

Der Kernphotoeffekt mit der Lithium-Gammastrahlung. I, Die leichten Elemente bis zum Calcium

Autor(en): **Huber, O. / Lienhard, O. / Scherrer, P.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **16 (1943)**

Heft I

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111392>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Der Kernphotoeffekt mit der Lithium-Gammastrahlung:

I. Die leichten Elemente bis zum Calcium

von O. Huber, O. Lienhard, P. Scherrer und H. Wäffler.

(7. I. 1943.)

I. Einleitung.

Die Umwandlung eines Atomkerns durch γ -Strahlen ist nur dann energetisch möglich, wenn die zur Verfügung stehende Quantenenergie grösser ist als die Bindungsenergie des am lockersten gebundenen Teilchens des betreffenden Kernes.

Abgesehen vom Deuteron, dessen Bindungsenergie 2,189 MeV¹) beträgt, und vom Be⁹-Kern, in dem das lockerste Neutron mit 1,63 MeV²) gebunden ist, haben alle Kerne bis hinauf zu den schwersten pro Kernbaustein eine Bindungsenergie in der Grössenordnung von 8 MeV.

Deshalb sind auch, ausser bei Deuterium und Beryllium, alle Versuche, mit den härtesten natürlichen γ -Strahlen Atomumwandlungen durchzuführen, fehlgeschlagen. (Die Energie der γ -Strahlung von ThC'' beträgt 2,62 MeV, die energiereichste Komponente der γ -Strahlen von RaC hat eine Quantenenergie von 2,47 MeV³.)

Wesentlich energiereichere γ -Strahlen treten bei künstlichen Kernumwandlungen auf, vor allem bei Proton-Einfangprozessen durch Reaktionen vom Typus ${}_Z K^A (p, \gamma) {}_{Z+1} K^{A+1}$. Die höchste bisher erhaltene γ -Energie, nämlich 17 MeV⁴)⁵), entsteht beim Einfang eines Protons durch den Li⁷-Kern, der resonanzartig bei einer Protonenenergie von 440 kV erfolgt⁶)⁷). Mit dieser Strahlung fanden BOTHE und GENTNER⁸) bei einer ersten Durchmusterung des periodischen Systems an zehn Elementen einen Kernphotoeffekt, der sich in allen Fällen als (γ, n) -Prozess erwies. Sein Nachweis erfolgte durchwegs mit Hilfe der Radioaktivität des Restkerns. Die höchste Ausbeute erhielten diese Autoren an Kupfer im Prozess Cu⁶³(γ, n) Cu⁶². Für diese Reaktion bestimmten sie den Wirkungsquerschnitt und erhielten dafür $\sigma = 5 \cdot 10^{-26}$ cm².

Infolge der im Vergleich zu den natürlichen γ -Strahlquellen geringen Intensität der durch künstliche Atomumwandlung erhältlichen γ -Strahlen besteht kaum eine Möglichkeit, die durch die γ -Quanten aus dem Atomkern herausgeschlagenen Neutronen direkt nachzuweisen. Ein solcher direkter Nachweis würde auch noch erschwert durch den Umstand, dass gerade bei den energiereichsten künstlich erzeugten γ -Strahlen, nämlich der Lithium- und der Bor- γ -Strahlung eine ziemlich intensive, durch Nebenreaktionen erzeugte Neutronenstrahlung auftritt.

Deshalb bleibt die Nachweismöglichkeit der (γ, n) -Prozesse auf jene Fälle beschränkt, wo der Kern durch die Umwandlung radioaktiv wird. Da in den letzten Jahren unsere Kenntnisse der künstlich radioaktiven Isotope weitgehend vervollständigt worden sind, sowohl was die Zahl der neugefundenen Aktivitäten als auch ihre Zuordnung betrifft, erschien es aussichtsreich, mit grösserer γ -Strahlenintensität als sie BOTHE und GENTNER zur Verfügung stand, in systematischer Bestrahlung möglichst aller Elemente des periodischen Systems nach weiteren Kernphotoeffekten zu suchen. Die Kenntnis der durch andere Kernreaktionen erhaltenen radioaktiven Isotope und ihrer Halbwertszeiten erwies sich dabei als sehr wertvoll, gibt sie doch in vielen Fällen einen Hinweis über die beim Kernphotoeffekt zu erwartenden Perioden und gestattet damit, die Bestrahlungsdauer von Anfang an richtig zu wählen. So sieht man, dass beispielsweise beim Natrium durch einen (γ, n) -Prozess einzig Na^{22} entstehen könnte. Dessen Halbwertszeit von $3,0 \pm 0,2 a$ ist aber so gross, dass sich dieser Kernphotoeffekt bei den mit unserer Apparatur möglichen Bestrahlungszeiten, auch bei im Vergleich zu anderen Kernphotoeffekten grosser Ausbeute, nicht nachweisen lässt. Andererseits müssen sehr kurzlebige Isotope, wie S^{31} und Ca^{39} der Beobachtung entgehen, wenn nicht speziell nach *kurzen* Aktivitäten gesucht wird. Mit den von uns erreichten γ -Intensitäten lassen sich bei einer Ausbeute von 1% der an Cu^{63} gefundenen mit Sicherheit noch Halbwertszeiten zwischen drei Sekunden und fünf Tagen bestimmen.

Der Fall, dass die Quantenenergie der Lithium- γ -Strahlung zur Ablösung eines Neutrons nicht ausreicht, liegt vor beim Kohlenstoff C^{12} , wo die benötigte Energie 18,05 MeV beträgt⁹). In allen andern Fällen ist energetisch ein (γ, n) -Prozess möglich. In dieser Arbeit werden unsere Ergebnisse an den leichten Kernen bis und mit Calcium beschrieben. Überall, wo ein mit unserer Apparatur nachweisbarer Kernphotoeffekt überhaupt erwartet werden konnte, ist es auch gelungen, die dadurch induzierte Aktivität nachzuweisen.

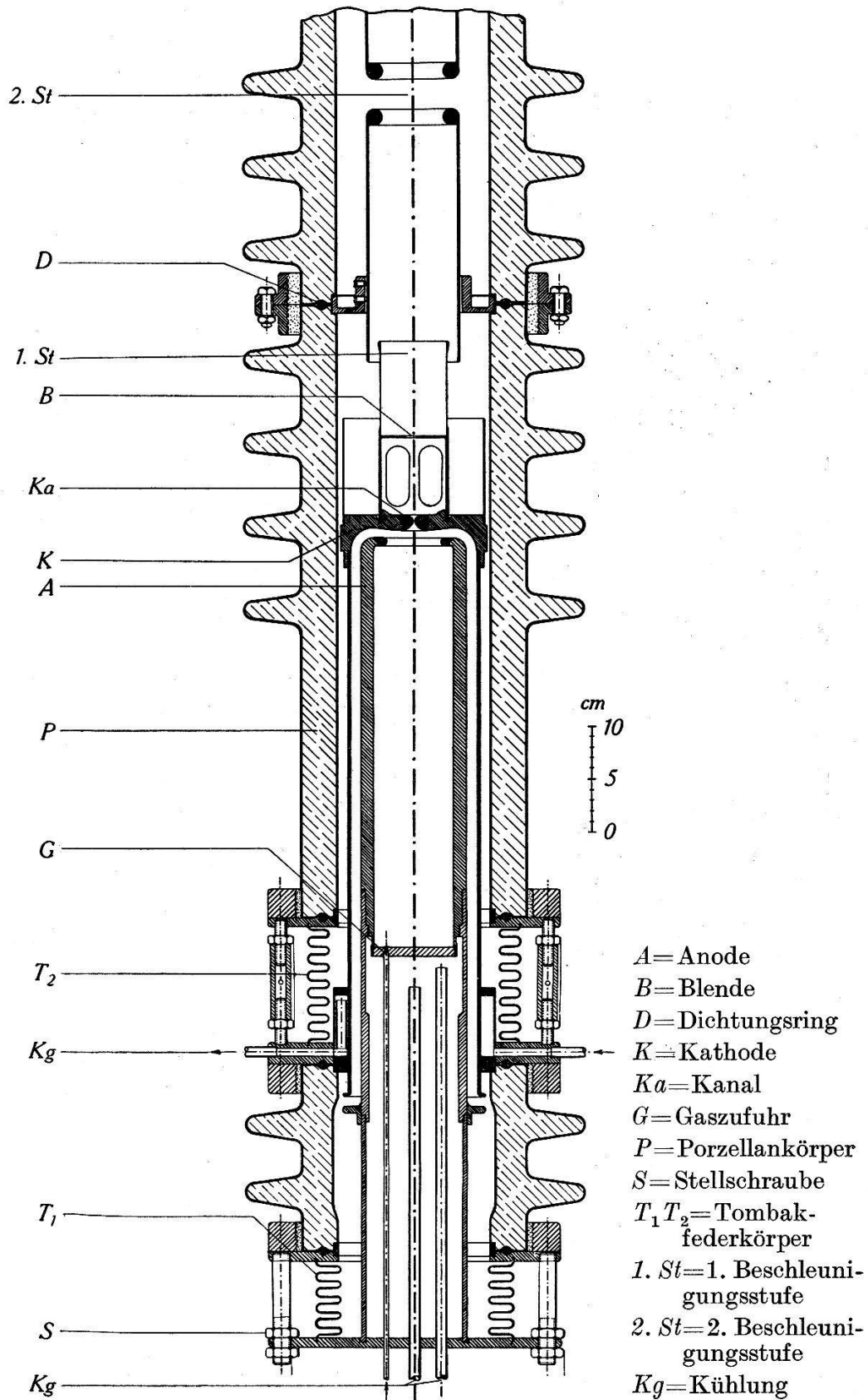


Fig. 1.
Gasentladung.

II. Apparatur.

1. Ionenquelle und Vakumanlage.

Die zur Ausführung dieser Arbeit benützte elektrostatische Hochspannungsapparatur ist ausführlich beschrieben worden in HPA XV (1942), 45¹⁰), sowie in der Promotionsarbeit des einen von uns (O. L., Diss. ETH 1942).

Fig. 1 zeigt einen Schnitt durch die Ionenquelle und die darauffolgenden Nachbeschleunigungsstufen, während Fig. 2 das obere Ende des Kanalstrahlrohres mit dem Pumpaggregat darstellt. Dieses

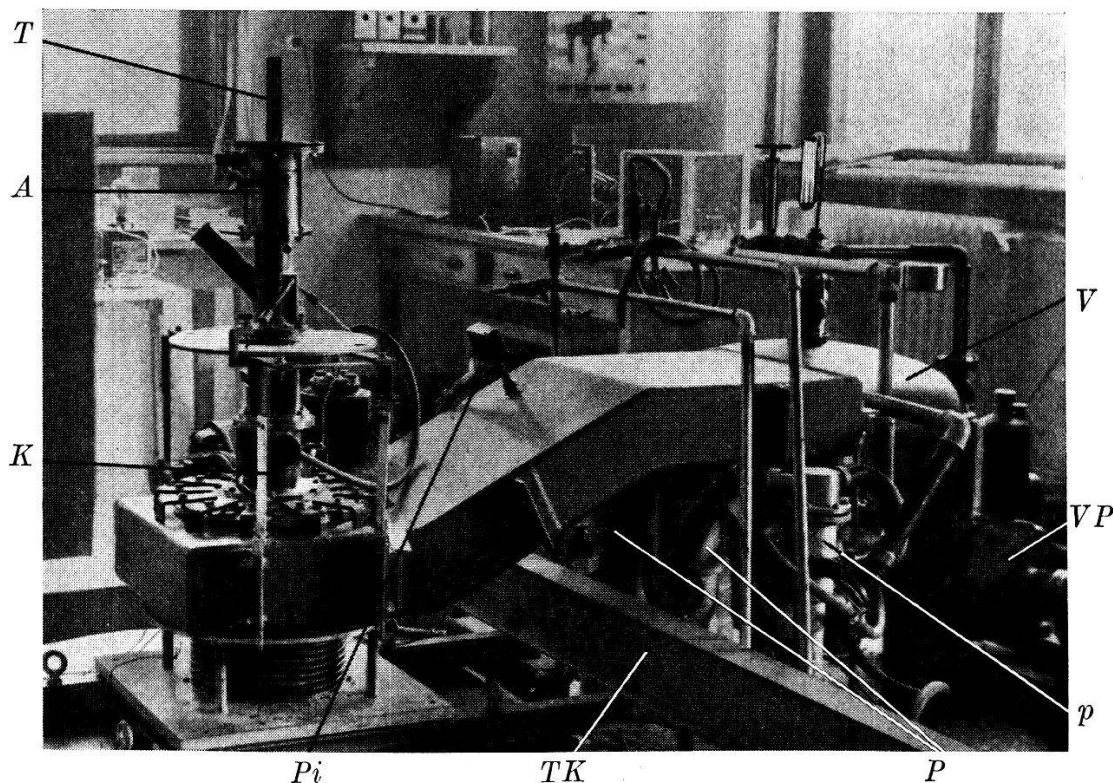


Fig. 2.

Oberes Ende des Kanalstrahlrohres mit Target und Pumpaggregat.

T = Target

A = Aufdampfapparatur und Faradaykäfig

K = Klappe

Pi = Piranimanometer

TK = Tragkonstruktion für das Kanalstrahlrohr

P = Grosse Diffusionspumpen

p = Kleine Diffusionspumpe

V = Vorvakuumkessel

VP = Vorvakuumpumpe

wurde im Laufe der vorliegenden Untersuchungen wesentlich verbessert. An die Stelle der beiden Öldiffusionspumpen mit einer Saugleistung von je 70 l/sec, jede an einem 0,5 langen Saugstutzen von 10 cm Durchmesser angebracht, treten nun vier gleich grosse

Pumpen des in unserem Institut verbesserten Typs mit einer Saugleistung von je 250 l/sec¹¹). Sie saugen auf einen gemeinsamen, aus 8 mm starken Eisenplatten zusammengeschweissten Pumpkasten, dessen Querschnitt $15 \cdot 40 \text{ cm}^2$ beträgt. Die weiteren Stufen der Pumpanlage sind: Zwei Öldiffusionspumpen von je 20 l/sec, davor eine kleine Diffusionspumpe mit 4 l/sec Saugleistung und schliesslich eine rotierende Vorvakuumpumpe. Ein Vorvakuumbehälter von 150 l Inhalt erlaubt es, die rotierende Pumpe zeitweise abzuschalten. Bei offener Nachströmung, arbeiten die Diffusionspumpen 40 min bei abgestellter Vorvakuumpumpe, bei geschlossener Nachströmung lässt sich ohne Vorvakuumpumpe mit der kleinen auf das Vorvakuumgefäss arbeitenden Diffusionspumpe allein ein Druck von einigen 10^{-4} mm Hg während 12 Stunden aufrecht erhalten.

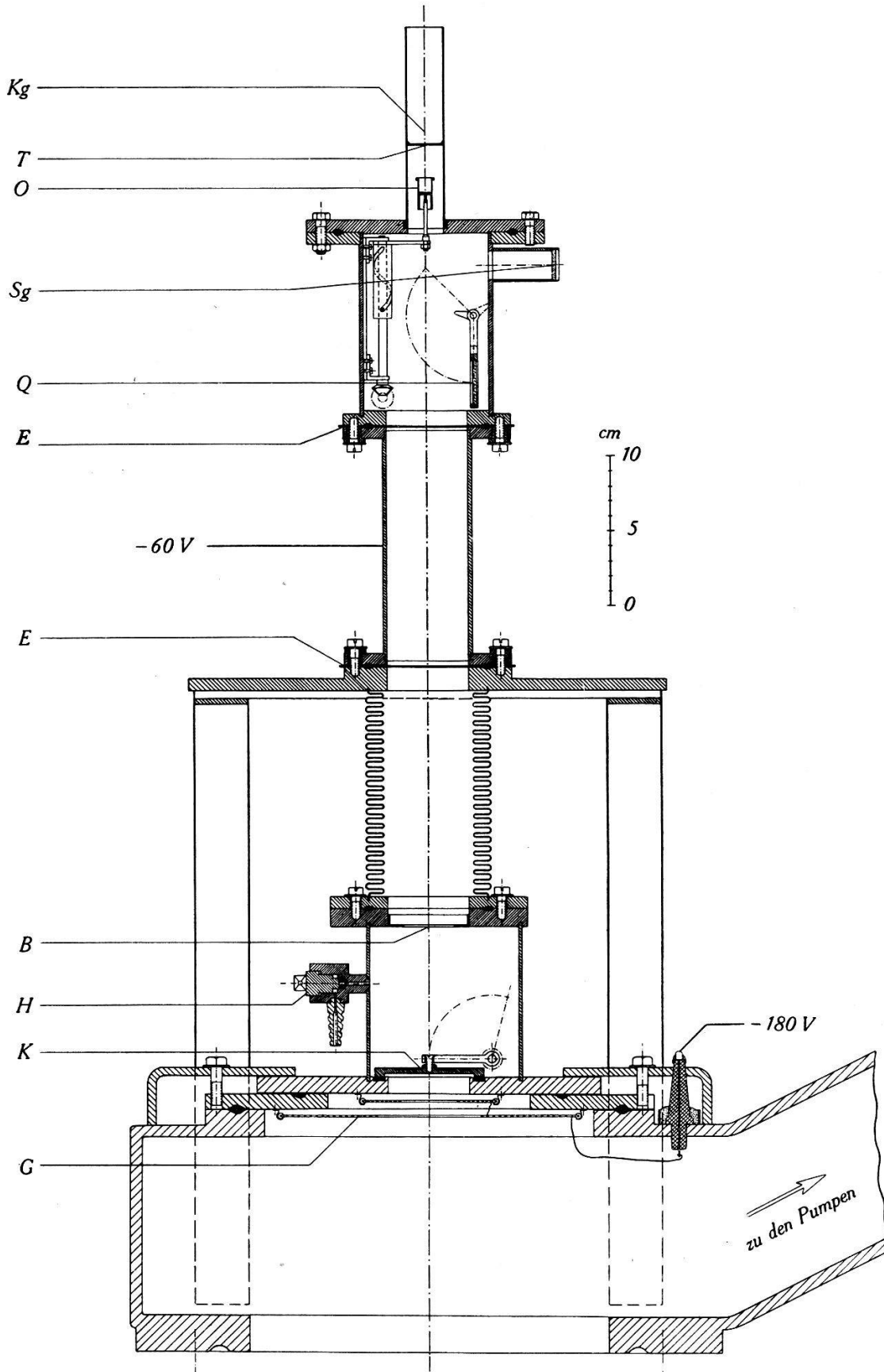
Die verbesserten Pumpen, sowie der vergrösserte Querschnitt der hochvakuumseitigen Saugleitung vergrösserten die Saugleistung erheblich, wodurch bei einer Arbeitspannung von 500 kV der im Faradaykäfig gemessene Kanalstrom von max. $90 \mu\text{A}$ auf max. $170 \mu\text{A}$ gestiegen ist. Die Bänder unseres Generators fördern maximal $700 \mu\text{A}$ auf die Hochspannungselektrode. Davon werden $150 \mu\text{A}$ durch Beruhigungs- und Messwiderstand beansprucht, so dass sich, diese abgerechnet, ionenstrommässig ein Wirkungsgrad von 33% der ganzen Anlage ergibt.

2. Die Target.

Ursprünglich wurde Lithium in Form von LiOH bestrahlt. Da jedoch bei Bestrahlung von reinem Lithium eine dreimal so grosse Ausbeute an γ -Strahlen zu erwarten ist, sind wir dazu übergegangen, mit Hilfe einer Aufdampfapparatur im Hochvakuum ganz reine Lithiumschichten herzustellen, welche diese gegenüber der Beschiessung von LiOH verdreifachte γ -Intensität auch tatsächlich ergeben. Die Durchbildung der Aufdampfeinrichtung ist aus Fig. 3 zu ersehen.

Aus geometrischen Gründen, die später diskutiert werden, ist es für unseren Fall am günstigsten, wenn die Target als Zylinder ausgeführt wird, über den die zu bestrahlenden Substanzen in Form von Hohlzylindern gesteckt werden.

Der Lithiumbehälter aus Eisen trägt eine Heizwicklung, welche mit Glimmer isoliert ist. Mit einer Gewindenut und zwei Anschlüssen kann dieser kleine elektrische Ofen entweder aus der Mitte ausgeschwenkt, oder aber in die Achse gedreht und dann in den die Target bildenden Eisenzylinder gehoben werden. Je nach der auf-



T = Target, *Kg* = Kühlung, *Sg* = Schauglas, *Q* = Quarz, *O* = Ofen,
B = Blende, *K* = Klappe, *H* = Hahn, *E* = Öltucheinlage, *G* = Gegenspannung.

Fig. 3.

Schnitt durch das obere Ende des Kanalstrahlrohres.

gewendeten Heizleistung wird mehr oder weniger Lithium verdampft, welches sich auf der dem Ofen gegenüberliegenden Wand niederschlägt. Um gute Lithiumschichten zu erhalten ist es wesentlich, dass sowohl Ofen wie Target sehr sauber sind. Ist dies der Fall, so lassen sich ohne weiteres gut haftende Lithiumbeläge von einigen Zehntel Millimeter Dicke erreichen. Das Aus- und Einschwenken des Ofens erfolgt durch Drehen einer gebogenen Welle mittels eines Tombakfederkörpers. Auf diese Weise ergibt sich eine hochvakuumdichte, verlötete Durchführung, absolut betriebssicher und viel robuster als es der beste Schliff sein kann. Ein seitlich angebrachtes Schauglas ermöglicht es, auf einer in den Strahlengang schwenkbaren Quarzscheibe die Lage des Brennflecks zu kontrollieren, da der Quarz dort, wo er vom Ionenstrahl getroffen wird, hell glüht. Bei $100 \mu\text{A}$ Ionenstrom und einer Spannung von 500 kV wird auf der Target eine Leistung von 50 Watt in Wärme umgesetzt. Durch intensive Kühlung muss diese rasch abgeführt werden, da sonst die Lithiumschicht zerstört wird. Als Kühlmittel wird feste Kohlensäure mit Alkohol verwendet. Die ganze Aufdampfapparatur samt Target dient als Faradaykäfig und ist von der Röhre durch einen mit Öltucheinlagen isolierten Zwischenzylinder getrennt, an den eine Gegenspannung von -60 V gelegt wird.

III. Messmethoden.

1. Die Intensität der γ -Strahlung.

Als Relativmass für die Intensität der in der Target erzeugten γ -Strahlung wird die Stosszahl eines 100 cm entfernten dünnwandigen Aluminiumzählrohrs genommen. Es hat einen Innendurchmesser von 20 mm, eine Wandstärke von 0,1 mm und eine wirksame Länge von 40 mm. Um eine bequem messbare Stosszahl zu erhalten, wurde das Zählrohr überall mit 10 cm Blei umgeben; einzig auf der Seite gegen die Strahlenquelle zu wurde ein Fenster ausgespart, in dem die Dicke des Bleiabsorbers 30 mm beträgt.

In dieser Anordnung ergibt sich eine von der Lithium- γ -Strahlung herrührende Stosszahl von bis zu 600 pro Minute.

2. Herstellung der Präparate.

Da die durch den Kernphotoeffekt induzierten Aktivitäten in der Regel nur schwach sind, bedarf es zu ihrem sicheren Nachweis einer günstig ausgebildeten Versuchsanordnung, so dass ein grösstmöglicher Teil der von der bestrahlten Substanz emittierten β -Teilchen auch in das Zählrohr gelangt und damit gemessen werden

kann. Deshalb wurde der Formgebung der zu bestrahlenden Substanzen besondere Aufmerksamkeit geschenkt.

Aus allen zu bestrahlenden Stoffen wurden 10 cm lange Hohlzylinder mit einem Innendurchmesser von 26,5 mm hergestellt, die sich bequem sowohl über die Target mit einem Aussendurchmesser von 26 mm, wie auch über ein dünnwandiges Aluminiumzählrohr von gleichem Durchmesser schieben lassen.

Die Wandstärke dieser Zylinder wurde der Energie der β -Teilchen des erwarteten aktiven Isotops angepasst und war immer grösser als die Reichweite der Positronen oder Elektronen im betreffenden Material.

Wo das betreffende Element in Blechform erhältlich war, wurden daraus einfach geeignete Zylinder zurechtgebogen und bis zur gewünschten Dicke ineinandergesteckt, so zum Beispiel im Fall von Mg, Al und dem als Bezugssubstanz dienenden Cu. Schwefel liess sich zu einem solchen geeigneten Zylinder giessen. Bei pulverförmigen Substanzen wurden kurze Hohlzylinder von 15—20 mm Höhe in einer Eisenform mit Hilfe einer hydraulischen Presse unter Drucken bis zu 40 Tonnen gepresst. (Dem Direktor der eidgenössischen Materialprüfanstalt, Herrn Prof. Dr. Rös, danken wir bestens für die freundliche Erlaubnis, eine der Pressen dieses Instituts benützen zu dürfen.)

3. Geometrische Anordnung bei Bestrahlung und Aktivitätsmessung.

Massgebend für die Ausbeute der nachzuweisenden Aktivität ist *erstens* der Raumwinkel, der bei der Bestrahlung des Präparates von diesem in bezug auf die hier punktförmig angenommene γ -Strahlenquelle, den Brennfleck, aufgespannt wird. Bei unserer Anordnung (Fig. 3) beträgt er 97% der ganzen um das Zentrum der Target gelegten Kugel.

Zweitens muss das aktivierte Präparat bei einer Messung möglichst nahe an das Zählrohr gebracht werden, damit der Raumwinkel, unter dem das Zählvolumen von jedem Element des Präparates aus erscheint, möglichst gross wird. Infolge der zur Verstärkung der verwendeten dünnwandigen Zählrohre notwendigen Rippen, können wir bei einem Präparat mit einer lichten Weite von 26,5 mm höchstens Zählrohre mit einem Innendurchmesser von 25 mm verwenden und erhalten damit einen mittleren Raumwinkel von 78%.

Bei Kupfer, das die grösste bis jetzt bekannte Ausbeute für den Kernphotoeffekt aufweist, erhielten wir von der 10 min-Periode, auf Bestrahlung bis zur Sättigung umgerechnet, eine Anfangsaktivität von 12000 Stössen pro Minute im Aktivitätszählrohr.

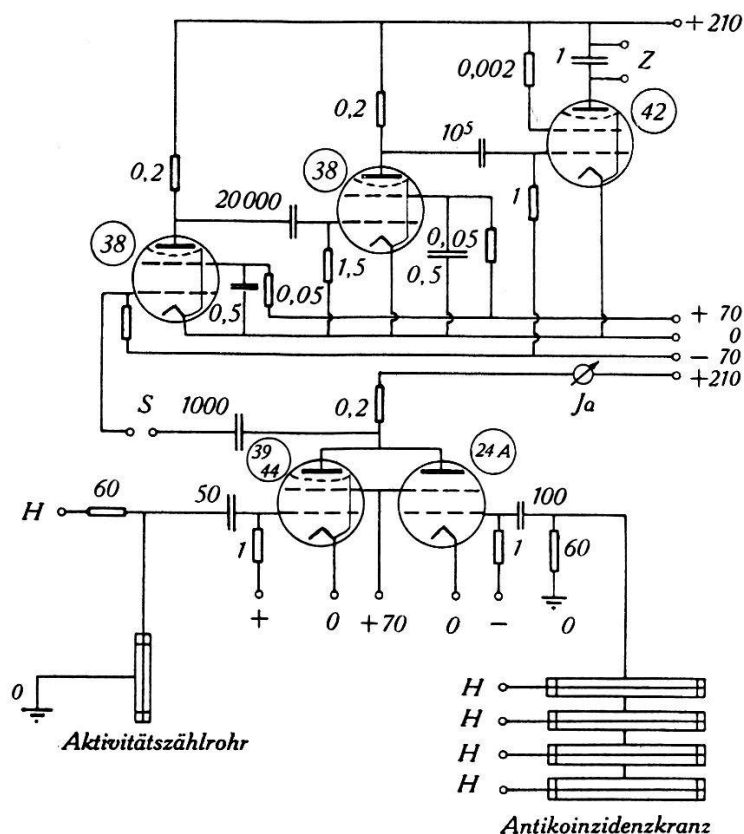
4. Gang der Messung.

Die Messung erfolgt, falls die erwartete Halbwertszeit es erlaubt, in der Weise, dass das Präparat bis zur praktischen Sättigung der vermuteten Halbwertszeit bestrahlt wird. Während der ganzen Bestrahlungszeit werden fortlaufend γ -Intensität, Hochspannung und Ionenstrom gemessen und notiert. Dann wird die bestrahlte Substanz über das Aktivitätszählrohr geschoben und die induzierte Aktivität verfolgt, bis sie auf den Nulleffekt abgeklungen ist. Dies wird so lange wiederholt, bis aus dem vorliegenden statistischen Material die Halbwertszeit der induzierten Aktivität genau bestimmt werden kann. Bei der Verfolgung schwacher Aktivitäten und besonders, wenn die gefundene Halbwertszeit in der Grössenordnung von Stunden oder Tagen liegt, ist es notwendig, den Nulleffekt des verwendeten Zählers so stark wie möglich zu reduzieren. Dies geschieht mit einer Antikoinzidenz-Anordnung: rings um ein Eisenrohr von einigen Millimeter Wandstärke und sechs Centimeter Innendurchmesser sind acht grosse Messingzählrohre (35 cm Länge und 4 cm Durchmesser) montiert, die alle parallel geschaltet sind. Das dünnwandige Aktivitätszählrohr mit dem aktivierten Präparat darum wird nun in das Eisenrohr geschoben, wo es ringsum von den grossen Zählrohren umgeben ist. Ein Höhenstrahlteilchen, welches das Aktivitätszählrohr durchsetzt, geht deshalb durch mindestens eines der grossen Zählrohre des Kranzes. Durch eine geeignete Antikoinzidenz-Schaltung erreicht man nun, dass alle Koinzidenzen zwischen Aktivitätszählrohr und irgendeinem Zählrohr des Kranzes nicht gezählt werden, womit der Anteil der Höhenstrahlung eliminiert wird. In unserem Falle verwendeten wir eine Schaltung nach dem von HERZOG¹³⁾ angegebenen Prinzip. Das Schema des Verstärkers gibt Fig. 4 wieder.

Die Antizählrohre können natürlich auch ausgelassen werden, so dass der Verstärker zum Zählen der Stösse eines gewöhnlichen Zählrohrs verwendet werden kann. Hat man grosse Stosszahlen zu registrieren, das heisst bei den von uns verwendeten mechanischen Zählwerken mehr als vierhundert pro Minute, so kann nach der Kopplungskapazität von der ersten zur zweiten Stufe ein Unter-setzer eingeschaltet werden.

Die zum Betrieb aller verwendeten Zählrohre benötigten Gleichspannungen werden von einem Netzanschlussgerät geliefert, bei welchem die Stabilisierung mit einer Reihe in Serie geschalteter Glimmlampen erfolgt. Mit Hilfe von Potentiometern, welche die einzelnen Glimmstrecken überbrücken, kann eine Reihe beliebig einstellbarer Spannungen abgegriffen werden, was den Vorteil hat,

dass man einfach durch Wahl der richtigen Spannung die Stossgrösse für alle Zählrohre des Antikoinzidenzkranses gleich gross machen kann. Um den Antikoinzidenzverstärker im Betrieb kontrollieren zu können, sind die Gitter der beiden ersten Röhren des Verstärkers mit den Plattenpaaren eines Kathodenstrahloszillo-



Widerstände in $M\Omega$, Kapazitäten in cm.

S = Untersetzter oder kurzschliessen, Z = Zählwerk, $Ja = 2,5$ mA, wovon 0,5 mA durch 24 A, H = Hochspannung für das betreffende Zählrohr.

Fig. 4.

Schema des Antikoinzidenzverstärkers.

graphen verbunden. Stösse des Aktivitätszählrohres bewirken eine vertikale, Stösse der Zählrohre des Antikoinzidenzkranses eine horizontale Ablenkung des Leuchtflekes. Eine Koinzidenz zwischen beiden ergibt einen Ausschlag in der Diagonale, so dass man sich direkt überzeugen kann, dass das Zählwerk solche Stösse wirklich nicht zählt, wohl aber alle vertikalen registriert.

5. Ausscheiden von Neutroneneffekten.

Da ein $(n, 2n)$ -Prozess auf das gleiche Isotop führt, wie der Kernphotoeffekt (γ, n) , hat man sich in jedem Fall zu vergewissern, dass die gefundene Aktivität nicht von Neutronen induziert

worden ist. Ferner ist eine Fälschung möglich, wenn durch einen (n, p) -, (n, α) - oder (n, γ) -Prozess eine Aktivität von ähnlicher Halbwertszeit induziert wird, wie durch den Kernphotoeffekt. Deshalb ist es für die Diskussion der Messergebnisse wichtig, die Intensität der Neutronenstrahlung unserer Apparatur zu kennen.

Zur Erzeugung von Neutronen in unserer Apparatur kommen praktisch bloss die beiden folgenden Reaktionen in Frage:

- a) $\text{Li}^7(\alpha, n)\text{B}^{10}$
 b) $\text{Li}^7(d, n)\text{Be}^8$ und $\text{Li}^7(d, n)2\alpha$

mC Ra+Be

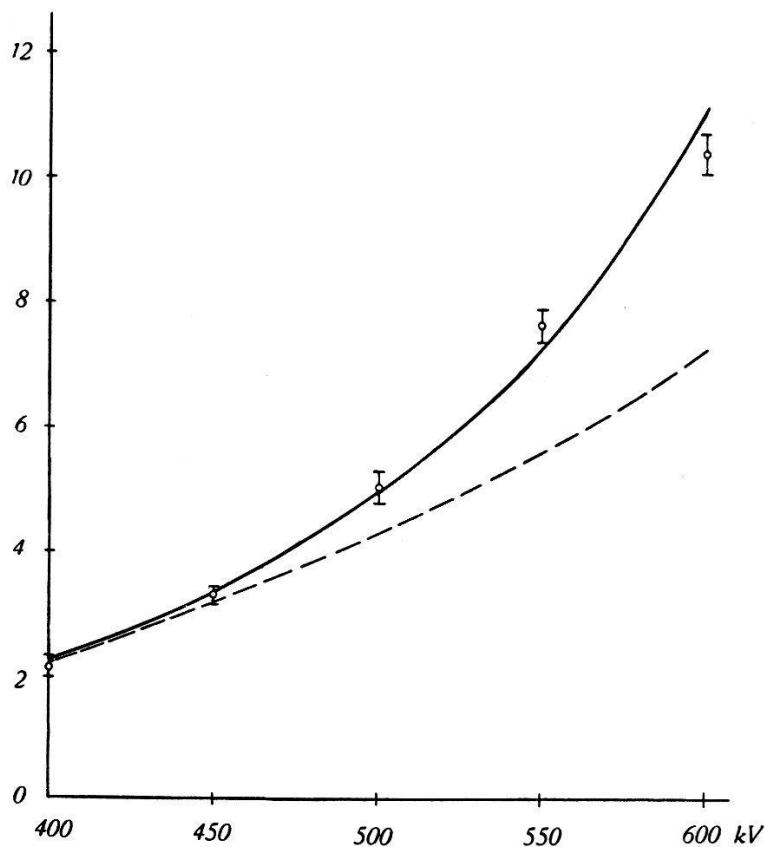


Fig. 5.

Neutronenintensität pro 100 μA Ionenstrom in Funktion der Spannung.

Als α -Teilchen stehen die 8,6 MeV- α -Teilchen, die bei Protoneinfang durch den Li^7 -Kern in der Target selbst gebildet werden, zur Verfügung. Messungen über die Neutronenausbeute des Prozesses a) liegen nur vor bis zu einer α -Teilchen-Energie von 5,2 MeV¹⁴). Jedoch weiss man, dass sie erheblich kleiner ist als bei Bestrahlung von Beryllium und Bor mit α -Teilchen¹⁵). Jedenfalls ist sie proportional der Ausbeute an α -Teilchen in der Li-Target, deren Spannungsabhängigkeit von HAFSTAD, HEYDENBURG und TUVE¹⁶) gemessen worden ist. In Fig. 5 ist diese Ausbeute im Bereich von

400—600 kV durch die gestrichelte Kurve dargestellt. Die ausgezogene Kurve gibt den Intensitätsverlauf der Li + D-Neutronen nach AMALDI, HAFSTAD und TUVE¹⁷⁾ wieder. Bei der Messung der Neutronenintensität unserer Apparatur benützten wir als Neutronenindikator die 44 sec-Aktivität des Rhodiums. Eine zu einem passenden Zylinder gebogene Rhodiumfolie wurde, allseitig von 12 cm Paraffin umgeben, während 15 sec über der Target bestrahlt und dann das Abklingen der Aktivität verfolgt. Das Ergebnis dieser von 50 zu 50 kV durchgeführten Messung wird durch die in Fig. 7 eingezeichneten Punkte dargestellt, wobei die senkrechten Striche den mittleren Fehler angeben. In der gleichen geometri-

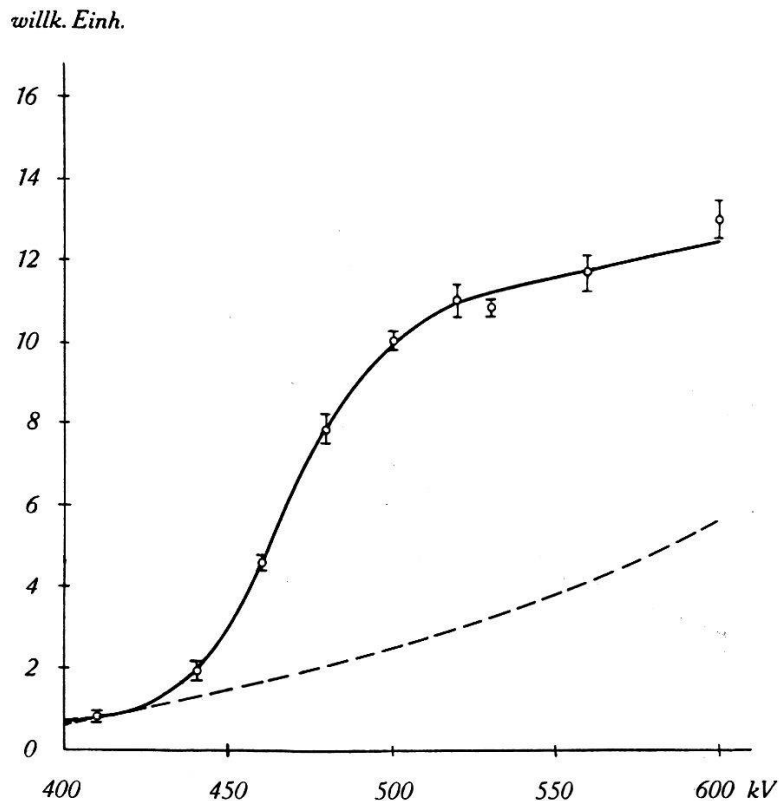


Fig. 6.

Gammastrahlintensität in Funktion der Spannung.
Gestrichelte Kurve = Neutronenintensität.

schen Anordnung, nur mit einer Ra + Be-Neutronenquelle von 13,33 mC Ra-Äquivalent an Stelle der Target, wurde die Rhodiumfolie ebenfalls mehrere Male während 15 sec aktiviert, was uns erlaubt, die Neutronenintensität in mC Ra + Be-Äquivalent anzugeben. Bei einer Spannung von 600kV und 100 μ A Ionenstrom emittiert unsere Lithiumtarget eine Neutronenintensität entsprechend $10,4 \pm 0,4$ mC. In Fig. 5 ist für die beiden der Literatur entnommenen Kurven (loc. cit.) der Masstab so gewählt worden, dass

sie mit dem Messpunkt von 400 kV zusammenfallen. Wie man sieht, stimmen die Messpunkte so gut mit der Anregungskurve für die Li + D-Reaktion überein, dass sicher der überwiegende Teil der von unserer Target emittierten Neutronen in dieser Reaktion entsteht.

Charakteristisch für die harte Li- γ -Strahlung von 17 MeV ist ihre Resonanzstelle bei einer Protonenenergie von 440 kV (loc. cit.). Infolgedessen steigt bei Bestrahlung einer dicken Lithiumschicht die γ -Intensität bei 440 kV stark an und bleibt bei höheren Spannungen konstant (Fig. 6). Eine von der γ -Strahlung induzierte Aktivität ist der γ -Intensität proportional, muss also dieselbe Spannungsabhängigkeit zeigen, während eine von Neutronen herrührende Aktivität, als Funktion der Spannung aufgetragen, dem glatten Verlauf der Neutronenausbeute folgt. Deshalb kann, sobald die Ausbeute einer Aktivität bei verschiedenen Spannungen gemessen ist, immer sicher entschieden werden, ob sie von der γ -Strahlung oder von Neutronen induziert worden ist.

6. Bestimmung der relativen Ausbeute.

Als *Ausbeute* eines Kernphotoeffektes bezeichnen wir die auf eine feste γ -Intensität und auf unendlich lange Bestrahlungsdauer umgerechnete Anfangsaktivität des dabei gebildeten radioaktiven Isotopes. Unter „Aktivität“ wird hier die Zahl der pro Zeiteinheit durch die bestrahlte Substanz im Zählrohr ausgelösten Stösse verstanden. Durch Berücksichtigung der relativen Häufigkeit des Ausgangsisotops erhalten wir die *Ausbeute* am betreffenden *Isotop*. Gleich wie BOTHE und GENTNER (loc. cit.) setzten wir die grösste bis jetzt gefundene Ausbeute eines (γ, n)-Prozesses, nämlich die an Cu^{63} , $A_{\text{Cu}}^{62} = 100$ und bezogen alle andern Ausbeuten auf diesen Wert. Auf diese Weise wurden die bei der Besprechung der einzelnen Kernphotoeffekte angegebenen *relativen Ausbeuten* berechnet.

Die bei unseren Ausbeuteergebnissen angegebenen Ungenauigkeiten sind die Summe der *mittleren* Fehler der in das Ergebnis eingegangenen Aktivitäts- und γ -Intensitätsmessungen.

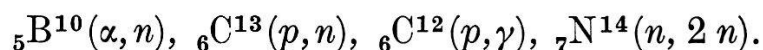
Bei der Bestimmung der Halbwertszeit erfolgte die Abschätzung des jeweils angegebenen *mittleren* Fehlers nach der von R. PEIERL's³³⁾ mitgeteilten Methode.

IV. Messergebnisse.

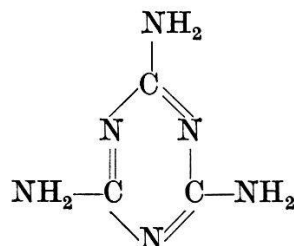
1. Stickstoff.

Für Stickstoff geben BOTHE und GENTNER¹²⁾ einen Kernphotoeffekt an; jedoch war die Ausbeute so gering, dass sie von ihnen nicht gemessen werden konnte. Deshalb haben wir Stickstoff noch einmal untersucht. Das durch den Kernphotoeffekt

entstehende Isotop N^{13} ist wohlbekannt und wurde bis jetzt bei den folgenden Reaktionen erhalten:



Es hat eine Halbwertszeit von $T = 9,93 \text{ min}^9)$. Als Stickstoffverbindung haben wir Melamin verwendet. Diese organische Substanz enthält 66,6 Gewichtsprozent Stickstoff und als einzige weitere Komponenten Kohlenstoff und Wasserstoff, die durch die Li- γ -Strahlen nicht aktiviert werden können. Die Formel des Melamins lautet:



(Die Überlassung der benötigten Proben Melamin verdanken wir der „Ciba“ A.-G., Basel). Eine mehrfache Bestrahlung mit nachfolgender Aktivitätsmessung ergab tatsächlich eine schwache Aktivität mit einer Halbwertszeit von $9,2 \pm 0,6 \text{ min}$. Für die relative Ausbeute des Kernphotoeffektes an N^{14} , bezogen auf die gleich 100 gesetzte Ausbeute an Cu^{63} erhalten wir:

$$\underline{A_N^{13} = 0,55 \pm 0,05}$$

2. Sauerstoff.

Zur Bestrahlung des Sauerstoffs benützten wir zwei Versuchskörper:

- in Wasser eingelegte Gelatineblätter, die, um ein Austrocknen während der Bestrahlung zu verhüten, mit dünnen Celluxfolien überklebt wurden.
- Borsäure (H_3BO_3) von KAHLBAUM. Hieraus liess sich ohne Schwierigkeiten ein Zylinder pressen.

Als Ergebnis von 10 Bestrahlungen des Borsäurezylinders erhielten wir die in Fig. 7 aufgezeichnete Zerfallskurve mit einer Halbwertszeit von $130 \pm 6 \text{ sec}$, was gut mit der für O^{15} angegebenen Halbwertszeit von $T = 125 \pm 5 \text{ sec}^{17)$ übereinstimmt. Damit ist der bereits von CHANG, GOLDHABER und SAGANE¹⁹⁾ sowie BOTLE und GENTNER (loc. cit.) gefundene Kernphotoeffekt an O^{16} bestätigt. Für die Ausbeute erhalten wir in sehr guter Übereinstimmung der Resultate an Gelatine und Borsäure einen Wert von:

$$\underline{A_0^{15} = 0,85 \pm 0,07}$$

3. Fluor.

Fluor wurde bestrahlt in Form von LiF und CaF₂. Beide Substanzen liessen sich gut pressen, so dass für die Ausbeutebestimmung definierte Verhältnisse vorlagen.

Die von anderen Autoren mit 107 ± 4 min²⁰⁾, resp. 112 ± 4 min²¹⁾ angegebene Periode des F¹⁷ wurde von uns sowohl bei Bestrahlung von LiF als auch bei der von CaF₂ gefunden. Als Halbwertszeit erhielten wir den Wert $T = 115 \pm 4$ min.

Für die Ausbeute ergibt der Mittelwert aus den Resultaten an den beiden Substanzen:

$$\underline{A_{F18} = 0,75 \pm 0,05}$$

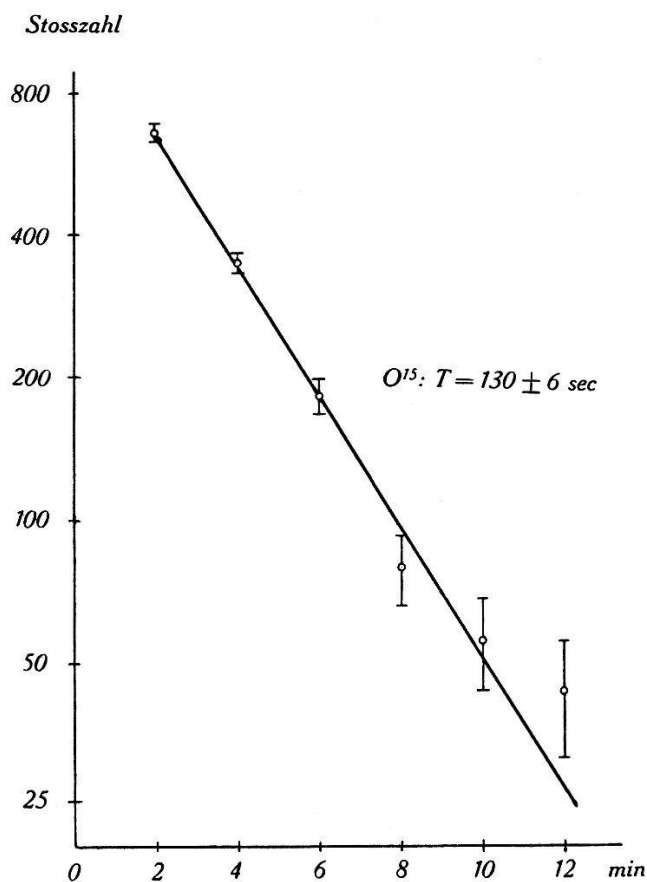


Fig. 7.
Zerfallskurve von O¹⁵.

4. Magnesium.

a) (γ, n)-Prozess an Mg²⁴.

Magnesium wurde bestrahlt in Form von 7 mm dicken, aus 1 mm starkem Rein-Magnesiumblech hergestellten Zylindern. (Die freundliche Überlassung von sehr reinem Magnesium, das speziell

für uns ausgewalzt wurde, verdanken wir den Aluminiumwalzwerken Rorschach A.-G.) Ein (γ, n) -Prozess sollte am häufigsten Isotop Mg^{24} (77,4%) auf Mg^{23} , einen Positronenstrahler mit 11,6 sec Halbwertszeit²²⁾ führen, während aus den beiden höheren Isotopen stabile Kerne entstehen würden. Tatsächlich wurde schon bei unseren ersten Messungen im Herbst 1941 eine kurze, von der γ -Strahlung kommende Aktivität festgestellt, doch konnte ihre Halb-

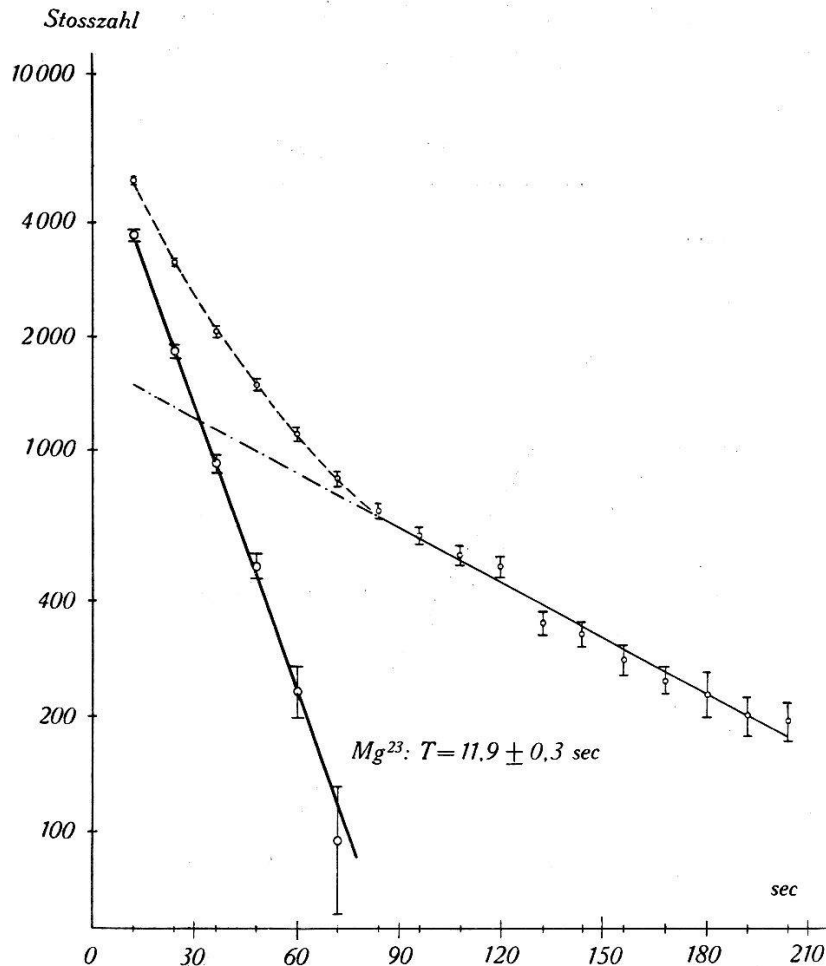


Fig. 8.

Zerfallskurve von Mg^{23} .

wertszeit, da noch die Andeutung einer längeren Periode vorhanden war, nicht genau bestimmt werden. Mit grösserer Intensität haben wir nun Magnesium noch einmal gemessen. Es zeigt sich, dass tatsächlich zwei Perioden vorliegen, nämlich erstens die 11,6 sec-Aktivität und zweitens, schwächer, aber deutlich erkennbar, eine Periode von $62 \pm 2 \text{ sec}$ (Fig. 8 und Fig. 9). Diese Kurven stellen die Zusammenfassung der Ergebnisse von 154 Einzelmessungen dar. Wir gebrauchten vier verschiedene Versuchskörper, um ein Anwachsen der durch Neutronen induzierten 14,8 h-Periode des im Prozess

$\text{Mg}^{24}(n, p)$ gebildeten Na^{24} zu vermeiden, da diese sich bei wiederholter Bestrahlung eines einzigen Magnesiumzylinders in einer sukzessiven Vergrößerung des Nulleffektes zeigte.

Eine gleich lange Bestrahlung von jeweils 120 sec mit einer Ra + Be-Neutronenquelle von 69 mC Ra-Äquivalent ergab eine Periode von 53 sec. Von einer 12 sec-Periode fehlte jede Andeutung. Überhaupt konnten wir mit dieser Quelle bis jetzt keinen $(n, 2n)$ -Prozess nachweisen, da hierzu ihre Intensität offenbar zu gering ist. Die vorliegende, während 5 min messbare 53 sec-Aktivität ent-

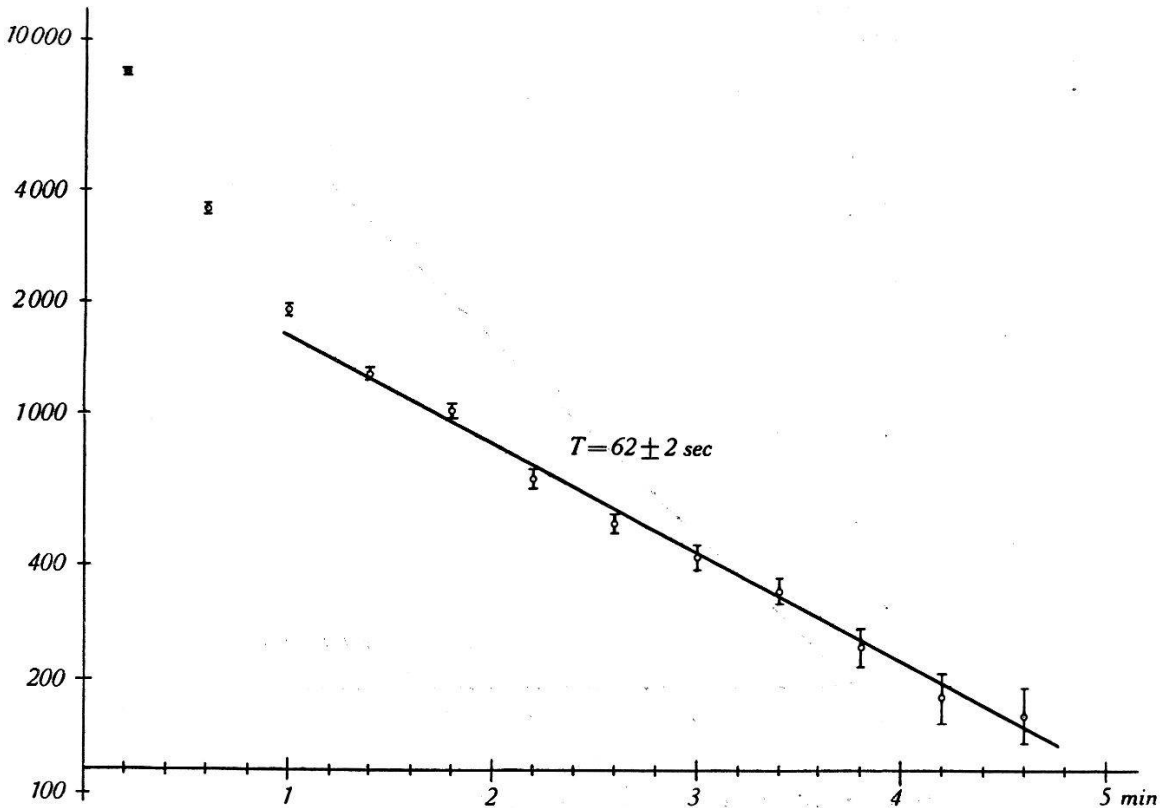


Fig. 9.

Abfall der an Magnesium induzierten 62 sec-Aktivität.

steht durch Überlagerung der 40 sec-Periode des Ne^{23} (aus $\text{Mg}^{26}(n, \alpha)\text{Ne}^{23}$) und der schwachen 10,2 min-Periode des durch Neutroneneinfang gebildeten Mg^{27} .

Die Übereinstimmung der von uns gefundenen $11,9 \pm 0,3$ sec für die Halbwertszeit der kurzen Periode mit den von WHITE, DELSASSO, FOX und CREUTZ (loc. cit.) angegebenen 11,6 sec ist so gut, dass diese mit Sicherheit dem Prozess $\text{Mg}^{24}(\gamma, n)\text{Mg}^{23}$ zugeschrieben werden kann.

Die Ausbeute beträgt:

$$\underline{A_{\text{Mg}^{23}} = 4,0 \pm 0,25}$$

b) Längere Periode an Mg: $T = 62 \pm 2$ sec.

Da es sich hier um eine bis jetzt noch nicht bekannte Aktivität handelt, sollen gerade an diesem Beispiel ausführlich alle Unterscheidungsmöglichkeiten zwischen den beiden bei unserer Messmethode einzig möglichen Annahmen, nämlich der, dass die Aktivität von der γ -Strahlung, und der, dass sie von Neutronen induziert wurde, diskutiert werden.

Weil bei der Bestrahlung laufend die γ -Intensität mitgemessen wird, kommt als erste Prüfung der direkte Vergleich von γ -Inten-

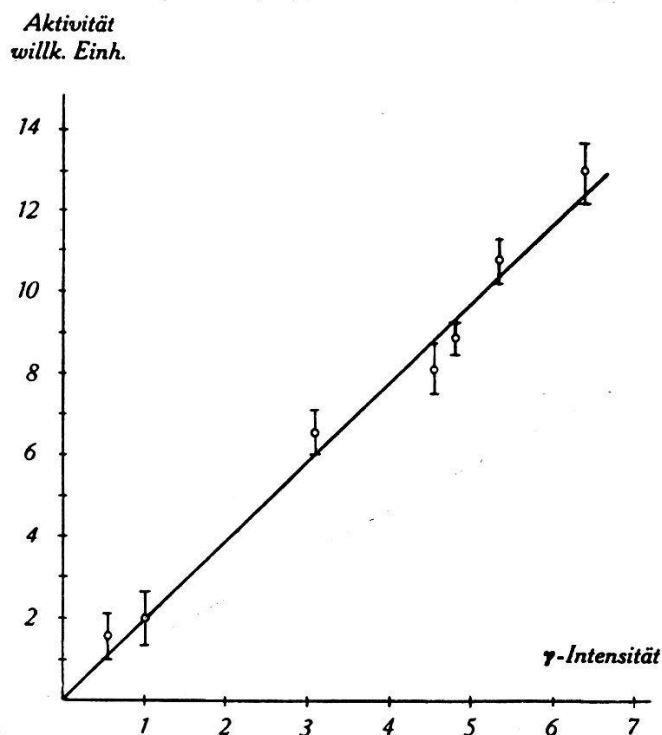


Fig. 10.

62 sec-Periode in Funktion der Gamma-Intensität.

sität und Ausbeute der induzierten Aktivität in Frage (Fig. 10). Man erkennt, dass die 62 sec-Aktivität innerhalb der Fehlergrenzen der γ -Strahlung proportional ist. In Fig. 11 ist die Ausbeute der 62 sec-Periode reduziert auf $100 \mu\text{A}$ Ionenstrom in Funktion der Protonenenergie aufgetragen. Sie zeigt den charakteristischen Resonanzanstieg der γ -Strahlung bei 440 kV.

Ferner ist es höchst unwahrscheinlich, dass 10 mC Ra-Äquiv. von Li + D-Neutronen eine deutliche Aktivität erzeugten, die durch 69 mC Ra+Be-Neutronen überhaupt nicht erhalten werden kann, denn die Spektren der beiden Neutronenquellen unterscheiden sich in ihrer Form nicht stark voneinander (AMALDI, loc. cit.), so dass auch die Zahl der schnellsten Neutronen aus der Ra + Be-Quelle grösser ist als bei den von unserer Apparatur emittierten Neu-

tronen. Aus diesen Gründen können wir bestimmt aussagen, dass die neue an Magnesium gefundene 62 sec-Periode durch die Li- γ -Strahlung erzeugt wurde.

Die Zuordnung dieser Aktivität bereitet jedoch Schwierigkeiten, da infolge der relativ schwachen Intensität, sowie der kurzen Halbwertszeit jeder Versuch einer chemischen Trennung zum Scheitern verurteilt ist. Magnesium besteht aus den drei stabilen Isotopen Mg^{24} (77,4%), Mg^{25} (11,5%) und Mg^{26} (11,1%). Neben dem unter a) beschriebenen Mg^{23} können durch einen (γ, n) -Prozess

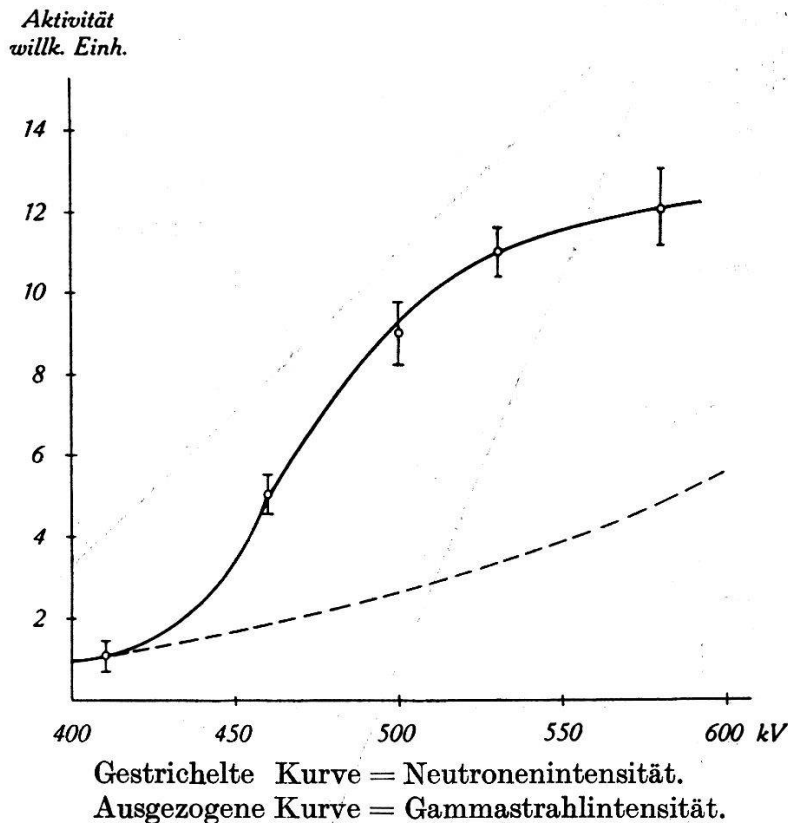


Fig. 11.

62 sec-Aktivität in Funktion der Spannung.

auch die Isotope Mg^{24} und Mg^{25} entstehen. Es besteht daher die Möglichkeit, dass es sich bei der 62 sec-Aktivität um den isomeren Zustand eines dieser zwei stabilen Mg-Isotope handelt. Da aber der erste gesicherte Fall von Kernisomerie erst beim Scandium auftritt, erscheint diese Annahme bei einem so leichten Element wie Magnesium als nicht sehr wahrscheinlich. Von den beiden andern Reaktionstypen (γ, p) und (γ, α) führt einzig der (γ, p) -Prozess an Mg^{26} auf ein noch unbekanntes Isotop, nämlich Na^{25} . Da DICKSON und KONOPINSKI²³⁾ für dieses Isotop eine Halbwertszeit von 20 sec voraussagen, was grössenordnungsmässig mit der von uns gefundenen übereinstimmt, so ist diese Deutungsmöglichkeit nicht ohne

weiteres von der Hand zu weisen; wir möchten aber betonen, dass sie in keiner Weise zwingend ist. Da, wie bereits erwähnt, alle in dieser Arbeit angegebenen Ausbeuten auf das Ausgangsisotop bezogen sind, kann eine solche hier nicht angegeben werden. Jedoch folgt aus unseren Messungen, dass die Anfangsaktivität der 62 sec-Periode (auf unendlich lange Bestrahlung umgerechnet) 60% derjenigen von Mg^{23} beträgt.

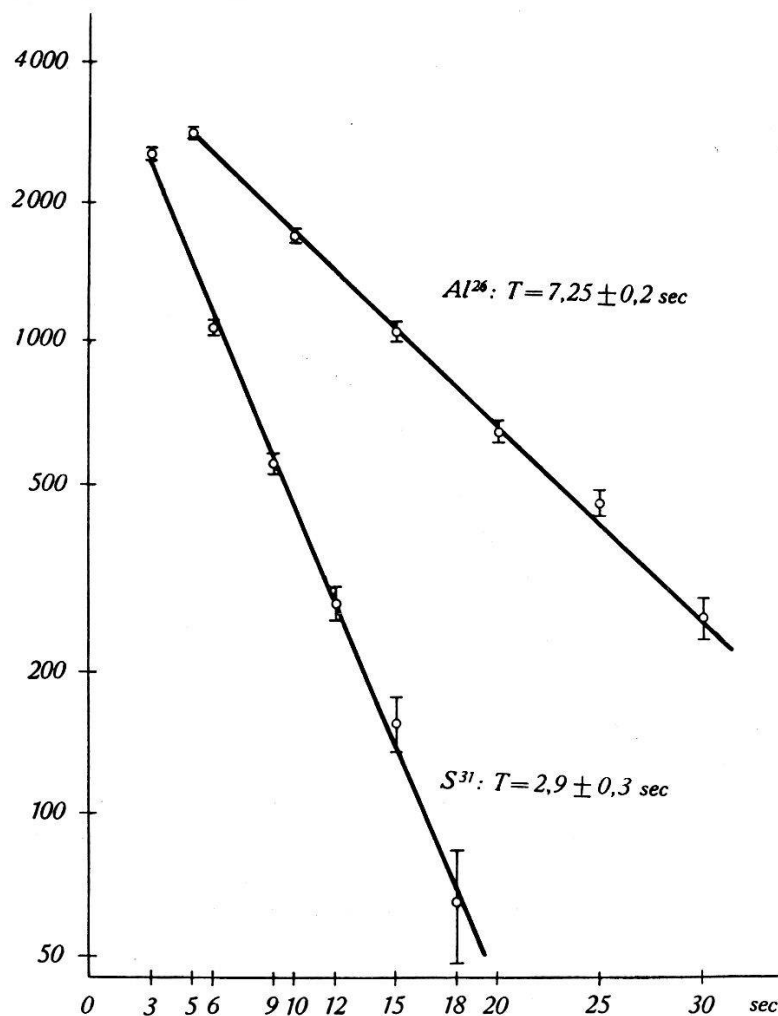


Fig. 12.

Zerfallskurven von Al^{26} und S^{31} .

5. Aluminium.

Bei Bestrahlung von Aluminium erhielten wir eine Aktivität mit einer Halbwertszeit von $7,25 \pm 0,2 \text{ sec}$ (Fig. 12). (Die benötigten Proben Rein-Aluminium verdanken wir der Aluminium-Industrie Neuhausen A.-G. Die in ihnen enthaltenen Verunreinigungen Si, Fe, Cu betragen zusammen 0,0026 %.) Der Verlauf dieser 7 sec-Aktivität in Funktion der Protonenenergie zeigt, dass sie von der γ -Strahlung herrührt. Die gemessene Halbwertszeit stimmt so gut

mit der für Al^{26} von FRISCH²⁴⁾ und BRANDT²⁵⁾ angegebenen überein, dass der Prozess $\text{Al}^{27}(\gamma, n)\text{Al}^{26}$ sichergestellt ist. Bei Kontrollversuchen mit der Neutronenquelle wurde einzig die 10,2 min-Periode des Mg^{27} aus dem Prozess $\text{Al}^{27}(n, p)\text{Mg}^{27}$ gefunden, die bei längerer Bestrahlung mit der Apparatur auch durch die aus der Target stammenden Neutronen induziert wird. Die in Fig. 12 aufgetragene Zerfallskurve ist mit ihren rund 6000 Stössen die Zusammenfassung von 170 Einzelmessungen mit einer Bestrahlungsdauer von 30 sec und anschliessender Aktivitätsmessung in Intervallen von 5 sec.

Für die Ausbeute erhalten wir:

$$\underline{A_{\text{Al}^{26}} = 11,0 \pm 0,6}$$

6. Schwefel.

In gleicher Weise wie beim Magnesium besteht auch hier eine sehr gute Übereinstimmung der von uns gefundenen Halbwertszeit $T = 2,9 \pm 0,2$ sec (Fig. 12) mit den von WHITE, CREUTZ, DELSASSO und WILSON²⁶⁾ für die Halbwertszeit von S^{31} gefundenen 3,2 sec. Da die Aktivität ebenfalls den Resonanzanstieg bei 440 kV Protonenenergie zeigt, so fällt als einzige Möglichkeit der Prozess $\text{S}^{32}(\gamma, n)\text{S}^{31}$ in Betracht. Mit der Neutronenquelle konnte keine kurze Aktivität gefunden werden. Ebenso wie bei den Messungen an Aluminium mussten auch hier über 170 Einzelmessungen durchgeführt werden, bis Halbwertszeit und Ausbeute mit der gewünschten Genauigkeit angegeben werden konnte.

Für die Ausbeute ergibt sich:

$$\underline{A_{\text{S}^{31}} = 13,7 \pm 0,7}$$

7. Chlor.

Der Kernphotoeffekt an Chlor ergibt die 33 min-Periode des Cl^{34} . Seine Ausbeute wird von BOTHE und GENTNER mit $A_{\text{Cl}^{34}} = 5$ angegeben. Um den (γ, n) -Prozess am höheren Isotop des Chlors, der auf Cl^{36} führt, zu finden, müsste man eine um Grössenordnungen stärkere γ -Strahlenquelle als unsere Apparatur zur Verfügung haben, da Cl^{36} , wenn es überhaupt existiert, eine Halbwertszeit von $T > 1 a^{27}$ hat.

Wir bestrahlten Chlor in Form von Hexachloräthan (C_2Cl_6) und erhielten als Ausbeute:

$$\underline{A_{\text{Cl}^{34}} = 8,3 \pm 0,6}$$

8. *Kalium.*

Bei Zählrohrmessungen an Kalium macht sich die natürliche Aktivität des K^{40} unangenehm bemerkbar, erhielten wir doch in unserem Aktivitätszählrohr aus einem 50 mm langen K_2S -Zylinder 580 Stösse pro Minute. Wir wählten als Versuchssubstanz K_2S , da diese Verbindung relativ beständig ist, einen hohen Kaliumgehalt aufweist, und die an der zweiten Komponente, dem Schwefel, durch γ -Strahlen erzeugte Aktivität nach einer halben Minute vollständig abgeklungen ist. Durch Verwendung eines Absorbers aus 0,41 mm starkem Kupferblech konnte der Nulleffekt des Zählers auf 38 Stösse pro Minute herabgedrückt werden, und mit diesem Absorber um das Zählrohr wurde nun eine Aktivität mit einer Halbwertszeit von $8,0 \pm 0,4$ min gefunden, was innerhalb der Fehlergrenzen mit der von K^{38} , $T = 7,65 \pm 0,1$ min²⁸⁾, übereinstimmt. Die Ausbeute der Aktivität ist proportional zu der γ -Intensität, so dass es sich um den Kernphotoeffekt an K^{39} handeln muss. Die Absorption der Positronen des K^{38} in Aluminium wurde von RIDENOUR und HENDERSON³¹⁾ gemessen, die das K^{38} mit Hilfe der Reaktionen $Cl^{35}(\alpha, n)K^{38}$ und $Ca^{40}(d, \alpha)K^{38}$ erhielten und chemisch ausfällten.

Dies ermöglicht uns, allerdings mit beschränkter Genauigkeit, auch für den Kernphotoeffekt an K^{39} die relative Ausbeute anzugeben. Unter Berücksichtigung der Absorption der K^{38} -Positronen durch 0,41 mm Cu erhielten wir:

$$\underline{A_{K^{38}} \approx 5}$$

9. *Calcium.*

Von den sechs stabilen Calciumisotopen ist Ca^{40} mit 96,96% das weitaus häufigste. Durch den (γ, n) -Prozess würde aus ihm Ca^{39} entstehen. Dieses Isotop kannte man bis jetzt noch nicht. Es gehört zu der Reihe der Kerne mit $Z = N + 1$, das heisst, es enthält ein Proton mehr als Neutronen. Alle diese Kerne sind Positronenstrahler, deren Halbwertszeit mit zunehmender Ordnungszahl immer kleiner wird. Dank einer Reihe von experimentellen und theoretischen Arbeiten^{22) 26) 29) 30) 31)} kennt man ihre Eigenschaften verhältnismässig gut. Von C^{11} bis zu Sc^{41} sind ausser K^{37} und Ca^{39} alle Isotope dieser Reihe gefunden worden.

Für Ca^{39} wäre nach WIGNER³²⁾ eine Halbwertszeit von etwa einer Sekunde zu erwarten und aus einer Zusammenstellung der Coulomb-Energie des letzten Protons aller dieser Kerne nach ELLIOT und KING³¹⁾ erhält man durch Interpolation für die maximale Positronenenergie einen Wert von 4,8 MeV.

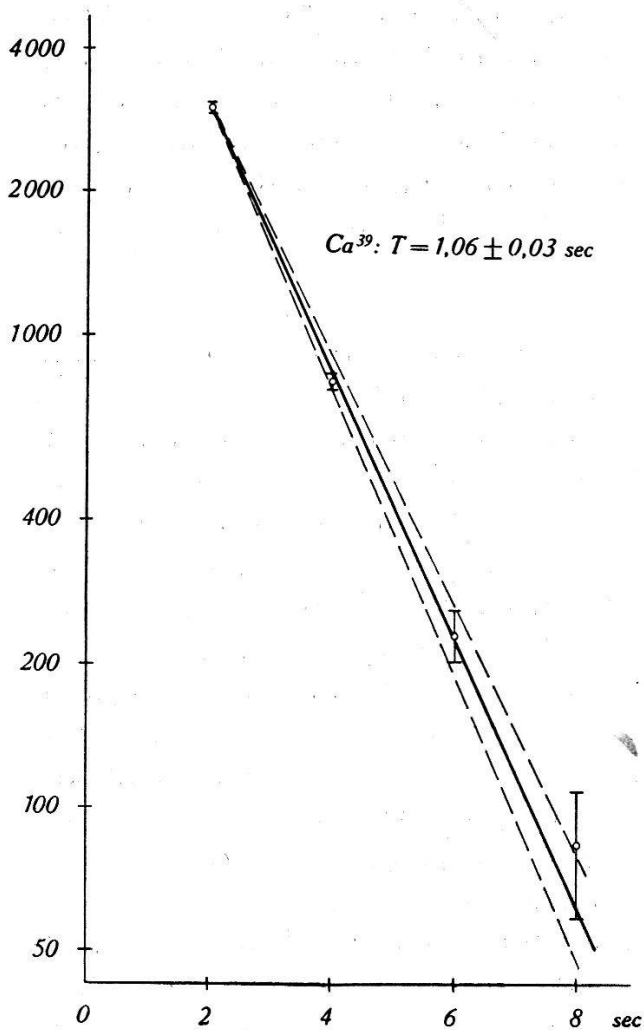


Fig. 13.
Zerfallskurve von Ca^{39} .
Die beiden gestrichelten Geraden
verdeutlichen den doppelten
mittleren Fehler.

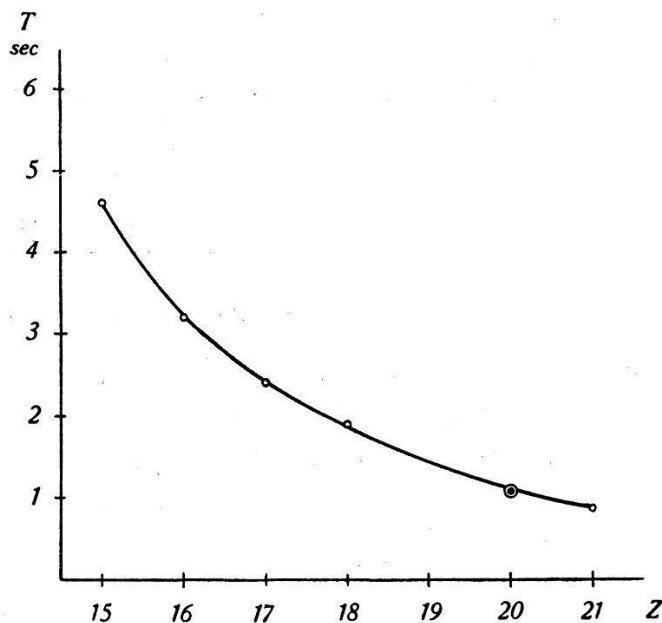


Fig. 14.
Halbwertszeiten der Kerne
mit $Z=N+1$ von P^{29} bis Sc^{41} .

Bei Bestrahlung von zu einem Zylinder gepresstem geraspeltem Calcium haben wir tatsächlich eine sehr rasch abklingende Aktivität gefunden. Nachdem wir uns in einer Reihe von Vorversuchen überzeugt hatten, dass die Aktivität von der γ -Strahlung erzeugt wurde und dabei auch eine rohe Halbwertszeitbestimmung durchführen konnten, ist es uns gelungen, mit einfachen Mitteln die Halbwertszeit dieses neuen, sehr kurzlebigen Isotops auf rund 3% genau zu messen.

Die zur Ausbeute- und Halbwertszeitbestimmung benützten Messungen wurden folgendermassen durchgeführt: Der Calciumzylinder wurde während ca. 6 Sekunden bestrahlt. Einer von uns hob ihn dann von der Target und liess ihn über ein hinter Blei ganz in der Nähe senkrecht aufgestelltes Zählrohr gleiten. Nach einiger Übung wurde hiefür weniger als eine Sekunde gebraucht. Um beim Ablesen des Zählers keine Fehler zu machen, benützten wir drei verschiedene Zählwerke, wobei sukzessive genau 1, 3 und 5 Sekunden nach Ende der Bestrahlung vom 1. zum 2. und dann zum 3. geschaltet wurde. Die Aufgabe des Beobachters wurde dadurch wesentlich erleichtert. Er brauchte kein schnellaufendes Zählwerk abzulesen, sondern konnte sich ganz auf die Stoppuhr konzentrieren. Nach fünf Sekunden war die Aktivität so stark abgeklungen, dass dann der Zählerstand bequem am 3. Zählwerk von zwei zu zwei Sekunden abgelesen werden konnte*).

Als Resultat von 600 durchgeführten Bestrahlungen erhielten wir die in Fig. 13 aufgezeichnete Zerfallskurve mit einer Halbwertszeit von $T = (1,06 \pm 0,03)$ sec. Die beiden gestrichelten Geraden verdeutlichen den doppelten mittleren Fehler.

In Fig. 14 sind die gemessenen Halbwertszeiten der dem Calcium benachbarten Kerne der Reihe $Z = N + 1$ in Funktion der Ordnungszahl aufgetragen, was eine glatte Kurve ergibt. Die neue, an Calcium gefundene Halbwertszeit liegt sehr gut auf dieser Kurve, was uns, neben der Vorhersage von WIGNER³⁵), darin bestärkt, sie dem Ca^{39} zuzuschreiben. Damit ergibt sich der Prozess $\text{Ca}^{40}(\gamma, n)\text{Ca}^{39}$.

$$\underline{A_{\text{Ca}^{39}} = 4,8 \pm 0,3}$$

V. Zusammenfassung.

In Tabelle 1 sind die in dieser Arbeit beschriebenen Kernphotoeffekte zusammengestellt. Soweit Messungen anderer Forscher vorlagen, werden die von ihnen erhaltenen Ausbeuten in der letzten

*) Herrn Dr. JACOBI sind wir für seine freundliche Mithilfe bei diesen Messungen zu Dank verpflichtet.

Spalte angegeben. (B. u. G.) bedeutet dabei die Arbeit von BOTHE und GENTNER¹²⁾, (Ch.) diejenige von CHANG, GOLDHABER und SAGANE¹⁹⁾.

Tabelle 1.

Relative Ausbeuten des Kernphotoeffektes an leichten Elementen.

| Ausgangs- isotop mit rel. Häufigkeit | End- kern | Halbwertszeit | | Relative Ausbeute bezogen auf das Ausgangsisotop | |
|--|------------------|-------------------|---------------------------------------|--|-----------------------|
| | | unser Ergebnis | Literaturwert | | |
| ${}^7\text{N}^{14}$ 99,62% | N^{13} | 9,2 \pm 0,6 m | 9,93 \pm 0,03 m | 0,55 \pm 0,05 | 1 (B & G) |
| ${}^8\text{O}^{16}$ 99,8% | O^{15} | 130 \pm 6 s | 125 \pm 5s | 0,85 \pm 0,07 | 2 (B & G) 1,4 (Ch) |
| ${}^9\text{F}^{19}$ 100% | F^{18} | 115 \pm 4 m | 112 \pm 4 m 107 \pm 4 m | 0,75 \pm 0,05 | 4 (B & G) |
| ${}^{12}\text{Mg}^{24}$ 77,4% | Mg^{23} | 11,9 \pm 0,3 s | 11,6 \pm 0,5 s | 4,0 \pm 0,25 | |
| ${}^{13}\text{Al}^{27}$ 100% | Al^{26} | 7,25 \pm 0,2 s | 7,0 \pm 0,5 | 11,0 \pm 0,6 | |
| ${}^{16}\text{S}^{32}$ 95,1 % | S^{31} | 2,9 \pm 0,2 s | 3,18 \pm 0,04 s | 13,7 \pm 0,7 | |
| ${}^{17}\text{Cl}^{35}$ 75,4% | Cl^{34} | 33,2 \pm 0,5 m | 32 \pm 1 m | 8,3 \pm 0,6 | 5 (B & G) |
| ${}^{19}\text{K}^{39}$ 93,44% | K^{38} | 8,0 \pm 0,4 m | 7,65 \pm 0,1 m | 5 | |
| ${}^{20}\text{Ca}^{40}$ 96,96% | Ca^{39} | 1,06 \pm 0,03 s | | 4,8 \pm 0,3 | |
| ${}^{29}\text{Cu}^{63}$ 68% | Cu^{62} | 10,5 \pm 0,25 m | 9,92 \pm 0,05 m 10,5 \pm 0,5 m | 100 | 100(B&G) |

Dem Jubiläumfonds der E. T. H. sind wir für finanzielle Unterstützung sehr zu Dank verpflichtet.

Zürich, Physikalisches Institut der E. T. H.

Literaturverzeichnis.

- 1) G. STETTER u. W. JENTSCHKE: Z. Physik **110** (1938), 214.
- 2) G. B. COLLINS, B. WALDMANN u. E. GUTH: Physic. Rev. **56** (1939), 876.
- 3) A. I. ALICHANOW u. SPIWAK: Physikal. Z. USSR. **11** (1937), 357.
- 4) L. A. DELSASSO, W. A. FOWLER u. C. C. LAURITSEN: Physic. Rev. **51** (1937), 391.
- 5) E. R. GAERTTNER u. H. R. CRANE: Physic. Rev. **52** (1937), 582.
- 6) L. R. HAFSTAD, N. P. HEYDENBURG u. M. A. TUVE: Physic. Rev. **50** (1936), 504.
- 7) C. M. HUDSON, R. G. HERB u. G. J. PLAIN: Physic. Rev. **57** (1940), 587.
- 8) W. BOTHE u. W. GENTNER: Z. Physik **106** (1937), 236.
- 9) J. MATTAUCH u. S. FLÜGGE: Kernphysikalische Tabellen, Berlin 1942.
- 10) O. HUBER, O. LIENHARD, P. PREISWERK, P. SCHERRER u. H. WÄFFLER: H.P.A. **XV** (1942), 45.
- 11) H. BAUMGARTNER, C. R. EXTERMANN, P. C. GUGELOT, P. PREISWERK u. P. SCHERRER: H.P.A. **XV** (1942), 332.
- 12) W. BOTHE u. W. GENTNER: Z. Physik. **112** (1939), 45.
- 13) G. HERZOG: Rev. of Sc. Instr. **11** (1940), 84.

- 14) K. SCHNETZLER: Z. Physik **95** (1935), 302.
 - 15) E. AMALDI: Physikal. Z. **38** (1937), 692.
 - 16) L. R. HAFSTAD, N. P. HEYDENBURG u. M. A. TUVE: Physic. Rev. **50** (1936), 504.
 - 17) E. AMALDI, L. R. HAFSTAD u. M. A. TUVE: Physic. Rev. **51** (1937), 896.
 - 18) E. MC. MILLAN u. E. O. LAWRENCE: Physic. Rev. **47** (1935), 452.
 - 19) W. V. CHANG, M. GOLDHABER u. R. SAGANE: Nature **193** (1937), 962.
 - 20) L. A. DU BRIDGE, S. W. BARNES, J. H. BUCK u. C. V. STRAIN: Physic. Rev. **53** (1938), 447.
 - 21) A. H. SNELL: Physic. Rev. **51** (1937), 143.
 - 22) M. G. WHITE, L. A. DELSASSO, J. G. FOX u. E. C. CREUTZ: Physic. Rev. **56** (1939), 512.
 - 23) G. DICKSON u. E. KONOPINSKI: Physic. Rev. **58** (1940), 949.
 - 24) O. R. FRISCH: Nature **133** (1934), 721.
 - 25) H. BRANDT: Z. Physik **108** (1938), 734.
 - 26) M. G. WHITE, E. C. CREUTZ, L. A. DELSASSO u. R. R. WILSON: Physic. Rev. **59** (1941), 63.
 - 27) D. C. GRAHAME u. H. WALKE: Priv. Mitteilung an J. J. Livingood und G. T. Seaborg, Rev. mod. Physics **12** (1940), 30.
 - 28) L. N. RIDENOUR u. W. J. HENDERSON: Physic. Rev. **52** (1937), 889.
 - 29) H. A. BETHE: Physic. Rev. **54** (1938), 436.
 - 30) E. P. WIGNER: Physic. Rev. **56** (1939), 519.
 - 31) D. R. ELLIOTT u. L. D. P. KING: Physic. Rev. **60** (1941), 489.
 - 32) E. P. WIGNER: Priv. Mitteilung an H. WALKE, Physic. Rev. **57** (1940), 177.
 - 33) R. PEIERLS: Proc. royal Soc. London A **149** (1935), 467.
-