

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

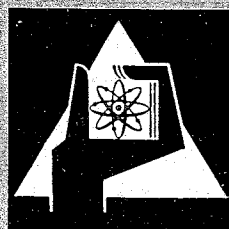
Januar 1967

KFK 542

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Bestimmung reaktorphysikalischer Parameter aus dem Reaktorrauschen
durch Analyse von Wahrscheinlichkeitsverteilungen

D. H. Stegemann



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

Januar 1967

KFK 542

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Bestimmung reaktorphysikalischer Parameter aus dem Reaktorrauschen
durch Analyse von Wahrscheinlichkeitsverteilungen ¹⁾ ²⁾

von

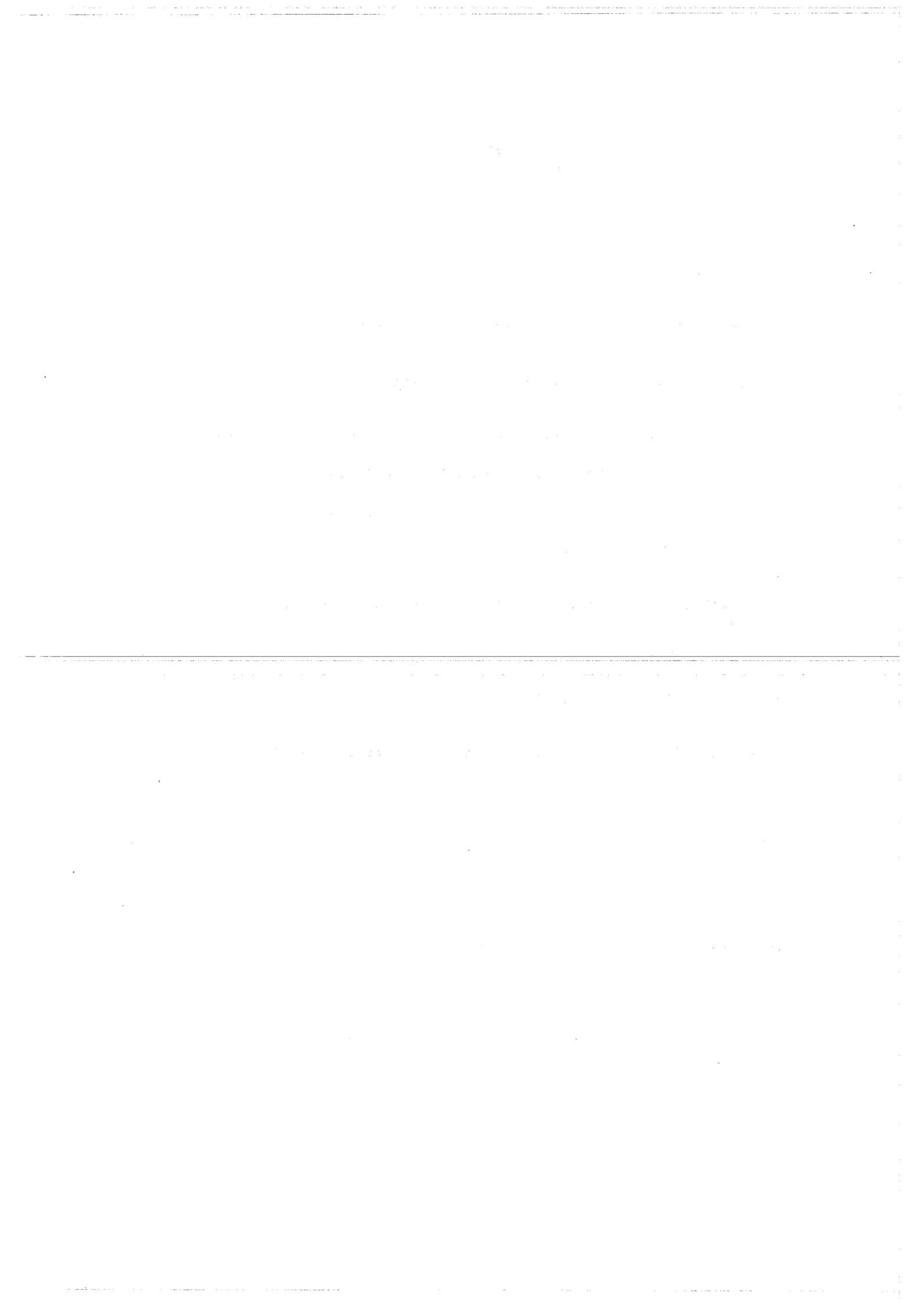
Dieter H. STEGEMANN

- 1) Von der Fakultät für Maschinenbau und Verfahrenstechnik der Technischen Hochschule Karlsruhe genehmigte Habilitationsschrift.
- 2) Diese Arbeit wurde im Rahmen der Assoziation zwischen der Europäischen Atomgemeinschaft und der Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe, auf dem Gebiet der schnellen Reaktoren durchgeführt.



Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
2. Theoretische Grundlagen zur Beschreibung des Reaktorrauschens
3. Die Analyse der Wahrscheinlichkeitsverteilung
 - 3.1 Berechnung von Momenten der Wahrscheinlichkeitsverteilung
 - 3.2 Direkte Berechnung der Wahrscheinlichkeitsverteilung
 - 3.3 Der Wahrscheinlichkeitsverteilungs-Analysator
 - 3.4 Auswertungsmethoden
4. Untersuchungen am Schnell-Thermischen Argonaut-Reaktor STARK
 - 4.1 Versuchsprogramm
 - 4.2 Ergebnisse und ihre Interpretation
5. Anwendbarkeit der Verteilungsanalyse zur Untersuchung schneller Reaktorsysteme
6. Zusammenfassung
7. Literaturverzeichnis
8. Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen



1. Einleitung

Unter dem Begriff Reaktorrauschen werden allgemein die Schwankungserscheinungen in der Neutronenbevölkerung eines Reaktors zusammengefaßt. Die Gründe für das Auftreten derartiger Schwankungen hängen stark vom Betriebszustand und vom Typ des jeweiligen Reaktors ab. Befindet sich ein Reaktor auf sehr niedriger Leistung im sogenannten Nulleistungsbereich und sind alle Störungen und Rückwirkungen innerer und äußerer Art ausgeschlossen, so rühren die Schwankungen in der Neutronenbevölkerung nur von den stochastisch ablaufenden Kernreaktionen im Reaktor her, und man kann diese Art als reines NEUTRONENRAUSCHEN bezeichnen. Die detaillierte Analyse des Neutronenrauschens erlaubt die Bestimmung charakteristischer reaktorphysikalischer Größen, wie die Abklingkonstante des prompten Neutronenflusses, die Neutronenlebensdauer und die Reaktivität, als auch die Bestimmung der absoluten Leistung des Reaktors. Diese Größen sind zur Kennzeichnung des neutronenphysikalischen Verhaltens eines Reaktors von Bedeutung, und ihre experimentelle Bestimmung bietet einen wichtigen Beitrag zur Prüfung reaktortheoretischer Berechnungsverfahren, insbesondere bei der Entwicklung neuer Reaktortypen.

Der Übergang vom Nulleistungsbereich zu höheren Leistungen bewirkt das Auftreten weiterer Quellen des Reaktorrauschens durch statistische oder quasistatistische Reaktivitätsmodulationen. Sie können hervorgerufen werden durch Vibrationen der Brennelemente, durch Turbulenzerscheinungen im Kühlmittelfluß und durch Rückwirkungen angeschlossener Aggregate, wie Turbinen, Generatoren, Ventile und dergleichen. Hierbei liefert das reine Neutronenrauschen zum Reaktorrauschen nur noch einen kleinen Beitrag, der meistens von den anderen Quellen überdeckt wird. In diesem Zustand kann man das Reaktorrauschen daher als LEISTUNGSR AUSCHEN bezeichnen. Die strenge Unterscheidung dieser beiden Arten des Reaktorrauschens ist wichtig, da sie auf völlig verschiedenen Quellen beruhen. Das Leistungsrauschen läßt sich auf Grund seiner Ursachen mit Erfolg zur Untersuchung des kinetischen und dynamischen Reaktorverhaltens verwenden, und seine Analyse erlaubt vor allem Stabilitätsaussagen über einen Reaktor bei verschiedenen Leistungspegeln bis zur Solleistung zu gewinnen.

Diese Arbeit beschäftigt sich ausschließlich mit dem reinen Neutronenrauschen zur Bestimmung neutronenphysikalischer Reaktorparameter. Das Schwergewicht liegt dabei auf einer neuentwickelten Methode, bei der die Reaktorparameter aus der Analyse von Wahrscheinlichkeitsverteilungen gewonnen werden. Die theoretischen Grundlagen dieser Methode, ihre Anwendung am schnell-thermischen Argonaut-Reaktor STARK und ihre Anwendbarkeit in schnellen Reaktorsystemen im Rahmen der Brutreaktorentwicklung stehen im Vordergrund der Betrachtungen. Diese speziellen Untersuchungen sind Teil eines größeren Programms, das den Einsatz dieser Art von Analysenmethoden sowohl zur Bestimmung neutronenphysikalischer Parameter bei Nulleistung als auch zur Untersuchung von Stabilitätsdaten an Leistungsreaktoren zum Ziele hat.

Zur Beschreibung des reinen Neutronenrauschens und zur Herleitung von Reaktorparametern aus seiner Analyse sind verschiedene Wege beschritten worden. Zunächst beschränkten sich die theoretischen Verfahren darauf, ein spezielles Experiment zur Analyse des Reaktorrauschens zu interpretieren. Dabei haben sich im wesentlichen zwei unterschiedliche Klassen herausgebildet. Die eine Klasse geht davon aus, daß die charakteristischen Gleichungen zur Beschreibung des Rauschens mit Hilfe des gewöhnlichen Neutronendichtebegriffs unter Hinzufügung einer rauschäquivalenten Quelle aufgestellt werden können. Die Theorie wurde von COHN [1] für die Frequenzanalyse des Reaktorrauschens entwickelt. Mit den gleichen Ansätzen wurden von MOORE [2] Bestimmungsgleichungen für die Reaktorübertragungsfunktion untersucht. Eine Verallgemeinerung dieser theoretischen Richtung wurde von SHEFF [3] sowie von OTSUKA und SAITO [4] vorgenommen.

Die zweite Klasse geht zur Beschreibung des Neutronenrauschens von Wahrscheinlichkeitsverteilungen aus, wobei sie sich in der Art der Ausgangsgleichungen für die Verteilungen unterscheiden. COURANT und WALLACE [5] stellten für die Verteilungen Differentialgleichungen auf und behandelten davon ausgehend die orts- und energieunabhängige Theorie des Neutronenrauschens. Dieses Verfahren wurde für spezielle Fälle von RAIEVSKI [6] und MATTHES [7] erweitert. In Anlehnung an die Quantenmechanik sind OSBORN und YIP [8] davon ausgegangen, daß die Wahrscheinlichkeitsverteilung für ein Reaktor-Detektor-System axiomatisch durch die LIOUVILLE-Gleichung der Quantenmechanik beschrieben wird. Dieser Weg wurde zur Beschreibung orts- und energieabhängiger Effekte bei der Frequenzanalyse des Rauschens und der Varianzbestimmung in einer kürzlich erschienenen Arbeit von NATELSON [9] weiter ausgebaut. Eine weitere Möglichkeit bei

der Aufstellung der Ausgangsgleichungen für die Verteilungen besteht darin, die Ursache des Neutronenrauschens, nämlich das Auftreten von Verzweigungsprozessen, durch Einschluß bedingter Wahrscheinlichkeiten direkt zu berücksichtigen. Diese Art fand zuerst bei FEYNMAN, DE HOFFMANN und SERBER [10, 11] Verwendung, um orts- und energieunabhängige Bestimmungsgleichungen zur Varianzbestimmung im sogenannten FEYNMAN- α -Experiment aufzustellen. Die Verallgemeinerung der theoretischen Grundlagen dieser Richtung wurden u.a. behandelt von PÁL [12], BELL [13] und HARRIS [14]. Eine besondere Variante dieser Untersuchungen wurden von ZOLOTUKHIN und MOGILNER [15-18] vorgenommen, die unter Verwendung der Technik der erzeugenden Funktionen die experimentell bestimmbaren Wahrscheinlichkeitsverteilungen direkt zu berechnen versuchten. Die Erweiterung der auf [10, 11] basierenden theoretischen Richtung zur Berechnung orts- und energieabhängiger Effekte wurden von BORGWALDT und SANITZ [19] für das Beispiel des Rossi- α -Experiments vorgenommen. Auf der gleichen Basis gelang es kürzlich BORGWALDT und STEGEMANN [20], ausgehend von einem allgemeinen Theorem, Berechnungsgleichungen für den orts- und energieabhängigen Fall aufzustellen und einfache Bestimmungsgleichungen in der orts- und energieunabhängigen Näherung für alle bisher bekannten Experimente zur Analyse des Neutronenrauschens herzuleiten. Auf dieser Grundlage baut die vorliegende Arbeit auf, mit dem Ziel, eine neu entwickelte Methode zur Analyse der Wahrscheinlichkeitsverteilung von ihren experimentellen und theoretischen Gesichtspunkten her zu untersuchen.

2. Theoretische Grundlagen zur Beschreibung des Neutronenrauschens

Das Verhalten der Neutronenbevölkerung in einem Reaktorsystem ist bedingt durch eine Vielfalt stochastisch ablaufender Kernreaktionen. Um die Vorgänge systematisch zu beschreiben und um ihren Beitrag zum Neutronenrauschen erfassen zu können, empfiehlt es sich, drei Beobachtungsarten zu unterscheiden:

(1) Die Beobachtung von Einzelreaktionen, (2) die Beobachtung von Reaktionsketten und (3) die Beobachtung von Teilchen, die in die Kernreaktionen verwickelt sind und sie weitertragen.

Betrachtet man entsprechend (1) Einzelreaktionen, so lassen sich zwei Arten von Reaktionstypen unterscheiden: (1a) Reaktionen, die Reaktionsketten auslösen. Sie seien als Primärreaktionen bezeichnet. (1b) Reaktionen, die innerhalb der Reaktionskette auftreten. Beispielsweise gehören Spontanspaltungen und (α, n)-Reaktionen in einer Neutronenquelle zum Typ der Primärreaktionen. Die Wahrscheinlichkeit für ihr Auftreten in einem vorgegebenen Zeitintervall wird durch das POISSON'sche Wahrscheinlichkeitsverteilungsgesetz beschrieben.

Bei der Beobachtungsweise (3) kann man wiederum in zweifacher Art unterscheiden: (3a) Betrachtung von Einzelteilchen, die bei Reaktionen auftreten oder - mit größerem Interesse - (3b) Betrachtung von Teilchenpaaren, die entstehen. Derartige Teilchenpaare werden hauptsächlich erzeugt bei Spaltprozessen, und zwar als Paare prompter Spaltneutronen, als Neutron- γ -Paare oder auch als Paare von prompten und verzögerten Neutronen. Weitere Entstehungsmöglichkeiten sind $(n, 2n)$ -, $(n, n'\gamma)$ - und andere Verzweigungsprozesse. Da bei der Betrachtungsweise (3b) immer zwei Teilchen eingeschlossen sind, wird die Quellstärke dieser Teilchenpaare als binäre Quelle bezeichnet.

Zur Erfassung der Vorgänge in einem derartigen Reaktorsystem müssen sich in ihm Detektoren befinden, die darüber Aufschluß geben können. Diese Detektoren nehmen an den Ereignissen im System teil und müssen daher - soweit es das neutronenphysikalische Verhalten betrifft - als integraler Bestandteil des Reaktors behandelt werden. Ausgegangen wird von einem stationären unterkritischen Reaktorsystem mit Detektoren, in dem sich Teilchen verschiedener Art, wie prompte Neutronen, γ -Quanten und Ausgangskerne für verzögerte Neutronen befinden. Alle diese Teilchen nehmen an den im Reaktor ablaufenden Reaktionsketten teil. Entsprechend der vorher eingeführten Systematik wird zwischen Teilchen und Reaktionen unterschieden, wozu folgende Definitionen eingeführt werden:

Ein Teilchen sei vollständig spezifiziert durch einen Vektor y , der seinen Ort (x', y', z') , seine Geschwindigkeit (v) und seine Art (a_T) angibt, also:

$$y = y(x', y', z'; v; a_T) = \text{Vektor, der den Ort, die Geschwindigkeit und die Art des Teilchens angibt.} \quad (2.1)$$

Eine Reaktion sei vollständig spezifiziert durch einen Vektor z , der ihren Ort $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$, an dem sie auftritt, und ihre Art (a_R) angibt, also:

$$z = z(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}; a_R) = \text{Vektor, der den Ort und die Art der Reaktion angibt.} \quad (2.2)$$

Die Bezeichnungen in den Klammern werden im folgenden der einfacheren Schreibweise wegen weggelassen.

Weiterhin sei:

$$c_0(z)dz = \text{Mittlere Rate der poisson-verteilten primären z-Reaktion in } dz, \text{ von denen die Reaktionsketten ausgelöst werden,} \quad (2.3)$$

$$c(z)dz = \text{Mittlere Rate der z-Reaktionen in } dz. \quad (2.4)$$

Die mittlere Rate $c(z)dz$ soll alle z-Reaktionen umfassen, also sowohl die Primärreaktionen als auch die Folgereaktionen. Von einzelnen Typen von z-Reaktionen, wie z.B. von reinen Einfangprozessen, resultieren keine weiteren Teilchen. Dagegen erzeugt ein Streuprozeß mindestens ein Folgeteilchen und eine Spaltung mehrere Neutronen und γ -Quanten, von denen jedes die Reaktionskette fortführen kann.

Die Teilchen und die Reaktionen werden durch folgende Größen miteinander verknüpft:

$$w_1(y, z) = \text{Mittlere Anzahl von } y\text{-Teilchen, die bei einer z-Reaktion entstehen,} \quad (2.5)$$

$$w_2(y_1, y_2, z) = \text{Mittlere Anzahl von Teilchenpaaren, } (y_1, y_2), \text{ die bei einer z-Reaktion entstehen.} \quad (2.6)$$

Mit Hilfe der eingeführten Definitionen lassen sich weitere Größen berechnen. Die Quellstärke der primären y-Teilchen ergibt sich durch Multiplikation der mittleren Rate primärer z-Reaktionen, $c_0(z)$, mit der mittleren Anzahl von y-Teilchen pro z-Reaktion, $w_1(y, z)$, und nachfolgender Integration über alle Reaktionsorte und -arten zu:

$$s_0(y) = \int c_0(z) \cdot w_1(y, z) dz = \text{Quellstärke primärer y-Teilchen (Primärquelle).} \quad (2.7)$$

Die Quellstärke der erzeugten Teilchenpaare - die binäre Quelle - ergibt sich in Analogie zu

$$s_2(y_1, y_2) = \int c(z) \cdot w_2(y_1, y_2) dz = \text{Quellstärke von Teilchenpaaren (Binäre Quelle).} \quad (2.8)$$

Die Vorgänge im Reaktorsystem, in dem sich zwei Detektoren mit angeschlossenen elektronischen Registriereinrichtungen befinden, seien im einzelnen verfolgt. Das System ist in Abb.1 schematisch dargestellt. Die Detektoren registrieren in ihnen auftretende Reaktionen und liefern nach entsprechender elektronischer Verarbeitung die Ausgangssignale r_1 bzw. r_2 . Somit ist:

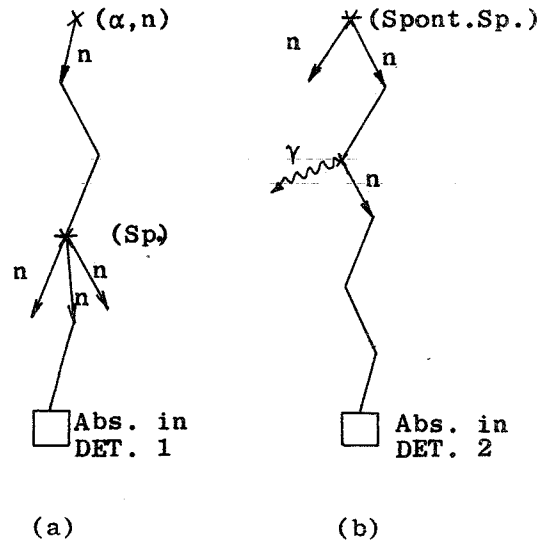
$$r_n = r_n(t) = \text{Ausgangssignal des Detektorkanals } n(n=1,2) \text{ zur Zeit } t. \quad (2.9)$$

Die Art der Verarbeitung im angeschlossenen elektronischen Netzwerk wird durch die Netzwerkantwortfunktion $a(t)$ beschrieben, also

$$a_n(t) = \text{Antwortfunktion des elektronischen Netzwerkes } n(n=1, 2) \text{ auf ein } \delta\text{-funktionsförmiges Eingangssignal.} \quad (2.10)$$

Bei der Verfolgung der Vorgänge ist die Erfassung verwandter, d.h. korrelierter Ereignisse, die auf Grund von Verzweigungsprozessen in den Reaktionsketten zustande kommen, von besonderem Interesse. Aus diesem Grunde ist es angebracht, die beiden Detektoren in Kreuzkorrelation zu betreiben und den Mittelwert des Produkts der Ausgangssignale, $\overline{r_1 r_2}$, zu betrachten. Untersucht werden soll nun, auf welche Art und Weise Beiträge zu $\overline{r_1 r_2}$ erfolgen können. Reaktionsketten werden von primären z -Reaktionen ausgelöst. Von diesen Primärreaktionen sind im BEISPIEL 1 zwei Fälle herausgegriffen: (a) Ein aus einer (α, n) -Reaktion stammendes primäres Neutron führt nach zwei elastischen Stößen zu einer Spaltung, bei der drei Neutronen freigesetzt werden. Eins der drei Neutronen vollführt einen elastischen Stoß, bevor es im Detektor 1 absorbiert wird, der das Geschehen durch eine Reaktion anzeigt. Zur Beschreibung der Antwort von r_1 auf den Einschuss eines γ -Teilchens (hier Neutron) dient die Funktion $g_1(y, t)$.

(b) Ein aus einer Spontanspaltung stammendes Neutron vollführt einen inelastischen und drei elastische Stöße, bevor es im Detektor 2 absorbiert wird. In Analogie zu (a) wird die Antwort von r_2 auf den Einschuss durch $g_2(y, t)$ beschrieben. Somit ist

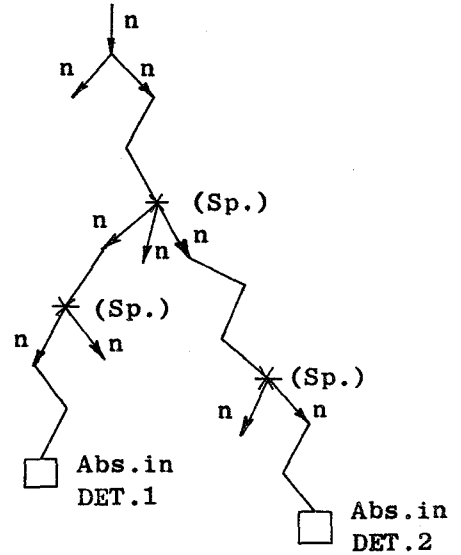


BEISPIEL 1

$$g_n(y, t) = \text{Antwort von } r_n(n=1, 2) \text{ zur Zeit } t \text{ auf den Einschuss eines } \gamma\text{-Teilchens in den Reaktor zur Zeit } t = 0. \quad (2.11)$$

Die Antwort $g_n(y, t)$ auf den Einschuss eines γ -Teilchens in den Reaktor enthält erstens die Antwortfunktion des Reaktors auf einen derartigen Einschuss, da das mittlere Verhalten der Reaktionsketten durch den Aufbau des Reaktors bestimmt ist. Zweitens enthält sie die Antwortfunktion des Detektors und drittens die des elektronischen Netzwerkes. Die Funktion $g_n(y, t)$ ist deshalb eine Faltung aus diesen drei Antwortfunktionen.

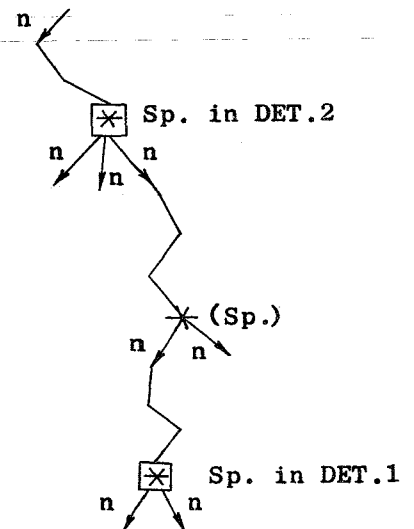
Im obigen Beispiel 1 ist es evident, daß eine Korrelation zwischen den beiden Reaktionsketten nicht besteht. Auf korrelierte Ereignisse wird in BEISPIEL 2 eingegangen. Ein aus einer (n,2n)-Reaktion stammendes Neutron vollführt zwei elastische Stöße, bevor es zu einer Spaltung führt. Zwei der bei der Spaltung frei werdenden Neutronen rufen nach einigen Streuprozessen abermals eine Spaltung hervor. Je eins der aus diesen letzten Spaltungen hervorgehenden Neutronen wird im Detektor 1 und 2 absorbiert. Der die Korrelation der Detektorreaktionen verursachende Verzweigungsprozeß ist hier die erste Spaltung.



BEISPIEL 2

Bei den bisherigen Beispielen wurden nur Absorptionsreaktionen in den Detektoren betrachtet, die die Reaktionskette beenden, da keine Folgeteilchen mehr auftreten. Dies ist bei reinen Absorptionsdetektoren, wie z.B. B^{10} -Zählrohren auch immer der Fall. Werden jedoch Detektoren verwendet, bei denen Folgeteilchen auftreten, wie z.B. Spaltkammern

und Rückstoßprotonendetektoren, so können Fälle auftreten, wie sie im BEISPIEL 3 skizziert sind. Die beiden Detektoren sind hier Spaltkammern. Ein eingeschossenes Neutron führt nach zwei Stoßprozessen zu einer Spaltung im Detektor 2, bei der drei Neutronen freigesetzt werden. Eins der Neutronen bewirkt wiederum eine Spaltung und von deren Folgeneutronen wird schließlich eins durch Spaltung im Detektor 1 nachgewiesen. In diesem



BEISPIEL 3

Beispiel ist das Mitwirken der Detektoren besonders deutlich. Die Antwort von r_1 auf das Ausgangsteilchen wird durch $g_1(y,t)$ wiedergegeben. Um in derartigen Fällen ebenfalls den Beitrag des zweiten Detektors zu $\overline{r_1 r_2}$ berücksichtigen zu können, ist es erforderlich, die Antwortfunktion $\varphi_n(z,t)$ einzuführen, d.h.

$$\varphi_n(z,t) = \text{Antwort von } r_n (n=1, 2) \text{ auf eine einzelne } z\text{-Reaktion zur Zeit } t. \quad (2.12)$$

Da nachgewiesene Reaktionen nur aus dem empfindlichen Volumen des Detektors stammen können, enthält die Antwortfunktion $\varphi_n(z)$ sowohl die Detektorantwortfunktion als auch die Antwortfunktion des angeschlossenen elektronischen Netzwerks.

Bevor auf die Zusammensetzung der Beiträge zu $\overline{r_1 r_2}$ eingegangen wird, sei zunächst der zeitliche Mittelwert der Ausgangssignale $r_n(t)$ berechnet. Die Berechnung kann über zwei äquivalente Ausdrücke erfolgen. Im ersten Ausdruck wird die Funktion $\varphi_n(z, t)$ und die mittlere Rate von z-Reaktionen, $c(z)dz$, verwendet. Damit ergibt sich für das zeitlich gemittelte Ausgangssignal:

$$\overline{r_n} = \int dz [c(z) \int dt \varphi_n(z, t)], \quad n = 1, 2 \quad (2.13)$$

Im zweiten Ausdruck werden die Funktionen $g_n(y, t)$ und die Primärquelle $s_0(y)$ herangezogen, um den zeitlich gemittelten Beitrag aller y-Teilchen zu $r_n(t)$ zu erfassen. Unberücksichtigt bleiben dabei direkt registrierte Primärreaktionen. Der dadurch bedingte Beitrag ergibt sich in Analogie zu (2.13), wenn anstelle von $c(z)dz$ die mittlere Rate poisson-verteilter Primärreaktionen $c_0(z)dz$ eingesetzt wird. Aus diesen beiden Beiträgen folgt als zweiter äquivalenter Ausdruck:

$$\overline{r_n} = \int dy [s_0(y) \int dt g_n(y, t)] + \int dz [c_0(z) \int dt \varphi_n(z, t)], \quad n = 1, 2. \quad (2.14)$$

Durch die Einführung der Funktionen und Gleichungen (2.9) bis (2.14) lassen sich die Beiträge zum zeitlichen Mittelwert des Produkts der Ausgangssignale, $\overline{r_1 r_2}$, in übersichtlicher Form aufstellen und zusammenfassen. Die Definitionsgleichung für das Produkt lautet:

$$\overline{r_1 r_2} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T dt r_1(t) r_2(t) \quad (2.15)$$

Die mittleren Einzelbeiträge auf Grund unkorrelierter und korrelierter Ereignisse lassen sich folgendermaßen darstellen:

$$\begin{aligned} \overline{r_1 r_2} &= \overline{r_1} \cdot \overline{r_2} \\ &+ 2 \iint dy_1 dy_2 [s_2(y_1, y_2) \int dt g_1(y_1, t) g_2(y_2, t)] \\ &+ \iint dy dz [s_1(y, z) \int dt g_1(y, t) \cdot \varphi_2(z, t)] \\ &+ \iint dy dz [s_1(y, z) \int dt g_2(y, t) \cdot \varphi_1(z, t)] \end{aligned} \quad (2.16)$$

Die erste Zeile ($\overline{r_1 \cdot r_2}$) ist der Beitrag unkorrelierter Ereignisse, wie sie durch das BEISPIEL 1 gekennzeichnet sind. Der Ausdruck der zweiten Zeile enthält den Beitrag korrelierter Ereignisse in der Art, wie sie durch das BEISPIEL 2 dargestellt sind. Charakteristisch für dieses Beispiel ist der Verzweigungsprozeß der Spaltung, bei dem ein Teilchenpaar erzeugt wird, dessen Nachkommen zu Reaktionen in den Detektoren 1 und 2 führen. Infolgedessen ist es plausibel, daß die binäre Quelle $s_2(y_1, y_2)$ als Quellstärke von Teilchenpaaren in diesem Beitrag ausschlaggebend ist. Die Funktionen $g_1(y_1, t)$ und $g_2(y_2, t)$ enthalten die Antworten von r_1 und r_2 auf je ein Teilchen des Paares, durch die der Anfang der Reaktionsketten nach dem Verzweigungspunkt gebildet wird. Die Ausdrücke der Zeilen 3 und 4 enthalten die Beiträge, in denen Detektoren direkt involviert sind und die durch das BEISPIEL 3 erläutert wurden. Das Beispiel 3 selbst wird durch den Ausdruck in Zeile 3 erfaßt, da $g_1(y, t)$ die Antwort von r_1 auf das eingeschossene Neutron und die daraus resultierende Reaktionskette enthält, während der Anteil, den der Detektor 2 zum Geschehen liefert, durch die Funktion $\mathcal{J}_2(z, t)$ beschrieben wird. Der Ausdruck in Zeile 4 gilt für im Beispiel vertauschte Detektoren.

Der für die folgenden Ableitungen grundlegende Ausdruck (2.16), der hier phänomenologisch eingeführt wurde, ist in [20] streng bewiesen. Bei dem Beweis wurden folgende Grundvoraussetzungen gemacht: (1) Die Gültigkeit der Ergodenhypothese, also die Äquivalenz von Zeit- und Mengennittelwerten. (2) Vollständige Unabhängigkeit der Detektorkanäle, d.h. Ausschluß jeglicher gegenseitiger Beeinflussung durch die elektronische Anordnung. (3) Linearität der elektronischen Netzwerkbauteile, wobei in den Antwortsignalen durch das Nachweissystem bedingte statistische Schwankungen enthalten sein dürfen, jedoch keine Totzeit- und Sättigungseffekte.

Im Ausdruck (2.16) sind in den meisten Fällen die ersten beiden Terme am wichtigsten. Der Beitrag der letzten beiden richtet sich nach dem Typ und nach der Empfindlichkeit des Detektors. Bei Verwendung von Absorptionsdetektoren, bei denen keine Folgeteilchen auftreten, die die Reaktionskette fortführen können, sind die Terme Null. Bei anderen Detektortypen hängt ihre Größe vom Verhältnis der in den Detektoren stattfindenden Reaktionen zur Gesamtzahl der im Reaktorsystem auftretenden Reaktionen ab, das durch die Detektorempfindlichkeit bestimmt wird. Da bei den experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit ausschließlich Absorptionsdetektoren verwendet wurden, können die beiden letzten Terme in (2.16) gestrichen werden, und die dadurch vereinfachte Ausgangsgleichung lautet:

$$\overline{r_1 r_2} = \overline{r_1} \cdot \overline{r_2} + 2 \iint dy_1 dy_2 [s_2(y_1, y_2) \int dt g_1(y_1, t) \cdot g_2(y_2, t)]. \quad (2.17)$$

Unter der Voraussetzung der Verwendung von Absorptionsdetektoren vereinfacht sich ebenfalls der Ausdruck (2.14), da Absorptionsdetektoren unempfindlich gegen Primärreaktionen sind. Primärreaktionen werden als poisson-verteilte Reaktionen bezeichnet, die den Anfang von Reaktionsketten bilden. Da aber im Detektor nur Absorptionsprozesse zugelassen sind, die keine Folgeteilchen und somit keine Kettenanfänge bilden können, folgt die Unempfindlichkeit gegen Primärreaktionen zwangsläufig. Infolgedessen fällt der zweite Term in (2.14) fort, und es ergibt sich die vereinfachte Beziehung:

$$\overline{r}_n = \int dy \left[s_o(y) \int dt g_n(y,t) \right], \quad n = 1, 2. \quad (2.18)$$

Zur Vereinfachung späterer Rechenoperationen ist es vorteilhaft, die Antwortfunktionen $g_n(y,t)$ durch ihre Fouriertransformierten $G_n(y,\omega)$ darzustellen, wofür die folgenden Beziehungen gelten:

$$g_n(y,t) = \frac{1}{2\pi} \int d\omega G_n(y,\omega) e^{i\omega t}, \quad n = 1, 2, \quad (2.19)$$

$$G_n(y,\omega) = \int dt g_n(y,t) e^{-i\omega t}, \quad n = 1, 2. \quad (2.20)$$

Für $\omega = 0$ folgt:

$$G_n(y,0) = \int dt g_n(y,t), \quad n = 1, 2. \quad (2.21)$$

Anwendung der Transformationsausdrücke (2.19) und (2.21) auf die Gleichungen (2.17) und (2.18) ergibt die dazu äquivalenten Beziehungen:

$$\overline{r_1 r_2} = \overline{r_1} \cdot \overline{r_2} + 2 \iint dy_1 dy_2 \left[s_2(y_1, y_2) \int \frac{d\omega}{2\pi} G_1(y_1, \omega) \cdot G_2(y_2, -\omega) \right], \quad (2.17a)$$

$$\overline{r}_n = \int dy s_o(y) G_n(y,0), \quad n = 1, 2. \quad (2.18a)$$

Die Ausdrücke (2.17), (2.18) bzw. (2.17a), (2.18a) sind die allgemeinen Gleichungen zur Berechnung von zeitlich gemittelten gekorrelierten Ausgangssignalen zweier Absorptionsdetektorkanäle, so wie es in Abb.1 dargestellt ist. Die Beibehaltung der vollen Orts- und Energieabhängigkeit in den Gleichungen ist nur bis zu einem gewissen Punkt auf analytischem Wege möglich. Für den Fall der Vernachlässigung verzögerter Neutronen sind die orts- und energieabhängigen Ausgangsgleichungen in [20] angegeben. Eine analytische Lösung zur Berechnung von experimentell bestimmbareren Größen in einem vorgegebenen schnellen oder schnell-thermisch gekoppelten Reaktor sind hierbei nicht möglich, so daß numerische Verfahren Anwendung finden müssen, wie es z.B. von SANITZ [21] zur

Analyse von orts- und energieabhängigen Effekten bei Korrelations-Experimenten durchgeführt wurde. Eine Betrachtung der orts- und energieabhängigen Gleichungen in [19] zeigt jedoch, daß es unter bestimmten Umständen möglich ist, durch geeignete Positionierung von Detektoren in einem Reaktorsystem ortsabhängige Effekte, die sich meistens durch Oberwellen beschreiben lassen, zu unterdrücken, um auf diese Weise einfachere Berechnungsgleichungen, die analytisch lösbar sind, anwenden zu können. Außer der Einführung einer neuen experimentellen Methodik ist ein weiteres Ziel dieser Arbeit, den Einfluß der Detektorpositionierung zu untersuchen, um Aussagen zu gewinnen, unter welchen Voraussetzungen die vereinfachte und damit übersichtlichere Betrachtungsweise auch in komplizierteren Reaktorsystemen - wie dem schnell-thermischen Argonaut Reaktor STARK - zu brauchbaren Ergebnissen führt. Die Ausgangsgleichungen (2.17 bzw. 2.17a) und (2.18 bzw. 2.18a) werden dazu unter folgenden vereinfachenden Voraussetzungen weiterbetrachtet:

1. Vernachlässigung der Energie- und Ortsabhängigkeit.
2. Vernachlässigung von relativ seltenen Verzweigungsprozessen, wie $(n,2n)$ - und $(n,n'\gamma)$ -Reaktionen, so daß nur Neutronenpaare aus spontanen oder induzierten Spaltprozessen die binäre Quelle bilden.
3. Beschränkung auf den realistischen Fall, daß bei irgendeinem Spaltprozeß nicht mehr als ein Vorläuferkern für verzögerte Neutronen entsteht.

Zur Herleitung von direkten Berechnungsgleichungen aus den Ausgangsgleichungen sind zunächst Beziehungen für die einzelnen Antwortfunktionen und die binäre Quelle aufzustellen, wozu folgende Bezeichnungen (2.22) eingeführt werden:

$h(t)$ = Antwort der Neutronenbevölkerung des Reaktors auf den Einschuß eines prompten Neutrons (Antwortfunktion des Reaktors)

$h_m(t)$ = Antwort der Neutronenbevölkerung des Reaktors auf die Bildung eines Vorläuferkerns der Gruppe m

$H(\omega), H_m(\omega)$ = Fouriertransformierte von $h(t), h_m(t)$

k = Effektive Multiplikationskonstante (unter Einschluß der verzögerten Neutronen)

β_m = Bruchteil verzögerter Neutronen der Gruppe m

β = $\sum_{m=1}^6 \beta_m$

- λ_m = Zerfallskonstante der Vorläuferkerne in Gruppe m
 $C_m(t)$ = Anzahl der Vorläuferkerne der Gruppe m zur Zeit t
 $\delta(t)$ = Quellterm
 ν = Mittlere Anzahl von Neutronen pro Spaltung (unter Einschluß der verzögerten Neutronen)
 $\frac{1}{2} \frac{\nu(\nu-1)}{p}$ = Mittlere Anzahl von prompten Neutronenpaaren pro Spaltung
 ν_m = Mittlere Anzahl von prompten Neutronen, die mit der Gruppe m von Vorläuferkernen bei der Spaltung auftreten
 l = Mittlere Lebensdauer der prompten Neutronen
 W_n = Detektorempfindlichkeit (Registrierungen pro Spaltung im System) des Detektors n (n=1, 2)
 F = Spaltrate im System.

Die Antwortfunktion $h(t)$ ist die Lösung der kinetischen Gleichungen, die für einen stationären unterkritischen Reaktor mit Quelle unter den oben gemachten Voraussetzungen, wie folgt lauten:

$$\frac{d}{dt} h(t) = \frac{k(1-\beta)-1}{l} h(t) + \sum_m \lambda_m C_m(t) + \delta(t) \quad (2.23)$$

$$\frac{d}{dt} C_m(t) = -\lambda_m C_m(t) + \frac{k\beta_m}{l} h(t), \quad m = 1, \dots, 6.$$

Die durch den Einschluß eines prompten Neutrons resultierende Antwort $h(t)$ der Neutronenbevölkerung läßt sich aus (2.23) gewinnen. In entsprechender Weise muß ebenfalls die Antwort der Neutronenbevölkerung auf die Bildung eines Vorläuferkerns für verzögerte Neutronen der Gruppe m in Rechnung gestellt werden. Diese Antwort wird durch $h_m(t)$ charakterisiert. Die Betrachtung der Einwirkung eines Vorläuferkerns auf die Neutronenbevölkerung entspricht im Teilchenbild der Bildung eines latenten Neutrons, das beim Zerfall des Kerns frei wird. Ist t_1 die Zeit seit der Bildung des latenten Neutrons bis zur Freisetzung, so beschreibt die Funktion $h(t-t_1)$ die Antwort der Neutronenbevölkerung auf die Freisetzung des latenten Neutrons. Die Freisetzung selbst erfolgt nach den Gesetzmäßigkeiten für den radioaktiven Zerfall des Vorläuferkerns. Infolgedessen ergibt sich die Antwortfunktion $h_m(t)$ aus der Faltung des Zerfallsgesetzes, der Zerfallswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit und der Antwortfunktion $h(t-t_1)$ zu:

$$h_m(t) = \int_0^{\infty} dt_1 e^{-\lambda_m t_1} \cdot \lambda_m \cdot h(t-t_1) . \quad (2.24)$$

Zur Vereinfachung späterer Rechenoperationen wird die Antwortfunktion $h_m(t)$ durch ihre Fouriertransformierte $H_m(\omega)$ dargestellt. Es gelten folgende Beziehungen:

$$H_m(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt h_m(t) e^{-i\omega t}, \quad (2.25)$$

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt h(t) e^{-i\omega t}. \quad (2.26)$$

Sind im allgemeinen Falle drei Funktionen $x(t)$, $y(\tau)$ und $z(t)$ gegeben, so gelten für ihre Fouriertransformierten $X(\omega)$, $Y(\omega)$ und $Z(\omega)$ die Beziehungen:

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt x(t) e^{-i\omega t}, \quad (2.27)$$

$$Y(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau y(\tau) e^{-i\omega\tau}, \quad (2.28)$$

$$Z(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt z(t) e^{-i\omega t}. \quad (2.29)$$

Ferner sei:

$$z(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau x(t-\tau) \cdot y(\tau). \quad (2.30)$$

Einsetzen von (2.30) in (2.29) ergibt:

$$Z(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dt d\tau x(t-\tau) \cdot y(\tau) e^{-i\omega(t+\tau-\tau)} \quad (2.31)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{-i\omega\tau} y(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} dt x(t-\tau) e^{-i\omega(t-\tau)}. \quad (2.32)$$

Im zweiten Integral bedeutet $t-\tau$ eine Verschiebung innerhalb des Integrationsbereichs ohne Änderung der Bereichsgröße, weswegen eine alleinige Integration über t ausgeführt werden darf. Somit folgt:

$$Z(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{-i\omega\tau} y(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} dt x(t) e^{-i\omega t}. \quad (2.33)$$

Mit (2.27) und (2.28) folgt daraus allgemein:

$$Z(\omega) = Y(\omega) \cdot X(\omega) . \quad (2.34)$$

Anwendung auf den speziellen Fall (2.24) kann durch Gleichsetzen folgender Größen geschehen:

$$z(t) = h_m(t) , \quad (2.35)$$

$$x(t-\vartheta) = h(t-t_1) , \quad \vartheta = t_1 , \quad (2.36)$$

$$y(\vartheta) = y(t_1) = \lambda_m e^{-\lambda_m t_1} . \quad (2.37)$$

Entsprechend (2.28) folgt:

$$Y(\omega) = \int_0^{\infty} y(t_1) e^{-i\omega t_1} dt_1 = \lambda_m \int_0^{\infty} dt_1 e^{-(\lambda_m + i\omega)t_1} = \frac{\lambda_m}{\lambda_m + i\omega} . \quad (2.38)$$

Die Fouriertransformierte von $h_m(t)$ ergibt sich nach (2.34) zu:

$$H_m(\omega) = \frac{\lambda_m}{\lambda_m + i\omega} \cdot H(\omega) . \quad (2.39)$$

Nachdem $h(t)$ und $h_m(t)$ untersucht wurden, ist der nächste Schritt die Aufstellung der Antworten der Detektorkanäle, beschrieben durch die Funktionen g_n (vgl. 2.11), die, wie erwähnt, die Reaktor-, Detektor- und Netzwerkantwortfunktion enthalten.

Da l die mittlere Lebensdauer von prompten Neutronen im System ist, ist $\frac{k}{l}$ die Wahrscheinlichkeit für das Verschwinden eines Neutrons pro Zeiteinheit unter Berücksichtigung der Multiplikation. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer Spaltung pro Zeiteinheit ist dann gegeben durch $\frac{k}{\nu l}$. Die Detektorempfindlichkeit W_n ist definiert als die Wahrscheinlichkeit für einen Registrierungsprozeß im Detektor n pro im System auftretender Spaltung. Die Antwort des Detektors n auf das Auftreten eines prompten Neutrons ist infolgedessen $\frac{W_n \cdot k}{\nu l}$. Ist $h(t_1)$ die Reaktorantwort auf ein promptes Neutron und $a_1(t-t_1)$ die Antwort des elektronischen Netzwerkes von Kanal n zur Zeit t auf das Auftreten eines δ -funktionsförmigen Signals bei t_1 , so ist:

$$g_1(t) = \frac{W_1 k}{\nu l} \int dt_1 h(t_1) a_1(t-t_1) \quad (2.40)$$

und entsprechend

$$g_2(t) = \frac{W_2 k}{\nu l} \int dt_2 h(t_2) a_2(t-t_2) . \quad (2.41)$$

Wird die Fouriertransformierte $G_n(\omega)$ von $g_n(t)$ und $A_n(\omega)$ von $a_n(t)$ eingeführt, so folgt in Analogie zu (2.30) bis (2.34), die zu (2.40) und (2.41) äquivalenten Gleichungen:

$$G_1(\omega) = \frac{W_1 k}{\nu - 1} H(\omega) A_1(\omega) \quad (2.42)$$

und wenn im Hinblick auf (2.17a) ω durch $(-\omega)$ ersetzt wird:

$$G_2(-\omega) = \frac{W_2 k}{\nu - 1} H(-\omega) A_2(-\omega) . \quad (2.43)$$

Neben den prompten Neutronen sind ebenfalls wieder die verzögerten Neutronen mit zu berücksichtigen. Die Antwort von r_n auf die Bildung eines latenten Neutrons sei $g_{nm}(t)$. In Analogie zu (2.24) folgt:

$$g_{1m}(t) = \int dt_1 e^{-\lambda_m t_1} \lambda_m g_1(t - t_1) \quad (2.44)$$

und

$$g_{2m}(t) = \int dt_2 e^{-\lambda_m t_2} \lambda_m g_2(t - t_2) . \quad (2.45)$$

Die Durchführung der Fouriertransformation ergibt:

$$G_{1m}(\omega) = \frac{\lambda_m}{\lambda_m + i\omega} G_1(\omega) , \quad (2.46)$$

$$G_{2m}(\omega) = \frac{\lambda_m}{\lambda_m - i\omega} G_2(\omega) . \quad (2.47)$$

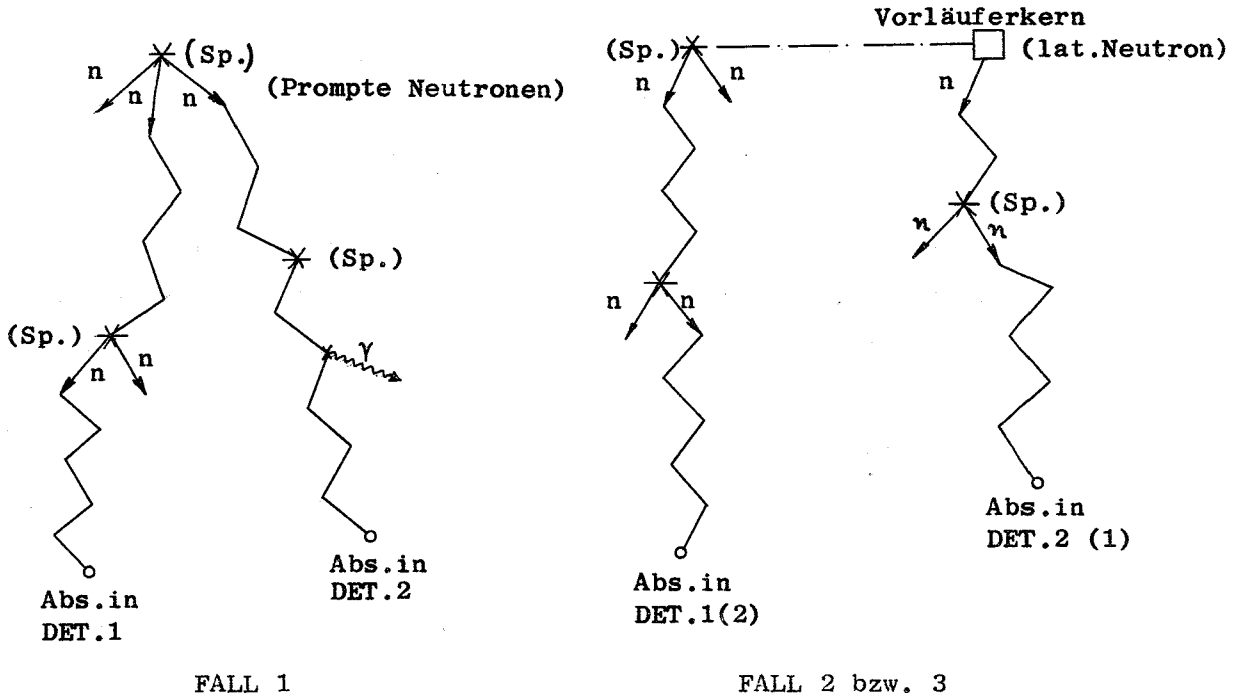
Zur Berechnung des zeitlich gemittelten Produkts der Ausgangssignale, $\overline{r_1 r_2}$, mit (2.17a) wird weiterhin die binäre Quelle s_2 benötigt. Die Erzeugung von Neutronenpaaren kann unter den gemachten Voraussetzungen auf zwei Arten erfolgen: (a) Entstehung von Paaren prompter Neutronen, deren Anzahl pro Spaltung durch $\frac{\nu(\nu-1)p}{2}$ gegeben ist. Multiplikation mit der Spaltrate F ergibt den Beitrag der prompten Neutronenpaare zur binären Quelle

$$s_{2p} = F \cdot \frac{\nu(\nu-1)p}{2} \quad (2.48)$$

(b) Entstehung von Paaren des Typs promptes Neutron - Vorläuferkern (latentes Neutron der Gruppe m). Der Erwartungswert für die Bildung eines Vorläuferkerns der Gruppe m ist gegeben durch $\beta_m \nu$. Da ferner die Anzahl der prompten Neutronen ν_m , die mit der Gruppe m von Vorläuferkernen bei der Spaltung auftreten, bei der Paarbildung mitwirkt, ergibt sich als zweiter Beitrag zur binären Quelle:

$$s_{2m} = F \cdot \frac{\beta_m \nu_m \nu}{2} . \quad (2.49)$$

Vor Anwendung der Gleichung (2.17a) sei zunächst untersucht, wie Beiträge zu $\overline{r_1 r_2}$ auf Grund von Teilchenpaaren zustande kommen können. Dabei sind drei mögliche Fälle zu unterscheiden, die durch die folgenden Skizzen verdeutlicht werden sollen:



FALL 1 ist dadurch gekennzeichnet, daß die Nachweise im Detektor 1 und 2 durch ein Paar prompter Neutronen ausgelöst werden. Die Antworten von r_1 und r_2 werden durch $g_1(t)$ bzw. $G_1(\omega)$ und $g_2(t)$ bzw. $G_2(\omega)$ beschrieben.

FALL 2 ist dadurch gekennzeichnet, daß die Nachweise in den Detektoren durch ein Teilchenpaar promptes Neutron - verzögertes Neutron verursacht werden. Dabei soll der Detektor 1 auf die durch das prompte Neutron ausgelöste Kette ansprechen und der Detektor 2 auf die des verzögerten. Infolgedessen wird die Antwort von r_1 durch $g_1(t)$ bzw. $G_1(\omega)$ beschrieben, die von r_2 dagegen durch $g_{2m}(t)$ bzw. $G_{2m}(\omega)$.

FALL 3 entsteht durch Vertauschen der Detektoren 1 und 2, so daß für r_1 die Funktionen $g_{1m}(t)$ bzw. $G_{1m}(\omega)$ und für r_2 die Funktionen $g_2(t)$ bzw. $G_2(\omega)$ maßgebend sind.

Werden unter Berücksichtigung dieser Fälle die Ausdrücke für die binäre Quelle (2.48) und (2.49) mit den entsprechenden Antwortfunktionen in die Gleichung (2.17a) eingesetzt, so folgt:

$$\begin{aligned} \overline{r_1 r_2} &= \overline{r_1 \cdot r_2} + F \cdot \overline{\nu(\nu-1)}_p \int \frac{d\omega}{2\pi} G_1(\omega) \cdot G_2(-\omega) \\ &+ F \sum_{m=1}^6 (\beta_m \nu_m \nu) \int \frac{d\omega}{2\pi} G_1(\omega) \cdot G_{2m}(-\omega) \\ &+ F \sum_{m=1}^6 (\beta_m \nu_m \nu) \int \frac{d\omega}{2\pi} G_{1m}(\omega) \cdot G_2(-\omega) . \end{aligned} \quad (2.50)$$

Einsetzen der Beziehungen (2.46) und (2.47) für die Funktionen $G_{1m}(\omega)$ und $G_{2m}(-\omega)$ und Zusammenfassung der beiden letzten Terme ergibt:

$$\begin{aligned} \overline{r_1 r_2} &= \overline{r_1 \cdot r_2} + F \cdot \overline{\nu(\nu-1)}_p \int \frac{d\omega}{2\pi} G_1(\omega) \cdot G_2(-\omega) \\ &+ F \sum_{m=1}^6 (\beta_m \nu_m \nu) \int \frac{d\omega}{2\pi} G_1(\omega) \cdot G_2(-\omega) \cdot \frac{2 \lambda_m^2}{\lambda_m^2 + \omega^2} . \end{aligned} \quad (2.51)$$

Die für die Antwortfunktionen $G_1(\omega)$ und $G_2(-\omega)$ aufgestellten Beziehungen (2.42) und (2.43) werden verwendet unter Berücksichtigung der Tatsache, daß nur reelle ω -Werte in Betracht gezogen werden, wodurch folgt:

$$H(\omega) \cdot H(-\omega) = |H(\omega)|^2 . \quad (2.52)$$

Damit ist

$$\begin{aligned} \overline{r_1 r_2} &= \overline{r_1 \cdot r_2} + F \frac{W_1 W_2 k^2}{\nu^2 1^2} \int \frac{d\omega}{2\pi} A_1(\omega) A_2(-\omega) |H(\omega)|^2 \\ &+ F \sum_{m=1}^6 (\beta_m \nu_m \nu) \frac{W_1 W_2 k^2}{\nu^2 1^2} \int \frac{d\omega}{2\pi} A_1(\omega) A_2(-\omega) |H(\omega)|^2 \frac{2 \lambda_m^2}{\lambda_m^2 + \omega^2} , \end{aligned} \quad (2.53)$$

und nach Umformung:

$$\overline{r_1 r_2} = \overline{r_1 \cdot r_2} + F \frac{W_1 W_2 k^2}{1^2} \frac{\overline{\nu(\nu-1)}_p}{\nu^2} \int \frac{d\omega}{2\pi} A_1(\omega) A_2(-\omega) |H(\omega)|^2 + \left\{ 1 + \sum_{m=1}^6 \frac{2 \beta_m \nu_m \nu}{\nu(\nu-1)_p} \frac{\lambda_m^2}{\lambda_m^2 + \omega^2} \right\} \quad (2.54)$$

Dieser Ausdruck gilt unter den gemachten Voraussetzungen bei voller Berücksichtigung der verzögerten Neutronen. Die verzögerten Neutronen sind erstens implizit in der Definition $H(\omega)$ enthalten, dessen Lösung aus den kinetischen Gleichungen (2.23) folgt und zweitens explizit in dem Klammerausdruck von (2.54), dessen Größe betrachtet sei. Für ihn gilt die Ungleichung:

$$1 < 1 + \sum_{m=1}^6 \frac{2\beta_m \nu_m \nu}{\nu(\nu-1)_p} \frac{\lambda_m^2}{\lambda_m^2 + \omega^2} \quad (2.55)$$

Für Zeitbereiche, in denen die verzögerten Neutronen abgeklungen sind, d.h. bei niedrigen Frequenzen ($\omega^2 \ll \lambda_m^2$) folgt unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die Größen $\nu_m \nu$ und $\frac{\nu(\nu-1)_p}{\nu^2}$ ungefähr gleich sind für (2.55)

$$1 < 1 + 2\beta \quad (2.56)$$

Da aber β immer $< 10^{-2}$ ist, kann der zweite Summand im Klammerausdruck von (2.54) gewöhnlicherweise vernachlässigt werden. Durch Einführung der Abkürzung

$$\chi_2 = \frac{\nu(\nu-1)_p}{\nu^2} \quad (2.57)$$

ergibt sich für (2.54) folgende Näherungsformel:

$$\overline{r_1 r_2} = \overline{r_1} \cdot \overline{r_2} + F \frac{W_1 W_2 k^2 \chi_2}{1^2} \int \frac{d\omega}{2\pi} A_1(\omega) A_2(-\omega) |H(\omega)|^2 \quad (2.58)$$

Die Diskussion und Abschätzung des Klammerausdrucks wurde durchgeführt um zu verdeutlichen, inwieweit die verzögerten Neutronen, außer durch die Funktion $H(\omega)$, Einfluß auf das zeitlich gemittelte Produkt der Ausgangssignale gewinnen können und in welchen Zeit- bzw. Frequenzbereichen sie zu berücksichtigen sind. Bei den experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit wurden die Zeitbereiche so gewählt, daß der Einfluß der verzögerten Neutronen nicht auftrat, da primär das Zeitverhalten der prompten Neutronen von Interesse war. Infolgedessen wird die Gleichung (2.58) im folgenden nur unter diesem Gesichtspunkt Anwendung finden. Durch den Ausschluß der verzögerten Neutronen erhält weiterhin die Funktion $H(\omega)$ eine einfache Form. Die Reaktorantwortfunktion $h(t)$ lautet in diesem Fall:

$$h(t) = e^{-\alpha t}, \quad (2.59)$$

wobei

$$\alpha = \frac{1-k(1-\beta)}{1} \quad (2.60)$$

als Abklingkonstante des prompten Neutronenflusses bezeichnet wird. Im Falle des verzögert kritischen Reaktors ($k = 1$) hat diese Größe den Wert:

$$\alpha_c = \frac{\beta}{1}, \quad (2.61)$$

und im Falle des prompt kritischen Reaktors, bei dem $k(1-\beta)=1$, gilt:

$$\alpha_{pc} = 0. \quad (2.62)$$

Fouriertransformation der Beziehung (2.59) liefert

$$H(\omega) = \frac{1}{\alpha + i\omega}. \quad (2.63)$$

Die Reaktorantwortfunktion wird in dieser Form bei der Analyse der Wahrscheinlichkeitsverteilung Verwendung finden.

3. Die Analyse der Wahrscheinlichkeitsverteilung

Bei der Untersuchung statistisch ablaufender Prozesse spielt die Frage nach ihrer zeitlichen Wahrscheinlichkeitsverteilung eine große Rolle. Gefragt wird dabei nach der Wahrscheinlichkeit, daß eine Anzahl von n Prozessen in einem vorgegebenen Zeitintervall der Länge T stattfinden, wobei n ganzzahlige positive Werte von 0 bis ∞ annehmen kann. Ein klassisches Beispiel ist die POISSON-Verteilung, gegeben durch die Beziehung:

$$p_n = \frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}}, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.1)$$

mit

n = Anzahl der Prozesse in einem Zeitintervall der Länge T

\bar{n} = Mittlere Anzahl von Prozessen in einem Zeitintervall der Länge T .

Diese Verteilung gilt speziell unter der Voraussetzung, daß die Prozesse voneinander unbeeinflusst ablaufen, d.h. völlig unkorreliert sind, wie es z.B. bei radioaktiven Zerfällen zutrifft. Das Vorhandensein korrelierter Prozesse führt infolgedessen zu anderen Verteilungsgesetzen, die von der POISSON-Verteilung abweichen. Die Abweichung wird umso stärker sein, je höher der Anteil der korrelierten Ereignisse ist.

Zur Bestimmung der kennzeichnenden Eigenschaften einer Wahrscheinlichkeitsverteilung gibt es zwei Möglichkeiten: (1) Die Berechnung ihrer Momente, wie der Varianz etc., wodurch die Verteilung eindeutig bestimmt ist. (2) Die direkte Berechnung der Einzelwahrscheinlichkeiten, aus denen sich die Verteilung zusammensetzt. In den folgenden Abschnitten sind beide Möglichkeiten untersucht worden.

3.1 Berechnung von Momenten der Wahrscheinlichkeitsverteilung

Die Ausgangsgleichung zur Momentenberechnung der Verteilung ist der Ausdruck (2.58), in dessen zweitem Term der Beitrag der korrelierten Ereignisse berücksichtigt wird. Verwendet wird eine elektronische Netzwerkanordnung, die es erlaubt, während eines Zeitintervalls der Länge T Detektorimpulse zu registrieren und die die folgende Antwortfunktion besitzt:

$$a_1(t) = a_2(t) = \begin{cases} \frac{1}{T} & \text{für } 0 \leq t \leq T \\ 0 & \text{im übrigen Bereich,} \end{cases} \quad (3.2)$$

T = Länge des Zeitintervalls.

Ist ferner

$n_1(t-T, t)$ = Anzahl von Registrierungen des Detektors 1 im Intervall $(t-T, t)$

$n_2(t-T, t)$ = Anzahl von Registrierungen des Detektors 2 im Intervall $(t-T, t)$

so folgt für die Ausgangssignale:

$$r_1(t) = \frac{n_1(t-T, t)}{T}, \quad (3.3)$$

$$r_2(t) = \frac{n_2(t-T, t)}{T} \quad (3.4)$$

und daraus das Produkt

$$r_1(t) r_2(t) = \frac{n_1(t-T, t) n_2(t-T, t)}{T^2}. \quad (3.5)$$

Die mittleren Zählraten aus den Detektoren 1 und 2 sind gegeben durch die Beziehungen:

$$\overline{r_1} = W_1 F = \frac{\overline{n_1(T)}}{T}, \quad (3.6)$$

$$\overline{r_2} = W_2 F = \frac{\overline{n_2(T)}}{T}. \quad (3.7)$$

Der zeitliche Mittelwert des Produkts der Ausgangssignale ergibt sich zu:

$$\overline{r_1 r_2} = \frac{\overline{n_1 n_2(T)}}{T^2}. \quad (3.8)$$

Zur Vereinfachung der Rechenoperation wird die Fouriertransformation für (3.2) durchgeführt:

$$A_1(\omega) = A_2(\omega) = \frac{1 - e^{-i\omega T}}{i\omega T} \quad (3.9)$$

Wird dieser Ausdruck zusammen mit der Reaktorantwortfunktion (2.63) in den Integralteil der Ausgangsgleichung (2.58) eingesetzt und die Integration ausgeführt, so folgt:

$$\int \frac{d\omega}{2\pi} \frac{(1 - e^{-i\omega T})(1 - e^{i\omega T})}{\omega^2 T^2 (\alpha + i\omega)(\alpha - i\omega)} = \frac{e^{-\alpha T} - 1 + \alpha T}{\alpha^3 T^2} \quad (3.10)$$

Einsetzen der Beziehungen (3.6), (3.7), (3.8) und (3.10) in die Ausgangsgleichung (2.58) ergibt:

$$\overline{r_1 r_2}(T) = \frac{\overline{n_1 n_2}(T)}{T^2} = W_1^F \left[W_2^F + \frac{W_2 \lambda_2 k^2}{\alpha l^2} \cdot \frac{e^{-\alpha T} - 1 + \alpha T}{(\alpha T)^2} \right] \quad (3.11)$$

In völliger Analogie zu diesem Rechnungsgang läßt sich ebenfalls die Bestimmungsgleichung für Experimente mit nur einem Detektor aufstellen. Diese Herleitung ist in [20] angegeben und liefert:

$$\frac{\overline{n^2}(T)}{T^2} = WF \left[\frac{1}{T} + WF + \frac{W \lambda_2 k^2}{\alpha l^2} \cdot \frac{e^{-\alpha T} - 1 + \alpha T}{(\alpha T)^2} \right] \quad (3.12)$$

Unter Verwendung der Beziehungen (3.6) und (2.60) läßt sich der Ausdruck (3.12) zur besseren Diskussion wie folgt umformen:

$$\frac{\overline{n^2}(T) - \overline{n}^2(T)}{\overline{n}(T)} = 1 + \frac{W \lambda_2 k^2}{[1 - k(1 - \beta)]^2} \left[1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right] \quad (3.13)$$

Für den Grenzfall $\alpha T \rightarrow \infty$ ergibt sich hieraus:

$$\left[\frac{\overline{n^2} - \overline{n}^2}{\overline{n}} \right]_{\infty} = 1 + \frac{W \lambda_2 k^2}{[1 - k(1 - \beta)]^2} \quad (3.14)$$

Auf der linken Seite der Gleichung (3.13) steht als Größe die Varianz $(\overline{n^2} - \overline{n}^2)$ dividiert durch den Erwartungswert \overline{n} , die auch als reduzierte Varianz bezeichnet wird. Die Varianz der POISSON-Verteilung ist gleich \overline{n} und folglich ist ihre reduzierte Varianz gleich eins. Die rechte Seite der Gleichung (3.13) gibt durch den zweiten Summanden infolgedessen direkt die Abweichung von der reduzierten Varianz der POISSON-Verteilung auf Grund der korrelierten Prozesse im Detektor an. Der zweite, in Klammern stehende Faktor, beschreibt dabei die Abhängigkeit von der Abklingkonstanten α und der Zeitintervallbreite T . Für kleine Werte von αT , d.h. wenn α durch den Reaktor vorgegeben, bei kurzen Zeitintervallen, ist der Klammerausdruck sehr klein. Für größer werdende Werte von αT strebt er asymptotisch gegen 1. Dieses Verhalten gibt den physikalischen Sachverhalt wieder, daß bei Beobachtung sehr kurzer Zeitintervalle der Einfluß der korrelierten Ereignisse in den Reaktionsketten nur teilweise erfaßt wird, während bei längeren Zeitintervallen die Korrelationen innerhalb der Ketten voll zum Tragen kommen. Eine weitere Vergrößerung der Zeitintervalle bringt keinen wesentlichen Gewinn mehr, da dann die Korrelationen weitgehend abgeklungen sind. Der Faktor vor der Klammer enthält den Einfluß der Detektorempfindlichkeit W und der Multiplikationskonstanten k . Der Faktor ist umso größer, je näher der Reaktor dem kritischen Zustand ist und umso höher die Detektorempfindlichkeit liegt. Dies ist physikalisch ebenfalls plausibel, da dadurch erstens der Zunahme von Verzweigungsprozessen bei stärkerer Kritikalität und zweitens der größeren Wahrscheinlichkeit, im Detektor korrelierte Ereignisse nachzuweisen, Rechnung getragen wird.

Durch die experimentelle Bestimmung der reduzierten Varianz in Abhängigkeit von der Intervalldauer T lassen sich die in der Gleichung (3.13) enthaltenen Reaktorparameter durch Vergleich der gemessenen und der gerechneten Kurven bestimmen. Auf die Durchführung der Messung und ihre Auswertung wird in den Abschnitten 3.3 und 3.4 eingegangen.

3.2 Direkte Berechnung der Wahrscheinlichkeitsverteilung

Die direkte Berechnung der Verteilung der Wahrscheinlichkeiten, in einem Zeitintervall der Länge T eine Anzahl von n Detektorregistrierungen zu finden, wurde von ZOLOTUKHIN und MOGILNER [18] versucht. Sie bedienten sich dabei der Technik der wahrscheinlichkeitserzeugenden Funktionen, um die Verteilungen zu berechnen. Der Ausgangspunkt ist ein stationäres unterkritisches Reaktorsystem mit Quelle.

Eingeführt wurde eine wahrscheinlichkeitserzeugende Funktion $E(T,u)$ durch die Definitionsgleichung:

$$E(T,u) = \sum_{n=0}^{\infty} p_n(T) u^n, \quad (3.15)$$

wobei

T = Länge des Zeitintervalls,
 u = Hilfsvariable.

Auf Grund der Definition und der Eigenschaften der erzeugenden Funktion lassen sich mit ihr die Wahrscheinlichkeiten und Momente der Verteilung berechnen. Ausgehend von der Gleichung (3.15) läßt sich zeigen [22], daß folgende Beziehungen gelten:

$$p_n = \frac{1}{n!} \left. \frac{d^n E(T,u)}{d u^n} \right|_{u=0} \quad (3.16)$$

$$\text{Varianz} = \left. \frac{d^2 E(T,u)}{d u^2} \right|_{u=1} + \left. \frac{dE(T,u)}{d u} \right|_{u=1} - \left[\left. \frac{dE(T,u)}{d u} \right|_{u=1} \right]^2. \quad (3.17)$$

Unter Voraussetzung der Orts- und Energieunabhängigkeit, der Vernachlässigung relativ seltener Verzweigungsprozesse, unter Ausschluß der verzögerten Neutronen und unter der Annahme, daß nicht mehr als zwei korrelierte Prozesse aus einer Reaktionskette nachgewiesen werden, erhielten ZOLOTUKHIN und MOGILNER [18] für die wahrscheinlichkeitserzeugende Funktion folgenden Ausdruck:

$$\ln E(T,u) = \bar{n}(T)(u-1) \left\{ \frac{1 - \varphi}{\hat{z}(u-1)} - \frac{2}{\alpha T \hat{z}(u-1)} \ln \left[1 + \frac{(\varphi-1)^2}{4\varphi} (1 - e^{-\alpha T \varphi}) \right] \right\}, \quad (3.18)$$

wobei

$$\varphi = \sqrt{1 - 2 \hat{z}(u-1)}, \quad (3.19)$$

$$\hat{z} = \frac{W \chi_2 k^2}{[1 - k(1-\beta)]^2}. \quad (3.20)$$

Die anderen Größen waren bereits durch (2.22) und (2.60) eingeführt worden.

Die einzelnen Wahrscheinlichkeiten p_n lassen sich aus (3.18) unter Verwendung der Berechnungsvorschrift (3.16) prinzipiell bestimmen. Für größere Werte von n jedoch wird das Verfahren analytisch fast undurchführbar. Von ZOLOTUKHIN wurde nur $p_0(T)$, d.h. die Wahrscheinlichkeit, daß im betrachteten Zeitintervall keine Registrierung erfolgt, berechnet. Diese Wahrscheinlichkeit ergibt sich aus (3.16) und (3.18) nach Umformung zu:

$$p_0(T) = e^{-\bar{n}(T) \frac{2}{\varphi_0+1} \left\{ 1 + \frac{2}{(\varphi_0-1)\alpha T} \ln \left[1 + \frac{(\varphi_0-1)^2}{4\varphi_0} (1 - e^{-\alpha T \varphi_0}) \right] \right\}}, \quad (3.21)$$

wobei

$$\varphi(\hat{z}, u=0) = \varphi_0 = \sqrt{1 + 2\hat{z}}. \quad (3.22)$$

Werden $p_0(T)$ und $\bar{n}(T)$ für verschieden lange Zeitintervalle gemessen, so lassen sich die Größen α und \hat{z} durch Anpassung bestimmen.

Wird wiederum der Grenzfall $\alpha T \rightarrow \infty$ betrachtet, so vereinfacht sich die erzeugende Funktion (3.18) wesentlich. Wird dieser Fall durch $E_\infty(u)$ gekennzeichnet, so folgt:

$$E_\infty(u) = e^{\frac{\bar{n}}{\hat{z}} (1 - \sqrt{1 - 2\hat{z}(u-1)})}. \quad (3.23)$$

Mit Hilfe der Beziehung (3.16) lassen sich für diesen Spezialfall die Wahrscheinlichkeiten wie folgt berechnen:

$$\begin{aligned} p_{1\infty} &= \frac{dE(u)}{du} \Big|_{u=0} = \frac{\bar{n}}{\sqrt{1+2\hat{z}}} e^{\frac{\bar{n}}{\hat{z}} (1 - \sqrt{1+2\hat{z}})} \\ &= \frac{\bar{n}}{\sqrt{1+2\hat{z}}} p_{0\infty}, \end{aligned} \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} p_{2\infty} &= \frac{1}{2!} \frac{d^2 E(u)}{du^2} \Big|_{u=0} = \frac{\bar{n}}{\sqrt{1+2\hat{z}}} \cdot \frac{dE(u)}{du} \Big|_{u=0} + \frac{\bar{n}}{\sqrt{1+2\hat{z}}} \cdot \frac{\hat{z}}{1+2\hat{z}} E_\infty(u=0) \\ &= \frac{1}{2} \frac{\bar{n}}{\sqrt{1+2\hat{z}}} \left[p_{1\infty} + \frac{\hat{z}}{1+2\hat{z}} p_{0\infty} \right]. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Durch fortlaufende Differentiation lassen sich ebenfalls die Wahrscheinlichkeiten für höhere Werte von n gewinnen, woraus folgende Rekursionsformel aufgestellt werden kann:

$$p_{n\infty} = p_{m+1} = \frac{\bar{n}}{(1+m) \sqrt{1+2\hat{z}}} \sum_{j=0}^m p_{m-j} \frac{(2j-1)!!}{j!} \left[\frac{\hat{z}}{1+2\hat{z}} \right]^j. \quad (3.26)$$

Eine Möglichkeit zu prüfen, ob die von ZOLOTUKHIN und MOGILNER aufgestellte erzeugende Funktion (3.18) Ergebnisse liefert, die mit unserer Theorie übereinstimmen, ist durch Vergleich der berechneten Ausdrücke für die Varianz gegeben. Aus der erzeugenden Funktion (3.18) und der Beziehung (3.17) folgt für die reduzierte Varianz:

$$\frac{\overline{n^2}(T) - \overline{n}^2(T)}{\overline{n}(T)} = 1 + \frac{W \chi_2 k^2}{[1-k(1+\beta)]^2} \left[1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right] \quad (3.27)$$

in Übereinstimmung mit der Beziehung (3.13). Entsprechend folgt für den Grenzfall $\alpha T \rightarrow \infty$ aus (3.23) und durch Bildung der Ableitungen (3.24) und (3.25) an der Stelle $u = 1$ mit Hilfe der Rechenvorschrift (3.17) sofort:

$$\left[\frac{\overline{n^2} - \overline{n}^2}{\overline{n}} \right]_{\infty} = 1 + \frac{W \chi_2 k^2}{[1-k(1-\beta)]^2} \quad (3.28)$$

in Übereinstimmung mit (3.14). Die beiden theoretischen Methoden liefern unter den gemachten Voraussetzungen somit die gleichen Resultate.

3.3 Der Wahrscheinlichkeitsverteilungs-Analysator

Zur Aufnahme experimenteller Daten, die zur Gewinnung reaktorphysikalischer Parameter aus der Analyse der Wahrscheinlichkeitsverteilung notwendig sind, wurden bisher zwei Verfahren verwendet. Das erste Verfahren geht direkt von der Beziehung (3.13) aus. Für jedes einzelne Zeitintervall wird die Anzahl n der registrierten Ereignisse bestimmt und daraus die Varianz berechnet. Eine experimentelle Anordnung dazu wurde von ALBRECHT [23] erstellt. Verwendet wird ein Zähler, der ein Eingangstor besitzt, das während der Zeitintervalldauer T geöffnet ist. Jedes Intervall wird einzeln ausgezählt und die Anzahl der Ereignisse n in diesem Intervall über eine Umcodierstufe auf eine Lochkarte gestanzt. Aus diesen Daten wird die reduzierte Varianz als Funktion der Intervalldauer T berechnet. Der Vorteil des Verfahrens besteht in seinem relativ einfachen Aufbau. Die wesentlichen Nachteile sind: (a) Beschränkung auf eine niedrige Anzahl von Ereignissen pro Zeitintervalldauer T (600 Ereignisse bei [23]), wodurch ein großer statistischer Fehler entsteht. Der Grund zur Beschränkung liegt in der Menge der anfallenden Lochkarten. (b) Lange Meßzeiten auf Grund der Pausen, die durch die Ausgabe der Information nach jedem einzelnen Intervall bedingt sind. (c) Unrationelle Auswertung in der Rechenmaschine.

Das zweite Verfahren wurde von ZOLOTUKHIN und MOGILNER [15-17] entwickelt und dient der experimentellen Bestimmung von p_0 , um durch Anwendung der Gleichung (3.21) die reaktorphysikalischen Parameter zu gewinnen. Da bei diesem Verfahren nur die beiden Größen p_0 und \bar{n} als Funktion von T bestimmt werden, zeichnet es sich durch ein einfaches Prinzip aus, da eigentlich nur gemessen werden muß, ob im betrachteten Intervall die Ereigniszahl größer als Null ist. Dies wird mit einer FLIP-FLOP Schaltung erreicht. Infolgedessen besteht die eigentliche Meßgröße aus der Summation über alle Wahrscheinlichkeiten p_1 bis p_∞ , d.h. sie ist gegeben durch $\sum_{n=1}^{\infty} p_n$. Da aber andererseits die grundsätzliche Gleichung

$$\sum_{n=0}^{\infty} p_n = 1 \quad (3.29)$$

erfüllt sein muß, folgt zur Bestimmung von p_0 :

$$p_0 = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} p_n \quad (3.30)$$

Diese Beziehung läßt die wesentlichen Nachteile des Verfahrens deutlich erkennen. Aus der Bestimmungsgleichung (3.21) für p_0 folgt, daß es bei wachsendem $\bar{n}(T)$ exponentiell abnimmt. Werden alle anderen Größen konstant gehalten, so nimmt $\bar{n}(T)$ linear mit der Zeitintervalldauer T zu. Dieses Verhalten von p_0 wird bei der Diskussion der Meßergebnisse in Abschnitt 4.2 (vgl. Abb.12) quantitativ gezeigt. Die Wahrscheinlichkeit $p_0(T)$ ergibt sich infolgedessen aus (3.30) in den meisten Fällen als Differenz zweier ungefähr gleich großer Zahlen, wodurch der Fehler groß wird. Erschwerend kommt hinzu, daß die eigentlichen Meßgrößen nur in der Differenz zwischen dem gemessenen p_0 -Wert und dem p_0 der entsprechenden POISSON-Verteilung enthalten sind und sich dadurch Fehler in der p_0 -Bestimmung stark auf die Genauigkeit der Reaktorgrößen auswirken. Zusammengefaßt ergeben sich bei diesem Verfahren folgende Nachteile: (a) Beschränkung auf einen kleinen Zeitintervallbereich, (b) große Fehlergrenzen.

Aus allen diesen Gründen wurde eine neue Methode entwickelt mit dem Ziel, die sich bietenden Möglichkeiten voll zu nutzen und die aufgezählten Nachteile auszuschalten. Ihr Prinzip besteht darin, für ein vorgegebenes Zeitintervall der Länge T den gesamten interessierenden Bereich der Wahrscheinlichkeitsverteilung schnell und genau, d.h. unter Verwendung großer Zählraten und hoher Ereigniszahlen, zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurde ein Wahrscheinlichkeitsverteilungs-Analysator entworfen, dessen Wirkungsweise aus dem Blockschaltbild

in Abb.2 hervorgeht. Der Analysator erlaubt eine direkte Bestimmung der Wahrscheinlichkeiten $p_n(T)$, wobei n sich von 0 bis 127 erstrecken kann. Das Kernstück ist ein schnelles elektronisches Schrittschaltwerk mit 127 Schaltstellungen, das von jedem, den Eingang A passierenden, Impuls um einen Schritt weiterschaltet wird. Auf den Eingang A werden die in zufälliger Folge ankommenden Detektorimpulse gegeben. In den Eingang B gelangen in periodischer Folge Impulse aus einem Zeitmarkengenerator, deren zeitlicher Abstand die Länge des Zeitintervalls T bestimmt. Je nach Stellung des elektronischen Schrittschaltwerks wird am betreffenden Ausgang ein Tor geöffnet, durch das der Zeitimpuls, der das Ende des Intervalls angibt, in einen angeschlossenen Zähler gelangt. Danach wird das Schrittschaltwerk zurückgesetzt und der Analysator für das nächste Zeitintervall geöffnet. Wenn also z.B. während des Intervalls 3 Detektorimpulse am Eingang A ankommen, wird dadurch das Tor am Ausgang 3 geöffnet, so daß der Impuls des Zeitmarkengenerators ein Signal in den angeschlossenen Zähler Nr. 3 liefert. Das bedeutet, daß 3 Impulse während des Intervalls registriert wurden. Zusätzlich werden bei der Messung alle Detektorimpulse und Ausgangssignale des Zeitmarkengenerators gezählt. Die Bestimmung der einzelnen Wahrscheinlichkeiten $p_n(T)$ ergibt sich folgendermaßen: Ist

$$R_n = \text{Anzahl der Registrierungen im Zähler } n \text{ (} n = 0 \text{ bis } 127 \text{)}, \quad (3.31)$$

$$R_T = \text{Anzahl der Ausgangssignale des Zeitmarkengenerators},$$

so folgt:

$$p_n = \frac{R_n}{R_T}, \quad (3.32)$$

wobei speziell

$$p_0 = \frac{R_0}{R_T}. \quad (3.33)$$

Die Varianz läßt sich mit bekannten $p_n(T)$ ebenfalls bestimmen. Verwendung finden dabei die bekannten Beziehungen:

$$\bar{n}(T) = \sum_{n=1}^{\infty} p_n(T) \cdot n, \quad (3.34)$$

$$\overline{n^2}(T) = \sum_{n=1}^{\infty} p_n(T) \cdot n^2, \quad (3.35)$$

woraus für die Varianz folgt:

$$\overline{n^2}(T) - \bar{n}^2(T) = \sum_{n=1}^{\infty} p_n(T) \cdot n^2 - \left[\sum_{n=1}^{\infty} p_n(T) \cdot n \right]^2. \quad (3.36)$$

Die Beziehungen (3.33) und (3.36) sind an dieser Stelle angeführt, um zu zeigen, daß die beiden oben erwähnten Verfahren in dieser Methode eingeschlossen sind. Auf besondere Punkte bei der Auswertung, einschließlich Datenverarbeitung, Kontrollen und Rechenprogramme wird in Abschnitt 3.4 eingegangen. Im folgenden werden Aufbau und Betriebsweise des Analysators genauer erläutert.

Das elektronische Gesamtschaltbild des Analysators ist in Abb.3 gezeigt. Als Eingangsimpulsformerstufen für die Impulse aus dem Verstärker (Zählimpulseingang) und dem Zeitmarkengenerator (Zeitimpulseingang) wurden schnelle Mono-Flip-Flop-Schaltungen verwendet, die in Abb.4 dargestellt sind. Die so normierten Detektorimpulse durchlaufen die beiden Gates Nr. 1 und Nr. 2, um dann nach nochmaliger Formung und Verstärkung im Mono-Flip-Flop Nr. 4 das elektronische Schrittschaltwerk anzusteuern, welches aus 7 Flip-Flop-Stufen mit angehängter Diodenmatrix besteht. Die Schaltung der Flip-Flops Nr. 1 bis 7 ist in Abb.5 dargestellt. An die Diodenmatrix gleichstrommäßig angekoppelt sind die Ausgangstore, von denen je nach Schaltstellung der Matrix nur eins geöffnet ist, um das Signal des Zeitmarkengenerators passieren zu lassen. Das im Mono-Flip-Flop Nr. 3 geformte negative Signal wird differenziert, so daß zwei um die Impulsbreite (ca. 300 ns) zeitlich gegeneinander verschobene Nadelimpulse entstehen. Der zuerst erscheinende negative Impuls wird im Mono-Flip-Flop Nr.5 geformt, dann umgedreht und über einen Emitterfolger auf die Ausgangstore geleitet. Der zeitlich nachfolgende zweite positive Impuls wird nach Formung im Mono-Flip-Flop Nr. 6 dazu verwendet, die Flip-Flop-Stufen mit der Diodenmatrix zurückzusetzen. Die zeitliche Differenz der beiden Impulse ist so gewählt, daß die Registrierung im geöffneten Ausgangskanal erfolgt ist, bevor die Rücksetzung stattfindet. Das Gate Nr. 1 hat dabei die Aufgabe, den Zählimpulseingang für die Dauer der Rücksetzung zu sperren. Da hierdurch Zählimpulse verlorengehen können, ist der Ausgang für den Monitorzähler hinter den Gates angebracht, um sicherzustellen, daß nur solche Impulse registriert werden, die ein Weiterschalten der Matrix bewirkt haben. Das Gate Nr. 2 sperrt den Zählimpulseingang, wenn innerhalb des Zeitintervalls 127 Zählimpulse angekommen sind und damit die Matrix vollgelaufen ist. Ohne die Gatesperre würde die Matrix auf die Stellung Null weitergeschaltet und dadurch das Ergebnis verfälscht. Die Signale für den Zeitmarkenzähler werden hinter dem Mono-Flip-Flop Nr. 3 abgegriffen.

Der gesamte Analysator ist auf eine maximale Zählfrequenz von 20 MHz ausgelegt, um hohe Zählraten, wie sie in Plutonium enthaltenden schnellen Nullenergieanordnungen auftreten, verarbeiten zu können. Zu bemerken ist dabei, daß die angeschlossenen Zähler diese Frequenzanforderung nur in den ersten Kanälen erfüllen müssen, da durch die Untersetzung im Schrittschaltwerk die Zählfrequenz der höheren Kanalnummern automatisch herabgesetzt wird.

Da während eines Versuchs die Zeitintervalldauer T öfters zu verändern ist, wurde ein programmgesteuerter Zeitmarkengenerator entwickelt, mit dem die Anzahl, Folge und Zeitdauer der Intervalle vorgegeben werden kann und während des Versuchs automatisch abläuft. Die Intervalldauer T ist dabei in 51 diskreten Schritten zwischen $10\ \mu\text{s}$ und $640\ \text{ms}$ wählbar. Dieser Zeitumfang ist notwendig, um den Anwendungsbereich von thermischen bis zu schnellen Reaktor-anordnungen zu überstreichen, da die Intervalldauer immer in der Größenordnung $T \approx \alpha^{-1}$ liegen muß. Das Programm wird über einen Lochstreifenleser eingegeben, von dessen Kontakten eine Diodenmatrix gesteuert wird, die die gewünschte Zeitintervalldauer aufruft. Die elektronische Schaltung des Zeitmarkengenerators, einschließlich der wählbaren Intervalldauern und des verwendeten Programmcodes, sind in Abb.6 dargestellt. Die Weiterschaltung der Programmpunkte erfolgt entsprechend den gewählten Zeiten im Versuch durch einen Meß- und Pausenzeit-Timer (vgl. Abb.7).

Die Betriebsweise des Analysators während eines Versuchs läuft folgendermaßen ab: Entsprechend der Reaktor-anordnung und dem Reaktivitätszustand wird das Programm für die Reihenfolge, Werte und Anzahl der Zeitintervalldauern T aufgestellt, wobei gewöhnlicherweise mehrere Messungen mit gleicher Intervalldauer wiederholt werden, um Langzeiteffekte erkennen bzw. ausschließen zu können. Die Meßzeit pro Intervalldauer T wird je nach Größe der Zählrate unter dem Gesichtspunkt einer ausreichenden statistischen Genauigkeit festgelegt. Für jede Intervalldauer T (und ihre Wiederholungen) wird die gesamte Wahrscheinlichkeitsverteilung aufgenommen, nach Beendigung ausgegeben und die Zählerinhalte gelöscht. Die Pausenzeit zwischen zwei Messungen hängt nur von der Datenausgabegeschwindigkeit ab und beträgt im vorliegenden Fall 30 sec. Nach Ablauf des Programms wird der Analysator gestoppt.

Die Datensammlung und Datenverarbeitung ist im Blockschaltbild der Abb.7 angegeben. Die einzelnen Zähler sind mit der Steuereinheit vom Typ 15 LT 40 verbunden, durch die die Umcodierung der Meßdaten zur Ausgabe in der IBM-Schreibmaschine und im TALLY-Streifenlocher durchgeführt wird. Die allgemeine Funktionsweise der Steuereinheit ist in [24] und besondere Zusatzeinrichtungen

in [25] beschrieben. Die vom Streifenlocher erstellten Lochstreifen werden in Lochkarten umgesetzt und gelangen von dort in die Rechenmaschine zur Auswertung.

3.4 Auswertungsmethoden

Zur Auswertung der experimentellen Daten mit Hilfe eines Rechenprogramms nach der Varianzmethode wird von den Gleichungen (3.13), (3.34) und (3.35) ausgegangen. Aus der Gleichungsform (3.13) ergäbe sich die eigentliche Bestimmungsgröße, wenn von der gemessenen reduzierten Varianz auf der linken Seite der Gleichung, die reduzierte Varianz der POISSON-Verteilung vom Betrage eins abgezogen würde. Dieser Wert eins gilt streng genommen nur für unendlich große Ereigniszahlen. Bei endlichen Ereigniszahlen ist dieser Wert mit einem statistischen Fehler behaftet. Um diese Tatsache bei der Auswertung in angemessener Form berücksichtigen zu können, wurde die Gleichung (3.13) folgendermaßen umgeformt:

$$\frac{\overline{n(n-1)}(T) - \bar{n}^2(T)}{\bar{n}(T)} = \frac{W \chi_2^2 k^2}{[1-k(1-\beta)]^2} \left[1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right]. \quad (3.37)$$

Die Bestimmungsgleichung für die modifizierte Varianz auf der linken Seite folgt aus den Beziehungen (3.34) und (3.35) zu:

$$\frac{\sum_{n=2}^{\infty} p_n(T) \cdot n(n-1) - \left[\sum_{n=1}^{\infty} p_n(T) \cdot n \right]^2}{\sum_{n=1}^{\infty} p_n(T) \cdot n} = \frac{\overline{n(n-1)}(T) - \bar{n}^2(T)}{\bar{n}(T)}, \quad (3.38)$$

wobei die Wahrscheinlichkeiten $p_n(T)$ nach (3.32) gegeben waren durch:

$$p_n = \frac{R_n}{R_T}. \quad (3.32)$$

Die Größen R_n und R_T sind in (3.31) definiert.

Zur Prüfung der einwandfreien Arbeitsweise des Analysators, der Datenausgabevorrichtung und der Auswertungsmethode wurden folgende Kontrollgrößen gebildet:

(1) Berechnung der mittleren Anzahl von Registrierungen im Intervall der Länge T , $\bar{n}(T)$, nach der Beziehung:

$$\bar{n} = \frac{R_D}{R_T}, \quad (3.39)$$

wobei

R_D = Anzahl der Registrierungen im Monitorzähler.

Der daraus resultierende Wert für \bar{n} muß gleich dem sein, der sich durch Anwendung der Beziehung (3.34) ergibt. Infolgedessen muß sein:

$$\frac{R_D}{R_T} = \sum_{n=1}^{\infty} p_n(T) \cdot n . \quad (3.40)$$

(2) Die Beziehung

$$\sum_{n=0}^{\infty} p_n(T) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{R_n}{R_T} = 1 \quad (3.41)$$

muß erfüllt sein. Anzumerken ist hier, daß die Summierung jeweils bei Werten von n abgebrochen wird, bei denen die p_n -Werte vernachlässigbar klein sind.

(3) Auf Grund der Arbeitsweise des Analysators müssen ebenfalls die beiden Beziehungen

$$R_D = \sum_{n=1}^{\infty} n R_n \quad (3.42)$$

und

$$R_T = \sum_{n=0}^{\infty} R_n \quad (3.43)$$

gültig sein. Bei Erfüllung der Kontrollbeziehungen (3.40) bis (3.43) ist die fehlerfreie Arbeitsweise der Anordnung gewährleistet. Die Kontrollen sind im Rechenprogramm enthalten.

Die modifizierte Varianz wird für jede Intervalldauer T nach (3.38) berechnet und ausgegeben. Die daraus folgende Kurve der modifizierten Varianz als Funktion von T ist für zwei typische Beispiele in Abb.11 dargestellt.

Der nun noch durchzuführende Auswertungsschritt ist die Bestimmung der gesuchten Reaktorparameter durch Anpassung der Beziehung (3.37) an die vorhandenen Kurven. Die Beziehung (3.37) läßt sich folgendermaßen schreiben:

$$\frac{\overline{n(n-1)}(T) - \bar{n}^2(T)}{\bar{n}(T)} = \hat{z} \cdot B(\alpha, T) , \quad (3.44)$$

wobei

$$B(\alpha, T) = 1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} , \quad (3.45)$$

$$\hat{z}(W, k) = \chi_2^2 W \frac{k^2}{[1-k(1-\beta)]^2} . \quad (3.46)$$

Am Anfang wird für jeden Meßpunkt (gekennzeichnet durch Index k) mit einem geschätzten Wert für α durch Anpassung an (3.45) ein Wert \hat{z}_k berechnet. Aus diesen Einzelwerten \hat{z}_k wird der Mittelwert \hat{z}_m gebildet und nach der Vorschrift

$$\left\langle \frac{(\hat{z}_k - \hat{z}_m)^2}{\hat{z}_m^2} \right\rangle = \text{Minimum} \quad (3.47)$$

unter Adjustierung von α der Wert für \hat{z}_m mit der kleinsten relativen Abweichung σ bestimmt, wobei

$$\sigma = \sqrt{\frac{(\hat{z}_k - \hat{z}_m)^2}{\hat{z}_m^2}} \quad (3.48)$$

Da die Werte der bei der Messung verwendeten Intervalldauern T eingegeben werden, folgt die Größe α_{MESS} ebenfalls direkt aus der optimalen Anpassung. Es sei an dieser Stelle schon darauf hingewiesen, daß die Größe α_{MESS} mit der in (2.60) definierten nur dann identisch ist, wenn bei der Messung bestimmte Voraussetzungen erfüllt sind, auf die in Abschnitt 4.2 genauer eingegangen wird.

Ein spezieller Zusatz des aufgestellten Programmcodes [26] besteht in der Einführung von Gewichten g_k , die nach Durchlaufen der ersten Stufe an den Meßpunkten angebracht werden. Sie sind definiert durch die Gleichung

$$g_k \simeq \exp - \left[\frac{\hat{z}_k - \hat{z}_m}{\hat{z}_m \tau} \right]^2 \quad (3.49)$$

mit

τ = Vorwählbare Toleranzgrenze.

Hierdurch wird erreicht, daß ein stark von der erhaltenen Kurve abweichender Meßpunkt mit einem objektiven Gewichtungsfaktor g_k versehen wird, der umso kleiner ist, je weiter der Punkt von der Kurve entfernt liegt und je enger die Toleranz gewählt wird. Mit den so gewichteten Meßpunkten wird ein zweiter Rechnungsgang durchgeführt, der schließlich zu entsprechend korrigierten Werten von \hat{z} und α_{MESS} , sowie zu einer ausgeglichenen Meßkurve führt.

Die Auswertung nach der Methode der direkten Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsverteilung unter Verwendung der Gleichungen (3.21) und (3.26) wurde für die im Abschnitt 4.2 betrachteten Fälle von Hand vorgenommen.

4. Untersuchungen am Schnell-Thermischen Argonaut-Reaktor STARK

Der Schnell-Thermische Argonaut-Reaktor Karlsruhe (STARK) ist eine Modifizierung des bekannten Argonaut-Reaktors, bei dem der innere Graphitreflektor durch ein schnelles Core ersetzt wurde. Eine Beschreibung des Systems und seiner Sicherheitseigenschaften sind in [27] gegeben. Ein schematischer Querschnitt von STARK, einschließlich der verwendeten Detektorpositionen und untersuchten Reaktivitätskonfigurationen, ist in Abb.8 dargestellt.

Die schnelle Core-Zone besteht aus 37 rechteckigen Stahlrohren (5 x 5 cm), in die das zu untersuchende Core-Material in Form von Plättchen verschiedener Dicke eingefüllt wird. Der mittlere Durchmesser der schnellen Zone beträgt 37 cm und ihre Höhe ist 61 cm. Ein zylinderförmiger Mantel aus Natururan (mittlere Dicke 5 cm) umschließt die schnelle Zone und reduziert das Eindringen langsamer Neutronen aus dem thermischen Core. Die thermische Zone selbst besteht aus den üblichen Argonaut-Brennelement-Platten, die sich in leichtem Wasser befinden.

Die folgenden Untersuchungen wurden an der Ladung Nr. 2 des STARK vorgenommen, bei der die schnelle Zone eine Anreicherung von 7% U^{235} (45,25 kg) besaß. Die thermische Zone enthielt 332 Brennstoffplatten (U^{235} -Gehalt = 6,92 kg), die, wie aus der Abb.8 ersichtlich, in 24 Gruppen angeordnet waren. Der Plattenabstand betrug 6,2 mm. Die Temperatur des Moderatorwassers lag bei 80°C.

Die Positionierung der Detektoren, die für die Messungen verwendet wurden, ist ebenfalls in der Abb.8 eingetragen. Insgesamt wurden in der thermischen Zone 8 Stück $B^{10}F_3$ -Proportionalzählrohre möglichst gleichmäßig auf den Umfang verteilt. In der schnellen Zone wurden an den markierten Positionen 4 Stück He^3 -Zählrohre für die eigentliche Messung und zusätzlich eine Spaltkammer als unabhängiger Leistungsmonitor eingebaut.

Das Regelsystem des Reaktors besteht aus 12 Stück Cadmium-Platten gleicher Größe, die gleichmäßig am Umfang des thermischen Cores angebracht sind. Drei dieser Platten mit der Bezeichnung R_1 , R_2 und R_3 dienen normalerweise als Feinregelplatten, während die übrigen als Sicherheitsplatten fungieren. Da der Einfluß der Plattenstellung auf die Flußverteilung sehr stark ist, wurden bei den Untersuchungen Plattenstellungskonfigurationen verwendet, die einerseits möglichst kleine asymmetrische Flußverzerrungen bewirkten, andererseits aber auch erlaubten, Vergleichsmessungen mit anderen Methoden (z.B. Rod-drop) durchzuführen. Die Plattenstellungen der untersuchten Reaktivitätszustände sind aus diesem Grunde in Tab.1 verzeichnet.

4.1 Versuchsprogramm

Bei der Aufstellung des Versuchsprogramms wurden zwei Hauptziele verfolgt. Das eine bestand darin, die vorteilhaften Eigenschaften der entwickelten Methode anhand experimenteller Daten zu prüfen und nachzuweisen, um nicht zuletzt genaue Aussagen über ihre Anwendungsmöglichkeit zur Neutronenlebensdauerbestimmung in schnellen Reaktorsystemen zu gewinnen. Das andere Ziel lag in der Untersuchung von Effekten, die bei der Behandlung der Kinetik des gekoppelten Reaktorsystems von Wichtigkeit sind. Die prinzipielle Möglichkeit, statistische Verfahren für diesen Zweck heranzuziehen, wurde schon früher [28,20] diskutiert. Dazu ist jedoch die Kenntnis von Effekten, die in die Analyse des Kopplungsmechanismus stark eingehen können, eine notwendige Voraussetzung. Da bei der Ladung 2 die schnelle Zone, einschließlich Natururanmantel, nur ca. 20% zur Gesamtleistung des Systems beiträgt, ist auch ihr Reaktivitätsanteil relativ schwach. Aus diesem Grunde wurde das Hauptaugenmerk auf die Frage gerichtet, welchen Einfluß die Detektorpositionierung im thermischen Core auf die Meßgrößen besitzt. Trotz des relativ kleinen Reaktivitätsanteils der schnellen Zone wurden jedoch auch in ihr mit den ^3He -Zählrohren Messungen durchgeführt und darüber hinaus kombinierte Messungen im schnellen und thermischen Core, um Erfahrungen für die später folgenden Ladungen mit höherer Anreicherung in der schnellen Zone zu gewinnen.

Das Versuchsprogramm für die Messungen im thermischen Core ist in der Tabelle 1 schematisch dargestellt. Der erste Spaltenblock gibt an, welche von den in Abb.8 verzeichneten Detektorpositionen bei den Messungen angeschlossen waren. Während des gesamten Programms verblieben die Detektoren fest an ihren Orten, um gleichen Beladungszustand für alle Meßpunkte zu gewährleisten. Im zweiten Spaltenblock sind die Regelplattenstellungen verzeichnet, mit denen der jeweilige Reaktivitätszustand des Reaktors eingestellt wurde. In der letzten Spalte sind die aus den Messungen gewonnenen Werte für die Größe α_{MESS} angegeben, auf die bei der Interpretation der Ergebnisse zurückgekommen wird.

Vor dem eigentlichen in Tab.1 angegebenen Hauptprogramm wurden in Vorversuchen Fragen geklärt, die mit der Optimierung des Meßverfahrens zusammenhängen. Ausgegangen wurde dabei von den Gleichungen (3.44), (3.45) und (3.46). Die Größe \hat{z} , die, wie erörtert, für $\alpha T \rightarrow \infty$ die Maximalabweichung von der reduzierten Varianz der POISSON-Verteilung angibt, ist eine Funktion der Detektorempfindlichkeit W und des Reaktivitätszustandes, gekennzeichnet durch k , da für einen vorgegebenen Reaktor λ_2 und β konstante Werte sind.

Die Größe \hat{Z} muß für jeden zu bestimmenden Reaktivitätszustand einen genügend großen Wert ($> 0,2$) besitzen, um die Messung mit ausreichender Genauigkeit durchführen zu können. Infolgedessen ist der noch bestimmbare, weitest unterkritische Zustand nur durch die Detektorempfindlichkeit W bedingt. Grundsätzlich stehen zur Messung zwei Möglichkeiten zur Auswahl:

(a) Wahl einer konstanten Detektorempfindlichkeit W . Daraus folgt ein starker Anstieg von \hat{Z} bei zunehmender Kritikalität des Systems und ein entsprechender Anstieg der Zählrate ξ , die gegeben ist durch

$$\xi = W \cdot F, \quad (3.50)$$

weil sowohl W als auch die Spaltrate F steigt. Weiterhin erhöht sich entsprechend die mittlere Anzahl von Registrierungen pro Zeitintervall, \bar{n} , da

$$\bar{n} = \xi \cdot T. \quad (3.51)$$

Die Intervalldauer T ist auf Grund der Beziehung (3.45) nicht frei wählbar, sondern muß im Bereich $T \approx \alpha^{-1}$ liegen. Aus diesen Gründen kann es vorkommen, daß bei großer und fest gewählter Detektorempfindlichkeit der Wert für \bar{n} sehr groß wird und das Maximum der Wahrscheinlichkeitsverteilung sich in Richtung großer n -Werte verschiebt. Hieraus folgt, daß die Anzahl der zur Verfügung stehenden Zählerkanäle groß sein muß. Dieser Anzahl ist aber aus ökonomischen Erwägungen eine obere Grenze gesetzt. Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, wurde die Möglichkeit (a) nicht gewählt.

(b) Wahl eines über den interessierenden Reaktivitätsbereiches ungefähr konstanten Wertes für \hat{Z} durch Veränderung der Detektorempfindlichkeit W . Diese Möglichkeit bietet den Vorteil, mit den gegebenen Experimentiereinrichtungen den gesamten Untersuchungsbereich überstreichen zu können. Die Änderung der Detektorempfindlichkeit erfolgte dabei durch Verschiebung der Schwelle im Integralkriminator. Diese Verschiebung dürfte bei den verwendeten $B^{10}F_3$ -Proportionalzählrohren keinen Einfluß auf die statistisch richtige Auswahl der Ereignisse besitzen, da das Impulshöhenspektrum selbst durch statistische Gesamtheiten gebildet wird. Zur Prüfung dieser Annahme wurde in Vorversuchen bei zwei Reaktivitätszuständen die Empfindlichkeit in drei Schritten verändert und jedesmal die Größe α bestimmt. Es zeigte sich gute Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen. In diesen und weiteren Vorversuchen wurde gefunden, daß unter Berücksichtigung der gegebenen Anordnungen das Optimum für die Größe von \hat{Z} im Bereich von 0,35 bis 0,40 liegt.

Nach diesen Vorarbeiten wurde das in Tab.1 dargestellte Versuchsprogramm am STARK abgewickelt. Vor jedem Versuchsbeginn wurde der Reaktor zunächst kritisch gefahren, wozu in den meisten Fällen die Platte S_3^3 verwendet wurde. Da das Moderatorwasser im thermischen Core aus Sicherheitsgründen auf 80°C geheizt wird, wurde der stationäre Zustand bei thermischem Gleichgewicht abgewartet. Danach wurden die Platten in die gewünschte Stellung gebracht. Nach Abfall der verzögerten Neutronen und Erreichen einer durch die unterkritische Quellverstärkung gegebenen stationären Reaktorleistung konnte mit den Versuchen begonnen werden.

Jeder durch eine Konfiguration in Tab.1 dargestellte Versuchspunkt wurde durch eine Meßreihe gewonnen, die sich aus Meßpunkten mit verschiedenen Intervalldauern T zusammensetzte. Die Anzahl der gewählten Intervalldauern T pro Versuchspunkt lag zwischen 12 und 15. Jede Intervalldauer T wurde dreimal hintereinander wiederholt, so daß sich jeder der 12 - 15 Meßpunkte aus drei wiederholten Einzelmessungen zusammensetzte. Jede Einzelmessung bestand aus der Aufnahme der gesamten Wahrscheinlichkeitsverteilung, wozu mindestens 25.000 Ereignisse analysiert wurden. Im Durchschnitt lag die Anzahl der pro Meßpunkt analysierten Ereigniszahl über 100.000. Da auf Grund der Wahl (b) mit ungefähr konstantem \hat{Z} auch die Zählraten bei allen Versuchspunkten in der gleichen Größenordnung lagen, ergaben sich Meßzeiten für jede Einzelmessung zwischen 200 und 400 sec. Die Gesamtzeit zur Aufnahme einer Meßreihe für einen Versuchspunkt betrug einschließlich Datenausgabe ca. 3 bis 4 Stunden.

Zu jedem Versuchspunkt wurde außerdem die Zählrate einer getrennt laufenden Monitorspaltkammer (vgl. Abb.8), ZR_{MON} , bestimmt. Die Einstellungen dieses Monitorkanals blieben während des gesamten Versuchsprogramms unverändert, um eine genau leistungsproportionale Anzeige zu erhalten.

Zusätzlich zu den in Tab.1 aufgeführten Versuchspunkten wurden ebenfalls Meßreihen mit He^3 -Zählrohren im schnellen Core durchgeführt, um, wie oben ausgeführt, Erfahrungen mit diesen für schnelle Neutronen sehr empfindlichen Zählrohren zu gewinnen. Verwendet wurde eine Spezialentwicklung der Fa.Texas Nuclear, USA, die Impulse mit besonders steilen Anstiegsflanken liefern und schnelle Zählgeschwindigkeiten erlauben. Bei den Messungen mit diesen Zählrohren traten Störeffekte auf, deren Ursachen bisher nicht geklärt werden konnten, die jedoch die Meßreihen zum Teil unbrauchbar machten. Aus den als ungestört angenommenen Meßreihen läßt sich kein wesentlicher Unterschied

zwischen den in der schnellen und thermischen Zone ermittelten Werten für α entnehmen. Diese Aussage ist jedoch auf Grund der großen Fehlermöglichkeiten mit einiger Unsicherheit behaftet. Schwierigkeiten dieser Art mit den BF_3^- -Zählrohren in der thermischen Zone traten nicht auf, so daß sich das Programm störungsfrei abwickeln ließ.

4.2 Ergebnisse und ihre Interpretation

Die während jeder Meßreihe gewonnenen Zwischenergebnisse sind anhand typischer Beispiele in den Abbildungen 9, 10 und 11 dargestellt. Als erstes Beispiel wurde der in Tab.1, Konfiguration 2, dargestellte Versuchspunkt herausgegriffen. Insgesamt wurden bei dieser Meßreihe 12 verschiedene Intervalldauern T zwischen 1,0 ms und 51,2 ms ausgemessen. Die Größe \hat{z} wurde zu 0,34 bestimmt. Für 5 der 12 Intervalldauern sind die gemessenen Verteilungen in Abb.9 dargestellt. Die für gleiches \bar{n} nach Gleichung (3.1) berechnete POISSON-Verteilung ist zum Vergleich ebenfalls mit eingetragen (gestrichelte Kurve). Eine stärkere Abflachung und Verbreiterung der gemessenen Verteilung gegenüber der entsprechenden POISSON-Verteilung mit länger werdender Intervalldauer ist gut erkennbar. Diese Tatsache läßt sich anhand der physikalischen Effekte verdeutlichen. Bei vorgegebenem Wert der Abklingkonstanten α des prompten Neutronenflusses, die mit der mittleren Länge der Reaktionsketten verkoppelt ist, ist bei kurzen Intervalldauern T ($T \ll \alpha^{-1}$) der Beitrag korrelierter Ereignisse sehr klein, da sie in den Reaktionsketten nur teilweise erfaßt werden konnten. Dies dokumentiert sich in der Theorie dadurch, daß für $\alpha T \rightarrow 0$ das Geschehen durch die POISSON-Verteilung und ihre charakteristischen Größen beschrieben wird. Mit ansteigendem T wird der erfaßte Beitrag der Korrelationen größer und die Abweichung von der POISSON-Verteilung stärker bis schließlich bei großen T -Werten ($T \gg \alpha^{-1}$) fast alle korrelierten Ereignisse einer mittleren Reaktionskette erfaßt sind und die Abweichung nicht mehr wesentlich ansteigt. Die maximale Abweichung von der POISSON-Verteilung wird im Falle der Varianz durch die Größe \hat{z} angegeben. Um den Einfluß von \hat{z} auf die Form der Verteilung noch deutlicher zu machen, wurden im zweiten Beispiel Verteilungen mit einem erhöhten Wert von $\hat{z} = 1,64$ in Abb.10 aufgetragen. Die dadurch bedingte stärkere Abweichung von der POISSON-Verteilung ist deutlich sichtbar.

Die Abweichungen von der reduzierten Varianz der POISSON-Verteilung selbst, berechnet nach der Momentenmethode (3.37) und (3.38), sind für die beiden Beispiele in Abb.11 dargestellt. Bei dieser Art der Auswertung und Darstellung tritt die Abweichung und ihre Abhängigkeit von T deutlicher und übersichtlicher in Erscheinung als bei den in Histogrammform dargestellten Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Abbildungen 9 und 10. In Abb.11 ist außer den Meßpunkten ebenfalls die nach (3.47) gewonnenen Ausgleichskurve gelegt, mit der die Größe α_{MESS} und \hat{z} gewonnen wurde.

Die Ergebnisse der Auswertung nach der Methode von ZOLOTUKHIN und MOGILNER sind für das Beispiel der Konfiguration Nr. 2 (vgl. Tab.1) in den Abbildungen 12 und 13 dargestellt. Für die Auswertung nach der Beziehung (3.21) interessiert speziell $p_0(T)$, die Wahrscheinlichkeit, daß im beobachteten Intervall der Länge T keine Registrierung erfolgt. Die Größe p_0 ist als Funktion von T für alle untersuchten Intervalldauern in Abb.12 dargestellt. Die Anpassung der Beziehung (3.21) an die Meßpunkte erfolgte durch die ausgezogene Kurve und liefert die Werte $\hat{z} = 0,34$ und $\alpha = 113 \text{ sec}^{-1}$ in Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Varianzmethode. An dem Kurvenverlauf wird der Nachteil der alleinigen Bestimmung von p_0 deutlich, da die Meßgröße mit steigenden T-Werten stark abnimmt und dadurch, wie in Abschnitt 3.2 ausgeführt, die Fehlergrenzen stark ansteigen.

Weiterhin wurde für die Konfiguration Nr. 2 der Grenzfall $\alpha T \rightarrow \infty$ untersucht. Unter Verwendung der Gleichung (3.26) wurden die asymptotischen Wahrscheinlichkeiten p_{∞} mit den Werten $\bar{n} = 7,13$ und $\hat{z} = 0,34$ berechnet und in Abb.13 aufgezeichnet. Diese Werte entsprechen dem größten untersuchten Wert $T = 51,2 \text{ ms}$, für den sich mit $\alpha = 112,6 \text{ sec}^{-1}$ ein Wert $\alpha T = 5,75$ ergibt, bei dem ca. 90% des Maximalwertes von z erreicht sind (vgl. Abb.9 und 11). Zum Vergleich ist die für diesen Punkt gemessene Verteilung in Abb.13 eingetragen. Die auftretenden Abweichungen zwischen der gerechneten und gemessenen Verteilung sind systematischer Art, da $\alpha T \rightarrow \infty$ nicht erfüllt ist, und deswegen die gemessene Verteilung etwas weniger flach verlaufen muß.

Zur Auswertung des Versuchsprogramms wurde generell die Varianzmethode herangezogen, da sie einfacher ist und genauere Resultate liefert. Für jeden Versuchspunkt wurde so vorgegangen, wie es durch Abb.11 dargestellt ist. Die aus den Kurven durch Anpassung ermittelten Werte für α_{MESS} bzw. α_{MESS}^* sind in der letzten Spalte der Tabelle 1 für jede der untersuchten Konfigurationen angegeben.

Um α_{MESS} als Funktion einer Größe darstellen zu können, die dem Reaktivitätszustand des Reaktors proportional ist, wurde die oben erwähnte, getrennt aufgenommene Zählrate des Spaltkammermonitors ZR_{MON} herangezogen. Die Proportionalität zwischen der reziproken Monitorzählrate $\frac{1}{ZR_{\text{MON}}}$ und der Reaktivität, ausgedrückt durch Δk , ergibt sich aus folgenden Überlegungen: Die Spaltrate F ist im unterkritischen System gegeben durch die Beziehung

$$F = \frac{s_0}{(1 - k_p - \beta) \nu}, \quad (3.52)$$

wobei

$$s_0 = \text{Neutronenquellstärke [Neutronen pro sec]},$$

$$k_p = k(1-\beta) = \text{Prompte Multiplikationskonstante,}$$

und k , β und ν in (2.22) definiert sind. Der im Nenner stehende Klammerausdruck ist verantwortlich für die unterkritische Quellmultiplikation. Wird k_p in (3.52) eingesetzt, so gilt unter der Voraussetzung, daß das System nicht zu stark unterkritisch ist

$$F = \frac{1}{\Delta k} \cdot \frac{s_0}{\nu}. \quad (3.53)$$

Die Monitorzählrate ist aber proportional zur Spaltrate F und berechnet sich aus

$$ZR_{\text{MON}} = W_{\text{MON}} \cdot F, \quad (3.54)$$

wobei die Proportionalitätskonstante definiert ist als

$$W_{\text{MON}} = \text{Empfindlichkeit der Monitorspaltkammer (Registrierungen pro Spaltung im System).}$$

Da s_0 und ν konstante Größen sind, folgt aus (3.53) und (3.54):

$$\frac{1}{ZR_{\text{MON}}} \simeq \Delta k. \quad (3.55)$$

Von der hierdurch geschaffenen Möglichkeit, α_{MESS} als Funktion einer reaktivitätsproportionalen Größe aufzutragen, ist in Abb.14 Gebrauch gemacht. Aufgetragen sind in Abb.14 nur diejenigen Versuchspunkte, bei denen 4 bzw. in einem Punkt 8 Zählrohre parallel geschaltet waren (vgl. auch Tab.1), so wie es auf der Abbildung angegeben ist. Durch die Meßpunkte läßt sich eine Gerade legen,

die die Ordinate im Punkte α_c schneidet. Dieser Punkt entspricht dem verzögert kritischen Zustand, und die dazugehörige Größe der Abklingkonstanten des prompten Neutronenflusses ergibt sich für die Ladung 2 des STARK zu:

$$\alpha_c = \frac{\beta}{1} = 67 \pm 2 \left[\text{sec}^{-1} \right]. \quad (3.56)$$

Auf Grund dieses Ergebnisses lassen sich die Reaktivitätswerte (in β) der in Tab.1 verzeichneten Plattenstellungen mit Hilfe der bekannten Beziehung

$$-\rho \left[\beta \right] = \frac{\alpha}{\alpha_c} - 1 \quad (3.57)$$

berechnen. Verwendet wurden dazu die durch die Gerade ermittelten Werte für α_{MESS} an den durch ZR_{MON} bestimmten Punkten. Die aus (3.57) resultierenden Reaktivitätswerte bilden die untere Abszissenskala der Abb.14.

Aus den ausgewerteten Kurven lassen sich noch weitere Reaktorparameter bestimmen. Durch Anpassung an die Meßkurven ergaben sich direkt die Größen α_{MESS} und \hat{z}_{MESS} . Nach (3.46) gilt:

$$\hat{z}(W, k) = \lambda_2 \cdot W \cdot \frac{k^2}{[1 - k(1 - \beta)]^2}. \quad (3.46)$$

Unter Verwendung der Definitionsgleichung (2.60) für α und der Beziehung (2.61) folgt aus (3.46) für ein nicht zu stark unterkritisches Reaktorsystem ($k > 0,96$)

$$\hat{z}(W, \alpha) = W \cdot \frac{\lambda_2}{\beta^2} \cdot \left[\frac{\alpha_c}{\alpha} \right]^2 \quad (3.58)$$

und damit für W :

$$W = \frac{\beta^2}{\lambda_2} \cdot \hat{z} \cdot \left[\frac{\alpha}{\alpha_c} \right]^2. \quad (3.59)$$

Zur Berechnung der Detektorempfindlichkeit W wurde für den Parameter λ_2 der in der Literatur [29] angegebene U^{235} -Wert von 0,8 verwendet. Für β wurde der aus STARK-Berechnungen gefundene Wert von $7,5 \cdot 10^{-3}$ zugrunde gelegt.

Mit bekanntem W und der bei dem untersuchten Reaktivitätszustand gemessenen Zählrate ξ folgt nach (3.50) für die Gesamtpaltrate im System die Beziehung

$$F = \frac{\xi}{W}, \quad (3.60)$$

aus der sich mit Hilfe der Umrechnung

$$1 \text{ Watt} \hat{=} 3,2 \cdot 10^{10} \text{ Spaltungen pro sec} \quad (3.61)$$

die Reaktorleistung L in Watt gewinnen läßt. Weiterhin kann aus (3.52) die Neutronenquellstärke s_0 berechnet werden, die eine Aussage über die Stärke der verwendeten Neutronenquelle und zusätzlich im System auftretender Quellen, wie Spontanschaltungen und (α, n) -Reaktionen, erlaubt.

Alle gemessenen und aus den Beziehungen (3.59), (3.60) und (3.52) berechneten Größen sind für die in Abb.14 dargestellten Versuchspunkte (Konfiguration 1 bis 7) in der Tab.2 zusammengefaßt. Dabei sind in der Spalte 5 zum Vergleich zusätzlich Reaktivitätswerte eingetragen, die aus ROD-DROP-Messungen [30] bei den gleichen Konfigurationen und der gleichen Ladung gewonnen wurden. Die angegebenen Fehlergrenzen beziehen sich bei der Verteilungsanalyse auf die mittlere Abweichung vom Mittelwert der Wiederholungsmessungen, während bei der ROD-DROP-Methode die maximalen Abweichungen vom Mittelwert bei der Auswertung angegeben sind.

Die gefundene Neutronenquellstärke s_0 in der letzten Spalte der Tab.2 ist erwartungsgemäß konstant, und die Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen von $\pm 10\%$ gut überein. Obwohl die eigentliche Antimon-Beryllium-Neutronenquelle bei den Messungen aus dem Reaktor herausgefahren worden war, ist trotzdem eine Quellstärke von ca. $2 \cdot 10^4$ Neutronen pro sec zu verzeichnen. Eine Abschätzung zeigte, daß diese Quelle durch Spontanspaltungen in dem massiven Natururanmetallmantel zwischen thermischem und schnellem Core herrührt.

Die in der vorletzten Spalte von Tab.2 verzeichnete Reaktorleistung stimmt innerhalb 10 - 15% mit der Anzeige der Reaktorinstrumentierung überein, die nach dem üblichen Verfahren der Flußtraversenmessung mit Spaltkammern und Folien geeicht war.

Gute Übereinstimmung zeigen ebenfalls die in den Spalten 4 und 5 aufgeführten Reaktivitätswerte der beiden unabhängigen Methoden. Diese Übereinstimmung, zusammen mit der Tatsache, daß die in Abb.14 eingetragene Gerade die Abszisse bei $\alpha_{\text{MESS}} = 0$ (prompt kritischer Zustand) im Punkte $-1, 0 \text{ \S}$ schneidet, stellt sicher, daß durch die gewählte Detektorkonfiguration bei der Messung die Grundwelle erfaßt wird. Genau für diesen Fall besitzen aber die verwendeten Bestimmungsgleichungen nur ihre strenge Gültigkeit. Die Tatsache, daß die Grundwelle

in einem relativ komplizierten Reaktorsystem - wie es der STARK darstellt - nicht durch jede beliebige Detektorpositionierung erfaßt wird, zeigen die in Abb.15 dargestellten Ergebnisse, für die die ermittelten Werte α_{MESS}^* in der letzten Spalte der Tab.1 verzeichnet sind. Die Auftragung ist identisch mit Abb.14. Die aus den Werten der Abb.14 ermittelte Gerade ist in Abb.15 als Bezugsgerade miteingezeichnet. Dargestellt sind untersuchte Detektorkonfigurationen mit Einzel- und Doppelkombinationen ($90^\circ \nabla$ und $180^\circ \nabla$ gegeneinander versetzt). Alle Positionen sind auf der Abbildung mitangegeben. Während die bei Position 21 ermittelten α_{MESS}^* -Werte auf der Bezugsgeraden liegen, weichen die der Position 23 am stärksten von ihr ab. Die Werte der Einzelpositionen 25 und 27 liegen dazwischen. Die um $90^\circ \nabla$ gegeneinander versetzten Positionen 21 und 23 bzw. 25 und 27 liefern bei Parallelschaltung Werte unterhalb der Bezugsgeraden. Die einander gegenüberliegenden Positionen liefern Werte, die sich sowohl ober- als auch unterhalb der Bezugsgeraden befinden. Anzumerken ist, daß bei einem vorgegebenen Reaktivitätszustand alle Einzelpositionen und Mehrfachkombinationen der Detektoren über die Diskriminator-schwelle auf möglichst gleiche Zählrate eingestellt wurden, um eine einheitliche Vergleichsbasis zu erzielen.

Die Ursache für die Abweichungen von der Bezugsgeraden sind in dem Vorhandensein von Oberwellen zu suchen, die sich überlagern und deren Anteile an den einzelnen Positionen verschieden stark erfaßt werden. Aus diesem Grunde wurde für die Meßgröße die Bezeichnung α_{MESS}^* gewählt, um zu verdeutlichen, daß diese Größe nicht direkt mit der durch (2.60) definierten in Beziehung gesetzt werden darf.

Die Lage der Ergebnisse der Einzelpositionen zur Bezugsgeraden läßt weiterhin auf eine Unsymmetrie bei der Oberwellenausbildung schließen, die außer durch die Regelplattenstellungen durch die asymmetrische Ausbildung des Reflektors an der thermischen Säule und am Wasserwagen bedingt sein kann. Zur Abschwächung des Oberwelleneinflusses wurde eine Erhöhung der Detektorpositionszahl vorgenommen. Eine Zweierkombination mit um $90^\circ \nabla$ versetzten Detektoren bringt in dieser Hinsicht keinen Gewinn. Die Abschwächung des Einflusses ist dagegen bei gegenüberliegenden Detektoren stärker.

Eine quantitative Erfassung der Oberwellenbeiträge bei den Detektorkonfigurationen ist nur durch eine genaue theoretische Analyse möglich. Diese harmonische Analyse würde besonders dadurch kompliziert, daß ein Gemisch von azimutalen und radialen Oberwellen auftritt, die im einzelnen kaum zu trennen und quantitativ zu erfassen sein dürften. Eine gewisse Separierbarkeit von azimutalen und radialen Anteilen wäre durch gezielte Reaktorexperimente möglich,

indem der gleiche Zustand z.B. einmal durch drei halb eingefahrene Regelplatten und einmal durch eine ganz eingefahrene Platte hergestellt würde.

Am Anfang dieses Abschnitts waren die beiden Hauptziele des Versuchsprogramms erläutert worden, für die sich nun aus den Ergebnissen Schlußfolgerungen ziehen lassen. Die Versuche haben gezeigt, daß diese Methode erfolgreich zur Bestimmung von Reaktorparametern, wie der Abklingkonstanten des prompten Neutronenflusses, der Reaktivität, der absoluten Leistung und der Neutronenquellstärke anwendbar ist und Ergebnisse liefert, die mit anderen unabhängigen Methoden übereinstimmen. Diese Ergebnisse erhärten Resultate, die bei einem Vergleich verschiedener Verfahren in der Ladung 1 des STARK gewonnen wurden und in [31] beschrieben sind.

Die gewonnenen Meßgrößen erlauben eine quantitative Vorausberechnung des möglichen Anwendungsbereiches in schnellen Reaktorsystemen. Hinsichtlich der zweiten Fragestellung läßt sich folgern, daß der Einfluß von Effekten auf Grund der Anwesenheit von Oberwellen durch geeignete Positionierung der Detektoren weitgehend ausgeschaltet wird und damit die Voraussetzungen zur Untersuchung des Kopplungsmechanismus im Reaktorsystem einfacher werden.

5. Anwendbarkeit der Verteilungsanalyse zur Untersuchung schneller Reaktorsysteme

In schnellen Reaktorsystemen ist die Abklingkonstante des prompten Neutronenflusses im verzögert kritischen Zustand, α_c , eine der wichtigsten integralen Kenngrößen des Systems. Sie ist vor allem ein empfindlicher Indikator für Veränderungen im niederenergetischen Teil des schnellen Neutronenspektrums, einschließlich darin auftretender Heterogenitätseffekte, einem Gebiet, dessen Erforschung nach wie vor mit großen experimentellen Schwierigkeiten verbunden ist. Weiterhin ist ihre Kenntnis für kinetische Betrachtungen wertvoll. Aus diesen Gründen wird einer genauen experimentellen Bestimmung der Abklingkonstanten große Bedeutung beigemessen, zumal die Diskrepanz zwischen gerechneten und gemessenen Werten in schnellen Systemen bisher recht beträchtlich ist. Diese systematische Abweichung liegt einerseits in den Ungenauigkeiten der Wirkungsquerschnitte für die Berechnungen im niederenergetischen Teil und der Problematik passende numerische Methoden zur Überstreichung eines derart grossen Energiebereichs von 6 bis 7 Zehnerpotenzen zu entwickeln, andererseits aber auch an dem Mangel wirklich einwandfrei arbeitender Meßmethoden. Ein wesentlicher Grund für die Entwicklung dieser Methode war das Ziel, hiermit einen Beitrag zur Behebung der vorhandenen Schwierigkeiten zu liefern.

Die Hauptschlußfolgerung, die aus den am STARK durchgeführten Experimenten für die Anwendbarkeit der Verteilungsanalyse in schnellen Systemen gezogen werden kann, ist diejenige, daß mit einer Maximalabweichung $\hat{z} = 0,35$ von der reduzierten Varianz der POISSON-Verteilung eine ausreichend genaue Bestimmung von α gewährleistet ist. Die Festlegung auf diesen Wert bildet die Ausgangsbasis für die folgenden Berechnungen. Betrachtet wird als Beispiel eine schnelle Reaktorordnung mit PuO_2 als Brennstoff, einer Zusammensetzung, wie sie der heutigen Entwicklungsrichtung von Brutreaktoren mit oxydischem Brennstoff entspricht, und einer Größe, wie sie in jetzt vorhandenen oder geplanten schnellen Nullenergieanordnungen aufgebaut werden kann. Die charakteristische Spaltstoffmenge liegt bei 200 bis 300 kg Plutonium mit einer Isotopenzusammensetzung von ca. 92% Pu^{239} und 8% Pu^{240} . Der Anteil von Pu^{240} bewirkt, daß in der Anordnung permanent Neutronen aus Spontanspaltungen und (α, n) -Reaktionen entstehen, deren Quellstärke sich bei 300 kg Pu auf $s_0 \approx 3 \cdot 10^7$ Neutronen pro sec abschätzen läßt. Ein typisches Beispiel einer Reaktorordnung dieser Art ist der schnelle Reaktor SEFOR (Southwest Experimental Fast Oxide Reactor) [32]. Für diesen Reaktor, der ein relativ weiches Neutronenspektrum besitzt, wurde die Abklingkonstante des prompten Neutronenflusses im verzögert kritischen Zustand zu $\alpha_c = 6,7 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}$ berechnet. Für ein derartiges System wurden die Verhältnisse bei der Anwendung der Verteilungsanalyse untersucht und in Tab.3 zusammengestellt. Vorausgesetzt wurde dabei die experimentell erhärtete Tatsache, daß ein Wert für die Maximalabweichung von $\hat{z} = 0,35$ ausreicht und bei allen Reaktivitätszuständen vorhanden ist. Die weiterhin verwendeten Werte für β und λ_2 sind in der Tabelle angegeben. Als Funktion der Reaktivität ρ wurden folgende Größen berechnet: Die Gesamtpaltrate bzw. Leistung mit Hilfe der Beziehung (3.52) und (3.61), die erforderliche Detektorempfindlichkeit W nach (3.59), die Zählrate ξ nach (3.50), den ungefähren Mittelpunkt des Intervalldauerbereiches T , wie angegeben, und in der letzten Spalte die mittlere Anzahl von Registrierungen pro Zeitintervall \bar{n} nach der Gleichung (3.51).

Bei plutoniumbeladenen Reaktorordnungen dieser Art ergeben sich bei Annäherung an den kritischen Zustand schon einige Watt Reaktorleistung, bedingt durch die hohe interne Quellstärke. Dies im Vergleich zu uranbeladenen Anordnungen abweichende Verhalten bedingt die Verarbeitung höherer Zählraten und legt damit den Punkt fest, bis zu dem sich dem kritischen Zustand genähert werden kann. Anhand der Ergebnisse der Tab.3 liegt die obere Grenze bei etwa 0,1 bis 0,2 β , während die untere Grenze des mit dieser Methode überstreichbaren Reaktivitätsbereichs auf Grund der erreichbaren Detektorempfindlichkeiten bei 4 β liegen dürfte. Durch Bestimmung der Werte für α in diesem

Bereich und Extrapolation auf den kritischen Punkt (vgl. Abb.14) läßt sich die Größe α_c einfach bestimmen. Ein wesentlicher Vorteil der höheren Zählraten ist die damit verbundene Reduzierung der Meßzeit, da - wie aus Tab.3, Spalte 5 ersichtlich - je Minute einige Millionen Ereignisse analysiert werden können.

Die aus den Ergebnissen der Experimente und der Theorie gewonnenen Schlußfolgerungen zeigen deutlich die Anwendbarkeit der Methode in plutoniumbeladenen schnellen Reaktorordnungen.

6. Zusammenfassung

Die Bestimmung charakteristischer Reaktorparameter, wie die Abklingkonstante des prompten Neutronenflusses, die Neutronenlebensdauer, die Reaktivität und die absolute Reaktorleistung aus der Analyse des Reaktorrauschens wurde untersucht. Das Schwergewicht lag dabei auf der Entwicklung einer neuen Methode zur Bestimmung von Wahrscheinlichkeitsverteilungen und ihre Erprobung im Schnell-Thermischen Argonaut-Reaktor STARK. Die theoretischen Grundlagen der Methode wurden, ausgehend von allgemeingültigen Gleichungen, in der Näherung des Punktreaktormodells behandelt. Dabei wurden zwei verschiedene Wege aufgezeigt, um aus gemessenen Wahrscheinlichkeitsverteilungen die gesuchten Reaktorparameter zu gewinnen; erstens die Verwendung von Momenten der Verteilung und zweitens die direkte Berechnung der die Verteilung bildenden Einzelwahrscheinlichkeiten. Zur Durchführung von Experimenten wurde ein neuartiger Wahrscheinlichkeitsverteilungsanalysator entwickelt, dessen Aufbau und Wirkungsweise im einzelnen beschrieben wurde. Das durchgeführte Versuchsprogramm hatte zwei Zielsetzungen. Die eine bestand in der Erprobung der Methode, die sich zufriedenstellend bewährte, wobei zusätzlich Ergebnisse gewonnen wurden, die die Anwendbarkeit der Verteilungsanalyse auch in plutoniumbeladenen schnellen Nullenergieanordnungen sicherstellen. Die andere betraf die Feststellung günstiger Voraussetzungen zur Untersuchung gekoppelter Reaktorsysteme. Untersucht wurden dabei Effekte, die sich durch verschiedenartige Detektorpositionierungen ergeben. Daraus resultierte eine günstigste Anordnung zur Ausschaltung störender azimuthaler und radialer Oberwellenanteile. Die sich aus der Analyse der Wahrscheinlichkeitsverteilungen ergebenden Reaktorparameter wurden mit den Ergebnissen anderer unabhängiger Methoden verglichen und zeigten gute Übereinstimmung.

Diese Arbeit ist Teil eines umfangreicheren Untersuchungsprogramms, das die Analyse des Reaktorrauschens zur Bestimmung reaktorphysikalischer Größen und Stabilitätsdaten in Reaktoren zum Ziel hat und im Rahmen des Assoziationsvertrages Gesellschaft für Kernforschung - Euratom zur Entwicklung schneller Brutreaktoren durchgeführt wird. Für sein stets förderndes Interesse an diesem Programm und an der Zielsetzung dieser Arbeit gilt mein besonderer Dank Herrn Prof.Dr. K.WIRTZ. Für anregende Diskussionen, besonders bei der Behandlung theoretischer Fragen, danke ich Herrn Dipl.Phys. H.BORGWALDT. Die Unterstützung bei dem Experimentierprogramm durch Herrn Dipl.Phys. M.EDELMANN und durch die Betriebsgruppe STARK unter Herrn Dipl.Phys. Chr.BRÜCKNER war dankenswert. Dankend hervorgehoben sei weiterhin die Hilfe bei der Entwicklung und dem Aufbau der elektronischen Meßanordnung durch die elektronische Werkstatt des INR, besonders durch die Herren H.BAUR und W.CREDE und durch Herrn P.GRUBER vom Labor für Elektronik.

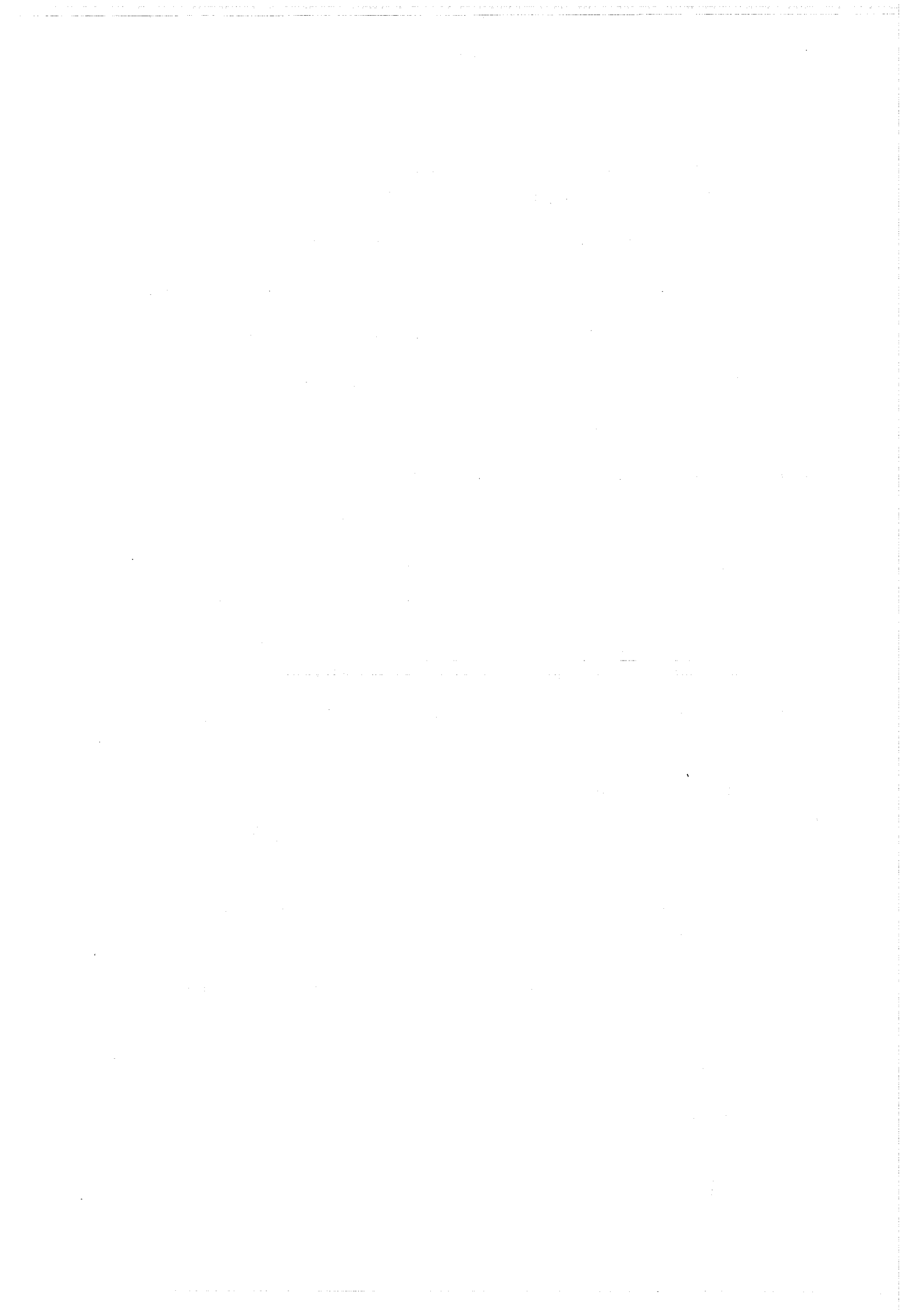
7. Literaturverzeichnis

- [1] COHN, C.E.; Nucl. Sci. and Eng. 7, 472-475 (1960)
- [2] MOORE, M.N.; Nucl. Sci. and Eng. 6, 448-452 (1959)
- [3] SHEFF, J.R.; The Crosscorrelation of the Neutron Density of Two Points in a Nuclear Reactor, Ph. D. Thesis, University of Washington (1965)
- [4] OTSUKA, M., SAITO, K.; J. of Nucl. Sci. and Techn. 2, 191-198 (1965)
- [5] COURANT, E.D., WALLACE, R.R.; Phys. Rev. 72, 1038-1048 (1947)
- [6] RAIEVSKI, V.; CEA-1973 (1960)
- [7] MATTHES, W.; Nukleonik 4, 213 (1962)
- [8] OSBORN, R.K., YIP, S.; Noise Analysis in Nuclear Systems, AEC-Symposium Series No 4, 1-9, TID-7679 (1964)
- [9] NATELSON, M.; An Analysis of Space and Energy Effects in Reactor Fluctuation Experiments, Ph. D. Thesis, University of Washington (1965)
- [10] DE HOFFMANN, F.; The Science and Eng. of Nucl. Power, Vol.II, 118 (1949)
- [11] FEYNMAN, R., DE HOFFMANN, F., SERBER, R.; J. of Nucl. Energy 3, 64 (1956)
- [12] PAL, L.; Acta Physica Acad. Sci. Hung. 14, Fasc. 4 (1962)
- [13] BELL, G.I.; Nucl. Sci. and Eng. 21, 390-401 (1965)
- [14] HARRIS, D.H.; Nucl. Sci. and Eng. 21, 369-381 (1965)
- [15] MOGILNER, A.I., ZOLOTUKHIN, V.G.; Atomnaya Energ. 10, 377 (1961)
- [16] ZOLOTUKHIN, V.G., MOGILNER, A.I.; Atomnaya Energ. 10, 973 (1961)

- [17] MOGILNER, A.; Physics of Fast and Intermediate Reactors, Proc of IAEA-Seminar, Vol.III, 33-40 (1961), übersetzt KFK-tr-126
- [18] ZOLOTUKHIN, V.G., MOGILNER, A.I.; Atomnaya Energ. 15, 11 (1963)
- [19] BORGWALDT, H., SANITZ, D.; Nukleonik 5, 239 (1963)
- [20] BORGWALDT, H., STEGEMANN, D.; Nukleonik 7, 313 (1965)
- [21] SANITZ, D.; CORK (Correlations-Code-Karlsruhe), unveröffentlicht
- [22] FELLER, W.; An Introduction to Probability Theory and its Applications, Vol.1, John Wiley, Inc. (1961)
- [23] ALBRECHT, R.W.; Nucl. Sci. and Eng. 14, 153 (1962)
- [24] GRUBER, P., HARTENSTEIN, R.; KFK-Bericht Nr. 316
- [25] GRUBER, P.; KFK-Bericht, in Vorbereitung
- [26] BORGWALDT, H.; FORTRAN-Rechenprogramm 01110-01112
- [27] MEISTER, H., BECKURTS, K.H., HÄFELE, W., KÖHLER, W.H., OTT, K.; KFK-Bericht Nr. 217 (1964)
- [28] STEGEMANN, D.; INR-Arbeitsbericht Nr. 83 (1964)
- [29] TERREL, J.; Phys. Rev. 108, No 3, 783 (1957)
- [30] KUSSMAUL, G.; Private Mitteilung
- [31] EDELMANN, M., KUSSMAUL, G., MEISTER, H., STEGEMANN, D., VÄTH, W.; IAEA-Symposium on Pulsed Neutron Research, SM-62/3, Mai 1965 und KFK-Bericht Nr. 303 (1965)
- [32] COHEN, K.; Proceedings VIII Nuclear Congress, Rom, Juni (1963).

8. Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

- Abb.1 Schematische Darstellung eines Korrelationsexperiments mit zwei getrennten Detektoren (Kreuzkorrelation)
- Abb.2 Schematische Darstellung des Wahrscheinlichkeitsverteilungsanalysators
- Abb.3 Gesamtschaltbild des Wahrscheinlichkeitsverteilungsanalysators
- Abb.4 Schnelles Mono-Flip-Flop (Ergänzung zum Gesamtschaltbild)
- Abb.5 Schnelles Flip-Flop (Ergänzung zum Gesamtschaltbild)
- Abb.6 Programmgesteuerter Zeitmarkengenerator
- Abb.7 Darstellung der Datensammlung und Datenverarbeitung
- Abb.8 Querschnitt durch STARK mit Angabe der Detektorpositionen
- Abb.9 Gemessene Wahrscheinlichkeitsverteilungen für den Fall $\hat{z} = 0,34$, $\alpha = 112,6 \text{ sec}^{-1}$ und berechnete POISSON-Verteilungen
- Abb.10 Gemessene Wahrscheinlichkeitsverteilungen für den Fall $\hat{z} = 1,64$, $\alpha = 139 \text{ sec}^{-1}$ und berechnete POISSON-Verteilungen
- Abb.11 Abweichung von der reduzierten Varianz der POISSON-Verteilung als Funktion der Intervalldauer T
- Abb.12 Wahrscheinlichkeit p_0 als Funktion der Intervalldauer T
- Abb.13 Asymptotische Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Fall $\hat{z} = 0,34$, $\bar{n} = 7,133$
- Abb.14 α_{MESS} als Funktion der Reaktivität für die angegebenen Detektorkonfigurationen
- Abb.15 α_{MESS}^* als Funktion der Reaktivität für die angegebenen Detektorkonfigurationen
- Tab.1 Versuchsprogramm
- Tab.2 Zusammenstellung von ermittelten Reaktorparametern
- Tab.3 Berechnungsdaten zur Anwendung der Verteilungsanalyse in schnellen plutoniumhaltigen Reaktorordnungen



Konfig. Nr.	Detektor Positionen (Therm. Core)								Plattenstellungen [cm]								$\alpha_{\text{MESS}}^{(*)} [\text{sec}^{-1}]$
	21	23	25	27	22	24	26	28	S_3^3	R_1	R_2	R_3	S_1^1	S_2^3	S_3^1	S_3^2	
1	X	X	X	X	-	-	-	-	14,5	23	47	47	47	47	47	47	$85,1 \pm 2,5$
2	X	X	X	X	-	-	-	-	14,7	0	47	47	47	47	47	47	$112,6 \pm 3,0$
2a	X	X	-	-	-	-	-	-	14,8	0	47	47	47	47	47	47	$75,7 \pm 2,5$
2b	-	-	X	X	-	-	-	-	14,8	0	47	47	47	47	47	47	$86,4 \pm 2,5$
2c	X	-	-	-	-	-	-	-	14,4	0	47	47	47	47	47	47	$110,3 \pm 3,1$
2d	-	X	-	-	-	-	-	-	14,3	0	47	47	47	47	47	47	$144,6 \pm 3,2$
2e	-	-	X	-	-	-	-	-	14,4	0	47	47	47	47	47	47	$129,2 \pm 3,1$
2f	-	-	-	X	-	-	-	-	14,3	0	47	47	47	47	47	47	$128,2 \pm 3,2$
3	X	X	X	X	-	-	-	-	0	0	35	35	47	47	47	47	$142,6 \pm 4,0$
4	X	X	X	X	-	-	-	-	47	16,9	0	0	47	47	47	47	$154,5 \pm 4,7$
4a	X	-	-	-	-	-	-	-	47	16,8	0	0	47	47	47	47	$163,5 \pm 4,2$
4b	-	X	-	-	-	-	-	-	47	16,8	0	0	47	47	47	47	$212,5 \pm 4,5$
4c	-	-	X	-	-	-	-	-	47	16,7	0	0	47	47	47	47	$189,7 \pm 4,5$
4d	-	-	-	X	-	-	-	-	47	16,7	0	0	47	47	47	47	$188,8 \pm 4,8$
5	X	X	X	X	-	-	-	-	13,9	0	0	0	47	47	47	47	$213,5 \pm 5,5$
5a	X	-	X	-	-	-	-	-	13,5	0	0	0	47	47	47	47	$201,7 \pm 5,2$
5b	-	X	-	X	-	-	-	-	14,5	0	0	0	47	47	47	47	$223,7 \pm 5,2$
6	X	X	X	X	-	-	-	-	14,5	0	0	0	47	47	0	0	$314,5 \pm 6$
7	X	X	X	X	X	X	X	X	14,5	0	0	0	0	0	0	0	$376,6 \pm 6$

Anmerkung: Stellung 47 bedeutet Platte voll ausgefahren,
Stellung 0 bedeutet Platte voll eingefahren.
Die hier nicht aufgeführten Platten (vgl. Abb. 8) sind voll ausgefahren.

Tab.1 Versuchsprogramm

Konfig. Nr.	$\alpha_{\text{MESS}} [\text{sec}^{-1}]$	\hat{z}_{MESS}	$-\rho [\%]$	ROD DROP* $\rho [\%]$	w	$\xi [\text{sec}^{-1}]$	F [sec ⁻¹]	L [uW]	$s_o [\text{sec}^{-1}]$
1	85,1	0,33	0,31 \pm 0,01	0,32 \pm 0,002	$3,77 \cdot 10^{-5}$	172,4	$4,57 \cdot 10^6$	143 \pm 10%	$2,3 \cdot 10^4$
2	112,6	0,34	0,67 \pm 0,02	0,66 \pm 0,005	$6,79 \cdot 10^{-5}$	136,9	$2,02 \cdot 10^6$	63 \pm 10%	$2,5 \cdot 10^4$
3	142,6	0,34	1,12 \pm 0,05	1,05 \pm 0,02	$1,10 \cdot 10^{-4}$	132,8	$1,21 \cdot 10^6$	38 \pm 10%	$2,5 \cdot 10^4$
4	154,5	0,38	1,43 \pm 0,05	1,45 \pm 0,04	$1,41 \cdot 10^{-4}$	138,9	$9,85 \cdot 10^5$	31 \pm 10%	$2,4 \cdot 10^4$
5	213,5	0,38	2,25 \pm 0,1	2,00 \pm 0,08	$2,73 \cdot 10^{-4}$	147,4	$5,40 \cdot 10^5$	17 \pm 10%	$2,2 \cdot 10^4$
6	314,5	0,37	3,73 \pm 0,2	3,55 \pm 0,2	$5,79 \cdot 10^{-4}$	178,6	$3,08 \cdot 10^5$	10 \pm 10%	$2,1 \cdot 10^4$
7	376,6	0,41	4,6 \pm 0,2	4,2 \pm 0,7	$9,02 \cdot 10^{-4}$	213,8	$2,37 \cdot 10^5$	7 \pm 10%	$2,1 \cdot 10^4$

Anmerkung: Zur Berechnung wurde verwendet: $\chi_2 = 0,8$; $\beta = 7,5 \cdot 10^{-3}$; $\nu = 2,5$;
Angaben zur Konfiguration vgl. Tab.1.

* Die angegebenen Fehlerschranken sind maximale Abweichungen vom Mittelwert bei der Auswertung.

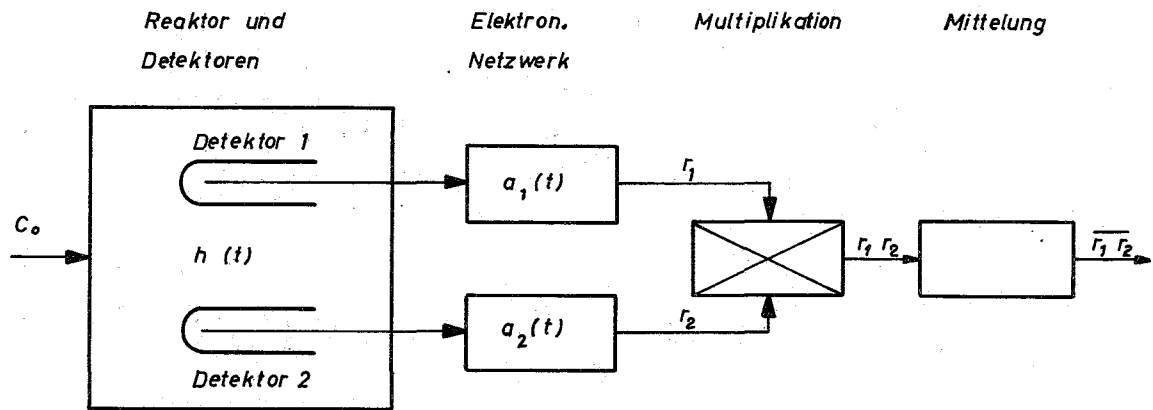
Tab.2 Zusammenstellung von ermittelten Reaktorparametern

$-\rho$ [%]	F [sec ⁻¹]	L [W]	W	ξ [sec ⁻¹]	$T = \frac{1}{\alpha}$ [sec]	\bar{n}
0,1	$3,12 \cdot 10^{10}$	$9,8 \cdot 10^{-1}$	$6,5 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^5$	$1,35 \cdot 10^{-4}$	27,3
0,2	$1,56 \cdot 10^{10}$	$4,9 \cdot 10^{-1}$	$7,7 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^5$	$1,24 \cdot 10^{-4}$	14,9
0,3	$1,04 \cdot 10^{10}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$9,1 \cdot 10^{-6}$	$9,4 \cdot 10^4$	$1,15 \cdot 10^{-4}$	10,8
0,4	$7,80 \cdot 10^9$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$8,2 \cdot 10^4$	$1,07 \cdot 10^{-4}$	8,7
0,5	$6,25 \cdot 10^9$	$2,0 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$7,5 \cdot 10^4$	$9,95 \cdot 10^{-5}$	7,5
0,7	$4,45 \cdot 10^9$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$6,9 \cdot 10^4$	$8,78 \cdot 10^{-5}$	6,1
1,0	$3,12 \cdot 10^9$	$9,8 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$6,7 \cdot 10^4$	$7,45 \cdot 10^{-5}$	5,0
1,5	$2,08 \cdot 10^9$	$6,5 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-5}$	$6,9 \cdot 10^4$	$5,97 \cdot 10^{-5}$	4,1
2,0	$1,56 \cdot 10^9$	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-5}$	$7,5 \cdot 10^4$	$4,97 \cdot 10^{-5}$	3,7
2,5	$1,25 \cdot 10^9$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$6,5 \cdot 10^{-5}$	$8,1 \cdot 10^4$	$4,28 \cdot 10^{-5}$	3,5
3,0	$1,04 \cdot 10^9$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$8,6 \cdot 10^{-5}$	$8,9 \cdot 10^4$	$3,73 \cdot 10^{-5}$	3,3
3,5	$8,91 \cdot 10^8$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$9,6 \cdot 10^4$	$3,02 \cdot 10^{-5}$	2,9
4,0	$7,80 \cdot 10^8$	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^5$	$2,98 \cdot 10^{-5}$	3,0

Anmerkung: Verwendete Berechnungsgrößen $\hat{z} = 0,35$; $\lambda_2 = 0,8$; $\beta = 3,5 \cdot 10^{-3}$
 $s_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$; $\alpha_c = 6,7 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}$.

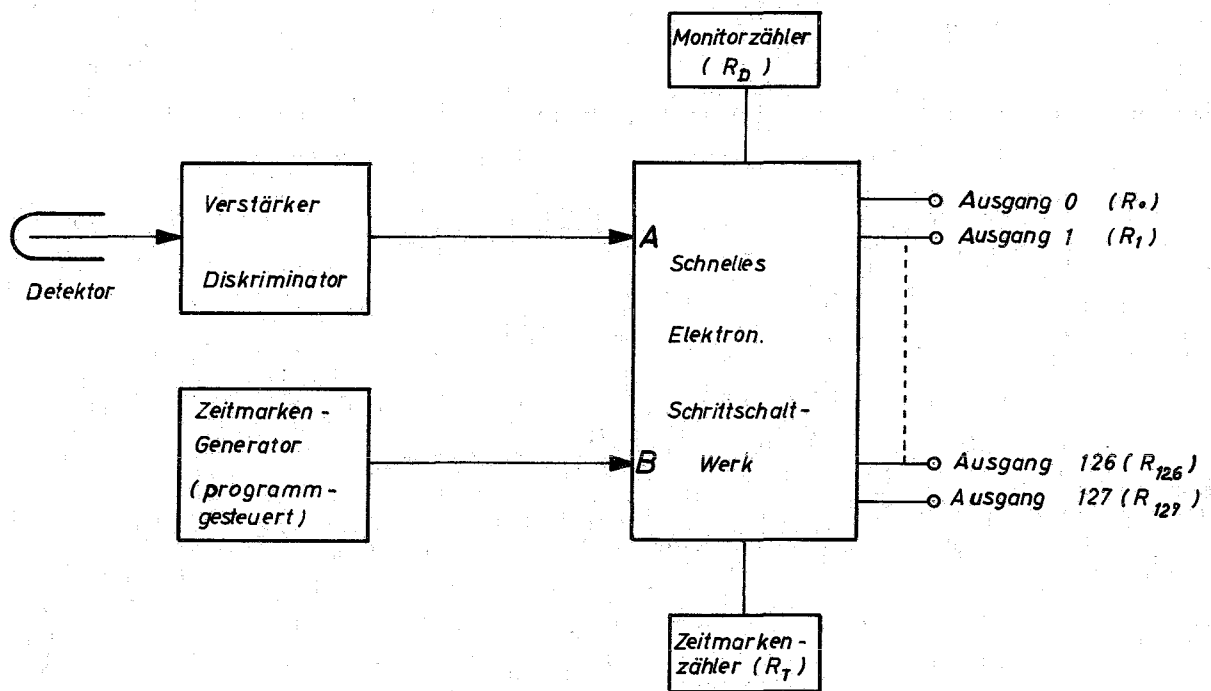
Tab.3 Berechnungsdaten zur Anwendung der Verteilungsanalyse in schnellen plutoniumhaltigen Reaktoranordnungen





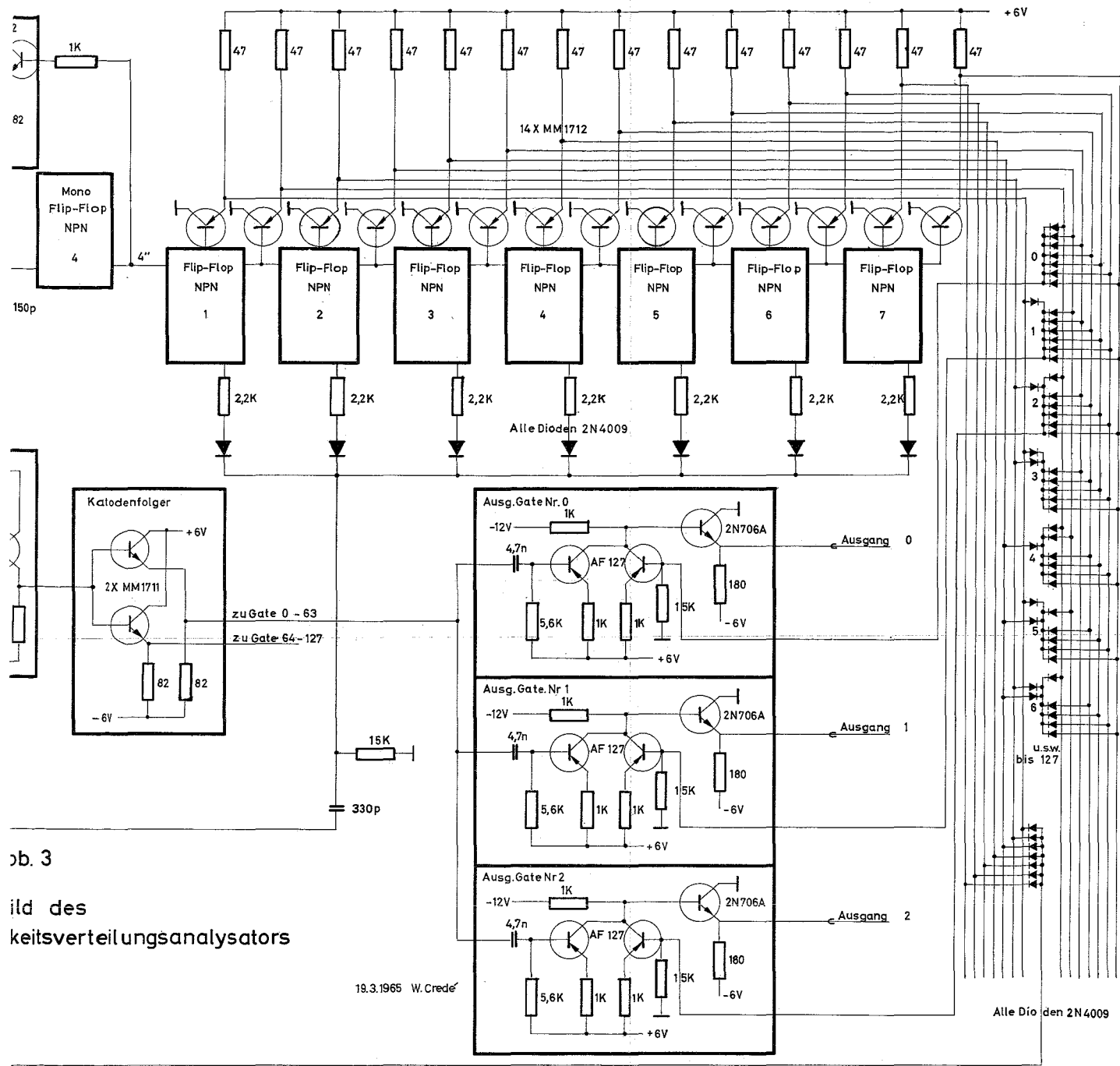
Schematische Darstellung eines Korrelationsexperiments mit zwei getrennten Detektoren (Kreuz-Korrelation)

Abb. 1



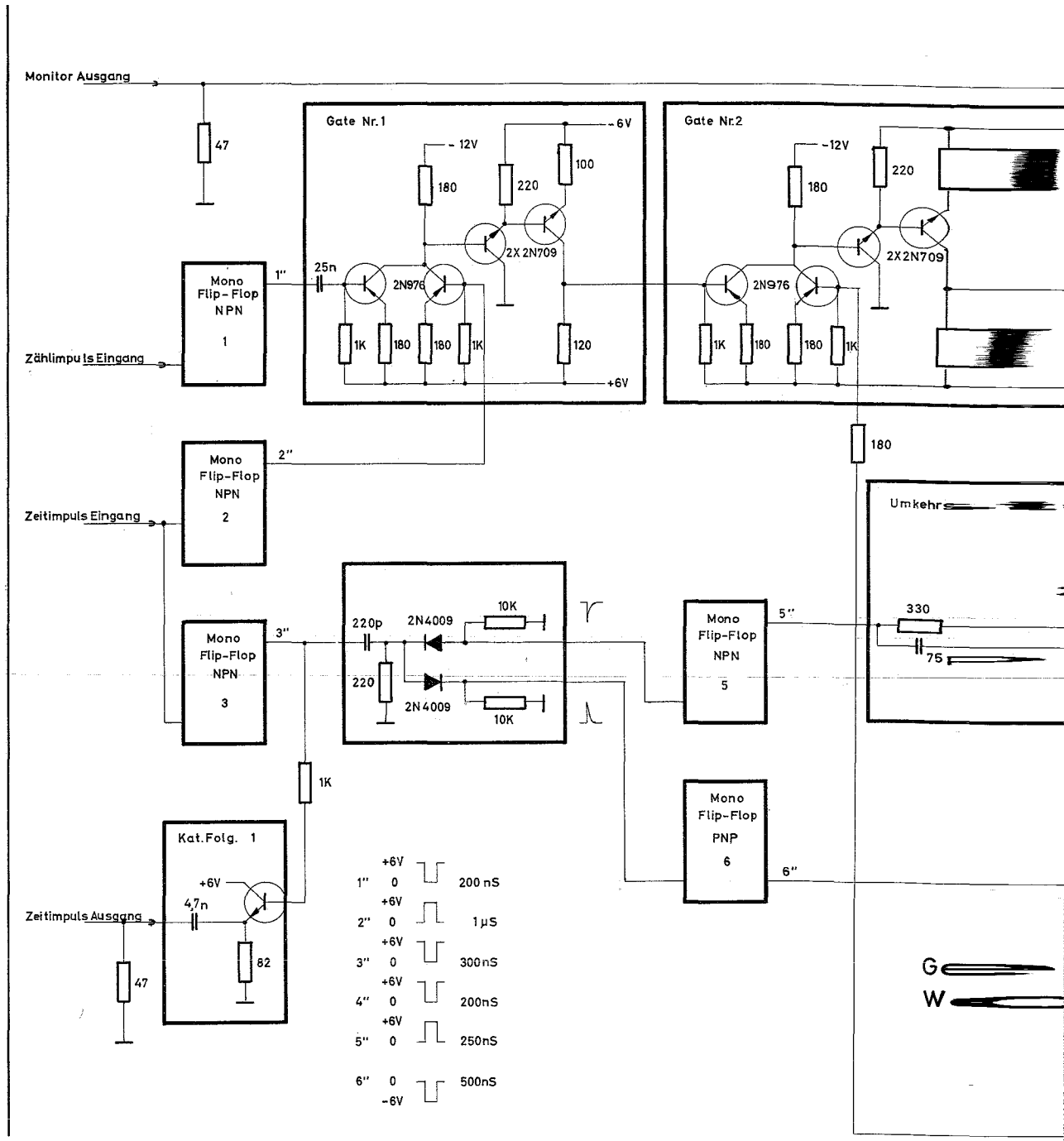
Schematische Darstellung des Wahrscheinlichkeitsverteilungsanalyzers

Abb. 2



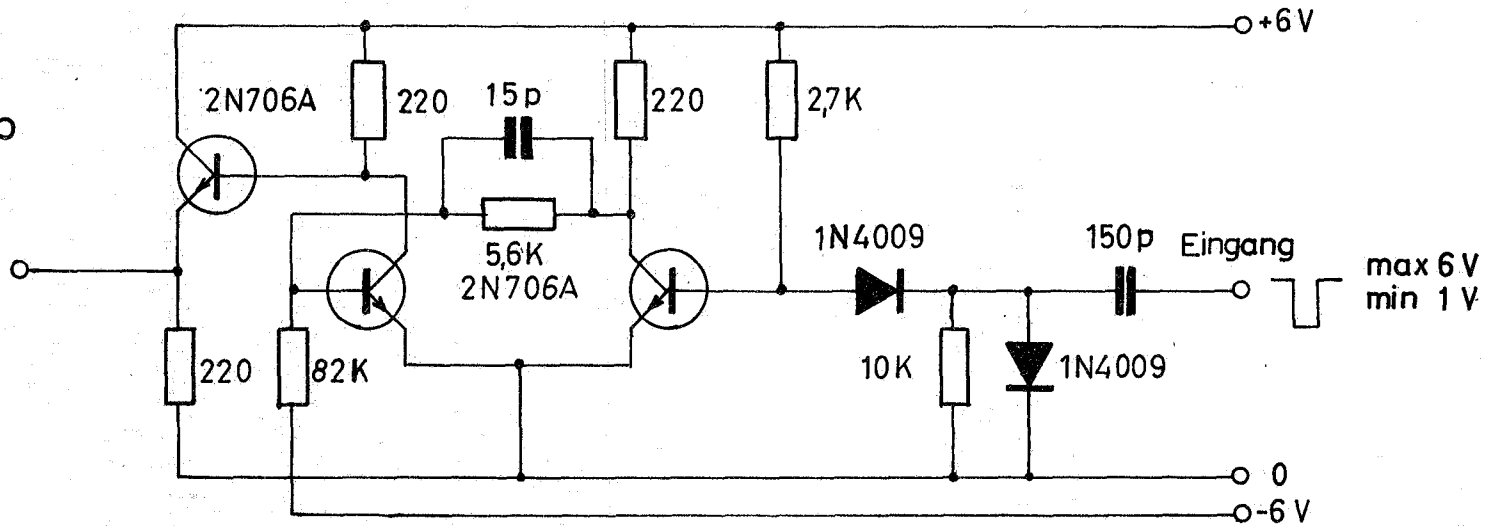
ob. 3
 bild des
 keitsverteilungsanalysators

19.3.1965 W. Crede



Schnelles
Mono Flip-Flop
npn

Impulslänge
300ns



pnp

Impulslänge
300ns

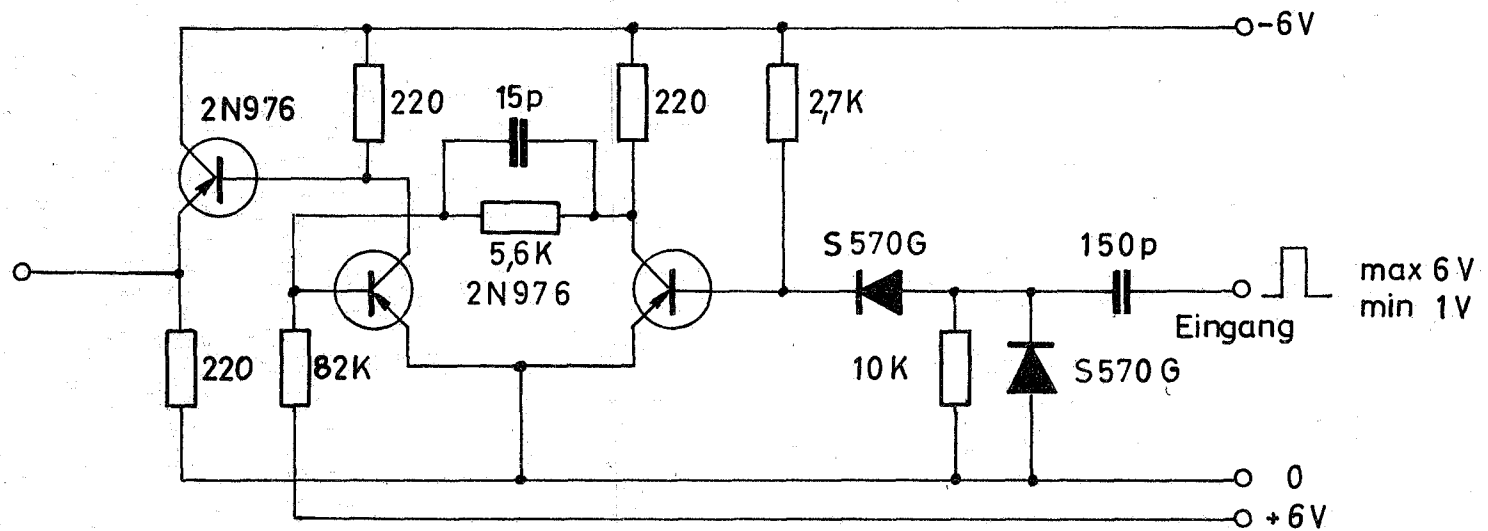


Abb. 4

Entw. f. Dr. Stegemann	Gez. <i>H. Bauer</i>
	Dat. 10.11.65
Schnelles Mono-Flip-Flop Ergänzung zum Gesamtschaltbild	

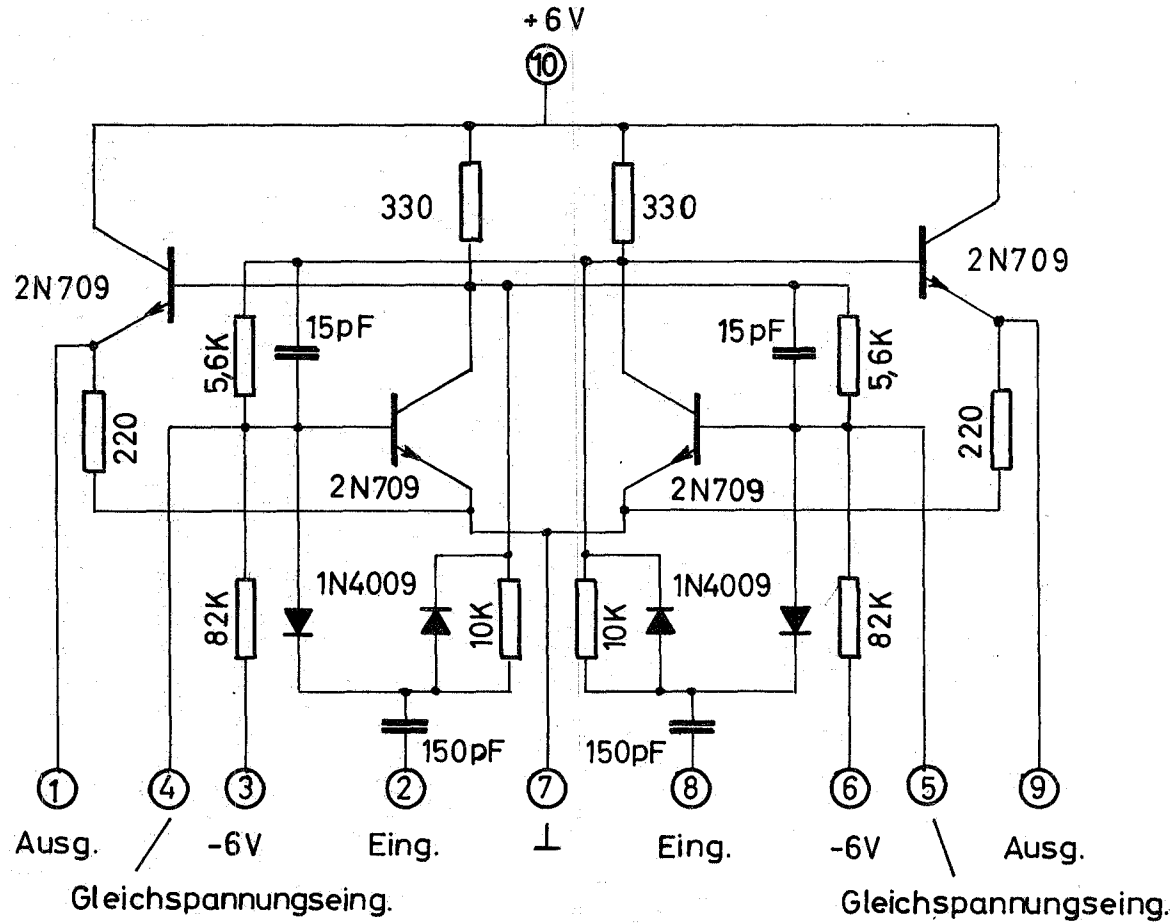
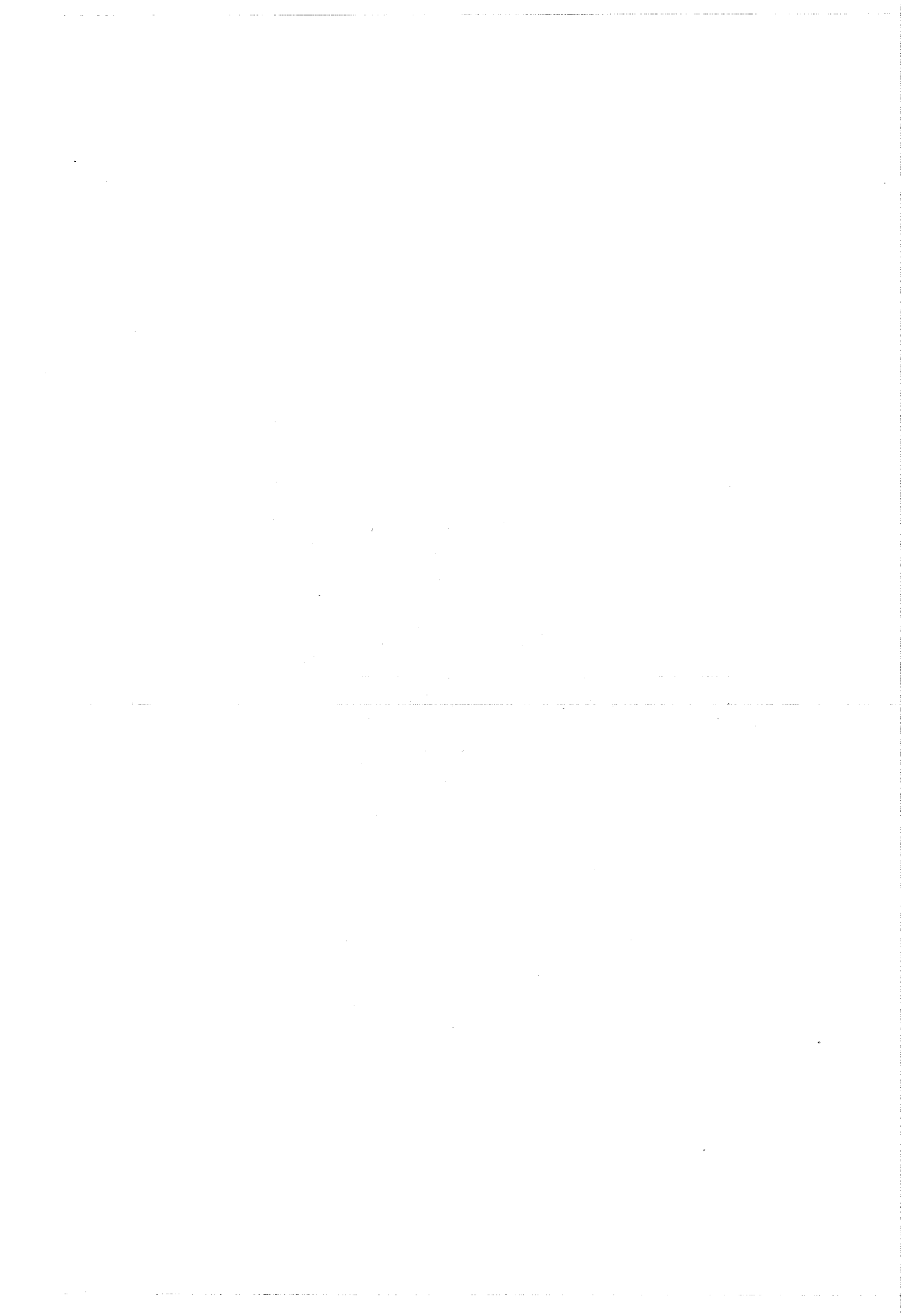
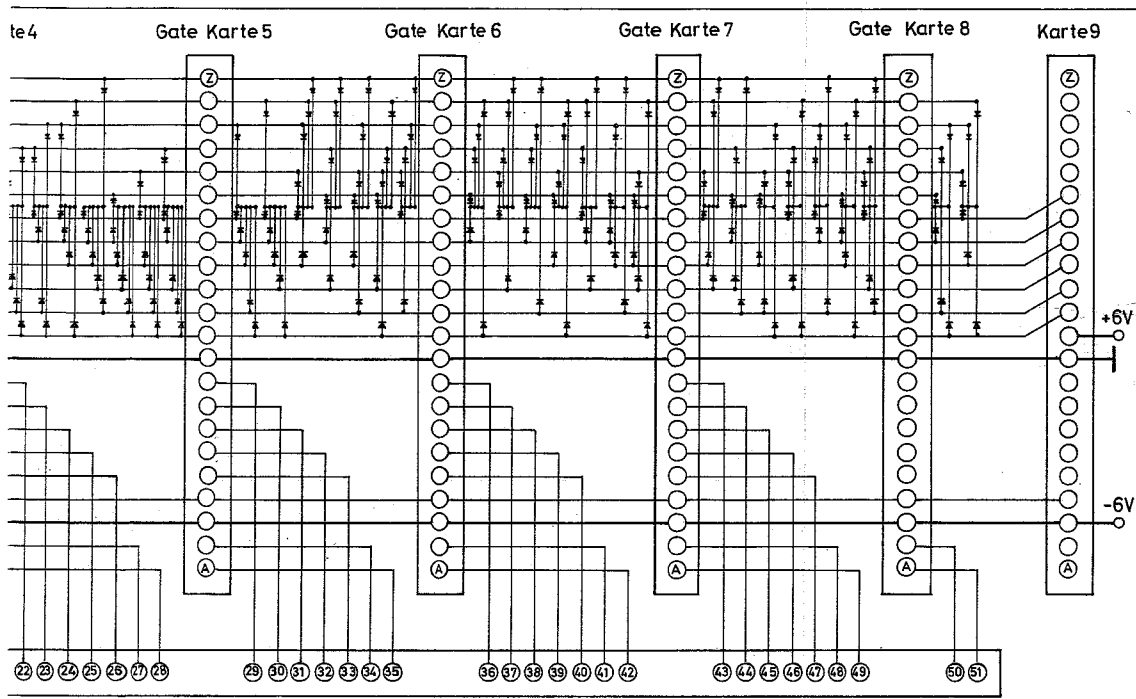


Abb. 5

Entwf.	Dr Stegemann	Gez.	<i>H. Bauer</i>
Schnelles-Flip-Flop	Dat.	2.11.64	
Zählfrequenz max. 20MHz			
Ergänzung zum Gesamtschaltbild			

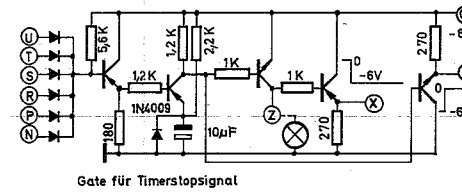
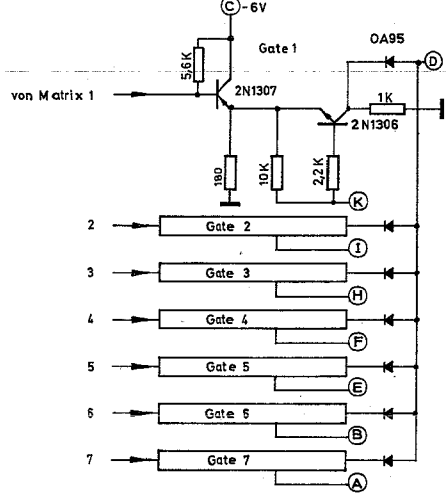




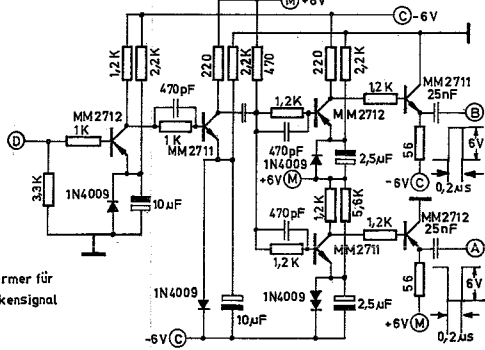
Zeitintervalllänge Pause—Stop	Lochband							
	5	4	3	2	1	6	7	8
1 10 µsec	X	X	X					
2 20				O	X			
3 30			X	O				
4 40			X	O				
5 50	X			O				
6 60				O		X		
7 80				O	X	X		
8 100				X	O	X		
9 120		X	X	O				
10 150	X	X		O				
11 180	X			O			X	
12 200						X	X	
13 240			X	O	X	X		
14 300		X	X	O	X			
15 360	X	X	X	O				
16 400	X	X	O					X
17 480	X		O		X	X		
18 600				O	X	X	X	
19 720		X	X	O	X	X		
20 800	X	X	X	O	X			
21 900	X	X	X	O			X	
22 1,0msec	X	X	O		X	X		
23 1,2	X			O	X	X	X	
24 1,6		X	O	X	X	X		
25 2,0	X	X	X	O	X	X		
26 2,4	X	X	X	O	X	X		
27 3,2	X	X	X	O	X	X		
28 4,0	X	X	O	X	X	X		
29 4,8	X		X	O	X	X	X	
30 6,4		X	X	O	X	X	X	
31 8,0			X	O	X			
32 9,6			X	O	X			
33 100	X	X	O					
34 12,8		X	O			X		
35 16,0	X		O		X			
36 20,0			O	X	X			
37 25,6		X	O		X			
38 32,0	X		O	X				
39 40,0			X	O		X		
40 51,2		X	O	X	X			
41 64,0	X	X	O	X	X			
42 80,0		X	X	O	X	X		
43 100,0		X	X	O	X			
44 128,0	X	X	O	X	X			
45 160,0	X	X	O	X	X			
46 200,0		X	O	X	X	X		
47 256,0	X		O	X	X	X		
48 320,0		X	O	X	X	X		
49 400,0	X	X	O	X				
50 512,0	X		O	X	X	X		
51 640,0		X	O	X	X	X		

e der unterseetzten 100KHz Frequenzen

Gate-Karte 1; sie ist bis auf die verschiedenen Matrizen mit den anderen Gate-Karten gleich.

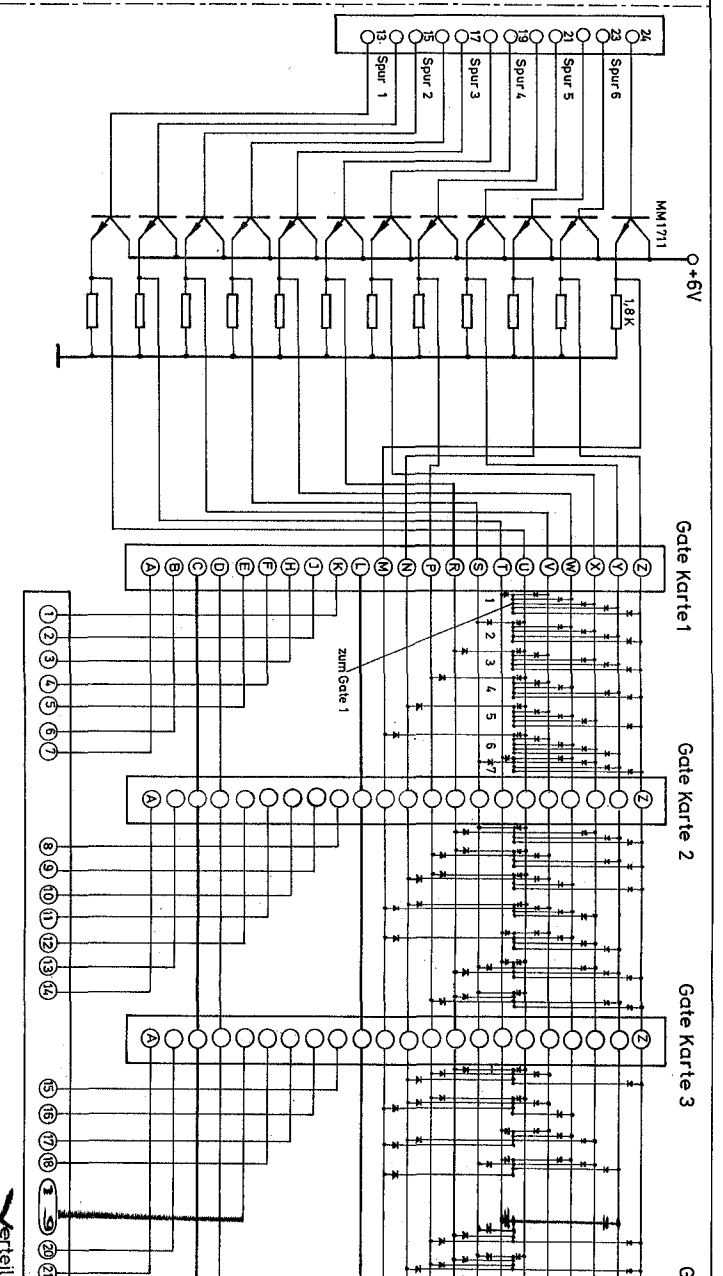


Karte 9

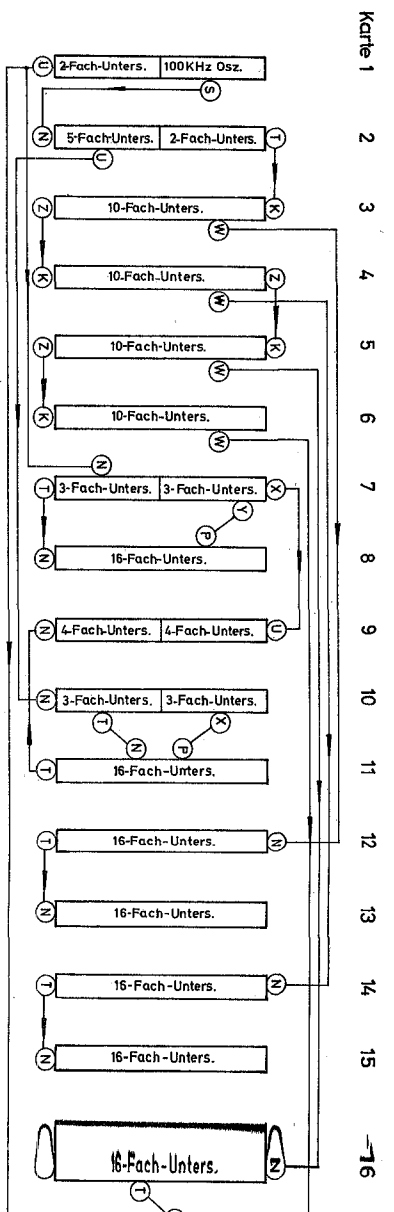


Inputsformer für Zeitmarkensignal

Gez. für Dr. Stegemann Dat. 1.12.65
 Programmgesteuerter Zeitmarkengenerator
 Abb. 6

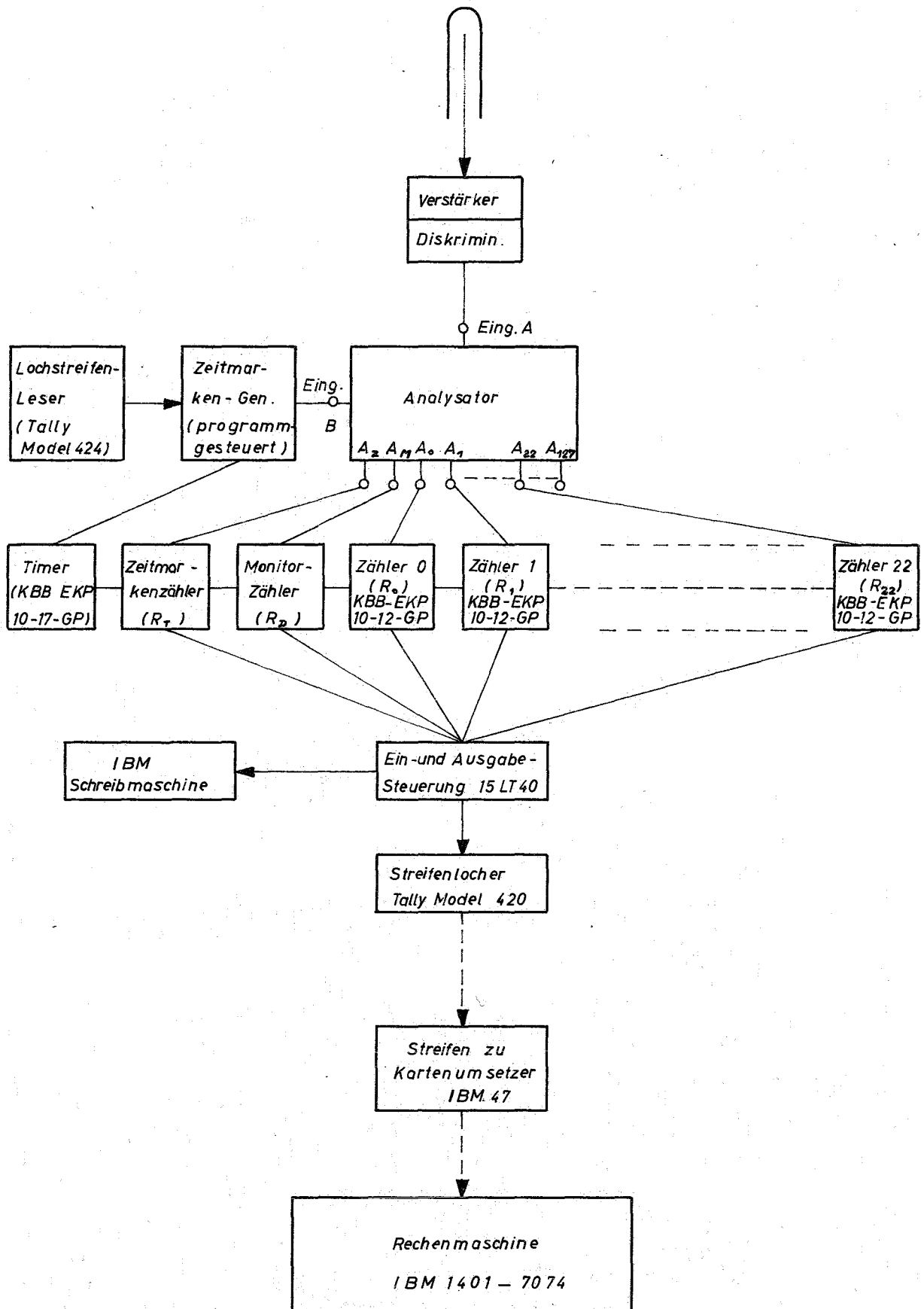


100 KHz-Untersetzer



Karte 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16

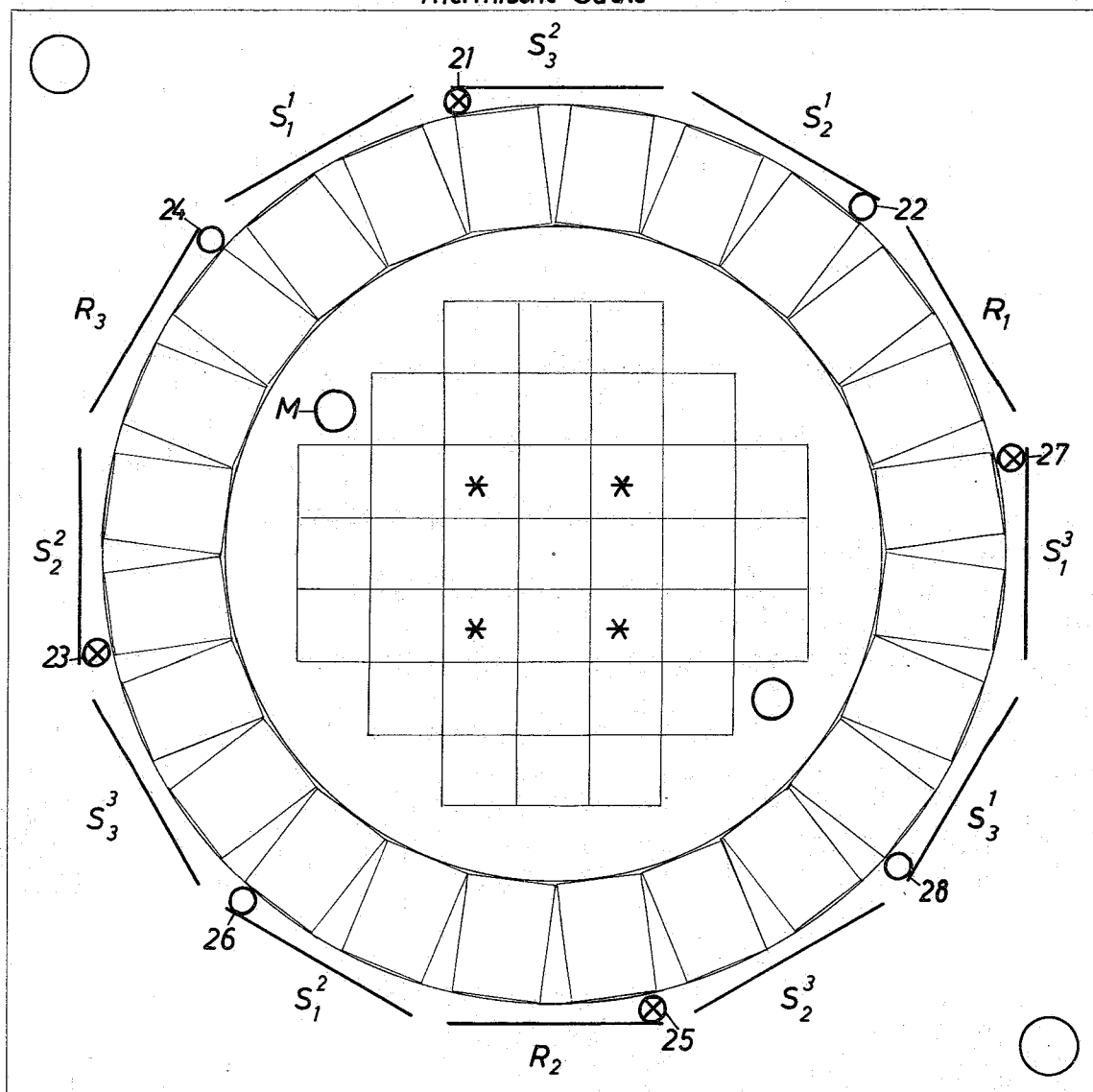
Verteil



Darstellung der Datensammlung und Datenverarbeitung

Abb. 7

Thermische Säule



Wasserwagen

- 1) * Positionen der He³-Zählrohre
 Typenbezeichnung: Sonderanfertigung (Länge 12";
 Durchm. 0,625", Fülldruck 10 atm He³)
 Hersteller: Texas Nuclear Corp.
- 2) ○ Positionen der B¹⁰-Zählrohre Typ I
 Typenbezeichnung: G-10-5 (Fülldruck 30 cm Hg BF₃)
 Hersteller: N. Wood Counter Lab.
- 3) ⊗ Positionen der B¹⁰-Zählrohre Typ II
 Typenbezeichnung: G-10-5 (Fülldruck 40 cm Hg BF₃)
 Hersteller: N. Wood Counter Lab.
- 4) M Position der Monitorspaltkammer
 Typenbezeichnung: FC 144
 Hersteller: 20th Century Electronics

Querschnitt durch STARK mit Angabe der Detektorpositionen

Abb. 9

Gemessene Wahrscheinlichkeitsverteilungen

für den Fall $\hat{\lambda} = 0,34$, $\alpha = 112,6 \text{ sec}^{-1}$

und berechnete Poisson - Verteilungen

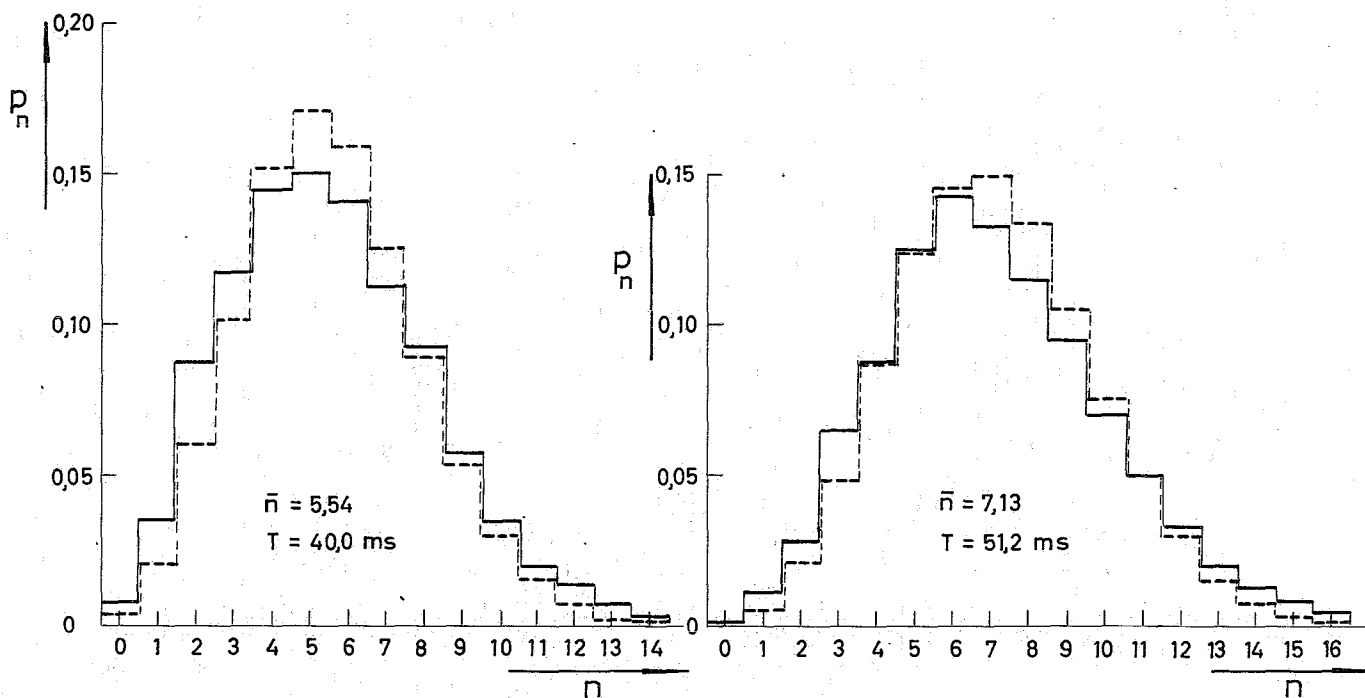
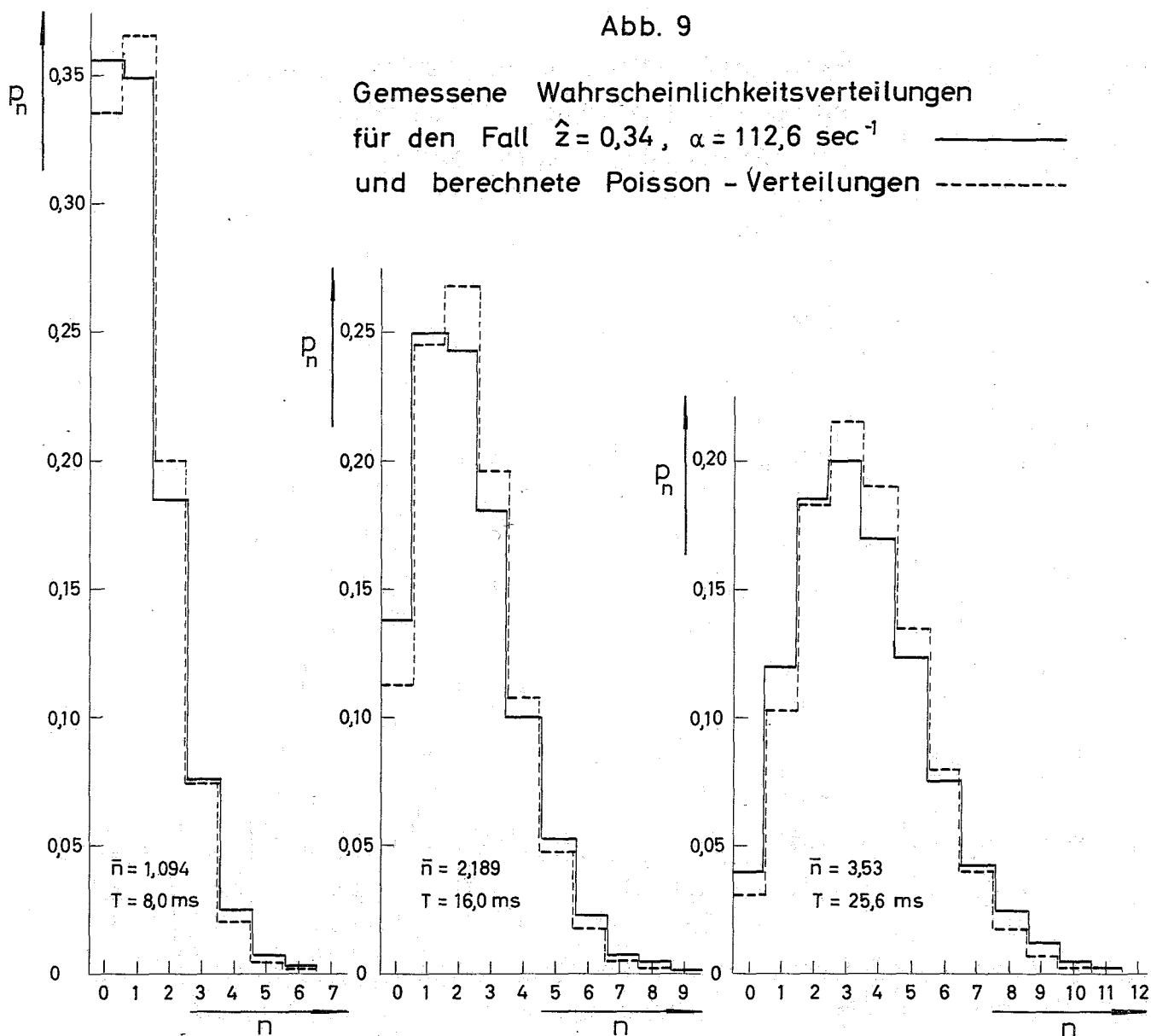


Abb. 10

Gemessene Wahrscheinlichkeitsverteilungen

für den Fall $\hat{z} = 1,64$, $\alpha = 139 \text{ sec}^{-1}$

und berechnete Poisson - Verteilungen

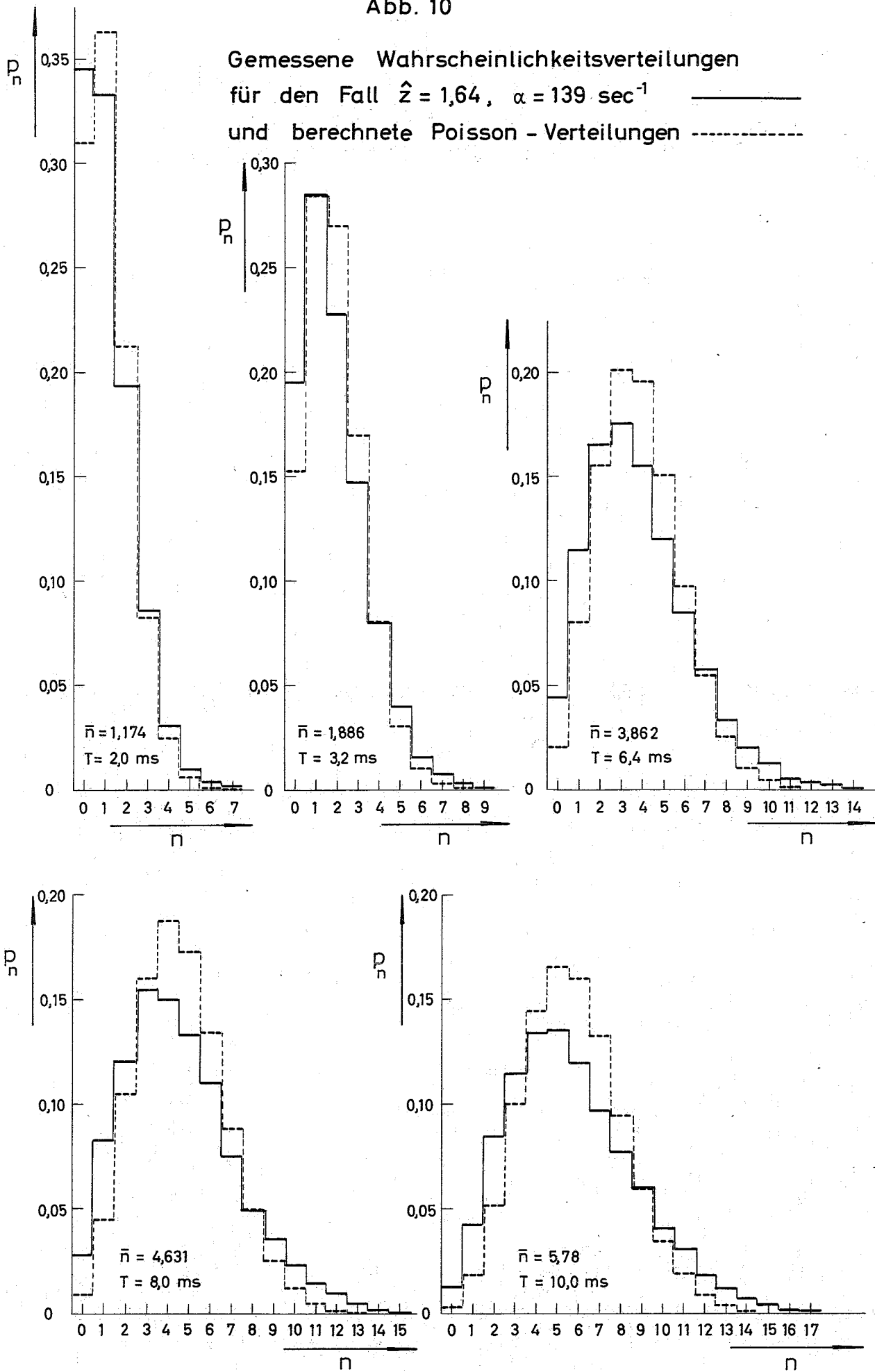


Abb.11

Abweichung von der reduzierten Varianz der Poisson-Verteilung
als Funktion der Intervalldauer T

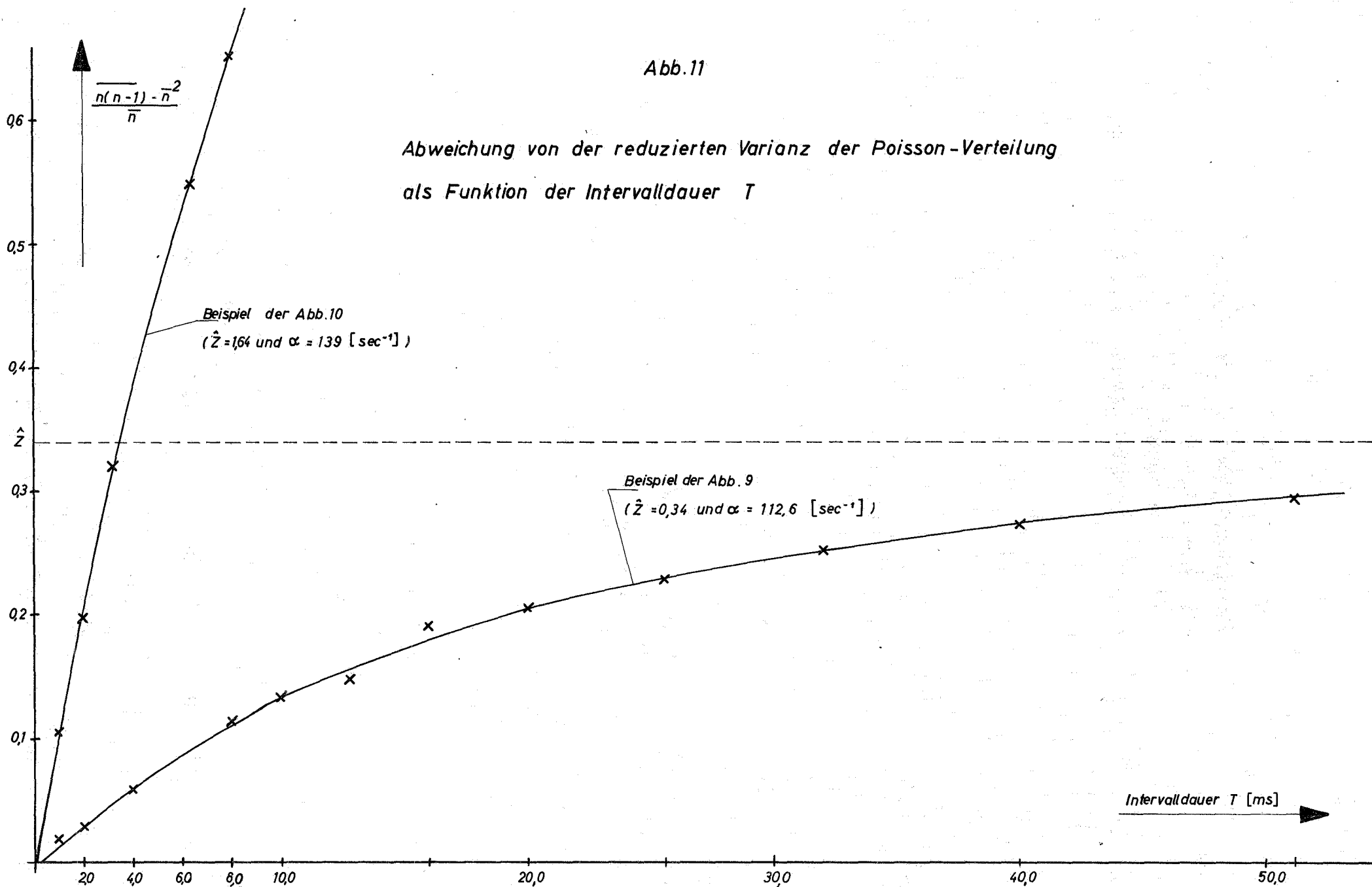


Abb. 12

Wahrscheinlichkeit p_0 als Funktion
der Intervalldauer T

○ Meßpunkte

— Anpassungskurve ($\hat{\lambda} = 0,34$, $\alpha = 113 \text{ sec}^{-1}$)

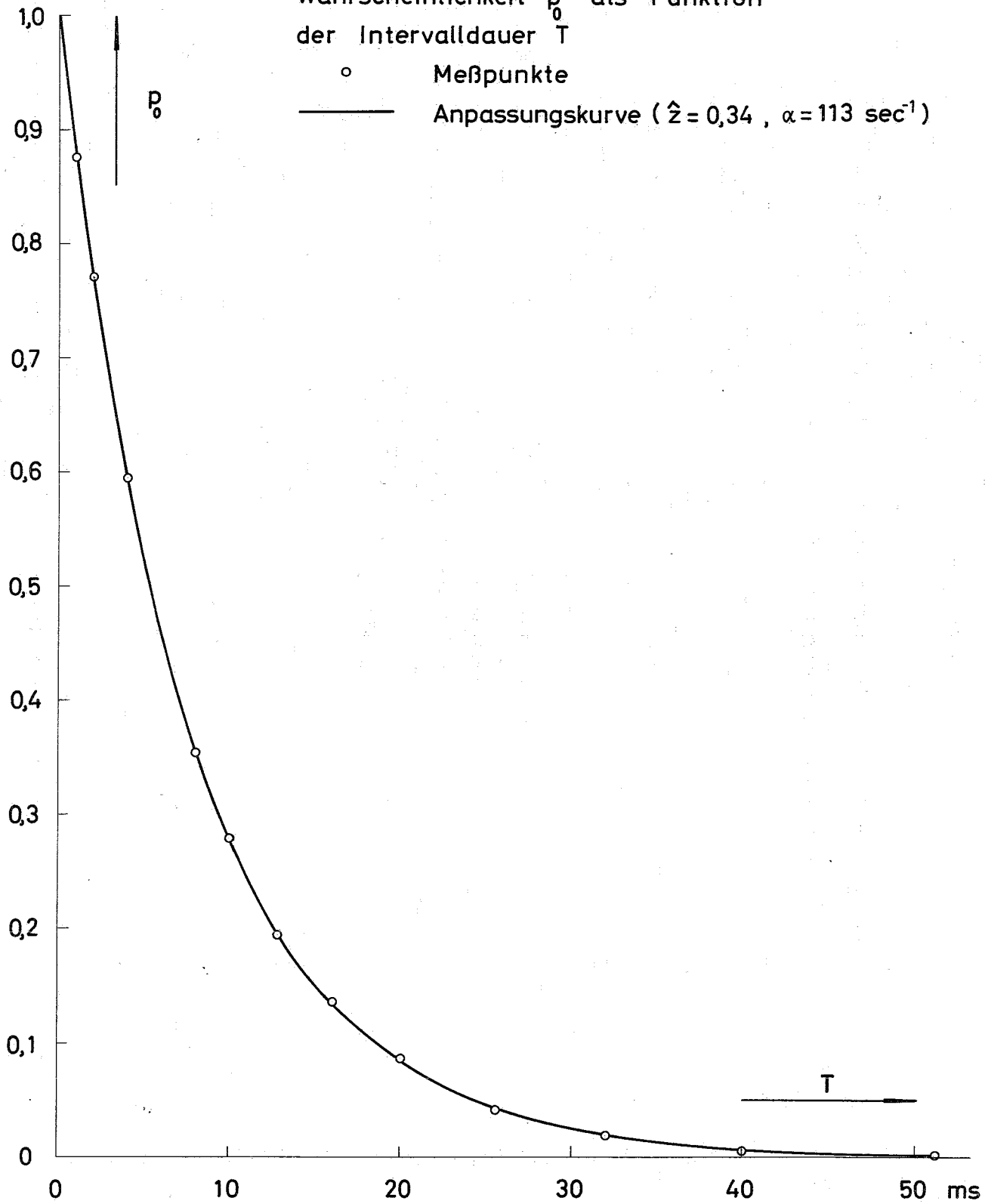


Abb. 13

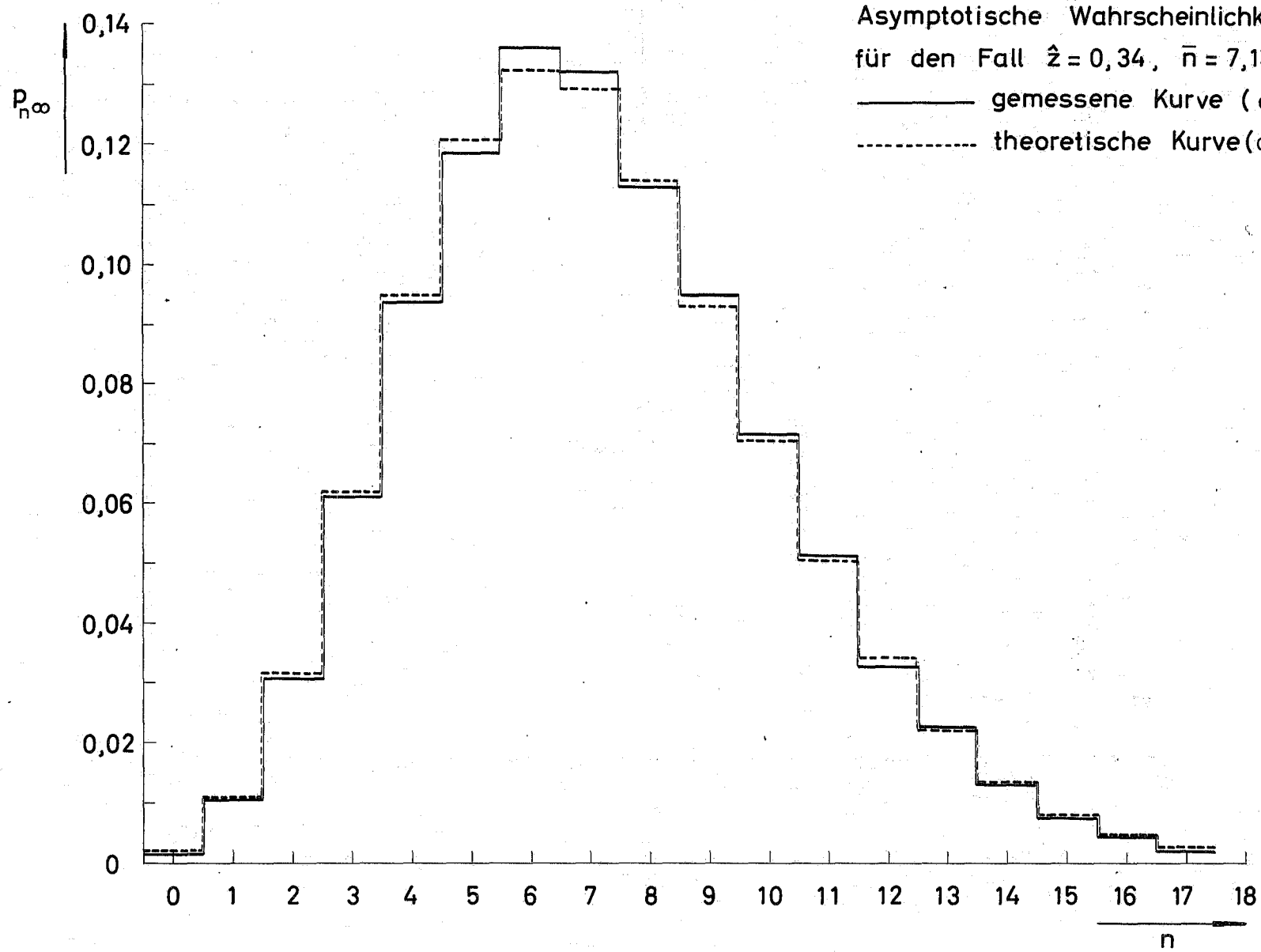


Abb. 14

α_{Mess} als Funktion der Reaktivität für die angegebenen Detektoranordnungen

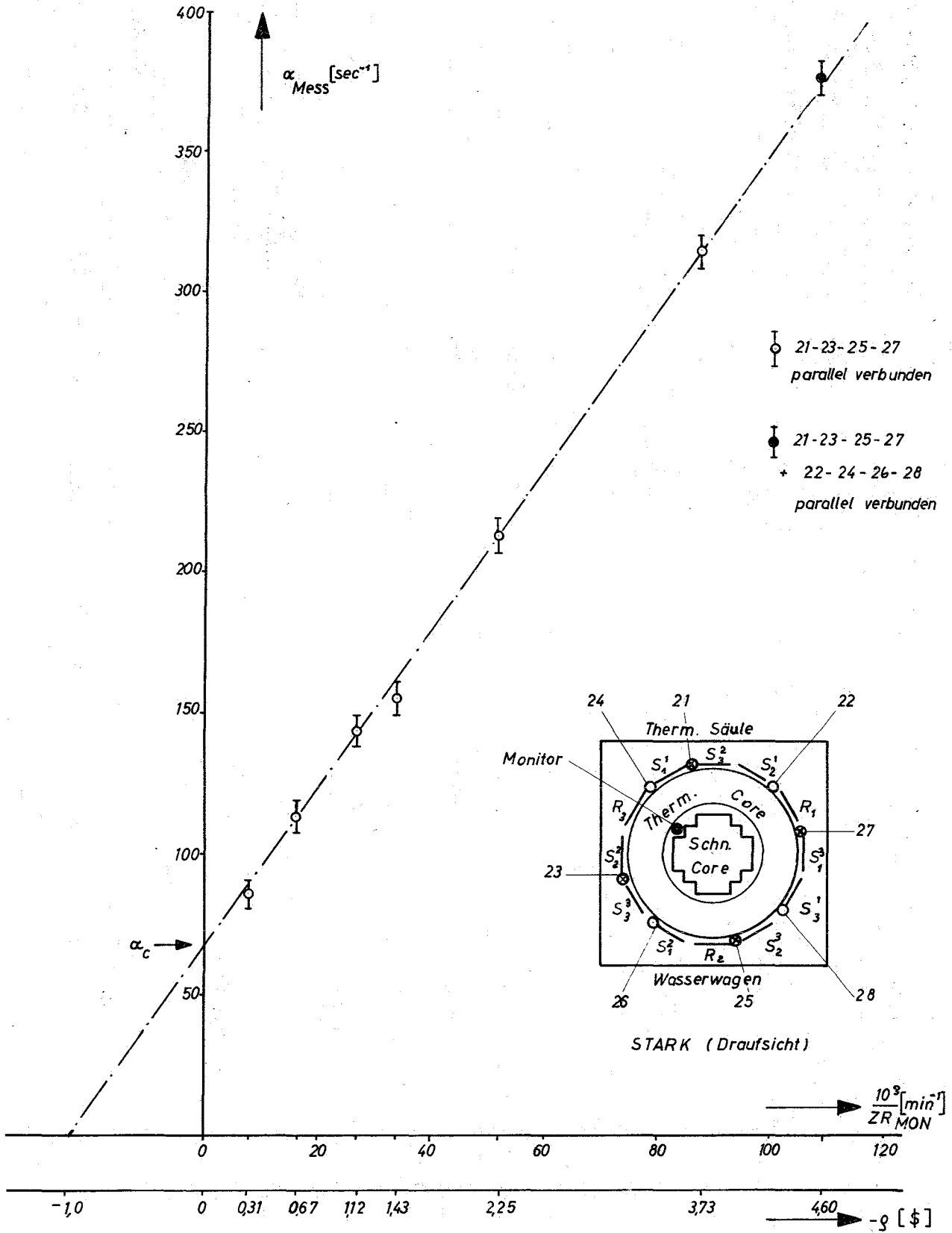


Abb. 15

α_{Mess}^* als Funktion der Reaktivität für die angegebenen Detektorkonfigurationen

