

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

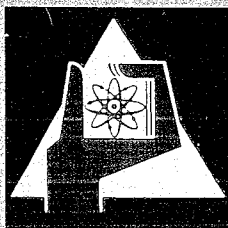
August 1969

KFK 1003

Institut für Angewandte Kernphysik

Aufbau und Instrumentierung eines Dreiparameterexperimentes zur Untersuchung der prompten Gammastrahlung von Spaltbruchstücken spezifischer Masse in einem Zeitbereich von 10^{-9} sec nach neutroneninduzierter Spaltung

F. Horsch, I. Piper



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

August 1969

K F K 1003

Institut für Angewandte Kernphysik

Aufbau und Instrumentierung eines Dreiparameterexperimentes
zur Untersuchung der prompten Gammastrahlung von Spaltbruch-
stücken spezifischer Masse in einem Zeitbereich von 10^{-9} sec
nach neutroneninduzierter Spaltung

von

F. Horsch und I. Piper

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

1. Einleitung

Als Teil eines allgemeineren Programms zur Untersuchung der prompten Strahlungen, die bei der neutroneninduzierten Kernspaltung auftreten, wurde am Karlsruher Forschungsreaktor FR2 ein Dreiparameterexperiment durchgeführt, in dem mit hoher Auflösung die prompte Gammastrahlung als Funktion der Masse und der kinetischen Energie von Spaltfragmenten im Fluge gemessen wurde [1, 2].

Experimente dieser Art erschließen der Kernspektroskopie das noch unübersehbare Feld neutronenreicher Kerne weit abseits der Stabilitätslinie, welche mit üblichen Kernreaktionen nicht zugänglich sind. Das beschriebene Dreiparameterexperiment registriert die Strahlung, welche innerhalb einer Nanosekunde nach der Kernspaltung auftritt, und ist somit abzugrenzen gegen Untersuchungen an Spaltprodukten nach schneller chemischer Trennung oder aus anderen Trennungsverfahren, die in späteren Zeitbereichen nach der Spaltung liegen.

Die Analyse der prompten Strahlungen von Spaltfragmenten spezifischer Masse ist durch die großen Fortschritte in der Entwicklung der Technologie von Halbleiterdetektoren und der zugehörigen Elektronik möglich geworden. Es ist der Zweck dieser Arbeit, die besonderen experimentellen Schwierigkeiten, die bei dem Dreiparameterexperiment und seiner Installation am Reaktor aufgetreten sind, zu beschreiben und ihre Lösungen anzugeben. Es soll darauf verzichtet werden, instrumentelle Besonderheiten, die inzwischen Allgemeingut geworden sind, wie z.B. Zeitimpulsabnahme oder Pile up-Reduktion in den Siliziumdetektorzweigen [3], im einzelnen zu beschreiben.

Das Verfahren zur Auswertung der Daten wird skizziert und an Hand einiger Meßergebnisse erläutert.

2. Experimenteller Aufbau

2.1 Einrichtungen zur Schaffung eines kollimierten thermischen Neutronenstrahls am FR2

Das Experiment wurde zuerst am Tangentialkanal des Karlsruher Forschungsreaktors FR2 installiert (Abb. 1). Dieser Kanal verläuft am Rande des Reaktor-Cores durch das schwere Wasser des Reflektors, wo das Flußverhältnis ϕ_{th} / ϕ_{epi} schon stark zugunsten thermischer Neutronen verschoben ist. Die Kollimierung des Neutronenstrahls war so ausgelegt, daß nur Neutronen aus einem 50 mm ϕ x 60 mm Graphitstreuer in der Mitte des Tangentialkanals auf das Target auftreffen konnten. Ein Wismuteinkristall-Filter von 20 cm Länge reduzierte die Gammastrahlung im Strahl um einen Faktor 3×10^{-4} für die durchdringendste Energie. Durch Kühlung des Kristalls auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff wurde die Transparenz des Kristalls für thermische Neutronen wesentlich erhöht [4]. Für einen $\frac{1}{v}$ -Absorber ergab sich eine Erhöhung der Reaktionsrate auf etwa das Doppelte des Neutronenstrahls mit ungekühltem Wismutfilter. Der thermische Neutronenfluß am Ort des Targets betrug zwischen $4,5$ und 7×10^7 n/cm²sec je nach Anordnung und Anreicherung der dem Graphitstreuer am nächsten liegenden Reaktorbrennelemente. Das Verhältnis der Flüsse [5] ϕ_{th} / ϕ_{epi} wurde zu 650 bestimmt. Die 3fach-Koinzidenz-Zählrate des Experimentes betrug am Tangentialkanal 0.5 bis 1 Impuls pro Sekunde je nach Gewicht des ²³⁵U-Targets.

Mit dem Ziele, die Zählraten des Experimentes entscheidend zu erhöhen und somit die Meßzeiten zu verkürzen, wurde die Apparatur nach Abschluß der ersten Meßreihen an den R4-Kanal des FR2 verlegt. Dieser Kanal endet mit seiner Stirnfläche im schweren Wasser des Reflektors (Abb. 2). Der Strahlrohreinsatz wurde in diesem Falle als konisch verlaufender Neutronenkollimator ausgebildet, so daß das Target eine strahlende Fläche von 160 mm ϕ sah. Der mit flüssigem Stickstoff gekühlte Filtereinsatz wurde so ausgelegt, daß wahlweise ein 15 cm oder 20 cm langer Wismutkristall eingesetzt werden konnte.

Anhaltswerte für den thermischen Neutronenfluß und das Verhältnis des thermischen zum epithermischen Fluß ϕ_{th} / ϕ_{epi} am Austritt des R4-Kanals bei den zwei möglichen Wismutfilterlängen sind in Tabelle I zusammengefaßt. Die Neutronenkollimation wurde außerhalb des Strahlrohrs und nach dem Wismutfilter noch etwa 50 cm fortgeführt und erreichte 30 cm vor dem Target ihre engste Stelle. Dieser Abstand erlaubte es, den Gammadetektor mit dem Anti-Compton-Shield wirkungsvoll gegen die am Kollimatoraustritt gestreuten Neutronen abzuschirmen. Von dieser engsten Stelle an verlief der Neutronenstrahl bis zum Beamcatcher im Vakuum, um einen Untergrund durch luftgestreute Neutronen zu vermeiden. Die Kollimation war so ausgelegt, daß der Neutronenstrahl in der Vakuumkammer nur das Target traf. Gegenüber dem Aufbau am Tangentialkanal konnte mit dem 20 cm langen Wismutfilter im Strahl eine 6 bis 7 mal höhere Experimentzählrate erreicht werden.

2.2 Methode und Geometrie

Ein sehr dünner Aluminiumring von 32 mm ϕ war mit einem Trägermaterial aus VYNS ($< 30 \mu\text{g VYNS}/\text{cm}^2$) bespannt. Zentrisch zum Ring wurde auf einer Fläche von 20 mm ϕ das Targetmaterial in Form von Uranazetat durch Electrospraying [6] aufgetragen¹. Dieses Verfahren gewährleistet sehr homogene und uniforme Schichten. Die Dicken der Targets lagen je nach Exemplar zwischen 35 und 70 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Das Uran hatte eine Isotopenzusammensetzung von

0.168 %	^{234}U
99.505 %	^{235}U
0.0256%	^{236}U
0.301 %	^{238}U

Zwei 600 mm² große Silizium-Spaltproduktzähler erlaubten die Energiemessung der korrelierten Spaltprodukte. Die in Abb. 3 verdeutlichte geometrische Anordnung bezweckte, daß der Ge(Li)-Gammadetektor nur das Target und je etwa einen Zentimeter Flugweg ($\Delta 10^{-9}\text{sec}$) der die Koinzidenzbedingung erfüllenden Spaltfragmente sah. Insbe-

¹ Die Targets wurden von dem Zentralbüro für Kernmessungen, Euratom, Geel/Belgien hergestellt.

sondere mußten Gammaquanten von in den Siliziumzählern gestoppten Spaltbruchstücken mehrere Zentimeter Blei durchdringen, um den Gammadetektor zu erreichen.

Polyäthylenblenden mit abgerundeter Innenkante deckten die für den Gammadetektor sichtbaren Gebiete und die im Energieauflösungsvermögen beeinträchtigten Randzonen der Spaltprodukt-detektoren ab. Der Gamma-kollimator aus Feinblei war innen sägezahnartig bearbeitet, um den Nachweis von im Kollimator Compton-gestreuten Gammaquanten zu erschweren. Eine 5 mm dicke Schicht ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ schützte den Gammadetektor mit dem Anti-Compton-Shield gegen gestreute thermische Neutronen.

Die stürmische Entwicklung auf dem Gebiet der Ge(Li)-Detektoren erforderte es mehrfach, den Gammadetektor durch ein besseres Exemplar zu ersetzen. Bei dem zuletzt eingesetzten Instrument handelte es sich um einen beidseitig offenen coaxial gedrifteten Ge(Li)-Detektor mit einer relativen Photopeak-Ansprehwahrscheinlichkeit ² von 3.8 % und einem Auflösungsvermögen von 2.8 keV FWHM für die 1332 keV-Linie des ${}^{60}\text{Co}$. Die Kombination mit einem 8" \varnothing x 9" NaJ(Tl)-Anti-Compton-Shield verbesserte das Verhältnis Photopeak zu Comptonuntergrund um einen Faktor 2 bis 4 in Abhängigkeit von der Gammaenergie. Interferierende Gammalinien, die durch inelastische Streuung von prompten Neutronen aus der Kernspaltung im Ge(Li)-Detektor verursacht werden, wurden durch die Kombination erheblich reduziert.

Die langsame Zerstörung [7] des Ge(Li)-Detektors durch die schnellen Neutronen aus der Kernspaltung bringt insbesondere bei länger dauernden Meßreihen einige Schwierigkeiten mit sich. Der Detektor kann zwar wiederaufbereitet werden, jedoch erfordert der Aus- und Wiedereinbau eine sorgfältige Eichung und Kompatibilisierung der Gammaspektren.

² Die relative Photopeak-Ansprehwahrscheinlichkeit ist hier definiert als die absolute Photopeak-Ansprehwahrscheinlichkeit des Ge(Li)-Detektors dividiert durch die absolute Photopeak-Ansprehwahrscheinlichkeit eines 3" \varnothing x 3" NaJ(Tl)-Detektors für einen Abstand von je 25 cm von derselben ${}^{60}\text{Co}$ -Quelle.

3. Instrumentierung

Ein vereinfachtes Blockschaltbild des Dreiparameterexperimentes ist in Abb. 4 wiedergegeben. Das Prinzip und die Logik verstehen sich daraus von selbst. Es soll daher nur auf einige wichtige Einzelheiten aufmerksam gemacht werden.

Zur Formung der Ge(Li)-Detektorzeitsignale wurden die Ausgangsimpulse des FET-Vorverstärkers (Anstiegszeit mit Detektor ~ 40 nsec, Abfallzeitkonstante $50 \mu\text{sec}$) über eine Pole-Zero-kompensierte [8] Differentiation mit einer Zeitkonstanten von 400 nsec gekürzt und nach 50facher Verstärkung auf einen nach dem Leading edge-Prinzip arbeitenden Trigger³ gegeben. Damit wurde eine untere Energieschneidegrenze von etwa 60 keV erreicht. Diese Methode erlaubte es, für die 3fach-Koinzidenz eine Auflösungszeit von 40 nsec zu wählen ohne nennenswerte Koinzidenzverluste. Der Anteil der zufälligen Koinzidenzen lag unter 2% der wahren Koinzidenzen.

Die Ausgangsimpulse der sechs Photomultiplier wurden in einem Summierverstärker addiert und dann auf einen Trigger gleicher Bauart wie im Zeitzweig des Ge(Li)-Detektors gegeben. Diese Zeitimpulsformung ergab eine für die Größe und komplizierte Geometrie des NaJ(Tl)-Kristalls (zwei Bohrlöcher!) bemerkenswert schmale Zeitverteilung (Abb. 5).

Der Analogzweig des Ge(Li)-Detektors wurde entsprechend den Anforderungen hoher Zählraten ausgelegt. Er war weitgehend gleichspannungsgekoppelt. Wo eine Wechselspannungskopplung nicht zu umgehen war, wurde die Technik der Pole-Zero Cancellation [8] benutzt oder der Gleichspannungspegel mit Hilfe eines DC-Restorers festgehalten. Der Detektor war über einen Hochspannungskondensator mit dem Eingang des FET-Vorverstärkers verbunden. Die verbleibende Zählratenabhängigkeit des kompletten Gammaskopplers spiegelt sich in folgenden Meßwerten für die Halbwertsbreite der 1332 keV-

³ z.B. Chronetics M-164

Linie des ^{60}Co wieder:

Bei 2 000 Imp./sec	2.8 keV FWHM
20 000 Imp./sec	3.1 keV FWHM .

Als Spaltproduktdetektoren wurden Silizium-Oberflächensperrschichtzähler aus niederohmigem ($\sim 400 \Omega\text{cm}$) n-leitendem Material gewählt. Sie wurden in ihrer Sättigungszone betrieben, d.h. in einem Spannungsbereich, wo die Ausgangsimpulshöhe und das Peak-zu-Tal-Verhältnis des Spaltproduktenergiespektrums weitgehend von der Sperrspannung unabhängig sind. Je nach Detektordicke wurden Sperrspannungen zwischen 90 V und 150 V gewählt. Die Siliziumdetektoren wurden auf -20°C gekühlt, was eine drastische Verminderung des Stromanstieges und des Absolutwertes des Stromes auf etwa $\frac{1}{15}$ der Werte bei Zimmertemperatur brachte.

Zur Eliminierung elektronischer Drift wurden alle drei Analogzweige digital stabilisiert. Dabei dienten als Referenz im unteren Bereich der Spektren die Impulse je eines stabilen (< 50 ppm) Referenzimpulsgebers. Die Verstärkung des Ge(Li)-Detektorzweiges wurde mit Hilfe eines Präzisionsimpulsgebers [9] fixiert. Zur Stabilisierung der Spaltproduktzähler wurde die Lage des Spaltproduktenergiespektrums selbst als Bezugswert herangezogen. Markierungssignale öffneten die ADC's für die Impulsgebersignale und verhinderten gleichzeitig deren Speicherung.

Die Digitalisierung der drei Impulshöhen (x_1, x_2, x_γ) erfolgte in (256, 256, 2048) Kanaladressen. Der Dreiparameter-ADC war über einen Puffer an die Karlsruher Datenverarbeitungsanlage MIDAS [10] angeschlossen, wo die Dreiparameterereignisse als Rohdaten auf Magnetband gespeichert wurden. Parallel dazu erstellte MIDAS auf Plattenspeicher die Projektionsspektren $N(x_1)$, $N(x_2)$ und $N(x_\gamma)$ (Abb. 6a und b) und das Zweiparameterspektrum $N(x_1 * x_2)$. Die Projektionsspektren $N(x_1)$ und $N(x_2)$ wurden laufend überwacht und dienten zur schnellen Erkennung von Targetschäden. Das

Zweiparameterspektrum ermöglichte die sofortige Prüfung der Daten auf Parasitärereignisse in "verbotenen" Bereichen außerhalb der bekannten Höcker (Abb. 6c).

4. Auswertung

Die Energien der Spaltfragmente in Detektor 1 und 2 wurden mit Hilfe der Gleichungen für die massenabhängige Impulshöheneichung [11] aus den Kanaladressen x_i berechnet.

$$(1) \quad E_i = (a_i + a'_i m_i) x_i + b_i + b'_i m_i \quad i = 1, 2$$

In regelmäßigen Zeitabständen wurden Einzelspektren aufgenommen und daraus die in die Koeffizienten

$$a = \frac{30,9734}{P_L - P_H} \quad a' = \frac{0,04596}{P_L - P_H}$$

$$b = 87,8626 - a * P_L \quad b' = 0,1345 - a' * P_L$$

eingehenden Peaklagen der leichten (P_L) und der schweren (P_H) Gruppe bestimmt. Hierzu wurde ein Rechenprogramm geschrieben, das die Peaklagen als die Mitten zwischen den mit einem Polynom zweiter Ordnung gefitteten Flanken in $\frac{3}{4}$ Höhe der Maxima berechnete (Abb. 7).

Da die Zahl der prompten Neutronen für die meisten spaltbaren Kerne nicht sowohl als Funktion der Fragmentmasse als auch der kinetischen Energie beider Spaltfragmente $E_T = E_1 + E_2$ bekannt ist, erschien es vernünftig, zuerst einmal provisorische Massen einzuführen und diese hinterher so gut wie möglich auf prompte Neutronen zu korrigieren. In Anlehnung an [12] wurden die provisorischen Massen μ als Größen definiert, für die Impuls und Masse erhalten bleibt:

$$\mu_1 * E_1 = \mu_2 * E_2$$

$$\mu_1 + \mu_2 = A$$

A bezeichnet die Masse des spaltenden Kerns. Vor der Umrechnung wurden

zu jeder Impulshöhe x_i Zufallszahlen zwischen - 0.5 und + 0.5 addiert, um das durch die ADC's aufgeprägte Kanalaraster zu verwischen. Zudem wurde in (1) m_i durch μ_i ersetzt, was wegen der kleinen Koeffizienten der massenabhängigen Terme einen vernachlässigbar kleinen Fehler von weniger als 0.2 MeV bedingt. Die Speicherung der aufbereiteten Daten erfolgte in der Form (μ_1, E_T, x_Y) auf Magnetband.

Ein PL1-Sortierprogramm für den Rechner IBM 360/65 wurde erstellt, das es ermöglicht, aus diesen Daten Häufigkeitsverteilungen für jeden der drei Parameter bei ausgewählten Bereichen der beiden anderen Parameter zu bilden. Das μ_1 -Spektrum unter Zulassung aller vorkommenden E_T und x_Y und das Energiespektrum aller Massen μ_1 für alle x_Y sind in Abb. 8 dargestellt. Diese Spektren werden üblicherweise Projektionsspektren genannt. Deutlich sichtbar ist der Einfluß der höheren Gammaausbeute für die Massen im leichten gegenüber den Fragmenten im schweren Peak. Abb. 9 zeigt zwei Beispiele, wo jeweils das Gammaskpektrum für komplementäre μ_1 unter Zulassung aller E_T heraussortiert worden ist. μ_1 steht stellvertretend für ein beim Spaltprozess auftretendes Fragmentpaar μ_1/μ_2 und besagt, daß das mit dem Index 1 bezeichnete Bruchstück in dem auf der Gammadetektorseite bezüglich des Targets befindlichen Spaltprodukt-detektor nachgewiesen worden ist. Der Gammadetektor sieht ein spezifisches Spaltfragment einmal auf sich zu-, das andere Mal von sich wegfliegen. Die Richtung der auftretenden Dopplerverschiebung ermöglicht die Zuordnung zu einem Partner des Fragmentpaares. Dies ist in Abb. 9 für einige Gamma-linien verdeutlicht. Die beobachteten Verschiebungen stehen in guter Übereinstimmung mit den aus der Experimentgeometrie und bekannten Geschwindigkeitsverteilungen [13] zu erwartenden Werten.

Im Fall der Spaltung des ^{236}U wurde die Korrektur der provisorischen Massen mit Hilfe der experimentell bekannten Abhängigkeit [14] der mittleren Anzahl ν prompter Neutronen von der Fragmentmasse vorgenommen. Die dabei nicht berücksichtigte Variation von ν mit der kinetischen Energie E_T [15] bewirkt eine zusätzliche kleine Massendispersion. Für die bei der Spaltung des ^{236}U häufigsten Spaltfragmente variiert die mittlere Anzahl Neutronen um weniger als ± 0.5

Einheiten für kinetische Energien E_T in einen Bereich von plus oder minus einem Sigma um den Mittelwert $\langle E_T \rangle$ [12]. Diese Abweichung ist klein gegenüber der durchschnittlichen Massenauflösung in diesem Experiment, die auf etwa 4 atomare Masseneinheiten FWHM geschätzt wird.

Literaturverzeichnis:

- [1] HORSCH, F., MICHAELIS, W., SCHMITT, H.W.,
"Diskussionstagung über Neutronenphysik an Forschungs-
reaktoren" (Jülich 1967) 20
- [2] HORSCH, F., MICHAELIS, W., "Second Symposium on the
Physics and Chemistry of Fission" (International
Atomic Energy Agency, Vienna, 1969) Paper No. SM-122/44
- [3] ORTEC Catalogue No. 1001 (1968)
- [4] MENARDI, S., HAAS, R., KLEY, W., "Symposium on Inelastic
Scattering of Neutrons in Solids and Liquids" (Inter-
national Atomic Energy Agency, Chalk River, 1962)
Vol. I, 139
- [5] BECKURTS, K.H., WIRTZ, K., "Neutron Physics"
Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, New York
(1964) 277
- [6] VERDINGH, V., LAUER, K.F., Nuclear Instr. and Meth.
49 (1967) 179
- [7] KRANER, H.W., CHASMAN, C., JONES, K.W.,
Nuclear Instr. and Meth. 62 (1968) 173
- [8] NOWLIN, C.H., BLANKENSHIP, J.L.,
Rev. of Sci. Instr. 36 12 (1965) 1830
- [9] HORSCH, F., KFK 558 (1968)
- [10] KRÜGER, G., KFK 937 (1969)
- [11] SCHMITT, H.W., GIBSON, W.M., NEILER, J.H., WALTER, F.J.,
THOMAS, T.D., "Symposium on the Physics and Chemistry of
Fission" (International Atomic Energy Agency, Salzburg,
1965) Vol. I, 531

- [12] SCHMITT, H.W., NEILER, J.H., WALTER, F.J.,
Phys. Rev. 141 3 (1966) 1146
- [13] ANDRITSOPOULOS, G., Nucl. Phys. A94 (1967) 537
- [14] APALIN, V.F., GRITSYUK, Yu.N., KUTINOV, I.E.,
LEBEDEV, V.I., MIKAELIAN, L.A., Nuc. Phys. 71 (1965) 553
- [15] MASLIN, E.E., RODGERS, A.L., CORE, W.G.F.,
Phys. Rev. 164 4 (1967) 1520

Bildunterschriften:

- Abb. 1 Lageplan des Experimentes am Tangentialkanal des Reaktors FR2.
- Abb. 2 Geometrische Anordnung am R⁴-Kanal des Reaktors FR2.
- Abb. 3 Detektoranordnung und Geometrie des Dreiparameterexperimentes.
- Abb. 4 Vereinfachtes Blockschaltbild des Dreiparameterexperimentes.
- Abb. 5 Zeitspektrum der schnellen Signale des 8" Ø x 9" NaJ(Tl) Anti-Compton-Shields für das ²²Na-Spektrum oberhalb 100 keV.
- Abb. 6 Bildschirmdarstellung des Inhalts verschiedener Plattenspeicherbereiche:
- (a) Projektionsspektren für die Impulshöhen des Siliziumdetektors 1 bzw. 2.
 - (b) Projektionsspektrum für die Kanaladresse der Ge(Li)-Detektorimpulse.
 - (c) Höhenschnitt durch die zweiparametrische Häufigkeitsverteilung $N(x_1 * x_2)$, die unter der 3fach-Koinzidenzbedingung entsteht.
- Abb. 7 Plottausgabe des Programms zur Bestimmung der Koeffizienten für die Gleichungen der massenabhängigen Impulshöheneichung. Die Peaklagen sind durch die Mitte zwischen den Flanken in 3/4 Höhe der Maxima definiert.
- Abb. 8 Projektionsspektren aus der Dreiparametermatrix ($\sqrt{u_1}, E_T, x_Y$)
- (a) für $\sqrt{u_1}$ unter Zulassung aller E_T und x_Y
 - (b) für E_T unter Zulassung aller $\sqrt{u_1}$ und x_Y .
- Abb. 9 Prompte Gammaskpektren für die Bereiche $m_1 = 95 - 97$ und $m_1 = 136 - 138$ zur Demonstration der Abhängigkeit der Gammaenergie von der Richtung und der Geschwindigkeit des Spaltfragments. Die zwei Spektren entstanden
- (a) als die leichten Spaltbruchstücke auf den Gammadetektor zuflogen
 - (b) als die leichten Spaltbruchstücke von dem Gammadetektor wegflogen.
- Die Hinweislinien mit den Buchstaben verdeutlichen die Methode der Zuordnung einzelner Linien zum leichten (L) oder schweren (H) Spaltfragment.

Abkürzungen und Symbole

A	Masse des spaltenden Compoundkerns
ADC	Analog to Digital Converter
a, b, a', b'	Koeffizienten in den Gleichungen für die massenabhängige Impulshöheneichung
DC	Direct Current
E	kinetische Energie eines Spaltfragments
E_T	Summe der kinetischen Energien beider Spaltfragmente $E_1 + E_2$
FET	Field Effect Transistor
FR2	Forschungsreaktor 2
FWHM	Full Width at Half Maximum
i	Index, der das erste oder zweite Spaltbruchstück kennzeichnet, je nach dem, ob es im Detektor 1 oder 2 nachgewiesen worden ist
MIDAS	Multiple Input Data Acquisition System
m	Masse eines Spaltbruchstücks nach Verlust der prompten Neutronen
$N(x)$	bezeichnet ein Spektrum von Impulshöhen
$N(x_1 * x_2)$	kennzeichnet das zweiparametrische Spektrum der Impulshöhen von Spaltprodukt-detektor 1 und 2
P_L, P_H	Peaklagen der leichten (L) und der schweren (H) Gruppe im Spaltproduktenergiespektrum
PL1	Programm Language 1
R4	Reflektorkanal 4
v	Neutronengeschwindigkeit
x	bezeichnet eine Impulshöhe, analog und digital
γ	Index: zum Gammaquant gehörig
u	provisorische Masse der Spaltbruchstücke gemäß der Definition im Text
$\bar{\nu}$	mittlere Zahl der prompten Neutronen
ϕ_{th} / ϕ_{epi}	Verhältnis des thermischen zum epithermischen Fluß gemäß der Definition in [5]

Tabelle I

Anhaltswerte für den thermischen Neutronenfluß und das Verhältnis des thermischen zum epithermischen Fluß [5] bei zwei verschiedenen Wismutfilterlängen am Austritt des R⁴-Kanals des FR2

Länge des Wismutfilters (gekühlt mit flüssigem Stickstoff) ⁽¹⁾	ϕ_{th} ⁽²⁾ [cm ⁻² sec ⁻¹]	ϕ_{th}/ϕ_{epi}
15 cm	6.6 x 10 ⁸	250
20 cm	4 x 10 ⁸	450

- (1) Nach Angabe des Herstellers bestanden die Wismutzylinder aus nicht mehr als 5 längs nebeneinander liegenden Einkristallen
- (2) Die Werte wurden nach der Goldfolienmethode [5] bestimmt und gelten für ein äquivalentes Maxwell-spektrum mit einer wahrscheinlichsten Geschwindigkeit von 2050 m/sec. Dies entspricht grob dem von MENARDI und Mitarbeitern [4] gemessenen Neutronenspektrum aus einem mit gekühltem 20 cm langen Wismutfilter versehenen Reaktorkanal.

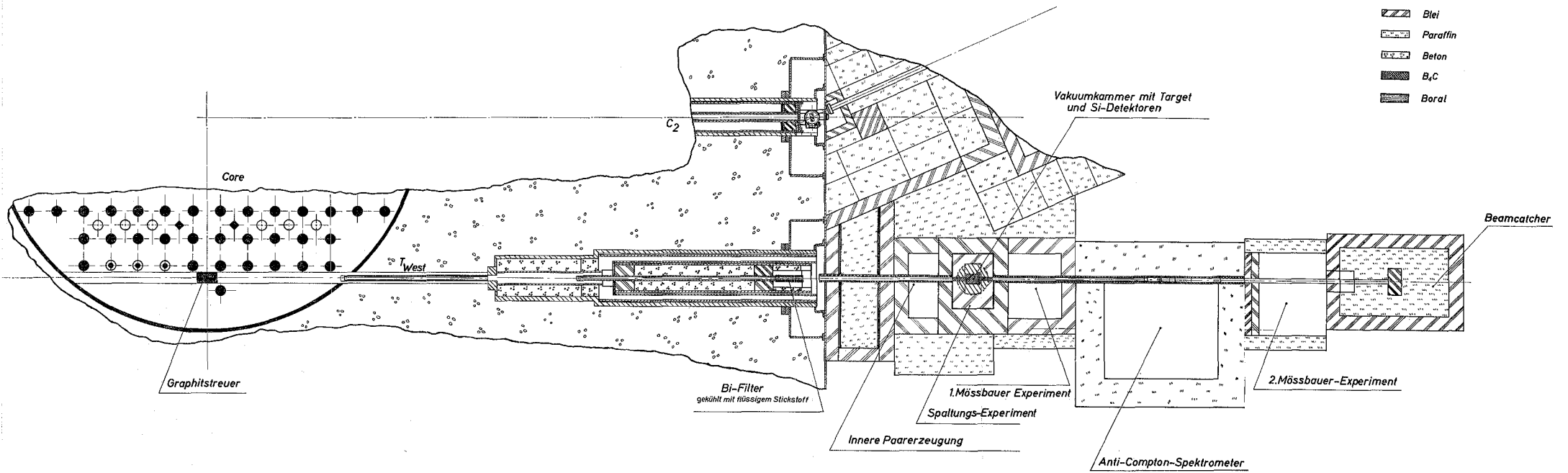


Abb. 1 Lageplan des Experimentes am Tangentialkanal des Reaktors FR2

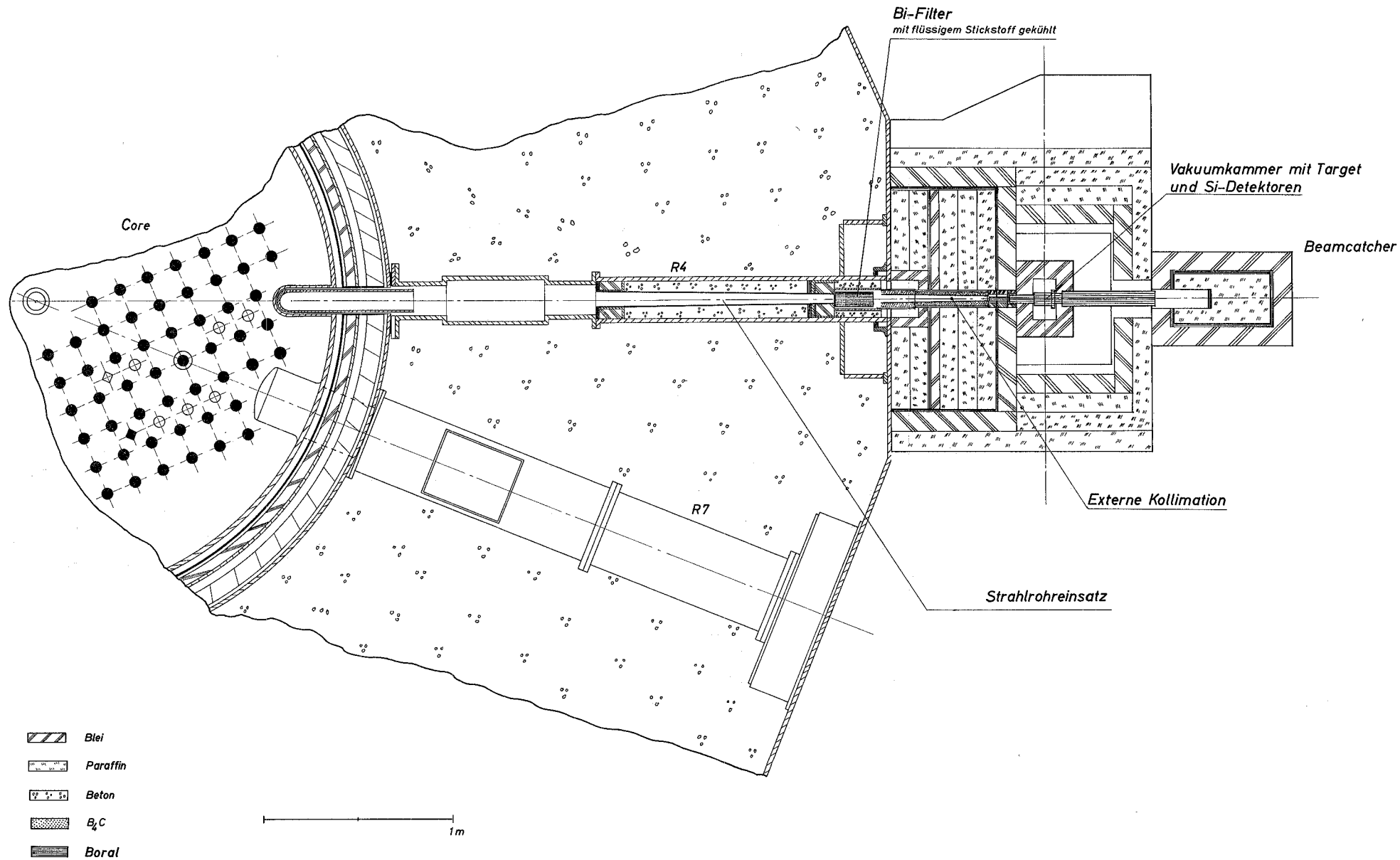


Abb. 2 Geometrische Anordnung am R4-Kanal des Reaktors FR2.

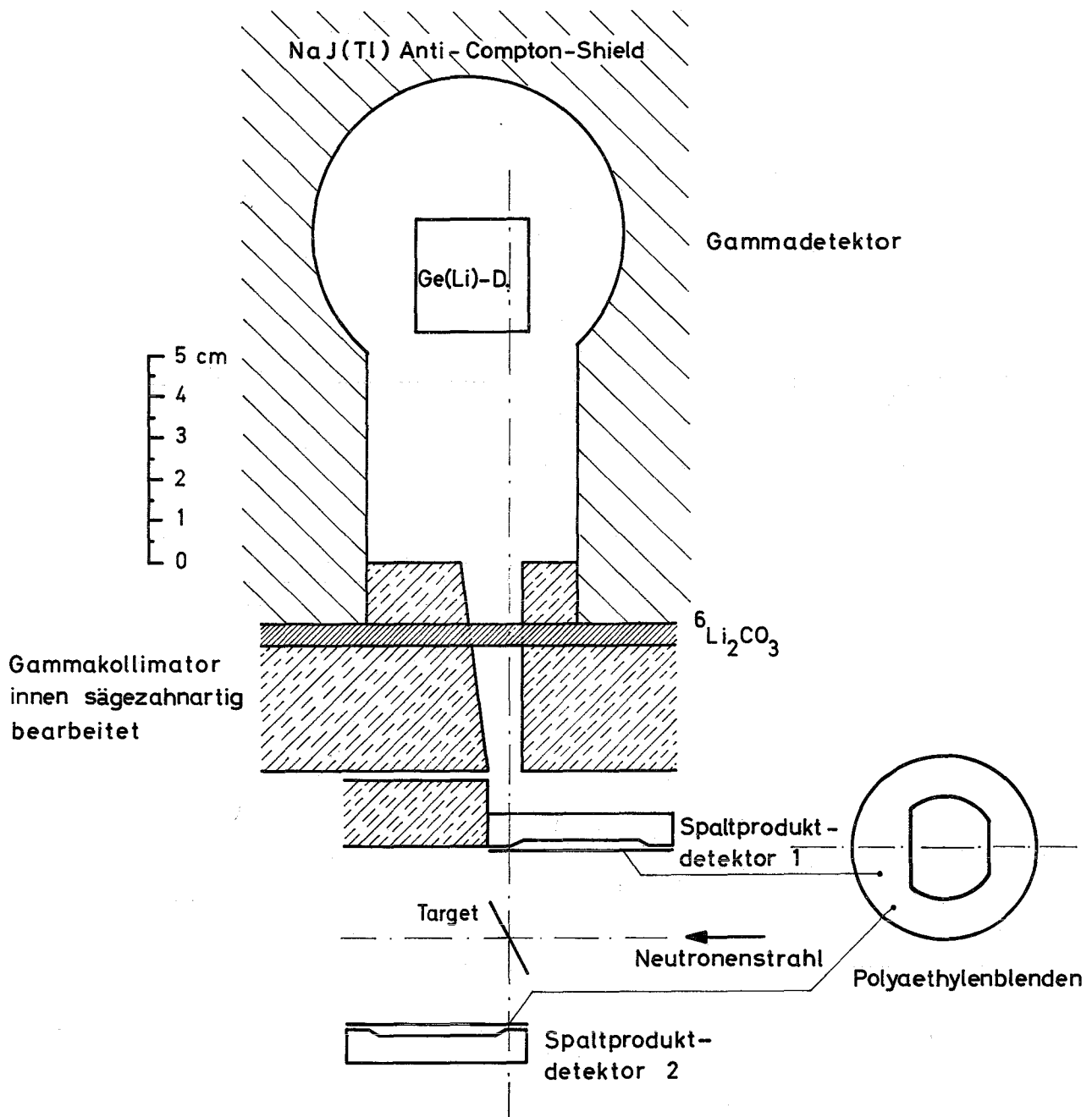


Abb. 3 Detektoranordnung und Geometrie des Dreiparameterexperimentes.

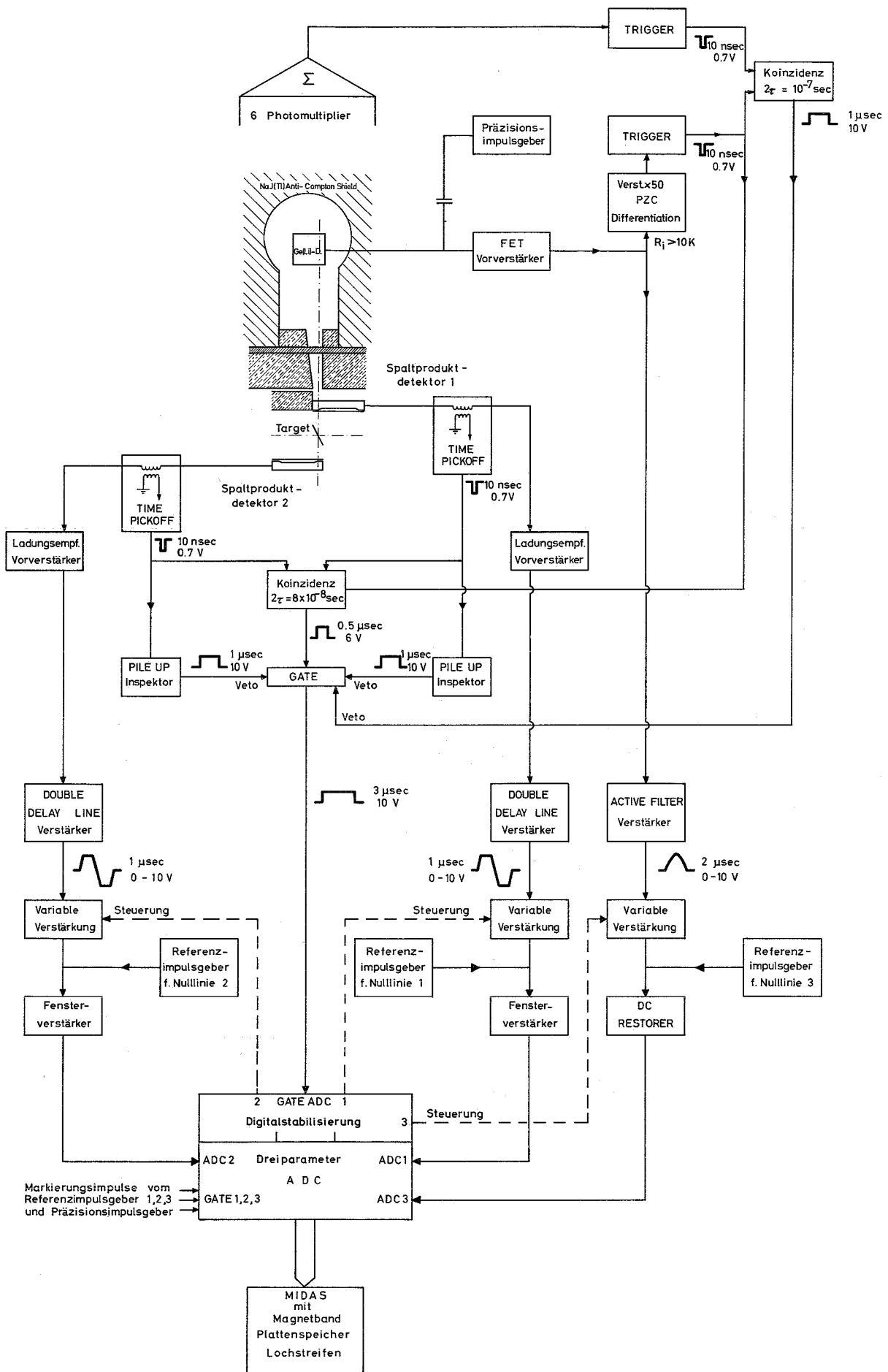


Abb. 4 Vereinfachtes Blockschaltbild des Dreiparameterexperimentes.

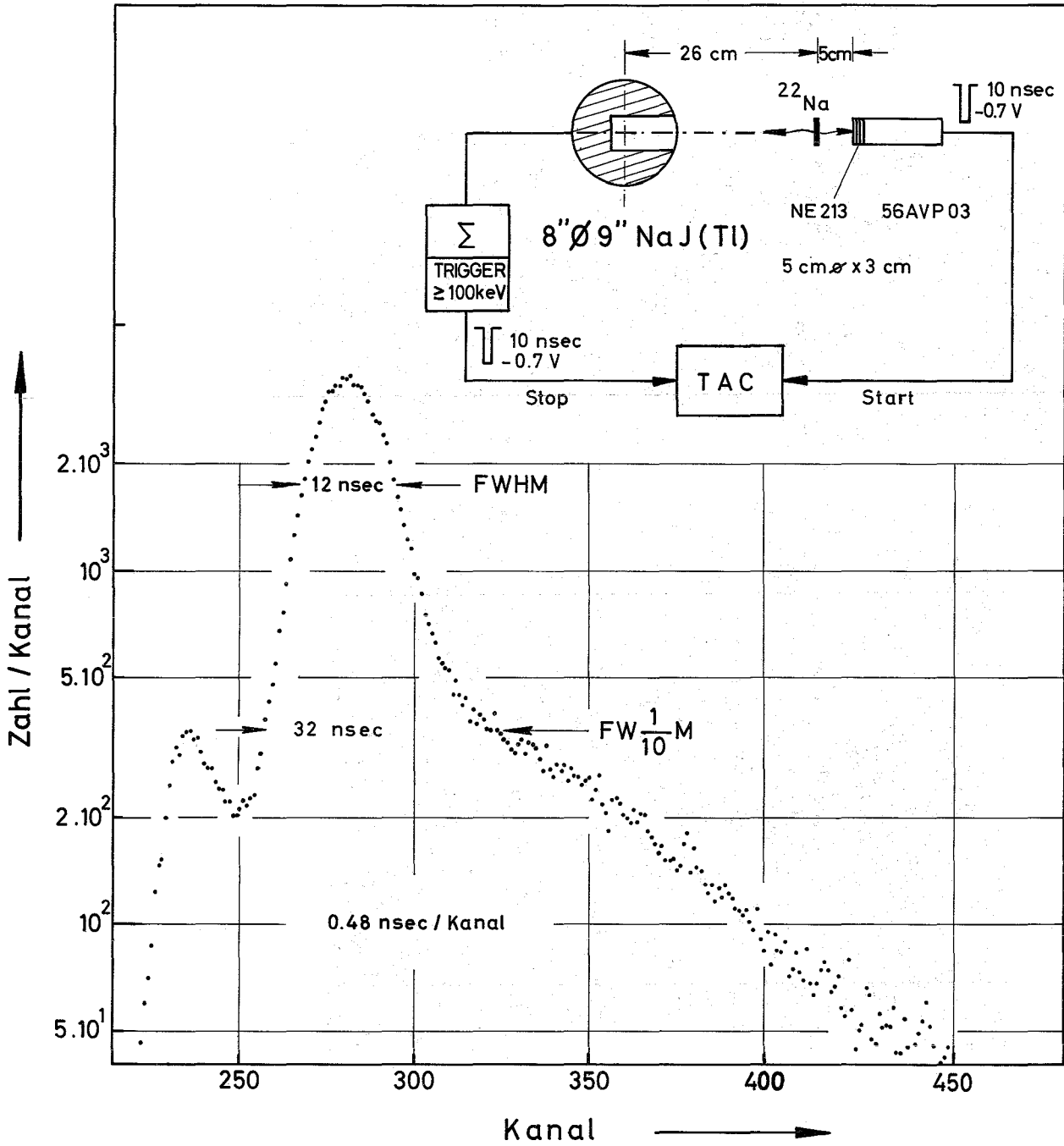


Abb. 5 Zeitspektrum der schnellen Signale des $8'' \text{Ø} * 9'' \text{ NaJ(Tl)}$ Anti-Compton-Shields für das ^{22}Na -Spektrum oberhalb 100 keV.

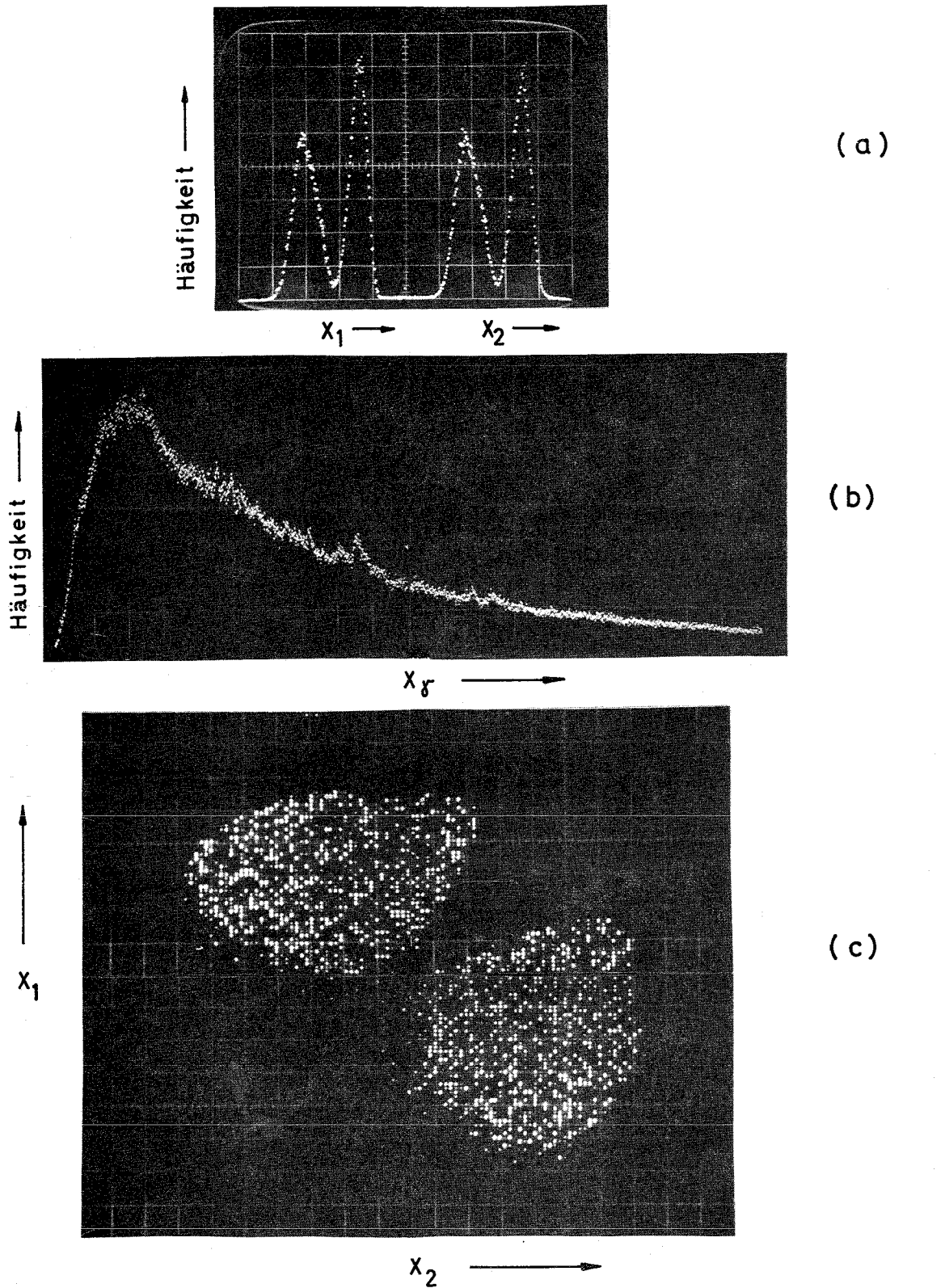


Abb. 6 Bildschirmdarstellung des Inhalts verschiedener Plattenspeicherbereiche:

- (a) Projektionsspektren für die Impulshöhen des Siliziumdetektors 1 bzw. 2
- (b) Projektionsspektrum für die Kanaladresse der Ge(Li)-Detektorimpulse
- (c) Höhenschnitt durch die zweiparametrische Häufigkeitsverteilung $N(x_1 * x_2)$, die unter der 3fach-Koinzidenzbedingung entsteht.

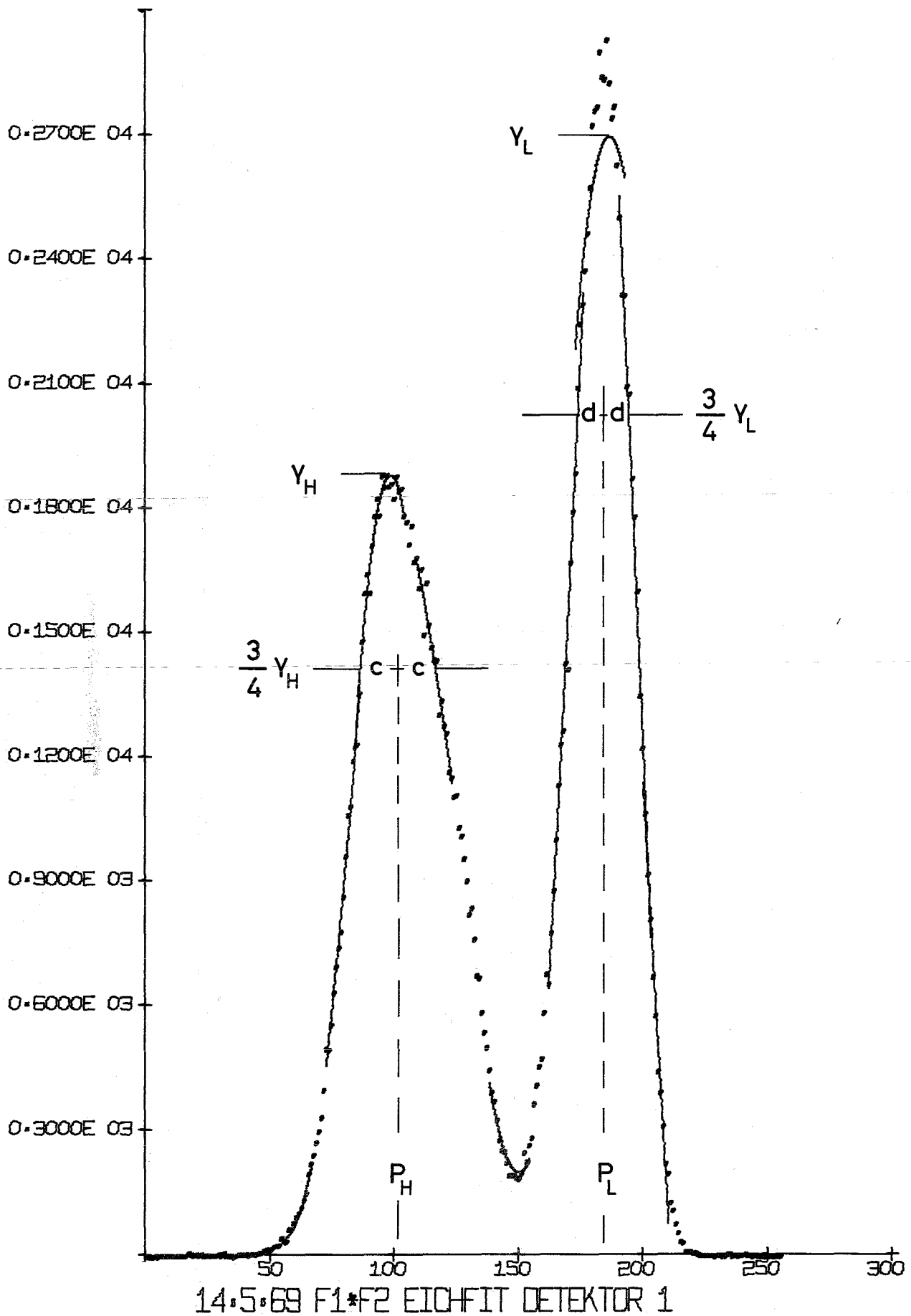


Abb. 7 Plottausgabe des Programms zur Bestimmung der Koeffizienten für die Gleichungen der massenabhängigen Impulshöheneichung. Die Peaklagen sind durch die Mitte zwischen den Flanken in $\frac{3}{4}$ Höhe der Maxima definiert.

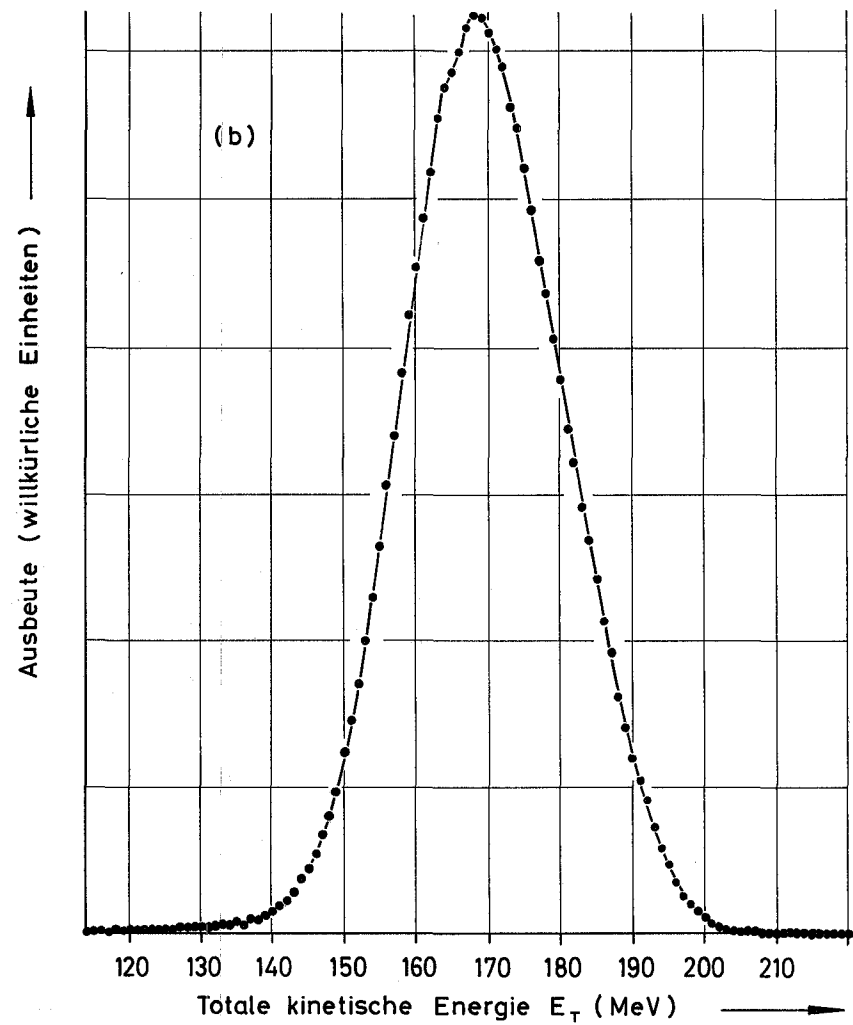
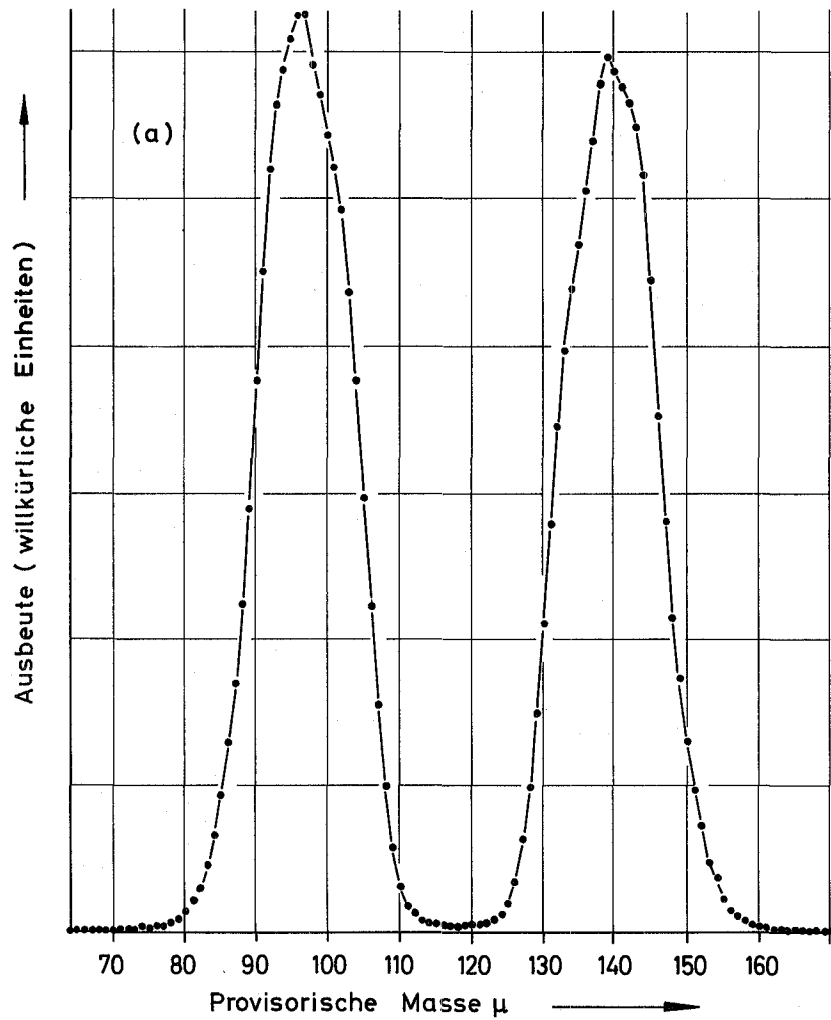


Abb. 8 Projektionsspektren aus der Dreiparametermatrix $(\sqrt{u_1}, E_T, x_Y)$
 (a) für $\sqrt{u_1}$ unter Zulassung aller E_T und x_Y
 (b) für E_T unter Zulassung aller $\sqrt{u_1}$ und x_Y .

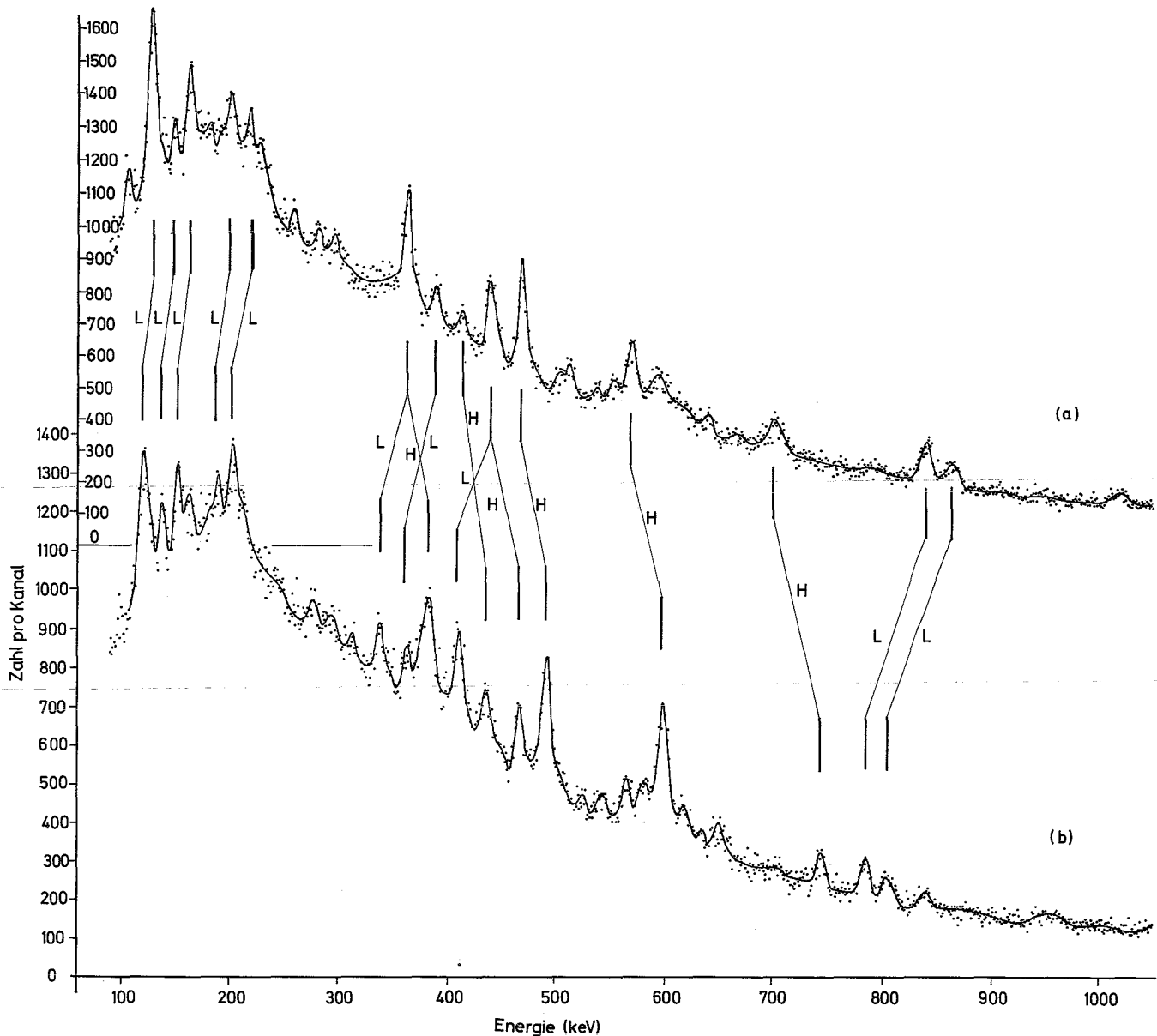


Abb. 9 Prompte Gammaspektren für die Bereiche $m_1 = 95 - 97$ und $m_1 = 136 - 138$ zur Demonstration der Abhängigkeit der Gammaenergie von der Richtung und der Geschwindigkeit des Spaltfragments. Die zwei Spektren entstanden

- (a) als die leichten Spaltbruchstücke auf den Gammadetektor zuflogen,
- (b) als die leichten Spaltbruchstücke von dem Gammadetektor wegfliegen.

Die Hinweislinien mit den Buchstaben verdeutlichen die Methode der Zuordnung einzelner Linien zum leichten (L) oder schweren (H) Spaltfragment.