

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

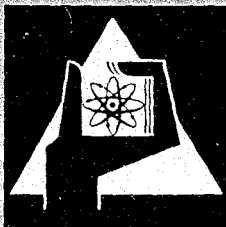
Dezember 1968

KFK 876

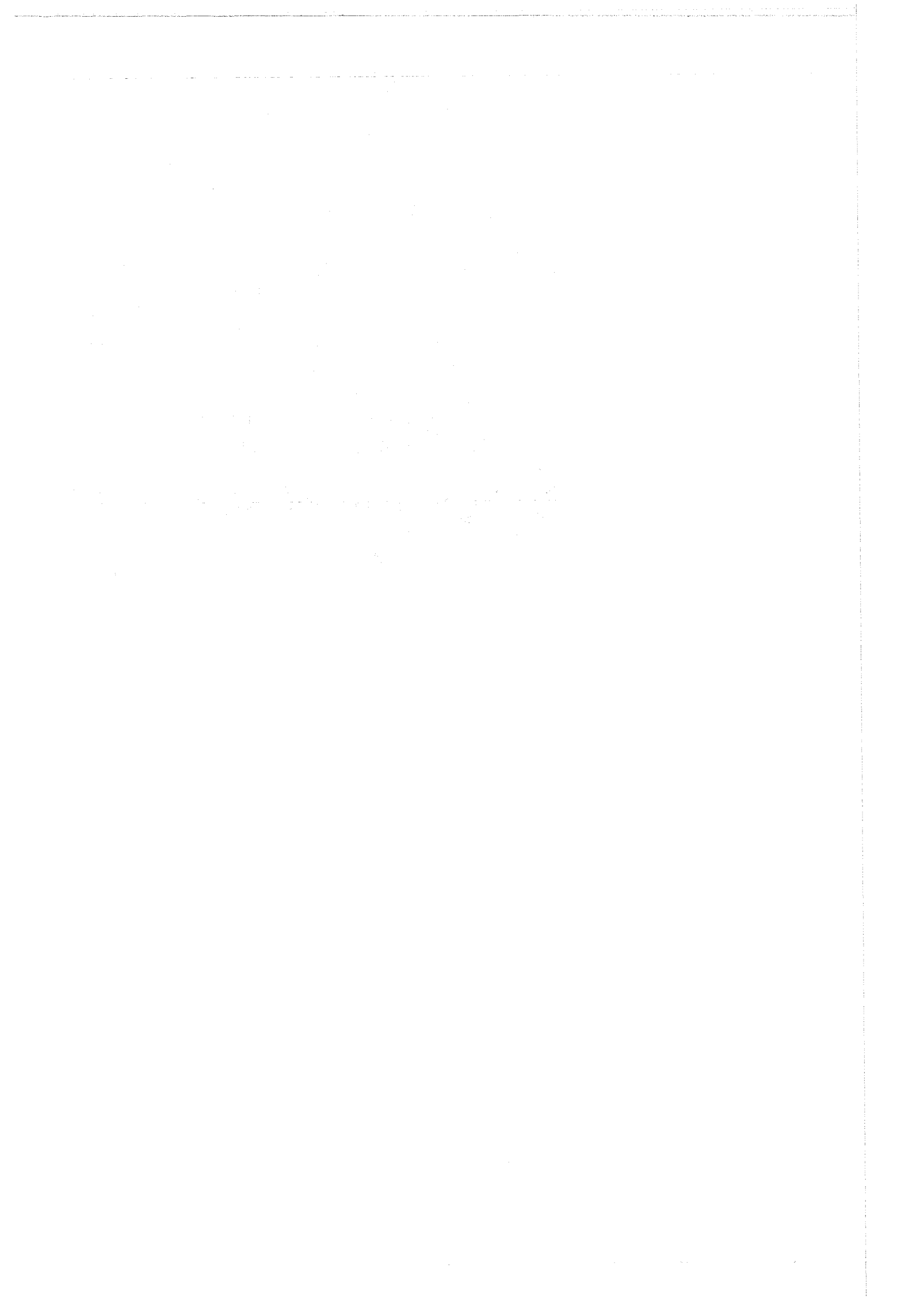
Zyklotron-Laboratorium

$\gamma$ -Übergänge und Anregungszustände neutronenarmer gerader  
Bleikerne, untersucht am Zerfall von Wismutkernen

A. Hanser



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE



Kernforschungszentrum Karlsruhe

Dezember 1968

K F K 876

Zyklotron - Laboratorium

" $\gamma$ -Übergänge und Anregungszustände neutronenarmer  
gerader Bleikerne, untersucht am Zerfall von  
Wismutkernen"

---

A. Hanser

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe



## Zusammenfassung

Am Zerfall der Kerne  $^{202}\text{Bi}$  (Halbwertszeit: 1,6 h),  $^{200}\text{Bi}$  (36 min) und  $^{198}\text{Bi}$  (12 min) wurden mit Hilfe von Halbleiterdetektoren  $\gamma$ -Übergangsenergien, relative  $\gamma$ -Intensitäten, K-Konversionskoeffizienten und K/L-Konversionsverhältnisse gemessen. Mit NaJ(Tl)-Detektoren wurden Koinzidenzbeziehungen hinreichend starker Übergänge untersucht. Die gefundenen Übergänge wurden, soweit möglich, in Niveauschemata der Tochterkerne  $^{202}\text{Pb}$ ,  $^{200}\text{Pb}$  und  $^{198}\text{Pb}$  eingeordnet. Die untersuchten Wismutnuklide waren durch Bestrahlung von Blei ( $^{204}\text{Pb}$  angereichert) mit 52 MeV-Deuteronen bzw. Thallium mit 104 MeV- $\alpha$ -Teilchen hergestellt und durch anschließende elektromagnetische Massentrennung sowie chemische Abtrennung isoliert worden. Das so erhaltene  $^{198}\text{Bi}$  war bislang noch unbekannt.

## Inhalt

	Seite
1. <u>Einleitung</u>	1
2. <u>Meßanordnungen</u>	3
2.1 Das Ge(Li)- $\gamma$ -Spektrometer	3
2.1.1 Aufbau, Auflösung	3
2.1.2 Linearität	4
2.1.3 Ansprechwahrscheinlichkeiten	7
2.2 Das Silizium-Elektronenspektrometer und die Anordnung zur Messung von Konversionskoeffizienten	9
2.2.1 Aufbau	9
2.2.2 Linienansprechwahrscheinlichkeit, Auflösung	12
2.3 Anordnung für einfache Koinzidenzmessungen	14
3. <u>Herstellung der Wismutquellen</u>	16
3.1 Erzeugende Kernreaktion und Wahl des Targetmaterials	16
3.2 Herstellungstechnik	17
3.2.1 Bestrahlung	17
3.2.2 Massentrennung	18
3.2.3 Chemische Trennung	18
3.2.4 Serienpräparatherstellung bei Messungen am Zerfall des $^{198}\text{Bi}$	19
4. <u>Messungen und Auswertungen</u>	21
4.1 Beschreibung der untersuchten Spektren	21
4.2 Überprüfung der einzelnen Linien	24
4.3 Bestimmung der $\gamma$ -Energien	24
4.3.1 Durchführung der Messungen	24
4.3.2 Auswertung	26

	Seite
4.4 Bestimmung der relativen $\gamma$ -Intensitäten	28
4.4.1 Durchführung der Messungen	28
4.4.2 Auswertung	28
4.5 Konversionsmessungen	32
4.6 Koinzidenzmessungen	33
4.7 Halbwertszeitmessungen	33
5. <u>Ergebnisse</u>	
5.1 Ergebnisse der Untersuchungen am Zerfall des $^{202}\text{Bi}$	35
5.2 Ergebnisse der Untersuchungen am Zerfall des $^{200}\text{Bi}$	36
5.3 Ergebnisse der Untersuchungen am Zerfall des $^{198}\text{Bi}$	36
5.4 Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren	37
6. <u>Diskussion</u>	52
6.1 Die hauptsächliche Zerfallsart des $^{198}\text{Bi}$	52
6.2 Einordnung der gefundenen $\gamma$ -Übergänge in Niveauschemata	52
6.3 Systematik der Anregungszustände zur Ergänzung der Information durch Messung	58
6.4 Vergleich mit theoretischen Niveauberechnungen	60

## 1. Einleitung

In Bleikernen befinden sich die Protonen ausschließlich in abgeschlossenen Nukleonenschalen. Diese Kerne sind daher als sphärisch anzusehen. Kollektiv können sie nur zu Schwingungszuständen angeregt werden. An der Bildung innerer Anregungszustände sind zumindest bei niederen Energien nur Neutronen beteiligt. Beim  $^{208}\text{Pb}$  ist die letzte Neutronenschale ebenfalls abgeschlossen. Von diesem doppelmagischen Kern unterscheiden sich die neutronenarmen geraden Bleikerne (das stabile  $^{206}\text{Pb}$  und das quasistabile  $^{204}\text{Pb}$  mit einbezogen) gerade durch das Fehlen einiger Neutronenpaare.

Diese Sonderstellung der genannten Kerne erleichtert bei theoretischen Berechnungen die Anwendung von Näherungsansätzen. In den letzten Jahren haben daher verschiedene Autoren <sup>1-7)</sup> den Versuch unternommen, Anregungszustände der geraden Kerne  $^{206}\text{Pb}$  bis  $^{198}\text{Pb}$  bzw.  $^{200}\text{Pb}$  zu berechnen. Sie gingen sämtlich von einem Schalenmodellpotential aus, das sie den gemessenen Einteilchenenergien des  $^{207}\text{Pb}$  anpaßten und das sie durch eine Restwechselwirkung zwischen den nicht in einer abgeschlossenen Nukleonenschale befindlichen Neutronen ergänzten. Im Ansatz für die Restwechselwirkung unterschieden sich die einzelnen Autoren. Die Niveauschemata der betrachteten Kerne sind nach all diesen Arbeiten einander recht ähnlich.

Anregungszustände neutronenarmer Bleikerne können am Zerfall von Wismutkernen beobachtet werden. Bei diesem Element zerfallen die neutronenarmen Kerne gerader Massezahl fast ausschließlich durch Elektroneneinfang. Nach der Systematik der  $\beta$ -Zerfallsenergien bzw. der Atommassen <sup>8)</sup> ist dabei die Zerfallsenergie verhältnismäßig hoch (4 - 7 MeV). Der Übergang erfolgt also primär in hochangeregte Zustände der Blei-Tochterkerne. Dem Grundzustand gerader Bleikerne ist gemäß der ausnahmslosen Erfahrung an Kernen mit gerader Protonen- und Neutronenzahl der Spin-Paritäts-Wert  $0^+$  zuzuordnen. An den neutronenarmen Wismutkernen gerader Massezahl, bei denen Protonen- und Neutronenzahl ungerade ist, wurden dagegen durchweg hohe Spinwerte im Grundzustand gemessen (Werte von 5 bis 7 für  $^{206}\text{Bi}$  bis  $^{200}\text{Bi}$  <sup>9-11)</sup>). Es ist anzunehmen, daß die beim Zerfall primär besetzten Zustände der Bleikerne ähnlich hohe Spinwerte aufweisen, und daß daher der Übergang in den  $0^+$ -Grundzustand stufenweise über eine größere Zahl von Anregungszuständen vorsichgeht.



In der Literatur liegen, abgesehen von zwei Vorberichten <sup>12,13)</sup> zu dieser Arbeit, bis jetzt die folgenden experimentellen Ergebnisse über  $\gamma$ -Übergänge und Anregungszustände neutronenarmer gerader Bleikerne vor: Untersuchungen des <sup>206</sup>Bi-Zerfalls führten zusammen mit spektroskopischen Untersuchungen an Kernreaktionen verschiedener Art zu einem recht detaillierten Niveauschema des <sup>206</sup>Pb <sup>14,15)</sup>. Sämtliche Zustände dieses Schemas sind mit mehr oder weniger gesicherten Spin-Paritäts-Angaben versehen. Auch für das <sup>204</sup>Pb ergab die Untersuchung des entsprechenden Wismutzerfalls (Halbwertszeit des <sup>204</sup>Bi: 11,2 h) eine Reihe von Anregungszuständen, allerdings nur zum Teil mit Spin- und Paritäts-Zuordnungen <sup>14,15)</sup>. Beim <sup>202</sup>Pb gab der Zerfall eines 3,6 h-Isomers Aufschluß über vier weitere Anregungszustände mit gesicherten Spin-Paritäts-Werten <sup>14,15,16)</sup>. Der Zerfall des <sup>202</sup>Bi (Halbwertszeit 1,6 h) war jedoch nicht näher untersucht worden. Als einzige Information über Anregungszustände des <sup>200</sup>Pb wurden am Zerfall des <sup>200</sup>Bi (Halbwertszeit ca. 35 min) zwei  $\gamma$ -Übergänge mit den allerdings nicht allzu charakteristischen K/L-Konversionsverhältnissen gemessen <sup>17)</sup>. Vom <sup>198</sup>Pb schließlich gab es bisher noch keine Messungen über  $\gamma$ -Übergänge und Anregungszustände.

Es wurde der vorliegenden Arbeit das Ziel gegeben, die Kenntnis über Anregungszustände neutronenarmer gerader Bleikerne vorallem bei größer werdendem Abstand vom doppeltmagischen <sup>208</sup>Pb, also zur kurzlebigen Seite hin zu erweitern. Mit Hilfe von Halbleiter-Detektoren wurden genauere Messungen an den Zerfällen von <sup>202</sup>Bi und <sup>200</sup>Bi durchgeführt. Als weiteres wurde nach dem bislang noch unbekanntem <sup>198</sup>Bi gesucht, das aufgefunden wurde, und dessen Zerfall ebenfalls näher untersucht wurde. Im einzelnen waren es die folgenden Arten von Messungen:

1. Möglichst genaue Bestimmung von  $\gamma$ -Energien, so daß das Ritz'sche Prinzip gute Argumente für die Lage von Anregungszuständen liefern kann;
2. Bestimmung der relativen  $\gamma$ -Intensitäten als Anhaltspunkt für die Übergangsreihenfolge in Kaskaden;
3. soweit möglich, die Feststellung von Koinzidenzen;
4. Messung der Konversionsdaten zur Bestimmung von Übergangsmultipolaritäten, so daß auf Spin-Paritäts-Werte der Anregungszustände geschlossen werden kann.

## 2. Meßanordnungen

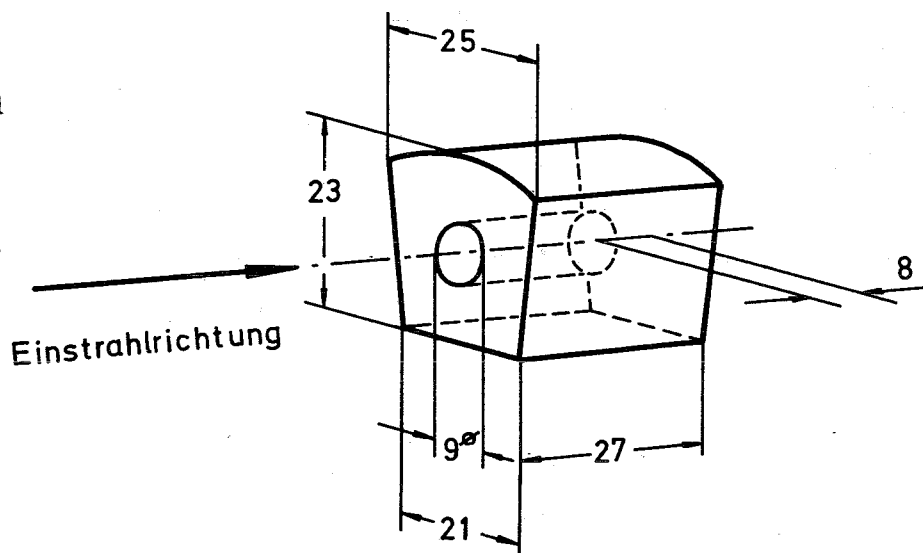
### 2.1 Das Ge(Li)- $\gamma$ -Spektrometer

#### 2.1.1 Aufbau, Auflösung

Die  $\gamma$ -spektroskopischen Untersuchungen wurden mit Hilfe eines lithiumgedrifteten Germanium-Detektors durchgeführt. Der Detektor war coaxial gedriftet und hatte ein empfindliches Volumen von etwa  $12 \text{ cm}^3$ . Abb. 1 zeigt seine geometrische Form und Abmessungen sowie die für sämtliche Messungen gültige Einfallrichtung der auszumessenden Strahlung. Der Kryostat wurde in der meist gebräuchlichen, seitlich abgewinkelten Form ausgebildet. Der Germanium-Detektor ließ sich so leicht durch einfaches Zusammenstellen mit dem unten zu besprechenden Silizium-Detektor zu einer Meßanordnung für Konversionskoeffizienten kombinieren.

Abb. 1

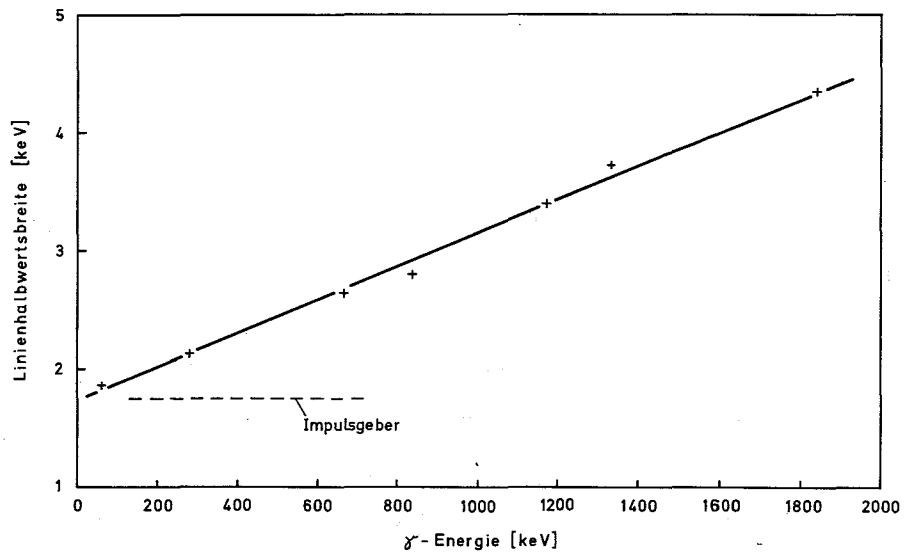
Geometrische Form und Abmessungen (mm) des für die Messungen verwandten Germaniumkristalls



Der Detektor, ein ladungsempfindlicher FET-Vorverstärker, ein Nachverstärker mit RC-Impulsformung und ein Vielkanalanalysator bildeten das  $\gamma$ -Spektrometer. Es bestand die Möglichkeit, den Ausgangsimpuls des Nachverstärkers zu clippen (bei hoher Zählrate) oder zusätzlich einen Fensterverstärker einzufügen. Der Vielkanalanalysator arbeitete je nach Einstellung mit 4096, 2048 oder 1024 Kanälen; nach den Herstellerangaben war im letzten Fall die beste integrale und differentielle Linearität zu erwarten.

Abb. 2 zeigt die Linienbreite des Spektrometers im Energiebereich von 0 bis 2 MeV. Die Breiten wurden bei niedrigerer Zählrate und ca. 10 Kanälen pro Halbwertsbreite gemessen.

Abb. 2  
Auflösung des  
Ge(Li)- $\gamma$ -Spektro-  
meters



### 2.1.2 Linearität

Die Linearität des gesamten Spektrometers wurde mit  $\gamma$ -Linien, über deren Energie genaue Literaturwerte <sup>18-30)</sup> vorlagen, überprüft. Die dabei verwendeten  $\gamma$ -Energien sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt. Es sind meist Mittelwerte verschiedener Messungen. Wurde die Mittelung selbst durchgeführt, so wurde geprüft, ob die Einzelmessungen nicht auf gemeinsame Eichdaten zurückgehen.

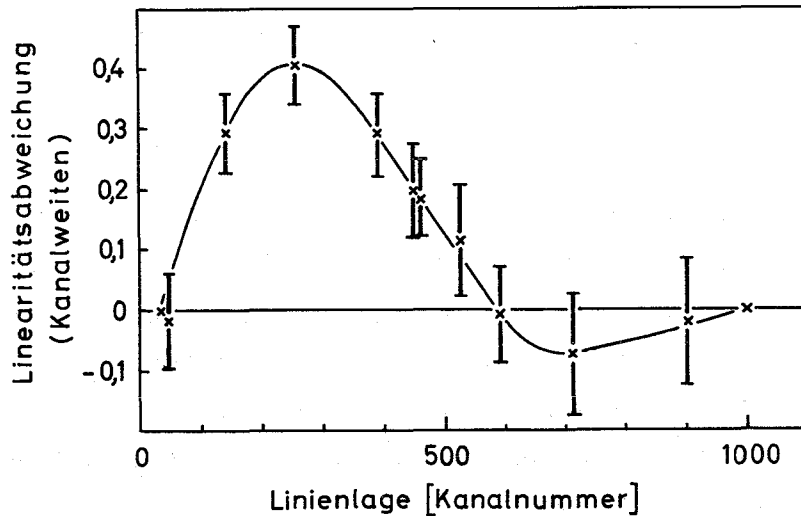


Abb. 3 Unlinearitätskurve des Ge(Li)- $\gamma$ -Spektrometers bei Aufteilung eines von 90 bis 1200 keV reichenden Meßbereichs in 1024 Kanäle. Die Unsicherheit der beiden Eichpunkte an den Bereichsenden ist in den eingezeichneten Fehlergrenzen mit enthalten.

Tabelle 2.1  $\gamma$ -Eichenergien

Nuklid	Energie [keV]	Ref.
$^{57}\text{Co}$	121,98 $\pm$ 0,05	18) 19)
$^{57}\text{Co}$	136,33 $\pm$ 0,04	20)
$^{212}\text{Pb}$	238,620 $\pm$ 0,010	21)
$^{203}\text{Hg}$	279,16 $\pm$ 0,02	22)
$^{131}\text{I}$	284,311 $\pm$ 0,010	20)
$^{140}\text{La}$	328,768 $\pm$ 0,012	23)
$^{131}\text{I}$	364,491 $\pm$ 0,015	20)
$^{140}\text{La}$	487,029 $\pm$ 0,019	23)
$^{208}\text{Tl}$	510,72 $\pm$ 0,03	21)
$^{207}\text{Bi}$	569,62 $\pm$ 0,05	24) 25) 26) 27) 28)
$^{208}\text{Tl}$	583,126 $\pm$ 0,021	21)
$^{137}\text{Cs}$	661,59 $\pm$ 0,07	21)
$^{212}\text{Bi}$	727,20 $\pm$ 0,05	21)
$^{208}\text{Tl}$	860,47 $\pm$ 0,06	21)
$^{88}\text{Y}$	897,96 $\pm$ 0,10	20)
$^{207}\text{Bi}$	1063,58 $\pm$ 0,06	20)
$^{60}\text{Co}$	1173,226 $\pm$ 0,040	29)
$^{60}\text{Co}$	1332,483 $\pm$ 0,046	29)
$^{140}\text{La}$	1596,49 $\pm$ 0,24	30)
$^{88}\text{Y}$	1836,08 $\pm$ 0,07	20)

Zur Durchführung des Linearitätstests wurde durch je eine  $\gamma$ -Energie an den beiden Enden des Meßbereichs eine Eichgerade festgelegt und für die übrigen, dazwischenliegenden  $\gamma$ -Energien die Abweichung der Lage ihrer Linie von der durch die Eichgerade gegebenen Sollage bestimmt. Abb. 3 zeigt die so gewonnene Unlinearitätskurve für die Einstellung des Spektrometers (Unterteilung des von 90 keV bis 1200 keV reichenden Meßbereichs in 1024 Kanäle), mit der in dieser Arbeit die meisten Energiebestimmungen durchgeführt wurden. Die genaue Bestimmung der Linienlage wird in Abschnitt 4.3.2 behandelt. Das Verfahren der Lagebestimmung kann einen geringen Einfluß auf die Form der Unlinearitätskurve haben.

Beim Vielkanalanalysator wäre eine Feinstruktur der Unlinearitätskurve denkbar, die mit dem groben Raster der zur Verfügung stehenden Eich- $\gamma$ -Energien nicht zu erkennen ist. Es wurde daher mit Hilfe eines Impulsgenerators ein weiterer Linearitätstest durchgeführt. Die variable Gleichspannung des Generators, die die Impulshöhe bestimmt, wurde dabei mit einem digitalen Voltmeter gemessen. Der Meßbereich des Vielkanalanalysators konnte so in feiner Abstufung durchlaufen werden. Die Unlinearität in der Abhängigkeit der Lage der Impulsgeberlinien von der Anzeige des digitalen Voltmeters ist in Abb. 4 wiedergegeben. Die Einstellung der Spektrometerelektronik war die gleiche wie bei Abb. 3. Offensichtlich besteht zwischen der Ausgangsimpulshöhe des Impulsgebers und

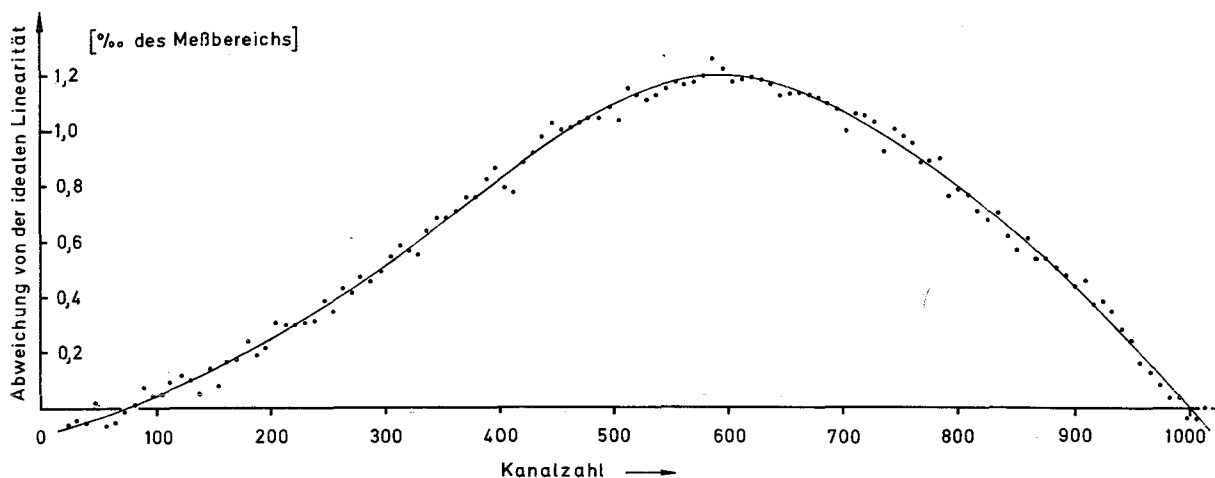


Abb. 4 Test mit Impulsgeber

der Voltmeteranzeige eine zusätzliche Unlinearität mit etwa der dreifachen Maximalabweichung im Vergleich zur Kurve von Abb. 3. Dieser Linearitätsabweichung überlagert sich die Unlinearität der Spektrometerelektronik, insbesondere des Vielkanalanalysators. Eine Feinstruktur müßte jetzt erkennbar sein. Die einzelnen

Punkte in Abb. 4 weichen von einer glatten Kurve, die durch diese Punkte gezogen wurde, um maximal 0,07 Kanalweiten ab, das sind maximal 0,07 % vom 1024 Kanäle umfassenden Meßbereich. Diese Abweichungen entsprechen der Unsicherheit in der Lagebestimmung und der nach den Herstellerangaben zu erwartenden Ungenauigkeit in der Anzeige des digitalen Voltmeters. Eine in Abb. 3 nicht erkennbare Feinstruktur der Unlinearität dürfte damit 0,05 % vom Meßbereich kaum übersteigen.

### 2.1.3 Ansprechwahrscheinlichkeiten

Abb. 5 zeigt die absolute Linienansprechwahrscheinlichkeit (= Vollenergieabsorptionswahrscheinlichkeit) eines von der Quelle ausgesandten  $\gamma$ -Quants im Energiebereich von 60 keV bis 1836 keV für verschiedene Entfernungen zwischen Quelle und Detektor. Die Kurven wurden mit Hilfe eines Satzes geeichter  $\gamma$ -Quellen

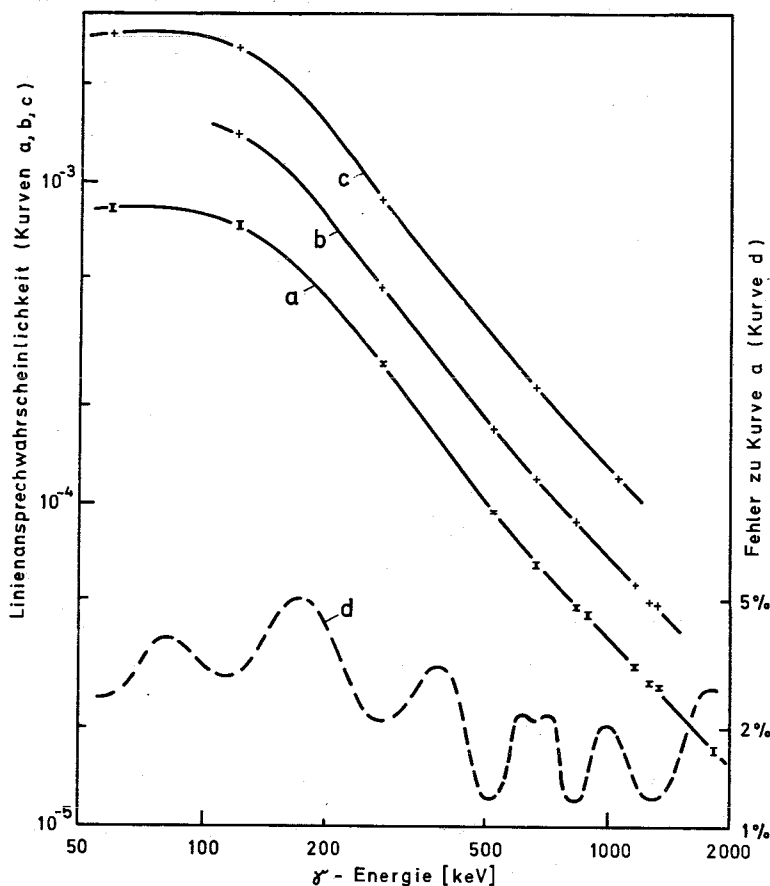


Abb. 5 Linienansprechwahrscheinlichkeit des Ge(Li)-Detektors

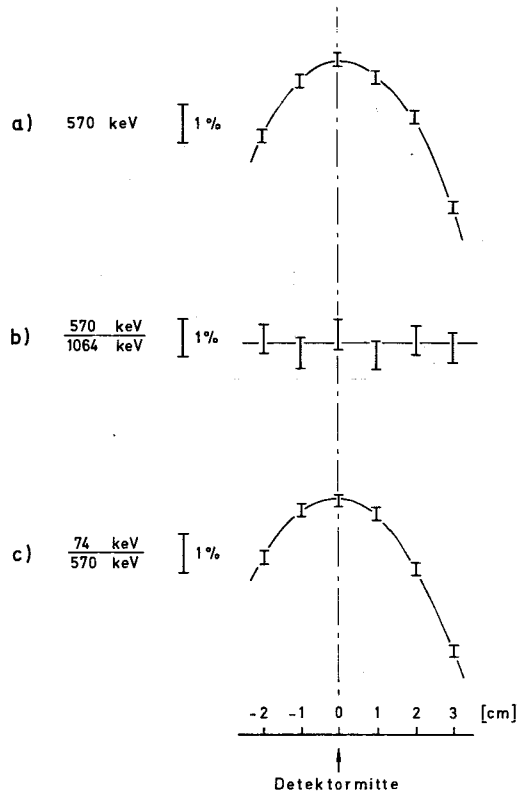
- a) Entfernung der Quelle vom Germaniumkristall: 154 mm;
- b) Entfernung der Quelle vom Germaniumkristall: 110 mm;
- c) Quelle eingeschleust in die Meßanordnung für Konversionskoeffizienten, Entfernung vom Germaniumkristall : 77 mm
- d) Fehlerkurve zu a)

(IAEA, 1966) aufgenommen. Die Unsicherheiten der  $\gamma$ -Strahlungsintensitäten der Eichquellen bewegten sich zwischen 1,0 % und 2,7 %. Die Änderung der Linienansprechwahrscheinlichkeit bei Verschiebung der Quelle senkrecht zur Verbindungslinie Quelle-Detektor ist für 570 keV- $\gamma$ -Strahlung und 154 mm Entfernung zwischen Quelle und Detektor in Abb. 6a dargestellt. Abb. 6b) und c) zeigt die Änderung

Abb. 6

a) Änderung der Linienansprechwahrscheinlichkeit für 570 keV- $\gamma$ -Strahlung bei Verschiebung der Quelle senkrecht zur Verbindungslinie Quelle - Detektor

b) und c) Änderung des Linienansprechwahrscheinlichkeitsverhältnisses für 570 keV- und 1064 keV-Strahlung bzw. 74 keV- und 570 keV-Strahlung



des Linienansprechwahrscheinlichkeitsverhältnisses für zwei Paare von Quantenenergien (570 keV/1064 keV und 74 keV/570 keV) bei seitlicher Verschiebung der Quelle. Die beiden letzten Kurven werden zur Abschätzung des Fehlers bei Messungen von  $\gamma$ -Intensitätsverhältnissen mit ausgedehnten Quellen benötigt.

Neben der Vollenergielinie treten bei Energien über 1 MeV noch die Einfach- und die Doppelescape-Linie auf. Die Kenntnis des Intensitätsverhältnisses dieser drei Linien in Abhängigkeit von der Energie ist nötig zur Entscheidung, ob eine Spektrumslinie der vollen oder der um 511 bzw. 1022 keV verminderten Energie entspricht. Abb. 7 zeigt das Verhältnis von Einfach- bzw. Doppelescape-Linie zur Vollenergielinie für ca. 150 mm Quellenabstand.

Für Fehler- und Korrekturbetrachtungen bei Intensitätsmessungen koinzidierender  $\gamma$ -Strahlungen benötigt man noch die ungefähren absoluten Gesamtansprechwahrscheinlichkeiten. Zu diesem Zweck wurden für einige Energien die "Peak-to-Total"-Verhältnisse bestimmt (s. Abb. 8). Zusammen mit den absoluten Linienansprech-

wahrscheinlichkeiten ergeben sie die Gesamtansprechwahrscheinlichkeiten.

Abb. 7  
Verhältnis von Escape-Linie bzw. Doppel-Escape-Linie zu Vollenergielinie

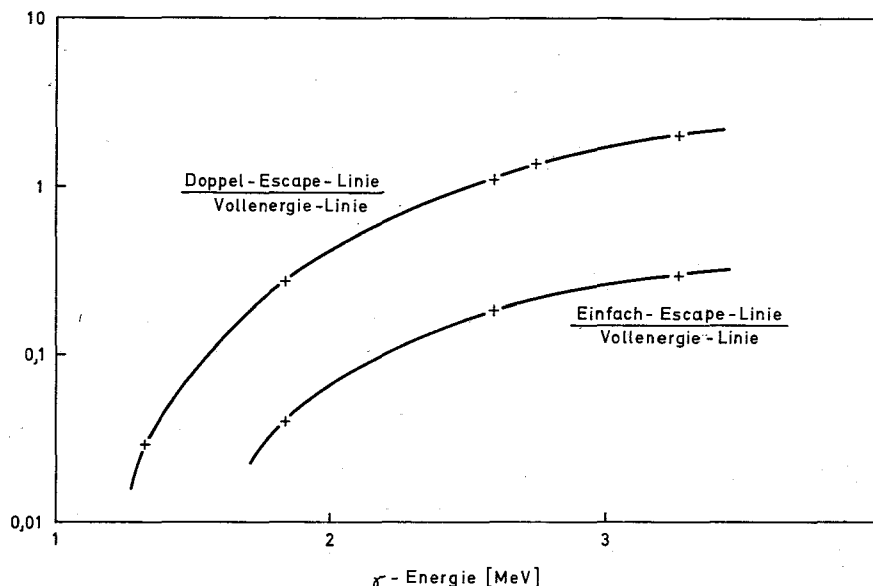
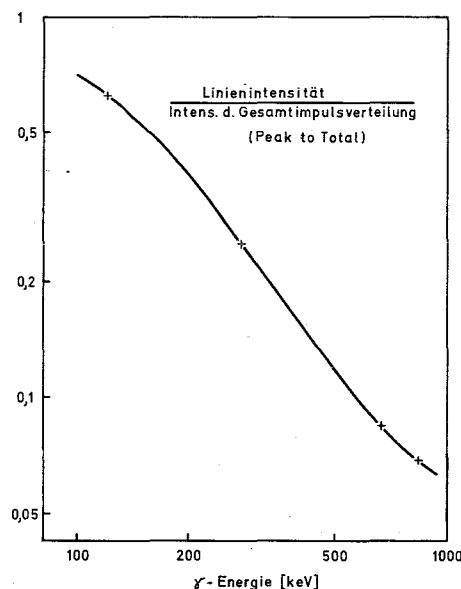


Abb. 8  
Verhältnis von Linienansprechwahrscheinlichkeit zu Gesamtansprechwahrscheinlichkeit



## 2.2 Das Silizium-Elektronenspektrometer und die Anordnung zur Messung von Konversionskoeffizienten

### 2.2.1 Aufbau

Die beim Zerfall der Wismutisotope ausgesandten Konversionselektronen wurden mit Hilfe eines Silizium-Detektors spektroskopiert. Für den Aufbau des Spektrometers ergaben sich folgende Bedingungen:

1. Zur Erreichung guter Auflösung sollte der Detektor möglichst tief gekühlt werden.
2. Die Quellen sollten schnell vor den Detektor gebracht werden können.



3. Zwischen Quelle und Detektor sollte sich wenig Materie befinden.

Zur Erfüllung dieser Bedingungen wurde folgender Weg beschritten:

Der Detektor befindet sich in einer evakuierten Kammer. Er ist an einen Kupferstempel montiert, der wärmeisoliert nach außen geführt ist und durch Eintauchen in flüssigen Stickstoff gekühlt werden kann. Die Quellen werden durch eine Schleuse in die Kammer eingeführt. Die Kammer ist mit reinem, trockenem Stickstoff von ca. 70 Torr Druck gefüllt, weil 1.) eine 70 Torr-Stickstoffatmosphäre in der Schleusenkammer beim Einschleusen wesentlich einfacher als Hochvakuum rasch herzustellen ist, 2.) auf diese Weise die Entstehung von Gasentladungen verhindert wird, die bei Vorvakuum in der Detektorkammer bei Anlegen der Detektorspannung (820 V) auftreten würden, 3.) die Abbremsung der Elektronen bei Durchlaufen des 8 bis 12 mm betragenden Weges zwischen Quelle und Detektor in 70 Torr Stickstoff für Energien oberhalb 100 keV noch vernachlässigbar ist, wie Testmessungen mit erhöhtem Kammerdruck ergaben, und 4.) der gekühlte Detektor nicht bereifen darf.

Als Detektor selbst wurde ein Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektor mit einer kreisförmigen empfindlichen Fläche von  $0,8 \text{ cm}^2$  und einer Silizium-Dicke von 2 mm verwendet. Die Tiefe der empfindlichen Zone bei einer Betriebsspannung von 820 V läßt sich aus der Vollenergie-Ansprehwahrscheinlichkeitskurve des Detektors (Abschn. 2.2.2, Abb. 10) zu ca. 1 mm, nämlich der Reichweite von 600-700 keV-Elektronen in Silizium abschätzen. Weitere Erhöhung der Detektorspannung führte zu starkem Anstieg des Detektorrauschens, so daß auf diese Weise die Feldzontiefe nicht vergrößert werden konnte.

Durch ein 1 mm starkes Aluminiumfenster in der Detektorkammer hindurch konnte gleichzeitig mit den Elektronen die von den eingeschleusten Quellen ausgehende  $\gamma$ -Strahlung mit Hilfe des in Abschnitt 2.1 beschriebenen Germanium-Detektors gemessen werden. Diese Kombination von Germanium- $\gamma$ -Spektrometer und Silizium-Elektronenspektrometer stellt eine auch für kurzlebige Nuklide verwendbare Anordnung zur Messung von Konversionskoeffizienten dar, sofern man auch für den Silizium-Detektor eine empirische Ansprehwahrscheinlichskurve aufnimmt. Da es sich dabei um die Messung des Verhältnisses zweier Intensitäten mit getrennter Meßgeometrie handelt, war auf die genaue Festlegung dieser Geometrie zu achten. Die Unsicherheit des Abstandes (8 bis 12 mm) der in die Meßkammer eingeschleusten Quellen vom Silizium-Detektor war  $< 0,1 \text{ mm}$ , die seitliche Abweichung von der Sollposition betrug höchstens 0,3 mm. Für eine definierte, reproduzierbare Position des Germanium-Detektors relativ zur Quelle sorgten

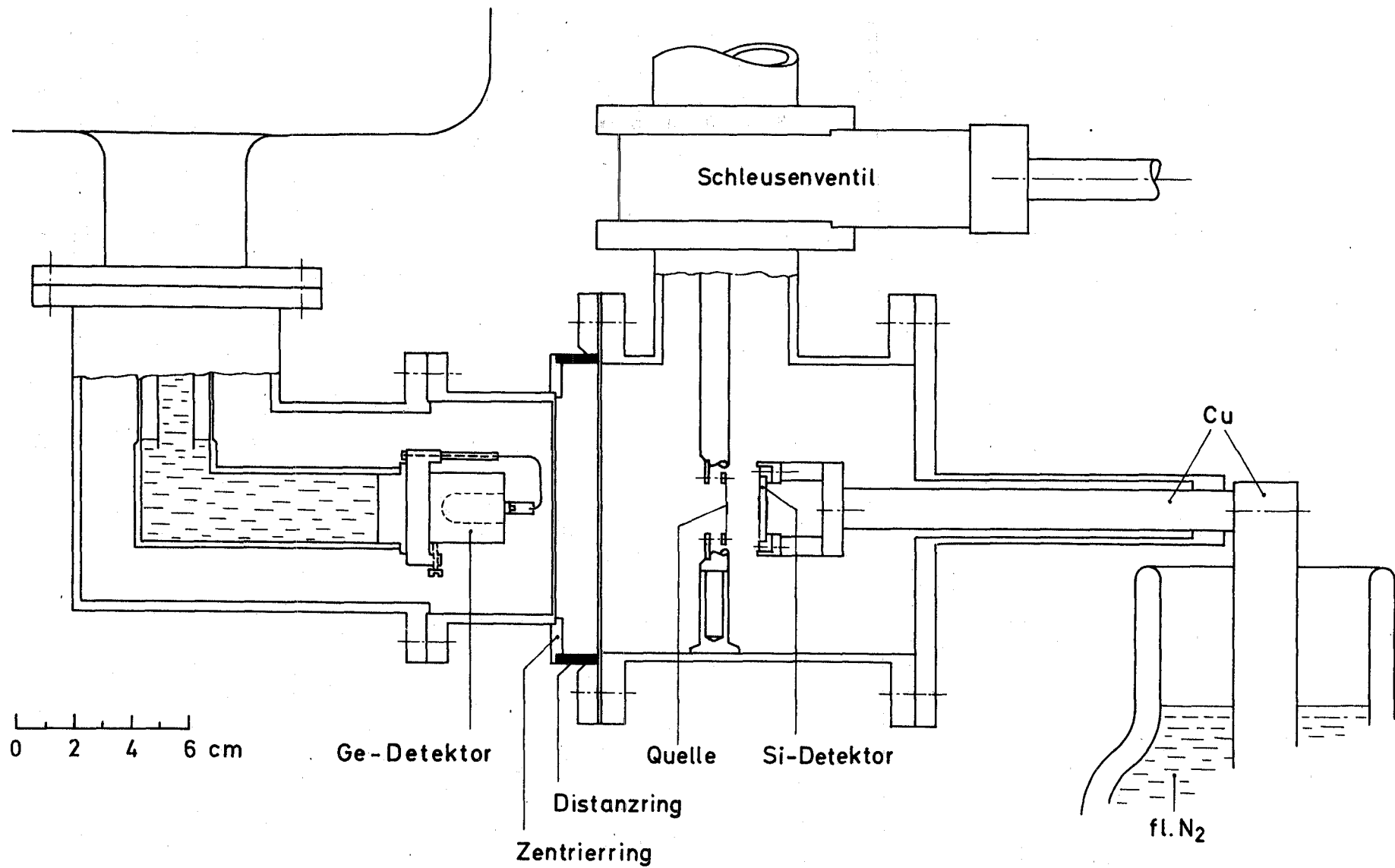


Abb. 9 Anordnung zur Messung der Konversionskoeffizienten

ein Zentrier- und ein Abstandring zwischen den beiden Detektorgehäusen. Als Quellen wurden hauptsächlich die in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen, mit Hilfe eines elektromagnetischen Isotopenseparators hergestellten Folien-Präparate verwandt. Alle Quellen hatten einen Durchmesser von maximal 2,5 mm; zur Messung wurden sie auf eine über einen Aluminiumring gespannte Cellophanmembran geklebt. Abb. 9 zeigt einen Schnitt durch die gesamte Anordnung zur Messung der Konversionskoeffizienten.

Der elektronische Teil des Silizium-Spektrometers war analog zum Germanium-Spektrometer (Abschn.2.1.1) aufgebaut. Es wurde der gleiche Vielkanalanalysator benutzt. Dieser Analysator besitzt einen doppelten Analog-Digital-Konverter, der die gleichzeitige Aufnahme zweier unabhängiger Spektren mit zwei Detektoren in je 2048 Kanälen ermöglichte. Die Totzeiten sind für beide Analyatoreingänge gemeinsam, so daß bei der Messung von Konversionskoeffizienten unterschiedliche Zählraten in den beiden Detektoren keine Verfälschung ergaben.

#### 2.2.2 Ansprechwahrscheinlichkeit, Auflösung

Für Eich- und Testmessungen wurde eine Reihe von Quellen benutzt, bei denen für den Konversionskoeffizienten eines oder zweier dominierender  $\gamma$ -Übergänge in der Literatur genügend genaue Meßwerte vorlagen<sup>31-43</sup>). Tabelle 2.2 gibt die für die Eichung verwendeten Konversionskoeffizienten, die sich zumeist durch Mittelung aus mehreren Meßwerten ergaben, wobei auch hier darauf geachtet wurde, daß die Einzelbestimmungen statistisch unabhängig waren.

Mit Hilfe der gleichen Ansprechwahrscheinlichkeitskurve für den Ge(Li)-Detektor, die bei der Auswertung der Konversionskoeffizientenmessung zur Anwendung kam (Kurve c aus Abb. 5) wurden die  $\gamma$ -Intensitäten der Elektronen-Eichquellen bestimmt. Aus den  $\gamma$ -Intensitäten und den bekannten Konversionskoeffizienten ließen sich die absoluten Elektronenintensitäten errechnen, mit deren Hilfe eine Linien-Ansprechwahrscheinlichkeitskurve für den Elektronendetektor aufgestellt werden konnte (Abb. 10). Die verwendeten Elektronenquellen waren zum Teil in der gleichen Weise wie die Präparate der zu untersuchenden Bi-Nuklide mit dem Isotopenseparator (s.S. 18), zum Teil durch Eindunsten eines Tropfens einer Lösung hergestellt worden. Abb. 10 läßt am Beispiel des Eichnuklids  $^{207}\text{Bi}$ , bei dem beide Präparatetechniken angewandt wurden, erkennen, daß bei den durch Eindunsten gewonnenen Quellen kein nennenswerter Linienintensitätsverlust durch höhere Selbstabsorption im Vergleich zu den im Isotopenseparator hergestellten Quellen auftrat. Fehler in der  $\gamma$ -Ansprechwahrscheinlichkeitskurve sind bei den

Tabelle 2.2 Eich-Konversionskoeffizienten

Nuklid	Übergangs- energie [keV]	K-Konversions- koeffizient [x 10 <sup>-2</sup> ]	Totaler Kon- versionskoeff. [x 10 <sup>-2</sup> ]	Ref.
<sup>203</sup> Hg } <sup>203</sup> Pb }	279,1	16,28 ± 0,19		31) 32) 33)
<sup>207</sup> Bi	569,6	1,61 ± 0,04		34)
<sup>137</sup> Cs	661,6	9,01 ± 0,09		35) 36) 37) 38)
<sup>54</sup> Mn	834,8		0,0251 ± 0,0011	39)
<sup>207</sup> Bi	1063,6	9,25 ± 0,37		34) 40)
<sup>65</sup> Zn	1115,6		0,0191 ± 0,0007	39) 41) 42) 43)

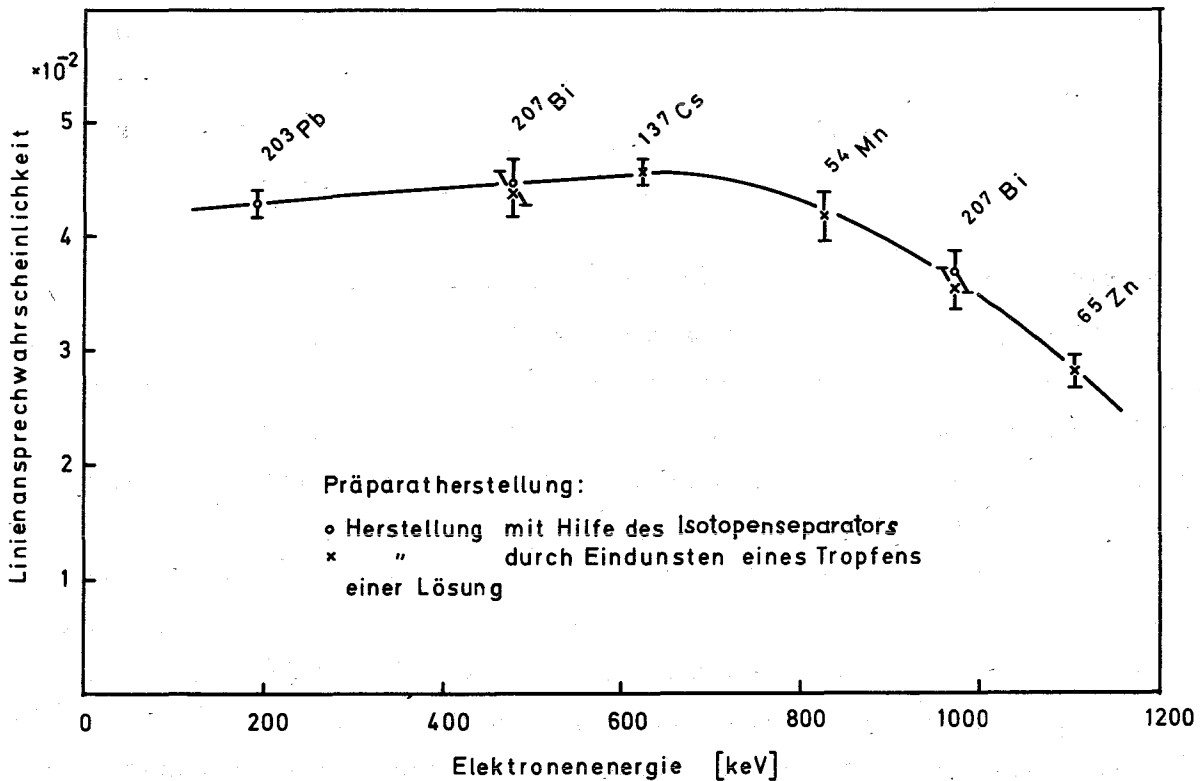


Abb. 10 Linienansprechwahrscheinlichkeit des Silizium-Elektronen-Detektors bei 8 mm Entfernung zwischen Quelle und Detektor

in Abb. 10 angegebenen Fehlergrenzen nicht berücksichtigt. Sie haben bei dem genannten Verfahren in den Eichpunkten der Elektronen-Ansprechwahrscheinlichkeitskurve gleiche Fehler zur Folge, heben sich also bei der Konversionskoeffizientenbestimmung wieder heraus.

Abb. 11 enthält Auflösungsweite des Elektronenspektrometers. Hierbei wurden nur im Isotopenseparator hergestellte Quellen verwandt.

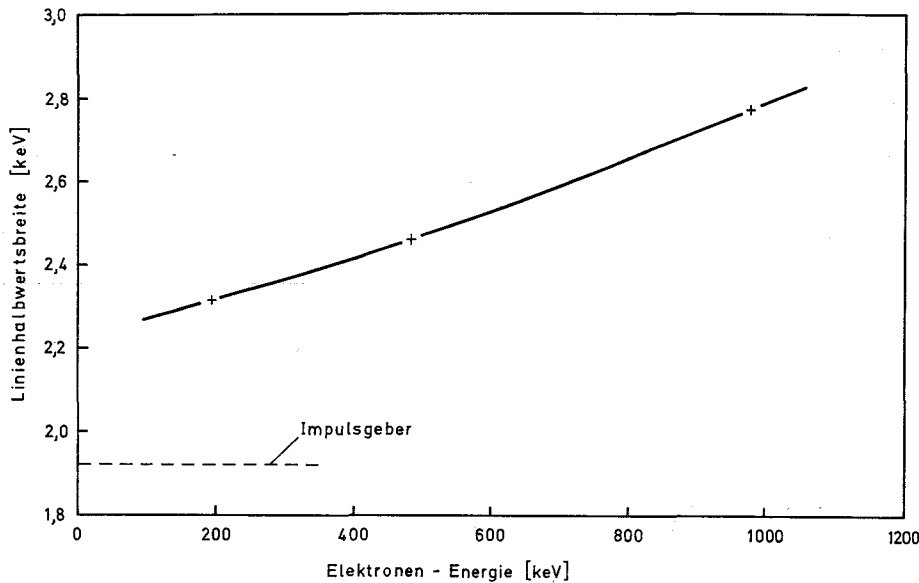


Abb. 11 Auflösung des Silizium-Elektronen-Spektrometers

### 2.3 Anordnung für einfache Koinzidenzmessungen

Der zur Verfügung stehende Vielkanalanalysator war für die Aufnahme zweidimensionaler Spektren eingerichtet. Er gab damit die Möglichkeit zur Aufnahme von Koinzidenzen. Die Koinzidenzauflösungszeit betrug ca.  $1 \mu\text{s}$ . Für  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen wurden zwei NaJ(Tl)-Detektoren (3"x3" und 4"x4") in  $90^\circ$ -Anordnung verwendet. Eine Bleiabschirmung zwischen den Detektoren verhinderte die Streuung der Quanten von Detektor zu Detektor. Wegen der geringen Auflösung der NaJ(Tl)-Detektoren konnten nur die Koinzidenzen starker, nicht zu nahe beieinander liegender  $\gamma$ -Linien nachgewiesen werden. Eine  $180^\circ$ -Koinzidenzmessanordnung kam bei der Untersuchung der in den Spektren des  $^{200}\text{Bi}$  und  $^{202}\text{Bi}$  enthaltenen schwachen 511 keV- $\gamma$ -Strahlung zur Anwendung. Eine Anordnung zur Durchführung einiger Elektron- $\gamma$ -Koinzidenzmessungen ergab sich durch Zusammenstellen des 3"x3" NaJ(Tl)-Detektors und des Silizium-Detektors. Wegen der be-

schränkten Kanalzahl des zweidimensionalen Analysators mußte bei solchen Messungen jeweils ein kleiner Teil des an sich gut aufgelösten Elektronenspektrums durch Fensterverstärkung herausgegriffen werden.

### 3. Herstellung der Wismutquellen

#### 3.1 Erzeugende Kernreaktionen und Wahl des Targetmaterials

Das Karlsruher Isochron-Zyklotron, das Deuteronen auf 52 MeV und  $\alpha$ -Teilchen auf 104 MeV beschleunigt, gab die Möglichkeit, die neutronenarmen Wismutkerne zu erzeugen, bei deren Zerfall die Anregungszustände der interessierenden Bleikerne bevölkert werden. Als erzeugende Kernreaktionen kamen die (d,xn)-Reaktionen am Blei und die ( $\alpha$ ,xn)-Reaktionen am Thallium in Frage. Tabelle 3.1 enthält Schwellenenergien für die hier interessierenden Pb(d,xn)Bi-Reaktionen, berechnet nach den Mattauch'schen Massetabellen von 1964<sup>8)</sup>, in denen extrapolierte Massenwerte für die Kerne  $^{204}\text{Bi}$  bis  $^{198}\text{Bi}$  enthalten sind. Man erkennt aus den Schwellenenergien, daß das  $^{200}\text{Bi}$  durch Bestrahlung mit 52 MeV-Deutero-

Tabelle 3.1 Schwellenenergie für Pb(d,xn)Bi-Reaktionen in MeV, berechnet nach Ref.<sup>8)</sup>

Targetkern \ Endkern	Endkern			
	$^{204}\text{Bi}$	$^{202}\text{Bi}$	$^{200}\text{Bi}$	$^{198}\text{Bi}$
$^{204}\text{Pb}$	8	24	41	59
$^{206}\text{Pb}$	22	39	56	74

nen nur vom  $^{204}\text{Pb}$  aus zu erreichen ist. Da dieses Isotop im natürlichen Gemisch nur zu 1,5 % enthalten ist, empfahl sich die Verwendung von angereicherterem Targetmaterial. Für die Erzeugung von  $^{200}\text{Bi}$  wurde daher Blei mit 73 %  $^{204}\text{Pb}$ -Gehalt verwendet. Bei der Produktion von  $^{202}\text{Bi}$  gab ein preisgünstiges Ausgangsmaterial mit 27 %  $^{204}\text{Pb}$  und 34 %  $^{206}\text{Pb}$  dreimal höhere Ausbeute im Vergleich zu natürlichem Blei.

$^{198}\text{Bi}$  kann am Karlsruher Zyklotron nur durch Bestrahlung mit den 104 MeV- $\alpha$ -Teilchen erzeugt werden. Zweckmäßigerweise verwendet man dabei Thallium-Targets, um die Bildung von  $^{198}\text{Po}$  zu vermeiden. Die erzeugende Kernreaktion ist dann die ( $\alpha$ ,9n)-Reaktion am  $^{203}\text{Tl}$ . Ihr Schwellwert liegt nach den Mattauch'schen Massewerten bei 79 MeV.

### 3.2 Herstellungstechnik

Bei der Bestrahlung von Blei oder Thallium mit 52 MeV-Deuteronen bzw. 104 MeV- $\alpha$ -Teilchen entstehen neben dem interessierenden Wismutisotop noch eine größere Anzahl anderer Radionuklide. Die Herstellung reiner Präparate des gewünschten Isotops geschah daher in drei Schritten:

1. Zyklotronbestrahlung,
2. Massentrennung, d.h. Abtrennung der Kerne mit der interessierenden Massezahl von den übrigen Reaktionsprodukten,
3. chemische Abtrennung des Wismut von den störenden Radionukliden gleicher Massezahl, insbesondere des Tochternuklids.

#### 3.2.1 Bestrahlung

Da die Massentrennung (die im folgenden Abschnitt beschrieben wird) nur an Targetsubstanzmengen von 1-2 mg vorgenommen werden konnte, wurde das zu bestrahlende Blei bzw. Thallium als 5 bis 10 mg/cm<sup>2</sup> dicke Schicht auf eine 50  $\mu$  starke Silberfolie elektrolytisch oder durch Aufdampfen aufgetragen. Die Bestrahlung dieser Targetfolien erfolgte bei der Herstellung von <sup>202</sup>Bi- und <sup>200</sup>Bi-Quellen vorwiegend am internen Deuteronenstrahl des Zyklotrons. Die Targetfolien wurden dabei mit dem vom Strahl nicht getroffenen Teil an einen wassergekühlten Kupferklotz geklemmt. Die Wärmeleitfähigkeit des Silbers und der Schmelzpunkt des Blei begrenzten die anwendbare Strahlstromstärke. Die Bestrahlungen wurden bei 3 bis 5  $\mu$ A Strahlstromstärke mit Bestrahlungszeiten von 1/2 bis 1 Halbwertszeit des interessierenden Nuklids durchgeführt.

Für Untersuchungen am Zerfall des relativ kurzlebigen <sup>198</sup>Bi (Halbwertszeit 11,9 min, s.S.36) war eine vielfach wiederholte Präparatherstellung bei möglichst kurzen Zeiten zwischen Bestrahlungsende und Meßbeginn notwendig. Die interne Bestrahlungseinrichtung des Zyklotrons war hierfür nicht gut geeignet. Es wurde daher am externen Strahl des Zyklotrons eine Bestrahlungseinrichtung mit folgenden Merkmalen aufgebaut <sup>44)</sup>: Bestrahlung bei Atmosphärendruck, dadurch Wegfall von Targetschleusen, direkte Gebläsekühlung der Targetfolie, Targettransport nach dem Rohrpostprinzip unter Verwendung von flexiblen dickwandigen PVC-Schläuchen anstelle fester Rohre. Für das Transport- und das Kühlgebläse wurde Stickstoff verwandt, um ein Oxydieren der Targetsubstanz bei der Bestrahlung zu vermeiden. Die direkte Kühlung bei der externen Bestrahlungseinrichtung erlaubte die Anwendung von Stromstärken bis zu 10  $\mu$ A bei 52 MeV-Deuteronen bzw. 5  $\mu$ A bei 104 MeV- $\alpha$ -Teilchen.



### 3.2.2 Massentrennung

Die Massentrennung wurde an dem in unserem Laboratorium aufgebauten "Karlsruher Elektromagnetischen Isotopen-Separator" <sup>45)</sup> durchgeführt. Dabei war es besonders für die Abtrennung des verhältnismäßig kurzlebigen <sup>198</sup>Bi notwendig, den Separator mit schnell arbeitenden Schleusen <sup>44)</sup> zu versehen.

Im Ofen der Ionenquelle des Isotopenseparators dampfte von den bestrahlten Silberfolienstückchen das aufgetragene Blei (Thallium) ab und gelangte in die Ionisierungskammer der Ionenquelle, während das Silber zurückblieb.

Im Auffänger des Isotopenseparators wurden die Kerne, getrennt nach ihrer Massezahl, in  $10\mu$  starke Kupfer- oder Aluminiumfolie eingeschossen. Der Abstand zweier Masselinien betrug etwa 11 mm, die Halbwertsbreite der aufgefundenen Linien ca. 1,5 mm. Die Massenskala wurde durch die besonders intensiv auftretenden bekannten Masselinien des Targetmaterials festgelegt. Die Auffangzeiten betrugen bei den einzelnen Massentrennungen eine halbe bis ganze Halbwertszeit des interessierenden Nuklids. Beschicken der Ionenquelle sowie Einstellen der Betriebsbedingungen erforderten pro Trennung etwa 3 Minuten.

Die den Isotopenseparator durchlaufenden Kerne dringen in die Auffängerfolie nur etwa  $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$  tief ein. Infolge der guten Richtungs Doppelfokussierung des Separators ist die von den Kernen einer Massezahl getroffene Fläche ein Kreis von nur ca. 3 mm Durchmesser. Aus diesen beiden Gründen stellen die Auffängerfolien für die Messung von Elektronenspektren bzw. Konversionskoeffizienten besonders gute, d.h. "dünne", räumlich wenig ausgedehnte Präparate dar. Zur genauen Lokalisierung der von den aktiven Kernen getroffenen Stelle der Folie wurde bei den Massentrennungen, bei denen die Auffängerfolie als Präparat für Messungen von Konversionskoeffizienten verwendet werden sollte, die Auffängerfolie durch eine Blende mit einer kreisförmigen Öffnung von 2,5 mm Durchmesser abgedeckt und die von der Blendenöffnung freigegebene Fläche auf der Folie markiert.

### 3.2.3 Chemische Trennung

Die mit dem Isotopenseparator gewonnenen Präparate enthielten alle bei der Bestrahlung gebildeten Nuklide der betreffenden Massezahl. Die unterschiedlichen Bildungs- und Zerfallswahrscheinlichkeiten bewirkten jedoch, daß sich neben dem jeweiligen Wismutisotop, das unmittelbar nach der Massentrennung strahlenmäßig dominierte, nur die gegenüber dem Wismut vielfach längerlebigen

isobaren Isotope des Blei und des Thallium bemerkbar machten. Zur Reindarstellung der interessierenden Wismutisotope wurde bei den  $\gamma$ -spektroskopischen Messungen nach der Massentrennung eine chemische Abtrennung des Wismut von Blei und Thallium vorgenommen. Dazu wurde die Auffängerfolie der Massentrennung ( $10\mu$  Kupfer) in ca. 5 n Salpetersäure gelöst. Nach Zugabe von 4 mg Wismut und 8 mg Blei als Träger wurde nach der Vorschrift von Ref. <sup>46)</sup> das Wismut als  $\text{BiOCl}$  gefällt und durch Absaugen der Flüssigkeit durch ein Membranfilter vom Blei und Thallium getrennt. Die entstandenen Präparate waren kreisförmig bei einem Durchmesser von 1,4 bzw. 6 cm je nach Größe des Membranfilters. Die Dauer einer solchen Trennung betrug einschließlich des Auflörens der Auffängerfolie etwa  $3\frac{1}{2}$  Minuten bei Verwendung des großen und 6-7 Minuten bei Verwendung des kleinen Filters.

Vorversuche zu den chemischen Trennungen hatten gezeigt, daß von dem nur in unwägbarer Menge vorhandenen Thallium weniger als 1 % mit in die Fällung ging. Dagegen wurde trotz Zugabe von inaktivem Blei bei allen diesen Trennungen 5 bis 6 % der aktiven Bleikerne vom  $\text{BiOCl}$ -Niederschlag mitgerissen. (Ohne die Zugabe von inaktivem Blei findet sich fast die gesamte Bleiaktivität im Niederschlag). Eine gewisse Verunreinigung der Wismutpräparate durch das isobare Bleinuklid ergibt sich aber auch durch Wismutzerfall nach der chemischen Trennung. Der im Filtrat verbleibende Wismutanteil lag deutlich unter 1 %.

#### 3.2.4 Serienpräparatherstellung bei Messungen am Zerfall des $^{198}\text{Bi}$

Während bei Untersuchungen an den Zerfällen von  $^{202}\text{Bi}$  und  $^{200}\text{Bi}$  bei der Mehrzahl der Einzelmessungen die Herstellung eines einzigen Präparats zu genügend vielen Zählereignissen führte, lagen die Verhältnisse beim  $^{198}\text{Bi}$  wesentlich ungünstiger. Wegen des raschen Zerfalls mußten die Bestrahlungszeit, die Massentrennungszeit und die Meßzeit entsprechend kurz gewählt werden; hinzu kamen weitere, die Zählrate herabdrückende Umstände. Daher war es bei Messungen am Zerfall des  $^{198}\text{Bi}$  notwendig, durch vielfach wiederholte Präparatherstellung die effektive Meßzeit zu vergrößern. Diese Notwendigkeit führte zu einem "Quasi-On-Line"-Betrieb von Zyklotron, Isotopenseparator und Kernstrahlungsspektrometer, der durch die in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Be-

strahlungseinrichtung mit der rohrpostartigen Verbindung zum Isotopenseparator und durch eine ähnliche Verbindung zum Spektroskopieraum ermöglicht wurde. Abb. 12 veranschaulicht diesen Betrieb. Zu seiner Durchführung war allerdings einschließlich des Zyklotronoperateurs ein 4-Mann-Team erforderlich.

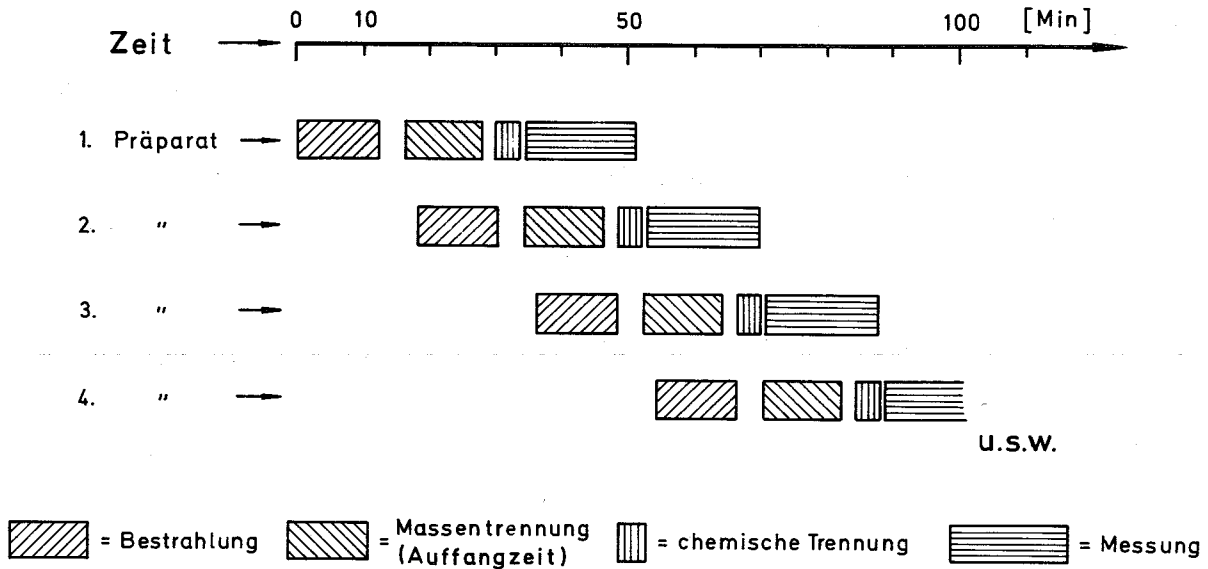


Abb. 12 "Quasi On Line"-Betrieb bei Herstellung und Untersuchung des  $^{198}\text{Bi}$

#### 4. Messungen und Auswertungen

##### 4.1 Beschreibung der untersuchten Spektren

Die von den Nukliden  $^{202}\text{Bi}$ ,  $^{200}\text{Bi}$  und  $^{198}\text{Bi}$  ausgesandten  $\gamma$ -Spektren sind einander recht ähnlich. Im Bereich oberhalb der jedesmal intensiv vertretenen Röntgen-K-Strahlung (73-88 keV) bis etwa 1 MeV enthalten sie jeweils einige starke und eine größere Zahl schwacher Linien. Unterhalb der K-Strahlung hebt sich keine Linie aus dem Compton-Untergrund heraus. Eine 511 keV- $\gamma$ -Linie, die als Positron-Vernichtungslinie gedeutet werden kann, ist in allen drei Spektren nur sehr schwach vorhanden bzw. nicht erkennbar. Oberhalb der letzten starken Linie bei etwa 1 MeV setzt sich das Spektrum mit einem grob gesehen monoton abfallenden Verlauf nach höheren Energien fort. Nur im Fall des  $^{202}\text{Bi}$  heben sich in den Spektren, die für diese Arbeit aufgenommen wurden, auch dort einige schwache Linien klar aus den statistischen Schwankungen des Untergrundes heraus (Linienenergien bis 1,6 MeV). Die Struktur der aufgenommenen Spektren läßt trotz ungenügender Statistik vermuten, daß sich die Spektren in diesem Energiebereich aus einer Vielzahl dicht beieinander liegender Linien und ihren Compton-Kontinua zusammensetzen. Um diese Linien klar aus den statistischen Schwankungen herauszuheben, hätte man eine mindestens um eine Größenordnung höhere Zahl von Präparaten herstellen sowie eine zusätzliche Stabilisierung der Meßelektronik vornehmen müssen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde davon abgesehen. Abb. 13 zeigt als Beispiel das  $\gamma$ -Spektrum des  $^{202}\text{Bi}$  im Bereich von 0 bis 3 MeV, unterteilt in drei Energieabschnitte von je 1 MeV. Alle ausgewerteten Linien dieses Spektrums sind Vollenergielinien; das gleiche gilt für die Spektren der anderen beiden Bi-Isotope.

In den Elektronenspektren, die mit dem Silizium-Detektor aufgenommen wurden, und die im wesentlichen Konversionslinien enthalten, ist jeder Übergang durch drei Linien (K-, L- und M + N...-Linie) vertreten. Hinzu kommt, daß die bei den Konversionsmessungen verwandten Präparate nicht chemisch getrennt waren, so daß die Spektren auch die Linien der (längerlebigen) isobaren Blei- und Thalliumnuklide enthalten. Die Elektronenspektren sind daher wesentlich komplexer als die  $\gamma$ -Spektren. Das hat zur Folge, daß von den schwachen Übergängen nur zum Teil die Konversionsdaten bestimmt werden konnten. In allen drei Spektren ist nur der Energiebereich oberhalb der K-Röntgen und K-Auger-Linien zu verwerten. Abb. 14 zeigt wiederum als Beispiel den Bereich von 0 bis 1 MeV des Elektronenspektrums einer Serie von Quellen, die die Nuklide der Massezahl 198 enthielten.

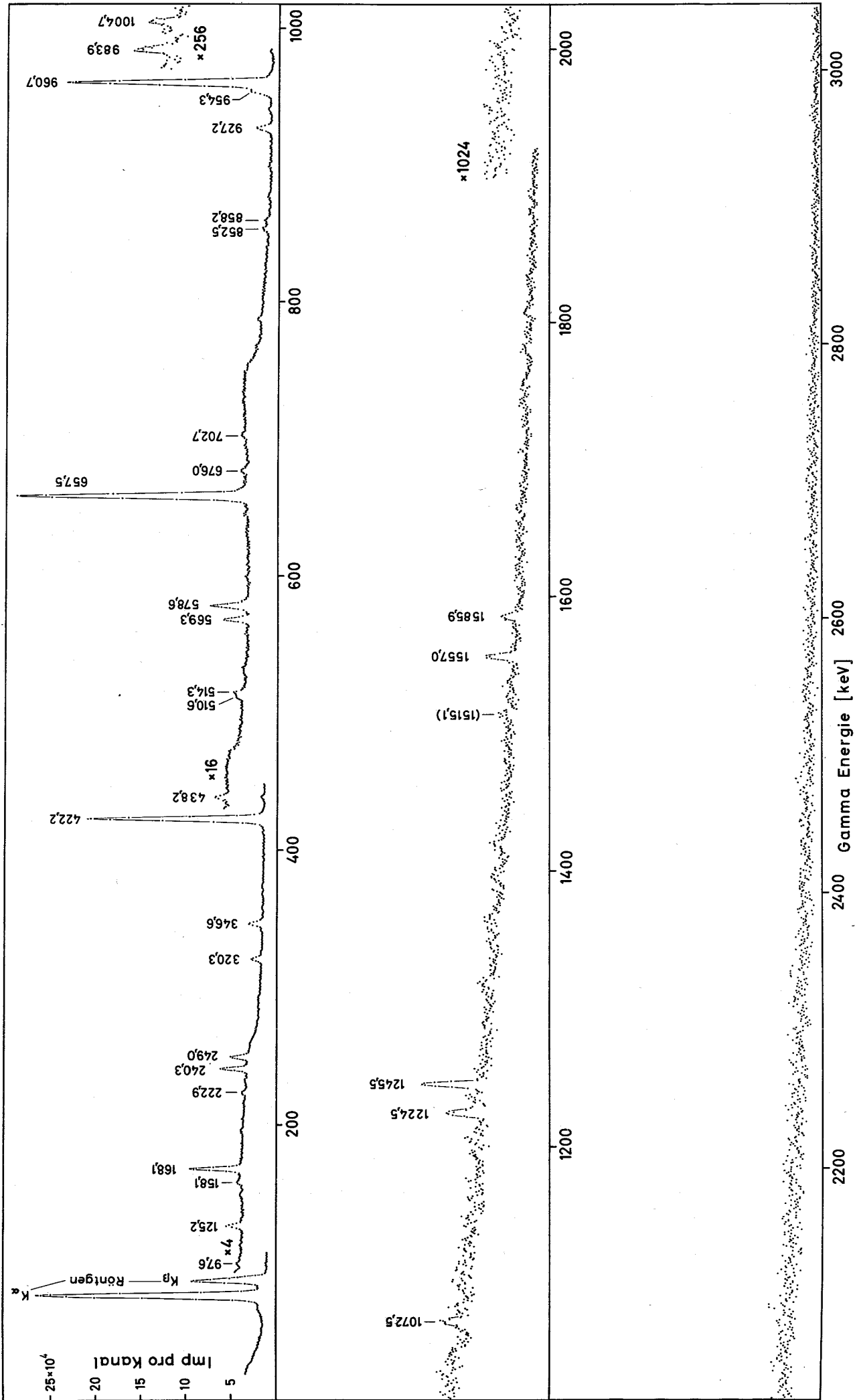


Abb. 13  $\gamma$ -Spektrum des <sup>202</sup>Bi

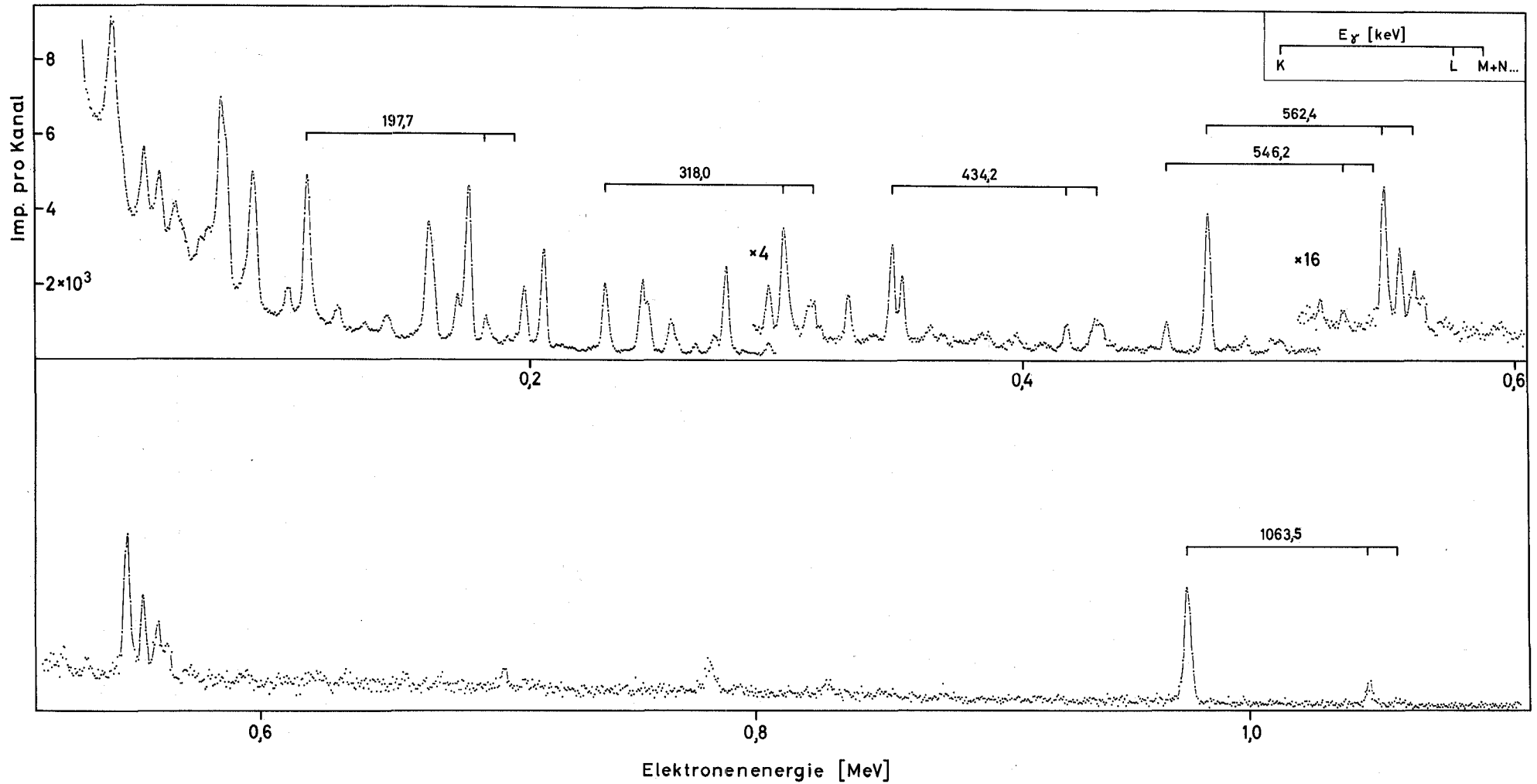


Abb. 14 Konversionselektronenspektrum der Quellen mit den Nukliden der Masse 198. Die vom Zerfall des  $^{198}\text{Bi}$  herrührenden Linien sind gekennzeichnet.

(Der Abszissenmaßstab dieses maschinell ausgeschriebenen Spektrums ist nicht völlig linear)

#### 4.2 Überprüfung der einzelnen Linien

Sämtliche klar erkennbaren Linien der untersuchten  $\gamma$ -Spektren wurden anhand der folgenden Tests dahingehend kontrolliert, ob sie wirklich vom Zerfall des Grundzustandes des jeweils interessierenden Wismutisotopes herrühren. Besonders für die zahlreichen schwachen Linien war das von Bedeutung.

1.) Kontrolle der chemischen Abtrennung:

Niederschlag und Filtrat wurden gleichzeitig mit Hilfe zweier etwa gleich großer Germaniumdetektoren gesondert ausgemessen.

2.) Kontrolle der Massentrennung:

Das von der interessierenden Masselinie getroffene Gebiet der Auffängerfolie einerseits und die angrenzenden Zwischenliniengebiete andererseits wurden gleichzeitig gesondert ausgemessen.

3.) Halbwertszeit-Test:

Mit dem Zeitabstand einer Halbwertszeit wurde das Spektrum des gleichen Präparats zweimal aufgenommen. Dieser Test sollte die Zugehörigkeit zu einem unbekanntem Wismutisomer anderer Halbwertszeit ausschließen. Für die schwachen Linien war dies allerdings nur ein grober Test.

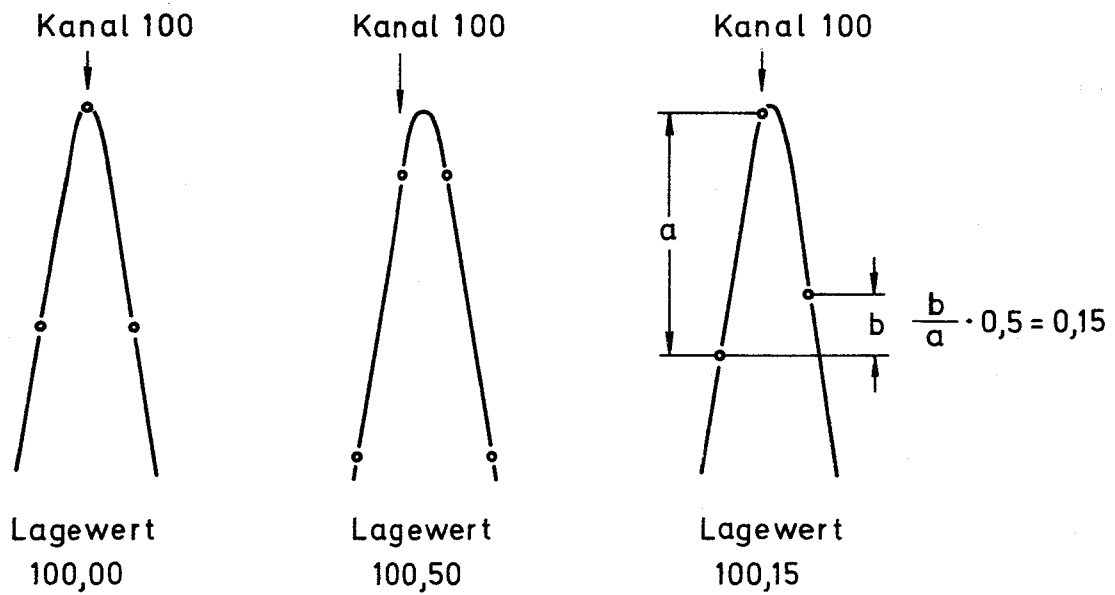
In den Elektronenspektren gab der Abstand von K- und L-Linien desselben Übergangs eine Kontrollmöglichkeit hinsichtlich der Ordnungszahl des Kerns, in dem der Übergang stattgefunden hat. Bei den schwachen Übergängen war allerdings die klare Erkennbarkeit von K- und L-Linie oft nicht gegeben. Die Möglichkeit schließlich, daß es sich bei einigen der in den  $\gamma$ -Spektren enthaltenen Linien um Summenlinien handelt, ließ sich anhand der gewählten Entfernungen zwischen Quelle und Detektor ausschließen.

#### 4.3 Bestimmung der $\gamma$ -Energien

##### 4.3.1 Durchführung der Messungen

Zur genauen Bestimmung der  $\gamma$ -Energien, die in den Spektren der Nuklide  $^{202}\text{Bi}$ ,  $^{200}\text{Bi}$  und  $^{198}\text{Bi}$  enthalten sind, wurden  $\gamma$ -Spektren bei Unterteilung eines von 90 bis 1200 keV reichenden Meßbereichs in 1024 Kanäle (s.S. 3) aufgenommen. Für eine zusätzliche Messung am  $^{202}\text{Bi}$  wurde ein bis 1,85 MeV reichender Energiebereich bei ebenfalls 1024 Kanälen gewählt. Zur Festlegung der Energieskala wurden gleichzeitig mit der auszumessenden Strahlung Eich- $\gamma$ -Energien in den Detektor mit eingestrahlt. Es wurde darauf geachtet, daß die auszumessende Strahlung und die Eichstrahlung die gleiche Einfallsrichtung hatten, da es

# 1. Näherung



## Korrektur zur 1. Näherung

(Meßbereich 90 - 1200 keV)

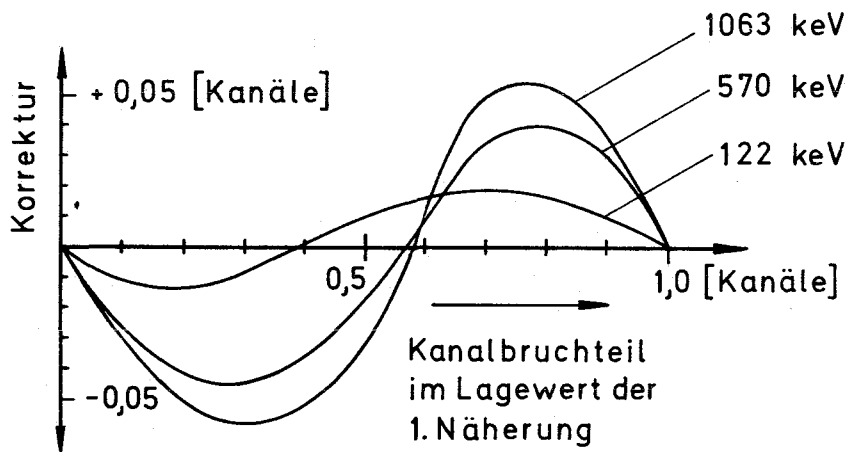


Abb. 15 Zur Bestimmung der Linienlage



nicht selbstverständlich ist, daß die Absorption einer bestimmten  $\gamma$ -Energie in jedem Volumenbereich des Detektors exakt die gleiche Impulshöhe zur Folge hat. Weiter wurde durch Vermindern der Entfernung des auszumessenden Präparates vom Detektor während der Messung dafür gesorgt, daß das Intensitätsverhältnis von Eichstrahlung und zu untersuchender Strahlung durch Zerfall des Meßpräparates sich nicht zu sehr änderte. Für die Energiebestimmung schwacher Linien wurden die Spektren bei gleicher Einstellung des Spektrometers ohne Zugabe von Eichlinien aufgenommen, damit sich die interessierenden Linien besser aus dem allgemeinen Compton-Untergrund heraushoben. Die in den Spektren enthaltenen starken Linien, die vorher zusammen mit Eichlinien ausgemessen worden waren, dienten dann als Eichmarken.

#### 4.3.2 Auswertung

##### Bestimmung der Linienlage

Für die Bestimmung der Linienlage benötigt man eine Vorschrift, die den Lagewert einer Linie eindeutig festlegt und mit deren Hilfe man eine möglichst kleine Lageveränderung zuverlässig feststellen kann. Eine geringe systematische Abweichung der nach einer solchen Vorschrift bestimmten Linienlage von der "wahren" Lage korrigiert sich beim Eichen und Aufnehmen der Linearitätsabweichung wieder heraus. Die in dieser Arbeit verwandte Vorschrift benutzt, um Störungen durch Nachbarlinien klein zu halten, nur die obersten drei Punkte einer Linie. Diese repräsentierten bei den Messungen zur Energiebestimmung ca. 60 % der gesamten Linienintensität. Die Vorschrift war folgende: Eine erste Näherung gibt die Teilung der Ordinatenstrecke vom drittobersten zum obersten Punkt der Linie durch den zweitobersten Punkt. Abb. 15 veranschaulicht dies. Eine Kontrolle und gleichzeitig Korrektur dieser Näherung ließ sich ermitteln durch einmaliges genaues Ausmessen je einer  $\gamma$ -Linie in der Mitte und an den beiden Enden des vorliegenden Energiebereichs mit der sechsfachen Kanalzahl pro Energieintervall gegenüber den eigentlichen Messungen. Aufsummieren von je 6 Kanälen zu "Großkanälen" ergab Linienbilder in der bei den eigentlichen Messungen vorkommenden Art. Als Linienlage, die einer ganzen (Groß-) Kanalzahl entspricht, wurde die Lage einer Linie definiert, bei der die beiden (Groß-) Kanäle rechts und links vom Maximum gleichen Inhalt aufweisen. Versetzen des Anfangpunktes der Aufsummierung um jeweils einen Kanal ergab eine Folge von Linienbildern, bei denen sich die zugehörigen korrekten Lagewerte jeweils um  $1/6$  Kanalbreite von einander unterschieden. Der Vergleich dieser somit bekannten Lagewerte mit den Werten, die die oben beschriebene erste Näherung angibt, lieferte die in Abb. 15 dargestellte

Korrektur für diese erste Näherung.

#### Eichkurve

Bei der Auswertung wurde zunächst ein rein linearer Maßstab, der durch je eine Eichlinie an den beiden Enden des Meßbereichs festgelegt wurde, benutzt. Die übrigen, über den Meßbereich verteilten Eichlinien zeigten die Abweichung von der idealen Linearität an. Sie ermöglichten die Aufstellung einer Korrekturkurve entsprechend der Unlinearitätskurve von Abb. 3. Die Aufteilung der Eichkurve in ideale Gerade und Unlinearitätskurve erleichterte die Interpolation zwischen den einzelnen Eichpunkten.

#### Eichung der Messungen ohne Eichlinien.

Auch bei festgehaltener Einstellung des Spektrometers waren Energiemaßstab und Nullpunkt nicht absolut konstant. Der Eichmaßstab einer Messung konnte daher nicht ohne weiteres auf eine zweite übertragen werden. Bei der Auswertung der Messungen ohne Eichlinien, die zur Energiebestimmung der schwachen Linien durchgeführt worden waren, wurde daher zum Ausgleich von Verstärkungs- und Nullpunktsdriften zunächst eine solche kleine rechnerische Abänderung von Energiemaßstab und Nullpunktslage vorgenommen, daß für die starken Linien die Quadratsumme der Lagewertdifferenzen bezüglich der Messungen mit und ohne Eichlinien ein Minimum wurde. Dann konnte die Eichung der Messung mit Eichlinien auf die Messung ohne Eichlinien übertragen werden.

#### Fehlerbetrachtung

In die Bestimmung der  $\gamma$ -Energien gingen folgende Fehler ein:

1. Unsicherheit der Linienlagebestimmung durch
  - a) den statistischen Fehler der Kanalhalte,
  - b) die nach den Herstellerangaben  $< 0,5 \%$  betragende differentielle Unlinearität des Vielkanalanalysators und
  - c) die benutzte Vorschrift zur Linienlagebestimmung;
2. Unsicherheit der Korrektur der integralen Unlinearität einschließlich einer möglichen, in Abb. 4 nicht erkennbaren Feinstruktur der integralen Unlinearität;
3. Fehler der Eichenergien.

Die unter 1.c) und 2. genannten Fehler mußten abgeschätzt werden.

#### 4.4 Bestimmung der $\gamma$ -Intensitäten

##### 4.4.1 Durchführung der Messungen

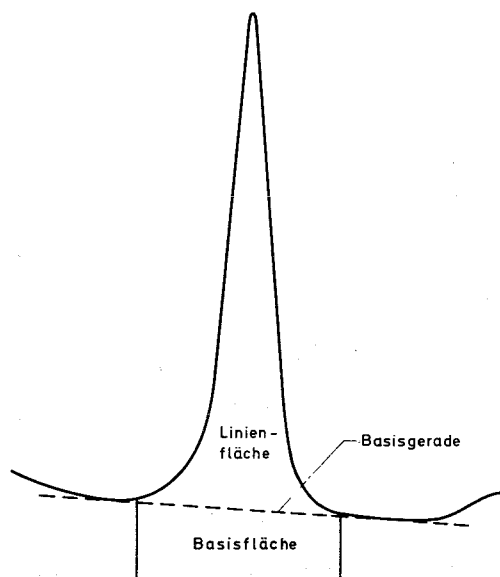
Für die Bestimmung der beim Zerfall der Nuklide  $^{202}\text{Bi}$  und  $^{200}\text{Bi}$  ausgesandten relativen  $\gamma$ -Intensitäten wurden  $\gamma$ -Spektren bei einem Quellenabstand von 154 mm vom Detektor aufgenommen. Als Quellen wurden die als Ergebnis der chemischen Trennung entstehenden kreisflächenförmigen Präparate mit 1,4 cm  $\varnothing$  verwandt. Am Zerfall des  $^{198}\text{Bi}$  wurde die Messung der relativen  $\gamma$ -Intensitäten gemeinsam mit der Bestimmung der Konversionskoeffizienten durchgeführt, da die in diesem Fall notwendige Herstellung von Präparatserien nach Abschn. 3.2.4 einen gewissen Aufwand darstellte. Bei dieser Messung betrug der Quellenabstand vom Germaniumkristall 77 mm; Quellen waren die für die Elektronenmessungen geeigneten, nicht chemisch getrennten Präparate, die als Ergebnis der Massentrennung entstanden. Da sich die schwachen Linien dabei zu wenig aus dem durch  $^{198}\text{Pb}$ ,  $^{198}\text{Tl}$  und  $^{198\text{m}}\text{Tl}$  vermehrten Compton-Untergrund heraushoben und die Statistik für diese Linien nicht ausreichend war, wurden in einer zweiten Messung (die identisch war mit der Energiemessung ohne Eichlinien, s. Abschn. 4.3.1) chemisch getrennte Präparate in 30 mm Entfernung vom Kristall ausgemessen.

##### 4.4.2 Auswertung

###### Erfassung der Linieninhalte

Die Spektren wurden halbgraphisch von Hand ausgewertet. Erfasst wurde jeweils der gesamte Linieninhalt oberhalb einer Basisgeraden, die durch den Spektrumsverlauf vor und nach der Linie festgelegt wird (s. Abb. 16). Der Linieninhalt ergab sich

Abb. 16  
Zur Bestimmung des  
Linieninhalts



als Summe der Inhalte der beteiligten Kanäle abzüglich der graphisch bestimmten Basisfläche (s. Abb. 16). Die Unsicherheit in der Festlegung der Basisgeraden bzw. -fläche mußte abgeschätzt werden. Verformungen der Linien durch nahe benachbarte, im allgemeinen schwache  $\gamma$ -Energien wurden nach dem Augenschein korrigiert, der Fehler der Korrektur ebenfalls abgeschätzt. Zu diesen Fehlern tritt noch der statistische Fehler (Wurzel aus Linieninhalt plus Basisfläche).

#### Linienansprechwahrscheinlichkeit

Für die Gewinnung der relativen  $\gamma$ -Intensitäten aus den gemessenen Linienflächen wurden die als Kurve a) und c) in Abb. 5 dargestellten Linienansprechwahrscheinlichkeiten benutzt, deren Bestimmung in Abschn. 2.1.3 besprochen worden war. Der Fehler dieser Ansprechwahrscheinlichkeiten setzt sich zusammen aus: Unsicherheit der benutzten  $\gamma$ -Eichintensitäten, Ungenauigkeiten bei der Durchführung der Eichmessungen und Unsicherheit der Interpolation zwischen den Eichpunkten. Der letztgenannte Fehler kann nur abgeschätzt werden. Abb. 5 enthält als Kurve d) die Fehlerkurve zur Ansprechwahrscheinlichkeitskurve a). Für die in Abschn. 4.4.1 zuletzt angeführte Messung ermöglichten die im Spektrum enthaltenen starken Linien, deren Intensitäten in der zuvor beschriebenen Messung bestimmt worden waren, die Aufstellung einer Ansprechwahrscheinlichkeitskurve.

#### Fehler durch koinzidierende $\gamma$ -Quanten

Bei der Messung von  $\gamma$ -Intensitäten kann durch koinzidierende  $\gamma$ -Quanten dadurch ein Fehler entstehen, daß mit merklicher Häufigkeit gleichzeitig mit dem  $\gamma$ -Quant der interessierenden Energie ein zweites aus dem Zerfall des gleichen Kerns stammendes Quant im Detektor Energie verliert, so daß ein größerer Impuls entsteht. Die Linieninhalte eines Spektrums werden durch diesen Effekt im allgemeinen etwas verringert (sofern es sich nicht um Crossover-Linien handelt). Dieser Fehler tritt besonders in Erscheinung, wenn die Entfernung zwischen Quelle und Detektor klein ist und wenn beim Zerfall des zu untersuchenden Nuklids längere  $\gamma$ -Kaskaden wahrscheinlich sind. Letzteres trifft auf die zu untersuchenden Wismutnuklide zu. Auf einen genügend großen Quellenabstand mußte daher geachtet werden. Im folgenden soll dieser Fehler abgeschätzt werden. Da bei Intensitätsmessungen der Konversionslinien mit dem Silizium-Detektor der gleiche Effekt auftritt, wird die Formulierung allgemein gehalten.

Wir suchen eine obere Grenze für die Schwächung der vom  $i$ -ten Übergang herführenden Linie. Wir gehen aus vom Integral des gesamten, bei der Messung aufge-

nommenen Spektrums  $S$ . Wir ziehen davon den Anteil ab, der mit Sicherheit von Teilchen (also Quanten oder Elektronen) herrührt, die nicht in Koinzidenz mit dem  $i$ -ten Übergang sind, das ist der Linieninhalt des  $i$ -ten Übergangs selbst, dividiert durch das zugehörige "Peak to Total"-Verhältnis, sowie die Anteile anderer Übergänge, um die diese die Intensität des  $i$ -ten Übergangs übersteigen. Dieses für die Betrachtung des  $i$ -ten Übergangs reduzierte Gesamtspektrumsintegral sei mit  $S_i^{(r)}$  bezeichnet. Alle Zerfälle mit Ablauf des  $i$ -ten Übergangs, bei denen irgend ein *a n d e r e s* (nicht vom  $i$ -ten Übergang herrührendes) Teilchen zu einem Impuls im Detektor beiträgt (Ladungsträgerpaare erzeugt), sind im reduzierten Gesamtspektrum  $S_i^{(r)}$  enthalten. Die Wahrscheinlichkeit  $W_i$ , daß bei einem Zerfall mit Ablauf des  $i$ -ten Übergangs irgend ein anderes Teilchen zu einem Impuls im Detektor beiträgt, multipliziert mit der Anzahl  $N_i$  von Zerfällen mit Ablauf des  $i$ -ten Übergangs, kann nicht größer als das reduzierte Gesamtspektrum  $S_i^{(r)}$  sein. Also

$$N_i \cdot W_i \leq S_i^{(r)}$$

Setzen wir Richtungsisotropie voraus, so ist  $W_i$  aber auch die Wahrscheinlichkeit, daß ein Impuls, der zur Linie des  $i$ -ten Übergangs beitragen sollte, daran gehindert wird, indem ein gleichzeitig einfallendes weiteres Teilchen ihn vergrößert.

Sei  $I_i^{(g)}$  die geschwächte, gemessene Linienintensität des  $i$ -ten Übergangs,

$I_i^{(u)}$  die ungeschwächte, "eigentliche" Linienintensität,

so gilt:

$$I_i^{(u)} \cdot W_i = I_i^{(u)} - I_i^{(g)}$$

Es folgt

$$\frac{I_i^{(u)} - I_i^{(g)}}{I_i^{(u)}} = 1 - \frac{I_i^{(g)}}{I_i^{(u)}} \leq \frac{S_i^{(r)}}{N_i}$$

oder

$$\frac{I_i^{(g)}}{I_i^{(u)}} \geq 1 - \frac{S_i^{(r)}}{N_i}$$

bzw.

$$I_i^{(g)} \geq I_i^{(u)} \cdot \left(1 - \frac{S_i^{(r)}}{N_i}\right)$$

Sei  $\epsilon_i$  die durch konkurrierende Übergangsarten (Konversion) geminderte Linien-nachweiswahrscheinlichkeit für den i-ten Übergang im betrachteten Detektor, so gilt:

$$\frac{I_i^{(g)}}{I_i^{(u)}} \geq \left(1 - \frac{S_i^{(r)}}{I_i^{(u)}/\epsilon_i}\right) \geq \left(1 - \frac{S_i^{(r)}}{I_i^{(g)}/\epsilon_i}\right)$$

Im Fall des  $\gamma$ -Detektors kann für  $\epsilon_i$  die Linienansprechwahrscheinlichkeit des  $\gamma$ -Quants des i-ten Übergangs gesetzt werden.

Winkelkorrelationseffekte können unter Umständen den betrachteten Fehler noch etwas erhöhen. Abgesehen von seltenen Sonderfällen liegen die Abweichungen von isotroper Emission für den hier vorliegenden Korrelationswinkel  $\vartheta^0$  in einem Bereich zwischen - 40 % und + 40 % unter Bevorzugung des Bereichs von - 20 % bis + 20 %<sup>47)</sup>. Da über sämtliche beteiligten Winkelkorrelationen gemittelt werden muß, wird die oben abgeleitete obere Grenze des Fehlers durch koinzidierende Teilchen zur Berücksichtigung von Winkelkorrelationseffekten mit einem Faktor 1,2 multipliziert. Die Hälfte dieser maximalen Abschwächung wurde in den Fällen, in denen der Gesamtfehler von gemessenen relativen Intensitäten ermittelt wurde, dem Meßwert zugeschlagen, der gleiche Betrag als (mittlere!) Unsicherheit infolge des Koinzidenzeffektes angesehen.

#### Weitere Fehlermöglichkeiten

Die Selbstabsorption in der Quelle könnte bei genauen Messungen zu Fehlern führen. Die bei den  $\gamma$ -Intensitätsmessungen verwendeten Quellen bestanden im wesentlichen aus Wismut und hatten eine Flächendichte von  $3 \text{ mg/cm}^2$ . Die halbe Schichtdicke schwächt eine 100 keV- $\gamma$ -Strahlung um 1 % und eine 200 keV-Strahlung um 0,15 %. Der Fehler durch Selbstabsorption kann im Rahmen der vorliegenden Meßgenauigkeit vernachlässigt werden. Gleiches gilt für den Fehler durch Verwendung von ausgedehnten Präparaten mit  $1,4 \text{ cm } \varnothing$  wie die Kurven von Abb. 6 erkennen lassen.

## Gesamtfehler

Die oben angegebene Abschätzung des Fehlers durch koinzidierende Quanten ist nur für die starken Übergänge brauchbar. Bei den schwachen Übergängen läßt sie den Meßfehler viel zu hoch erscheinen. Es wurde daher nur für die starken  $\gamma$ -Übergänge ein mittlerer quadratischer Gesamtfehler der gemessenen relativen  $\gamma$ -Intensität ermittelt. Er ist Hauptbestandteil der in den Ergebnistabellen angegebenen Fehler für das Verhältnis von Übergangsintensitäten.

## 4.5 Konversionsmessungen

Die Konversionsdaten der einzelnen Übergänge, d.h. die K-Konversionskoeffizienten und die K/L-Konversionsverhältnisse wurden am Zerfall des  $^{198}\text{Bi}$  in der in Abschn. 2.2 beschriebenen Anordnung gemessen. Bei den zu einem früheren Zeitpunkt durchgeführten Messungen am  $^{202}\text{Bi}$  und  $^{200}\text{Bi}$  nahm die Stelle des Ge(Li)-Detektors ein  $3'' \times 3''$ -NaJ(Tl)-Kristall ein. Als Quellen wurden, wie mehrfach erwähnt, die  $\beta$ -spektroskopisch dünnen Präparate, die bei der Massentrennung entstanden, verwandt. Da sie nicht chemisch getrennt sind, wurden die Messungen teilweise nach Ablauf einiger Wismuthalbwertszeiten wiederholt, um außer den bekannten Energiedaten im Linienabfall eine zusätzliche Hilfe bei der Erkennung der Wismutlinien (bzw. -linienanteile) gegenüber Blei- und Thalliumlinien zu haben. Vor allem für die komplexeren Elektronenspektren und die schlecht aufgelösten NaJ(Tl)-Spektren war das von Bedeutung. Weitere Hilfen waren einmal die mit dem Ge(Li)-Detektor gemessenen relativen  $\gamma$ -Intensitäten, deren Kenntnis die Analyse der NaJ(Tl)- $\gamma$ -Spektren erleichterte, zum anderen die Abstände von K- und L-Konversionslinie der einzelnen Übergänge in den Elektronenspektren, woraus in vielen Fällen die Ordnungszahl des Tochterkerns zu erkennen war.

Die Energieskala für die Elektronenspektren wurde mit Hilfe von Eichnukliden ( $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{203}\text{Pb}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ) in separaten Messungen festgelegt. Für die Zuordnung der Konversionslinien zu den gefundenen  $\gamma$ -Energien war dies genügend genau. Für die Bestimmung der Linieninhalte gilt das in Abschn. 4.4.2 Gesagte. Der Fehler durch koinzidierende Teilchen wurde bei der Bestimmung der K-Konversionskoeffizienten ebenfalls entsprechend Abschn. 4.4.2 behandelt. Bei der Ermittlung der K/L-Konversionsverhältnisse war dies nicht notwendig, da dieser Fehler für K- und L-Konversionslinie der gleiche ist, abgesehen von der Wirkung der durch die betrachtete Konversion bedingten Röntgenquanten und Augerelektronen. Letztere

wurde direkt abgeschätzt. Die Ansprechwahrscheinlichkeiten, die für die Umrechnung der Linieninhalte auf Strahlungshäufigkeiten benötigt werden, sind bereits in Abschn. 2.2.2 besprochen.

#### 4.6 Koinzidenzmessungen

Von den drei Wismutnukliden  $^{202}\text{Bi}$ ,  $^{200}\text{Bi}$  und  $^{198}\text{Bi}$  wurden mit Hilfe der zwei NaJ(Tl)-Detektoren zweidimensionale  $\gamma$ -Spektren für den Bereich von 0 bis etwa 1,1 MeV in  $64 \times 64$  bzw.  $32 \times 128$  Kanälen aufgenommen. Für die Messungen am  $^{198}\text{Bi}$  wurden dabei chemisch getrennte Quellen verwandt, beim  $^{200}\text{Bi}$  und  $^{202}\text{Bi}$  wurde auf die chemische Abtrennung der isobaren Pb- und Tl-Nuklide verzichtet. Diese Messungen gaben nur die Koinzidenzen zwischen starken Übergängen. Koinzidenzen von schwachen Übergängen mit den starken Übergängen wurden nur am Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$  durch Messung einiger Koinzidenzen zwischen Konversionselektronen und  $\gamma$ -Quanten untersucht.

Zur Feststellung, ob die in den Spektren von  $^{200}\text{Bi}$  und  $^{202}\text{Bi}$  enthaltene schwache 511 keV- $\gamma$ -Strahlung von Positronenemission herrührt, wurden  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen in  $180^\circ$ -Anordnung der beiden NaJ(Tl)-Detektoren gemessen. Das Präparat war dabei von einer Polyäthylenkugel umgeben, die Positronen von einer Energie bis zu 5 MeV abstoppen würde.

#### 4.7 Halbwertszeitmessungen

Da die Halbwertszeit des  $^{198}\text{Bi}$  bislang noch völlig unbekannt war und die des  $^{200}\text{Bi}$  nur verhältnismäßig ungenau gemessen worden war<sup>48)</sup>, wurden im Rahmen dieser Arbeit auch zwei Halbwertszeitbestimmungen durchgeführt. Zur genauen Ermittlung der Halbwertszeit des  $^{198}\text{Bi}$  wurden zwei Abfallkurven aufgenommen, einmal der Abfall der 197,7 keV- $\gamma$ -Linie (s. Abschn. Ergebnisse, Tabelle 5.11), gemessen mit einem planargedrifteten  $2,8 \text{ cm}^3$ -Ge(Li)-Detektor, zum anderen der Abfall der 1063,5 keV-Linie, gemessen mit dem  $3'' \times 3''$ -NaJ(Tl)-Detektor. Abb. 17 zeigt diese Abfallkurven. Beim  $^{200}\text{Bi}$  wurde von jeder der vier starken  $\gamma$ -Linien dieses Nuklids (s. Tab. 5.6) mit dem in Abschn. 2.1 beschriebenen Ge(Li)-Detektor eine über  $5 \frac{1}{2}$  Halbwertszeiten reichende Abfallkurve aufgenommen. Die Vernachlässigbarkeit von Pile-up-Verlusten wurde bei diesen Messungen überprüft.



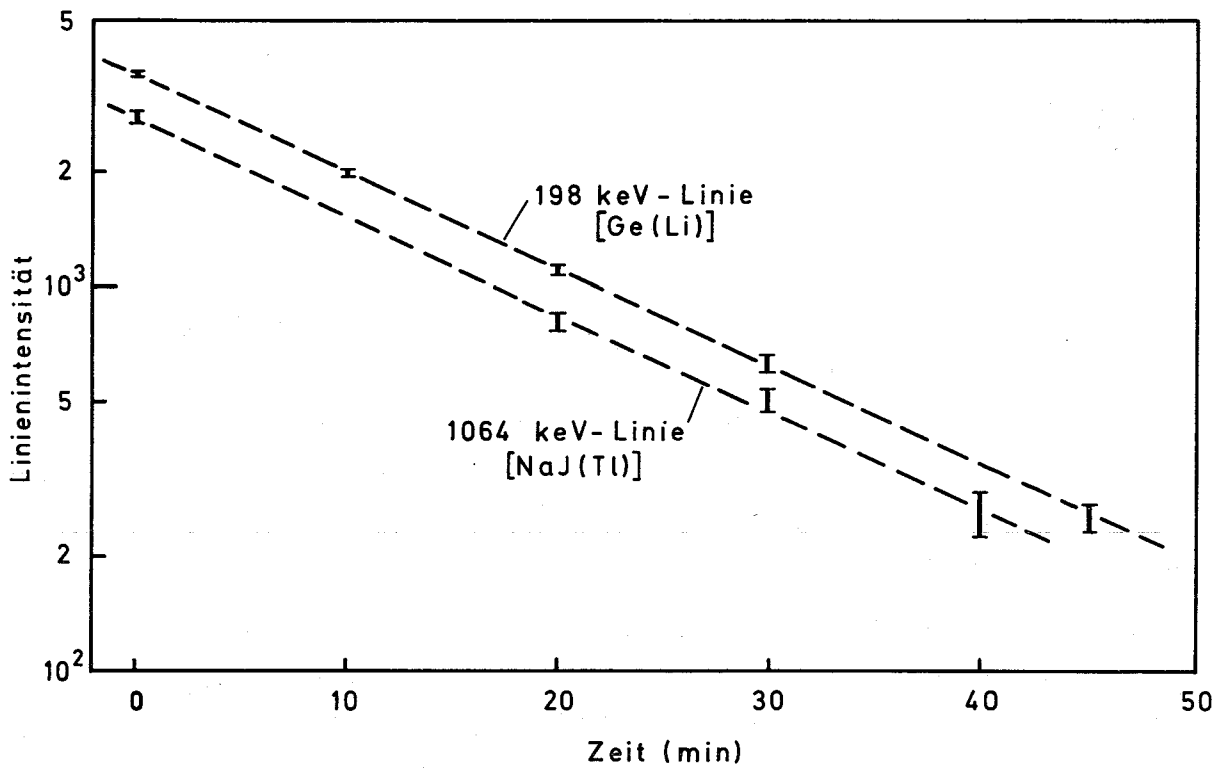


Abb. 17 Abfallkurven zum Zerfall des  $^{198}\text{Bi}$

Die Abfallkurven wurden jeweils gemeinsam nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ausgewertet. Die geringe Verschiebung der Meßzeitschwerpunkte durch die Totzeit im Vielkanalanalysator wurde dabei korrigiert.

## 5. Ergebnisse

### 5.1 Ergebnisse der Untersuchungen am Zerfall des $^{202}\text{Bi}$

Die in den  $\gamma$ - und Elektronen-Spektren des  $^{202}\text{Bi}$ -Zerfalls beobachteten Übergänge sind in Tabelle 5.1 (Ergebnistabellen S. 38 ff) enthalten. Ausgeschlossen wurden Übergänge, deren Intensitäten zu sicheren Erfassung zu gering waren, und solche, die einen der in Abschn. 4.2 angeführten Tests nicht bestanden haben. Ebenfalls nicht mit aufgeführt ist eine schwache  $510,6 \pm 0,6$  keV  $\gamma$ -Strahlung, da sie, wie die  $180^\circ$ -Koinzidenzmessungen ergaben, von Positronenvernichtung herrührt. Ihre Intensität relativ zur 960,7 keV-Strahlung beträgt ca. 1 %. In der Tabelle sind Energiewerte, relative Intensitäten und Konversionsdaten angegeben. Die eingetragenen Fehler sind mittlere Fehler. Mitvermerkt ist, für welche Übergänge im Elektronenspektrum aus dem Abstand von K- und L-Linie direkt erkennbar war, daß sie in Blei konvertiert sind.

In Tabelle 5.2 sind die für die einzelnen Übergänge gemessenen Konversionsdaten den von Hager und Seltzer <sup>49)</sup> für die verschiedenen Multipolaritäten berechneten Werten gegenüber gestellt. Die Multipolaritäten der einzelnen Übergänge lassen sich aus dieser Gegenüberstellung erkennen; sie sind in der letzten Spalte der Tabelle eingetragen.

Für die Einordnung der gefundenen Übergänge in ein Energieniveauschema sind folgende Aussagen bzw. Daten von Nutzen:

- 1) Koinzidenzaussagen,
- 2) Übergangsintensitäten,
- 3) Aussagen darüber, wie weit einzelne Übergänge der Crossover-Übergang zu zwei anderen Übergängen sein können.

In Tabelle 5.3 ist das Ergebnis der Koinzidenzmessungen eingetragen. Tabelle 5.4 enthält die genau bestimmten Verhältnisse der Gesamt-Übergangsintensitäten von je zwei koinzidierenden, starken Übergängen (mit Angabe des mittleren Fehlers). Weiter wurden den gemessenen Spektren obere Grenzen für die möglichen, jedoch nicht erkennbaren Crossover-Übergänge der starken Übergänge entnommen. Sie sind in Tabelle 5.4 mit angegeben.

Addiert man systematisch jede der gefundenen Übergangsenergien ( $E_1$ ) zu jeder anderen ( $E_2$ ) und sucht nach Übereinstimmung zwischen diesen Summen und gemessenen Übergangsenergien ( $E_3$ ) innerhalb der Fehlergrenzen, so ergeben sich die in Tabelle 5.5 aufgeführten Crossover-Möglichkeiten. Die beiden letzten

Spalten lassen die Zuverlässigkeit der Übereinstimmung erkennen. Es wurden nur die Fälle aufgenommen, bei denen die Abweichung von der Übereinstimmung nicht mehr als das doppelte des mittleren Fehlers beträgt.

### 5.2 Ergebnisse der Untersuchungen am Zerfall des $^{200}\text{Bi}$

Am  $^{200}\text{Bi}$ -Zerfall wurden mit Ausnahme der Elektron- $\gamma$ -Koinzidenzmessungen die gleichen Untersuchungen durchgeführt wie am  $^{202}\text{Bi}$ -Zerfall. Die entsprechenden Meßergebnisse sind in den Tabellen 5.6 bis 5.10 (S. 43 ff) zusammengefaßt. Von der in den  $\gamma$ -Spektren enthaltenen schwachen  $511,15 \pm 0,27$  keV- $\gamma$ -Strahlung (Intensität relativ zur 1026,5 keV-Strahlung  $\approx 2\%$ ) zeigt eine  $180^\circ$ -Koinzidenzmessung wiederum, daß sie ihren Ursprung in der Positronvernichtung hat. Die Messung der Halbwertszeit des  $^{200}\text{Bi}$  ergab  $36,4 \pm 0,3$  Minuten.

Zur Konversion des 419,8 keV-Übergangs ist zu bemerken: Die K-Elektronenlinie dieses Übergangs überlagert sich mit der L-Linie des 348,3 keV-Übergangs, die L-Linie des 419,8 keV-Übergangs ist mit der 494,3 keV-K-Linie gemischt. Beide Überlagerungen lassen sich als geringfügige Linienverbreitung erkennen. Für K- und L-Konversionskoeffizient des 419,8 keV-Übergangs lassen sich also nur obere Grenzen angeben. Die niedrigste im Übergang enthaltene Multipolarität ist trotzdem eindeutig als E 1 erkennbar.

### 5.3 Ergebnisse der Untersuchungen am Zerfall des $^{198}\text{Bi}$

Ein Ergebnis dieser Arbeit war die Auffindung des  $^{198}\text{Bi}$  selbst. Nach Bestrahlung von Thallium mit  $104$  MeV- $\alpha$ -Teilchen fand sich unter den elektromagnetisch abgetrennten Nukliden der Masse 198 eine bis dahin unbekannte 12-Minuten-Aktivität, die der Chemie des Wismut folgte. Da Massentrennung und chemische Abtrennung in der in Abschn. 4.2 angegebenen Weise kontrolliert wurden, ist die Zuordnung zum  $^{198}\text{Bi}$  eindeutig. Die genaue Bestimmung der Halbwertszeit ergab  $11,85 \pm 0,18$  Minuten. Für die Diskussion der hauptsächlichlichen Zerfallsart des neugefundenen Nuklids sind die folgenden qualitativen Ergebnisse von Bedeutung: Das Quantenspektrum enthält starke Röntgen-K-Linien, jedoch keine erkennbare 511 keV- $\gamma$ -Linie. Die  $\gamma$ -Übergänge sind in Blei konvertiert.

Die bei den Untersuchungen am Zerfall des  $^{198}\text{Bi}$  gewonnenen Ergebnisse über  $\gamma$ -Übergänge im Tochterkern sind analog zur Darstellung der Ergebnisse am Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$  in den Tabellen 5.11 bis 5.14 (S. 48 ff) enthalten. Die gefundenen Übergangsenergien lassen keine Crossover-Beziehungen erkennen.

#### 5.4 Vergleich mit Ergebnissen anderen Autoren

Einige der gewonnenen Meßdaten können mit Werten verglichen werden, die andere Autoren (16,17,48,50,51) bei Messungen am Zerfall des  $^{200}\text{Bi}$  und vor allem am Zerfall des 3,6 h- $^{202\text{m}}\text{Pb}$ -Isomers (s.S. 2 ) erhielten. Sämtliche beim Zerfall des  $^{202\text{m}}\text{Pb}$  gefundenen  $\gamma$ -Übergänge, die nicht direkt vom isomeren Zustand ausgehen, wurden auch beim Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$  gefunden. Der direkt vom isomeren Zustand ausgehende 786,9 keV-Übergang trat jedoch in den Spektren dieser Arbeit nur dann deutlich auf, wenn keine chemische Abtrennung vorgenommen wurde. Der Vergleich ist in Tabelle 5.15 ausgeführt.

Tabelle 5.1  $\gamma$ -Übergänge beim Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$

Übergangs- energie [keV]	rel. $\gamma$ - Intensität	rel. Gesamt- intens.	K-Konversions- koeffizient $\alpha_K \cdot 10^2$	K/L-Konver- sionsverh. $\alpha_K/\alpha_L$	Bemerk.
97,57 $\pm$ 0,22	0,2				**)
125,20 $\pm$ 0,16	1,2				**)
158,11 $\pm$ 0,20	0,3				
168,06 $\pm$ 0,15	4,6				
222,90 $\pm$ 0,19	0,7				
240,29 $\pm$ 0,16	4,1		< 130		$\alpha_L \approx 0,14$
248,97 $\pm$ 0,16	3,0				
320,25 $\pm$ 0,16	3,1				
346,62 $\pm$ 0,16	4,7	6,3	$\approx 28$	> 2,5	
422,18 $\pm$ 0,14	85	88	$3,1 \pm 0,5$	$2,9 \pm 0,2$	*)
438,24 $\pm$ 0,20	1,7	2,0	$\approx 12$	> 2,2	
514,32 $\pm$ 0,36	1,7	1,9	$\approx 8$	> 3,5	
569,27 $\pm$ 0,16	4,7	4,9	$\approx 5$	$5,1 \pm 1,0$	*)
578,55 $\pm$ 0,16	7,3	7,7	$\approx 5$	$5,9 \pm 1,0$	*)
657,51 $\pm$ 0,15	60	60	$0,48 \pm 0,08$	$5,8 \pm 0,7$	*)
675,98 $\pm$ 0,26	1,5	1,6	$\approx 5$	> 5	
702,69 $\pm$ 0,42	1,6				
852,54 $\pm$ 0,25	2,1				
858,16 $\pm$ 0,35	1,5				**)
927,24 $\pm$ 0,20	7,2	7,3	$\approx 1,9$	$4,2 \pm 1,0$	*)
954,28 $\pm$ 0,37	7,5				
960,67 $\pm$ 0,18	100	100	$0,59 \pm 0,09$	$4,5 \pm 0,4$	*)
983,87 $\pm$ 0,26	1,0				**)
1004,66 $\pm$ 0,36	1,2				**)
1072,46 $\pm$ 0,36	1,1				
1224,51 $\pm$ 0,24	1,4				
1245,54 $\pm$ 0,22	2,4				**)
1515,07 $\pm$ 0,50	0,9				
1556,95 $\pm$ 0,32	1,7				
1585,85 $\pm$ 0,33	1,5				

\*) Konversion in Blei aus dem Abstand von K- und L-Konversionslinie erkennbar

\*\*\*) Halbwertszeit nicht sicher

Tabelle 5.2 Vergleich der gemessenen Konversionsdaten von Übergängen des  $^{202}\text{Pb}$  mit theoretischen Werten <sup>49)</sup>

Über- gangs- energie  [keV]	theoretische Werte				experimentelle Werte			
	Multi- pola- rität	Konversions- koeffizient		Konvers.- verhältn. K/L	Konversions- koeffizient		Konvers. verhält. K/L	Multi- pola- rität
		K	L		K	L		
	$\Lambda$	$\alpha_K \cdot 10^2$	$\alpha_L \cdot 10^2$	$\alpha_K/\alpha_L$	$\alpha_K \cdot 10^2$	$\alpha_L \cdot 10^2$	$\alpha_K/\alpha_L$	$\Lambda$
240,3	E 1	4,1	0,7					
	E 2	11,2	9,5		(<130)	( $\approx 14$ )		(E 2 ?)
	E 3	30	100					
	M 1	67	11,5		<130	$\approx 14$		M 1(?)
	M 2	255	70					
346,6	E 2	4,7		2,1				
	E 3	12,6		0,73				
	E 4	34		0,33				
	M 1	25		6,0	$\approx 28$		> 2,5	M 1
	M 2	77		4,2				
422,2	E 1	1,2		6,2				
	E 2	3,0		2,7	$3,1 \pm 0,5$		$2,9 \pm 0,2$	E 2
	E 3	7,8		1,1				
	M 1	14,5		6,0				
	M 2	43		4,6				
438,2	E 1	1,1		6,2				
	E 2	2,8		2,8				
	E 3	7,0		1,2				
	E 4	18,0		0,6				
	M 1	13,0		6,0	$\approx 12$		> 2,2	M 1
	M 2	38		4,6				
514,3	E 2	2,0		3,3				
	E 3	4,9		1,6				
	E 4	12,0		0,9				
	M 1	8,5		6,0	$\approx 8$		> 3,5	M 1
	M 2	24		4,8				

Tabelle 5.2 (Fortsetzung)

Über- gangs- energie [keV]	theoretische Werte			experimentelle Werte		
	$\Lambda$	$\alpha_K \cdot 10^2$	$\alpha_K/\alpha_L$	$\alpha_K \cdot 10^2$	$\alpha_K/\alpha_L$	$\Lambda$
569,3	E 2	1,6	3,6			
	E 3	3,9	1,9			
	E 4	9,2	1,1			
	M 1	6,5	6,0	$\approx 5$	$5,1^{+1,0}$	M 1
	M 2	17,5	4,9			
578,6	E 2	1,5	3,7			
	E 3	3,7	1,9			
	E 4	8,8	1,1			
	M 1	6,2	6,0	$\approx 5$	$5,9^{+1,0}$	M 1
	M 2	16,5	5,0			
657,5	E 1	0,46	6,3	$0,48^{+0,08}$	$5,8^{+0,7}$	E 1
	E 2	1,18	4,1			
	M 1	4,4	6,0			
	M 2	11,5	5,0			
676,0	E 2	1,12	4,2			
	E 3	2,65	2,4			
	E 4	6,0	1,5			
	M 1	4,1	6,0	$\approx 5$	$> 5$	M 1
	M 2	10,1	5,1			
927,2	E 2	0,60	4,9			
	E 3	1,32	3,4	$\approx 1,9$	$4,2^{+1,0}$	E 3 ?
	E 4	2,7	2,5			
	M 1	1,9	6,0	$\approx 1,9$	$4,2^{+1,0}$	M 1 ?
	M 2	4,5	5,3			
960,7	E 1	0,22	6,4			
	E 2	0,57	4,9	$0,59^{+0,09}$	$4,5^{+0,4}$	E 2
	E 3	1,22	3,5			
	M 1	1,7	6,0			
	M 2	4,0	5,4			

Tabelle 5.3 Beobachtete Koinzidenzen zwischen Übergängen des  $^{202}\text{Pb}$

Übergang [keV] ↓	→ 422,2	657,5	960,7
168,1	x	x	x
240,3	x		x
249,0	x	x	x
320,3	x	x	x
346,6	x	x	x
422,2		x	x
569,3	x	x	x
578,6	x	x	x
657,5	x		x
960,7	x	x	

Tabelle 5.4 Verhältnis der Gesamt-Übergangsintensitäten für jeweils zwei starke Übergänge in  $^{202}\text{Pb}$ , sowie obere Intensitätsgrenzen für Crossover-Übergänge

Energien der Übergänge [keV]	Gesamtintensitätsverhältnis	Obere Grenze für einen Crossover-Übergang*) relativ zum schwächeren (schwächsten) Übergang
422,2; 960,7	$\frac{I_{422}}{I_{961}} = 0,88 \pm 0,04$	$\frac{I_{1383}}{I_{422}} < 0,007$
657,5; 422,2	$\frac{I_{658}}{I_{422}} = 0,68 \pm 0,03$	$\frac{I_{1080}}{I_{658}} < 0,012$
422,2; 657,5; 960,7		$\frac{I_{2040}}{I_{658}} < 0,004$

\*) mit Berücksichtigung der Konversion



Tabelle 5.5 Crossover-Möglichkeiten unter den  $\gamma$ -Übergängen des  $^{202}\text{Pb}$

$E_1$	$E_2$	$E_1+E_2$	$E_3$	$ E_1+E_2-E_3 $	$\sqrt{\sum_1^3 F_i^2}$ *)	Bemerk.
97,57	125,20	222,77	222,90	0,13	0,33	
97,57	222,90	320,47	320,25	0,22	0,33	A
97,57	248,97	346,54	346,62	0,08	0,31	A
97,57	578,55	676,12	675,98	0,14	0,38	
125,20	222,90	347,10	346,62	0,48	0,29	B
125,20	858,16	983,36	983,87	0,51	0,46	
168,06	346,62	514,68	514,32	0,36	0,42	A
222,90	346,62	569,52	569,27	0,25	0,29	A
240,29	983,87	1224,16	1224,51	0,35	0,39	A
240,29	1004,66	1244,95	1245,54	0,61	0,45	
248,97	320,25	569,22	569,27	0,05	0,28	A
346,62	657,51	1004,13	1004,66	0,53	0,42	A
514,32	1072,46	1586,78	1585,85	0,93	0,60	B
569,27	675,98	1245,25	1245,54	0,29	0,38	A
657,51	858,16	1515,67	1515,07	0,60	0,63	A

Bemerkungen: A  $\rightarrow$  Realisiert im Niveauschema von Abb. 19

$$B \rightarrow |E_1 + E_2 - E_3| \geq 1,5 \sqrt{\sum_1^3 F_i^2} \text{ *)}$$

\*)  $F_i$  = mittlerer Fehler von  $E_i$

Tabelle 5.6  $\gamma$ -Übergänge beim Zerfall des  $^{200}\text{Bi}$

Übergangs- energie [keV]	rel. $\gamma$ - Intensität	rel. Gesamt- intensität	K-Konversions- koeffizient $\alpha_K \cdot 10^2$	K/L-Konvers.- Verhältnis $\alpha_K/\alpha_L$	Bemerk.
98,09 $\pm$ 0,29	0,3				
103,25 $\pm$ 0,17	1,3				
114,40 $\pm$ 0,16	1,2				
201,11 $\pm$ 0,17	1,0				
245,15 $\pm$ 0,14	45	55	10,4 $\pm$ 2,0	1,24 $\pm$ 0,10	*)
273,39 $\pm$ 0,20	1,5	2	50	> 3	
294,43 $\pm$ 0,21	1,8	3	30		
303,41 $\pm$ 0,18	2,2	3	38	> 2	
348,33 $\pm$ 0,17	2,6	3	24		
419,78 $\pm$ 0,14	93	94	< 1,9		$\alpha_L < 0,5 \cdot 10^{-2}$
462,34 $\pm$ 0,14	98	102	2,49 $\pm$ 0,35	2,5 $\pm$ 0,3	*)
480,43 $\pm$ 0,24	2,3				
494,31 $\pm$ 0,20	1,2				
519,2 $\pm$ 0,7	0,5				
539,14 $\pm$ 0,26	1,7				
545,50 $\pm$ 0,17	4,5				
642,7 $\pm$ 0,8	0,8				
648,00 $\pm$ 0,35	2,6	2,7	$\approx 5$	> 3	
781,04 $\pm$ 0,47	2,0				
788,6 $\pm$ 0,7	1,0				
811,0 $\pm$ 0,7	0,7				
931,7 $\pm$ 0,5	2,6				
935,3 $\pm$ 0,7	1,4				
1026,49 $\pm$ 0,18	100	100	0,54 $\pm$ 0,09	4,8 $\pm$ 0,4	*)

\*) Konversion in Blei aus dem Abstand von K- und L-Konversionslinie erkennbar

Tabelle 5.7 Vergleich der gemessenen Konversionsdaten von Übergängen des  $^{200}\text{Pb}$  mit theoretischen Werten <sup>49)</sup>

Über- gangs- energie  [keV]	theoretische Werte				experimentelle Werte						
	Multi- pola- rität	Konversions- koeffizient		Konvers.- verhältn. K/L	Konversions- koeffizient		Konvers.- verhältn.	Multi- pola- rität			
		K	L		K	L					
	$\Lambda$	$\alpha_K \cdot 10^2$	$\alpha_L \cdot 10^2$	$\alpha_K/\alpha_L$	$\alpha_K \cdot 10^2$	$\alpha_L \cdot 10^2$	$\alpha_K/\alpha_L$	$\Lambda$			
245,15	E 1	3,9		5,8							
	E 2	10,6		1,24	$10,4 \pm 2,0$		$1,24 \pm 0,10$	E 2			
	E 3	29		0,30							
	M 1	64		6,0							
273,4	E 2	8,2		1,48							
	E 3	22		0,41							
	E 4	62		0,16							
	M 1	47		6,0	$\approx 50$		$> 3$	M 1			
	M 2	165		3,9							
303,4	E 2	6,3		1,7							
	E 3	17,3		0,53							
	E 4	47		0,22							
	M 1	35		6,0	$\approx 38$		$> 2$	M 1			
	M 2	117		4,1							
419,8	E 1	1,15	0,185			$< 1,9$			$< 0,5$		E 1
	E 2	3,1	1,15								
	M 1	15,0	2,5								
462,3	E 1	0,95		6,2							
	E 2	2,50		2,96	$2,49 \pm 0,35$		$2,5 \pm 0,3$	E 2			
	E 3	6,3		1,31							
	M 1	11,5		6,0							

Tabelle 5.7 (Fortsetzung)

Übergangs- energie [keV]	theoretische Werte			experimentelle Werte		
	$\Lambda$	$\alpha_K \cdot 10^2$	$\alpha_K/\alpha_L$	$\alpha_K \cdot 10^2$	$\alpha_K/\alpha_L$	$\Lambda$
648,0	E 2	1,2	4,05	$\approx 5$	$> 3$	M 1
	E 3	2,9	2,28			
	E 4	6,7	1,41			
	M 1	4,6	6,0			
	M 2	11,7	5,0			
1026,5	E 1	0,20	6,45	$0,54 \pm 0,09$	$4,8 \pm 0,4$	E 2
	E 2	0,50	5,1			
	E 3	1,06	3,7			
	M 1	1,42	6,0			

Tabelle 5.8 Beobachtete Koinzidenzen zwischen Übergängen des  $^{200}\text{Pb}$

Übergang → [keV]	245,2	419,8	462,3	1026,5
245,2		x	x	x
419,8	x		x	x
462,3	x	x		x
1026,5	x	x	x	

Tabelle 5.9 Verhältnisse der Gesamt-Übergangsintensitäten für jeweils zwei starke Übergänge im  $^{200}\text{Pb}$ , sowie obere Intensitätsgrenzen für Crossover-Übergänge

Energien der Übergänge [keV]	Gesamtintensitätsverhältnis	Obere Grenze für einen Crossover-Übergang*) relativ zum schwächeren (schwächsten) Übergang
1026,5; 462,3	$\frac{I_{1026}}{I_{462}} = 0,983 \pm 0,030$	$\frac{I_{1489}}{I_{1026}} < 0,007$
419,8; 1026,5	$\frac{I_{420}}{I_{1026}} = 0,936 \pm 0,031$	$\frac{I_{1446}}{I_{420}} < 0,007$
419,8; 462,3	$\frac{I_{420}}{I_{462}} = 0,920 \pm 0,021$	$\frac{I_{882}}{I_{420}} < 0,005$
245,2; 419,8	$\frac{I_{245}}{I_{420}} = 0,589 \pm 0,026$	$\frac{I_{665}}{I_{245}} < 0,009$
245,2; 419,8; 462,3;		$\frac{I_{1127}}{I_{245}} < 0,009$
245,2; 419,8; 1026,5		$\frac{I_{1691}}{I_{245}} < 0,012$
419,8; 462,3; 1026,5		$\frac{I_{1909}}{I_{420}} < 0,012$
245,2; 419,8; 462,3; 1026,5		$\frac{I_{2154}}{I_{245}} < 0,03$

\*) mit Berücksichtigung der Konversion

Tabelle 5.10 Crossover-Möglichkeiten unter den  $\gamma$ -Übergängen des  $^{200}\text{Pb}$

$E_1$	$E_2$	$E_1+E_2$	$E_3$	$ E_1+E_2-E_3 $	$\sqrt{\sum_{i=1}^3 F_i^2}$ *)	Bemerk.
98,09	103,25	201,34	201,11	0,23	0,38	A
98,09	419,78	517,87	519,19	1,32	0,74	B
103,25	245,15	348,40	348,33	0,07	0,27	A, C
103,25	539,14	642,39	642,69	0,30	0,84	
103,25	545,50	648,75	648,00	0,75	0,42	B
114,40	348,33	462,73	462,34	0,39	0,26	B, C
245,15	273,39	518,54	519,19	0,65	0,71	A
245,15	294,43	539,58	539,14	0,44	0,36	
245,15	781,04	1026,19	1026,49	0,30	0,52	D
294,43	348,33	642,76	642,69	0,07	0,82	A
294,43	494,31	788,74	788,62	0,12	0,73	A
294,43	642,69	937,12	935,28	1,84	1,05	B
384,33	462,34	810,67	811,0	0,3	0,7	

Bemerkungen: A  $\rightarrow$  Realisiert im Niveauschema von Abb. 20

B  $\rightarrow |E_1 + E_2 - E_3| \geq 1,5 \sqrt{\sum_{i=1}^3 F_i^2}$  \*)

C  $\rightarrow$  Diese beiden Crossover-Möglichkeiten schließen einander aus, da der 245,15 keV-Übergang und der 462,34 keV-Übergang koinzidieren.

D  $\rightarrow E_1$  und  $E_3$  in Koinzidenz  $\rightarrow$  Zufallsübereinstimmung

\*)  $F_i$  = mittlerer Fehler von  $E_i$

Tabelle 5.11  $\gamma$ -Übergänge beim Zerfall des  $^{198}\text{Bi}$

Übergangs- energie	rel. $\gamma$ -In- tensität	rel. Gesamt- intens.	K-Konversions- koeffizient	K/L-Konver- sionsverh.	Bemerk.
[keV]			$\alpha_K \cdot 10^2$	$\alpha_K/\alpha_L$	
138,00 $\pm$ 0,24	1,4				
157,95 $\pm$ 0,29	0,5				
197,69 $\pm$ 0,19	75	81	< 10		$\alpha_L < 0,019;^*)$
247,80 $\pm$ 0,24	2,1				
317,98 $\pm$ 0,18	42	46	6,4 $\pm$ 0,7	2,1 $\pm$ 0,2	*)
434,18 $\pm$ 0,22	7	8	$\approx$ 13	3,2 $\pm$ 0,3	*)
546,18 $\pm$ 0,36	4	4	$\approx$ 8	$\approx$ 7	*)
562,40 $\pm$ 0,19	85	87	1,60 $\pm$ 0,12	3,3 $\pm$ 0,2	*)
917,5 $\pm$ 0,6	7				**)
1063,49 $\pm$ 0,24	100	100	0,46 $\pm$ 0,04	5,6 $\pm$ 0,8	*)

\*) Konversion in Blei aus dem Abstand von K- und L-Konversionslinie erkennbar

\*\*\*) Halbwertszeit nicht sicher

Tabelle 5.12 Beobachtete Koinzidenzen zwischen Übergängen des  $^{198}\text{Pb}$

Übergang $\rightarrow$ [keV] $\downarrow$	197,7	318,0	562,4	1063,5
197,7		x	x	x
318,0	x		x	x
562,4	x	x		x
1063,5	x	x	x	

Tabelle 5.13 Vergleich der gemessenen Konversionsdaten von Übergängen in  $^{198}\text{Pb}$  mit theoretischen Werten <sup>49)</sup>

Über- gangs- energie  [keV]	theoretische Werte				experimentelle Werte			
	Multi- pola- rität	Konversions- koeffizient		Konvers.- verhältn. K/L	Konversions- koeffizient		Konvers.- verhältn. K/L	Multi- pola- rität
		K	L		K	L		
$\Lambda$	$\alpha_K \cdot 10^2$	$\alpha_L \cdot 10^2$	$\alpha_K/\alpha_L$	$\alpha_K \cdot 10^2$	$\alpha_L \cdot 10^2$	$\alpha_K/\alpha_L$	$\Lambda$	
197,7	E 1	6,6	1,15		<10	<1,9		E 1
	E 2	17,6	21,0					
	M 1	113	20,0					
318,0	E 1	2,1		6,0				E 2
	E 2	5,7		1,9	$6,4 \pm 0,7$		$2,1 \pm 0,2$	
	E 3	15,6		0,6				
	M 1	31		6,0				
434,2	E 2	2,9		2,8	$\approx 13$		$3,2 \pm 0,3$	E2+M3 (?)
	E 3	7,2		1,2				
	E 4	19		0,6				
	M 1	13,5		6,0				
	M 2	39		4,6				
	M 3	94		3,2				
546,2	E 2	1,7		3,5				M 1
	E 3	4,3		1,7				
	E 4	10,3		1,0				
	M 1	7,3		6,0	$\approx 8$		$\approx 7$	
	M 2	20		4,9				
562,4	E 1	0,63		6,3				E 2
	E 2	1,64		3,6	$1,60 \pm 0,12$		$3,3 \pm 0,2$	
	E 3	4,0		1,8				
	M 1	6,8		6,0				
1063,5	E 1	0,18		6,5				E 2
	E 2	0,47		5,2	$0,46 \pm 0,04$		$5,6 \pm 0,8$	
	E 3	1,00		3,8				
	M 1	1,3		6,0				



Tabelle 5.14 Verhältnisse der Gesamt-Übergangsintensitäten für jeweils zwei starke Übergänge im  $^{198}\text{Pb}$ , sowie obere Intensitätsgrenzen für Crossover-Übergänge

Energien der Übergänge [keV]	Gesamt-Intensitätsverhältnis	Obere Grenze für einen Crossover-Übergang *) relat. zum schwächeren (schwächsten) Übergang
562,4; 1063,5	$\frac{I_{562}}{I_{1063}} = 0,870 \pm 0,046$	$\frac{I_{1626}}{I_{562}} < 0,03$
197,7; 562,4	$\frac{I_{198}}{I_{562}} = 0,926 \pm 0,063$	$\frac{I_{760}}{I_{198}} < 0,03$
318,0; 197,7	$\frac{I_{318}}{I_{198}} = 0,568 \pm 0,043$	$\frac{I_{516}}{I_{318}} < 0,05$
197,7; 562,4; 1063,5		$\frac{I_{1823}}{I_{198}} < 0,04$
318,0; 197,7; 562,4		$\frac{I_{1078}}{I_{318}} < 0,03$
318,0; 197,7; 562,4; 1063,5		$\frac{I_{2141}}{I_{318}} < 0,08$

\*) Unter Berücksichtigung der Konversion

Tabelle 5.15 Vergleich mit Meßdaten anderer Autoren

A) Übergänge in  $^{202}\text{Pb}$

Übergangsenergie [keV]			K-Konversionskoeff. $\times 10^2$			K/L-Konversionsverhältnis		
Diese Arbeit	Ref. 16)	Ref. 50)	Diese Arbeit	Ref. 50)	Ref. 51)	Diese Arbeit	Ref. 16)	Ref. 50)
240,29 $\pm$ 0,16	240,3 $\pm$ 0,1							
422,18 $\pm$ 0,14	422,1 $\pm$ 0,2	421,9 $\pm$ 0,8	3,1 $\pm$ 0,5	3,5	3,2 $\pm$ 0,2	2,9 $\pm$ 0,2	2,6	2,5
657,51 $\pm$ 0,15	657,6 $\pm$ 0,3	657,6 $\pm$ 1,3	0,48 $\pm$ 0,08	0,5		5,8 $\pm$ 0,7	5,5 $\pm$ 0,7	7,5
786,87 $\pm$ 0,19	787,2 $\pm$ 0,4	786,9 $\pm$ 1,6						
960,67 $\pm$ 0,18	961,4 $\pm$ 0,5	961,2 $\pm$ 1,9	0,59 $\pm$ 0,09	0,6		4,5 $\pm$ 0,4	5,0 $\pm$ 0,7	5,9

B) Übergänge in  $^{200}\text{Pb}$

Übergangsenergie [keV]		K/L-Konversionsverhältnis	
Diese Arbeit	Ref. 17)	Diese Arbeit	Ref. 17)
462,34 $\pm$ 0,14	462,3	2,5 $\pm$ 0,3	3,3 $\pm$ 0,7
1026,49 $\pm$ 0,18	1027,5	4,8 $\pm$ 0,4	5,0 $\pm$ 1,0

C) Halbwertszeit des  $^{200}\text{Bi}$

[Minuten]	
Diese Arbeit	Ref. 48)
36,4 $\pm$ 0,3	35 $\pm$ 5

## 6. Diskussion

### 6.1 Die Hauptzerfallsart des $^{198}\text{Bi}$

Zunächst sei kurz die hauptsächliche Zerfallsart des neugefundenen  $^{198}\text{Bi}$  diskutiert. Dieser Kern hat 11 Neutronen weniger als das einzige stabile Isotop seines Elements ( $^{209}\text{Bi}$ ), er ist also stark neutronenarm. Für den Zerfall eines solchen Kerns kommen der  $\alpha$ -Zerfall, die Positronenemission, der Elektroneneinfang oder, falls es sich um einen metastabilen Zustand handelt, der  $\gamma$ -Zerfall in den Grundzustand in Frage. Die Möglichkeit eines  $\alpha$ -Zerfalls kann zumindest als Hauptzerfallsart ausgeschlossen werden, da systematische Untersuchungen von Siivola u.a. <sup>52)</sup> über  $\alpha$ -emittierende Wismutisotope, die bis zu dem Nuklid  $^{192}\text{Bi}$  führten, keine Anhaltspunkte für die Existenz eines  $\alpha$ -emittierenden Wismutisotops der Masse 198 ergaben. Die beim Zerfall des  $^{198}\text{Bi}$  emittierte starke Röntgen-K-Strahlung, das Fehlen einer erkennbaren 511 keV-Vernichtungsstrahlung sowie die Tatsache, daß die vier starken  $\gamma$ -Übergänge in Blei konvertiert sind, zeigen dann, daß die Hauptzerfallsart des gefundenen  $^{198}\text{Bi}$  die Umwandlung durch Elektroneneinfang in  $^{198}\text{Pb}$  ist.  $^{198}\text{Bi}$  verhält sich also wie die übrigen bekannten neutronenarmen Wismutisotope gerader Massezahl.

### 6.2 Einordnung der gefundenen $\gamma$ -Übergänge in Niveauschemata

Niveauschema des  $^{202}\text{Pb}$

Beim  $^{202}\text{Pb}$  kann von dem Niveauschema ausgegangen werden, das sich aus Untersuchungen anderer Autoren <sup>16,53)</sup> am Zerfall des  $3,6\text{ h-}^{202\text{m}}\text{Pb}$  (s.S. 2) ergeben hatte. Abb. 18 zeigt dieses Schema. Es ist Ref. <sup>16)</sup> entnommen. Die angegebenen Spin-Paritäts-Werte sind durch die genannten Untersuchungen, die auch eine  $\gamma$ - $\gamma$ -Winkelkorrelationsmessung mit einschlossen, gesichert. Wie schon erwähnt, wurden sämtliche nicht vom isomeren Zustand des  $^{202}\text{Pb}$  ausgehenden  $\gamma$ -Übergänge, die beim Zerfall des  $^{202\text{m}}\text{Pb}$  auftreten, auch am Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$  gefunden. Die aus den Meßergebnissen dieser Arbeit folgenden Koinzidenzbeziehungen und Multipolaritäten dieser Übergänge stehen im Einklang mit dem Niveauschema von Abb. 18. Das gleiche gilt auch für die am Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$  gemessenen Intensitätsverhältnisse dieser Übergänge und für die Nichterkennbarkeit der zugehörigen Crossover-Übergänge. Die fehlenden Intensitäten bei der Besetzung der Niveaus sind Übergängen zuzuschreiben, die von höher liegenden Zuständen oder vom Grundzustand des  $^{202}\text{Bi}$  direkt ausgehen. Letztere Möglichkeit kann aller-

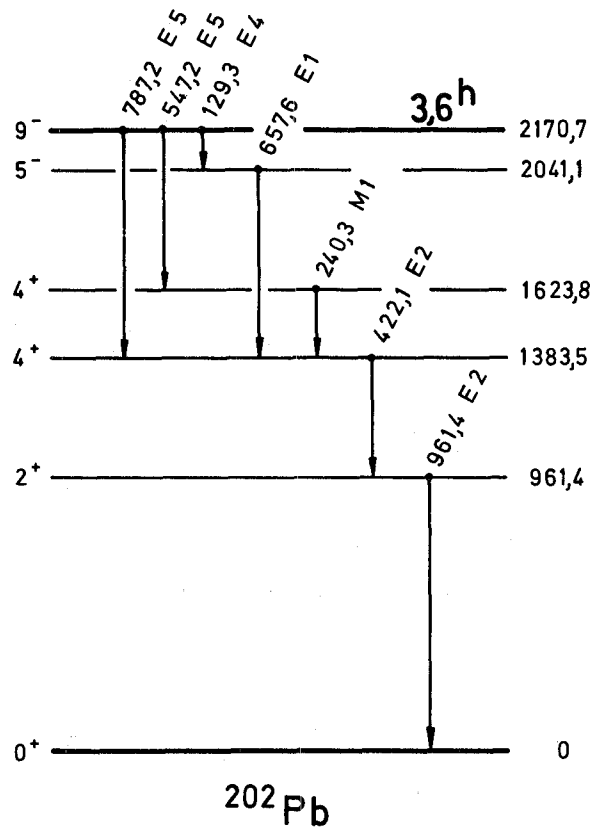


Abb. 18 Niveauschema des  $^{202}\text{Pb}$  aufgrund der Untersuchungen anderer Autoren am Zerfall des  $^{202}\text{mPb}$ .

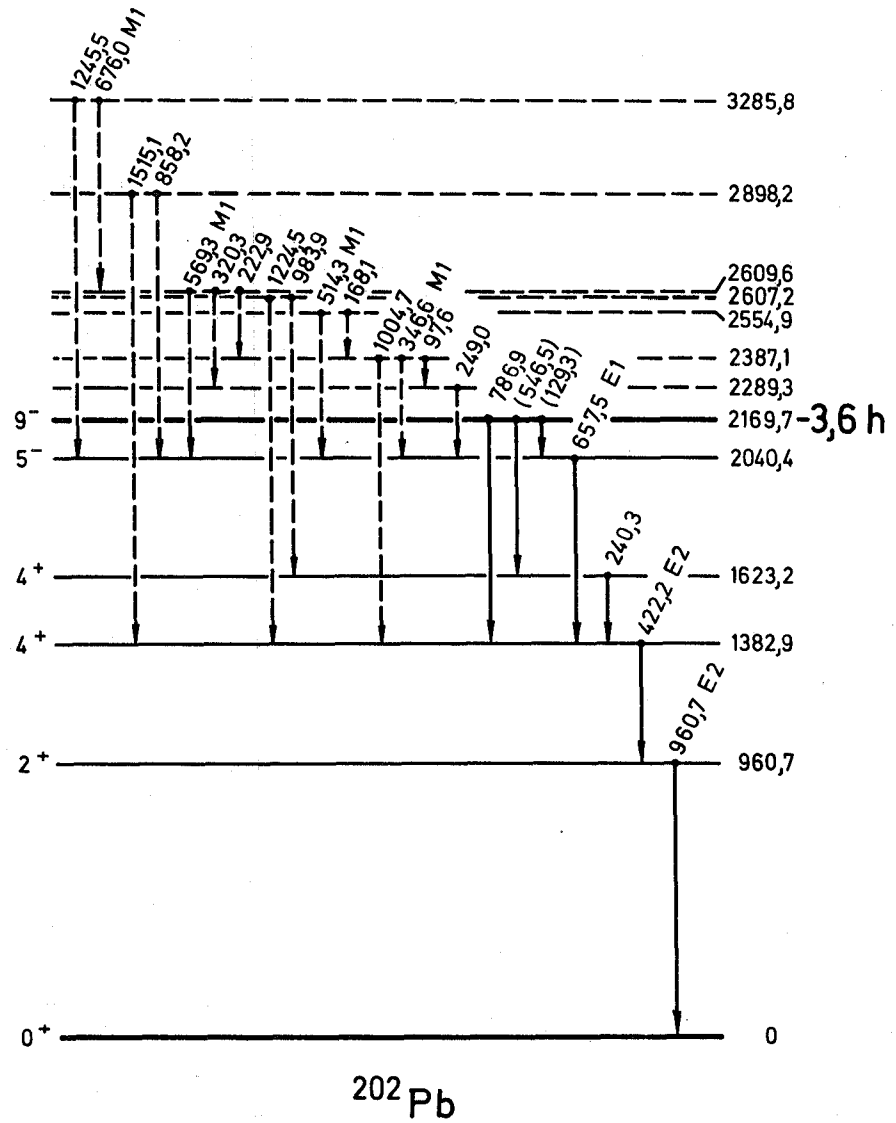


Abb. 19 Vorschlag zur Erweiterung des Niveauschemas von  $^{202}\text{Pb}$  aufgrund der Messungen am Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$ .  
Energiewerte nach dem Meßergebnis dieser Arbeit.  
In Klammer gesetzte Werte sind Differenzwerte.

dings wieder wegen der vermutlich sehr hohen Zerfallsenergie und der sehr geringen  $\beta^+$ -Emission (s. Abschn. 5.1) weitgehend ausgeschlossen werden. Der isomere Zustand des  $^{202}\text{Pb}$  dürfte beim Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$  nur geringfügig besetzt werden, da die Intensität des vom isomeren Zustand ausgehenden 786,9 keV-Übergangs, der in den Spektren dieser Arbeit nur dann deutlich auftrat, wenn keine chemische Abtrennung vorgenommen wurde, innerhalb der Meßfehlergrenzen mit der Halbwertszeit des  $^{202\text{m}}\text{Pb}$  abfiel.

Außer den vier Übergängen, die sowohl beim Zerfall des  $^{202\text{m}}\text{Pb}$  als auch beim Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$  auftreten, wurden am Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$  weitere 26  $\gamma$ -Übergänge gemessen. Da Koinzidenzmessungen zwischen je zwei dieser durchweg schwachen Übergänge fehlen, ist ihre Einordnung in ein erweitertes Niveauschema des  $^{202}\text{Pb}$  erschwert. Als Anhaltspunkte stehen die in Tabelle 5.5 zusammengestellten möglichen Crossover-Beziehungen, die aus den gemessenen Übergangsenergien abgeleitet wurden, und die gemessenen Intensitäten zur Verfügung. Hinzu kommen Koinzidenzmessungen zwischen einigen der neuen Übergänge und den drei starken, vom Zerfall des  $^{202\text{m}}\text{Pb}$  her bekannten Übergänge. Die beste unter den gefundenen Möglichkeiten zur Erweiterung des Niveauschemas von Abb. 18, d.h. diejenige, die die meisten der experimentellen Informationen wiedergibt unter der Bedingung, daß jedes zusätzlich vorgeschlagene Niveau durch mindestens zwei neugefundene Übergänge gestützt wird, ist in Abb. 19 gestrichelt eingetragen. Die Energiewerte der vom Zerfall des  $^{202\text{m}}\text{Pb}$  her bekannten Anregungszustände sind in dieser Abbildung den Meßergebnissen dieser Arbeit angeglichen.

#### Niveauschema des $^{200}\text{Pb}$

Um die am Zerfall des  $^{200}\text{Bi}$  beobachteten  $\gamma$ -Übergänge in ein Niveauschema des  $^{200}\text{Pb}$  einzuordnen, gehen wir von den vier starken Übergängen (s. Tabelle 5.6) aus, die sich in der Intensität um gut eine Größenordnung von den übrigen unterscheiden. Nach dem Ergebnis der Koinzidenzmessungen bilden sie eine Kaskade, die den gemessenen Intensitäten zufolge über dem Grundzustand aufgebaut sein muß. Zur Festlegung der Übergangsreihenfolge innerhalb der Kaskade können die in Tabelle 5.9 angegebenen genauen Verhältnisse der Übergangsintensitäten herangezogen werden. Zwischen den beiden intensivsten, also untersten Übergängen (462,3 keV und 1026,5 keV) kann der Meßwert ( $0,983 \pm 0,030$ ) allerdings nicht entscheiden. Für die beiden anderen Übergänge (419,8 keV und 245,2 keV) wird die Stellung innerhalb der Kaskade durch das Meßergebnis festgelegt. Wir erhalten auf diese Weise einen ersten angeregten Zustand entweder bei 462,3 keV

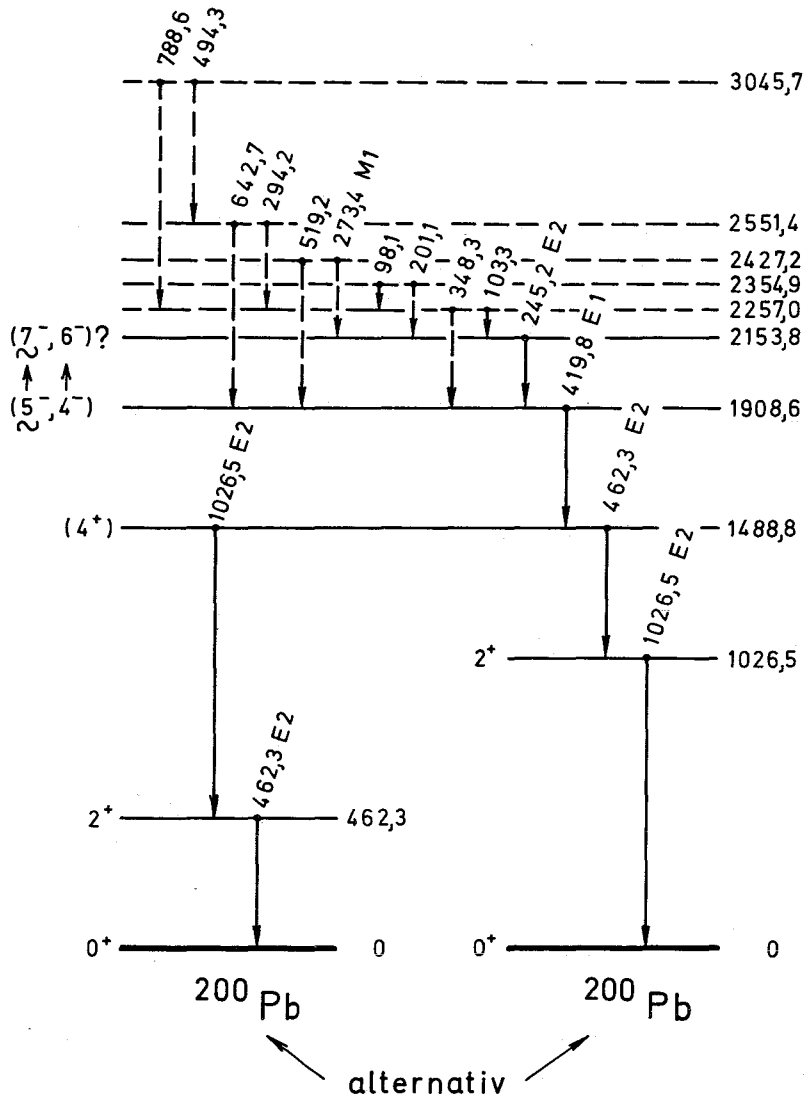


Abb. 20 Vorgeschlagenes Niveauschema für das  $^{200}\text{Pb}$   
 Die Systematik<sup>\*)</sup> der Anregungszustände bevorzugt stark die rechts eingezeichnete Alternativmöglichkeit. Den mit  $\sim$  bezeichneten Spinwerten kommt nach der Systematik höhere Wahrscheinlichkeit zu.

oder 1026,5 keV und weitere Zustände bei 1488,8 keV, 1908,6 keV und 2153,8 keV (s. Abb. 20). Die Argumentation könnte gestört werden einmal durch nicht zu schwache Crossover-Übergänge, diese wurden jedoch nicht gefunden, zum anderen durch Paare von (schwachen) Übergängen, zu denen einer der vier starken Übergänge den Crossover bildet. Die Additionsprobe nach Tabelle 5.10 ergab jedoch nur eine solche Möglichkeit, die ihrerseits bei Beachtung der beobachteten

<sup>\*)</sup> S.S. 58

Koinzidenzen im Widerspruch zu einer anderen möglichen Crossover-Beziehung steht. Da letzterer nach Spalte 5 und 6 von Tabelle 5.10 ein ungleich höherer Wahrscheinlichkeitswert zukommt, wird dieser der Vorzug gegeben. Schließlich ist an die Möglichkeit zu denken, daß einer der vier starken Übergänge durch drei schwache Übergänge unterteilt wird oder daß parallel zu einem Paar aufeinanderfolgender starker Übergänge ein anderes, von schwachen Übergängen gebildetes Paar abläuft. Die gemessenen Energiewerte lassen jedoch keine dieser Möglichkeiten zu.

Zur teilweisen Einordnung der beobachteten schwachen  $\gamma$ -Übergänge in das Niveauschema des  $^{200}\text{Pb}$  kann der in Abb. 20 gestrichelt eingetragene Vorschlag gemacht werden. Er stützt sich auf die in Tabelle 5.10 zusammengestellten möglichen Crossover-Beziehungen und die gemessenen Intensitäten, jedoch nicht auf Koinzidenzmessungen.

Die gemessenen Konversionsdaten geben die Möglichkeit zu Aussagen über Spin-Paritätszuordnungen zu den vorgeschlagenen Energiezuständen. Da der Grundzustand den Spinwert 0 bei positiver Parität hat, und der vom ersten Anregungszustand in den Grundzustand führende Übergang (462,3 keV oder 1026,5 keV) in jedem Fall ein E 2-Übergang ist, muß dem ersten Anregungszustand die Zuordnung  $2^+$  gegeben werden, gleichgültig, ob er bei 462,3 keV oder bei 1026,5 keV liegt. Der nächste angeregte Zustand (1488,8 keV) ist mit dem ersten Anregungszustand wiederum in jedem Fall durch einen E 2-Übergang verbunden, wobei noch zusätzlich gesagt werden kann, daß diesem Übergang keine erkennbare M1-Komponente beigemischt ist. Beachtet man noch das Fehlen des direkten Übergangs vom betrachteten 1488,8 keV-Zustand in den  $0^+$ -Grundzustand und die Tatsache, daß vom darüberliegenden Niveau (1908,6 keV) ein starker Übergang in den betrachteten Zustand führt, während die Crossover-Übergänge in den tieferliegenden  $2^+$ -Zustand und in den Grundzustand fehlen, so kommt man zur Vermutung, daß der 1488,8 keV Zustand ein  $4^+$ -Zustand ist. Der Deutungsmöglichkeit als zweiten  $2^+$ -Schwingungszustand stehen u.a. Rechnungen von Arvieu und Salusti <sup>3)</sup> an den geraden neutronenarmen Bleikernen entgegen, nach denen auch in diesem Fall der direkte Übergang in den Grundzustand stark auftreten müßte. Gehen wir von der Zuordnung  $4^+$  aus weiter, so läßt die Multipolarität E 1 des 419,8 keV-Übergangs für den 1908,6 keV-Zustand die Möglichkeiten  $5^-$ ,  $4^-$  und  $3^-$  offen, die letztgenannte kann wegen des Fehlens des direkten Übergangs zum wesentlich tiefer liegenden  $2^+$ -Niveau als unwahrscheinlich angesehen werden. Das 2153,8 keV-Niveau hat aufgrund der Multipolarität des 245,2 keV-Übergangs negative Parität, es kommen die Spinwerte 2 bis 7

in Betracht. Dabei sind die Werte 2 und 3 weniger wahrscheinlich, da die direkten Übergänge in das  $2^+$ -Niveau und in den Grundzustand nicht zu erkennen sind. Gegen die Spinzunordnung 4, 5 oder 6 (letztere nur, falls der 1908,6 keV-Zustand ein  $5^-$ -Zustand ist,) spricht etwas, daß beim 245,2 keV-Übergang innerhalb der Meßgenauigkeit keine M 1-Beimischung zu erkennen ist. Die Annahme eines hohen Spinwertes wird auch dadurch gestützt, daß es sich sicher um den höchstangeregten Zustand unter den beim  $^{200}\text{Bi}$ -Zerfall stark besetzten Zuständen handelt und daß für den  $^{200}\text{Bi}$ -Grundzustand der Wert  $7^{11)}$  gemessen wurde.

Niveauschema des  $^{198}\text{Pb}$

Die Untersuchungen am Zerfall des  $^{198}\text{Bi}$  brachten Ergebnisse, die völlig analog zu denen am  $^{200}\text{Bi}$ -Zerfall waren. Es wurden wieder vier starke, miteinander koinzidierende  $\gamma$ -Übergänge im Tochterkern mit den gleichen Multipolaritäten beobachtet. Die übrigen Übergänge sind wiederum eine Größenordnung schwächer. Man kann daher zur Aufstellung eines Niveauschemas genau die gleiche Argumentation verwenden. Die Reihenfolge innerhalb der Kaskade der vier starken Übergänge ist beim  $^{198}\text{Pb}$  auf Grund der Meßergebnisse weitgehend festgelegt. Allenfalls die Reihenfolge des 197,7 keV- und des 562,4 keV-Übergangs ist nicht ganz gesichert.

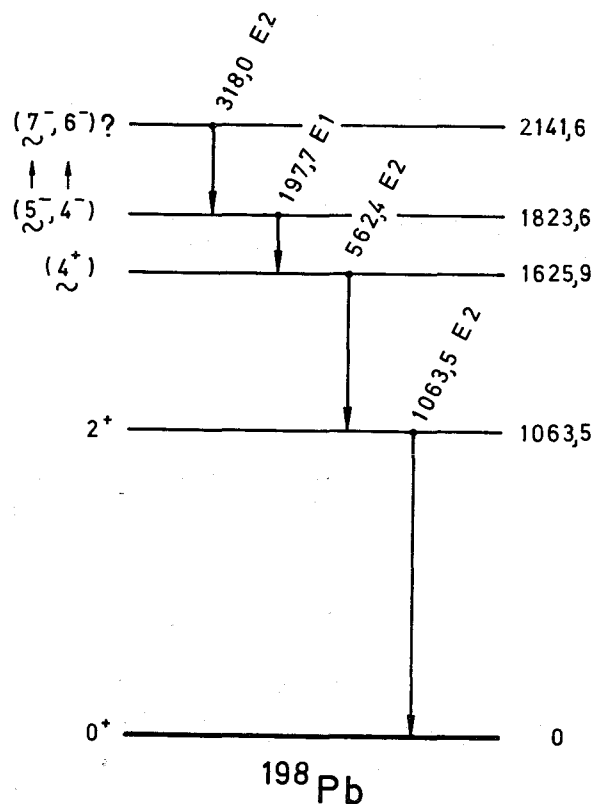


Abb. 21

Vorgeschlagenes Niveauschema für das  $^{198}\text{Pb}$

(~ : S. Legende zu Abb. 20)



Der Meßwert spricht jedoch deutlich für ein Vorgehen des 197,7 keV-Übergangs. Für die Einordnung der schwachen Übergänge gibt es keine Anhaltspunkte. Hinsichtlich der Spin-Paritätszuordnungen gilt das gleiche wie beim  $^{200}\text{Pb}$ . Abb. 21 zeigt das für  $^{198}\text{Pb}$  vorgeschlagene Niveauschema.

### 6.3 Systematik der Anregungszustände zur Ergänzung der Information durch Messung

Nicht nur die Anregungsschemata von  $^{198}\text{Pb}$  und  $^{200}\text{Pb}$  sind einander ähnlich. Ein Vergleich zeigt, daß sich diese Ähnlichkeit auch zu den Kernen  $^{202}\text{Pb}$ ,  $^{204}\text{Pb}$  und  $^{206}\text{Pb}$  hin fortsetzt. Daß die in dieser Arbeit am Zerfall von  $^{202}\text{Bi}$ ,  $^{200}\text{Bi}$  und  $^{198}\text{Bi}$  gemessenen Spektren große Verwandtschaft aufwiesen, war bereits auf Seite 21 erwähnt worden, und eingangs war darauf verwiesen worden, daß die Ähnlichkeit innerhalb der Gruppe der neutronenarmen geraden Bleikerne auch am Ergebnis theoretischer Niveauberechnungen zu erkennen ist. Da es von den Kernen

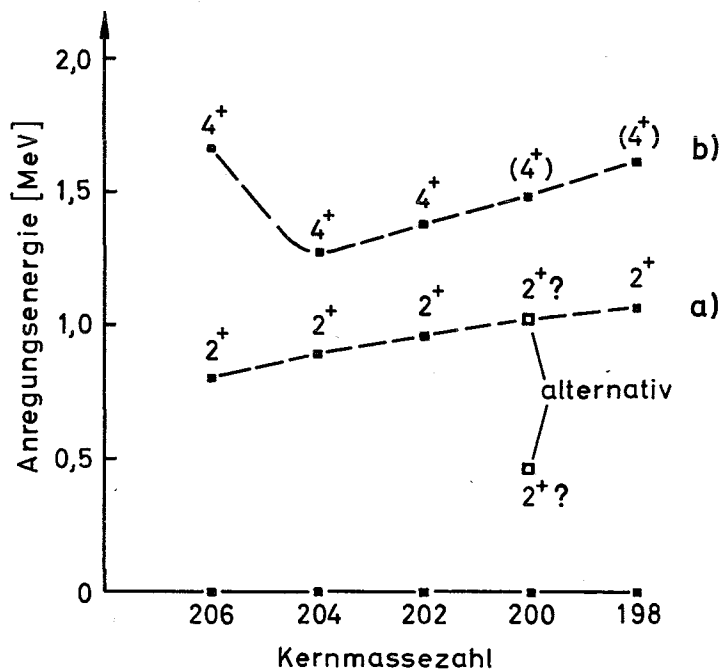


Abb. 22 Systematik der experimentell gefundenen untersten  $2^+$ - und  $4^+$ -Zustände der geraden Kerne  $^{206}\text{Pb}$  bis  $^{198}\text{Pb}$ .

Kurve b) verbindet grundsätzlich die Zustände, von denen aus die  $2^+$ -Zustände (Kurve a)) beim entsprechenden Wismutzerfall hauptsächlich gespeist werden.

$^{206}\text{Pb}$ ,  $^{204}\text{Pb}$  (s. Abschn. 1) und  $^{202}\text{Pb}$  recht gut fundierte Kenntnisse über Anregungszustände gibt, liegt es nahe, durch eine Systematik der Anregungszustände neutronenarmer gerader Bleikerne dort zu entscheiden, wo bei den Kernen  $^{200}\text{Pb}$  und  $^{198}\text{Pb}$  die Meßergebnisse zwei oder mehrere Möglichkeiten hinsichtlich der Anregungszustände offengelassen hatten. Beim  $^{200}\text{Pb}$  war die Reihenfolge der beiden stärksten, also untersten Übergänge, die beide E 2-Übergänge sind, durch die Meßergebnisse nicht entschieden worden. Der unterste Anregungszustand, in jedem Fall ein  $2^+$ -Zustand, liegt entweder bei 462,3 keV oder bei 1026,5 keV. Bei den übrigen Kernen der betrachteten Gruppe liegt das erste angeregte Niveau (immer ein  $2^+$ -Zustand) fest, so daß die systematische Auftragung nach Abb. 22, Kurve a) zugunsten eines 1026,5 keV-Zustandes entscheiden kann. Beim  $^{198}\text{Pb}$  war die Möglichkeit eines Vorgehens des 562,4 keV-E2-Übergangs vor dem 197,7 keV-E1-Übergang, also die Möglichkeit eines 1261,2 keV-Zustandes statt eines 1625,9 keV-Zustandes nicht ganz auszuschließen. Nun wird bei allen neutronenarmen geraden Bleikernen von  $^{206}\text{Pb}$  bis  $^{200}\text{Pb}$  der erste Anregungszustand beim Zerfall des Wismutmutterkerns von einem starken E 2-Übergang gespeist. Dies spricht für ein Vorgehen des 197,7 keV-Übergangs, d.h. für einen 1625,9 keV-Zustand. Ein solcher Zustand paßt sich auch seiner Lage nach gut in die Systematik der Zustände ein, von denen aus das jeweils unterste angeregte Niveau hauptsächlich gespeist wird (Abb. 22, Kurve b). Zusammen mit dem Ergebnis der Messungen der Übergangsintensitäten läßt dies alles einen 1261,1 keV-Zustand anstelle eines 1625,9 keV-Zustandes als höchst unwahrscheinlich erscheinen. Der Zustand, von dem aus der unterste Anregungszustand beim Wismutzerfall hauptsächlich gespeist wird, ist bei den Kernen  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{204}\text{Pb}$  und  $^{202}\text{Pb}$  mit Sicherheit ein  $4^+$ -Zustand. Überträgt man das auf  $^{200}\text{Pb}$  und  $^{198}\text{Pb}$ , so erfährt die im vorigen Abschnitt aus den Meßergebnissen abgeleitete Vermutung, daß die Zustände bei 1488,8 keV ( $^{200}\text{Pb}$ ) und 1625,9 keV ( $^{198}\text{Pb}$ )  $4^+$ -Zustände sind, eine Stärkung. Die Soeben besprochenen zweituntersten Anregungszustände werden beim Wismutzerfall im Fall von  $^{202}\text{Pb}$ ,  $^{200}\text{Pb}$  und  $^{198}\text{Pb}$  hauptsächlich von einem starken E 1-Übergang gespeist, wobei dieser E 1-Übergang beim  $^{202}\text{Pb}$  mit Sicherheit von einem  $5^-$ -Zustand ausgeht. Die Erweiterung einer solchen Feststellung auf das  $^{204}\text{Pb}$  scheitert an fehlenden Meßdaten. Beim  $^{206}\text{Pb}$  wird der zweitunterste Anregungszustand außer von einem starken E 3-Übergang von drei E 1-Übergängen gespeist, die sämtlich von Zuständen mit dem gesicherten bzw. wahrscheinlichen Spin-Paritäts-Wert  $5^-$  ausgehen.  $4^-$ -Zustände sind in keinem der Kerne  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{204}\text{Pb}$  und  $^{202}\text{Pb}$  identifiziert worden. Damit besitzt von den beiden nach den Überlegungen des vorigen

Abschnitts in Betracht kommenden Möglichkeiten zur Charakterisierung der Ausgangszustände der starken E 1-Übergänge, nämlich der Zustände bei 1908,6 keV ( $^{200}\text{Pb}$ ) und 1823,6 keV ( $^{198}\text{Pb}$ ), die Zuordnung  $5^-$  die größere Wahrscheinlichkeit. Auf die energetische Nachbarschaft des  $5^-$ -Zustandes des  $^{202}\text{Pb}$  (2040,4 keV) sei hingewiesen. Zu den Zuständen bei 2153,8 keV ( $^{200}\text{Pb}$ ) und 2141,6 keV ( $^{198}\text{Pb}$ ), die beide den gleichen Spin-Paritäts-Wert haben dürften, gibt es keine sicher erkennbaren Analoga bei den übrigen Kernen der genannten Gruppe. Die Zuordnung  $5^-$  zu den jeweils darunter liegenden Zuständen stärkt jedoch die vorsichtige Vermutung des vorigen Abschnitts, daß es sich um  $7^-$ -Zustände handelt.

Abschließend sei hier vermerkt, daß die beiden untersten Anregungszustände des  $^{200}\text{Pb}$  bereits von Bergström und Andersson in einer früheren Arbeit <sup>54)</sup> aufgrund der eingangs erwähnten Messung <sup>17)</sup> zweier Übergangsenergien und der zugehörigen K/L-Konversionsverhältnisse sowie durch Betrachtung der Systematik der Anregungszustände gerader Bleikerne in der gleichen Weise wie in Abb. 20 (rechte Seite) angegeben wurden.

#### 6.4 Vergleich mit theoretischen Niveauberechnungen

In einem letzten Abschnitt seien die in dieser Arbeit mit guter Sicherheit aufgefundenen Kernniveaus zusammen mit bereits bekannten Anregungszuständen neutronenarmer gerader Bleikerne dem Ergebnis von zwei theoretischen Niveauberechnungen <sup>2,5)</sup> gegenübergestellt. Bei einem Vergleich, der eine ganze Gruppe von Kernen erfaßt, kann die Güte der Übereinstimmung nicht nur an der Lage der einzelnen Niveaus, sondern auch an der Änderung der Niveaulagen innerhalb der Gruppe gemessen werden. Für einen Vergleich müssen die zu vergleichenden Zustände als solche erkannt werden können. Die Charakterisierung durch Spin und Parität reicht dazu nicht aus. Aus den Berechnungen resultieren im allgemeinen mehrere Zustände gleicher Spin-Paritätsbezeichnung, während die experimentellen Untersuchungen sehr oft nur zur Auffindung eines Zustandes der betreffenden Art führen. Man kann nun davon ausgehen, daß infolge der Eigenschaft des  $\beta$ - wie auch des  $\gamma$ -Zerfalls, Übergänge mit möglichst großer Energieänderung und möglichst kleiner Drehimpulsänderung zu bevorzugen, bei den  $\beta$ -Zerfällen im Tochterkern vor allem der jeweils unterste unter den Zuständen gleichen Spins und gleicher Parität besetzt wird, so daß experimentelle Untersuchungen an  $\beta$ -Zerfällen in erster Linie diese Zustände erkennen lassen. Es ist unwahrscheinlich,

daß ein solcher Zustand dem Nachweis völlig entgeht. Auf dieser Basis läßt sich ein Vergleich durchführen. Im allgemeinen sind den theoretischen Arbeiten derartige Vergleiche beigelegt. Durch die neugefundenen Zustände können wir sie nun erweitern. Dabei seien die Zustände, für die sich nur ein wahrscheinlicher Spinwert angeben läßt, versuchsweise mit verwandt. Wir führen den Vergleich mit den beiden theoretischen Arbeiten durch, die unter den eingangs zitierten die ausführlichsten numerischen Resultate über die Lage von Anregungszuständen aufweisen, nämlich die Arbeit von Arvieu und Veneroni <sup>2)</sup> sowie die von Plastino, Arvieu

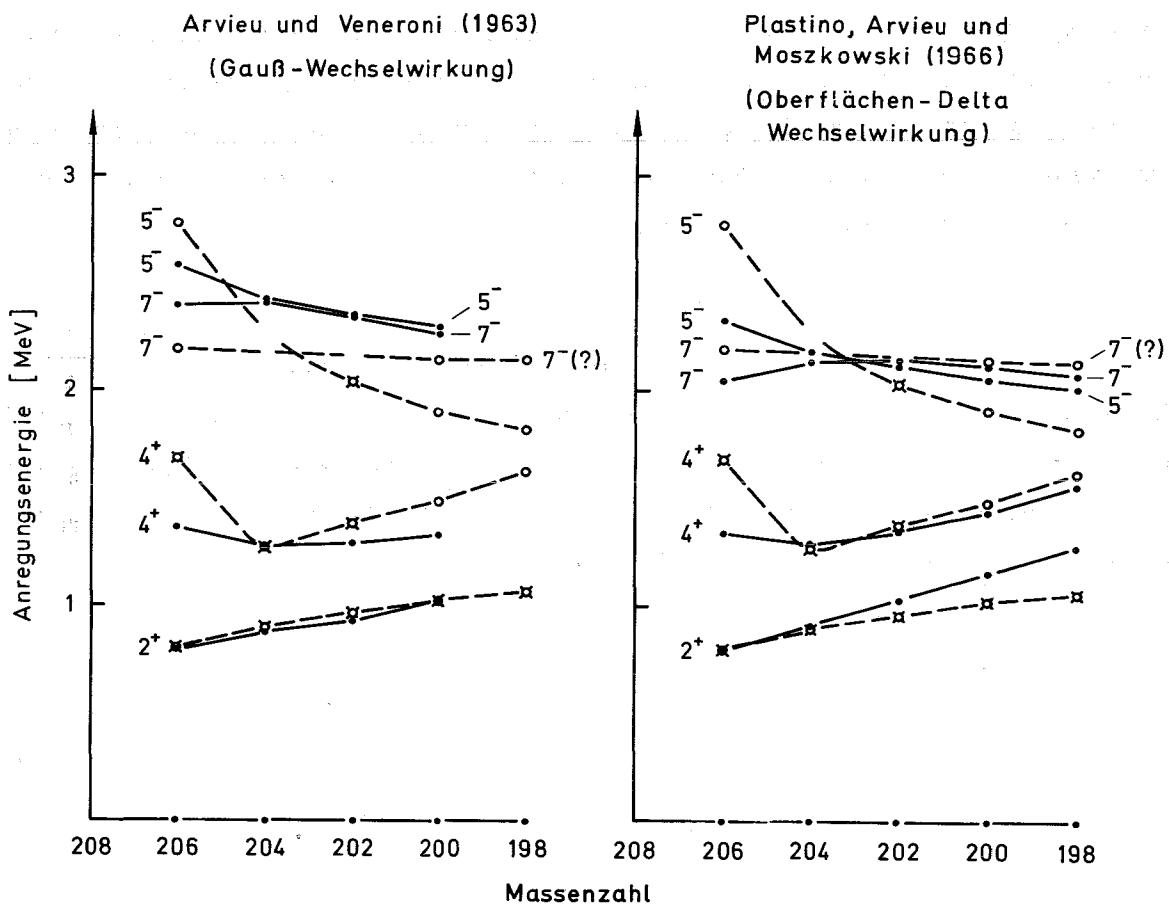


Abb. 23 Gegenüberstellung der aus theoretischen Arbeiten resultierenden Anregungszustände neutronenarmer gerader Bleikerne und der experimentell gefundenen Zustände

- berechnete Zustände
- x--- experimentell gefundene Zustände mit gesichertem Spinwert
- o--- experimentell gefundene Zustände mit wahrscheinlichem Spinwert

und Moszkowski <sup>5)</sup>. In der erstgenannten Arbeit wurde als Restwechselwirkung zur Ergänzung des Schalenmodellpotentials (s.S. 1 ) eine Gaußwechselwirkung nach True und Ford <sup>55)</sup> verwendet. Die zweite Autorengruppe gab der Restwechselwirkung die Form einer Oberflächen-Delta-Wechselwirkung.

In Abb. 23a) und b) sind die theoretisch berechneten, jeweils untersten  $2^{+}$ -,  $4^{+}$ -,  $5^{-}$ - und  $7^{-}$ -Zustände für die Kerne  $^{206}\text{Pb}$  bis  $^{198}\text{Pb}$  bzw.  $^{200}\text{Pb}$  eingetragen. (In Ref. 2) wurde  $^{198}\text{Pb}$  nicht berechnet.) Bei jeder der beiden Arbeiten wurden für die Ausrechnung der in Abb. 23 aufgenommenen Zustände eine einheitliche Restwechselwirkungsstärke und ein einheitliches Näherungsverfahren angewandt. Gegenübergestellt sind die experimentell gefundenen Zustände gleicher Spin-Paritäts-Zuordnung. Sind bei einem Kern (z.B.  $^{206}\text{Pb}$ ) mehrere Zustände der gleichen Art experimentell bekannt, so wurde auch hier der jeweils unterste gewählt. Die Abbildung zeigt, daß durch die Eintragung der Zustände, deren Spinzuordnungen experimentell an sich nicht ganz gesichert sind, kein Widerspruch zur Tendenz der theoretischen Resultate entsteht.

Anteil an dieser Arbeit hatten Herr Dipl.-Phys. K. Freitag, dem ich vor allem für die Durchführung der Massentrennungen danken möchte, sowie Herr B. Feurer, dessen Mithilfe beim apparativen Aufbau, bei den Bestrahlungen und den Auswertungen wertvoll war. Herrn Dipl.-Phys. O. Meyer danke ich für die in seinem Laboratorium hergestellten Halbleiterdetektoren.

Literaturverzeichnis

- 1) L.S. Kisslinger und K.A. Sorensen, Mat. Fys. Medd. 32 (1960) Nr. 9
- 2) R. Arvieu und M. Veneroni, Phys. Lett. 5 (1963) 142
- 3) R. Arvieu und E. Salusti, Nucl. Phys. 66 (1965) 305
- 4) D. Chlebowska und M. Zielinska, Act. Phys. Pol. 28 (1965) 523
- 5) A. Plastino, R. Arvieu und S.A. Moszkowski, Phys. Rev. 145 (1966) 837  
und S.A. Moszkowski, persönliche Mitteilung
- 6) R.J. Lombard, IPNO/TH-114 (1967) und Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 102
- 7) J. Baier und M. Kriechbaum, Z. Naturforsch. 23a (1968) 468
- 8) J.H.E. Mattauch, W. Thiele und A.H. Wapstra, Nucl. Phys. 67 (1965) 1
- 9) L.L. Marino, W.B. Ewbank, W.A. Nierenberg, H.A. Shugart und H.B. Silsbee,  
Bull. Am. Phys. Soc. 2 (1957) 383
- 10) I. Lindgren und C.M. Johansson, Ark. Fys. 15 (1959) 445
- 11) S. Axensten, C.M. Johansson und I. Lindgren, Ark. Fys. 15 (1959) 463
- 12) A. Hanser und K. Freitag, Bericht KFK 541 (1967)
- 13) A. Hanser und K. Freitag, Radiochimica Acta 9 (1968) 51
- 14) C.M. Lederer, J.M. Hollander und I. Perlman, Table of Isotopes,  
John Wiley & Sons, Inc., New York, 1967
- 15) Nuclear Data Sheets
- 16) J.A. McDonell, R. Stockendahl, C.J. Herrlander und I. Bergström,  
Nucl. Phys. 3 (1957) 513
- 17) B. Jung und G. Andersson, nicht veröffentlicht, zitiert in I. Bergström,  
Ark. Fys. 12 (1957) 415
- 18) J.B. Bellicard und A. Moussa, Compt. Rend. 241 (1955) 1202
- 19) E.L. Chupp, J.W.M. DuMond, F.J. Gordon, R.C. Jopson und H. Mark,  
Phys. Rev. 109 (1958) 2036
- 20) C.M. Lederer, J.M. Hollander und I. Perlmann,  
Table of Isotopes, John Wiley & Sons, New York (1967) S. 561
- 21) K. Siegbahn, Alpha-, Beta- und Gamma-Ray Spectroscopy  
North-Holland Publ. Co. Amsterdam (1965) S. 198
- 22) C.J. Herrlander und R.L. Graham, Nucl. Phys. 58 (1964) 544
- 23) H.W. Baer, J.J. Reidy und M.L. Wiedenbeck, Nucl. Phys. 86 (1966) 332
- 24) D.E. Alburger und A.W. Sunyar, Phys. Rev. 99 (1955) 695
- 25) A.I. Yavin und F.H. Schmidt, Phys. Rev. 100 (1955) 171
- 26) G. Bäckström, Ark. Fys. 10 (1956) 393
- 27) F.P. Brady, N.F. Peck und R.A. Warner, Nucl. Phys. 66 (1965) 365

- 28) R.L. Robinson, P.H. Stelson und F.K. McGowan, Nucl. Phys. 74 (1965) 281
- 29) G. Murray, R.L. Graham und J.S. Geiger, Nucl. Phys. 63 (1965) 353
- 30) S.E. Karlsson, B.S. Svahn, H. Pettersson und G. Malmsten,  
Nucl. Phys. A 100 (1967) 113
- 31) G.J. Nijh, A.H. Wapstra und L.T.M. Ornstein, Nucl. Phys. 9 (1958) 528
- 32) Z. Sujkowski, Ark. Fys. 20 (1961) 243
- 33) W.L. Croft, B.C. Pettersson und J.H. Hamilton, Nucl. Phys. 48 (1963) 267
- 34) P. Kleinheinz, L. Samuelsson, R. Vakanovicz, H. Lindstrom, F. Krmpotic  
und K. Siegbahn, zitiert bei B.I. Deutch, Proc. Int. Conf. Internal  
Conversion Process, Nashville (1965), J.H. Hamilton (Hersg.) Academic Press,  
New York(1966)
- 35) R.L. Heath und P.R. Bell, Phys. Rev. 87 A (1952) 176
- 36) T. Azuma, J. Phys. Soc. Japan 9 (1954) 1
- 37) S. Hultenberg, D.J. Horen und J.M. Hollander, Nucl. Phys. 28 (1961) 471
- 38) J.S. Merritt und J.G.V. Taylor, Anal. Chem. 37 (1965) 351
- 39) J.H. Hamilton, S.R. Amtey, B. van Nooijen, A.V. Ramayya und J.J. Pinajian,  
Phys. Lett. 19 (1966) 682
- 40) F.K. McGown und E.C. Campbell, Phys. Rev. 92 (1953) 523
- 41) M.A. Waggoner, M.L. Moon und A. Roberts, Phys. Rev. 80 (1950) 420
- 42) M. Sakai und P. Hubert, Compt. Rend. 236 (1953) 1249
- 43) J.F. Perkins und S.K. Haynes, Phys. Rev. 92 (1953) 687
- 44) B. Feurer, Zyklotron-Arbeitsbericht Nr. 18, unveröffentlicht
- 45) H. Fabricius, K. Freitag, S. Göring, A. Hanser und H.J. Langmann,  
Bericht KFK 511 (1966)
- 46) W.W. Meinke, Report AECD 2738 (1949) S. 238
- 47) H. Frauenfelder und R.M. Steffen, "Angular Correlations" in K. Siegbahn,  
Alpha-Beta- and Gamma-Spectroscopy) North-Holland Publ. Co.,  
Amsterdam (1965), S. 997
- 48) H.M. Neumann und I. Perlman, Phys. Rev. 78 (1950) 191
- 49) R.S. Hager und E.C. Seltzer, Nucl. Data, Sec. A, 4 (1968) 1
- 50) K.E. Bergkvist, I. Bergström, C.J. Herrlander, S. Hultberg, H. Slati,  
E. Sokolowski, A.H. Wapstra und T. Wiedling, Phil. Mag. 46 (1955) 65
- 51) H.E. Bosch, Nucl. Phys. 56 (1964) 689
- 52) A. Siivola in Proceed. Intern. Symp. "Nuclides far off the stability line",  
Lysekil, 1966, W. Forsling (Hersg.), Almquist & Wiksell,  
Stockholm, 1967, S. 413

- 53) I. Wiedling, Dissertation, Stockholm, 1956
- 54) I. Bergström und G. Andersson, Ark. Fys. 12 (1957) 415
- 55) W.W. True und K.W. Ford, Phys. Rev. 109 (1958) 1675