

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

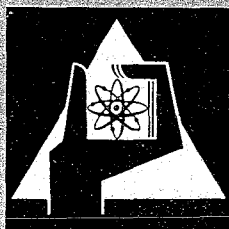
Februar 1967

KFK 541

Zyklotron-Laboratorium

Messungen am Zerfall des  $^{200}\text{Bi}$  und  $^{202}\text{Bi}$

A. Hanser, K. Freitag



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Februar 1967

K F K 541

Zyklotron-Laboratorium

Messungen am Zerfall des  $^{200}\text{Bi}$  und  $^{202}\text{Bi}$

---

A. Hanser und K. Freitag

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

**Abstract:**

From the decay of  $^{200}\text{Bi}$  and  $^{202}\text{Bi}$   $\gamma$ -spectra, conversion electron spectra,  $\gamma$ - $\gamma$ -coincidences,  $\gamma$ -e-coincidences and conversion coefficients were measured using mass separated samples. Four excited levels of  $^{200}\text{Pb}$  were found. Probable spin-parity assignments are given. The level scheme of  $^{202}\text{Pb}$  known from investigations on  $^{202\text{m}}\text{Pb}$  was confirmed. Lower limits for the very high decay energies of both nuclei are given and the relatively small overall positron emission rates were measured.

## Inhaltsverzeichnis

Abstract	
1. Einleitung	1
2. Herstellung der Präparate	1
2.1. Bestrahlung	1
2.2. Massentrennung	1
3. Meßtechnik	2
3.1. Detektoren	2
3.2. Elektronenspektren	2
3.3. Koinzidenzmessungen	2
3.4. Messung der Konversionsdaten	3
4. Meßergebnisse	4
4.1. Messungen am $^{200}\text{Bi}$	4
4.2. Messungen am $^{202}\text{Bi}$	5
5. Diskussion	6
5.1. Zerfall des $^{200}\text{Bi}$	6
5.2. Zerfall des $^{202}\text{Bi}$	8
Literatur	10
Tabellen	12-14
Abbildungen	15-22

## 1. Einleitung

In den letzten Jahren wurde es von verschiedenen Autoren unternommen, angeregte Kernzustände bei g-g-Kernen mit einer abgeschlossenen Nukleonen-Schale zu berechnen <sup>1-3)</sup>. Unter anderem liegen Berechnungen vor für die Folge der neutronenarmen, geraden Blei-Isotope <sup>2,3)</sup>. Wir möchten hierzu mit der vorliegenden Arbeit das experimentelle Vergleichsmaterial erweitern. Das Niveauschema von <sup>206</sup>Pb ist eingehend untersucht <sup>4)</sup>; in etwas geringerem Umfang <sup>5,6)</sup> sind es auch die von <sup>204</sup>Pb und <sup>202</sup>Pb, während von <sup>200</sup>Pb nur sehr wenig <sup>7)</sup> bekannt war. Wir haben daher den zum <sup>200</sup>Pb führenden Zerfall des <sup>200</sup>Bi untersucht, dazu aber auch noch den Zerfall des <sup>202</sup>Bi, da die bisherigen Kenntnisse über die Anregungszustände des <sup>202</sup>Pb praktisch nur aus Messungen am Zerfall des 3,6 h - <sup>202m</sup>Pb-Isomers stammen.

Beide Nuklide sind darüber hinaus auch deswegen von Interesse, weil nach der Systematik der Zerfallsenergien <sup>8)</sup> eine hohe Zerfallsenergie (ca. 6 MeV) zu erwarten ist, bei beiden jedoch bei vorangegangenen radiochemischen Untersuchungen <sup>9,10)</sup> keine Positronenemission, sondern nur Zerfall durch Elektroneneinfang gefunden wurde.

In Abb. 1a) und 1b) ist zusammengestellt, was aufgrund bisher erschienener Arbeiten über den Zerfall der genannten Wismutisotope und die Niveauschemata der Tochterkerne bekannt ist.

## 2. Herstellung der Präparate

### 2.1. Bestrahlung

Die Wismutisotope wurden im Karlsruher Isochron-Zyklotron durch Beschuß von Blei mit 50 MeV-Deuteronen hergestellt. Im Fall des <sup>200</sup>Bi benutzten wir zur Erhöhung der Ausbeute angereichertes Ausgangsmaterial mit 25 % <sup>204</sup>Pb-Gehalt. Das Blei wurde als 5 - 10 mg dicke Schicht auf eine Silberfolie elektrolytisch aufgetragen; das Silber sorgte während der Bestrahlung (5 µA; 15-40 Min.) für gute Wärmeableitung.

### 2.2. Massentrennung

Die bei der Zyklotronbestrahlung entstandenen Reaktionsprodukte wurden im Karlsruher elektromagnetischen Massenseparator <sup>11,12)</sup> getrennt. Die

Trennzeiten waren 40 bis 50 Minuten. Die Isotope mit den interessierenden Massenzahlen wurden auf 20  $\mu$  dicken Aluminiumfolien aufgefangen. Die Massereinheit wurde nach jeder Trennung kontrolliert durch Vergleich des von den seitlichen Eintrittsblenden der Kollektortaschen ausgesandten  $\gamma$ -Spektrums mit dem Spektrum der Präparatfolie. Die Verunreinigung der Präparate durch Nachbarmassen läßt sich dabei unter Berücksichtigung der bekannten Form der Massenlinien des Separators <sup>12)</sup> abschätzen. Sie war bei den <sup>202</sup>Bi-Präparaten kleiner als 0,1 % bzw. kleiner 0,4 % bei den <sup>200</sup>Bi-Präparaten. Außer Wismut enthielten die Präparate auch noch die isobaren Blei- und Thalliumisotope; diese unterschieden sich jedoch durch ihre längere Halbwertszeit deutlich von den Bi-Isotopen, deren Strahlung unmittelbar nach der Präparatherstellung dominierte.

### 3. Meßtechnik

#### 3.1. Detektoren

Als Detektoren benutzten wir einen 7,6 cm x 7,6 cm und zwei 10,2 cm x 10,2 cm NaJ(Tl)-Kristalle. Konversionselektronen wurden mit Hilfe eines Silizium-Oberflächensperrschicht-Zählers gemessen. Der Si-Zähler hatte eine Feldzonen- dicke von ca. 2 mm und eine empfindliche Fläche von 0,8 cm<sup>2</sup>; er war mit flüssiger Luft gekühlt. Für eine  $\gamma$ -Messung am <sup>202</sup>Bi stand uns ein lithium-gedrifteter Germaniumdetektor zur Verfügung. Die Halbleiterdetektoren waren in unserem Laboratorium von der Gruppe O. Meyer <sup>13)</sup> hergestellt worden.

#### 3.2. Elektronenspektren

Zur Aufnahme der Elektronenspektren wurden die Siliziumdetektorimpulse mit einem Röhrenverstärker nach Langmann und Meyer <sup>15)</sup> verstärkt und in einem Vielkanalanalysator in 1024 Kanälen registriert. Mit den Massenseparator- Präparaten erreichten wir Linienbreiten von 4,0 bis 4,5 keV bei 500 keV Elektronenenergie. Die Energieskala wurde mit Linien von <sup>203</sup>Pb, <sup>207</sup>Bi und <sup>137</sup>Cs eingeeicht.

#### 3.3. Koinzidenzmessungen

Mit Hilfe eines zweidimensionalen Vielkanalanalysators wurden sowohl  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen als auch Koinzidenzen zwischen  $\gamma$ -Quanten und Konversionselektronen gemessen. Bei den Elektron- $\gamma$ -Koinzidenzmessungen wurde die

$\gamma$ -Strahlung des Präparats mit dem 7,6 cm x 7,6 cm - Kristall durch ein 1 mm starkes Aluminiumfenster der Siliziumdetektor-Meßkammer hindurch gemessen.

### 3.4. Messung der Konversionsdaten

Die Siliziumdetektor-Meßanordnung erlaubte auch die Bestimmung von K/L-Konversionsverhältnissen und unter Verwendung des 7,6 cm x 7,6 cm - NaJ-Kristalls die Messung von K-Konversionskoeffizienten, da die Präparate immer an einen genau definierten Ort in der Meßkammer 8 mm vor dem Detektor gebracht wurden.

Zur Bestimmung der Konversionskoeffizienten wurden  $\gamma$ -Quanten und Elektronen in zwei Vielkanalanalysatoren gleichzeitig gleiche totzeit-korrigierte Zeiten lang gemessen. Die Konversionskoeffizienten errechnen sich dann auf folgende Weise;

$$\alpha = \frac{I_e}{I_\gamma} \cdot \frac{P_\gamma}{P_e} ,$$

dabei ist

$I_e$  die Elektronen-Peakintensität

$I_\gamma$  die  $\gamma$ -Peakintensität

$P_e$  die Peaknachweiswahrscheinlichkeit f.d. Si-Zähler

$P_\gamma$  die Peaknachweiswahrscheinlichkeit f.d. NaJ-Zähler.

Das Verhältnis der Peaknachweiswahrscheinlichkeiten  $P_\gamma/P_e$  wurde mit Hilfe obiger Gleichung für verschiedene Energien an  $\gamma$ -Übergängen, deren Konversionskoeffizienten gut bekannt sind, gemessen.

Unter Verwendung der Werte für  $P_\gamma$  von Green und Finn <sup>14)</sup> ließ sich daraus eine Peaknachweiswahrscheinlichkeitskurve für die Siliziumdetektor-Meßanordnung berechnen (Abb. 2). Anhand dieser Kurve wurden die gemessenen K/L - Konversionsverhältnisse bezüglich der Energieabhängigkeit der Peaknachweiswahrscheinlichkeit korrigiert.



#### 4. Meßergebnisse

##### 4.1. Messungen am $^{200}\text{Bi}$

Abb. 3 und 4 zeigen das  $\gamma$ -Spektrum des  $^{200}\text{Bi}$  in verschiedenen Energiemaßstäben. Die Abbildungen stellen Differenzspektren dar von je einer Messung unmittelbar nach der Massentrennung und einer Messung drei Stunden (ca. 5 Halbwertszeiten des  $^{200}\text{Bi}$ ) später. Daß solche Differenzspektren des Masse 200 - Präparats sich nur wenig von einem reinen  $^{200}\text{Bi}$ -Spektrum unterscheiden, kann man an den entsprechenden Konversionselektronenspektren (Abb. 5a, b, c) gut erkennen; Das drei Stunden nach der Massentrennung aufgenommene Spektrum enthält im wesentlichen nur noch die Linien des  $^{200}\text{Pb}$  (21,6 h) und des  $^{200}\text{Tl}$  (26 h); gegenüber der ersten Messung haben die  $^{200}\text{Pb}$  - Linien kaum an Intensität verloren, die Linien des  $^{200}\text{Tl}$  (durch Zerfall des  $^{200}\text{Pb}$ ) ein wenig zugenommen. Aus dem Abfall der zum Zerfall des  $^{200}\text{Bi}$  gehörenden Elektronenlinien errechnet man eine Halbwertszeit von  $37,3 \pm 1,0$  Min. Allen weiteren Auswertungen wurden die beschriebenen Differenzspektren zugrundegelegt.

Das  $\gamma$ -Spektrum zeigt vier starke Übergänge und oberhalb 1 MeV ein im wesentlichen exponentiell abfallendes Kontinuum. Außer den vier starken Übergängen sind im Elektronenspektrum noch einige weitere Übergänge von verhältnismäßig geringer Intensität zu erkennen, einer von ihnen (548,3 keV) ist auch im  $\gamma$ -Spektrum sichtbar. Die K- und L-Elektronenlinie des 420,8 keV-Übergangs sind deutlich breiter als die entsprechenden Nachbarlinien sowohl mit höherer als auch mit niedriger Energie. Offensichtlich sind sie mit Linien anderer Übergänge gemischt. Tabelle 1 faßt die Ergebnisse dieser Messungen zusammen. Die Konversionsdaten des 420,8 keV - Übergangs sind in eckigen Klammern angegeben. Sie werden in Abschnitt 5.1. diskutiert.

$\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen zeigen, daß die vier starken Übergänge eine Kaskade bilden. Die vier nur im Elektronenspektrum erkennbaren, schwächeren Übergänge sind mit den vier starken in Koinzidenz. Wie weit sie auch miteinander koinzidieren, ließ sich mit den vorhandenen Hilfsmitteln und bei der verhältnismäßig kurzen Halbwertszeit des  $^{200}\text{Bi}$  nicht feststellen.

Zur Klärung des oben erwähnten Kontinuums im Spektrum des NaJ-Detektors wurden einige weitere Messungen unternommen. Bei Benutzung eines 10,2 cm x 10,2 cm Kristalls macht dieses Kontinuum oberhalb der 1027 keV-Linie - in Impulshäufigkeiten gerechnet - etwa 8 % des Gesamtspektrums aus. Offensichtlich setzt es sich mit einem noch größeren Anteil (ca. 40 %) unterhalb 1 MeV unter den dort sichtbaren Linien und Compton-Kontinuen fort. Messungen mit einem 3 cm dicken Polyäthylen-Absorber zeigen, daß es sich um  $\gamma$ -Quanten und nicht etwa um Elektronen (Positronen) handelt. Das Kontinuum fällt mit der gleichen Halbwertszeit wie die Linien des  $^{200}\text{Bi}$ -Spektrums ab. Koinzidenzmessungen zeigen das Kontinuum in Koinzidenz sowohl mit den vier starken  $\gamma$ -Linien des  $^{200}\text{Bi}$  als auch - wenn auch schwächer - mit sich selbst. Das Kontinuum stammt also offensichtlich vom Zerfall des  $^{200}\text{Bi}$ . Sein hochenergetischer Endpunkt sollte zumindest eine untere Grenze für die gesamte Zerfallsenergie angeben. Im normalen  $\gamma$ -Spektrum reicht das Kontinuum mindestens bis 4 MeV (s. Abb. 4). Wegen des etwa exponentiellen Abfalls ist ein Endpunkt jedoch nicht zu erkennen. Bei einer weiteren Messung wurde das  $^{200}\text{Bi}$ -Präparat zwischen zwei direkt aneinandergesetzte 10,2 cm x 10,2 cm - NaJ-Kristalle gebracht; die Ausgänge der beiden Photomultiplier wurden addiert. Abb. 6 zeigt das so aufgenommene  $\gamma$ -Summenspektrum. Die Form dieses Spektrums läßt besser auf einen oberen Endpunkt schließen. Er dürfte bei knapp 6 MeV liegen.

Bei dieser recht hohen Gesamtzerfallsenergie sollte man einen größeren Anteil an Zerfällen mit  $\beta^+$ -Emission erwarten. Das  $\gamma$ -Einzelspektrum läßt aber nur die Annahme einer schwachen 511 keV  $\gamma$ -Strahlung zu. Zur genauen Bestimmung der Vernichtungsstrahlung wurden  $180^\circ$  - $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen gemessen. Das Präparat war dabei von einer Polyäthylenkugel umgeben, die Positronen bis zu 5 MeV abstoppen würden. Die Auswertung ergab einen Anteil an Zerfällen mit  $\beta^+$ -Emission von ca. 0,6 % bezogen auf die Häufigkeit des 1027 keV-Übergangs.

#### 4.2. Messungen am $^{202}\text{Bi}$

Am Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$  wurden die gleichen Messungen wie am  $^{200}\text{Bi}$  durchgeführt. Das  $\gamma$ -Spektrum konnte darüber hinaus auch mit einem Ge(Li)-Detektor aufgenommen werden. Das Masse-202-Präparat des Massentrenners enthält ebenfalls neben dem Bi-Isotop noch die isobaren Isotope des Pb und Tl. Sie waren gegenüber dem  $^{202}\text{Bi}$  strahlungsmäßig jedoch so schwach, daß das 12 d- $^{202}\text{Tl}$  erst nach fast völligem Abklingen des  $^{202}\text{Bi}$ , der  $^{202}\text{-Pb}$ -Grundzustand auch

dann noch nicht in Erscheinung trat. Lediglich das 3,6-Stunden-Isomer des  $^{202}\text{Pb}$ , das bei der Bestrahlung ebenfalls etwas gebildet wird, ist in den Spektren an Linien, die direkt vom metastabilen Zustand in ein tiefer liegendes Niveau führen, als geringe Beimischung zu erkennen. Die genannten Linien fallen im Rahmen der Meßgenauigkeit mit der Halbwertszeit des  $^{202\text{m}}\text{Pb}$  ab, das bedeutet, daß der metastabile Zustand des  $^{202}\text{Pb}$  nicht in nachweisbarem Maße beim Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$  bevölkert wird.

In Tabelle 2 sind die gefundenen Übergänge mit allen zusätzlichen Informationen enthalten. Im Bereich höherer Energien weist das  $^{202}\text{Bi}$  ein ähnliches  $\gamma$ -Kontinuum auf wie das  $^{200}\text{Bi}$ . Es zeigt allerdings etwas mehr Struktur. (Abb. 7) Das in  $4\pi$ -Geometrie aufgenommene Summenspektrum endet bei diesem Nuklid bei ca. 5 MeV.  $180^\circ$ - $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen zur Bestimmung der Intensität der 511 keV-Vernichtungsstrahlung ergaben einen Anteil an Zerfällen mit  $\beta^+$ -Emission von ca. 0,5 % (bezogen auf die Häufigkeit des 961 keV-Übergangs).

## 5. Diskussion

### 5.1. Zerfall des $^{200}\text{Bi}$

In Tabelle 3 sind die gemessenen Konversionsdaten der vier starken Übergänge des  $^{200}\text{Pb}$  den zu vergleichenden theoretischen Werten von Sliv und Band <sup>19)</sup> gegenübergestellt. Die Übergänge mit 1027,1 keV, 462,9 keV und 245,8 keV Übergangsenergien sind eindeutig E 2-Übergänge.

Unsicher ist jedoch die Natur des 420,8 keV-Übergangs, dessen K- und L-Elektronen-Linie wie in Abschn. 4.1. erwähnt deutlich etwas breiter sind als die übrigen Linien. Man könnte vermuten, daß es sich um zwei Übergänge mit fast der gleichen Energie handelt. Die Konversionsdaten ließen sich deuten als Überlagerung eines E 1-Überganges mit einem E 2-Übergang von etwa der 0,6-fachen Intensität. Da die 421 keV-Linie jedoch nicht "mit sich selbst in Koinzidenz" ist, was aus den mit NaJ-Kristallen aufgenommenen  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzspektren wegen des relativ nahe benachbarten 463 keV-Überganges allerdings nicht ganz eindeutig entnommen werden kann, müßten die beiden 421 keV-Übergänge parallel verlaufen. Wahrscheinlicher ist jedoch, daß

die K-Elektronen-Linie des 421 keV-Übergangs sich mit der L-Linie eines 349 keV-Übergangs überlappt und die 421 keV-L-Linie mit der K-Linie eines 493 keV-Übergangs. Die Linien bei 261 keV und 344 keV im Elektronenspektrum (s. Abb. 5c) sind dann als K- bzw. M + N + ..... - Linie des 349 keV-Übergangs zu deuten. Die L- und M + N + ..... - Linie eines  $493 \pm 2$  keV-Übergangs sind ebenfalls schwach erkennbar<sup>\*)</sup>. Aus der Intensität der K- bzw. M + N ..... - Linie des 349 keV-Übergangs läßt sich abschätzen, um welchen Betrag die L-Linie dieses Übergangs die K-Linie des 421 keV Übergangs fälschlich vergrößert. Berücksichtigt man dies, so kommt man auf einen K-Konversionskoeffizienten für den 421 keV-Übergang von  $0,015 \pm 0,003$  an Stelle des in Tab. 3 in Klammern angegebenen Wertes. Damit läßt sich der 421 keV-Übergang als reiner E 1-Übergang deuten.

Wie in Abschnitt 4.1. erwähnt, bilden die vier starken Übergänge eine Kaskade. Ordnet man sie nach den gemessenen Intensitätswerten übereinander (vgl. Tab. 1), so erhält man das Niveauschema von Abb. 8.

Ausgehend von der Spin-Paritätszuordnung  $0^+$  für den Grundzustand des doppeltgeraden  $^{200}\text{Pb}$ -Kerns, kommt man unter Beachtung der gefundenen Multipolaritäten der Übergänge und des Fehlens von Crossover-Linien zu den in Abb. 8 angegebenen wahrscheinlichsten Spin-Paritätswerten für die angeregten Zustände. Die beiden untersten Niveaus wurden bereits von Jung und Andersson<sup>7)</sup> in dieser Weise angegeben. In der vorliegenden Arbeit konnten durch zusätzliche Messung der K-Konversionskoeffizienten deren Aussagen erhärtet werden.

In Abb. 9 sind die von anderen Autoren experimentell gefundenen angeregten Niveaus von  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{204}\text{Pb}$ ,  $^{202}\text{Pb}$  und  $^{200}\text{Pb}$  - ergänzt durch die eigenen Ergebnisse - einschließlich Spin-Paritätsangaben nebeneinander gesetzt. Vermutlich einander entsprechende Niveaus der verschiedenen Kerne sind durch Linien verbunden. Diese Systematik der Niveauschemata bestätigt die beim  $^{200}\text{Pb}$  angenommene Reihenfolge der Übergänge.

---

\*) Das nach Fertigstellung dieses Berichts mit Hilfe eines Germanium-Detektors bei einer Auflösung von 2,7 keV aufgenommene  $\gamma$ -Spektrum zeigt keine Verbreiterung der 421 keV-Linie. Es enthält schwache Linien bei  $348,9 \pm 0,8$  und  $494,6 \pm 0,8$  keV.

Es bleibt die Frage, wie das  $\gamma$ -Kontinuum zu verstehen ist, auf das die Linien der starken Übergänge aufgesetzt sind. Das  $\gamma$ -Summenspektrum zeigt zunächst, daß die gesamte Zerfallsenergie vom  $^{200}\text{Bi}$  zum Grundzustand des  $^{200}\text{Pb}$  mindestens 6 MeV beträgt in Übereinstimmung mit dem Wert von 6,5 MeV, den Mattauch u.a. <sup>8)</sup> aus der Systematik der Zerfallsenergien hierfür ableiten. Messungen von Axensten u.a. <sup>20)</sup> ergaben für den Spin des Grundzustandes des  $^{200}\text{Bi}$  den Wert 7. Ein Zerfall des  $^{200}\text{Bi}$  in das bei 2,16 MeV liegende Niveau des  $^{200}\text{Pb}$  sollte der wahrscheinlichste von den Zerfällen in eines der in Abb. 8 angegebenen Niveaus des  $^{200}\text{Pb}$  sein. Er sollte nicht mehr als einfach verboten sein und einen  $\beta^+$ -Anteil von mindestens 20 % aufweisen <sup>21)</sup>. Der experimentell gefundene gesamte  $\beta^+$ -Anteil ist jedoch sehr klein (0,6 %). Andererseits ist die Intensität des  $\gamma$ -"Kontinuums" drei bis viermal so groß wie die Intensität des untersten Übergangs (1027 keV). All das führt zur Vermutung, daß das  $^{200}\text{Bi}$  hauptsächlich zunächst durch Elektroneneinfang in hoch angeregte Zustände des  $^{200}\text{Pb}$  übergeht und von dort in einer oder mehreren Stufen in eines der in Abb. 8 angegebenen Niveaus. Da das  $^{200}\text{Pb}$  bei hoher Anregungsenergie sicher eine dichte Niveaufolge aufweist, ist es gut möglich, daß es für die geschilderte Zerfallsart so viele parallel verlaufende Möglichkeiten gibt, daß das NaJ-Spektrum mit seiner beschränkten Auflösung und seinen kontinuierlichen Compton-Anteilen im Endergebnis ein Kontinuum aufweist. Die schwächeren im Elektronenspektrum als Linien erkennbaren Übergänge, die wie das Kontinuum mit den vier starken Übergängen in Koinzidenz sind, würden dann zu dieser Vielzahl von (hauptsächlich höher-energetischen) Übergängen gehören.

## 5.2. Zerfall des $^{202}\text{Bi}$

Die am Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$  vorgenommenen Messungen bestätigen das aus Untersuchungen am  $^{202\text{m}}\text{Pb}$  bekannte Niveauschema des  $^{202}\text{Pb}$  (s. Abschn. 1). Auch die aus den vorliegenden Messungen gewonnenen Konversionsdaten stimmen mit den Ergebnissen, die andere Autoren <sup>22,23,6)</sup> aus Messungen am  $^{202\text{m}}\text{Pb}$  gewonnen hatten, überein. Leider war es nicht möglich, den neugefundenen Linien neue Niveaus zuzuordnen. Im übrigen dürfte der Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$  in ähnlicher Weise verlaufen wie der Zerfall des  $^{200}\text{Bi}$ . Die Vielzahl von neuen

Linien und die Tatsache, daß auch oberhalb 1 MeV das  $\gamma$ -Kontinuum etwas Struktur aufweist, bekräftigen die oben angegebene Deutung des Kontinuums. Die aus dem Doppelkristall-Summenspektrum gefolgerte Zerfallsenergie von mindestens 5 MeV ist beim  $^{202}\text{Bi}$  ebenfalls in Übereinstimmung mit dem Wert von 5,5 MeV, der sich aus der Mattauch'schen Systematik <sup>8)</sup> ergibt.

Wir danken Herrn O. Meyer für die Halbleiterdetektoren und Herrn B. Feurer für seine ausgezeichnete technische Mitarbeit. Die Untersuchungen sollen mit verbesserten Mitteln fortgesetzt werden.

Literatur

1. L.S. Kisslinger und K.A. Sorensen,  
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 32, No. 9 (1960)
2. R. Arvieu und M. Veneroni,  
Phys. Lett. 5 (1963) 142
3. A. Plastino, R. Arvieu und S.A. Moszkowski,  
Phys. Rev. 145 (1966) 837
4. C.J. Herrlander,  
Ark. Fys. 20 (1961) 71
5. R. Stockendal et al.,  
Ark. Fys. 14 (1959) 65, 17 (1960) 579
6. J.A. McDonell, R. Stockendal, C.J. Herrlander und I. Bergström,  
Nuclear Physics 3 (1957) 513;  
B. Johansson, T. Alvage und W. Zuk,  
Ark. Fys. 14 (1959) 439
7. B. Jung und G. Andersson, nicht veröffentlicht, zitiert in  
I. Bergström,  
Ark. Fys. 12 (1957) 415
8. J.H.E. Mattauch und W. Thiele,  
Nucl. Phys. 67 (1965) 1
9. H.M. Neumann und I. Perlman,  
Phys. Rev. 78 (1950) 191
10. D.G. Karraker und D.H. Templeton,  
Phys. Rev. 81 (1951) 510
11. H. Fabricius, K. Freitag, S. Göring,  
A. Hanser und H.J. Langmann  
KFK 511 (1966)

12. H. Fabricius, K. Freitag und S. Göring,  
Nucl. Instr. 38 (1965) 64
13. O. Meyer  
Nucl. Instr. 39 (1966) 119
14. R.M. Green und R.J. Finn  
Nucl. Instr. 34 (1965) 72
15. H.J. Langmann und O. Meyer,  
Nucl. Instr. 30 (1964) 135
16. J.H. Hamilton et al.,  
Phys. Lett. 19 (1966) 682
17. W.L. Croft, B.G. Petterson und J.H. Hamilton,  
Nucl. Phys. 48 (1963) 267
18. A.H. Wapstra, G.J. Nijgh und R. van Lieshout,  
Nuclear Spectroscopy Tables  
(North-Holland Publ. Co. Amsterdam, 1959) p. 132
19. L.A. Sliv und I.M. Band, in  
Alpha-Beta-und Gamma-Ray Spectroscopy, K. Siegbahn  
(North-Holland Publ. Co. Amsterdam, 1965) p. 1639
20. S. Axensten, C.M. Johansson und I. Lindgren,  
Ark. Fys. 15 (1959) 463
21. A.H. Wapstra, vgl. ref. <sup>18)</sup>, p. 65
22. D. Maeder et al.,  
Physica 20 (1954) 521;  
Phys. Rev. 93 (1954) 1433
23. K.E. Bergkvist et al.,  
Phil. Mag. 46 (1955) 65



Tabelle 1

Übergänge im  $^{200}\text{Pb}$

Übergangs- energie (keV)	Gamma- Intensität (rel.)	Gesamtintensität des Übergangs (rel.)	K-Konversions- Koeffizient ( $\times 10^{-3}$ )	K/L-Konversions- verhältnis
1027,1 $\pm$ 0,8	1,00	1,00	6,0 $\pm$ 0,7	5,1 $\pm$ 0,4
462,9 $\pm$ 0,8	0,90	0,93	28 $\pm$ 3	2,6 $\pm$ 0,2
420,8 $\pm$ 1,0	0,83	0,84	[20 $\pm$ 2]	[4,5]
245,8 $\pm$ 0,8	0,42	0,51	118 $\pm$ 15	1,29 $\pm$ 0,10
548,3 $\pm$ 1,5		schwach		
348,6 $\pm$ 1,0		"		
303,9 $\pm$ 1,0		"		
201,2 $\pm$ 1,5		"		
493 $\pm$ 2 ?		"		
111 $\pm$ 3 ?		"		

Tabelle 2

Beim Zerfall des  $^{202}\text{Bi}$  beobachtete Übergänge des  $^{202}\text{Pb}$

Übergangs- energie (keV)	Häufigkeit d. Überg. rel.	K-Konversions- Koeffizient ( $\times 10^{-3}$ )	K/L-Konversions- verhältnis	in Koinzidenz mit (keV)	nicht in Koinzidenz mit
961,4 $\pm$ 0,5	1,00	6,1 $\pm$ 0,8	4,7 $\pm$ 0,4	658; 422; 240	
657,5 $\pm$ 0,5	0,57	5 $\pm$ 1	6,2 $\pm$ 0,69	961; 422	240
422,3 $\pm$ 0,8	0,76	33 $\pm$ 5	3,0 $\pm$ 0,3	961; 658; 240	
240,2 $\pm$ 0,8				961; 422	658
1570 $\pm$ 25				961; 422	658
1390 $\pm$ 25				961; 422	658
1243,3 $\pm$ 1,0				961; 658; 422	
928,6 $\pm$ 0,5		17 $\pm$ 6	4,5 $\pm$ 1,0		
578,9 $\pm$ 0,5				961; 658; 422	
569,3 $\pm$ 0,5			4,3 $\pm$ 1,0	961; 658; 422	
437,9 $\pm$ 0,8					
346,9 $\pm$ 0,8				961; 658; 422	
320,3 $\pm$ 0,8				961; 658; 422	
248,9 $\pm$ 1,0				961; 658; 422	
195,4 $\pm$ 1,0					
170,5 $\pm$ 2,0				961; 658; 422	
152,0 $\pm$ 1,0				961; 658; 422	

Tabelle 3

Vergleich der Konversionsdaten der Übergänge des  $^{200}\text{Pb}$  mit theoretischen Werten

Übergangs- energie (keV)	Meßwerte		Theoretische Werte <sup>19)</sup>		
	$\alpha_k \cdot 10^2$	K/L	Multi- polarität	$\alpha_k \cdot 10^2$	K/L
1027,1	$0,60 \pm 0,07$	$5,1 \pm 0,4$	E1	0,20	6,0
			E2	0,48	4,9
			E3	1,06	3,5
			M1	1,28	5,6
			M2	3,0	5,2
			M3	5,7	4,4
462,9	$2,8 \pm 0,3$	$2,6 \pm 0,2$	E1	0,94	6,0
			E2	2,5	2,8
			E3	6,1	1,28
			M1	11,0	5,6
			M2	31	4,6
			M3	73	3,2
420,8	[ $2,0 \pm 0,2$ ] korrigiert: $1,5 \pm 0,3$	[4,5]	E1	1,15	6,0
			E2	3,06	2,5
			E3	7,6	1,05
			M1	14	5,6
			M2	42	4,4
			M3	101	3,0
245,8	$11,8 \pm 1,5$	$1,29 \pm 0,10$	E1	3,8	5,6
			E2	10,3	1,20
			E3	27	0,29
			M1	58	5,6
			M2	220	3,65
			M3	640	1,85

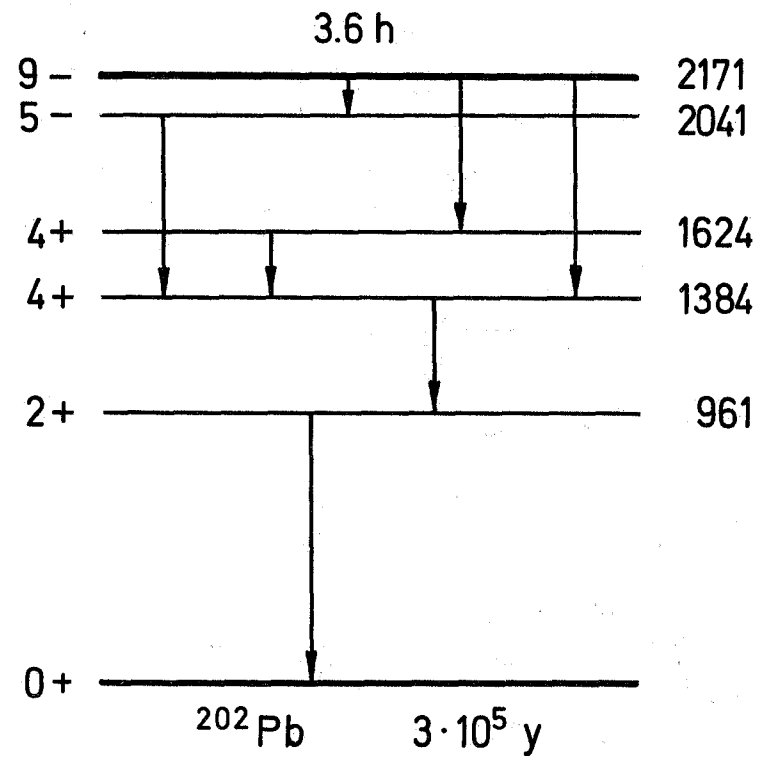
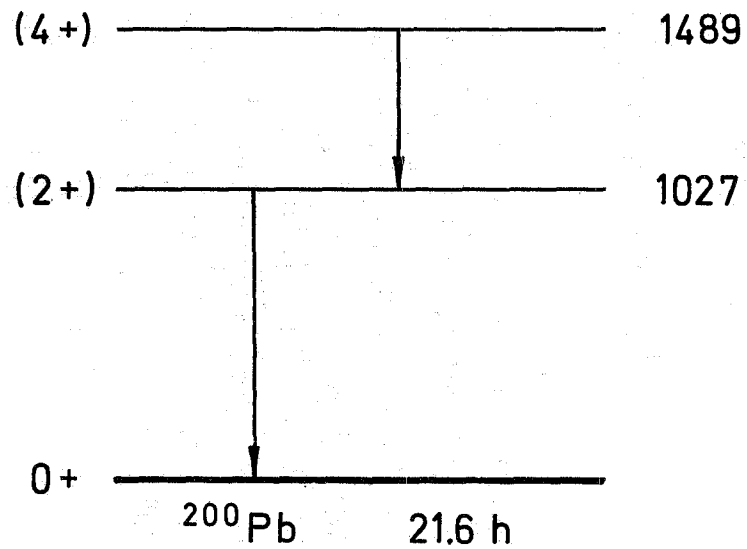
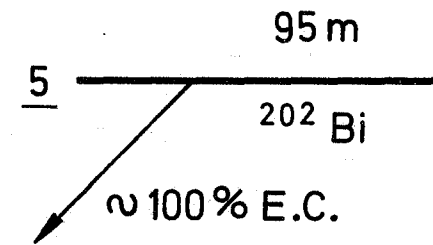
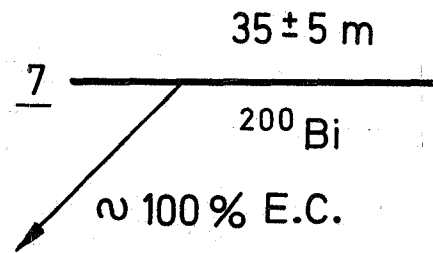


Abb.1 Ergebnisse früherer Untersuchungen an den interessierenden Kernen

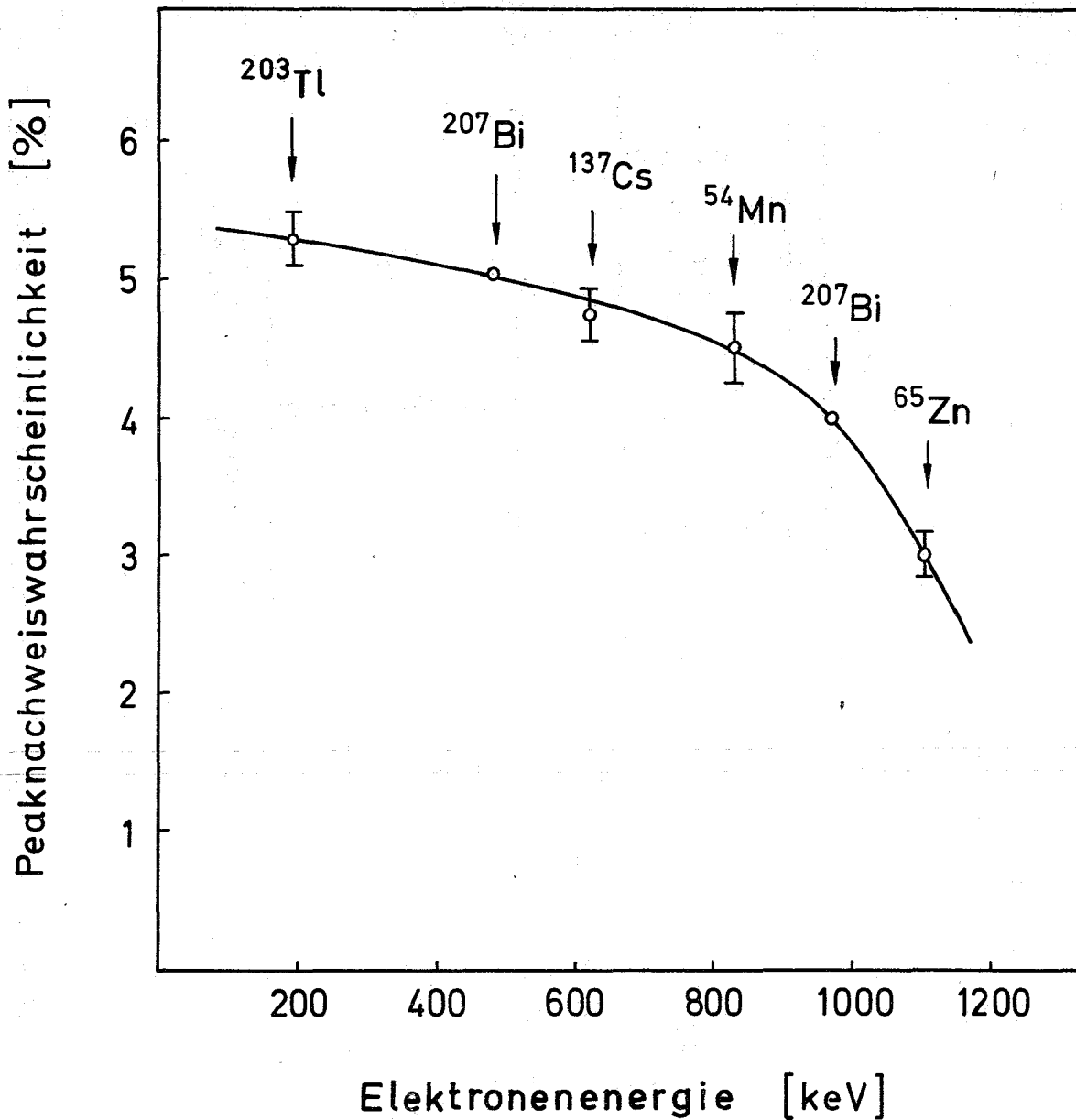


Abb. 2 Peaknachweiswahrscheinlichkeit des Siliziumdetektors bei einem Abstand von 8 mm zwischen Präparat und Detektor.

Die eingetragenen Fehlergrenzen resultieren hauptsächlich aus den Fehlern der experimentellen Konversionskoeffizienten der betreffenden Nuklide. <sup>16-18)</sup> Für  $^{207}\text{Bi}$  wurden theoretische Konversionskoeffizienten von Sliv und Band <sup>19)</sup> benutzt. (Die Multipolaritäten der beiden Übergänge sind experimentell gesichert.)

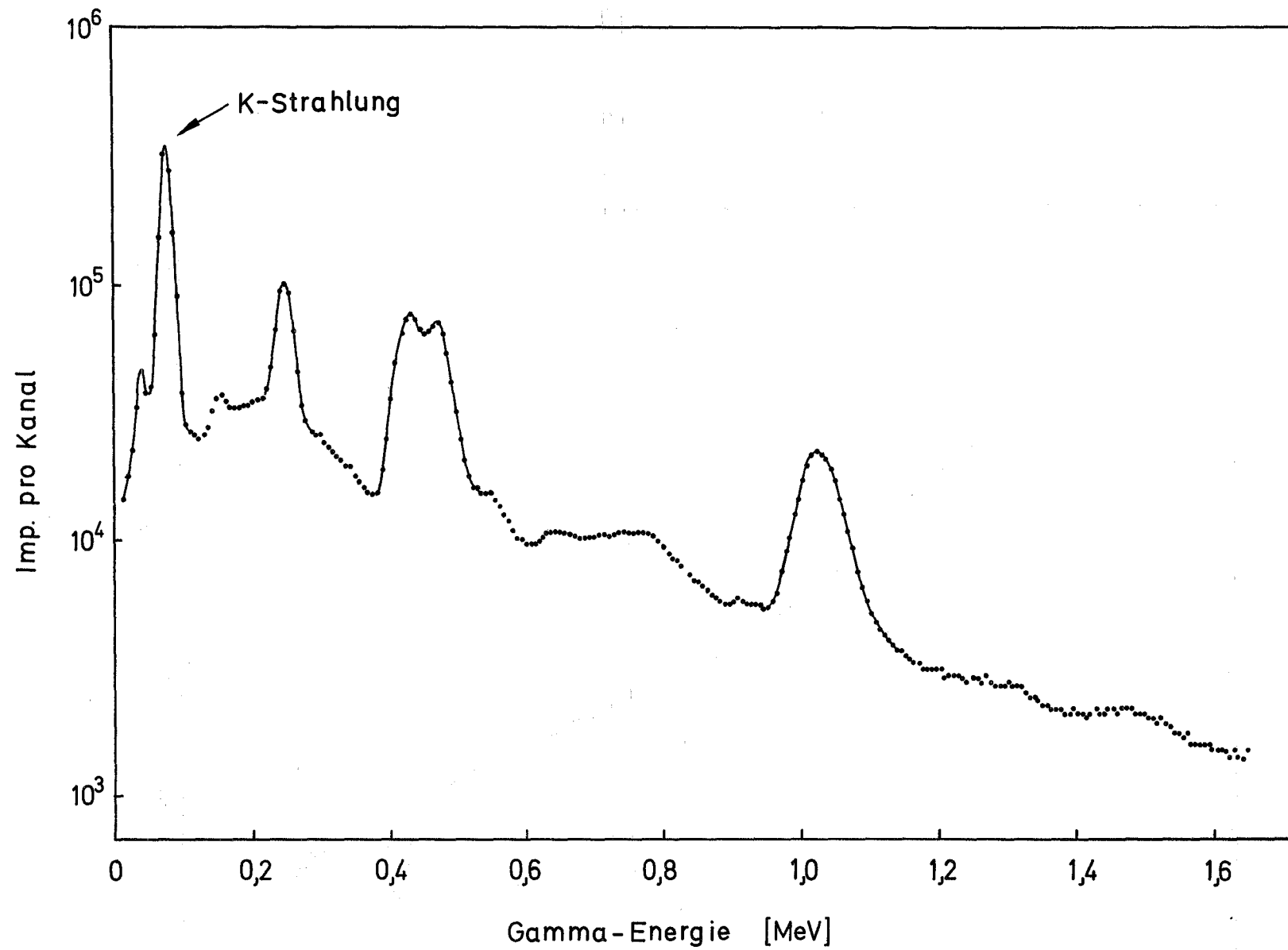


Abb.3 Gamma-Spektrum des  $^{200}\text{Bi}$  von 0 bis 1,6 MeV

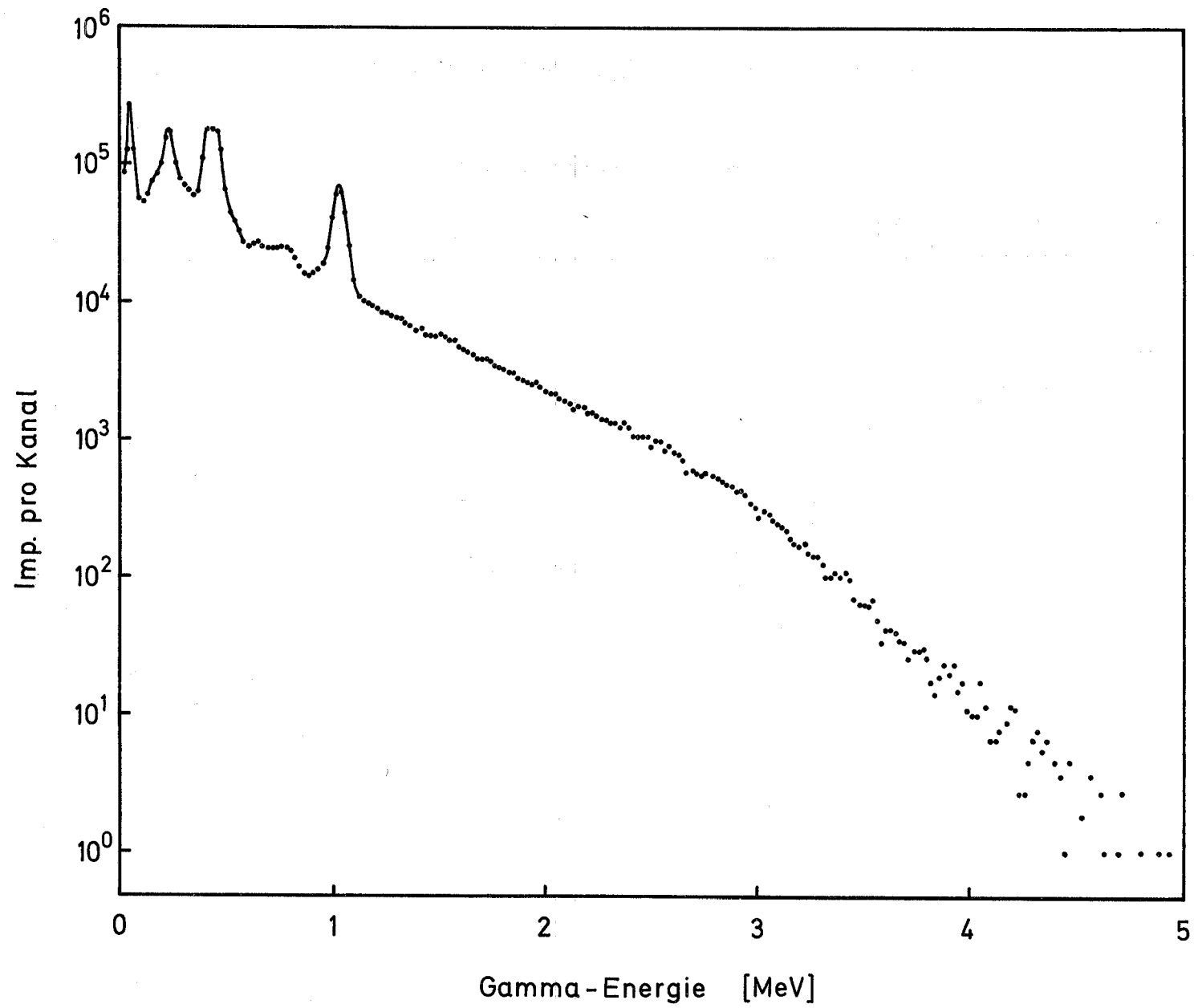


Abb.4 Gamma-Spektrum des  $^{200}\text{Bi}$  von 0 bis 5 MeV

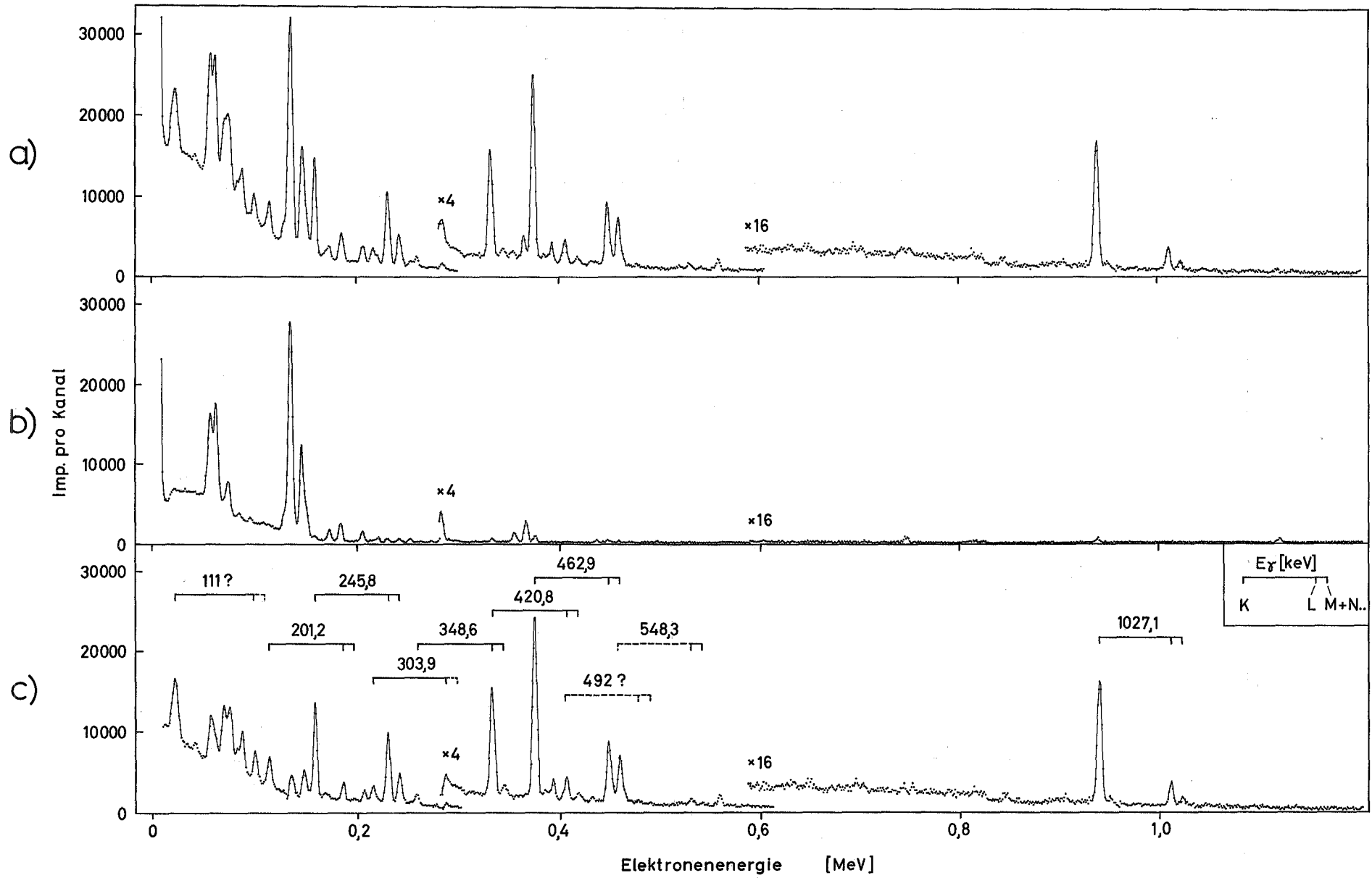


Abb.5 Konversionselektronenspektren

- a)  $^{200}\text{Bi} + ^{200}\text{Pb} + ^{200}\text{Tl}$
- b)  $^{200}\text{Pb} + ^{200}\text{Tl}$
- c)  $^{200}\text{Bi}$



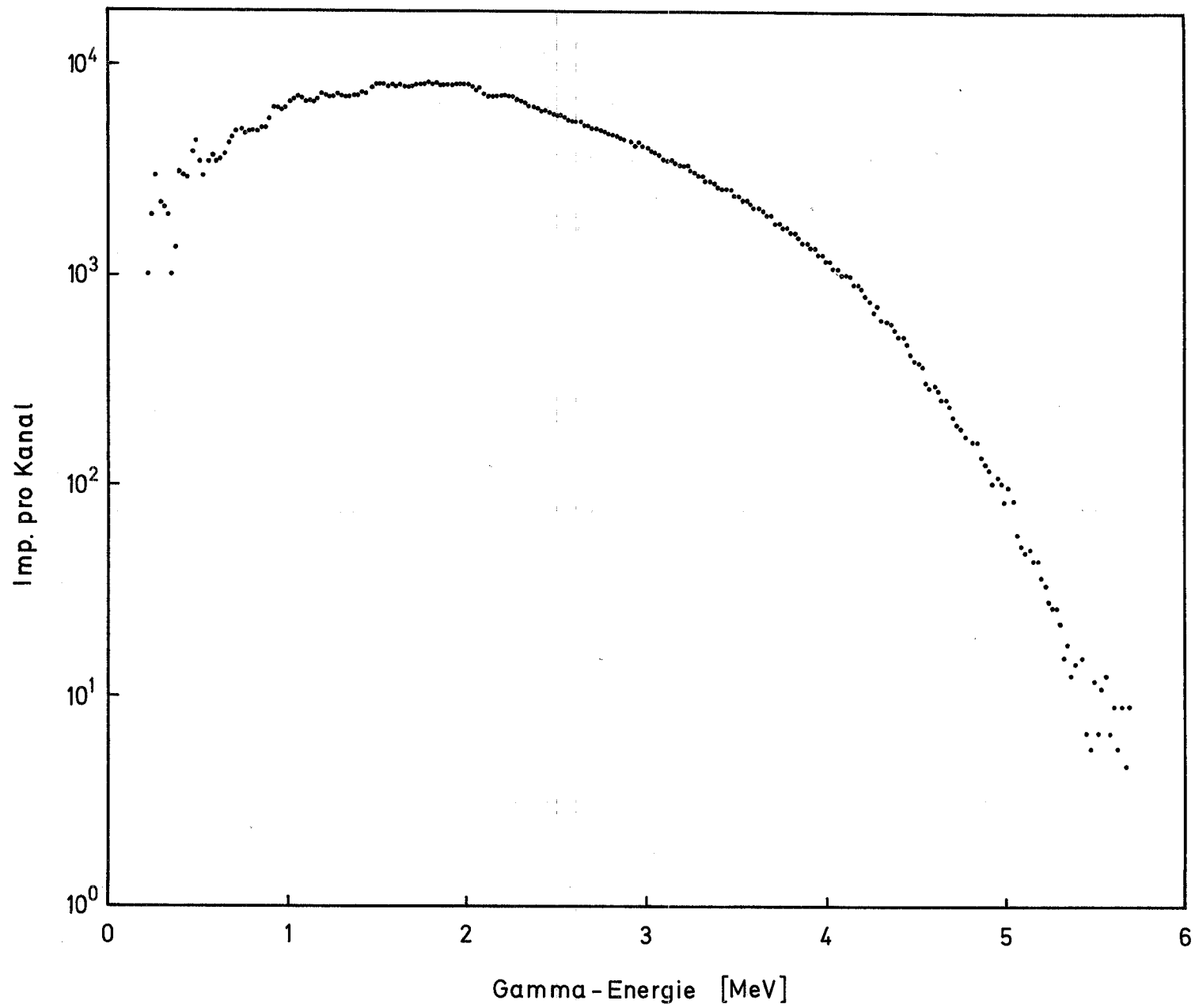


Abb. 6 Zwei-Kristall -  $\gamma$  - Summenspektrum des  $^{200}\text{Bi}$

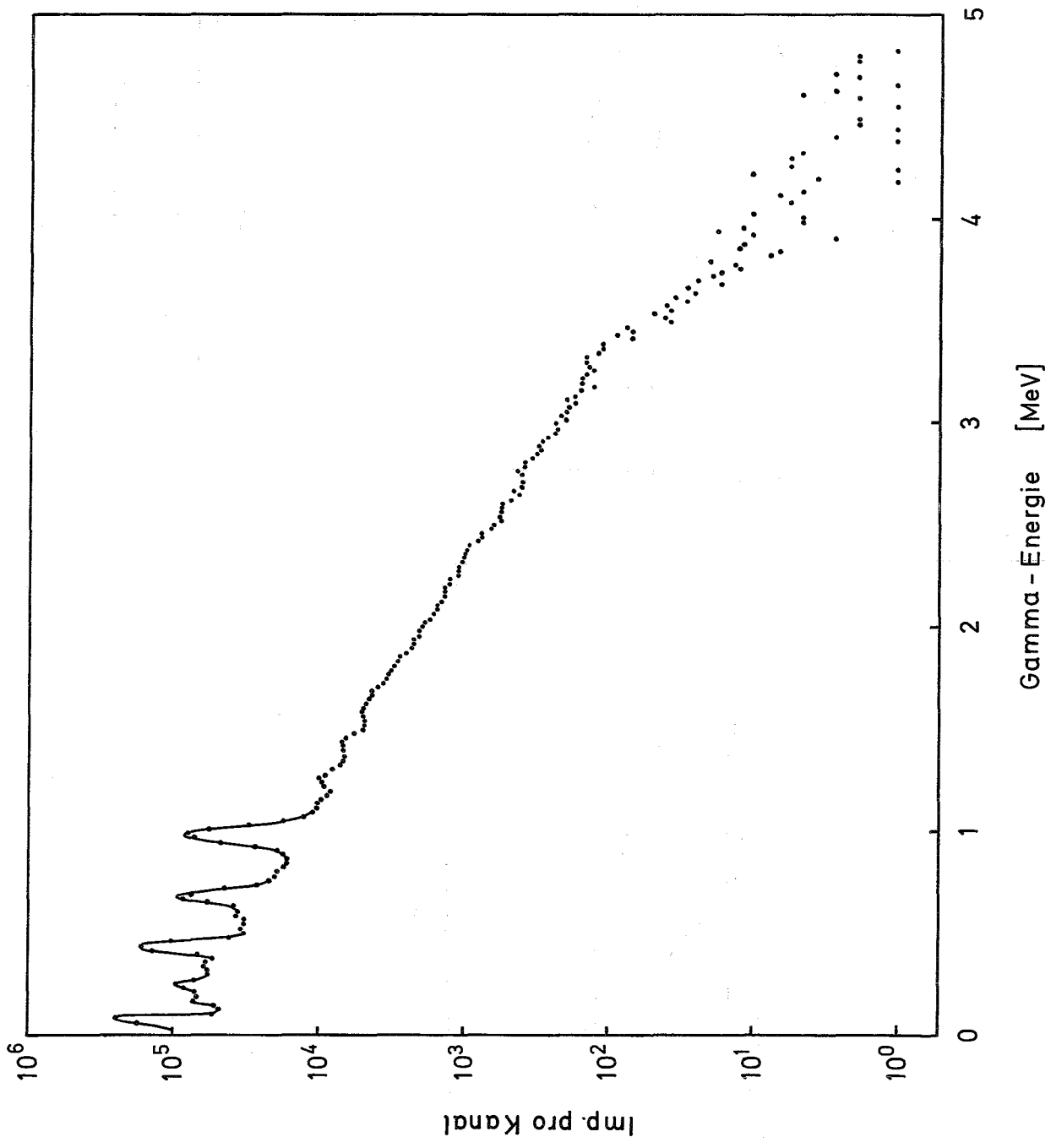


Abb. 7 Gammastrahlungsspektrum des  $^{202}\text{Bi}$  von 0 bis 5 MeV

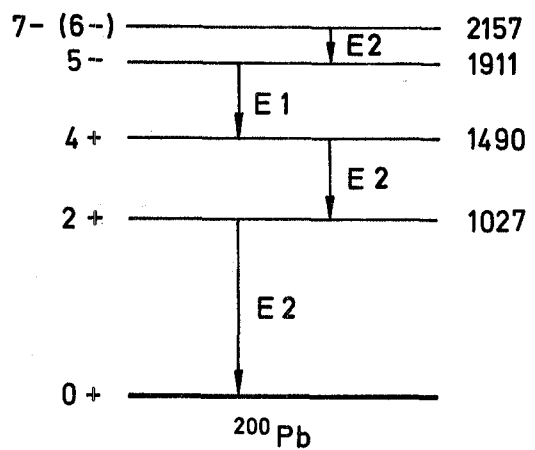


Abb.8 Niveauschema des  $^{200}\text{Pb}$

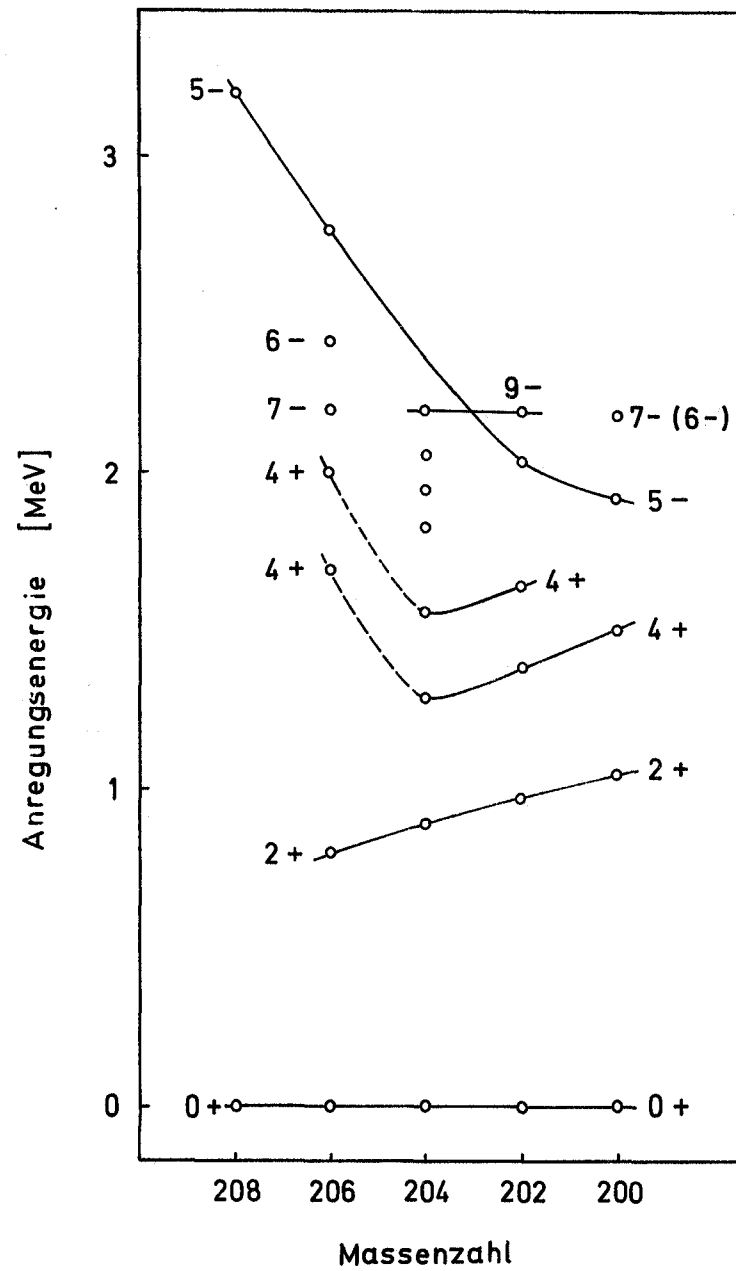


Abb.9 Angeregte Zustände der geraden Bleisotope