünnen Duraluminium-Rohr von 1—2 cm Dmr., das auf  $\frac{1}{10}$  mm Wandstärke abgedreht ist. Unlegiertes Aluminium ist nicht brauchbar, da es sich nicht ohne weiteres auf die geringe Wandstärke abdrehen läßt und außerdem so weich ist, daß es bei  $\frac{1}{10}$  mm Wandstärke nach dem Auspumpen dem äußeren Luftdruck nicht mehr standhielte. Als Zählrohrdraht wird ein Wolfram-Draht von 0,1—0,2 mm Dmr. verwendet. Viele Laboratorien verwenden auch andere Drähte, insbes. Stahl- oder Nickel-Drähte. Die Drähte werden zweckmäßig vor dem Einbau mit Alkohol gereinigt. Bei Stahl- und Nickel-Drähten empfiehlt es sich, durch Glühen eine dünne Oxyd-Schicht zu erzeugen. Als Isolation sind Glasscheiben zweckmäßig. Am einen Ende ist der Zählrohrdraht mit einem normalen 4-mm-Stecker verbunden, um das Zählrohr bequem in die Apparatur einsetzen zu können. An der anderen Seite wird ein dünnes Glasröhrchen angekittet, das man nach der Füllung abschmelzen kann. Als Zählrohrfüllung sind fast alle Gase brauchbar, auch Luft. Besonders geeignet sind Edelgase, falls sie nicht zu sauer sind. Wie *Trost* gefunden hat, werden die Eigenschaften eines Zählrohrs sehr verbessert, wenn man dem Füllgas bestimmte Dämpfe zusetzt, z. B. Alkohol oder Aceton. Solche Zählrohre haben allerdings u. U. den Nachteil, daß die Dämpfe allmählich von dem zur Dichtung verwendeten Kitt aufgezehrt werden, wobei sich die Charakteristik erheblich ändert, so daß das Zählrohr schließlich oft unbrauchbar wird. Mit folgendem Rezept sind gute Erfahrungen gemacht worden: Als Kitt dient Mastix mit Zusatz von etwas Bienenwachs; wahrscheinlich sind auch andere Harzprodukte verwendbar. Das Zählrohr wird über Nacht mit Aceton-Dampf von etwa 40 mm Druck gefüllt. Bis zum nächsten Morgen ist ein beträchtlicher Teil des eingefüllten Gases vom Kitt aufgezehrt. Der Rest wird bis auf 10 mm abgepumpt. Dann werden 100 mm Argon dazugefüllt. Solche Zählrohre verändern innerhalb mehrerer Monate ihre Charakteristik nur unmerklich. Vorteilhaft ist es, Zählrohre ganz aus Glas herzustellen und die Zählrohre einzuschmelzen, weil auf diese Weise alle Kittstellen vermieden werden. Als Mantelelektrode genügt bei dünnwandigen Zählrohren ein äußerlicher, dünner Anstrich mit leitender Substanz. Bei Glaszählrohren muß man besonders darauf achten, daß bei einer Messung kein Licht in das Innere des Zählrohrs dringt, da alle Zählrohre auch auf Lichtquanten etwas ansprechen.

Legt man an ein Zählrohr zunächst eine verhältnismäßig niedere Spannung, so wird es auf ionisierende Teilchen überhaupt nicht ansprechen. Erhöht man die Spannung allmählich, so kommt man in einen Bereich, in dem jedes im Zählrohr erzeugte Ion durch Stoßionisation Anlaß zur Erzeugung einer ganz bestimmten Anzahl weiterer Ionen gibt. Man erhält also einen Ionenstoß im Zählrohr, der wesentlich größer ist als die primäre Ionisation, jedoch dieser noch proportional. Man nennt den betreffenden Bereich daher den Proportionalitätsbereich. Er spielt für die Messung stark ionisierender Teilchen eine sehr wesentliche Rolle. Für Indicatormessungen, wo es sich regelmäßig um den Nachweis der schwach ionisierenden Beta-Strahlung handelt, ist er praktisch bedeutungslos. Auch sind die Stöße im Proportionalitätsbereich noch sehr schwach, so daß man sie nur durch sehr hohe Verstärkung nachweisen kann. Mit einem gewöhnlichen Verstärker erscheint das Zählrohr in diesem Bereich noch unempfindlich. Steigert man die Spannung weiter, so wird die Apparatur gleichmäßig auf schwach oder stark ionisierende Teilchen ansprechen. Durch die Primärionisation wird jetzt im Zählrohr ein kurzer, selbständiger Entladungsstoß ausgelöst, dessen Stärke von der Primärionisation unabhängig ist. Man nennt diesen Bereich den Auslösebereich. Legt man ein konstantes radioaktives Präparat unter den Zähler und beobachtet die Zahl der registrierten Impulse je Zeiteinheit in Abhängigkeit von der Spannung im Zählrohr, so erhält man eine Kurve, die man als Zählrohrcharakteristik bezeichnet. Diese Kurve hat im allg. drei Teile. Der erste geht über einen ziemlich schmalen Spannungsbereich. In ihm steigt die registrierte Stoßzahl mit der Spannung stark an; dann kommt ein mehr oder weniger breiter ebener Teil und schließlich wieder ein stark ansteigender (Bild 4). Je breiter der ebene

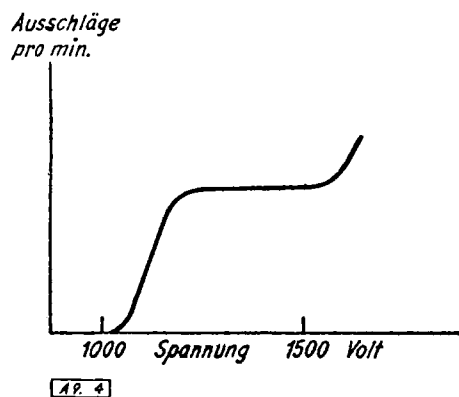


Bild 4  
Gute Zählrohrcharakteristik

Bereich ist, desto besser ist das Zählrohr. Die Breite hängt nicht nur von der Art des Zählrohrs, sondern auch von der Bauart und von den Schaltelementen des Verstärkers ab. Der Anstieg am Ende der Kurve ist teils auf unvollständiges Wiederabreißen der Stoßentladungen zurückzuführen, teils auf spontane Entladungen im Zählrohr.

Nicht selten findet man Zählrohre, deren Charakteristik nicht den idealen, in Bild 4 dargestellten Verlauf zeigt sondern dauernd etwas ansteigt (Bild 5). Dies kommt entweder daher, daß die nachfolgenden Schaltelemente dem Zählrohr schlecht angepaßt

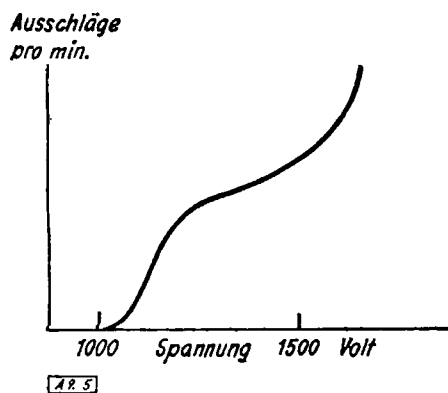


Bild 5  
Schlechte Zählrohrcharakteristik

sind, oder daher, daß der Zählendraht nicht genau zylindrisch ist, sondern stärker und schwächer gekrümmte Oberflächenteile aufweist. Dann zählen einige Stellen etwas früher, andere erst später, und man hat eine Überlagerung von vielen, gegeneinander verschobenen, guten Charakteristiken. Man kann zur Not auch mit solchen Zählrohren arbeiten, wenn man sehr darauf achtet, daß die Zählspannung gut konstant bleibt, gelegentlich die Charakteristik wieder aufnimmt und während der Messungen häufig mit einem Standardpräparat vergleicht.

Die ursprüngliche Geiger-Müllersche Schaltung ist in Bild 6 dar-

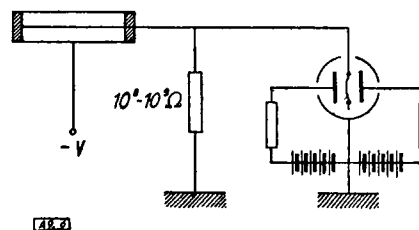


Bild 6  
Ältere Zählrohrschaltung mit Elektrometer als Nachweisgerät

gestellt. Die im allg. negative Zählspannung liegt am Zählrohrmantel. Der Zählendraht ist mit dem System eines Elektrometers verbunden und über einen sehr hohen Widerstand zur Erde abgeleitet. Anstatt ein Elektrometer zu verwenden, kann man über einen Kondensator von etwa 50 pF an einen Verstärker ankoppeln (Bild 7). Diese Schaltung hat jedoch noch gewisse Nachteile. Zunächst hat sie eine verhältnismäßig hohe Zeitkonstante, d. h. es dauert eine beträchtliche Zeit, bis das Zählrohr nach einem Impuls wieder für den nächsten aufnahmefähig ist. Zweitens ist die Größe der bei einem Impuls im Zählrohr übergehenden Ladung nicht bei jedem Stoß die gleiche. Dadurch erhält man mit einfacheren Verstärkern eine verhältnismäßig ungünstige Zähl-

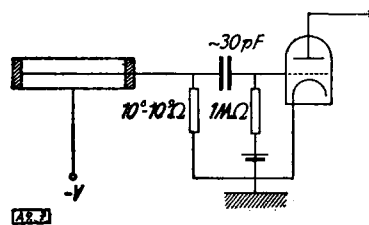


Bild 7  
Einfache Ankoppelung eines Zählrohrs an den Verstärkereingang

rohrcharakteristik, insbes. wenn Ableitwiderstand und Gasfüllung des Zählrohrs nicht genau aufeinander abgestimmt sind, was bei Messungen in der Praxis nur sehr schwer möglich ist, vor allem da sich der Zustand des Zählrohrs beim Betrieb meist allmählich etwas verändert.

Man hat daher in letzter Zeit eine Reihe verbesserter Schaltungen entwickelt, von denen nur die am häufigsten angewandte beschrieben sei, die zuerst von Neher u. Harper angegeben worden ist. Hier liegt der Zählendraht an hoher positiver Spannung und ist mit der Anode einer geeigneten Verstärkerröhre verbunden. (Bild 8) Die Verstärkerröhre muß die hohe Anodenspannung von über 1000 V aushalten und soll einen möglichst kleinen Durchgriff haben. Von deutschen Röhren wird gewöhnlich die RENS 1284 verwendet. Das Steuergitter dieser Röhre ist mit dem Zählrohrmantel verbunden, der durch ein Potentiometer auf einer so stark negativen Spannung gehalten wird, daß die Röhre eben sperrt. Sobald nun

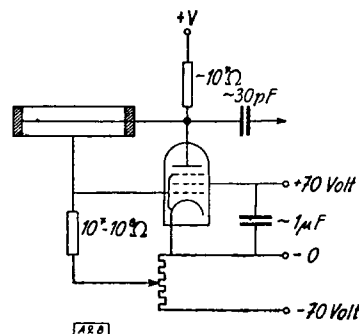


Bild 8  
Zählrohrschaltung nach Neher und Harper

ein ionisierendes Teilchen in das Zählrohr eintritt, gelangt positive Ladung auf den Zählrohrmantel und damit auf das Steuergitter der Röhre. Es kann also jetzt Strom durch die Röhre fließen, und die Spannung zwischen Zählrohr und Zählrohrmantel fällt dadurch soweit ab, daß die im Zählrohr aufgetretene Entladung abreißt. Die Anode der Röhre wird durch einen kleinen, sehr gut isolierenden Kondensator von etwa 20 pF Kapazität an die weitere Apparatur angekoppelt. Beim Zählstoß entsteht ein negativer Impuls. Will man die Teilchen dadurch registrieren, daß man über ein Thyatron ein Zählwerk betreibt, so muß man noch eine Zwischenröhre einschalten, die das Vorzeichen des Impulses umkehrt. Zweckmäßig verwendet man eine Triode (z. B. AC 2). Bei einer Pentode erhält man zu hohe Verstärkung, die man künstlich wieder drosseln müßte.

Für den Nachweis der zu zählenden Stöße kommen zwei Methoden in Frage. Entweder mechanische Zählwerke oder Apparate, die die Zählstöße über einen gewissen Zeitabschnitt integrieren, so daß man nach einer bestimmten Einstellzeit einen Dauerausschlag ablesen kann, der die mittlere Teilchenzahl je Zeiteinheit wiedergibt.

Als Zählwerke kann man bei nicht zu hohen Ansprüchen Telefongesprächszähler verwenden. Man muß solche Typen nehmen, bei denen der bewegliche Teil ein möglichst kleines Trägheitsmoment hat. Zweckmäßig ersetzt man das Sperrad mit zehn Zähnen durch ein solches mit etwa fünfzig Zähnen, dann ist der Vorschub bei den einzelnen Stößen wesentlich kleiner, und man erreicht erheblich höhere Zählgeschwindigkeiten. Die Spule soll einen Widerstand von wenigstens 1000  $\Omega$  haben. Mit einem gewöhnlichen Gesprächszähler kommt man auf Zählgeschwindigkeiten von rd. 600/min, mit einem umgebauten bis auf 2000/-min, u. U. sogar noch etwas darüber hinaus, immer vorausgesetzt, daß die Stöße in gleichmäßiger Folge auftreten. Bessere Zählwerke bestehen aus einem Uhrwerk, dessen Sperrad durch eine magnetisch gesteuerte Vorrichtung bei jedem Impuls um einen Zahn weiterspringt. Mit solchen Zählwerken kommt man bei gleichmäßiger Stoßfolge auf 12000/min nach amerikanischen Angaben sogar noch erheblich weiter.

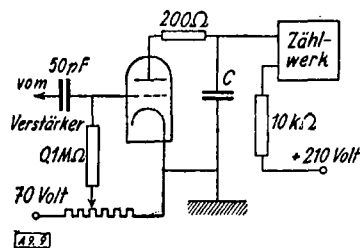


Bild 9  
Thyatron als Endstufe

Die Ankopplung des Verstärkers an das Zählwerk erfolgt gewöhnlich über, eine gasgefüllte Röhre, ein sog. Thyatron oder Stromtor. Die Schaltung ist in Bild 9 dargestellt. Sobald ein positiver Stoß auf das Gitter des Thyratrons kommt, entlädt sich durch dieses der parallel geschaltete Kondensator. Der Widerstand von einigen 100  $\Omega$  vor dem Thyatron sorgt dafür, daß keine allzu hohe Momentanstromstärke auftritt. Dadurch wird die Lebensdauer des Thyratrons beträchtlich erhöht. Die Größe des Kondensators (C) richtet sich nach dem angeschlossenen Zählwerk. Sie liegt gewöhnlich zwischen 0,05 und 0,5  $\mu$ F.

Die von einem radioaktiven Präparat ausgesandten Teilchen kommen nicht gleichmäßig, sondern in völlig zufälliger Verteilung in das Zählrohr, so daß man keine gleichmäßige Stoßfolge hat. Es werden daher auch bei Teilchenzahlen, die erheblich unter den oben genannten liegen, immer noch häufig zwei Stöße in einem Abstand aufeinanderfolgen, der kürzer ist als die Trennzeit des Zählwerkes. Dem muß man dadurch Rechnung tragen, daß man der am Zählwerk abgelesenen Zahl eine Korrektur zufügt. Diese Korrektur läßt sich in besonderen Fällen theoretisch berechnen, nämlich dann, wenn das Zählwerk einer der beiden folgenden Grundtypen angehört:

Typ 1: Das Zählwerk ist nach jedem ankommenden Stoß eine bestimmte Zeit, die Trennzeit  $\tau$  unempfindlich; oder

Typ 2: Das Zählwerk ist nach jedem gezählten Stoß eine Zeit  $\tau$  unempfindlich.

Bei gleichmäßiger Stoßfolge würden also in beiden Fällen gerade noch  $N_0 = 1/\tau$  Stöße pro Zeiteinheit richtig gezählt. Bei statistischer Stoßfolge werden von N ankommenden Stößen gezählt:

$$\text{Im Fall 1: } N'_1 = N_0 - N\tau$$

$$\text{Im Fall 2: } N'_2 = \frac{N}{1 + N\tau}$$

Man erhält im Fall 1 für  $N'$  ein Maximum, wenn gerade  $N_0 = 1/\tau$  Stöße an-

kommen; dann ist  $N'_1 = N_0/e$ . Weiß man, daß das Zählwerk zu diesem Typ gehört, so kann man durch Messung des Maximums das Auflösungsvermögen bestimmen<sup>2)</sup>.

Im Fall 2 nähert sich  $N'_2$  für große Teilchenzahlen dem Grenzwert  $N_0$ . Im allg. liegt die wirklich gezählte Teilchenzahl zwischen den Werten  $N'_1$  und  $N'_2$ . Die tatsächliche Korrekturkurve muß empirisch bestimmt werden. Dies macht man am besten dadurch, daß man die Abfallkurve eines radioaktiven Präparats von genau bekannter Halbwertszeit ausmißt. Geeignet ist z. B. der Abfall des radioaktiven Jods  $J^{128}$  mit 25,0 min Halbwertszeit. Für gute Zählwerke kann man auch radioaktiven Stickstoff  $N^{13}$  mit 9,97 min Halbwertszeit verwenden.

Am Ende der Abfallkurve ist zwar die Korrektur klein, aber die statistische Schwankung infolge der geringen Teilchenzahl besonders groß. Ob man das Ende richtig festgelegt hat, sieht man aber leicht, wenn man die prozentuale Korrektur in Abhängigkeit von der Teilchenzahl aufträgt. Wenn man ohne Untersetzer arbeitet, muß diese Kurve in ihrem ersten Teil linear ansteigen. Bei zunehmender Teilchenzahl muß der Anstieg monoton abnehmen, so wie die Kurve für  $m = 1$  in Bild 10. Sowohl Formel 1 als Formel 2 lauten in erster Näherung, also für  $N\tau \ll 1$ , d. h. für Teilchenzahlen, die weit unter der höchsten zählbaren Zahl liegen

$$N' = N(1 - N\tau)$$

also ist der Anteil der ausgelassenen Stöße

$$\frac{N - N'}{N} = N\tau$$

Hat man z. B. ein Zählwerk, welches bei gleichmäßiger Stoßfolge 2000 Teilchen/min bewältigt, so erhält man schon bei 100 Teilchen/min eine Korrektur von 5%.

Man sieht aus den angegebenen Formeln, daß die Korrektur selbst bei guten Zählwerken schon bei verhältnismäßig niedrigen Teilchenzahlen ganz erhebliche Werte annimmt. Da sich i. allg. das Auflösungsvermögen eines Zählwerkes beim Gebrauch mit der Zeit ändert, muß man die Korrekturkurve verhältnismäßig häufig wieder aufnehmen.

Da die häufige Aufnahme einer Korrekturkurve und auch die einrechnung einer Korrektur in jeden einzelnen Meßwert für den praktischen Gebrauch recht unbequem ist, empfiehlt es sich, mit sog. Stoßzahluntersetzern zu arbeiten. Dies sind Apparate, welche bewirken, daß nicht jeder einzelne Stoß auf das Zählwerk übertragen wird, sondern immer nur einer von einer bestimmten Zahl m von Stößen, also etwa jeder vierte oder jeder achte. Dies hat zwei Vorteile. Zunächst natürlich den, daß im ganzen entsprechend weniger Stöße auf das Zählwerk treffen. Bei gleichmäßiger Stoßfolge wird man also bei m-facher Untersetzung mit dem gleichen Zählwerk m-mal so viele Stöße bewältigen können. Da aber bei der Messung radioaktiver Substanzen die Stöße in statistischer Folge eintreffen, kommt noch ein zweiter Vorteil hinzu, der in den praktisch meist benutzten Zählbereichen häufig noch mehr ausmacht als der erste. Dieser Vorteil besteht darin, daß die nach der Untersetzung noch durchkommenden Stöße jetzt nicht mehr in rein statistischer Folge eintreffen, sondern in wesentlich gleichmäßigeren Abständen. Es wird sich also selbst bei verhältnismäßig höherer Stoßfolge ein entsprechender Ausfall durch das zu schnelle Aufeinanderfolgen von Stößen nicht mehr so stark bemerkbar machen. Die Korrekturkurve beginnt jetzt nicht mehr unter einem endlichen Winkel im Koordinaten-Nullpunkt, sondern sie hat bei kleiner Stoßzahl eine waagrechte Tangente. Diese Verhältnisse sind in Bild 10 dargestellt. Die Kurven sind für ein Zählwerk vom Typ 1 berechnet, sind jedoch in ihrem unteren Teil, also bei nicht allzu hoher Korrektur, für alle Zählwerktypen brauchbar. Man beachte, daß aus den Kurven in Bild 10 nur der Vorteil zu ersehen ist, der aus dem nicht mehr statistischen Eintreffen der auf das Zählwerk übertragenen Stöße entspringt, nicht aber der, den man durch die Verringerung der übertragenen Stoßzahl hat, denn der Abscissenmaßstab ist noch durch die Untersetzungszahl m dividiert. Tab. 1 macht den Vorteil beim Gebrauch eines Untersetzers besonders anschaulich. Es läßt sich aus ihr ablesen den wievielten Teil der bei gleichmäßiger Stoßfolge möglichen Maximalstoßzahl des Zählwerkes man noch zählen darf, wenn man mit der Korrektur unter einer vorgegebenen Schranke bleiben will.

m \ f	1 %	5 %	10 %
1	0,01	0,05	0,11
2	0,14	0,36	0,52
4	0,96	1,36	1,72
8	3,1	3,9	4,6
16	8,6	10,0	11,2

Tabelle 1

<sup>2)</sup> Diese Methode wurde zuerst von Volz angewendet.

Bei sehr starker Untersetzung und gutem Zählwerk ist die Korrektur im allg. nicht mehr durch das Zählwerk, sondern durch ein im Verstärker liegendes Schaltelement verursacht; insbes. durch die Ankoppelung des Zählrohrs an den Verstärker. Die hierzu gehörige Trennzeit ist etwa gleich der Koppelungskapazität mal dem zugehörigen Ableitwiderstand. Hiernach kann man die zu erwartende Korrektur grob abschätzen.

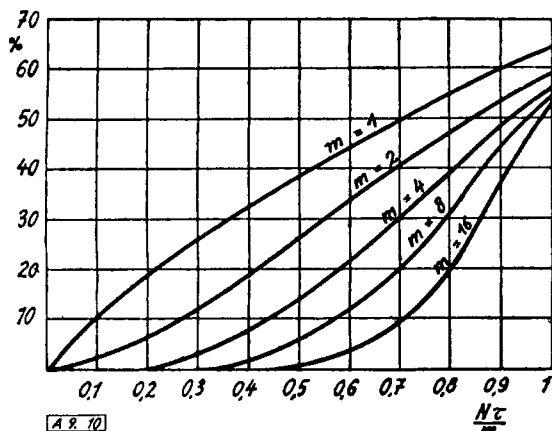


Bild 10

Prozentsatz der von einem Zählwerk nicht registrierten Impulse mit und ohne Untersetzer ( $m$  = Untersetzungsfaktor,  $\tau$  = Trennzeit des Zählwerkes ohne Untersetzung,  $N$  = Zahl der Zählrohrentladungen pro Zeiteinheit)

Von den zahlreichen Bauarten der Untersetzer sei nur einer herausgegriffen, der von Forsman entwickelt worden ist. Er hat sich bei uns sehr gut bewährt. Die Schaltung ist in Bild 11 dargestellt.

Zwei Pentoden — wir verwenden AF 7, in der ursprünglichen Forsmanschen Schaltung sind Rens 1284 verwendet worden — sind über einen Anodenwiderstand mit der gleichen Anodenspannung verbunden. Die von der Vorstufe kommenden negativen Stöße werden über zwei kleine, gut isolierende Kondensatoren den Steuergittern der Röhren zugeführt. Die Steuergitter sind je über einen Ableitwiderstand mit einer negativen Gittervorspannung und über einen

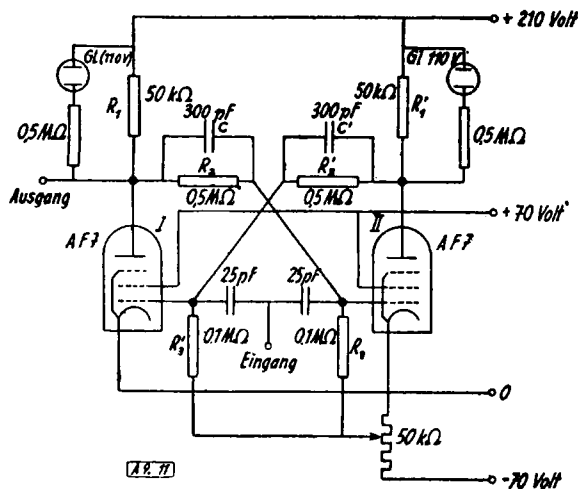


Bild 11  
Untersetzer nach Forsman

Kondensator mit parallel geschaltetem, hohem Widerstand mit der Anode der anderen Röhre verbunden. Bei dieser Schaltung kann immer nur durch eine Röhre Strom fließen. Das Gitter der anderen Röhre ist dann sehr stark negativ, so daß diese zweite Röhre sperrt. Angenommen, durch die Röhre I fließe kein Strom, dann geht von der Sammelschiene der Anodenspannung ein Stromzweig ohne Nebenschluß über die Widerstände  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  und teilt die Spannung nach dem Ohmschen Gesetz in Teile, die dem Widerstand proportional sind. Die negative Gittervorspannung ist so eingerichtet, daß in diesem Fall der mit dem Gitter der Röhre II verbundene Punkt ein so schwach negatives Potential hat, daß noch Strom durch II fließt. Für den Stromzweig  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  bildet die Röhre also einen Nebenschluß zu den Widerständen  $R_2$ ,  $R_3$ . Daher ist der Spannungsabfall in  $R_1$  größer als in  $R_2$  und  $R_3$ , also kleiner als in  $R_2$  und  $R_3$ . Das Gitterpotential von I liegt daher näher an der negativen Gittervorspannung, u. zw. liegt es ihr so nahe, daß die Röhre I sperrt. Kommt nun ein negativer Stromstoß gleichzeitig auf beide Gitter, so ändert sich in I nichts Wesentliches, dagegen sperrt jetzt auch die Röhre II. Dabei steigt das Potential an der Anode von II an, und es kommt über C' ein positiver Stoß auf das Gitter von I, der den ursprünglichen negativen Impuls überkompensiert. Die Röhre I wird leitend und hat die Rolle von II übernommen. II bleibt daher gesperrt. Man kann nun eine der Anoden mit den

Gittern einer weiteren ebenso gebauten Stufe verbinden und erhält immer dann, wenn die Röhre gerade leitend wird, einen negativen Stoß, der die nächste Stufe zum Umspringen bringt. Um zu sehen, welche Röhre leitend ist, kann man dem betreffenden Anodenwiderstand ein Glühlämpchen (GL) parallel schalten, das gerade zündet, wenn sich die Spannung an ihm infolge des vergrößerten Stromdurchgangs beim Leitendwerden der Röhre erhöht. Da der Untersetzer auf negative Stöße anspricht, liegt es nahe, ihn direkt an die Neher-Harper-Röhre anzukoppeln, so daß man also praktisch überhaupt keinen eigentlichen Verstärkerteil mehr verwendet. Um dies ohne allzu große Ankopplungskondensatoren leisten zu können, die in Verbindung mit den verhältnismäßig hohen Widerständen der Neher-Harper-Stufe eine zu hohe Zeitkonstante und daher ein zu kleines Auflösungsvermögen geben würden, muß man für die Untersetzerstufe etwas höhere Widerstände verwenden als die in Bild 11 angegebenen. Bild 12 zeigt

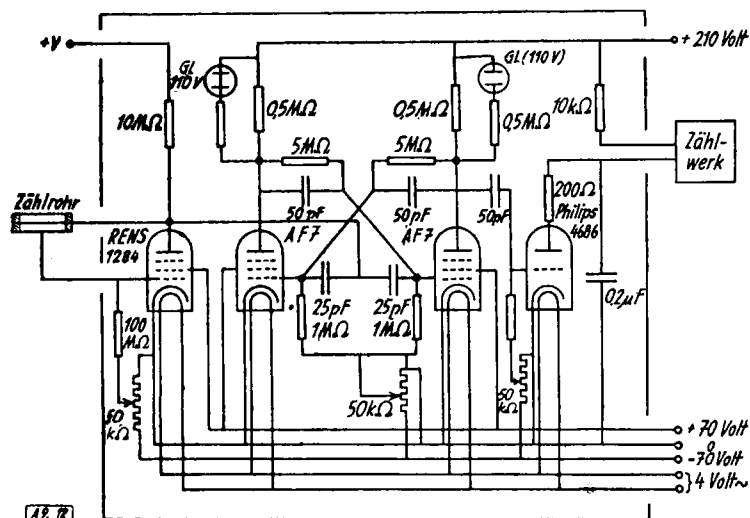


Bild 12

Vollständiges Zählrohrgerät mit eingebauter Untersetzerstufe

daher noch eine vollständige Schaltskizze eines heute von uns verwendeten Geräts, das nur eine Röhre mehr verwendet als ein einfacher Verstärker, aber dafür gleich eine Untersetzerstufe enthält. Man sieht aus dem Vergleich zwischen Zeile 1 und Zeile 2 in der vorstehenden Tabelle I, welchen großen Vorteil gerade diese erste Untersetzerstufe bringt.

Hat man Impulszahlen von 100—200/min oder mehr, so kann man, anstatt die einzelnen Teilchen zu zählen, auch den mittleren, durch das Thyatron fließenden Strom beobachten oder registrieren, der ja der Zahl der ankommenden Impulse proportional sein muß. Die Integration der Stromstöße über eine bestimmte Zeit wird nach Trost dadurch bewerkstelligt, daß man in den Anodenkreis des Thyatrons an Stelle des Zählwerkes (in Bild 9) einen sehr großen Kondensator einschaltet, dem parallel ein Widerstand und das Nachweisgerät geschaltet sind (Bild 13).

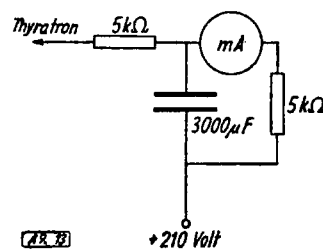


Bild 13  
Impulsintegrator

Als Nachweisgerät dient ein Milliampereometer oder ein Milliamperschreiber. Man verwendet Kapazitäten von etwa 3000  $\mu$ F (Elektrolytkondensatoren) und Widerstände von etwa 5000  $\Omega$ . In diesem Fall ist die Zeitkonstante des Kreises  $CR = 15$  s. Man soll mit der Ablesung mindestens das Siebenfache der Zeitkonstanten warten, also im angegebenen Fall etwa 2 min, bis sich das Instrument auf den vollen Ausschlag eingestellt hat. Die Schwankung des

Zeigers entspricht der statistischen Schwankung der Stoßzahl innerhalb der durch das Produkt  $CR$  gegebenen Zeit.

Wir haben mit Erfolg an Stelle des oben beschriebenen Zeitkreises ein sehr stark gedämpftes Galvanometer in der Anodenleitung des Thyatrons verwendet (Bild 14). Die Zeitkonstante ist hier durch das reziproke Dämpfungsdekrement des Galvanometers gegeben. Man stellt sie zweckmäßig durch Wahl des äußeren Widerstandes an dem Galvanometer auf 10—20 s ein.

Die zuletzt beschriebenen Nachweismethoden haben vor dem direkten Zählen den Vorteil, daß sie ohne Schwierigkeiten eine automatische Registrierung erlauben. Vor allem bei der Aufnahme von Abfallkurven radioaktiver Substanzen mit langer Halb-

wertszeit, wie sie bei Analysen durch Aktivierung vorkommen, ist dies ein nicht zu unterschätzender Vorteil. Ganz kurz seien noch an Hand von Schaltskizzen die Geräte erwähnt, mit denen man die für Zählrohre und Verstärker erforderliche Spannung erzeugt. Die im Verstärker erforderliche Spannung entnimmt man gewöhnlich einem Stabilisator, wie er auch in Rundfunkapparaten als sog. Netzanode gebräuchlich ist. Alle Einzelheiten sind aus Bild 15 zu ersehen.

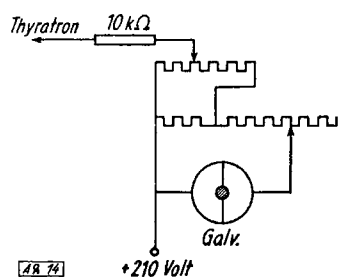
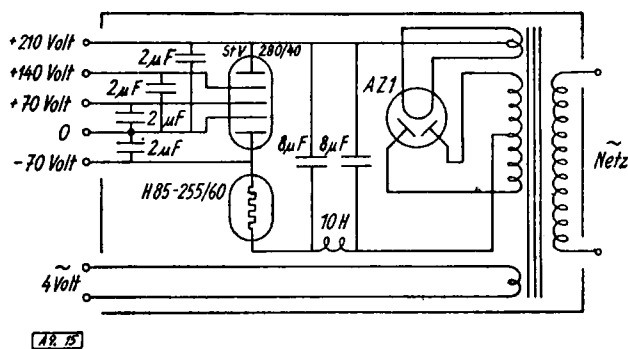


Bild 14  
Kriechgalvanometer als Impulsintegrator

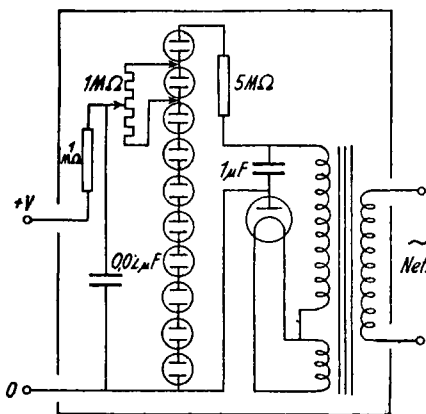


[A 9]

Bild 15

Netzanschlußgerät zur Spannungserzeugung für einen Zählrohrverstärker

Die Hochspannung für das Zählrohr entnimmt man vielfach einer Glimmlampenstrecke (Bild 16). Die Feinregulierung erfolgt durch ein hochohmiges Potentiometer, das durch Stecker oder Schalter der entsprechenden Glimmlampe parallel geschaltet wird. Ebenfalls gut bewährt hat sich ein von Medicus entwickelter Stabilisator. Hier ist an Stelle der Glimmlampen ein Apparat verwendet, der im Prinzip genau wie ein Zählrohr gebaut ist. Die Spannung stellt sich genau auf die Durchreiß-Spannung dieses „Zählrohrs“ ein. Sie kann durch Veränderung des Druckes im Stabilisator in weiten Grenzen variiert werden. Die Druckänderung kann durch Pumpen oder durch Heben und Senken eines Quecksilber-Spiegels erfolgen. Wir erzeugen die Druckänderungen durch Volumen-



[A 9]

Bild 16

Glimmlampenstabilisator für die Zählrohrspannung

änderungen mit Hilfe eines Federungskörpers (Bild 17), was ein sehr feines Einregulieren der Spannung erlaubt. Das Stabilisatorrohr soll 80–100 cm lang sein und kann natürlich aus mehreren, parallel geschalteten Stücken bestehen. Als Füllgas genügt Luft, jedoch empfiehlt es sich, ein Trockengefäß anzuschließen.

Jedes Zählrohr gibt schon in Abwesenheit eines radioaktiven Präparats eine gewisse Zahl von Ausschlägen, die man gewöhnlich als Nulleffekt bezeichnet. Dieser Nulleffekt kommt teils von der kosmischen Strahlung, teils von der natürlichen Radioaktivität der Umgebung. Bei ungeschütztem Zählrohr der angegebenen Größe beträgt er 15–20 min. Durch Abschirmung läßt er sich auf etwa 6 min herabdrücken. Als Abschirmung verwendet

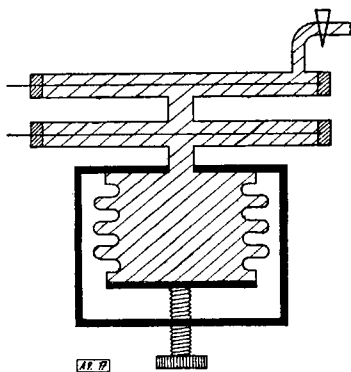


Bild 17

Stabilisatorrohre mit Druckregelung

man zweckmäßig ein Blei-Gehäuse mit etwa 3 cm Wandstärke, das innen mit 1 mm dickem Eisen-Blech ausgekleidet ist, da die Blei-Oberfläche selbst meist eine merkliche natürliche Aktivität zeigt. Das Blei-Gehäuse wird so eingerichtet, daß man auf einem Schieber das zu messende Präparat direkt unter das Zählrohr bringen kann. Wichtig ist, daß bei Reihenmessungen alle Präparate exakt in die gleiche Lage relativ zum Zählrohr kommen. Bei schwächeren Präparaten ist es entscheidend, diese möglichst nahe an den Zähler heranzubringen. Bei sehr günstiger Geometrie gelangen ungefähr 30% der vom Präparat ausgesandten Beta-Teilchen wirklich in den Zähler. Da man einen Effekt von 3/min durch Aufnahme einer längeren Meßreihe noch mit einiger Sicherheit bestimmen kann, ist also die untere Grenze der Meßbarkeit ein Präparat, in dem rd. 10 Atome je Minute zerfallen. Von 1 Curie zerfallen  $3,6 \times 10^{10}$  Teilchen in der Sekunde oder rd.  $2 \times 10^{12}$ /min. Man kann also  $5 \times 10^{-12}$  Curie im Zählrohr messen. Die obere Grenze für ein Zählrohr mit gutem Zählwerk ohne Untersetzer ist größenordnungsweise 1000 Stöße/min, das wären bei gleicher Geometrie einige  $10^{-9}$  Curie. Mit Untersetzern kommt man ungefähr um zwei Zehnerpotenzen weiter; ferner kann man durch etwas schlechtere geometrische Anordnung die gezählte Teilchenzahl noch verringern, so daß man Präparate von einigen Zehnteln Microcurie noch im Zählrohr messen kann. Für die Auswertung der Meßergebnisse spielt im allg. die Schichtdicke des Präparats eine wesentliche Rolle, da in vielen Fällen ein erheblicher Teil der Betastrahlung im Präparat selbst wieder absorbiert wird. Man unterscheidet zwei Grenzfälle, die für die Messung möglichst anzustreben sind. Entweder die Schicht ist so dünn, daß nur ein unwesentlicher Bruchteil im Präparat selbst absorbiert wird, dann ergibt die Messung natürlich die absolute Präparatstärke, oder die Schicht ist so dick, daß von der Unterseite des Präparats überhaupt keine Strahlung mehr an die Oberseite gelangen kann, dann verändert eine weitere Verdickung der Schicht die Zahl der registrierten Teilchen nicht, die gemessene Zahl ergibt also nicht die absolute Teilchenzahl, sondern sie ist proportional der spezifischen Aktivität des Präparats, d. h. der Aktivität je Gewichtseinheit. Für sehr weiche Beta-Strahlung wird man diesen zweiten Grenzfall anstreben müssen. Auch bei Verwendung der üblichen Aluminium-Zählrohre mit 100  $\mu$  Wandstärke bewirkt die Absorption im Zählrohrmantel oft eine ganz erhebliche Schwächung der Strahlung, z. B. absorbiert ein solcher Zählrohrmantel von Radionatrium mit der Höchstenergie 1,4 MeV schon rd. 15% der Beta-Strahlung. Von der Strahlung des Radiokupfers mit einer Höchstenergie von rd. 0,6 MeV läßt er nur noch 25% durch. Für Strahlungen mit einer Höchstenergie unter 0,5 MeV ist es nötig, mit Spezialzählrohren zu arbeiten. Man verwendet entweder Fensterzähler, d. h. Zählrohre, denen ein verhältnismäßig kleines, sehr dünnwandiges Fenster aus Aluminium oder leitend gemachtem Cellophan angesetzt ist, oder man arbeitet mit sehr dünnwandigen Zählrohren, die man mitsamt dem Präparat in ein evakuierbares Gefäß bringt, in das man die zum Zählen erforderliche Gasmischung einfüllt. Radioaktive Körper mit sehr weicher Beta-Strahlung wie  $C^{14}$  oder  $S^{35}$  bringen daher für den praktischen Gebrauch als Indicatoren immer gewisse Unbequemlichkeiten mit sich.

Zum Schluß sei noch einmal an Hand einer Tabelle gezeigt, welche Präparatstärken durch die Meßbereiche der verschiedenen Apparate zu erfassen sind.

	Meßbereich in Curie	
	Untere Grenze	Obere Grenze
Zählrohr ohne Untersetzer mit einfachem Te- lephonzähler (zugelassene Korrektur 10% ...	$5 \times 10^{-12}$	$3 \times 10^{-10}$
Desgl. mit 16-fachem Untersetzer .....	$5 \times 10^{-13}$	$3 \times 10^{-8}$
Zählrohr ohne Untersetzer mit bestem Zähl- werk (zugelassene Korrektur 10%) .....	$5 \times 10^{-12}$	$5 \times 10^{-9}$
Desgl. mit 16-fachem Untersetzer .....	$5 \times 10^{-13}$	$2 \times 10^{-7}$
Ionisationskammer .....	$2 \times 10^{-9}$	$10^{-3}$
Photographische Methode (Belichtung bis zum vollständigen Zerfall, Halbwertszeit $t_h$ , Ak- tivität über $f \text{ cm}^2$ verteilt) .....	$10^{-7} \times f/t$	—

Tabelle 2

Eingeg. 6. Juni 1944. [A 9].