

Intensitätszunahme der Linie von Pb^{208} gegenüber der von Pb^{206} . Abb. 11 stellt zwei Aufnahmen von Na dar, bei denen das Mischungsverhältnis von Na^{23} zu Na^{20} einmal 1:9, beim anderen 1:3 beträgt.

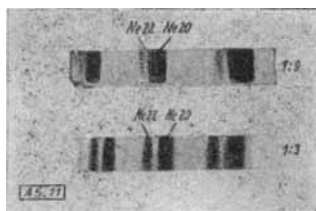


Bild 11

Isotopieverschiebung a) zwischen Ne^{23} und Ne^{20} (Gemisch 1:9 bzw. 1:3). (Aus: Kopfermann "Kernmomente")

Außer den Atomspektren kann man auch die Molekelspektren zur Untersuchung auf Isotope heranziehen. Hier ist die Intensität

der verschiedenen Linien einer Bande abhängig von den in der Molekel gebundenen Isotopen. Z. B. zeigt sich bei einer N_2 -Molekel, die von zwei Atomen N^{14} gebildet wird, ein Intensitätswechsel in den aufeinander folgenden Linien einer Bande. Dieser Intensitätswechsel beruht auf einem quantenmechanischen Resonanzeffekt. Wenn nun in der Molekel zwei verschiedene Isotope, etwa N^{14} und N^{15} gebunden sind, so tritt die Resonanz und damit der Intensitätswechsel der Bande nicht ein. So ist uns auch in den Bandenspektren ein Hilfsmittel gegeben, das gestattet abzuschätzen, welche Isotope in einer Molekel vorliegen.

Rückblickend können wir feststellen, daß die durch die Entwicklung der Wissenschaft bedingte Verfeinerung der alten *Prout'schen* Hypothese uns zu einem vertieften Verständnis des periodischen Systems und des Aufbaus der Elemente geführt hat. Die ursprünglich aus theoretischen Erwägungen heraus gefolgerte Existenz der Isotope ist auf verschiedene Weise experimentell nachgewiesen worden, so daß sie heute zum festen Bestand unserer Kenntnis vom Aufbau der Materie gehört.

Die Erzeugung künstlich radioaktiver Atomarten

Von Prof. Dr. W. BOTHE, Heidelberg, Kaiser-Wilhelm-Institut für medizinische Forschung, Institut für Physik

Das Ziel dieses Aufsatzes kann nicht eine erschöpfende Darstellung des umfangreichen Gegenstandes sein. Es soll nur ein Überblick gegeben werden über die Möglichkeiten, aber auch die Schwierigkeiten und Beschränkungen in der Herstellung derjenigen radioaktiven Atomarten, die auf anderen Forschungsgebieten als der eigentlichen Kernphysik, sowie in der Praxis Verwendung finden können. Nach den „Kernphysikalischen Tabellen“ von *Mattauch-Flügge* waren 1942 rd. 350 radioaktive Atomarten bekannt, und es werden ständig mehr. Davon wird aber i. allg. nur ein kleiner Teil in diesem Zusammenhang in Betracht kommen, aus verschiedenen Gründen, auf die noch einzugehen sein wird.

Zunächst sei die Technik der Herstellung radioaktiver Stoffe kurz behandelt. Künstliche Radioaktivität erzeugt man durch Kernprozesse, also durch Strahlungen. Dazu kann man die verschiedensten Strahlenarten benutzen: α -Strahlen, Deuteronen, Protonen, Neutronen, γ -Strahlen, nur Elektronen bisher nicht; aber auch dies ist sicher nur eine Frage der Zeit. Man braucht also Strahlenquellen. Es gibt einfache aber kostspielige Strahlenquellen, komplizierte und billigere, und es gibt auch sehr komplizierte und dabei sehr kostspielige Strahlenquellen, wobei die letzteren, um dies gleich vorweg zu bemerken, keineswegs immer die zweckmäßigsten sind.

Sehr einfach zu handhaben sind die natürlichen Strahlenquellen, das Radium und das Mesothor und die in Frage kommenden Folgeprodukte. Z. B. ist eine innige Mischung von Radium-Salz oder Radiumemanation mit Beryllium-Pulver, gut verschlossen, eine sehr bequeme Neutronenquelle. Aber die damit erzielbaren Aktivitäten sind gering. Selbst mit 1 g Ra, das schon ein sehr kostspieliges Präparat darstellt, gewinnt man Aktivitäten, die nur in Sonderfällen ausreichen werden.

In der Hauptsache ist man also auf künstliche Strahlenquellen angewiesen, d. h. technische Einrichtungen, in denen geladene Teilchen durch elektrische Felder auf die gewünschte kinetische Energie beschleunigt werden. Diese Energie pflegt man in e-Volt zu rechnen, d. i. einfach die Potentialdifferenz, die das Teilchen, wenn es eine Elementarladung trägt, durchlaufen muß, um die betreffende Energie zu gewinnen. Die gewöhnlichen natürlichen α -Teilchen haben bis zu 8 MeV (Millionen e-Volt). So hohe Spannungen zu erzeugen, ist nun allerdings eine Aufgabe, die mindestens an der Grenze des heute technisch Möglichen liegt. Glücklicherweise ist das auch gar nicht nötig, man kann sich meist mit wesentlich kleineren Beschleunigungsspannungen begnügen, indem man durch die Strahlenmenge ersetzt, was an Strahlenenergie fehlt. Will man nun z. B. Strahlen von 1 MeV herstellen, so wäre es das nächstliegende, einen Transformator für 1 MV zu benutzen. Aber auch das tut man nicht, es hat sich als viel zweckmäßiger erwiesen, von einer verhältnis-

mäßig niedrigen Transformatorspannung auszugehen (etwa 200000—300000 V) und durch gewisse Kuntschaltungen zu erreichen, daß sich diese Spannung mehrmals übereinander-türmt. Bild 1 zeigt das zuerst von *Greinacher* angegebene

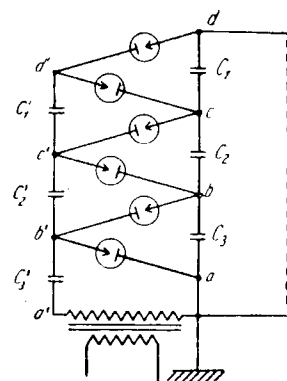


Bild 1
Schema des Kaskadengenerators

Schaltbild eines solchen „Kaskadengenerators“, der in der Hauptsache aus einem verhältnismäßig kleinen Transformator, Kondensatoren und Ventilen besteht. Bild 2 zeigt als praktische Ausführungsform die beiden von *Siemens* gebauten 1,4-MV-

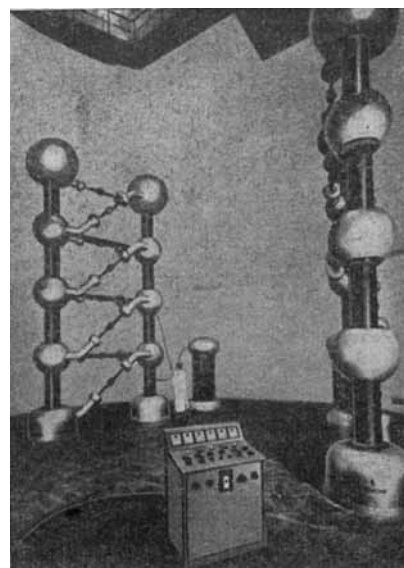


Bild 2
Kaskadengeneratoren von Siemens

Kaskadengeneratoren im *Max-Planck-Institut* in Dahlem. Ein anderes Beispiel (Bild 3) ist die von *Philips* errichtete Anlage im *Cavendish-Laboratorium* für 1,2 MV. Hier sieht man auch die Strahlenröhre und den Generator, der die Ionenquelle betreibt. Die Ionenquelle, in welcher die zu beschleunigenden

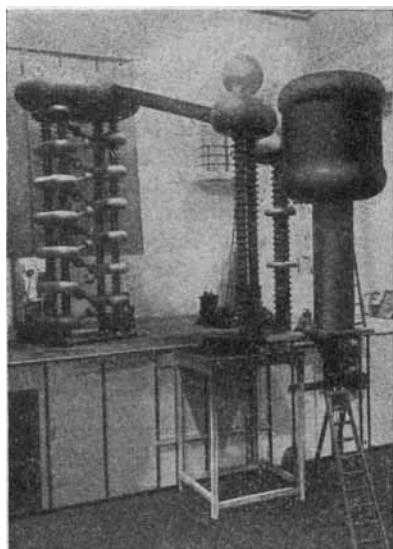


Bild 3

Anlage von *Philips*. Von links nach rechts: Kaskadengenerator, Meßwiderstand, Röhre, Generator für die Ionenquelle

Ionen hergestellt werden, sitzt am Hochspannungsende der Röhre, daher muß der Generator, der sie speist, isoliert aufgestellt sein. Die Leistungsfähigkeit dieser Anlagen kann man etwa so kennzeichnen: Die Neutronenintensität, die man damit erzielt, indem man Deuteronen auf Beryllium schießt, kann die von 1 kg Ra + Be erreichen oder sogar übertreffen. Mit Anlagen dieses Typs ist man bisher nicht über 2 MV gegangen; 4 MV dürfte die erreichbare Grenze sein. Noch höhere Spannungen lassen sich grundsätzlich mit dem sog. „Stoßgenerator“ erzeugen. Hierbei wird das Aufeinandertürmen kleinerer Spannungen nur jeweils kurzzeitig, stoßweise zuwege gebracht, indem man parallel aufgeladene Kondensatoren plötzlich hintereinander schaltet. Auf diesem Wege sind schon Spannungen bis zu 10 MV hergestellt worden. Zur Strahlenerzeugung hat sich jedoch das Prinzip des Stoßgenerators nicht besonders bewährt.

Es gibt nun aber noch ein anderes Prinzip zur Erzeugung hoher Spannungen, das ganz ohne Transformatoren arbeitet und sich wegen seiner Einfachheit sehr bewährt hat, d. i. der elektrostatische Generator nach *Van de Graaff* (Bild 4). Das Prinzip ist einfach das der gewöhnlichen Influenzmaschine, nur sind die bekannten rotierenden Scheiben ersetzt durch ein endloses Band aus einem Isolierstoff, das oben und unten über

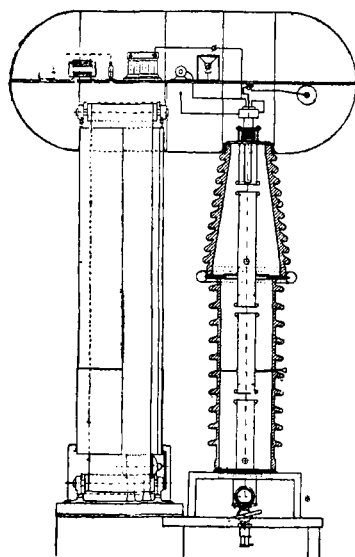


Bild 4

Schnitt durch die Heidelberger Anlage mit elektrostatischem Generator

je eine Walze läuft. Unten wird Ladung auf das Band gesprüht, nach oben transportiert und dort auf einen Hochspannungskörper, der als *Faraday-Käfig* wirkt, überführt. In diesem Hochspannungskörper ist auch der Kopf der Hochspannungs- röhre mit der Ionenquelle und den Hilfseinrichtungen zum Betrieb der Ionenquelle, der Gasvorrat u. a. untergebracht. In der Röhre selbst erfahren die Ionen eine stufenweise Beschleunigung durch zylindrische Zwischenelektroden. Diese sorgen nicht nur für einen gleichmäßigen Spannungsverlauf längs der Röhre, sondern gleichzeitig wirken auch die Zwischenräume zwischen den einzelnen Zylindern als „Ionenlinsen“, die man durch Steuerung der Zwischenpotentiale so einregeln kann, daß die Ionen am unteren Ende der Röhre wieder in einem Brennfleck vereinigt werden. Hier wird dann die zu bestrahlende Substanz angebracht, nötigenfalls mit Kühlvorrichtung. Auf die konstruktiven Einzelheiten und die verschiedenen Kunstgriffe, die bei dieser Anlage vorgesehen sind, kann hier nicht näher eingegangen werden. Bild 5 zeigt die Ansicht dieser Anlage. Der Raum, in dem sie steht, hat nur eine Grundfläche von $5\frac{1}{2} \times 6$ m und eine Höhe

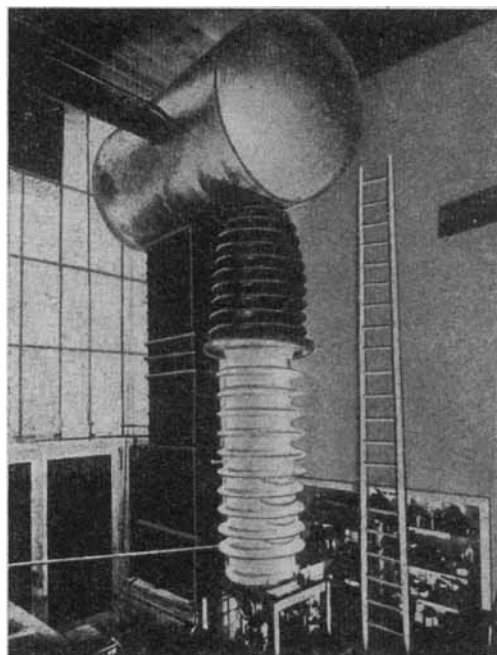


Bild 5

Ansicht der Heidelberger Anlage

von 8 m. Trotzdem kommt man auf 1 MV, bevor Überschlüge zur Wand auftreten. Es ist nämlich ein großer Vorteil dieses Prinzips gegenüber den Transformatorschaltungen, daß dabei nicht viel mehr elektrische Leistung zur Verfügung gestellt wird, als man herausnehmen will. Wenn daher ein Überschlag droht,

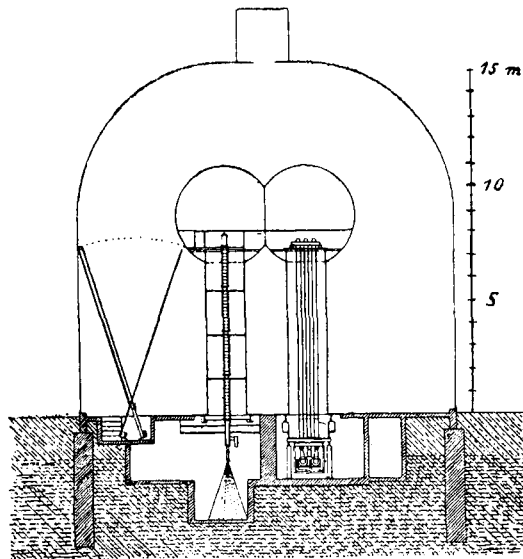


Bild 6

Anlage von *Van de Graaff* mit elektrostatischem Generator (Cambridge USA)

so wird schon im Stadium der Vorentladung die Spannung etwas absinken, es kommt daher gar nicht zur Ausbildung einer Ionenlawine und damit eines Überschlages, falls man nicht den Generator zu stark antreibt. Nach sehr kurzer Zeit ist dann die Vorionisierung verschwunden und die Spannung wieder auf ihrem vollen Wert. Auf diese Weise kommt man mit verhältnismäßig kleinen Raumabmessungen aus, zumal vorspringende Metallteile ganz vermieden sind. Die Gesteungskosten einer solchen Anlage sind recht gering, zeitraubende Reparaturen treten kaum auf, und man erreicht damit leicht Neutronenäquivalente von 50 g Ra + Be und mehr. Bild 6 zeigt die größere von Van de Graaff selbst konstruierte Anlage in Cambridge (USA.); sie liefert bis 2,7 MV, dafür hat aber der Hochspannungskörper schon 5 m Dmr. Zu noch höheren Spannungen kommt man, wenn man den elektrostatischen Generator in einen Druckkessel setzt. Der so konstruierte Generator der Westinghouse Company (Bild 7) liefert bei 5,6 at etwa 3,7 MV. Der Betrieb

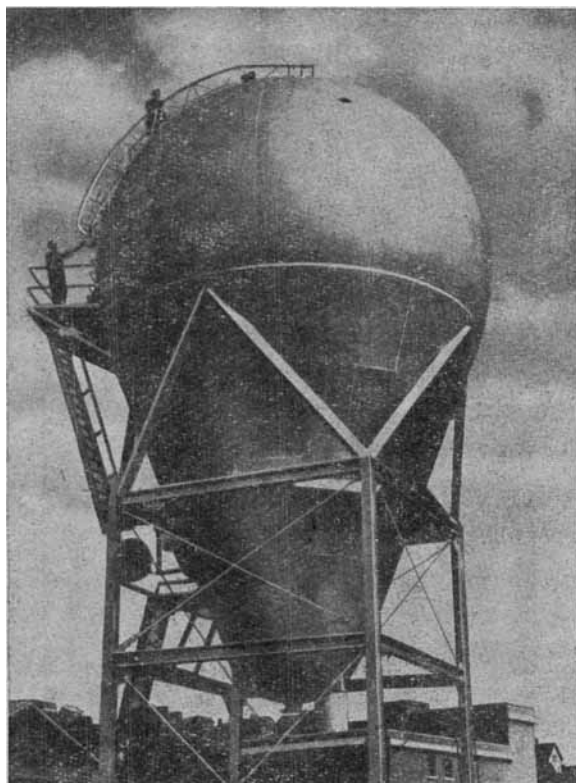


Bild 7
Anlage der Westinghouse Comp. Elektrostatischer Generator in einem Druckkessel

in einem solchen Kessel bringt allerdings viele Unbequemlichkeiten mit sich, und auch der Kosten- und Materialaufwand ist beträchtlich, so daß eigentlich die Vorteile des elektrostatischen Prinzips dabei zum großen Teil wieder verloren gegangen sind.

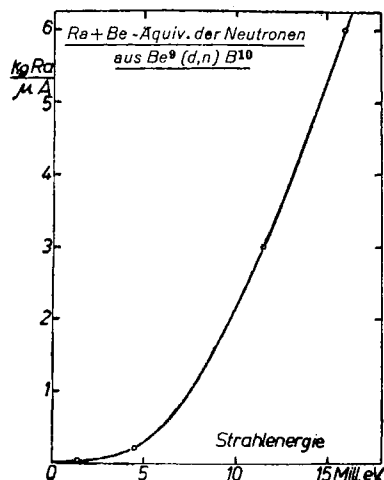


Bild 8
Ra + Be-Äquivalent der Neutronen beim Beschießen von Beryllium mit Deuteronen verschiedener Energie (nach Livingston)

Alle Geräte, von denen bisher die Rede war, haben wohl dieselbe praktische Spannungsgrenze von etwa 4 MV. Über diese Grenze hinaus würden die Erstellungs- und Betriebskosten in keinem Verhältnis zur Mehrleistung stehen. Die Strahlenmenge, d. h. den Röhrenstrom, kann man aus verschiedenen Gründen (Wärmeabfuhr u. dgl.) auch nicht über eine gewisse Grenze steigern. Will man also weiterkommen, so muß man versuchen, unter Vermeidung extrem hoher Spannungen doch die Strahlenergie auf solche Werte hochzutreiben, wie sie bei den natürlichen α -Strahlen auftreten, womöglich noch höher. Denn mit der Strahlenergie wächst die Ausbeute aller Kernreaktionen, die zur Erzeugung künstlicher Radioaktivität benutzt werden, sehr steil an. Man sieht auf Bild 8, daß das Ra + Be-Äquivalent beim Übergang von 4 MV auf 10 MV schon auf etwa das 17fache, bei 16 MV sogar auf das 40fache ansteigt. Bei 16 MV und 100 μ A erhält man ein Ra + Be-Äquivalent von 600 kg. Etwa dasselbe Bild ergibt sich, wenn man z. B. direkt fragt, wieviel radioaktiven Phosphor man mit einer gegebenen Strahlenergie herstellen kann, indem man gewöhnlichen Phosphor mit Deuteronen beschießt (Bild 9). Auch hier sieht man einen sehr steilen An-

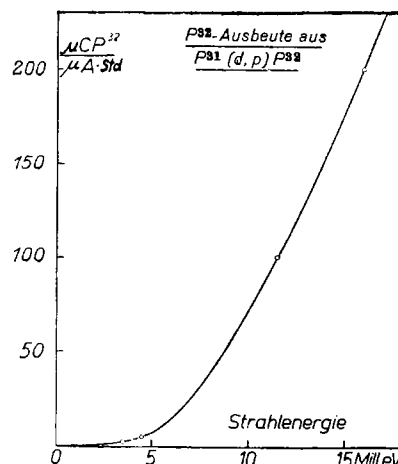


Bild 9
Ausbeute an P³² beim Beschießen von Phosphor mit Deuteronen verschiedener Energie (nach Livingston)

stieg mit der Strahlenergie. Deuteronen von 16 eMV und 100 μ A liefern in 1 h 20 mC, d. h. eine Phosphor-Aktivität, die ebenso stark ist, wie die β -Strahlung von 20 mg Ra. Dies läßt sich nun in der Tat erreichen mit dem Lawrenceschen „Cyclotron“, das zur Zeit das mächtigste Werkzeug des Kernphysikers darstellt.

Im Cyclotron ist das schon erwähnte Prinzip verwirklicht, Strahlen sehr hoher Energie mit verhältnismäßig sehr kleinen elektrischen Spannungen zu erzeugen. Der Grundgedanke ist dabei folgender. Statt die Teilchen in einem Zuge durch eine entsprechend hohe Spannung zu beschleunigen, erteilt man ihnen nacheinander viele kleine Stöße, ähnlich wie man ein Rad in sehr schnelle Umdrehungen versetzen kann, indem man es sehr häufig nacheinander mit der Hand anstößt. Dazu muß man mit der Hand immer wieder „ausholen“, und dasselbe gilt beim Cyclotron für die beschleunigende Spannung, d. h. man braucht Wechselspannung, u. zw. von ziemlich hoher Frequenz, wegen der großen Geschwindigkeit der Teilchen. Die entsprechende Welle liegt zwischen 10 und 30 m. Weiter muß man, wie beim Rad, auch dafür sorgen, daß die Teilchen im Kreise herumlaufen, damit man ihnen nicht mit der Spannung nachlaufen muß (sonst würde die Apparatur hunderte von Metern lang werden¹). Dies erreicht man durch ein Magnetfeld. Wie nun diese beiden Felder, das elektrische Hochfrequenzfeld und das konstante Magnetfeld, im Cyclotron miteinander kombiniert sind, zeigt schematisch Bild 10. Das eigentliche Beschleunigungssystem DD hat die Form einer aufgeschlitzten flachen Dose. Zwischen den beiden Halbdosen, die ihrer Form wegen auch „D-Elektroden“ genannt werden, wird das elektrische Hochfrequenzfeld angelegt. Sie sind in eine gasdichte Kammer K eingeschlossen, die sich in einem Magnetfeld von 10000—20000 Gauß befindet; die magnetischen Kraftlinien verlaufen senkrecht zur Zeichnung. Nahe bei der Mitte ist eine

¹) Vgl. jedoch den Nachtrag.

Ionenquelle Q angebracht. Dann entwickelt sich folgendes Spiel: Ist etwa die oben gezeichnete Halbdose negativ, so werden die positiven Ionen hineingezogen und erreichen dabei eine gewisse kleine Geschwindigkeit. Im Innern der Dose herrscht allein das Magnetfeld, das die Ionen auf einen kleinen Halbkreis zwingt. Während nun dieser Halbkreis durchlaufen wird, wechselt die Spannung zwischen den beiden D-Elektroden ihr Vorzeichen. Wenn daher die Ionen aus der oberen Elektrode in die untere übertreten, erhalten sie einen neuen Beschleunigungsstoß, ihre Energie nimmt weiter zu, und gleichzeitig damit auch ihr Bahnradius. Dieser Vorgang wiederholt sich etwa 100mal oder öfter, bis die Teilchen der Innenwand der Elektroden nahe kommen, womit sie ihre größtmögliche Energie erreicht haben. Hiermit ist häufig schon der Zweck erreicht. Man kann nämlich die zu bestrahlende Substanz auf einer gekühlten „Sonde“ unmittelbar in die letzten Strahlumläufe hineinbringen. Öfter will man aber auch den Strahl aus dem Bereich der elektrischen und magnetischen Felder herausholen oder gar in die freie Luft austreten lassen, um ihn besser handhaben zu können. Dies geschieht mit Hilfe eines zusätzlichen elektrischen Feldes, das mittels der „Ablenkelektrode“ A erzeugt wird.

Dieser Vorgang sei noch durch ein Zahlenbeispiel erläutert, das etwa den praktischen Verhältnissen entspricht. Die Maximalspannung zwischen den D-Elektroden sei 50 kV. Dann gewinnen die Teilchen, sofern sie gerade in der günstigsten Phase ihre Bahn beginnen, bei jedem Umlauf 100 keV an Energie, bei 100 Umläufen also 10 MeV. Das große *Berkeley-Cyclotron* (Bild 11) liefert auf diese Weise Deuteronenstrahlen von 16 MeV und künstliche α -Strahlen von 32 MeV.

Natürlich treten auch beim Cyclotron praktisch manchelei Probleme hochfrequenz- und hochspannungstechnischer oder auch anderer Art auf. Ein wichtiger Punkt ist die Konstruktion der Isolatoren J (Bild 10). Die Feldverläufe sind räumlich und zeitlich so zu regeln, daß der Strahl einmal immer im Takt mit der Hochfrequenz, zum anderen aber auch in der Nähe der Mittelebene bleibt. Letzteres erfordert eine fokussierende Kraft. Diese wird auf zweifache Weise geliefert: erstens durch die elektrische Linsenwirkung des Spaltes zwischen den D-Elektroden, zweitens durch einen sehr schwachen Abfall des Magnetfeldes nach außen hin. Dieser Feldabfall stört nun wieder die Resonanz zwischen den Umläufen und der Hochfrequenzspannung. Die beiden erwähnten Forderungen wirken also gegeneinander, und man ist so zu einem Kompromiß gezwungen. Jedoch kann auf Einzelheiten hier nicht näher eingegangen werden.

So viel sei über das Apparative gesagt. Jede der erwähnten Einrichtungen hat schon Anwendung gefunden bei der Herstellung künstlich radioaktiver Atomarten für Indicationszwecke. Die Frage ist aber immer, welche dieser Einrichtungen im gegebenen Falle notwendig und ausreichend ist. Dies braucht keineswegs immer ein Cyclotron zu sein. Vielmehr ist es häufig

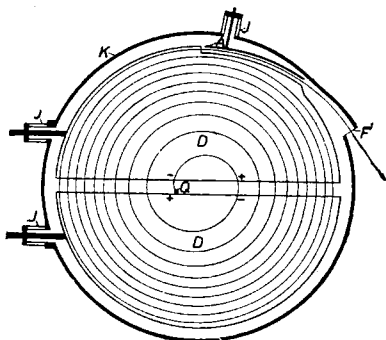


Bild 10
Schema des Cyclotrons

sogar unzumutbar, einen so schwerfälligen und kostspieligen Apparat dafür in Bewegung zu setzen. Das Arbeitsprogramm einer Cyclotronanlage muß i. allg. auf einige Zeit im voraus festgelegt werden, damit der Betrieb rationell ist, und dies hindert die Beweglichkeit. Das Cyclotron ist also keine Bereitschaftsapparatur. Auch wird es immer nur wenige Cyclotronanlagen geben, und manche Indicatoren werden schon beim Transport von dort zur Verbrauchsstelle so stark abklingen, daß das

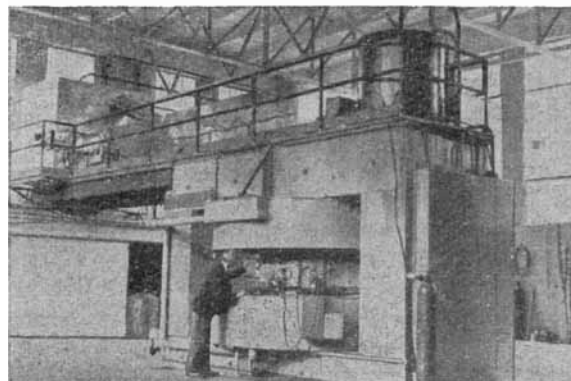
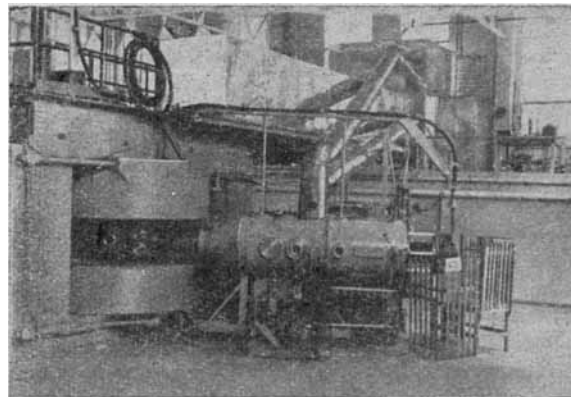


Bild 11
Das große *Berkeley-Cyclotron*

Cyclotron keinen wesentlichen Vorteil mehr bietet. Es wird also immer von den näheren Umständen abhängen, mit welchem Indicator und welchem Herstellungsverfahren man arbeitet. Folgende Gesichtspunkte sind dabei maßgebend.

1. Die Wahl der Atomart. Bei weitem nicht alle bekannten radioaktiven Atomarten sind verwendbar. Sehr viele scheiden schon deshalb aus, weil sie nur mit geringer Ausbeute zu gewinnen sind. Entscheidend ist weiter die Lebensdauer, die in sehr weitem Bereich variiert, nämlich von $1/50$ s beim B^{12} bis zu 5000 Jahren beim C^{14} . Bei zu kurzer Lebensdauer ist die Atomart unbrauchbar, weil sie das Ende des Versuches nicht erlebt. Zu große Lebensdauer ist auch unzumutbar, weil man dann sehr lange Zeiten zur Herstellung brauchbarer Mengen benötigt. Je größer nämlich die Lebensdauer ist, um so geringer ist die Zerfallsrate, um so mehr radioaktive Atome braucht man daher, um eine gewisse Aktivität zu erhalten. Ein glücklicher Umstand ist nun aber, daß die Mehrzahl der bekannten Halbwertszeiten in vernünftiger Größenordnung liegt. Bild 12 zeigt

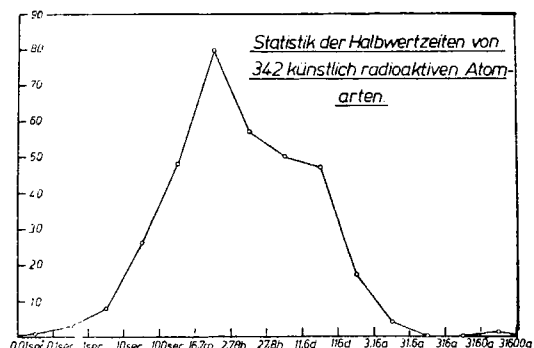


Bild 12
Statistik der Halbwertszeiten der bekannten radioaktiven Atomarten

eine Statistik der bekannten Halbwertszeiten. Der Abscissenmaßstab ist logarithmisch. Am häufigsten sind Halbwertszeiten von der Größenordnung 1 h, aber auch solche von einigen Tagen kommen recht häufig vor. Aber nicht nur die Lebensdauer, auch die Eigenschaften der Strahlung, die die radioaktive Atomart aussendet, sind zu beachten. Ist die Strahlung zu wenig durchdringungsfähig, so kann man sie nicht in das Meßinstrument hineinbringen, es sei denn als Gas, wie z. B. H^3 oder C^{14} . Im allg.

ist die Energie, also das Durchdringungsvermögen der Strahlen um so kleiner, je größer die Lebensdauer. Dies ist ein Grund mehr, weshalb sehr langlebige Isotope häufig schlecht als Indikatoren verwendbar sind²⁾.

2. Die Stärke der benötigten Aktivität. Eine Aktivität von $1/1000 \mu\text{C}$ entspricht 37 Zerfallselektronen je Sekunde und ist noch gut meßbar. Wenn man also z. B. 0,1% der Ausgangsaktivität noch messen will (Verdünnung und Abfall eingerechnet), so braucht man $1 \mu\text{C}$, das ist in vielen Fällen eine schon mit bescheidenen Mitteln herstellbare Aktivität.

3. Die benötigte Konzentration, d. h. die Menge inaktiver Substanz, in der die aktiven Atome verteilt sind. Die höchsten erreichbaren Konzentrationen sind sehr selten nötig, meist sogar unzumutbar, weil das Umgehen mit ihnen sehr heikel ist. Auf der anderen Seite wird es immer eine untere Grenze der Konzentration geben, die bei der geplanten Untersuchung nicht unterschritten werden darf, bei biologischen Untersuchungen z. B., weil sonst toxische Erscheinungen auftreten, bei chemischen und physikochemischen Untersuchungen aus anderen leicht ersichtlichen Gründen. Hier ist nun folgendes zu beachten. Man kann eine radioaktive Atomart herstellen aus einem stabilen Isotop desselben Elementes oder aus einem ganz anderen Element. Im ersteren Falle wird das radioaktive Isotop unvermeidlich von vornherein mit einer größeren Menge seiner natürlichen inaktiven Isotope belastet sein. Das heißt noch nicht, daß man das aktive Isotop nicht mehr oder weniger abtrennen kann. Es gibt heute schon eine Reihe von Fällen, wo dies tatsächlich nach einem von *Szilard* u. *Chalmers* angegebenen Prinzip möglich ist. Im allg. ist dies aber eine unangenehme Arbeit, und für die meisten Elemente müßten solche Trennverfahren erst speziell ausgebildet werden. Stellt man dagegen die aktive Atomart aus einem Fremdelement her, so braucht man nur gerade so viel von dem natürlichen Element hinzugeben, wie man braucht, um bequem damit umgehen zu können.

Damit ist schon eine weitere wichtige Frage angeschnitten, nämlich die nach den Reaktionstypen, die für die Herstellung künstlich aktiver Atomarten hauptsächlich in Betracht kommen. Es gibt eine große Zahl von Reaktionstypen. Man kann ja Kernreaktionen hervorrufen mit folgenden Strahlen: α -Strahlen, H^3 -Strahlen, Deuteronen, Protonen, Neutronen und γ -Strahlen, und fast jedesmal kann dabei wieder irgend eine dieser Strahlenarten entstehen. Man pflegt z. B. eine Reaktion, bei der ein α -Teilchen eingeschossen wird und ein Proton aus dem Kern herauskommt, kurz als (α , p)-Reaktion zu kennzeichnen; ihr Ergebnis wäre, daß die Massenzahl um $4-1=3$ und die Ordnungszahl um $2-1=1$ zunimmt. Praktisch für uns am wichtigsten sind die Reaktionen, die durch Deuteronen, Protonen und Neutronen eingeleitet werden. Mit γ -Strahlen kann man zwar auch radioaktive Atomarten herstellen (durch den Kernphotoeffekt (γ , n)), wie wir in unserem Institut vor einigen Jahren zeigen konnten. Aber die Ausbeuten sind vorläufig noch recht klein. Wahrscheinlich wird sich das jedoch bald ändern, wenn man mit dem Rheotron intensive und genügend energiereiche Röntgenstrahlen herstellen kann³⁾. Auf α -Strahlen und H^3 -Strahlen müßten i. allg. die Strahlenquellen erst besonders eingestellt werden, da sie für gewöhnlich mit Protonen oder Deuteronen laufen. Das wäre umständlich und ist auch gar nicht nötig, weil man auch so genügend Möglichkeiten hat. Es gibt nämlich fast immer mehrere Wege, um zu einer bestimmten Atomart zu gelangen. Als Beispiel zeigt Tab. 1 die Kernprozesse, die

- | | |
|---|---|
| 1. $\text{Na}^{23}(\text{d}, \text{p})\text{Na}^{24}$ | 4. $\text{Na}^{23}(\text{n}, \gamma)\text{Na}^{24}$ |
| 2. $\text{Mg}^{24}(\text{n}, \text{p})\text{Na}^{24}$ | 5. $\text{Mg}^{24}(\text{d}, \alpha)\text{Na}^{24}$ |
| 3. $\text{Al}^{27}(\text{n}, \alpha)\text{Na}^{24}$ | |

Tabelle 1
Herstellung von Na^{24}

zum radioaktiven Na^{24} von 14,8 h Halbwertszeit führen. Der ergiebigste von diesen Prozessen ist $\text{Na}^{23}(\text{d}, \text{p})$, allerdings ist dabei immer eine größere Menge des inaktiven Isotops Na^{23} beigemischt, so daß der Konzentration eine Grenze gesetzt ist. Es kommen im wesentlichen drei solcher Reaktionstypen in Betracht, bei denen ein Isotop des Ausgangselementes gebildet wird: (d, p), (n, γ) und ($\text{n}, 2\text{n}$). Relativ unergiebig sind i. allg. die durch

²⁾ Bezüglich C^{14} vgl. den Nachtrag.
³⁾ Vgl. hierzu den Nachtrag.

Neutronen hervorgerufenen Umwandlungen, weil man große Volumina verwenden muß, um einen wesentlichen Teil der Neutronen zu absorbieren. Allerdings gibt es gerade hier für mehrere Fälle schon *Szilard-Chalmers*-Verfahren zur Abtrennung des aktiven Isotops. Auch hat man bei der Bestrahlung mit Neutronen den Vorteil, daß man dafür häufig die in der ganzen Umgebung der Strahlenquelle vorhandenen Neutronen ausnutzen kann, ohne die sonstigen Versuche zu stören. Z. B. kann man in etwa vorhandenen Wassertanks, die als Strahlenschutz dienen, Stickstoffverbindungen in großen Mengen unterbringen, um den sehr langlebigen Kohlenstoff 14 nebenbei zu gewinnen.

Im übrigen ist umgekehrt auch der Umwandlungsvorgang keineswegs immer so einfach, daß gerade nur die gewünschte Atomart entsteht und keine andere. Als Beispiel zeigt Tab. 2

	(d, α)	(d, p)	(d, n)	(d, 2n)
Fe^{54}	Mn^{53} 6,5 d	Fe^{55} $\sim 4 \text{ a}$	—	—
Fe^{56}	Mn^{54} 310 d	—	Co^{57} 18 h	Co^{58} 270 d
Fe^{57}	—	—	Co^{58} 70 d	—
Fe^{58}	Mn^{56} 2,6 h	Fe^{59} 47 d	—	—

Tabelle 2
Radioaktive Atomarten aus Fe + D

die Reaktionen, die bei Bestrahlung von Eisen mit Deuteronen auftreten. Man erhält nicht weniger als drei Mn-, zwei Fe- und drei Co-Arten, alle von bequemer Lebensdauer. Diese Atomarten entstehen mehr oder weniger unvermeidlich nebeneinander, man muß also nach der Bestrahlung eine chemische Trennung vornehmen, zumal zufällig ein Mn und ein Co von fast gleicher Lebensdauer auftreten können. Innerhalb eines Elementes kann man dann die kürzerlebigen Isotope absterben lassen und behält schließlich das langlebigste rein übrig.

Zum Schluß soll noch eine Zusammenstellung derjenigen künstlich radioaktiven Atomarten gegeben werden, die bis jetzt am häufigsten für Indicationszwecke Verwendung gefunden haben (Tab. 3). Es sind jeweils nur die rationellsten Herstellungspro-

Indicator	Halbwertszeit	Herstellung	Tägl. Menge (mittl. Cycl. μC)
C^{11}	21 min	$\text{B}^{10}(\text{d}, \text{n})$	—
N^{13}	10 min	$\text{C}^{12}(\text{d}, \text{n})$	10000
Na^{22}	3 a	$\text{Mg}^{24}(\text{d}, \alpha)$	5
Na^{24}	14,8 h	$\text{Na}^{23}(\text{d}, \text{p})$	10000
P^{32}	14,3 d	$\text{P}^{32}(\text{d}, \text{p})$ $\text{S}^{32}(\text{n}, \text{p})$	500 —
S^{35}	90 d	$\text{Cl}^{37}(\text{n}, \text{p})$	10 $\mu\text{C/kg NH}_4\text{Cl}$
Ca^{45}	180 d	$\text{Ca}^{44}(\text{d}, \text{p})$	—
Fe^{59}	47 d	$\text{Fe}^{58}(\text{d}, \text{p})$ $\text{Cr}^{58}(\text{n}, \text{p})$	1 —
Cu^{64}	13 h	$\text{Cu}^{63}(\text{d}, \text{p})$	20000
As^{74}	16 d	$\text{Sc}^{72}(\text{d}, \alpha)$	—
Br^{82}	34 h	$\text{Sc}^{82}(\text{d}, 2\text{n})$ $\text{Br}^{81}(\text{n}, \gamma)$	— —
Y^{90}	105 d	$\text{Sr}^{90}(\text{d}, 2\text{n})$	—
Ag^{111}	7,5 d	$\text{Pd}^{110}(\text{d}, \text{p})$ Pd^{111} $\text{Pd}^{111} \rightarrow \text{Ag}^{111\text{f}}$	— —
J^{131}	8 d	$\text{Te}^{130}(\text{d}, \text{n})$	—

Tabelle 3
Die gebräuchlichsten radioaktiven Indikatoren

zedes aufgeführt. Um einen Anhalt für die herstellbaren Aktivitäten zu geben, ist so weit möglich in der letzten Spalte die Menge in μC angegeben, die man täglich etwa mit einem mittleren Cyclotron gewinnen kann. Die Zahlen beruhen auf Messungen von *Maurer* und *Riezler*. Diese Angaben können natürlich nur grob orientierenden Charakter haben. Im einzelnen ist zu dieser Tabelle noch folgendes zu bemerken:

Von den leichtesten Elementen kommen im wesentlichen nur kurzlebige Atomarten in Betracht (dies hat natürlich seinen kernphysikalischen Grund).

Na^{24} ist leicht in starken Aktivitäten zu gewinnen, auch ohne Cyclotron.

P^{32} ist sehr wichtig, er hat z. B. schon sehr vielseitige Anwendung bei pflanzen- und tierbiologischen Untersuchungen gefunden. Man gewinnt ihn

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 μC P^{32} auf 1 mg inaktiven Phosphors (Maurer u. Riezler). Nach der zweiten angegebenen Reaktion bestrahlt man Schwefelkohlenstoff mit schnellen Neutronen. 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 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.

S^{37} ist z. B. biologisch wichtig für die Untersuchung des Metabolismus der Proteine und des Vitamin 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.

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

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.

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.

Y^{88} ist interessant, weil es eine γ -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 Ag^{111} ist interessant, daß es erst sekundär durch eine kurze Zerfallskette entsteht: durch Deuteronen-Bestrahlung von Palladium erhält man zuerst das Pd^{111} , das dann mit einer Halbwertszeit von 26 min in das längerlebige Ag^{111} übergeht.

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 γ -Strahlen von 100 MeV läuft bei der General Electric Company.

Das Synchrotron, ebenfalls für sehr energiereiche Elektronen- und γ -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 γ -Strahlen von 100 MeV, die heute mit dem Betatron herstellbar sind, außer den bekannten (γ, n) - und (γ, p) -Prozessen auch eine Reihe komplizierterer Kernphotoeffekte hervorrufen können, nämlich $(\gamma, 2n)$, (γ, 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 Urans⁴⁾, 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 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:

Np^{237} (2,2·10⁶ Jahre); Np^{236} (2 Tage); Np^{235} (2,3 Tage); Pu^{238} (50 Jahre); Pu^{239} (24000 Jahre); Am^{241} (500 Jahre); Am^{242} (18 Std.); Cm^{240} (1 Monat); Cm^{242} (5 Monate).

Np^{237} , Pu^{239} und Am^{241} wurden bereits in wägbaren Mengen hergestellt. Das große chemische Interesse, das diese neuen Elemente bieten, liegt auf der Hand⁵⁾.

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

⁵⁾ 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 μC Aktivität über eine Fläche von 1 cm^2 gleichmäßig verteilt ist¹⁾. 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.

¹⁾ 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 (μC).