

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

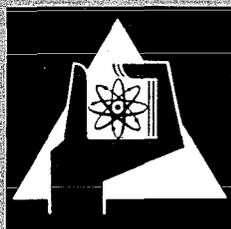
September 1971

KFK 1458

Institut für Angewandte Kernphysik  
Projekt Schneller Brüter

Ein einfacher Pulsformdiskriminator

R. E. Bandl



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

**Als Manuskript vervielfältigt**

**Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M.B.H.  
KARLSRUHE**

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

September 1971

KFK 1458

Institut für Angewandte Kernphysik  
Projekt Schneller Brüter

Ein einfacher Pulsformdiskriminator

von

R.-E. Bandl

Gesellschaft für Kernforschung mbH Karlsruhe

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

PHYSICS DEPARTMENT

PHYSICS 551

PHYSICS 551

PHYSICS 551

PHYSICS 551

## ABSTRACT

A simple pulse shape discriminator was developed to separate neutron and  $\gamma$ -ray pulses from a fast scintillator system. The zero-crossing method is employed by measuring the time difference between the fast signal from the photomultiplier anode and the zero-crossover of a doubly-differentiated pulse from a suitable dynode. The arrangement was tested using a large sensitive area photomultiplier coupled with a NE 213 liquid scintillator. The  $\gamma$ -ray suppression capability of the discriminator is demonstrated both with an Am-Be source and with neutron induced fission. The system is especially suited to neutron time-of-flight experiments.

Ein einfacher Pulsformdiskriminator zur Unterscheidung von Neutronen- und Gammaimpulsen aus einer schnellen Szintillatoranordnung wurde entwickelt. Die Anordnung arbeitet nach der Nulldurchgangsmethode, indem die Zeitdifferenz zwischen dem schnellen Signal von der Anode eines Fotovervielfachers und dem Nulldurchgang des zweifach differenzierten Impulses von einer geeigneten Dynode gemessen wird. Die Methode wurde an einem großflächigen Fotovervielfacher mit dem Flüssigkeitsszintillator NE 213 erprobt. Die Gammaunterdrückung des Diskriminators wird am Beispiel einer Am-Be Quelle und der neutronen-induzierten Spaltung gezeigt. Die Anordnung ist für Flugzeitmessungen mit Neutronen besonders geeignet.



## 1. Einleitung

Einige organische Szintillatoren haben die Eigenschaft, daß die Abklingzeit der Lichtemission von der Ionisationsdichte des nachgewiesenen Teilchens abhängt, so daß z.B. Protonen und Elektronen verschiedene Impulsformen erzeugen. Dementsprechend erhält man für Neutronen und Gammastrahlen unterschiedliche Impulsformen, was erstmals von Owen<sup>1)</sup> dazu benützt wurde, diese Teilchen mit Hilfe einer Elektronik voneinander zu trennen.

Zwei Methoden der Pulsformdiskriminierung haben sich seitdem als besonders erfolgreich erwiesen. Die eine ist die Ladungsvergleichs-Methode<sup>2)</sup>, die die Ladung zweier Signale verschiedener Zeitkonstanten vergleicht. Die andere ist die Nulldurchgangsmethode nach Alexander und Goulding<sup>3)</sup>, bei der das Spannungssignal aus dem Fotovervielfacher zweimal differenziert wird. Die Zeitdifferenz zwischen Anstieg und Nulldurchgang dieses Signals ist bei Szintillationsprozessen, die von Protonen angeregt werden, größer als bei Ereignissen, die von Elektronen angeregt werden.

Nach den Überlegungen von Sabbah und Suhami<sup>4)</sup> ist die erste Methode der Nulldurchgangsmethode bei niederen Neutronenenergien überlegen; beschränkt man sich jedoch auf den höheren Energiebereich, so hat die zweite Methode den Vorteil, daß sie sich mit einfachen elektronischen Mitteln verwirklichen läßt.

Die vorliegende Arbeit beschreibt einen einfachen Pulsformdiskriminator nach der Nulldurchgangsmethode, der an einem Fotovervielfacher mit großflächiger Fotokathode (Valvo XP 1040) erprobt wurde.



## 2. Prinzip der Wirkungsweise

Eine Methode, die Zeitdifferenz zwischen Anstieg und Nulldurchgang des Fotovervielfacher-Impulses zu messen, besteht darin, daß der Anstieg des Impulses eine Tunnelodiode von ihrer einen stabilen Lage in die andere umkippt, während sie beim Nulldurchgang des Impulses wieder zurückkippt<sup>5,6)</sup>. Die Länge dieses Rechteckimpulses ergibt die Zeitdifferenz zwischen Anstieg und Nulldurchgang des Impulses.

Da eine Tunnelodiode von ihrem low-voltage state zu ihrem high-voltage state schneller umkippt als beim umgekehrten Übergang, ist bei dieser Methode, bei der beide Übergänge ausgenützt werden, immer eine Zeitbestimmung ungenau. Deshalb wurden Schaltungen entwickelt, die zwei Tunneldioden verwenden, wobei der Anstieg und der Nulldurchgang jeweils den schnellen Übergang einer Tunnelodiode triggern<sup>7,8,9)</sup>.

Die bisher beschriebenen Methoden haben den Nachteil, daß der relativ langsame Anstieg des zweifach differenzierten Impulses nach der leading-edge Methode getriggert wird. Neuere Arbeiten<sup>10,11)</sup> verwenden einen Impuls mit kurzer Zeitkonstante aus der Anode zur Bestimmung des Anstiegszeitpunktes und ermitteln aus einem langsameren Signal von einer geeigneten Dynode den Zeitpunkt des Nulldurchgangs. Hierbei wird jedoch der langsame Impuls von der Dynode auf einen externen Nulldurchgangstrigger herausgeführt.

Da das langsame Signal recht flach durch die Nulllinie läuft, ist der Zeitpunkt des Nulldurchgangs für Störspannungen, die auf dem Transport des Signals auftreten können, sehr anfällig. Um solche Störungen zu vermeiden, wird bei der vorliegenden Arbeit der Nulldurchgangstrigger, der das Signal von der Dynode erhält, direkt beim Spannungsteiler des Fotovervielfachers eingebaut. Der Zeitpunkt des Anstiegs wird aus dem schnellen Signal von der Anode ermittelt. Diese Methode ist besonders für Flugzeitmessungen ge-

eignet, wo die Ankunftszeit der Teilchen im Szintillator ohnehin bestimmt werden muß.

### 3. Beschreibung der Schaltung

Die Beschaltung des Fotovervielfachers und des Nulldurchgangstriggers ist in Abb. 1 dargestellt.

Der Kondensator C1 differenziert den Impuls von der 12. Dynode derart, daß er etwa 150 ns nach dem Anstieg durch die Nulllinie geht, falls er von Elektronen verursacht wurde. Transistor T1 ist als Emitterfolger geschaltet und mit Transistor T2, der als Stromverstärker dient, gleichstromgekoppelt. Der Arbeitspunkt der Tunneldiode TD wird am Potentiometer P so eingestellt, daß gerade der Spitzenstrom fließt.

Die Tunneldiode befindet sich gewöhnlich in ihrem high-voltage state. Erreicht nun der Eingangsimpuls eine gewisse Höhe, so kippt die Tunneldiode in ihren low-voltage state, um beim Nulldurchgang des Impulses wieder in den high-voltage state zurückzukippen. Sie formt damit einen Rechteckimpuls, der am Kondensator C2 differenziert und durch den Transistor T3 verstärkt wird.

Der Ausgang der Schaltung wird mit  $50 \Omega$  abgeschlossen. Der negative Teil des Ausgangsimpulses, der die Information über den Zeitpunkt des Nulldurchgangs enthält, hat eine Anstiegszeit von 3 ns und eine Höhe von 0.7 V.

Das Signal von der Anode, aus dem die Ankunftszeit der Teilchen bestimmt wird, hat nach dem Clippen beim Abschluß mit  $50 \Omega$  eine Impulsbreite von 8 ns.

Abb. 2 zeigt das Blockschaltbild der Anordnung für die Pulsformdiskriminierung, die auch das Start-Signal für die Flugzeitmessungen liefert. Um eine amplitudenunabhängige Zeitbe-

stimmung zu erzielen, wird das Anodensignal auf einen schnellen Nulldurchgangstrigger gegeben, während ein Schwellwert-Trigger die Grenze für die Protonenenergie festlegt, unter der keine Protonen mehr nachgewiesen werden. Das Signal aus dem Nulldurchgangstrigger des Dynodenzweiges wird mit Hilfe eines Pulsformers verbreitert und derart verzögert, daß es mit dem verzögerten Anodensignal nur dann koinzident ist, wenn ein Neutron nachgewiesen wurde. Die Verzögerung im Anodenzweig wird konstant gehalten, damit sich das Flugzeitspektrum beim Einstellen der Pulsformdiskriminierung nicht verschiebt.

Schaltet man die Koinzidenzbedingung mit dem Dynodenzweig ab, so kann man mit Hilfe eines Zeit-zu-Höhen-Konverters die Nulldurchgangsverteilung in einem Vielkanalanalysator speichern.

#### 4. Experimentelle Ergebnisse

Die Diskriminierung zwischen Neutronen und Gammastrahlen wurde an dem Flüssigkeitsszintillator NE 213 getestet, der einen Durchmesser von 11 cm und eine Dicke von 3 cm hatte.

Abb. 3 zeigt die Nulldurchgangsverteilung für eine Am-Be-Quelle und Abb. 4 die für eine  $^{60}\text{Co}$ -Quelle, wobei die Schwelle für den Nachweis von Protonen etwa bei 1 MeV lag. In Abb. 5 ist die Nulldurchgangsverteilung der Am-Be-Quelle bei einer Protonenschwelle von 2.5 MeV dargestellt.

Mit der Schwelle von 2.5 MeV für Protonen wurden weitere Versuche an einem gepulsten 3 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger durchgeführt, der über die  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ -Reaktion Neutronen der mittleren Energie von 30 keV erzeugte.

Eine  $^{239}\text{Pu}$ -Probe von 4 cm Durchmesser und 0.75 cm Dicke wurde 4 cm vom Beschleunigertarget entfernt dem Neutronenstrahl ausge-

setzt. Der Detektor, der 40 cm von der Probe entfernt war, registrierte somit Neutronen, die bei Spaltprozessen erzeugt wurden und Gammastrahlen, die bei Einfang- und Spaltereignissen frei wurden.

Die Geometrie wurde so gewählt, daß die prompten Gammastrahlen aus dem Beschleunigertarget, die Gammastrahlen von Einfang und Spaltung und die Spaltneutronen zeitlich voneinander getrennt im Flugzeitspektrum erscheinen.

Abb. 6 zeigt die Nulldurchgangsverteilung für die Spaltneutronen und die Gammastrahlen aus der  $^{239}\text{Pu}$  Probe, die mit Neutronen beschossen wird. Da die prompten Gammastrahlen von dem Beschleunigertarget vor den Reaktionen in der Probe entstehen, konnten diese über eine Antikoinzidenzschaltung eliminiert werden.

In Abb. 7 ist das Flugzeitspektrum der obigen Anordnung ohne Pulsformdiskriminierung, in Abb. 8 das mit Pulsformdiskriminierung abgebildet. Die Meßzeit bei Abb. 8 war etwa 7 mal so lang wie die Meßzeit bei Abb. 7. Aus diesen Abbildungen kann man ersehen, daß die Zahl der nachgewiesenen Gammaereignisse infolge Pulsformdiskriminierung um einen Faktor 500 reduziert wird.

Die Zeitauflösung des Detektors lag bei etwa 0.7 ns.

Die hier beschriebene Meßanordnung wurde für ein Experiment an spaltbaren Materialien eingesetzt, wo Neutronenflüsse in Gegenwart hoher Gammastrahlung gemessen werden müssen. Die Anordnung hat sich über lange Meßzeiten als sehr stabil erwiesen.

Literaturverzeichnis

- 1) R.B. Owen, Nucleonics 17, No.9 (1959) 92
- 2) E. Gatti und F. De Martini, Nuclear Electronics 2  
(IAEA, Wien, 1962) 265
- 3) T.K. Alexander und F.S. Goulding, Nucl. Instr. and Meth. 13  
(1961) 244
- 4) B. Sabbah und A. Suhami, Nucl. Instr. and Meth. 58 (1968)  
102
- 5) E. Nadav und B. Kaufman, Nucl. Instr. and Meth. 33 (1965)  
289
- 6) W. Schweimer, Nucl. Instr. and Meth. 39 (1966) 343
- 7) B. Souček und R.L. Chase, Nucl. Instr. and Meth. 50 (1967)  
71
- 8) F.A. Johnson, Nucl, Instr. and Meth. 58 (1968) 134
- 9) C.M. Cialella und J.A. Devanney, Nucl. Instr. and Meth. 60  
(1968) 269
- 10) T.G. Miller, Nucl Instr. and Meth. 63 (1968) 121
- 11) G.W. McBeth, J.E. Lutkin und R.A. Winyard, Nucl. Instr.  
and Meth. 93 (1971) 99

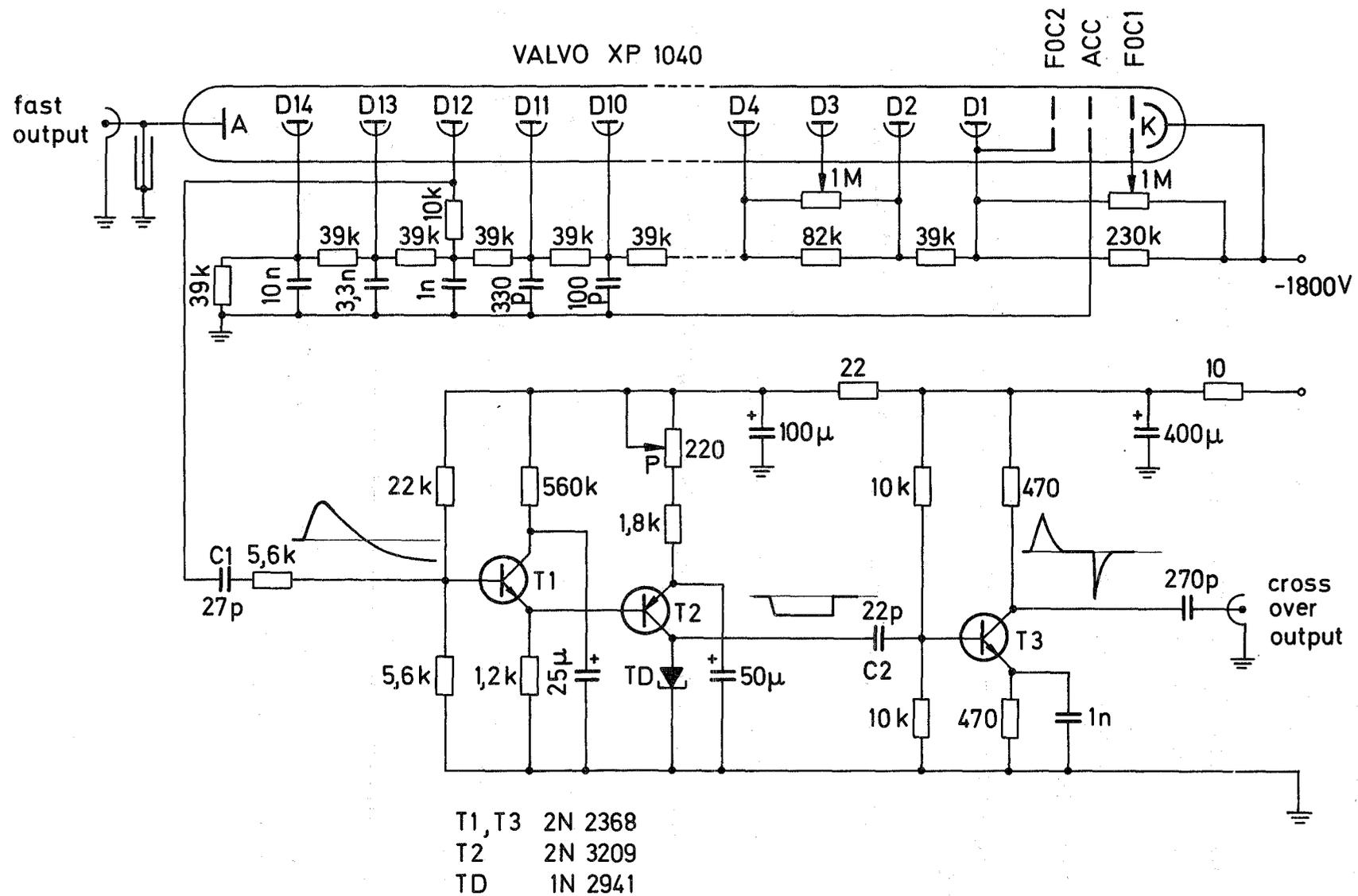


Abb. 1. Schaltbild des Pulsformdiskriminators

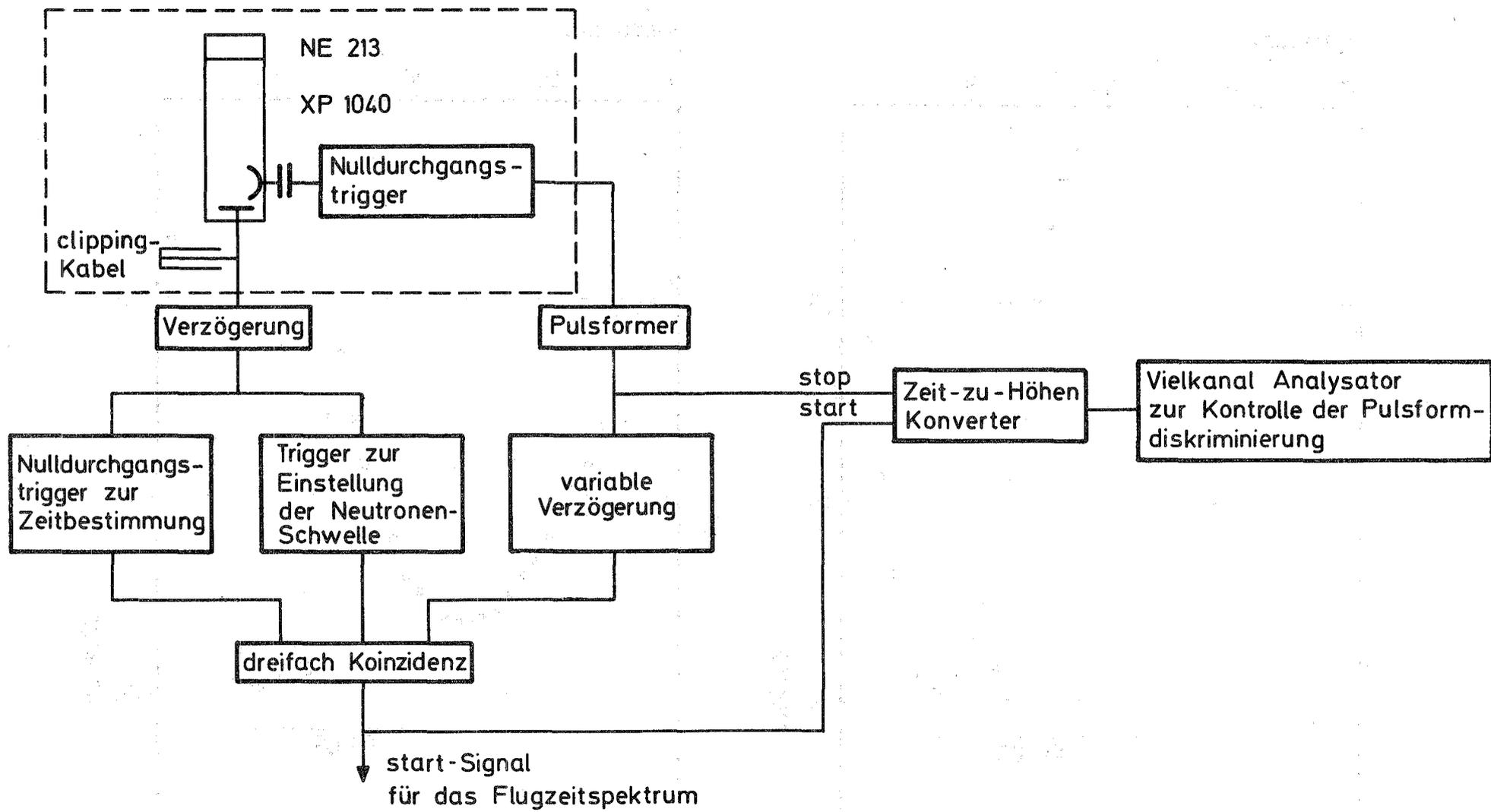


Abb. 2. Blockschalbild der Anordnung für die Pulsformdiskriminierung

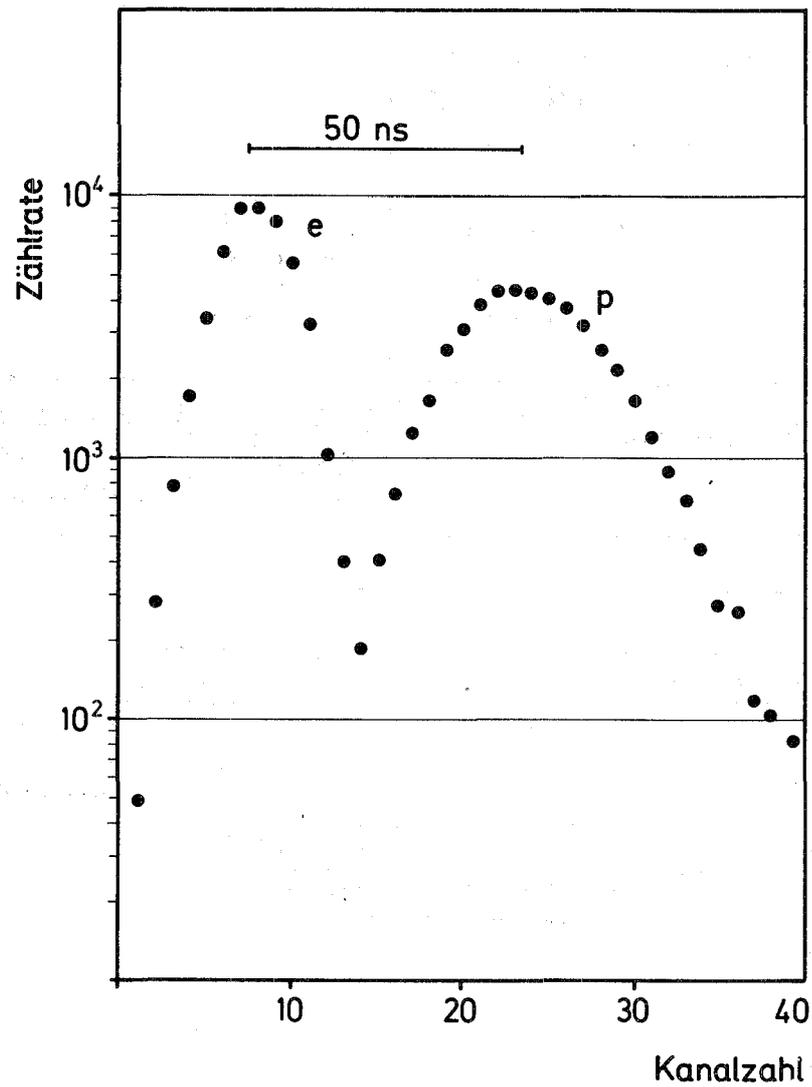


Abb. 3. Nulldurchgangsverteilung für eine Am-Be-Quelle. Energieschwelle für Protonen: 1 MeV.

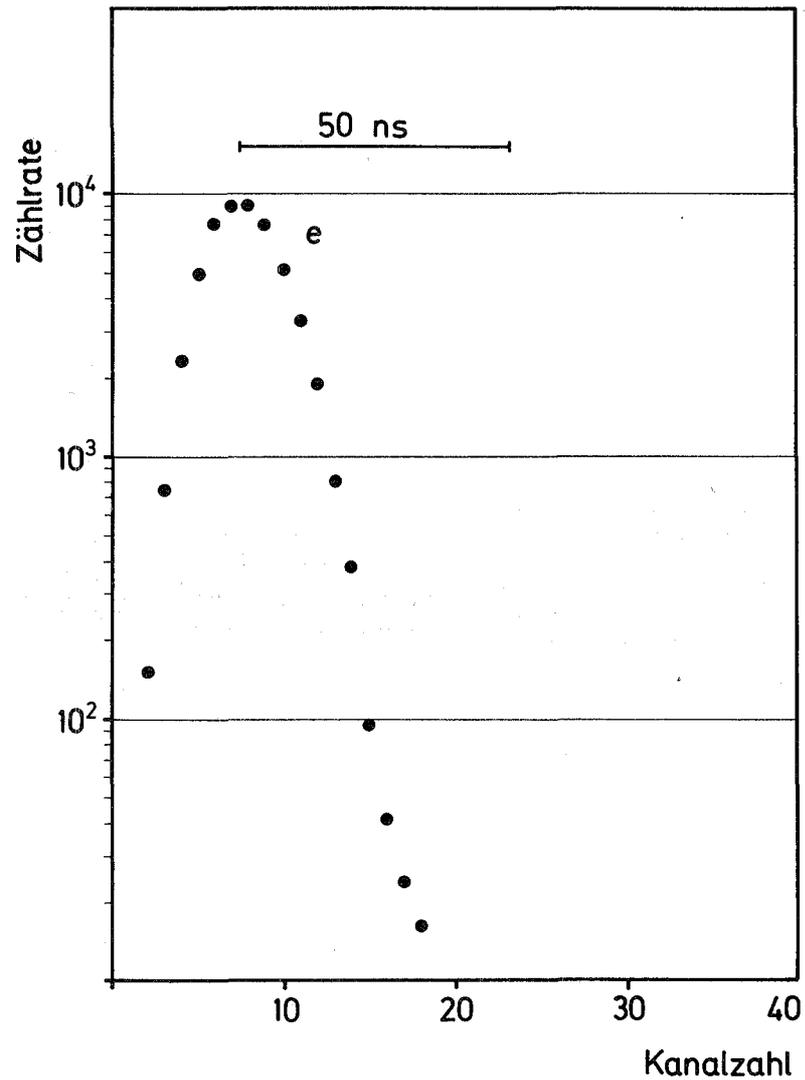


Abb. 4. Nulldurchgangsverteilung für eine  $^{60}\text{Co}$ -Quelle. Energieschwelle für Protonen: 1 MeV.

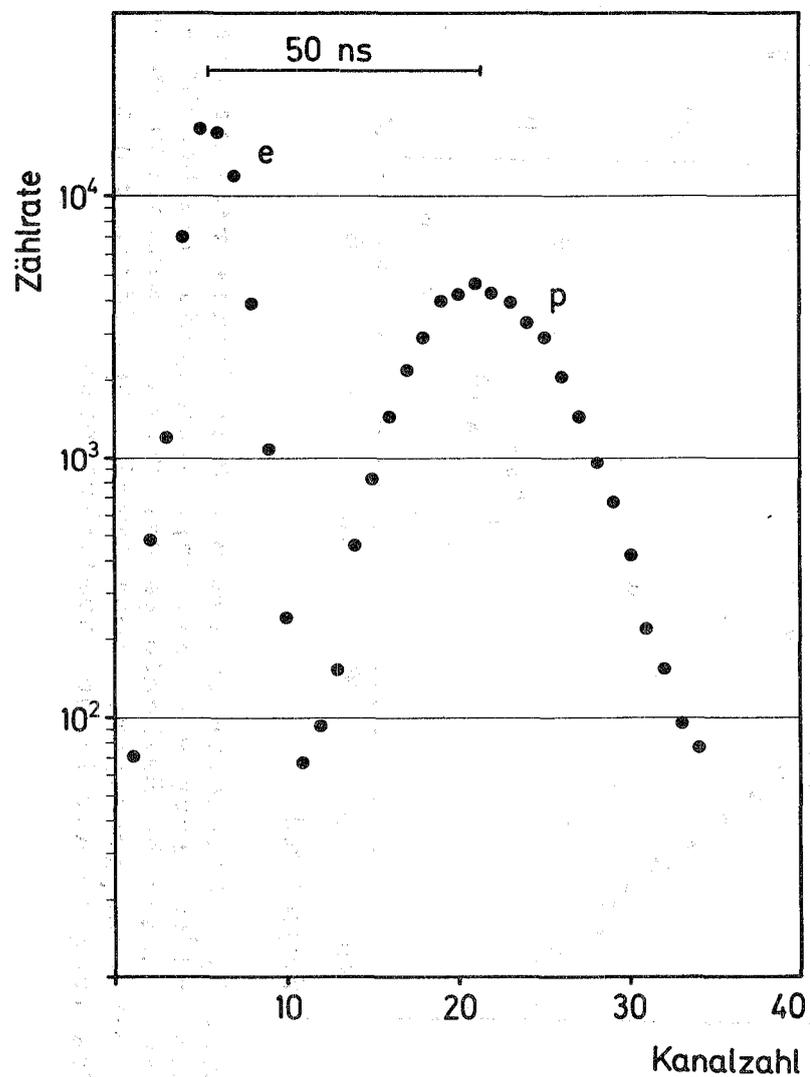


Abb. 5. Nulldurchgangsverteilung für eine Am-Be-Quelle. Energieschwelle für Protonen: 2.5 MeV.

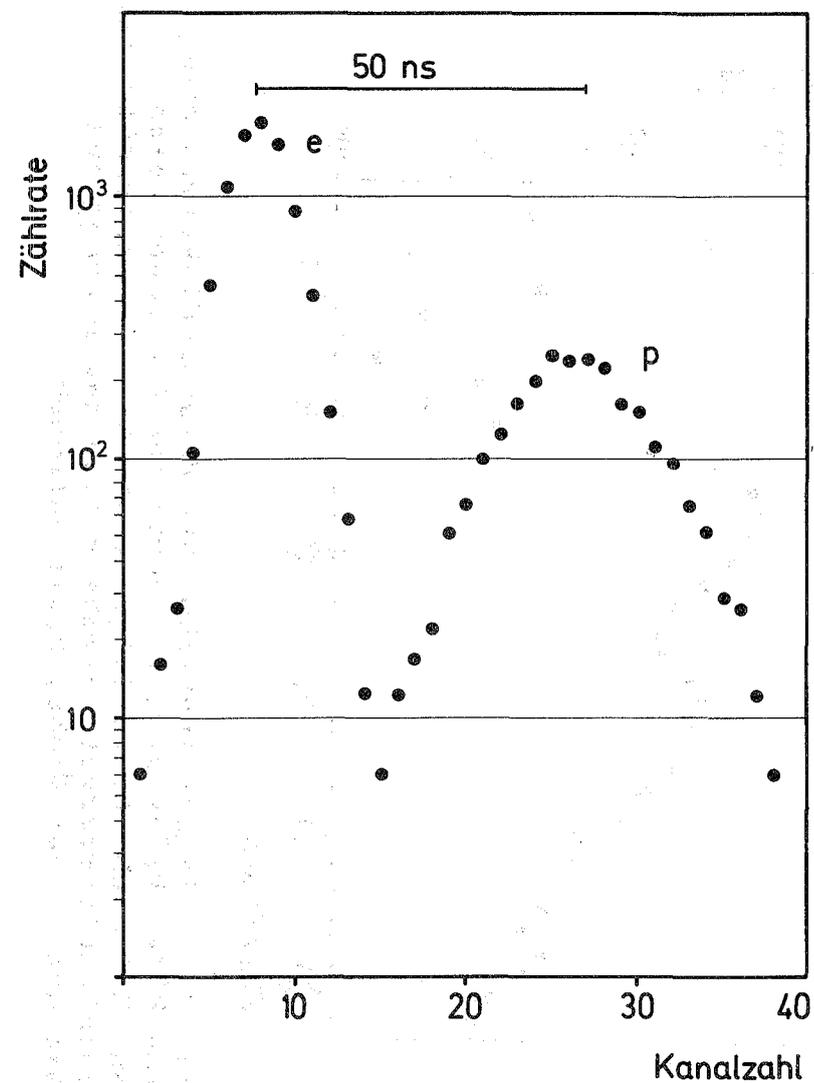


Abb. 6. Nulldurchgangsverteilung für Spaltneutronen und Gammastrahlen aus Einfang und Spaltung von einer  $^{239}\text{Pu}$ -Probe, die mit Neutronen beschossen wird. Energieschwelle für Protonen: 2.5 MeV.

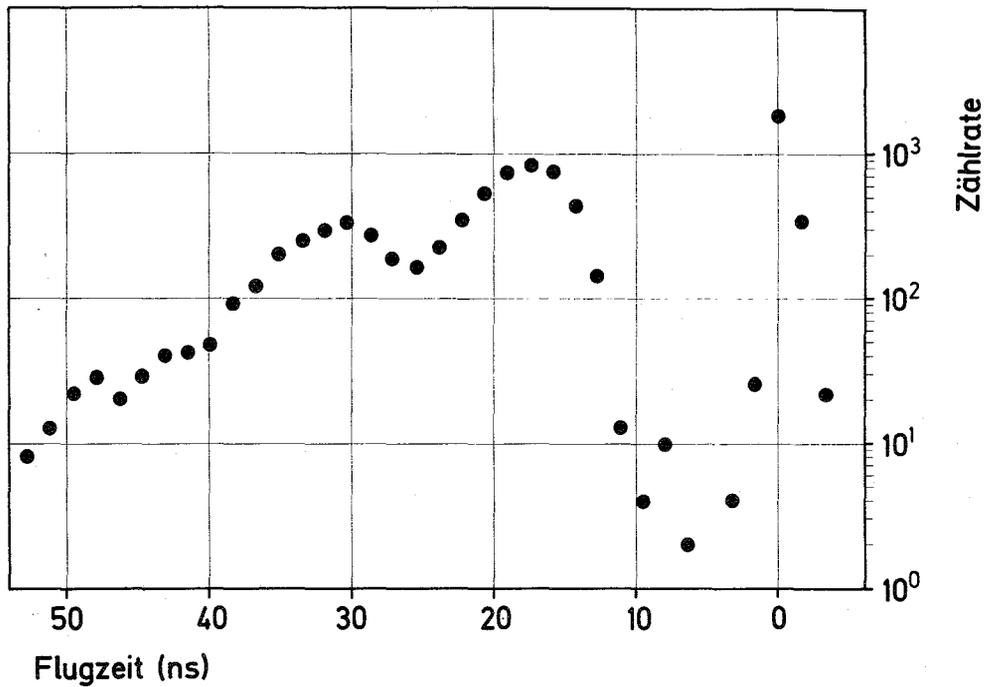


Abb. 7. Flugzeitspektrum ohne Pulsformdiskriminierung. Eine <sup>239</sup>Pu-Probe wird mit gepulsten Neutronen beschossen. Zeitliche Reihenfolge der Peaks: Gammastrahlen vom Beschleunigertarget, Gammastrahlen aus Einfang und Spaltung in der Probe, Spaltneutronen.

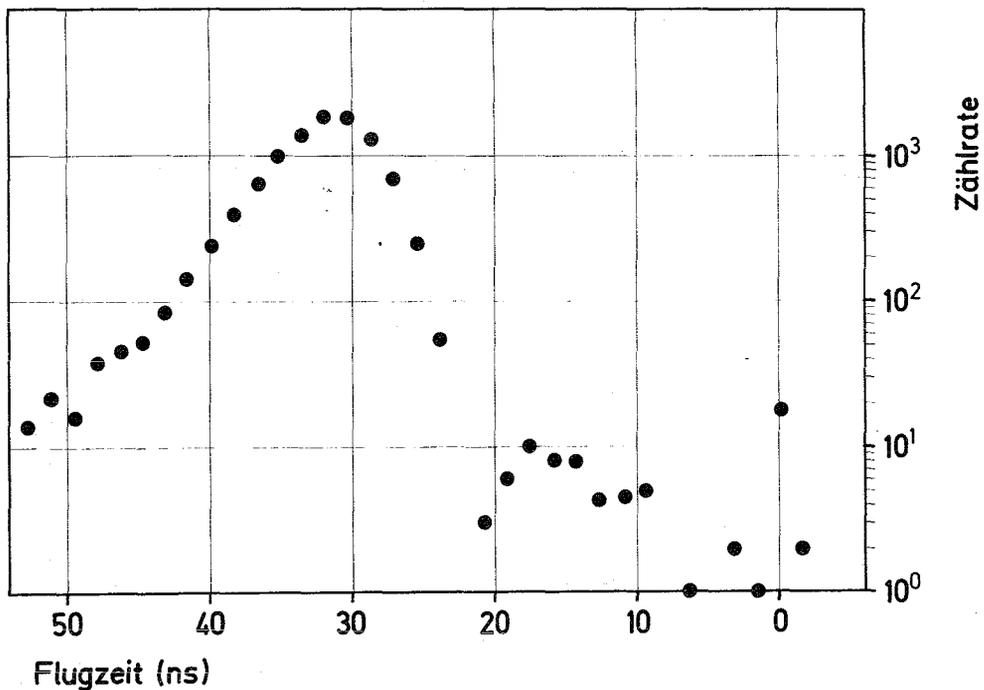


Abb. 8. Flugzeitspektrum mit Pulsformdiskriminierung. Eine <sup>239</sup>Pu-Probe wird mit gepulsten Neutronen beschossen. Zeitliche Reihenfolge der Peaks: Gammastrahlen vom Beschleunigertarget, Gammastrahlen aus Einfang und Spaltung in der Probe, Spaltneutronen.