

EUR 3071.d

ASSOZIATION
EUROPÄISCHE ATOMGEMEINSCHAFT — EURATOM
BROWN BOVERI/KRUPP REAKTORBAU GmbH, DÜSSELDORF
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH DES LANDES NORDRHEIN-WESTFALEN e. V.

**DIE MESSUNG DES ABBRANDZUSTANDES
KUGELFÖRMIGER BRENNELEMENTE
MIT HILFE EINES HOCHAUFLÖSENDEN
HALBLEITER-GAMMASPEKTROMETERS**

von
H. BÜKER

1966



THTR 8

Bericht abgefaßt bei der KFA
Kernforschungsanlage Jülich des Landes Nordrhein-Westfalen e.V., Jülich
Deutschland

Assoziation Nr. 003-63-1 RGAD

HINWEIS

Das vorliegende Dokument ist im Rahmen des Forschungsprogramms der Kommission der Europäischen Atomgemeinschaft (EURATOM) ausgearbeitet worden.

Es wird darauf hingewiesen, daß die Euratomkommission, ihre Vertragspartner und die in deren Namen handelnden Personen :

keine Gewähr dafür übernehmen, daß die in diesem Dokument enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind, oder daß die Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen, oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstößt;

keine Haftung für die Schäden übernehmen, die infolge der Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen, oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

Dieser Bericht wird in den auf der vierten Umschlagseite genannten Vertriebsstellen

zum Preise von DM 4.—	FF 5.—	FB 50	Lit. 620	Fl. 3.60
-----------------------	--------	-------	----------	----------

verkauft.

Es wird gebeten, bei Bestellungen die EUR-Nummer und den Titel anzugeben, die auf dem Umschlag jedes Berichts aufgeführt sind.

Gedruckt von Van Muysewinkel s.p.r.l.
Brüssel, August 1966

Das vorliegende Dokument wurde an Hand des besten Abdruckes vervielfältigt, der zur Verfügung stand.

EUR 3071.d

DIE MESSUNG DES ABBRANDZUSTANDES KUGELFÖRMIGER BRENN-ELEMENTE MIT HILFE EINES HOCHAUFLÖSENDEN HALBLEITER-GAMMASPEKTROMETERS von H. BÜKER

Assoziation: Europäische Atomgemeinschaft - EURATOM/
Brown Boveri/ Krupp Reaktorbau GmbH, Düsseldorf/
Kernforschungsanlage Jülich des Landes Nordrhein-Westfalen e.V.
Bericht THTR 8 abgefaßt bei der KFA - Kernforschungsanlage Jülich des Landes Nordrhein-Westfalen e.V., Jülich (Deutschland)
Assoziation Nr. 003-63-1 RGAD
Brüssel, August 1966 - 38 Seiten - 17 Abbildungen - FB 50

Es wird eine Meßmethode zur Bestimmung des Abbrandzustandes kugelförmiger Brennelemente beschrieben. Das Meßverfahren gestattet es, auf gammaspektroskopischem Wege eine zerstörungsfreie und schnelle Abbrandbestimmung durchzuführen. Bei der Meßapparatur handelt es sich um ein hochauflösendes, mit einem lithiumgedrifteten Germaniumhalbleiter-Detektor bestücktes Photopeak-Gamma-Spektrometer. Als Referenzlinie für die Messung dient die Cs-137-Photolinie bei 662 keV.

EUR 3071.d

BURNUP MEASUREMENT ON SPHERICAL FUEL-ELEMENTS BY MEANS OF A HIGH-RESOLUTION SEMI-CONDUCTOR - GAMMA SPECTROMETER by H. BÜKER

Association : European Atomic Energy Community - EURATOM/
Brown Boveri/ Krupp Reaktorbau GmbH, Düsseldorf/
Kernforschungsanlage Jülich des Landes Nordrhein-Westfalen e.V.
Report THTR 8 prepared at KFA - Kernforschungsanlage Jülich des Landes Nordrhein-Westfalen e.V., Jülich (Germany)
Association No. 003-63-1 RGAD
Brussels, August 1966 - 38 Pages - 17 Figures - FB 50

A description is given of a method of measuring the burnup level of spherical fuel elements. A non-destructive and rapid burnup determination is obtained by means of gamma-spectrometry. The measuring apparatus is a high-resolution photo-peak gamma-spectrometer equipped with a lithium-drifted germanium semi-conductor-detector. The Cs-137 photo-line at 662 keV serves as a reference-line for measurement. Its intensity provides a measurement of the burnup.

EUR 3071.d

BURNUP MEASUREMENT ON SPHERICAL FUEL-ELEMENTS BY MEANS OF A HIGH-RESOLUTION SEMI-CONDUCTOR - GAMMA SPECTROMETER by H. BÜKER

Association : European Atomic Energy Community - EURATOM/
Brown Boveri/ Krupp Reaktorbau GmbH, Düsseldorf/
Kernforschungsanlage Jülich des Landes Nordrhein-Westfalen e.V.
Report THTR 8 prepared at KFA - Kernforschungsanlage Jülich des Landes Nordrhein-Westfalen e.V., Jülich (Germany)
Association No. 003-63-1 RGAD
Brussels, August 1966 - 38 Pages - 17 Figures - FB 50

A description is given of a method of measuring the burnup level of spherical fuel elements. A non-destructive and rapid burnup determination is obtained by means of gamma-spectrometry. The measuring apparatus is a high-resolution photo-peak gamma-spectrometer equipped with a lithium-drifted germanium semi-conductor-detector. The Cs-137 photo-line at 662 keV serves as a reference-line for measurement. Its intensity provides a measurement of the burnup.

EUR 3071.d

BURNUP MEASUREMENT ON SPHERICAL FUEL-ELEMENTS BY MEANS OF A HIGH-RESOLUTION SEMI-CONDUCTOR - GAMMA SPECTROMETER by H. BÜKER

Association : European Atomic Energy Community - EURATOM/
Brown Boveri/ Krupp Reaktorbau GmbH, Düsseldorf/
Kernforschungsanlage Jülich des Landes Nordrhein-Westfalen e.V.
Report THTR 8 prepared at KFA - Kernforschungsanlage Jülich des Landes Nordrhein-Westfalen e.V., Jülich (Germany)
Association No. 003-63-1 RGAD
Brussels, August 1966 - 38 Pages - 17 Figures - FB 50

A description is given of a method of measuring the burnup level of spherical fuel elements. A non-destructive and rapid burnup determination is obtained by means of gamma-spectrometry. The measuring apparatus is a high-resolution photo-peak gamma-spectrometer equipped with a lithium-drifted germanium semi-conductor-detector. The Cs-137 photo-line at 662 keV serves as a reference-line for measurement. Its intensity provides a measurement of the burnup.

Ihre Intensität ist ein Maß für den Abbrand. Mit einer Brennstoffprobe wurden die ersten Messungen durchgeführt. Weitere Messungen mit verschieden stark abgebrannten Brennstoffproben und eine genaue Beschreibung der gebauten Abbrandmeßapparatur werden in Kürze veröffentlicht werden.

The first measurements were carried out on a fuel sample. Further data obtained on fuel samples with various degrees of burnup, and an exact description of the burnup measurement-rig constructed, will shortly be published.

The first measurements were carried out on a fuel sample. Further data obtained on fuel samples with various degrees of burnup, and an exact description of the burnup measurement-rig constructed, will shortly be published.

The first measurements were carried out on a fuel sample. Further data obtained on fuel samples with various degrees of burnup, and an exact description of the burnup measurement-rig constructed, will shortly be published.

EUR 3071.d

ASSOZIATION

EUROPÄISCHE ATOMGEMEINSCHAFT — EURATOM

BROWN BOVERI/KRUPP REAKTORBAU GmbH, DÜSSELDORF

KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH DES LANDES NORDRHEIN-WESTFALEN e. V.

DIE MESSUNG DES ABBRANDZUSTANDES KUGELFÖRMIGER BRENNELEMENTE MIT HILFE EINES HOCHAUFLÖSENDEN HALBLEITER-GAMMASPEKTROMETERS

von

H. BÜKER

1966



THTR 8

Bericht abgefaßt bei der KFA

Kernforschungsanlage Jülich des Landes Nordrhein-Westfalen e.V., Jülich
Deutschland

Assoziation Nr. 003-63-1 RGAD

Zusammenfassung

Es wird eine Meßmethode zur Bestimmung des Abbrandzustandes kugelförmiger Brennelemente beschrieben. Das Meßverfahren gestattet es, auf gammaspektroskopischem Wege eine zerstörungsfreie und schnelle Abbrandbestimmung durchzuführen. Bei der Meßapparatur handelt es sich um ein hochauflösendes, mit einem lithiumgedrifteten Germaniumhalbleiter-Detektor bestücktes Photopeak-Gamma-Spektrometer. Als Referenzlinie für die Messung dient die Cs-137-Photolinie bei 662 keV.

Ihre Intensität ist ein Maß für den Abbrand. Mit einer Brennstoffprobe wurden die ersten Messungen durchgeführt. Weitere Messungen mit verschiedenen stark abgebrannten Brennstoffproben und eine genaue Beschreibung der gebauten Abbrandmeßapparatur werden in Kürze veröffentlicht werden.

1. Einleitung

Das Problem, den Abbrandzustand eines bestrahlten Brennelementes zu bestimmen, kann grundsätzlich auf zwei Arten gelöst werden; Erstens durch Zerstörung des Brennelementes und anschließende chemische Analyse desselben und zweitens durch zerstörungsfreie neutronenphysikalische oder gamma-spektroskopische Meßmethoden. Die zweite Methode hat den Vorteil, daß sie schneller das Meßergebnis liefert und fernerhin einen Wiedereinsatz des Brennelementes gestattet, falls dieses noch nicht weit genug abgebrannt sein sollte.

Die vorliegende Arbeit behandelt die Abbrandmessung an kugelförmigen Brennelementen. Da die Brennstoffkugeln, falls sie den geforderten Abbrand noch nicht erreicht haben, wieder in den Reaktor eingebracht werden sollen, kommt hier nur eine zerstörungsfreie Meßmethode in Betracht. Ein weiterer Grund für die Anwendung dieser Methode ist die Forderung einer möglichst kurzen Meßzeit; die hier nur etwa 30-40 sec betragen darf.

2. Neutronenphysikalische Meßmethoden

Von den neutronenphysikalischen Meßmethoden kommen für eine Abbrandmessung folgende Verfahren in Betracht:

- 1.) Spaltneutronenmessung
 - a) Prompte Spaltneutronen
 - b) Prompte Spaltneutronen thermalisiert
 - c) Verzögerte Spaltneutronen
- 2.) Gesamtabsorptionsmessung
 - a) Transmission thermischer Neutronen
 - b) Lokale Flußabsenkung am Kugelort
- 3.) Reaktivitätsmessungen

Für die Anwendung der Methoden 1a bis 2b wird eine starke Neutronenquelle benötigt, die etwa $10^7 - 10^8$ n/cm²sec liefern muß.

Manuskript erhalten am 27. April 1966.

Bei dem Verfahren 1a besteht die Apparatur z.B. aus einer großen Thoriumspaltkammer und zugehöriger Elektronik. Es wird die Größe $\overline{v \Sigma}_{nf}$ des Brennstoffes gemessen.

Wegen der Neutronenabsorption durch Spaltprodukte gibt die Messung zu wenig Spaltstoff an.

Gegenüber 1a mißt man bei dem Verfahren 1b die z.B. in Graphit thermalisierten prompten Spaltneutronen. Im Vergleich zu dem Verfahren 1a wird wegen der größeren Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors der elektronische Aufwand kleiner. Die Apparatur im gesamten wird jedoch größer als in 1a wegen des hier notwendigen Moderatorgraphits.

Die Messung der verzögerten Spaltneutronen bietet gegenüber 1a und 1b den Vorteil, daß sich Bestrahlungs- und Meßort der Kugel trennen lassen, so daß dadurch der störende thermische Neutronenuntergrund der Quelle wegfällt. Der Nachteil dieses Verfahrens besteht darin, daß ein relativ großer U-235- oder He-3-Detektor benötigt wird, der erst noch entwickelt werden müßte.

Bei dem Meßverfahren 2a durchsetzt ein thermisches Neutronenbündel die Brennstoffkugel. Die dabei entstehenden Transmissionsverluste sind ein Maß für den Gesamtabsorptionsquerschnitt. Um die Streuverluste zu eliminieren, ist eine Vergleichsmessung einer Leerkugel notwendig.

Die Methode 2b benutzt den Effekt der lokalen Flußabsenkung in der Umgebung der Kugel für die Messung des Abbrandzustandes. Die lokale Flußabsenkung um die Kugel ist nur in sehr starken Neutronenfeldern in kurzen Zeiten meßbar. Solche Neutronenfelder liegen beispielsweise in Reflektoren oder thermischen Säulen thermischer Reaktoren vor. Als Meßmethode wird der lokale Pileoszillator angewendet. Dabei oszilliert die Probe in einem Kanal durch ein Ringionisationskammerpaar, das in Differenz geschaltet ist, wodurch Neutronenflußschwankungen nicht-statistischer Art eliminiert werden.

Je eine Messung nach einer Methode aus 1) und 2) würde eine Angabe von $\overline{\nu \Sigma_{nf}}$ und $\overline{\Sigma}_{abs} = \overline{\Sigma}_{nf} + \overline{\Sigma}_{n\gamma}$ ermöglichen.

Daraus könnte dann der Gehalt an Spaltstoff und Gift bestimmt werden. Ein wesentlicher Nachteil der Methoden 1) und 2) ist der, daß neben einer recht umfangreichen Elektronik eine sehr starke Quelle thermischer Neutronen vorhanden sein muß, was das Verfahren erheblich verteuert. Nimmt man beispielsweise eine Sb-Be-Quelle, die einen Mindestneutronenfluß von 10^6 n/cm²sec am Kugelort haben muß, so ergibt sich wegen der Halbwertszeit von 60 Tagen bei einem Anfangswert von 10^7 n/cm²sec eine Verwendungsdauer von etwa einem halben Jahr. Die jährlichen Unkosten würden etwa bei 110.000,-- bis 120.000,-- DM zur Bestrahlung der Sb-Be-Quelle liegen. Außerdem haben alle diese Verfahren den gemeinsamen Nachteil, daß der hier notwendige Neutronennachweis durch den hohen Gammauntergrund der bestrahlten Brennelemente erheblich gestört wird.

Die Bestimmung des Abbrandes mit Hilfe von Reaktivitätsmessungen beruht auf folgendem Prinzip:

Bringt man neutronenproduzierende, absorbierende oder streuende Substanzen, wie sie in einer Brennstoffkugel enthalten sind, in ein multiplizierendes Medium, so wird eine Reaktivitätsänderung eintreten, die ein Maß für die Störung ist. Die Empfindlichkeit und Meßgenauigkeit ist umso größer, je kleiner die kritischen Abmessungen sind. Um mit diesem Verfahren die Periode und damit den Reaktivitätsgewinn zu messen, benötigt man im allgemeinen einige Minuten bis zu einer halben Stunde Meßzeit, je nach Größe der eingebrachten Störung.

Bei der schnellen hier zu erwartenden Kugelfolge darf die Meßzeit jedoch nur Bruchteile einer Minute betragen, was bedeutet, daß zur Messung nur die prompte Leistungsänderung herangezogen werden kann. Um den Gehalt an Spaltstoff und Gift einer abgebrannten Brennstoffkugel bestimmen zu können, müssen $\overline{\nu \Sigma}_{nf}$ und $\overline{\Sigma}_{abs}$ gemessen werden. Das läßt sich durch Messung der Reaktivitätsänderung in zwei Gebieten verschiedenen Einflusses der thermischen Neutronen erreichen.

Der wesentliche Nachteil einer solchen Abbrandbestimmung besteht darin, daß sie im Prinzip in einem zweiten Reaktor vorgenommen werden muß. Ein solches Gerät kostet etwa 400.000,-- DM und stellt damit einen erheblichen Kostenfaktor dar. Dazu kommen die Kosten einer Halle, in der der Reaktor aufgestellt werden muß, wenn er nicht unmittelbar in das Gehäuse des Leistungsreaktors einbezogen wird.

Aus diesen Gründen erscheint es wünschenswert, billigere Meßverfahren anzuwenden. Hier bietet sich ein gammaspektroskopisches Meßverfahren an.

3. Gammaspektroskopisches Meßverfahren

3.1 Das Meßprinzip

Da die meisten Spaltprodukte stark gammaaktiv sind, hat ein abgebranntes Brennelement ein sehr kompliziertes, linienreiches Gammaspektrum. Versteht man unter Abbrand die "Spaltdichte" [1], d.h. diejenige Anzahl von Spaltungen, die pro Volumeneinheit im Brennelement stattgefunden haben, dann ist die Menge der Spaltprodukte in der Volumeneinheit des Brennelementes ein Maß für die "Spaltdichte", also für die Höhe des Abbrandes. Ein großer Teil dieser Spaltprodukte kann wegen seiner Gammaaktivität gammaspektroskopisch bestimmt werden. Durch "scannen" des Brennelementes läßt sich das räumliche Integral der "Spaltdichte", d.h. die Gesamtzahl der Spaltungen, die in dem Brennelement stattgefunden haben, bestimmen, und damit die mittlere "Spaltdichte". Die Linienintensitäten dieses Gammaspektrums hängen außer von der Anzahl der Spaltungen noch von der Bestrahlungs- und Abkühlzeit des Brennelementes ab. Die Zeitfaktoren, die die Bildung und den Zerfall von Spaltprodukten bestimmen, sind meistens nicht genau bekannt. Sie hängen außer von der Stellung des Elementes im Reaktor noch von der Änderung der Flußverteilung auf Grund der Reaktorvergiftung durch Spaltprodukte, von der Abnahme der Brennstoffkonzentration, von der Zunahme des Plutoniumgehaltes und von den Betriebszuständen ab, in denen der Reaktor sich während der Bestrahlungszeit des Elementes befunden hat.

Alle diese Größen müssen im Grunde genommen bekannt sein, wenn aus der Intensität einer bestimmten Gammalinie des Spaltprodukt-Gammaspektrums die "Spaltdichte" bzw. der Abbrandzustand des betreffenden Brennelementes bestimmt werden soll. Wenn man aber für diese Messung die Linie eines solchen Nuklids wählt, dessen Halbwertszeit groß ist gegenüber der Standzeit des Elementes im Reaktor und der anschließenden Kühlzeit, dann können die oben genannten Zeitfaktoren gut abgeschätzt werden [2]. Zu diesem Zwecke betrachte man N Atome eines Spaltproduktes mit einer Halbwertszeit $T_{1/2}$.

Das Spaltprodukt sei durch radioaktiven Zerfall mit einer Halbwertszeit $T'_{1/2}$ aus einem anderen Element entstanden. Dieses Element entstehe bei der Spaltung mit einer akkumulativen Spaltausbeute α . Bezeichnet man das Ende der Abbrandperiode mit T und die Spaltrate mit $f(t)$, dann bestimmt sich die Anzahl der Spaltproduktatome N unter der Voraussetzung

$T'_{1/2} \ll T_{1/2}$ zu:

$$N = \alpha \int_0^T f(t) e^{-\lambda (T-t)} dt \quad (1)$$

mit $\lambda = 0,693/T'_{1/2}$. Da das betrachtete Spaltprodukt

zerfällt, ergibt sich am Ende der Abbrandzeit eine geringere Menge als im Falle eines stabilen Produktes.

Führt man den Zerfallsfaktor F_D ein, dann ergibt sich

$$N = F_D \alpha \int_0^T f(t) dt = F_D \alpha F \quad (2)$$

F ist die Gesamtzahl der Spaltungen: $F = \int_0^T f(t) dt$.

Aus Gleichung (1) und (2) ergibt sich für den Zeitfaktor F_D

$$F_D = \frac{\int_0^T f(t) e^{-\lambda(T-t)} dt}{\int_0^T f(t) dt} \quad (3)$$

Unter der Annahme, daß alle Spaltungen innerhalb der Zeit T auftreten, ergeben sich zwei Grenzfälle:

- a) Alle Spaltungen finden explosionsartig zur Zeit $t = 0$ statt. Dann folgt:

$$F_D = e^{-\lambda T}$$

- b) Alle Spaltungen finden explosionsartig zur Zeit $t = T$ statt. Dann folgt:

$$F_D = e^0 = 1$$

Für die Bedingungen $T \leq 0,1 T_{1/2}$ ergibt sich

$$0,9 \leq F_D \leq 1$$

Die Gesamtzahl der Spaltungen F , die ein Maß für den Abbrand ist, kann berechnet werden, wenn die Spaltausbeute α , der Zeitfaktor F_D und auf Grund einer Messung N bekannt sind.

Die Abkühlzeit braucht bei der Bestimmung des Zeitfaktors nicht berücksichtigt zu werden, wenn als Spaltprodukt ein solches gewählt wird, das die Bedingung $T \leq 0,1 T_{1/2}$ erfüllt. Das ist bei Abkühlzeiten von nur einigen Tagen bestimmt der Fall. Für das Zeitintervall von Beendigung der Bestrahlung bis zum Beginn der Messung kann das betrachtete Spaltprodukt dann als stabil angesehen werden.

Ein Spaltprodukt, das die oben genannten Bedingungen recht gut erfüllt, ist das Cs-137. Es hat eine Halbwertszeit von 30 Jahren, eine Spaltausbeute von 6% und liefert eine Gammalinie von 662 keV. Sein Vorgänger ist das Xe-137 mit 3,9 min Halbwertszeit. Für Cs-137 kann man also in guter Näherung annehmen: $F_D = 1$.

Selbst wenn man annimmt, daß das Brennelement bis zu drei Jahren in einem Reaktor bleibt, spielen bei der Berechnung des Zeitfaktors F_D die Reaktorbetriebszustände keine Rolle.

Da die Spaltausbeuten für Cs-137 bei allen üblichen Brennstoffen fast gleich sind, liefert die Bestimmung des Cs-137-Gehaltes unmittelbar die Summe aller Spaltungen [2], die in dem Brennelement stattgefunden haben.

Trotz der eben genannten Vorteile des Cs-137 für die gamma-spektroskopische Abbrandmessung ergeben sich für dieses Nuklid auch einige Nachteile, weil in der unmittelbaren Umgebung von 662 keV im Spaltprodukt-Gammaspektrum einige andere Linien auftreten, die eine Messung des Cs-137 sehr erschweren.

Dies sind [3] :

Te-J-132	bei 673 keV mit $T_{1/2}$ =	78 h;
Ce-Pr-144	bei 696 + 2190 keV mit $T_{1/2}$ =	284 d;
Zr-95	bei 726 + 760 keV mit $T_{1/2}$ =	65 d;
Zr-Nb-95	bei 765 keV mit $T_{1/2}$ =	65 + 35 d;
Ba-La-140	bei 643 + 1597 keV mit $T_{1/2}$ =	12,8 d;
J-131	bei 638 keV mit $T_{1/2}$ =	8 d;
Cs-134	bei 604 keV mit $T_{1/2}$ =	2,1 a

Will man also die Intensität der Cs-137-Linie als Kriterium für den Abbrandzustand eines Brennelementes heranziehen, ist zu ihrer Ausmessung ein sehr hoch auflösendes Gamma-spektrometer notwendig. Besonders störend macht sich die Te-J-132-Linie bemerkbar, die bei 673 keV liegt. Das Gamma-spektrometer muß also diese 673 keV-Linie von der Cs-137-Linie trennen können, was ein Auflösungsvermögen von mindestens 2 % erfordert. Die üblichen NaJ-Szintillationsspektrometer erreichen in dem hier betrachteten Energiebereich eine Auflösung von bestenfalls 7-8 %. Daher müssen andere Gamma-spektrometer verwendet werden. Eine Auflösung von weniger als 2 % wird insbesondere von magnetischen Comptonspektrometern und Kristallbeugungsspektrometern erreicht. Solche Geräte wurden bereits zur Abbrandmessung vorgeschlagen [4,5].

Ein wesentlicher Nachteil solcher Geräte besteht darin, daß sie sehr aufwendig und infolgedessen sehr teuer sind. Für den vorliegenden Fall kommen diese Spektrometer ohnehin nicht in Betracht, da die Intensität der Brennstoffkugeln mit ca. 1000 Curie hier zu gering ist, um die geforderte Meßzeit von etwa 30 Sekunden zu erreichen. Selbst Intensitäten von Brennelementbündeln mit 18-20 kCi würden für eine so kurze Meßzeit kaum ausreichen, da diese Spektrometer ein sehr geringes Ansprechvermögen haben.

3.2. Das Gammaspektrometer mit Halbleiterdetektoren

3.2.1 Vergleich der Eigenschaften eines Li/Ge- bzw. Li/Si-Detektors und eines NaJ-Kristalles

Die verschiedenen Möglichkeiten, ein hochauflösendes Gammaspektrometer zu bauen, sind vor etwa 2 Jahren durch die Entwicklung von geeigneten Halbleiterdetektoren erweitert worden. Es werden sowohl lithiumgedriftete Silizium-Dioden als auch seit kurzem lithiumgedriftete Germanium-Dioden verwendet. Die letzteren zeichnen sich bei der hier betrachteten Energie von 662 keV durch ein wesentlich höheres Ansprechvermögen und ein besseres Auflösungsvermögen gegenüber den Li/Si-Detektoren aus [6]. Eine Vorstellung von dem gesteigerten Auflösungsvermögen von lithiumgedrifteten Germanium-Detektoren gegenüber einem herkömmlichen 3 in. x 3 in. NaJ-Detektor vermittelt Abb. 1 [7]. Der obere Teil der Abbildung gibt das Gammaspektrum von Co-60 in halblogarithmischer Darstellung wieder, welches mit einem lithiumgedrifteten Germanium-Detektor aufgenommen wurde. Der untere Teil zeigt das gleiche Spektrum, welches jedoch mit einem NaJ-Kristall aufgenommen wurde, der bei 662 keV ein Auflösungsvermögen von 7,9 % hatte. Die Auflösung des Halbleiterzählers ist um mehr als das 10-fache besser, als die des NaJ-Kristalles. Außer den beiden scharfen Linien sieht man im oberen Teil von Abb. 1 noch die beiden zugehörigen Comptonverteilungen. Bei niedrigeren Energien verbessert sich das Höhenverhältnis von Photolinie und Comptonverteilung.

Das Gammapektrum von Co-60

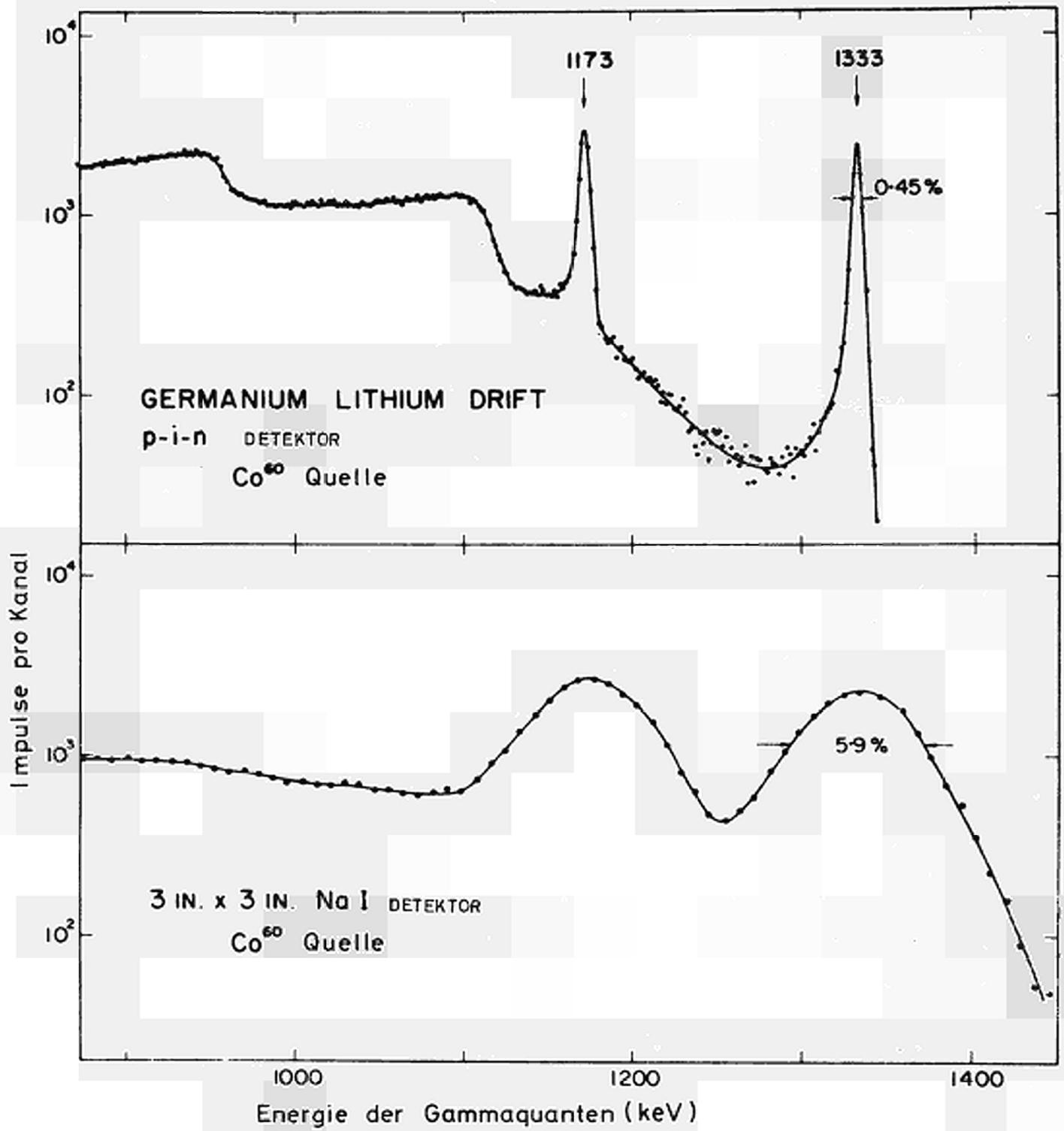


Abb. 1

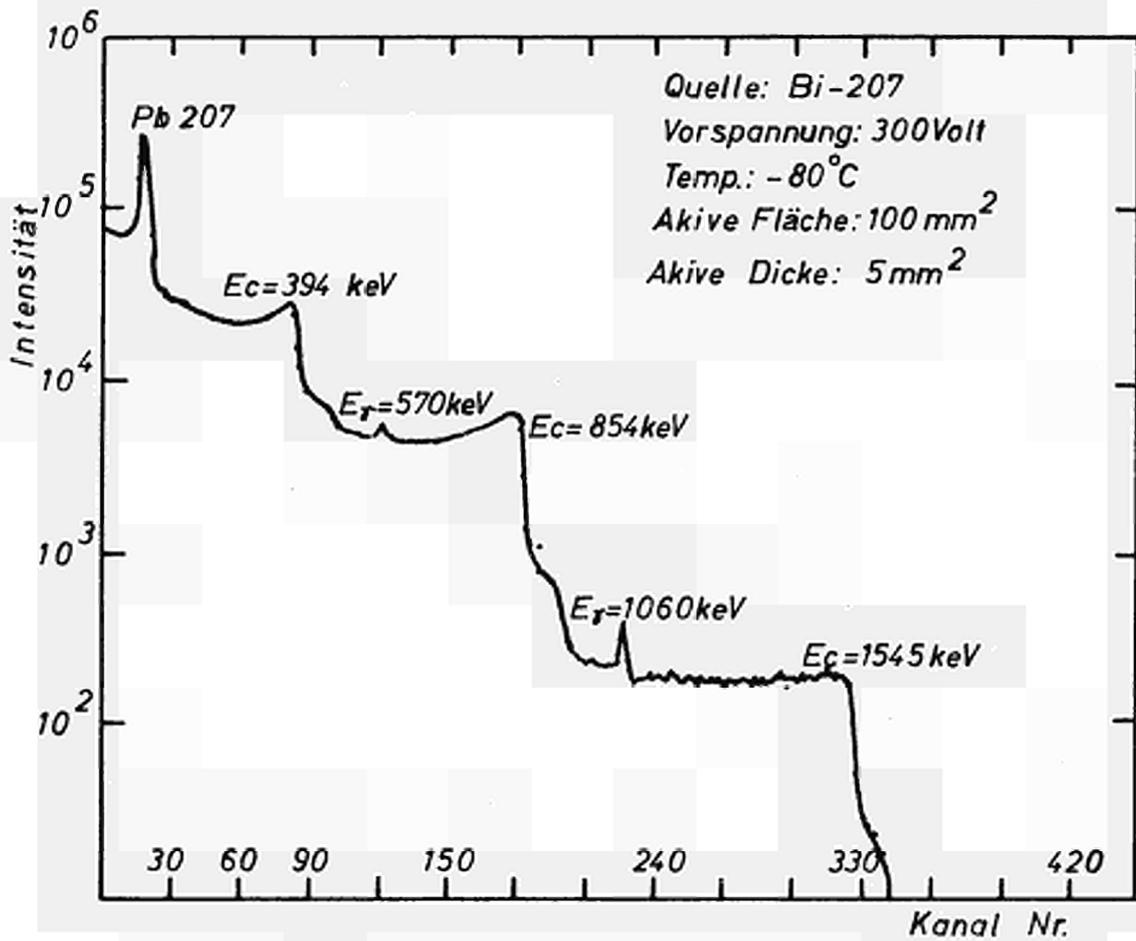
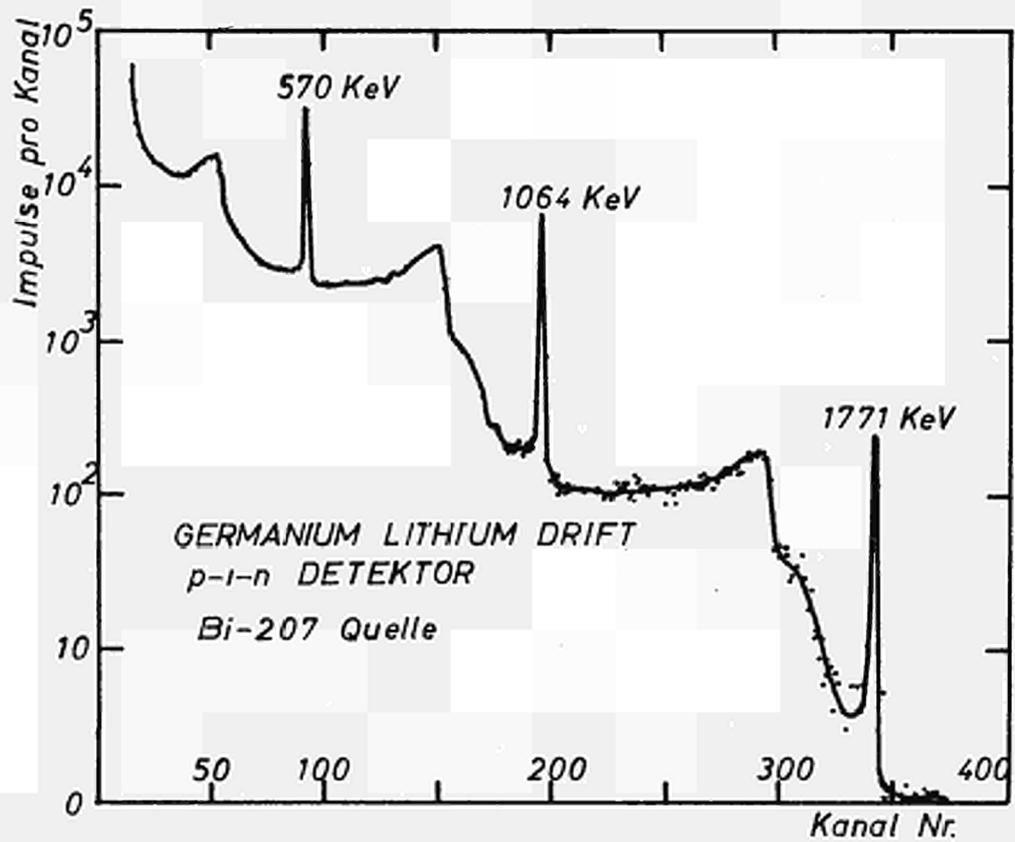
Das Spektrum in Abb. 1 wurde während einer Meßzeit von 10 Minuten aufgenommen. Das Ansprechvermögen des Detektors für die beiden Photolinien betrug 0,25 %. Unter Ansprechvermögen wird hier die Wahrscheinlichkeit dafür verstanden, daß ein Gammastrahl, der auf die Oberfläche des Zählers trifft, einen Impuls in der Photolinie erzeugt, d.h. bei dieser Definition ist der Raumwinkel nicht berücksichtigt worden.

Wie oben erwähnt wurde, haben lithiumgedriftete Siliziumzähler bei 662 keV neben einem schlechteren Ansprechvermögen auch ein schlechteres Auflösungsvermögen als lithiumgedriftete Germaniumzähler. Das geht aus Abb. 2 deutlich hervor.

Der obere Teil zeigt das Gammaskpektrum von Bi-207, das mit einem lithiumgedrifteten Germaniumdetektor aufgenommen wurde. Der untere Teil zeigt das gleiche Spektrum, jedoch wurde es diesmal mit einem Li/Si-Detektor aufgenommen [7].

Wie man sieht, ist der Germaniumdetektor dem Siliziumdetektor stark überlegen. Das Höhenverhältnis von Photolinie und Comptonverteilung ist bei Germanium etwa 20-mal günstiger als bei Silizium. Außerdem ist das Photoansprechvermögen von Germanium etwa 40-mal größer als das von Silizium. Dieser große Unterschied wird verständlich, wenn man bedenkt, daß der Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt etwa proportional zu Z^5 anwächst.

Wie aus Abb. 3 hervorgeht, [8], beträgt der Absorptionskoeffizient für Photoeffekt bei Germanium ($Z = 32$) für 100 keV Gammastrahlung etwa $2,5 \text{ cm}^{-1}$. Bei Silizium ($Z = 14$) beträgt er etwa $0,06 \text{ cm}^{-1}$. Mit zunehmender Energie nimmt dieser Absorptionskoeffizient ab, das bedeutet, daß das Photoansprechvermögen ebenfalls mit steigender Energie abnehmen muß. In Abb. 4 ist die Abhängigkeit des Photoansprechvermögens eines Li/Ge-Detektors von der Energie dargestellt. [7]. Die ausgezogene Kurve wurde auf Grund von Messungen ermittelt, während die gestrichelt gezeichnete Kurve aus dem Photoeffektquerschnitt berechnet wurde. Wie aus Abb. 4 hervorgeht, beträgt das Ansprechvermögen bei 100 keV etwa 50 %. Es nimmt dann mit steigender Energie stetig ab. Bei 500 keV beträgt es nur noch 1 % und bei 1 MeV ist es sogar auf 0,2 % abgefallen.



Das Gammastrahlenspektrum von Bi-207

Abb. 2

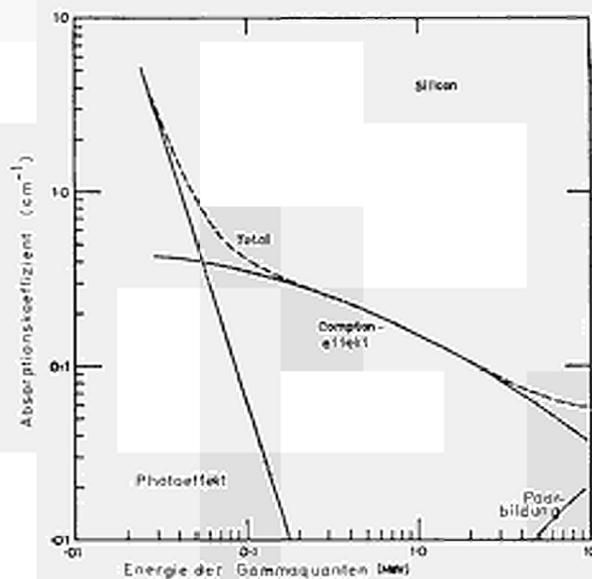
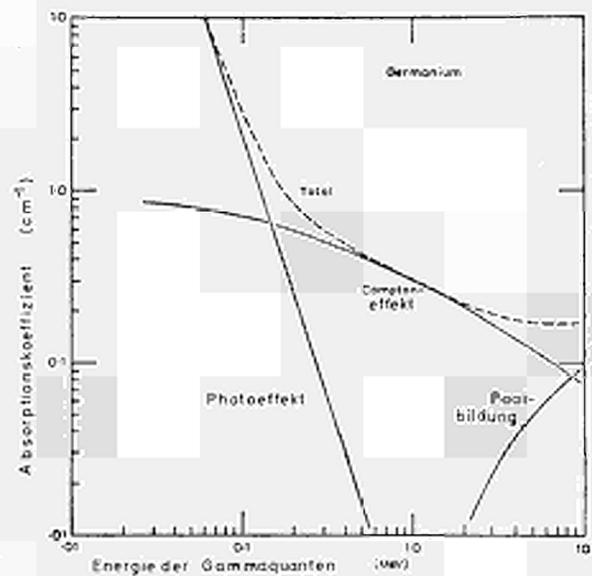


Abb. 3

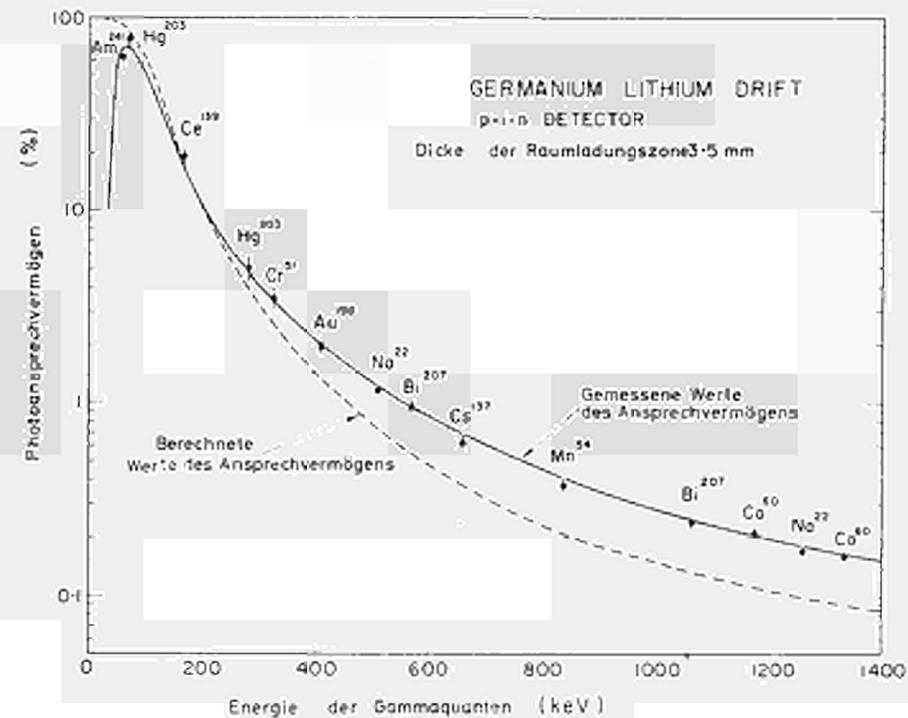


Abb. 4

Unterhalb von 60 keV fällt es mit abnehmender Energie sehr steil ab, was auf Absorptionen in der etwa 200 μ dicken unempfindlichen Oberflächenschicht an der Frontseite des Detektors zurückzuführen ist. Wie man aus Abb. 4 weiter entnimmt, ist das berechnete Ansprechvermögen im allgemeinen kleiner als das gemessene.

Das hohe Auflösungsvermögen des Germaniumdetektors wird dadurch bedingt, daß die zur Bildung eines Ladungsträgerpaares in Germanium notwendige mittlere Energie sehr gering ist, sie beträgt 2,8 eV; bei Silizium beträgt sie dagegen 3,5 eV. In Tabelle 1 sind diese Energien für einige Festkörper und Gase angegeben [8]. Wie man sieht, liegt der mittlere Energieaufwand pro Ionenpaar bei Gasen etwa bei 30 eV. Um ein Photoelektron an der Photokathode einer Szintillator-Photomultiplier-Anordnung zu erzeugen, ist sogar eine Energie von 300 eV notwendig. Daraus folgt, daß ein einfallendes Gammaquant der Energie E am Ausgang eines Halbleiterzählers einen wesentlich höheren Impuls erzeugt, als am Ausgang einer Gasionisationskammer oder gar an der Photokathode einer Szintillator-Photomultiplier-Anordnung, da in dem Halbleiterzähler eine wesentlich größere Anzahl von Ladungsträgern erzeugt wird. Wegen der hohen Zahl der Primärionisationen im Halbleiter sind die relativen statistischen Schwankungen der Signalamplitude hier geringer als bei den anderen Zählerarten.

T a b e l l e 1

Mittlerer Energieaufwand pro Ladungsträgerpaar (w)

a) Gase

Stoffe	w für Elektronen	w für 5 MeV Alpha-teilchen	mittleres Ionisationspotential I
Wasserstoff	36,9 eV	36,6 eV	15,4 eV
Helium	41,3 eV	44,4 eV	24,6 eV
Stickstoff	34,9 eV	36,3 eV	15,5 eV
Sauerstoff	31,3 eV	32,1 eV	12,2 eV
Neon	35,9 eV	36,8 eV	21,6 eV
Argon	26,3 eV	26,3 eV	15,8 eV

Stoffe	w für Elektronen	w für 5 MeV Alpha-teilchen	mittleres Ionisationspotential I
Krypton	24,4 eV	24,1 eV	14,0 eV
Xenon	22,1 eV	21,9 eV	12,1 eV
Luft	34,2 eV	35,2 eV	--- eV
Kohlendioxyd	32,7 eV	34,1 eV	13,7 eV
Methan	28,1 eV	19,1 eV	13,1 eV
Ethylen	26,4 eV	--- eV	10,6 eV

b) Festkörper

Stoffe	w	Art der Strahlung	Energiestufe E_g
Silizium	3,5 eV	verschieden	1,09 eV
Germanium	2,8 eV	verschieden	0,75 eV
Cadmiumsulfid	7,3 eV	5 MeV Alphas	2,5 eV
Galliumarsenid	6,3 eV	Elektronen	1,35 eV
Bleioxyd	8,0 eV	Gammas	3,0 eV

3.2.2 Der Aufbau eines Li/Ge-Halbleiterdetektors

In Abb. 5 ist ein lithiumgedrifteter Germanium-Detektor schematisch dargestellt. Er besteht aus p-Germanium, in das von der Oberseite Lithium hineindiffundiert wird. Da Lithium ein Donator ist, bildet sich durch die Diffusion im Germanium ein p-n-Übergang aus. Seine Lage wird bestimmt durch die Konzentration der Akzeptoren im Ausgangsgermanium, sowie durch die Konzentration der Donatoren, welche von den Diffusionsbedingungen abhängt (Abb. 6a). Dieser Diffusionsvorgang findet bei einer so hohen Temperatur statt, daß die Diffusionsspannung am p-n-Übergang infolge der nunmehr thermisch erzeugten Ladungsträger nicht mehr in Erscheinung tritt, so daß die Ladungsträger nicht driften können. Bei Silizium beträgt diese Temperatur etwa 450 - 500^o C; bei Germanium liegt sie bei etwa 350^o C [9].

Lithium - gedrifteter n-i-p Germaniumdetektor

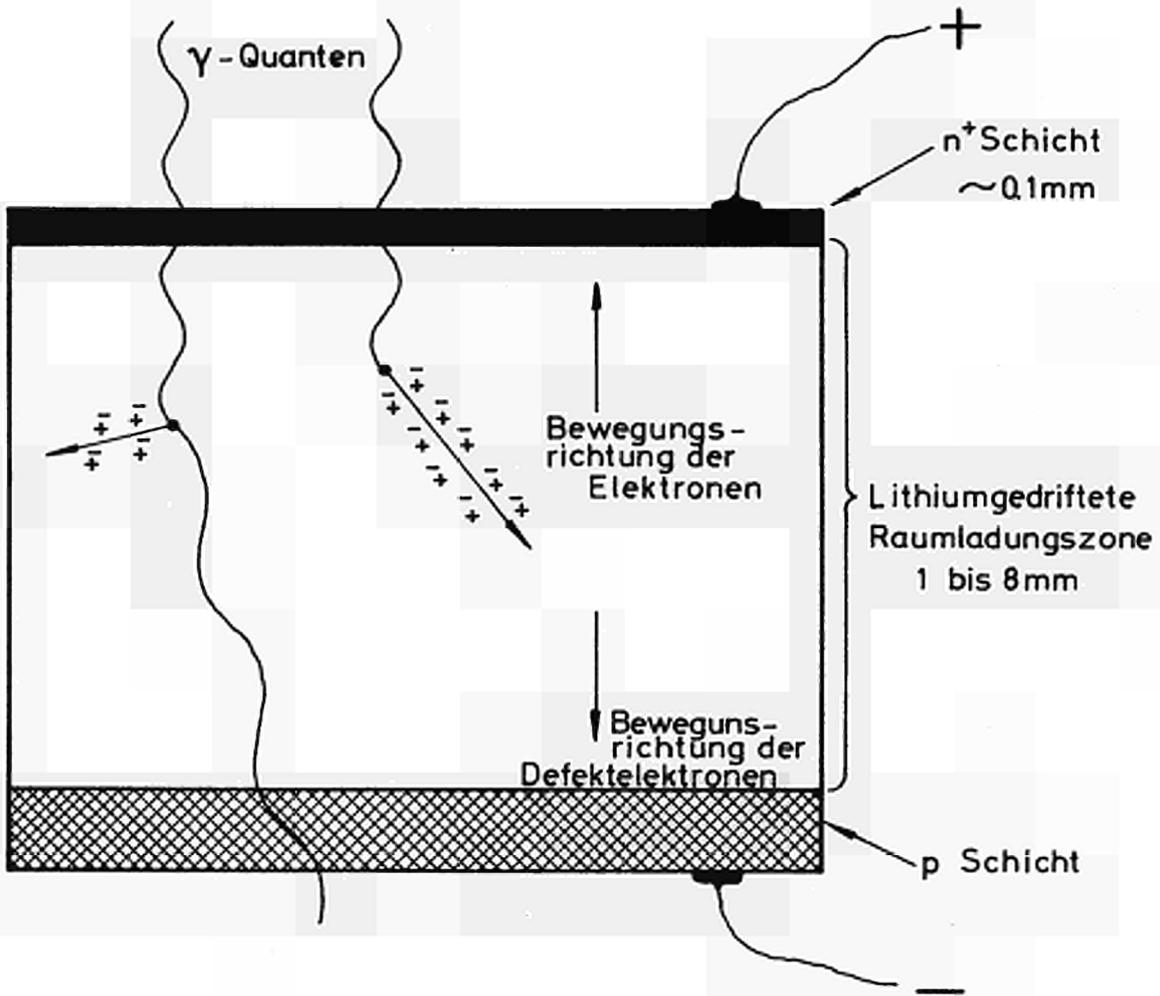
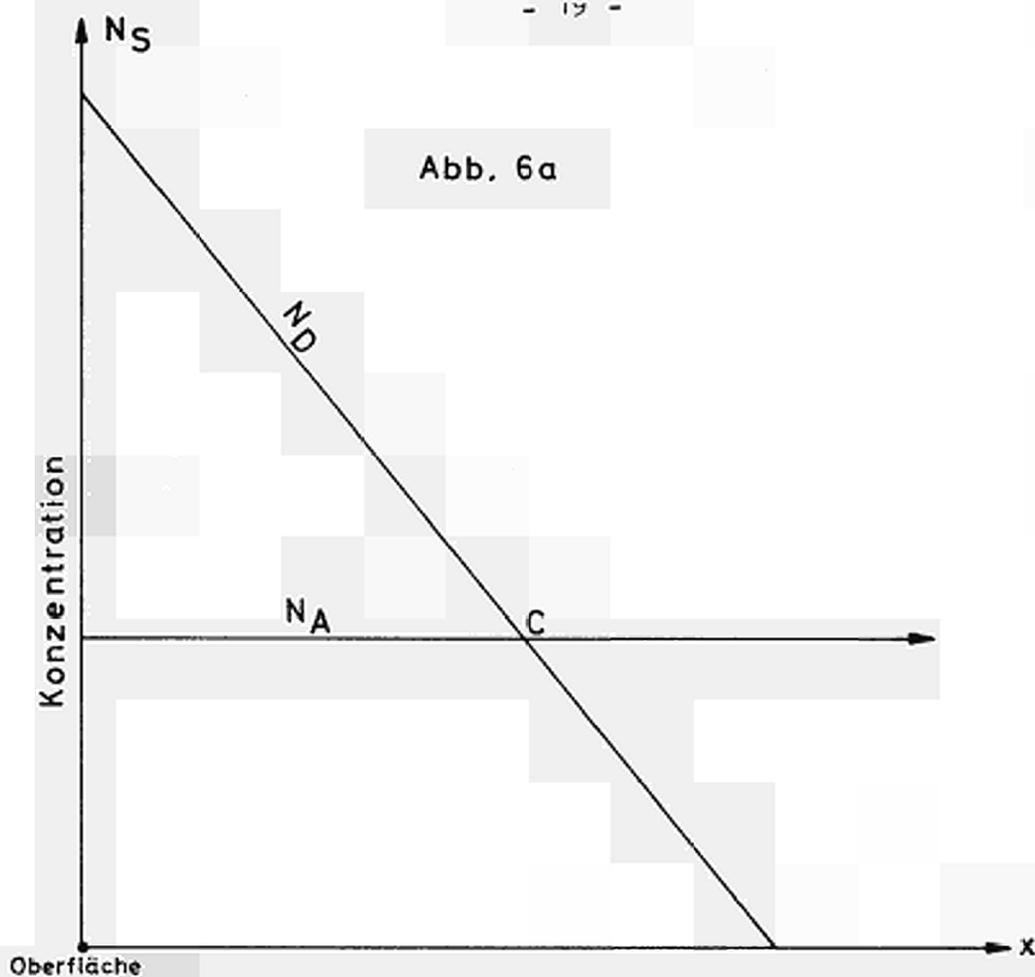


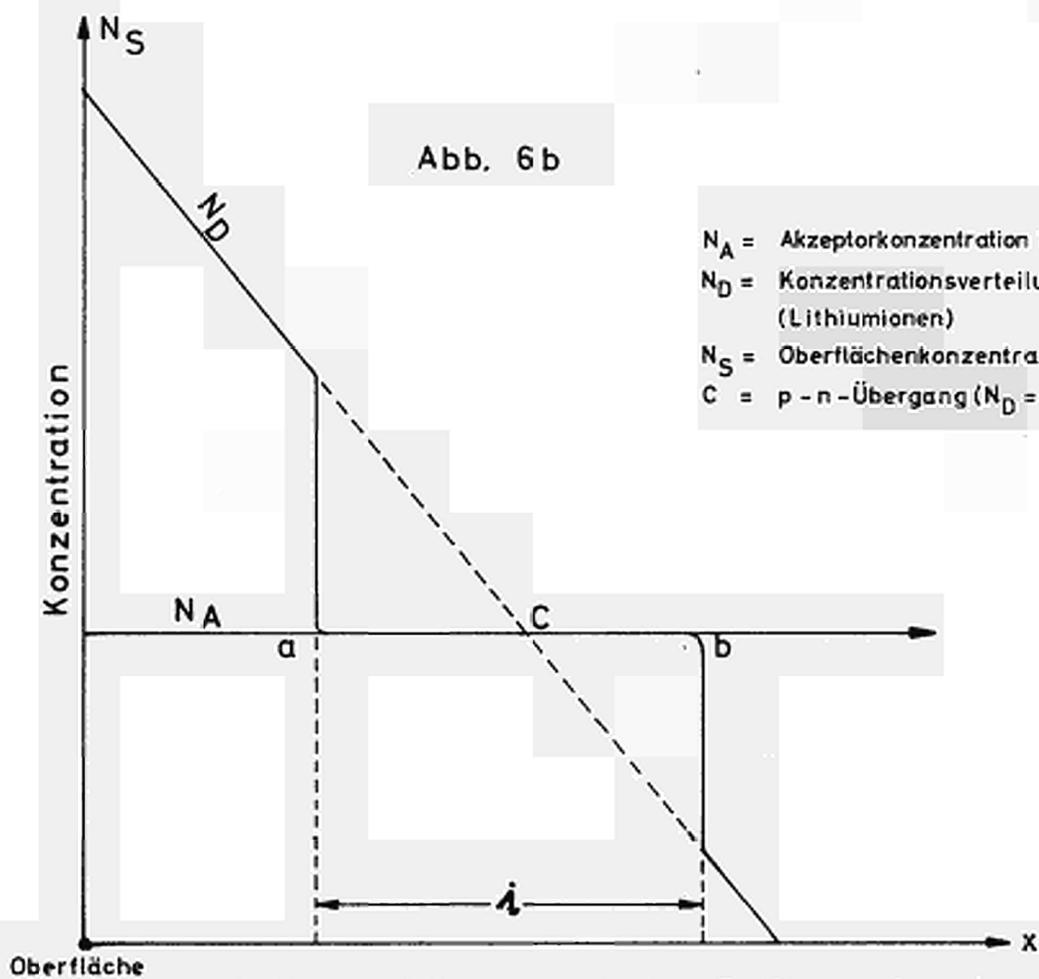
Abb. 5

Nach Beendigung des Diffusionsprozesses wird die Temperatur wieder erniedrigt (bei Silizium auf etwa 150° C und bei Germanium auf etwa 70° C). Legt man nun an den p-n-Übergang eine Sperrspannung an, so können die Akzeptor- bzw. Donatorionen, die sich im Feld des p-n-Überganges befinden, driften. Unter Ionendrift versteht man hier die Fähigkeit ionisierter Atome unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes in einer Vorzugsrichtung zu wandern. Während dieses Driftprozesses, der sich an den bei höherer Temperatur verlaufenden Diffusionsvorgang anschließt, bildet sich die Konzentrationsverteilung, die in Abb. 6b wiedergegeben ist. Die Lithiumionen driften dabei von der positiv vorgespannten n-Seite über den p-n-Übergang. Die Lithiumkonzentration auf der n-Seite nimmt dabei zugunsten der p-Seite ab. Der Driftvorgang beginnt in dem schmalen Raumladungsgebiet am diffundierten p-n-Übergang und setzt sich ständig weiter fort, wobei die Zulieferung von Lithiumionen durch Diffusion aus dem raumladungsfreien n-Gebiet erfolgt. Durch den Driftprozess wird zwischen dem n- und p-Gebiet eine Zone (i) gebildet, in der Donatoren und Akzeptoren im Gleichgewicht stehen, so daß nur der hohe spezifische Widerstand der Germaniumeigenleitung übrig bleibt. Mit Hilfe der geschilderten Drifttechnik lassen sich n-i-p-Anordnungen von einigen Millimetern Zonentiefe herstellen [10; 11].

Ein Nachteil der nach diesem Verfahren hergestellten Detektoren ist die fortschreitende Zunahme der Kapazität bei längerer Lagerung. Die Ursache hierfür ist die Lithiumdiffusion aus dem lithiumreichen n-Gebiet in die eigenleitende Zone. Dieser Effekt macht sich besonders bei lithiumgedrifteten Germaniumzählern bemerkbar, da der Diffusionskoeffizient der Lithiumatome in Germanium bei Zimmertemperatur sehr hoch ist. Um diese Lithiumdiffusion zu verhindern, muß man die Germaniumdetektoren bei etwa -80° C lagern. Außerdem muß unter Umständen während der Lagerung ein gegen die Diffusion gerichtetes elektrisches Feld angelegt werden. Bei lithiumgedrifteten Siliziumdetektoren ist eine Lagerung bei so tiefer Temperatur nicht notwendig, da hier der Diffusionskoeffizient kleiner ist.



Verlauf der Störstellenkonzentration nach der Lithium - Diffusion



- N_A = Akzeptorkonzentration im Ausgangsmaterial
- N_D = Konzentrationsverteilung der Donatoren (Lithiumionen)
- N_S = Oberflächenkonzentration der Donatoren
- C = p - n - Übergang ($N_D = N_A$)

Konzentrationsverteilung nach dem Driftprozeß

3.2.3 Die Wirkungsweise eines Halbleiterdetektors

Die Wirkungsweise einer n-i-p-Anordnung als Strahlungsdetektor ist vergleichbar mit derjenigen einer Gasionisationskammer mit einem Elektrodenabstand, der gleich der Tiefe der Raumladungszone des Halbleiterdetektors ist (Abb. 5).

Anstelle der Gasfüllung tritt hier Germanium oder Silizium. Die Raumladungszone stellt das für den Nachweis von Strahlung empfindliche Volumen des Detektors dar. An ihr fällt neben der Diffusionsspannung praktisch die gesamte Vorspannung des Detektors ab. Dringt nun ein Gammaquant unter 1.02 MeV in diese Raumladungszone ein, so verursacht es entweder einen Photoeffekt und wird absorbiert, oder es wird Compton-gestreut. Im ersten Fall befreit es ein Elektron aus dem Atomverband, das praktisch die gesamte Energie des eingefallenen Gammaquants mit sich führt. Dieses energiereiche Elektron läuft sich nun im Halbleiter-Kristall tot und erzeugt längs seiner Bahn im Germanium weitere Elektronen-Defektelektronenpaare. Diese in der Raumladungszone entstehenden Ladungsträgerpaare werden von dem hier vorhandenen starken elektrischen Feld in kurzer Zeit getrennt. Dabei werden die Elektronen in das n-Gebiet und die Defektelektronen in das p-Gebiet gezogen. Durch diese Bewegung der Ladungsträger wird auf den Kontaktflächen eine Ladung induziert, was eine kurzzeitige Abnahme der Detektorvorspannung bewirkt, was gleichbedeutend ist mit einem Impuls am Arbeitswiderstand der Detektordiode.

Falls das Primärelektron genügend Energie hat, durchquert es die Sperrschicht, so daß außerhalb der Raumladungszone ebenfalls Ladungsträgerpaare entstehen. Diese können zum Raumladungsgebiet diffundieren und dort ebenfalls getrennt werden. Da die durch die Diffusion bedingte Wanderungsgeschwindigkeit im feldfreien Raum bedeutend geringer ist als die Geschwindigkeit der Ladungsträger innerhalb der Raumladungszone, erreicht nur ein Teil dieser Ladungsträger die Sperrschicht und trägt mit zum Stromimpuls bei. Die anderen rekombinieren bereits vorher, entsprechend dem Verhältnis Diffusionszeit zu Trägerlebensdauer. Bei den allgemein üblicher Zeitkonstanten der an den Zähler angeschlossenen Elektronik, geht jedoch der durch Ladungsträgerdiffusion entstandene langsame Anteil des Stromimpulses verloren.

Aus diesem Grunde muß für die Proportionalität zwischen Gamma- bzw. Elektronenenergie und gemessener Impulshöhe die Bedingung gestellt werden, daß das gebildete Elektron seine Energie vollständig innerhalb der Raumladungszone abgibt, d.h. die Dicke der Sperrschicht muß größer sein als die maximale Reichweite des im Halbleiter freigesetzten Primärelektrons. Die Dicke der Raumladungszone bestimmt aber auch die Impulsanstiegszeit des abgegebenen Impulses, denn je dicker die Sperrschicht ist, einen umso weiteren Weg müssen die gebildeten Ladungsträger zurücklegen, ehe sie an den Elektroden gesammelt werden, und dementsprechend flacher verläuft der Anstieg des gebildeten Impulses. Eine dicke Sperrschicht vergrößert aber auch die Einfangwahrscheinlichkeit für die Ladungsträger auf ihrem Wege zu den Elektroden. Diese Einfangwahrscheinlichkeit ist besonders groß bei Gitterfehlstellen und Stellen chemischer Verunreinigung im Kristallgitter. Man unterscheidet hier zwei Arten von Einfang. Einmal die Rekombination und zum anderen den Einfang in Haftzentren. Im ersten Falle wird ein Elektron in einem Einfangzentrum des Gitters solange festgehalten, bis ein Ladungsträger des entgegengesetzten Vorzeichens an dieser Stelle vorbeikommt und mit dem Elektron rekombiniert. Das Elektron verschwindet also aus der Gesamtzahl der freigesetzten Ladungsträger, was einer Verringerung der Höhe des entstehenden Impulses entspricht. Im zweiten Falle werden die Elektronen auch an einem Einfangzentrum festgehalten, werden aber von diesem Zentrum wieder freigegeben bevor ein Ladungsträger anderen Vorzeichens mit dem Elektron rekombinieren kann. Dieses kann einem Elektron auf seinem Wege zur Sammelelektrode mehrmals passieren. Da diese Elektronen im Mittel verspätet an der Sammelelektrode ankommen, tragen auch sie nicht mehr zur Bildung des Hauptimpulses bei, d.h. auch in diesem Falle ergibt sich eine verringerte Höhe desselben. Die Ladungsträger-sammelzeit ist annähernd durch folgende Gleichung gegeben [6] :

$$T = \frac{W^2}{\mu V} \quad (4)$$

- T = Sammelzeit (sec)
 μ = Ladungsträgerbeweglichkeit ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{sec}^{-1}$)
W = Dicke der empfindlichen Zone (cm)
V = angelegte Spannung (V)

Da die Sammelzeit proportional zu W^2 ist, sollte W möglichst klein gemacht werden. Wenn man jedoch eine hohe Energieauflösung im gemessenen Spektrum erstrebt, muß andererseits die Detektorkapazität möglichst klein sein, um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu bekommen. Die Detektorkapazität ist gegeben durch [6]

$$C = 1,1 \frac{k A}{4 \pi W} \quad (5)$$

- k = Dielektrizitätskonstante
A = Detektorfläche (cm^2)

Daraus folgt aber im Gegensatz zur obigen Forderung, daß die Detektordicke möglichst groß gemacht werden sollte. Zwischen den beiden genannten Forderungen muß also immer ein Kompromiß geschlossen werden. Eine Möglichkeit, trotz großer Sperrschichtdicken die Sammelzeit zu verkürzen, ist z.B. der Betrieb der Detektoren bei sehr niedrigen Temperaturen (77°K); denn, wie aus Tabelle 2 hervorgeht, tritt bei niedrigen Temperaturen eine sehr starke Erhöhung der Ladungsträgerbeweglichkeit ein.

Tabelle 2

	Si	Ge
Kernladungszahl	14	32
Atomgewicht	28	72,6
Dichte (g/cm^3)	2,33	5,32
Dielektrizitätskonstante	12	16
Bandlücke (eV)	1,09	0,79
Energie pro Elektron-Loch-Paar	3,6	2,8
Ladungsträgerbeweglichkeit ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{sec}^{-1}$)		
Elektronen (25°C)	1350	3900
(77°K)	$\sim 4 \cdot 10^4$	$\sim 3,6 \cdot 10^4$
Löcher (25°C)	480	1900
(77°K)	$1,8 \cdot 10^4$	$4,2 \cdot 10^4$

Bei lithiumgedrifteten Germaniumzählern ist außerdem noch bedeutsam, daß bei großen Sperrschichtdicken (> 3 mm) eine große Wahrscheinlichkeit dafür besteht, daß ein Teil der Lithiumionen auf seinem Wege durchs Germaniumgitter verlorenght, denn die Lithiumionen haben die Eigenart, sich in Gitterleerstellen festzusetzen und damit elektrisch inaktiv zu werden.

Bei kleinen Sperrschichtdicken (< 3 mm) kann man mit Impulsanstiegszeiten von etwa 30 nsec rechnen [12]. Im Vergleich dazu beträgt die Impulsanstiegszeit bei einem 3 mm dicken lithiumgedrifteten Siliziumzähler bei Zimmertemperatur etwa 0,5 μ sec. Um das hohe Auflösungsvermögen (4-5 keV), das mit lithiumgedrifteten Germaniumzählern von 2-3 mm Dicke theoretisch möglich ist, möglichst gut zu erreichen, muß der Germaniumdetektor bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffes (-196° C) betrieben werden, wodurch man außer der größeren Ladungsträgerbeweglichkeit auch eine starke Verminderung des Detektorrauschens erzielt. Letzteres kommt im wesentlichen durch die Bewegung der Elektronen und Defektelektronen im Gitter zustande. Durch die Bildung von Ladungsträgern und deren Verschwinden durch Rekombination und Einfang, sowie durch die Ladungsträger, die im Zählvolumen thermisch erzeugt werden, wird die Kontinuität der Ladungsträgerbewegung und damit des Stromes gestört. Solche Stromstörungen machen sich in der an den Zähler angeschlossenen Elektronik als Rauschen bemerkbar.

3.2.4 Der Vorverstärker

Das im Halbleiterdetektor entstehende Signal, das durch die Ladungssammlung in dem Kondensator, der sich zwischen den Detektorelektroden bildet, zustande kommt, wird in einem Vorverstärker verstärkt. Bei diesem Vorverstärker handelt es sich jedoch nicht um einen spannungsempfindlichen Vorverstärker, wie er z.B. zusammen mit Szintillationszählern benutzt wird, sondern um einen ladungsempfindlichen Verstärker. Ein spannungsempfindlicher Verstärker ist für den Einsatz mit Halbleiterdetektoren nicht geeignet, weil seine Ausgangsspannung stark von der Eingangskapazität abhängt.

Nimmt man z.B. an, daß bei einer Detektorkapazität von 100 pF der Detektor ein Spannungssignal von 0,5 mV erzeugt, und der nachfolgende Spannungsverstärker am Eingang einen Rauschpegel von 1 % dieser Spannung, d.h. 5 µV besitzt, dann darf die Eingangskapazität um höchstens 1 pF schwanken, wenn man am Verstärkerausgang eine Stabilität von 1 % erreichen will.

Die Eingangskapazität wird im wesentlichen durch die Detektorkapazität bestimmt. Diese hängt von der Detektorvorspannung ab. Eine Schwankung der Detektorvorspannung bewirkt also eine Änderung der Eingangskapazität des Verstärkers, was die Impulshöhen-Energie-Eichung verändert, obwohl die im Detektor gesammelte Ladung konstant geblieben ist.

Um diesen Nachteil zu umgehen, benutzt man bei Halbleiterzählern als Vorverstärker einen ladungsempfindlichen Verstärker.

Dieser enthält im Gegensatz zum Spannungsverstärker einen kapazitiven Gegenkopplungskreis, der eine sehr große effektive Eingangskapazität erzeugt. Diese Kapazität ist stabil und überwiegt die geringen obengenannten Kapazitätsänderungen.

Abb. 7 zeigt die Eingangskreise eines spannungsempfindlichen (a) und eines ladungsempfindlichen (b) Vorverstärkers.

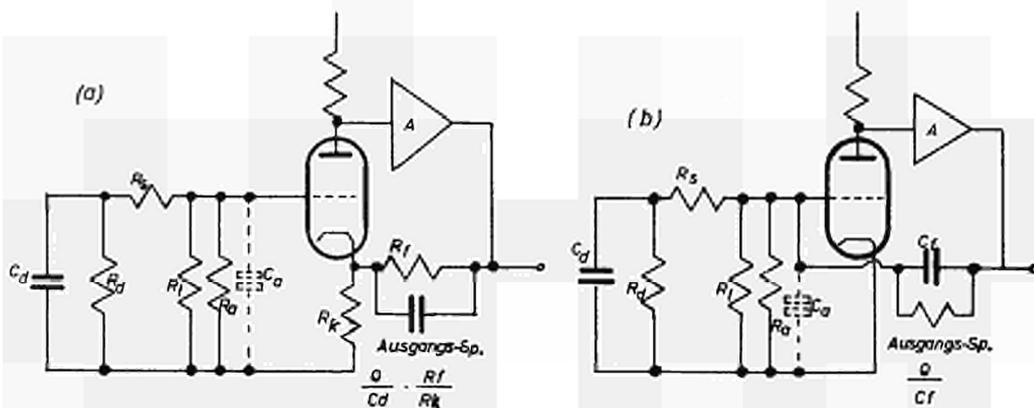


Abb. 7

Hierin bedeuten C_d die Detektorkapazität, R_d der Detektorwiderstand, R_s den Serienwiderstand des reinen Germaniums bzw. Siliziums und der Elektroden. R_1 ist der Detektorlastwiderstand und R_a der Verstärkereingangswiderstand. C_a setzt sich zusammen aus der Verstärkereingangskapazität und den vorhandenen Streukapazitäten gegen Erde.

Im Spannungsverstärker (Abb. 7a) erfolgt die Rückkopplung über den Widerstand R_f auf den Kathodenwiderstand der ersten Stufe R_k . Dadurch wird die Verstärkung bestimmt. Die Ausgangsspannung V_o , die entsteht, wenn eine Ladung Q im Kondensator C_d freigesetzt wird, ist gegeben durch [8]:

$$V_o = \left(\frac{Q}{C_d} \right) \left(\frac{R_f}{R_k} \right) \quad (6)$$

Im ladungsempfindlichen Vorverstärker (Abb 7b) erfolgt die Rückkopplung über einen kleinen Kondensator C_f auf das Gitter der ersten Röhre. Damit ergibt sich für einen Verstärker mit der Verstärkung A die Eingangskapazität $(A+1) C_f$. Wenn die Kreisverstärkung hinreichend groß ist, d.h. $A \gg C/C_f$, wobei C die gesamte Eingangskapazität $(C_a + C_d)$ ist, dann ergibt sich die Ausgangssignalspannung zu

$$V_o = \frac{Q}{C_f} \quad (7)$$

Unter diesen Bedingungen ist V_o unabhängig von C_a und C_d . Die Kapazität C_f wird möglichst klein gewählt, um ein möglichst hohes Ausgangssignal zu erreichen. Im allgemeinen ist C_f einige Picofarad groß.

Vergleicht man die Schaltung beider Verstärkerarten, so sieht man, daß sie sich nur im Aufbau der negativen Rückkopplung unterscheiden. Im optimalen Signal-Rausch-Verhältnis, das bei vorgegebenem Detektor und vorgegebener Eingangsröhre erreichbar ist, besteht kein Unterschied.

An den ladungsempfindlichen Vorverstärker schließt sich dann ein Linearverstärker an, der im allgemeinen auf einen Vielkanal-Impulshöhenanalysator, auf eine Koinzidenzeinheit oder einen Einkanal-Impulshöhenanalysator mit anschließendem Timer und Scaler arbeitet. Welches Gerät an den Hauptverstärker angeschlossen wird, hängt von der Information ab, die man dem verstärkten Impulsspektrum entnehmen will.

4. Die Abbrandmeßapparatur

Um mit Hilfe der Cs-137-Linie des Spaltproduktgammaskpektrums den Abbrandzustand eines Brennelementes zu bestimmen, erscheint auf Grund des bisher Dargelegten die Verwendung eines Photopeakspektrometers, das mit einem lithiumgedrifteten Germaniumdetektor bestückt ist, sehr geeignet. Die im Kapitel 3.1 geforderte Mindestauflösung von 12 keV dürfte sich bei einem optimalen Versuchsaufbau erreichen lassen. Bei Verwendung eines sehr rauscharmen ladungsempfindlichen Vorverstärkers (z.B. Ortec 105 XL oder 103 XL) und bei einer Detektorarbeitstemperatur von -196° C kann mit etwa 5-6 keV Auflösungsvermögen bei einer Gammaenergie von 662 keV gerechnet werden, falls der Detektor eine Sperrschichtdicke von etwa 3,5 mm hat. Bei einer Sperrschichtdicke von 2 mm erreicht man noch eine Auflösung besser als 7 keV. Der Einsatz von lithiumgedrifteten Siliziumzählern kommt in einem solchen Spektrometer wegen des bei der betrachteten Energie wesentlich geringeren Photoansprechvermögens nicht in Frage.

Das Blockbild eines solchen Photopeakspektrometers ist in Abb. 8 wiedergegeben. Wie man sieht, schließen sich an den lithiumgedrifteten Germaniumdetektor ein Vorverstärker, ein Hauptverstärker, ein Vielkanal-Impulshöhenanalysator (PHA) und ein Drucker an. Aus dem Spaltproduktgammaskpektrum, das der Impulshöhenanalysator liefert, kann die Cs-137-Linie isoliert werden. Ihre Höhe, d.h. ihre Intensität ist ein Maß für den Abbrandzustand des betrachteten Brennelementes. Der Drucker liefert das Spektrum in Tabellenform. Er kann durch einen X-Y-Schreiber ersetzt werden. Dieser zeichnet das Spaltproduktspektrum direkt auf. Ein solches Spektrum ist in Abb. 12 wiedergegeben. Dieses Spektrum wurde jedoch mit einem anderen Meßverfahren aufgenommen [2] und zwar mit einem Compton-Koinzidenz-Spektrometer, das mit einem lithiumgedrifteten Siliziumzähler bestückt war. Ein solches Meßverfahren ist für die hier zu untersuchenden kugelförmigen Brennelemente nicht anwendbar, da es eine zu lange Meßzeit erfordert. (10-15 Minuten).

Außerdem verlangt die Anwendung von Siliziumzählern ein langes Abkühlen der Brennelemente (etwa 2-4 Wochen), da wegen des geringeren Auflösungsvermögens der Siliziumdetektoren (15-18 keV) erst die Te-J-132-Linie hinreichend abgeklungen sein muß, ehe mit der Messung begonnen werden kann.

Abb. 12 zeigt das Spektrum eines MTR-Elementes mit 3 % Abbrand. Die Messung wurde nach einer Abkühlzeit von 6 Wochen vorgenommen; die Meßzeit betrug 10 Minuten. Die lange Meßzeit kommt dadurch zustande, daß diese Meßapparatur mit einem schnellen Koinzidenzsystem aufgebaut wurde (Abb. 9), welches etwa 50 Koinzidenzen pro Sekunde lieferte. Wenn man hiervon die zufälligen Koinzidenzen abzieht, ergibt sich eine recht geringe Zählrate, wodurch die lange Meßzeit notwendig wird. Das Verhältnis von Koinzidenzimpulsen und der Gesamtimpulszahl, die der Detektor aufnimmt, beträgt etwa 1:70. Eine weitere Erhöhung der Koinzidenzimpulsrate ist nur durch Erhöhen der Primärimpulsraten möglich. Diese ist jedoch durch das Puls-pile-up des Verstärkers begrenzt.

Da bei einer technischen Anwendung der Abbrandmeßapparatur nicht das Spaltproduktgammaskpektrum als solches interessiert, sondern nur die Intensität der Cs-137-Linie, können in diesem Falle der Vielkanalimpulshöhenanalysator und der Drucker (Abb. 8) durch einen Einkanalanalysator, einen Scaler, einen Timer und eine Steuereinheit ersetzt werden (Abb. 10).

Dadurch ist es mit einem Aufbau gemäß dem Blockschaltbild 10 möglich, die Abbrandmessung vollständig zu automatisieren.

Die Wirkungsweise einer solchen Anlage ist folgende:

Aus dem gesamten Spaltproduktgammaskpektrum wird durch den Einkanalanalysator (EA) die Cs-137-Linie herausgefiltert.

An diesen Einkanalanalysator schließen sich ein Scaler und ein Timer an, die mit Impuls- und Zeitvorwahl arbeiten und die Intensität der Cs-Linie messen. Die Impulsvorwahl wird so eingestellt, daß der Scaler einen Steuerimpuls abgibt, wenn eine Impulszahl erreicht ist, die dem geforderten Abbrand entspricht. Die Zeitvorwahl wird auf die gewünschte Meßzeit d.h. etwa 30-40 Sekunden eingestellt. Ist diese Zeit abgelaufen bevor die vorgegebene Maximal-Impulszahl erreicht ist, bedeutet dies, daß das Brennelement noch nicht weit genug abgebrannt ist. Der dann abgegebene Steuerimpuls sorgt dafür, daß das Brennelement wieder in die Reaktorbeschickungsanlage befördert wird.

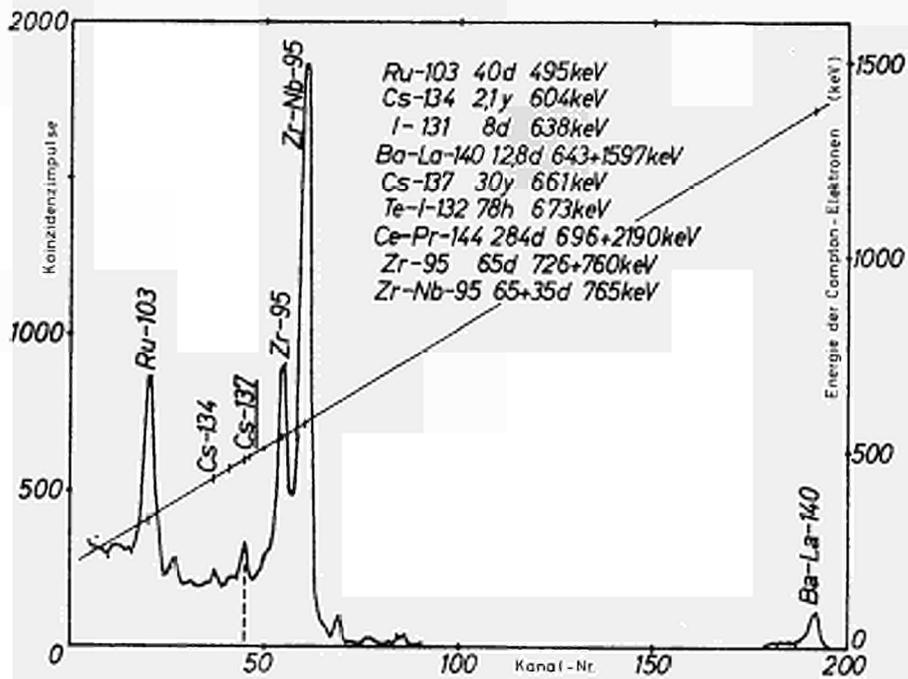


Abb. 12

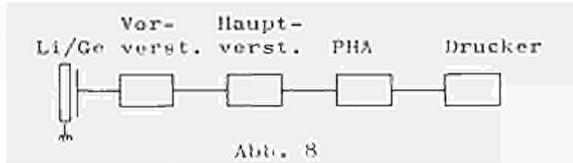


Abb. 8

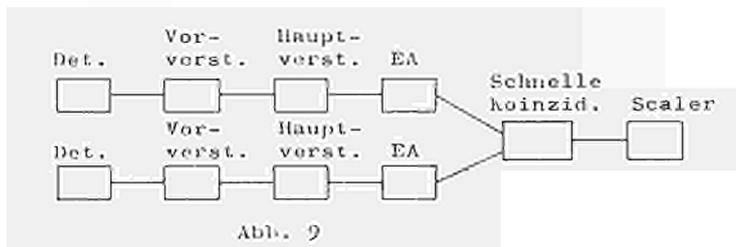


Abb. 9

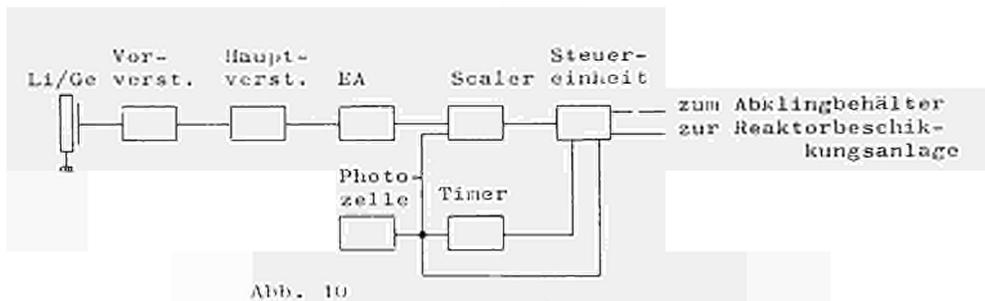


Abb. 10

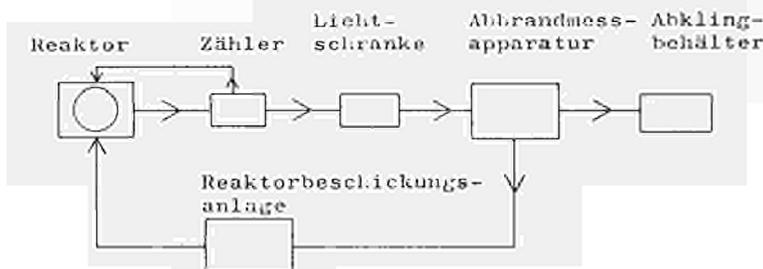


Abb. 11

Wird hingegen die eingestellte Impulszahl erreicht, bevor die vorgewählte Meßzeit abgelaufen ist, dann ist das Brennelement abgebrannt, und der abgegebene Steuerimpuls sorgt dafür, daß es in einen Abklingbehälter befördert wird. Bei Erreichen eines der beiden Vorwahlwerte werden Impuls- und Zeitähler automatisch gestoppt. Die Steuerimpulse gehen vom Timer und Scaler auf eine Steuereinheit, die je nach Herkunft des Steuerimpulses entweder für die gerade untersuchte Brennstoffkugel den Weg in die Reaktorbeschickungsanlage freigibt oder die abgebrannte zur Aufbereitung bzw. zum Abklingbehälter befördert. Vor Beginn einer jeden Messung werden Timer und Scaler durch eine Photozellensteuerung auf Null gesetzt und gestartet. Außerdem werden durch diese Steuerung die Wechselkontakte der Steuereinheit in ihre Ausgangspositionen zurückgeschaltet. Der Steuerimpuls wird dadurch erzeugt, daß die Brennelementkugel, bevor sie in die Meßposition rutscht, eine Lichtschranke passiert.

Das betriebssichere Funktionieren einer solchen automatischen Abbrandmeßapparatur hängt wesentlich von der Stabilität der Elektronik ab. Besonders an die Driftfreiheit des Vorverstärkers, des Hauptverstärkers und des Einkanalimpulshöhenanalysators müssen strenge Anforderungen gestellt werden, denn wenn durch Driften der Elektronik der Einkanaldiskriminator aus der Cs-137-Linie herauswandert, ergibt sich eine falsche Messung.

Vom Standpunkt der Verstärkerstabilität und der Betriebssicherheit aus betrachtet, ist es beim heutigen Stand der Technik zweckmäßig, die gesamte verwendete Elektronik soweit wie eben möglich zu transistorisieren. Außerdem sollten alle Versorgungsspannungen möglichst gut stabilisiert sein.

Durch die extrem geringe Breite der aus dem Gammaspektrum herauszufilternden Cs-137-Linie und die dadurch bedingte geringe Fensterbreite des Einkanaldiskriminators ergeben sich bei der bisher betrachteten Meßanordnung erhöhte Anforderungen an die Schwellenstabilität des Einkanaldiskriminators. Es läßt sich leicht abschätzen, daß man, um eine Meßgenauigkeit von 1 % zu erreichen, eine Langzeitkonstanz der Diskriminatorschwellen von nur wenigen Millivolt fordern muß. Da sich dies nur mit erheblichem Aufwand erreichen läßt, empfiehlt es sich, zwischen Hauptverstärker und Einkanalimpulshöhenanalysator einen Fensterverstärker

einzubauen, der aus dem gesamten Spaltproduktgammasspektrum die Cs-137-Linie und ihre nähere Umgebung herausgreift und diesen Bereich des Spektrums besonders verstärkt und auseinanderzieht. Bei Anwendung des genannten Verfahrens dürfte eine ausreichende Stabilität zu erreichen sein, so daß ein Driften des Einkanalimpulshöhenanalysators aus der Cs-Linie nicht zu erwarten ist.

Eine Spektrumstabilisierung, wie sie aus der Anwendung bei Szintillations-Gammasspektrometern bekannt ist, ist bei Verwendung von Halbleiterdetektoren nicht ohne weiteres einzusetzen, da man in diesem Falle einen regelbaren ladungsempfindlichen Vorverstärker benutzen müßte, was vom elektronischen Standpunkt aus betrachtet sehr problematisch ist, obwohl das Problem nicht unlösbar zu sein scheint. Eine solche Stabilisierung besteht darin, daß man auf die rechte und linke Flanke einer Referenzlinie je einen Einkanalanalysator setzt und beide Analysatoren über je ein Ratemeter in Differenz schaltet. Verschiebt sich nun durch Unstabilität der Elektronik die Referenzlinie, dann fällt am Ausgang eines Differenzverstärkers, der den Ratemetern nachgeschaltet ist, eine Regelspannung ab, die auf eine spannungsempfindliche Kapazitätsvariationsdiode im Gegenkopplungskreis des ladungsempfindlichen Vorverstärkers gegeben wird. Damit wird der Grad der Gegenkopplung und dadurch die Ausgangsspannung des Vorverstärkers geregelt. Als Referenzlinie bietet sich im Spaltproduktgammasspektrum die Zr-Nb-95-Linie an (Abb. 12), die wegen ihrer kurzen Halbwertszeit bei der Messung bereits in der Sättigung ist und außerdem sehr stark aus dem Spektrum heraustritt.

Falls Brennstoff- und Moderatorokugeln in gemischter Reihenfolge aus dem Reaktor kommen, erscheint es zweckmäßig, auf dem Wege der Kugeln vom Reaktor zum Abbrandmeßgerät vor der Lichtschranke einen Zähler anzuordnen, der, je nachdem ob die Kugel, die gerade an ihm vorbeikommt, gammaaktiv ist oder nicht, für sie den Weg zur Meßapparatur freigibt, oder den direkten Rückweg zum Reaktor öffnet. Dadurch dürfte sich ein besserer Wirkungsgrad ergeben, da die eigentliche Abbrandmeßapparatur immer nur dann arbeitet, wenn eine gammaaktive Brennstoffkugel ankommt,

während sie im Falle einer Moderatorokugel nicht arbeitet.
Das Flußdiagramm für die Kugeln ist in Abb. 11 wiedergegeben.

5. Die Berechnung der Cs-137-Aktivität

Wie in den vorhergehenden Kapiteln dargelegt wurde, soll die Aktivität der Cs-137-Linie als Maß für den Abbrand eines Brennelementes benutzt werden. Die Cs-137-Aktivität, die sich bei völligem Abbrand von 0,1 g U-235 ergibt, berechnet sich gemäß Kapitel 3.1 wie folgt:

Spaltausbeute für Cs-137 in Atomprozenten $\alpha = 6,15 \%$
Anzahl der Atome in 0,1 g U-235:

$$F = \frac{6,025}{2350} \cdot 10^{23} = 2,564 \cdot 10^{20} \quad (8)$$

Anzahl der Cs-137 Atome, die durch völlige Spaltung der 0,1 g Uran entstehen:

$$N = 2,564 \cdot 10^{20} \cdot 0,0615 = 1,576 \cdot 10^{19} \text{ Cs-Atome} \quad (9)$$

$$\lambda_{\text{Cs}} = \frac{0,693}{T_{1/2}} = \frac{0,693}{0,95} \cdot 10^{-9} = 0,73 \cdot 10^{-9} \text{ (sec}^{-1}\text{)} \quad (10)$$

Damit ergibt sich die Cs-137-Aktivität zu:

$$1,576 \cdot 10^{19} \cdot 0,73 \cdot 10^{-9} = 1,15 \cdot 10^{10} \text{ Zerf/sec} \quad (11)$$

$$\frac{1,15 \cdot 10^{10}}{3,7 \cdot 10^{10}} = 0,31 \text{ Ci}$$

Bei 100 % Abbrand von 0,1 g U-235 ergibt sich also eine Cs-137-Aktivität von 310 mCi.

In der im Aufbau befindlichen Versuchsanordnung werden Brennstoffproben von 0,05 g U-235 benutzt. Die Proben liefern bei verschieden starkem Abbrand folgende Cs-Aktivitäten:

Tabelle 3

Abbrand	Cs-137-Aktivität (mCi)	U-235 Menge (g)
100 %	155,0	
30 %	46,5	
25 %	38,8	
20 %	31,0	
15 %	23,2	0,05
10 %	15,5	
5 %	7,7	

Um bei einer Meßzeit von 30-40 sec die statistischen Schwankungen der Zählrate genügend klein zu halten, müssen auf die Cs-137-Linie mindestens 50 Impulse/sec entfallen. Benutzt man als Halbleiterdetektor einen lithiumgedrifteten Germaniumzähler mit einer Verarmungszone von 2 mm Dicke und einer Fläche von $2,8 \text{ cm}^2$ (RCA-Typ SJGG-2), so läßt sich, wenn man für ihn bei 662 keV eine Photopeakefficiency von 0,2 % annimmt, die für die obengenannte Mindestimpulsrate notwendige Cs-Aktivität bestimmen.

Bezeichnet man mit N_{ges} die Gesamtzahl der Cs-137- γ -Quanten, die pro Sekunde von der Quelle ausgesendet werden, mit N die Anzahl der Quanten, die pro Sekunde im Zähler registriert werden, mit r den Abstand Quelle-Zähler (cm), mit F die Fläche des Zählers (cm^2) und mit ϵ die Photopeakefficiency, dann berechnet sich für $r = 1,2 \cdot 10^2 \text{ cm}$, $F = 2,8 \text{ cm}^2$, $\epsilon = 2 \cdot 10^{-3}$ und $N = 50 \text{ Imp/sec}$ die Cs-Aktivität zu:

$$N_{\text{ges}} = \frac{N \cdot 4 \pi}{\epsilon \cdot \Omega} = N \frac{4 \pi \cdot r^2}{\epsilon \cdot F} = 16,2 \cdot 10^8 \text{ Zerf/sec} \quad (13)$$

Präparatstärke: $\frac{1,62 \cdot 10^9}{3,7 \cdot 10^{10}} \approx 43 \text{ mCi} \quad (14)$

Wählt man einen Abstand Quelle-Zähler von 30 cm, dann ergibt sich die entsprechende Präparatstärke zu 2,7 mCi. Diese Aktivität ist geringer, als die geringste Cs-Aktivität in Tabelle 3. Daraus folgt, daß man bei diesem Abstand mit der geplanten Versuchsanordnung noch Abbrandzustände von weniger als 5 % messen kann. Die obere Grenze des meßbaren Abbrandes ist durch die maximale Impulsrate begrenzt, die die Elektronik pro Sekunde verarbeiten kann.

6. Meßergebnisse:

Mit einem Versuchsaufbau, wie ihn Abb. 8 wiedergibt, wurden die ersten Messungen durchgeführt. Um den hier interessierenden Teil des Spektrums besser übersehen zu können, wurde hinter den Hauptverstärker (Abb. 8) noch ein Fensterverstärker geschaltet. Als Verstärkersystem wurde das System "ORTEC-220" benutzt; als Vorverstärker diente der "ORTEC-Vorverstärker 105 XL" und als Vielkanalanalysator wurde ein "SCIPP-400" eingesetzt, der die Daten über eine "Teletype" ausgab. Als Detektor diente ein lithiumgedrifteter Germaniumdetektor der Firma RCA-victor (Typ SJGG-1) mit einer Oberfläche von 1 cm^2 und einer Sperrschichtdicke von 2 mm. Zur Anpassung der Verstärkerparameter des Linear- und Fensterverstärkers an den Vorverstärker nebst Detektor einerseits und den Vielkanalanalysator andererseits wurde ein 50 mCi Cs-137-Präparat als Gamma-Quelle benutzt. Bei einer Differentiations- und Integrationszeitkonstanten von 1 μsec wurde das beste Auflösungsvermögen erreicht. Es betrug 0,75 % für die Cs-137-Photolinie, was einer Halbwertsbreite von 4,98 keV entspricht. Dieses Spektrum zeigt Abb. 13.

Um das Cs-Spektrum auf das Papierformat zeichnen zu können, wurden zwischen Kanal 150 und 200 fünfzig Kanäle ausgelassen. Die Meßdauer für dieses Spektrum betrug 15 Minuten. Der Abstand Quelle-Detektor betrug 60 cm. Im Mittel wurde bei optimalen Verstärkereinstellungen und gut kollimiertem Strahl für die Cs-137-Photolinie eine Halbwertsbreite von 5,5 keV erreicht. Dies ist ein durchaus zufriedenstellender Wert, wenn man bedenkt, daß für eine gammaspektroskopische Abbrandmessung mindestens eine Auflösung von etwa 9,9 keV verlangt werden muß, wie im Kapitel 3.1 näher erläutert wurde. Man könnte die erreichte Halbwertsbreite von 5,5 keV noch weiter verringern, wenn man z.B. die Steckverbindung, mit der der Detektor an den Vorverstärker angeschlossen ist, durch eine Lötverbindung ersetzt. Das ist jedoch kritisch, da der Halbleiterdetektor sehr wärmeempfindlich ist. Eine Halbwertsbreite von 5,5 keV reicht jedoch aus, um im Spaltprodukt-Gammaspektrum die Cs-Linie von der Te-J-132-Linie trennen zu können, da diese beiden Linien 11 keV auseinander liegen.

Abb. 15

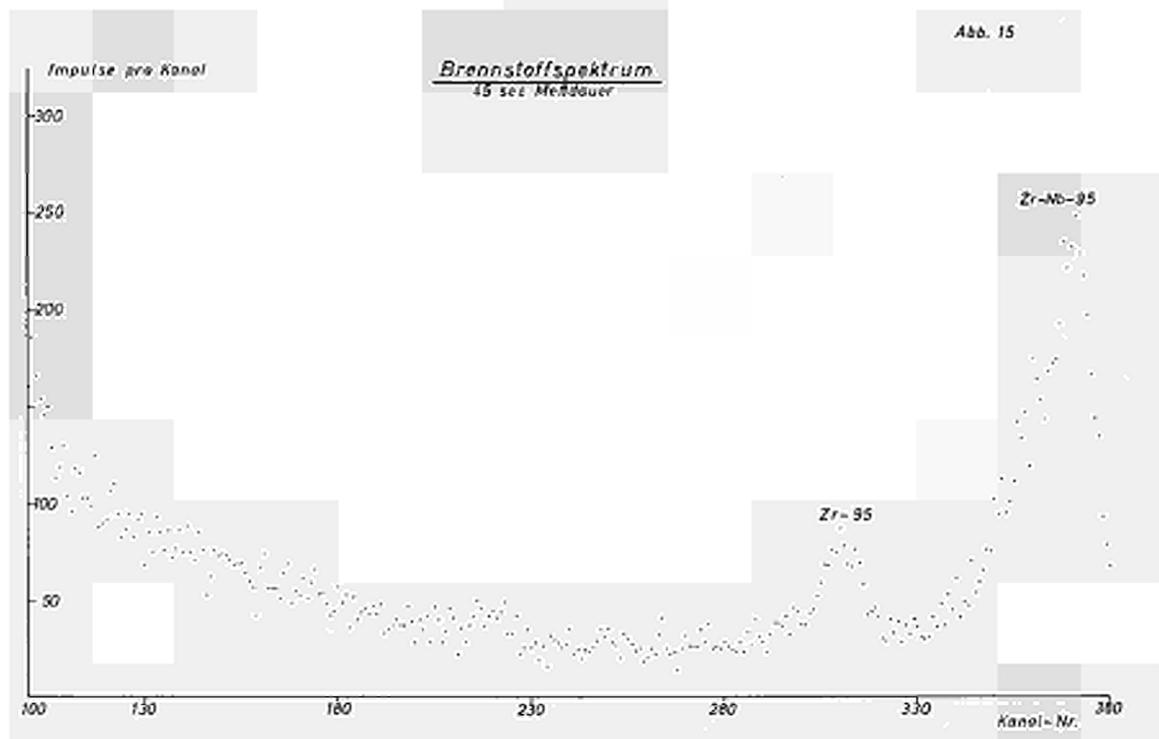
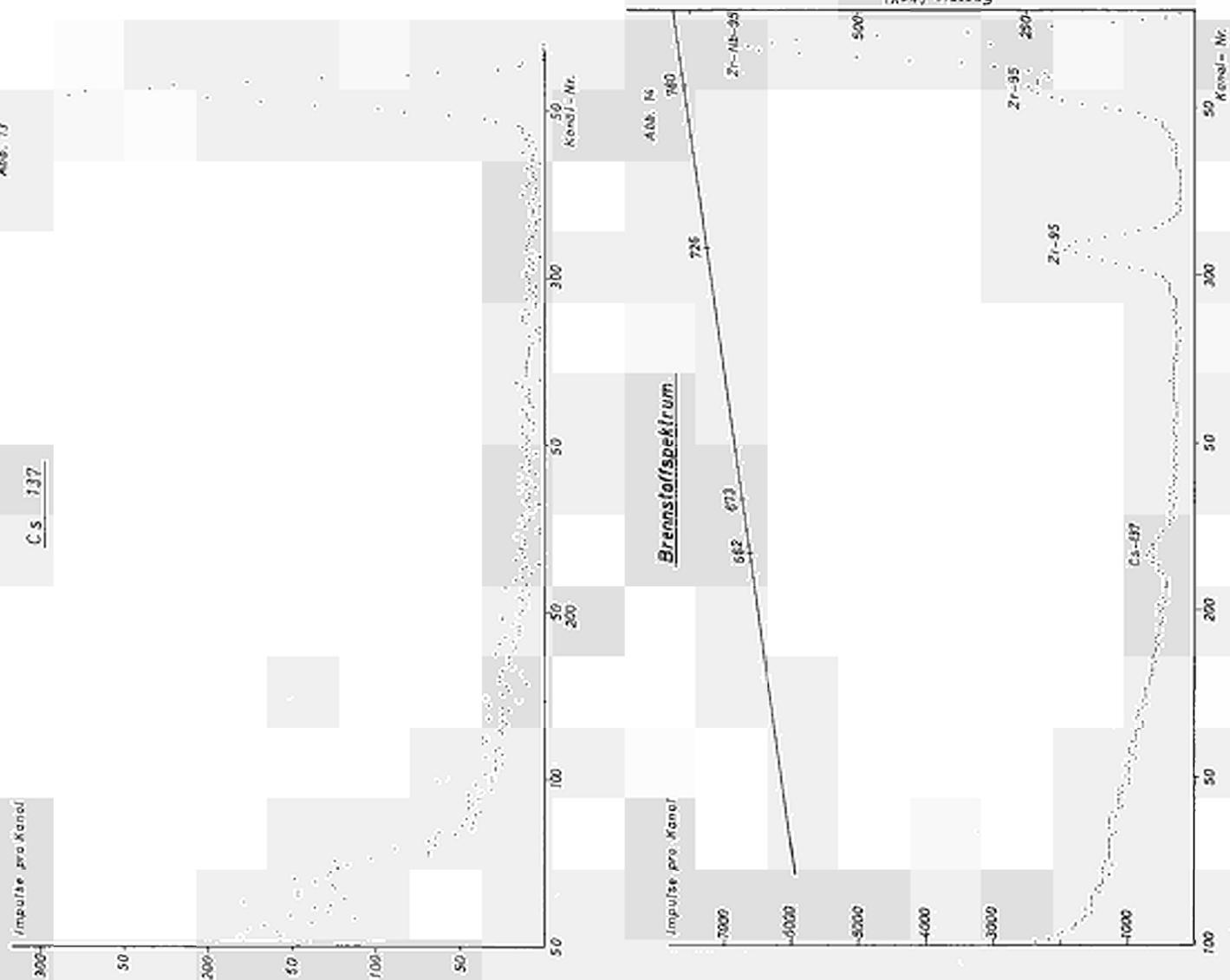


Abb. 13

C.S. 137



Vergleichsweise sei erwähnt, daß die hier beschriebene Apparatur mit der erreichten Auflösung etwa um einen Faktor 4 besser ist, als ein Compton-Koinzidenzspektrometer [2].

Nachdem die günstigsten Verstärkereinstellungen bekannt waren, wurde ein Spaltprodukt-Gammaspektrum aufgenommen. Dieses ist in Abb. 14 wiedergegeben. Abb. 14 zeigt jedoch nicht das ganze Spaltprodukt-Gammaspektrum, sondern nur die weitere Umgebung der Cs-137-Linie, da dieser Teil des Spektrums für die hier besprochenen Abbrandmessungen nur interessant ist. Die hierzu benutzte Brennstoffprobe hatte eine Gamma-Aktivität von 15 mCi. Der Abbrand dieser Probe betrug etwa 50 %. Die Cs-137-Aktivität ist jedoch trotz des hohen Abbrandes sehr gering (etwa 2,5 mCi), da die Probe nur 1,6 mg Uran-235 enthält. Wie aus Abb. 14 hervorgeht, liegt in der näheren Umgebung der Cs-137-Linie keine andere langlebige Photolinie oder Comptonkante, die die Messung stören könnte. Die störende kurzlebige Te-J-132-Linie liegt 11 keV neben der Cs-Linie.

Da die Abkühlzeit des Brennelementes am Tage der Messung bereits 25 Wochen betrug, war die Te-J-Linie, die eine Halbwertszeit von 78 Stunden hat, bereits abgeklungen. Die Lagen der Maxima der Cs-Linie (662 keV) und der Te-J-Linie (673 keV) sind auf der Energiegeraden Abb. 14 eingezeichnet. Wie man aus der Lage der Maxima entnimmt, lassen sich die beiden Linien mit diesem Spektrometer voneinander trennen, was eine wesentliche Verkürzung der Abklingzeit der Brennelemente zur Folge hat.

Vergleicht man das Spektrum in Abb. 14 mit dem in Abb. 12, das mit einem Compton-Koinzidenzspektrometer aufgenommen wurde, so sieht man deutlich das wesentlich bessere Auflösungsvermögen der hier besprochenen Apparatur. Besonders klar kommt dieses in der Trennung der Zr-95-Linie bei 760 keV und der Zr-Nb-95-Linie bei 765 keV zum Ausdruck. Diese beiden Linien erscheinen in Abb. 12 als eine Linie.

Abb. 15 zeigt dasselbe Brennstoffspektrum wie Abb. 14, nur betrug die Meßdauer hier 45 Sekunden gegenüber 2 Stunden bei Abb. 14.

Wie man sieht, ist die Cs-137-Aktivität der Brennstoffprobe so gering, daß sich bei einer so kurzen Meßzeit die Cs-Linie noch nicht aus dem Untergrund abhebt. Die Cs-Aktivität beträgt etwa 2,5 mCi.

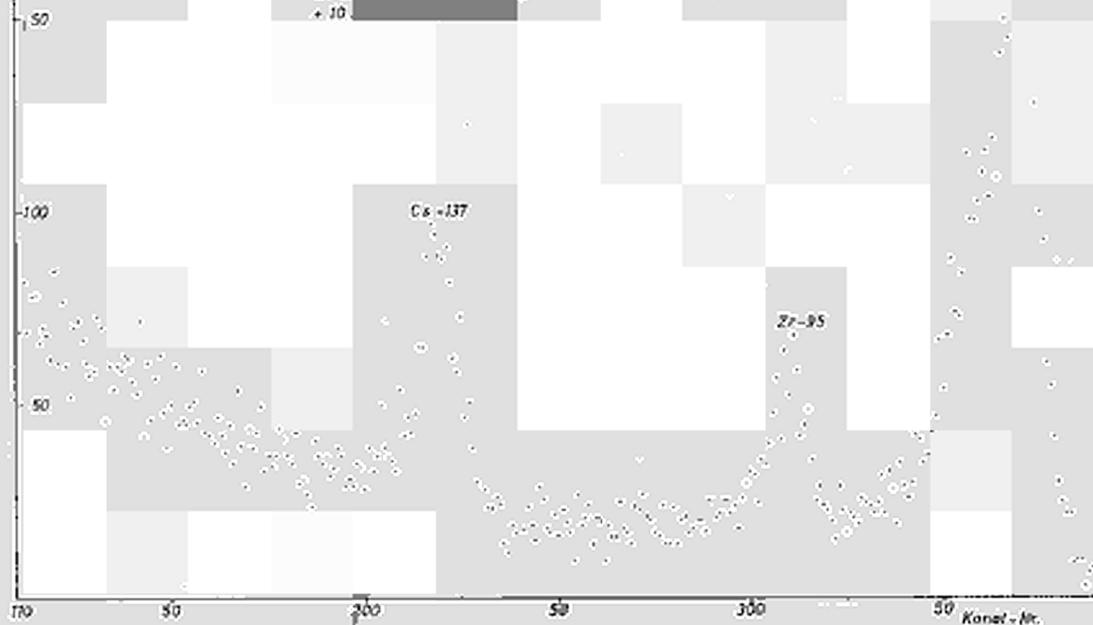
In Abb. 16 ist zu der Brennstoffprobe noch eine 10 mCi-Cs-Quelle hinzugesetzt worden. Jetzt hebt sich die Cs-Linie gut aus dem Untergrund ab. Um den Abbrand der vorliegenden Probe messen zu können, muß also eine Cs-Aktivität von etwa 5 mCi vorliegen. Da die Probe 1,6 mg Uran-235 enthält, würde eine solche Cs-Aktivität einem Abbrand von 100 % entsprechen, wie sich mit Hilfe der Berechnungen in Kapitel 5 leicht zeigen läßt. Daraus ergibt sich, daß bei der vorliegenden Geometrie - Abstand Quelle-Zähler 35 cm - und dem vorhandenen Detektor ein Mindesturangehalt von 33 mg je Probe vorhanden sein muß, um in 45 Sekunden einen Abbrand von 5 % messen zu können. Die Meßproben, die zur Eichung dieser Apparatur benutzt werden sollen, enthalten 50 mg U-235, so daß mit ihnen ohne weiteres sogar Abbrände von weniger als 5 % gemessen werden können.

Abb. 17 zeigt die Cs-Linie einer 10 mCi-Quelle, die bei derselben Geometrie wie die Brennstoffprobe ebenfalls 45 Sekunden aufgenommen wurde. Durch das hohe Auflösungsvermögen des Detektors und den nachgeschalteten Fensterverstärker ist der Abstand Comptonkante-Photolinie so groß, daß die Comptonkante in dieser Abbildung nicht mehr erscheint. Abb. 13 zeigt die Photolinie und die Comptonkante.

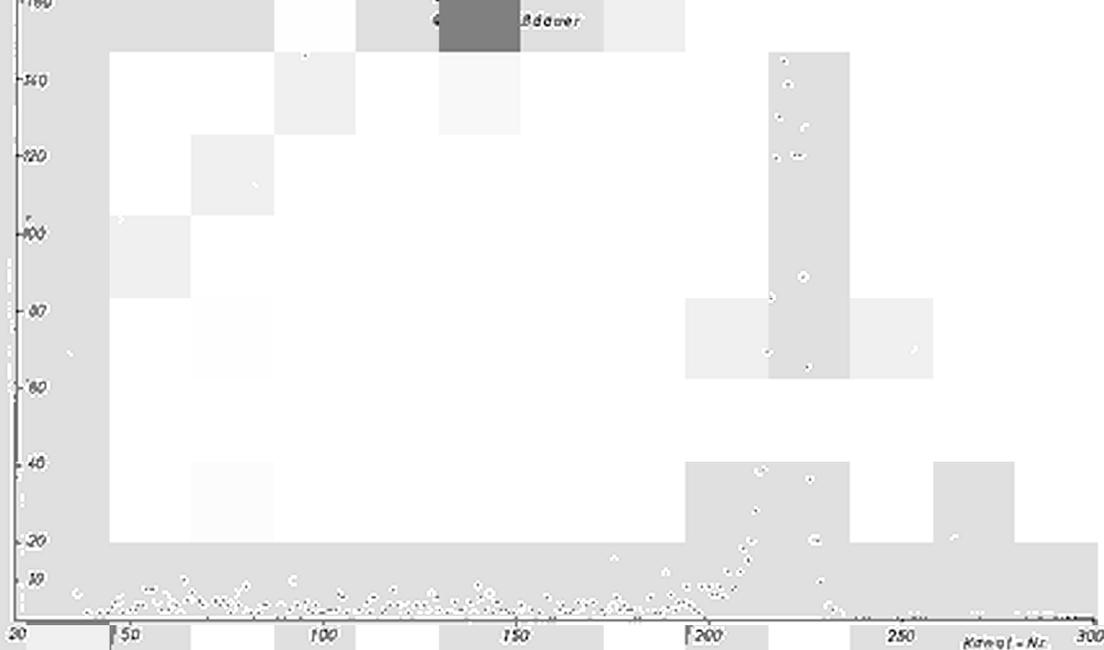
Zusammenfassend kann man sagen, daß diese ersten Meßergebnisse gezeigt haben, daß eine gammaspektroskopische Abbrandmessung mit Hilfe eines Li/Ge-Halbleiter-Photopeak-Gammaspektrometers durchaus möglich ist.

Der nächste Schritt wird im Ausmessen der definiert abgebrannten 50 mg-Proben bestehen. Diese Meßergebnisse werden in einigen Wochen vorgelegt werden. Gleichzeitig damit erfolgt dann auch eine genaue Beschreibung der gebauten Abbrandmeßapparatur.

Impulse pro Kanal



Impulse pro Kanal



7. Literatur

- [1] R.L. Stover, G.K. Moeller, MIT-OR-6, (1961)
- [2] M.J. Higatsberger, H.Hick, K.Rumpold, P.Weinzierl;
Burn-up Determination of Nuclear Fuel by High-Resolution
Gamma-Spectroscopy, SGAE-PH- 8/1964, (1964)
- [3] R.C. Hawkings, Tables of Gamma Rays from the Decay of
Radionuclides, AECL-1225, (1961)
- [4] L.V. Groshev, A.M. Demidov, At.Energ. (USSR), 13
458-466, (1962)
- [5] J. Rohlin, S.Nilsson, B.Lundqvist, R.Hardell;
A Crystal Diffraction Spectrometer for Nondestructive
Burn-up Analysis; A/Conf. 28/P/416; (1964)
- [6] F.S. Goulding; A Survey of the Application and
Limitations of various Types of Detectors in Radiation
Energy Measurement; JEEE Transactions on Nuclear Science;
(1964), 177-190
- [7] G.T. Ewan; The Use of Germanium Lithium-drift p-i-n-
Diodes as High Resolution Gamma-Ray Spectrometers;
AECL-1960 (1964)
- [8] G. Dearnaley und D.C. Northrop; Semiconductor Counters
for Nuclear Radiations; E. & F.N. Spon Limited, London
(1963)
- [9] D.V. Freck, J.Wakefield; Gamma-Ray Spectrum obtained
with a Lithiumdrifted p-i-n-Junction in Germanium;
Nature, 2, 1962; S. 669
- [10] A.J. Tavendale and G.T. Ewan; A High Resolution Lithium-
drift Germanium Gamma-Ray Spectrometer, Nuclear Instru-
ments and Methods, 25 (1963), 185-187
- [11] P.P. Webb and R.L. Williams; Gamma-Ray Spectroscopy using
a Germanium Lithium-drifted Diode; Nuclear Instruments
and Methods, 22 (1963), 361-362
- [12] D.A. Shirley; Applications of Germanium Gamma-Ray
Detectors; Nucleonics, 23, 3, (1965), 62-66

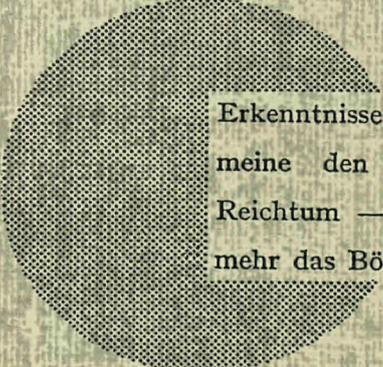
AN UNSERE LESER

Alle Euratom-Berichte werden nach Erscheinen in der von der Zentralstelle für Information und Dokumentation (CID) herausgegebenen Monatszeitschrift **EURATOM INFORMATION** angezeigt. Abonnements (1 Jahr : DM 60) und Probehefte sind erhältlich bei :

Handelsblatt GmbH
"Euratom Information"
Postfach 1102
D-4 Düsseldorf (Deutschland)

oder

Office central de vente des publications
des Communautés européennes
2, Place de Metz
Luxembourg



Erkenntnisse verbreiten ist soviel wie Wohlstand verbreiten — ich meine den allgemeinen Wohlstand, nicht den individuellen Reichtum — denn mit dem Wohlstand verschwindet mehr und mehr das Böse, das uns aus dunkler Zeit vererbt ist.

Alfred Nobel

VERTRIEBSSTELLEN

Alle Euratom-Berichte sind bei folgenden Stellen zu den auf der ersten Rückseite des Umschlags angegebenen Preisen erhältlich (bei schriftlicher Bestellung bitte die EUR-Nummer und den Titel, die beide auf der ersten Umschlagsseite jedes Bericht stehen, deutlich angeben).

PRESSES ACADEMIQUES EUROPEENNES

98, Chaussée de Charleroi, Bruxelles 6

Banque de la Société Générale - Bruxelles
compte N° 964.558,

Banque Belgo Congolaise - Bruxelles
compte N° 2444.141,

Compte chèque postal - Bruxelles - N° 167.37,

Belgian American Bank and Trust Company - New York
compte No. 22.186,

Lloyds Bank (Europe) Ltd. - 10 Moorgate, London E.C.2,
Postcheckkonto - Köln - Nr. 160.861.

OFFICE CENTRAL DE VENTE DES PUBLICATIONS DES COMMUNAUTES EUROPEENNES

2, place de Metz, Luxembourg (Compte chèque postal N° 191-90)

BELGIQUE — BELGIË

MONITEUR BELGE
40-42, rue de Louvain - Bruxelles
BELGISCH STAATSBLAD
Leuvenseweg 40-42 - Brussel

LUXEMBOURG

OFFICE CENTRAL DE VENTE
DES PUBLICATIONS DES
COMMUNAUTES EUROPEENNES
9, rue Goethe - Luxembourg

DEUTSCHLAND

BUNDESANZEIGER
Postfach - Köln 1

NEDERLAND

STAATSDRUKKERIJ
Christoffel Plantijnstraat - Den Haag

FRANCE

SERVICE DE VENTE EN FRANCE
DES PUBLICATIONS DES
COMMUNAUTES EUROPEENNES
26, rue Desaix - Paris 15^e

ITALIA

LIBRERIA DELLO STATO
Piazza G. Verdi, 10 - Roma

UNITED KINGDOM

H. M. STATIONARY OFFICE
P. O. Box 569 - London S.E.1

EURATOM — C.I.D.
51-53, rue Belliard
Bruxelles (Belgique)

CDNA03071DEC