

Das Trigger-Detektorsystem
des neuen Q-Clam
Spektrometers am S-DALINAC
und
Entwicklung eines CAMAC-Moduls
zur optischen Datenübertragung

DIPLOMARBEIT

von

Robert Kämpf

Institut für Kernphysik
Technische Hochschule Darmstadt

Juni 1991

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	
1 Einleitung	
2 Grundlagen	3
2.1 (e,e'x)-Reaktionen	3
2.2 Experimente am Q-Clam Spektrometer	4
3 Triggersystem	7
3.1 Entwicklung	7
3.2 Aufbau	9
3.3 Detektortest	14
4 Simulationsrechnungen	15
5 Messungen am Triggersystem	19
5.1 Zeitauflösung	19
5.2 Ansprechwahrscheinlichkeit	24
6 CAMAC-Modul OCAI-512	25
6.1 Datenerfassung am Q-Clam Spektrometer	25
6.2 Beschreibung des CAMAC-Standard	26
6.3 Anforderungen	27
6.4 Datenformat	28
6.5 Befehle	28
6.6 Aufbau und Erprobung	29
<u>Anhang:</u>	
A Schaltungen zum Detektortest	31
B Schaltung des CAMAC-Moduls OCAI-512	35
B.1 CAMAC-Dataway	35
B.2 Blockschaltbild und Schaltplan	37
B.3 PAL-Gleichungen	44
Literaturverzeichnis	51

Zusammenfassung

Für das neue Q-Clam Magnetspektrometer am S-DALINAC wurde ein aus einem Szintillations- und einem Čerenkov-Detektor bestehendes Elektronen-Triggersystem entworfen und aufgebaut, das die zur Driftzeitmessung notwendige zeitliche Referenz erzeugt (Zeit-Nullpunkt). Bei Elektron-Teilchen-Koinzidenzexperimenten kann das Signal des Triggersystems zur Koinzidenzerkennung benutzt werden.

Mit Hilfe von Simulationsrechnungen wurde gezeigt, daß die gewählte Form der Detektoren — sie ist weitgehend durch die vorgegebene Geometrie bestimmt — ein zuverlässiges Funktionieren des Triggersystems ermöglicht.

Messungen am Triggersystem haben ergeben, daß die zeitliche Schwankung der Erzeugung des Triggersignals mit einer Gauß-Verteilung der Breite $\sigma = 0.21$ ns beschrieben werden kann. Die Zeitauflösung ist damit um den Faktor zwei besser als die der Driftzeitmessung an den Vieldraht-Driftkammern. Es wurde weiterhin gezeigt, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit des Szintillations-Detektors größer als 99.7% ist.

Außerdem wurde ein CAMAC-Modul entwickelt, das Meßdaten der Driftkammern über Glasfaserkabel empfängt und diese in das CAMAC-MikroVAX-Datenerfassungssystem überträgt. Zur Erprobung des Moduls wurde ein von der Datenerfassung unabhängiges CAMAC-System eingesetzt.

1 Einleitung

Bei der wissenschaftlichen Nutzung des kontinuierlichen 130 MeV Elektronenstrahls des supraleitenden Darmstädter Linearbeschleunigers S-DALINAC [1] werden Elektron-Teilchen-Koinzidenzexperimente vom Typ $(e,e'x)$ eine große Rolle spielen — neben (e,e') -Streuexperimenten. Bei einem $(e,e'x)$ -Experiment wird zusätzlich zu dem gestreuten Elektron e' auch ein emittiertes Teilchen x , z.B. ein Proton, α -Teilchen oder ein noch schwereres Fragment, nachgewiesen. Grundlagen eines Koinzidenzexperimentes sind in Kapitel 2 dargestellt.

Die Durchführung der Experimente erfordert zur hochauflösenden Trennung einzelner Kernzustände und wegen der für Elektronenstreuung typischen Probleme mit dem Bremsstrahlungsuntergrund ein abbildendes magnetisches Spektrometer zur Messung der Elektronen. Das neue Magnetspektrometer vom Typ Q-Clam [2] verfügt über einen großen Raumwinkel von 32 msr und eine große Impulsakzeptanz von $\pm 10\%$. In das Spektrometer gestreute Elektronen werden auf die etwa einen Meter lange, leicht gekrümmte Fokalebene abgebildet. Um eine Impulsauflösung von $\Delta p/p = 10^{-4}$ zu erreichen, müssen die Elektronen im Bereich der Fokalebene des Spektrometers mit einer Ortsauflösung besser als 0.2 mm nachgewiesen werden. Aus diesem Grund werden als Detektoren Vieldraht-Driftkammern [3] eingesetzt.

Ziel dieser Arbeit war es, ein Elektronen-Triggersystem für das Q-Clam Spektrometer zu entwickeln und aufzubauen. Aufgabe des Elektronen-Triggersystems ist es, ein zeitliches Referenzsignal zur Festlegung des Zeit-Nullpunkts der Driftzeitmessung zu erzeugen. Bei $(e,e'x)$ -Koinzidenzexperimenten wird dieses Referenzsignal zur Koinzidenzerkennung benutzt, es signalisiert, daß ein Elektron in das Spektrometer gestreut wurde. Das Triggersystem muß also alle in das Spektrometer gestreuten Elektronen nachweisen, die Zeitauflösung muß besser als die der Driftzeitmessung sein. Zusätzlich soll der bei Experimenten mit einem kontinuierlichen Elektronenstrahl vorhandene hohe Gamma- und Neutronenuntergrund unterdrückt werden.

Im Triggersystem konnten die oben beschriebenen Eigenschaften nur durch Einsatz zweier Detektoren mit unterschiedlichen Eigenschaften realisiert werden. Der Zeitpunkt des Referenzsignals wird von einem Szintillations-Detektor mit guter Zeitauflösung festgelegt, ein dazu koinzident betriebener Čerenkov-Detektor unterdrückt den Untergrund, da nur Elektronen oberhalb einer Mindestgeschwindigkeit $\beta n > 1$ nachgewiesen werden. In Kapitel 3 wird das Triggersystem beschrieben.

Die Geometrie der Detektoren wurde stark von den Gegebenheiten am Q-Clam Spektrometer bestimmt — nur die Dicke der Detektoren konnte zur Anpassung der Lichtausbeuten gewählt werden. Die niedrigere Lichtausbeute des Čerenkov-Detektors wurde durch dessen größere Dicke kompensiert. Wegen der großen Länge der Detektoren (≈ 1.2 m) wurde mit Hilfe von Simulationsrechnungen untersucht, ob mit dieser Geometrie eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 100% erreichbar ist. Die Rechnungen haben dies bestätigt, die Detektoren liefern auch unter ungünstigsten Gegebenheiten Signale, die ein bis zwei Größenordnungen über dem Rauschen liegen. In Kapitel 4 werden die Rechnungen vorgestellt.

Um die Eigenschaften des Triggersystems unter Strahlbedingungen zu bestimmen, wurden bei einer Strahlzeit Messungen an den Detektoren des Triggersystems durchgeführt, parasitär zu anderen Experimenten. Wie in Kapitel 5 dargestellt, beträgt die Zeitauflösung des Triggersystems 0.5 ns. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Szintillators ist größer als 99.7%. Das Triggersystem erfüllt also die oben aufgestellten Anforderungen.

Ein optisches CAMAC Interface (OCAI-512) wurde ebenfalls im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelt. Es verbindet die Prozeßrechner an den Driftkammern [4] mit der Meßdatenerfassung [5], die aus einem CAMAC-System (Computer Automated Measurement and Control) [6] mit einer MikroVAX 3600 als zentralem Rechner besteht. Die von den Prozeßrechnern bereits aufbereiteten Meßwerte (Impuls und Streuwinkel des Elektrons) werden in gegenüber elektromagnetischen Störungen unempfindlichen Glasfaserkabeln zum CAMAC-Modul OCAI-512 übertragen. Das Modul empfängt die Daten und stellt sie der Meßdatenerfassung über eine CAMAC-Schnittstelle zur Verfügung. Ein Puffer im Modul ermöglicht, bei geeigneten Experimenten, eine Wandlung des statistischen Datenstroms in einen periodischen. Die Funktionalität des Moduls wird in Kapitel 6 dargestellt, dort wird auch kurz in die Grundlagen des CAMAC-Standard eingeführt. Elektrische Eigenschaften (CAMAC-Dataway) und eine vollständige Beschreibung der Schaltung des Moduls (Schaltpläne und PAL-Gleichungen) findet man in Anhang B.

Anhang A enthält die Schaltpläne der zum Test der Detektoren des Triggersystems aufgebauten Elektronik.

2 Grundlagen

2.1 (e,e'x)-Reaktionen

Die Untersuchung von Anregung *und* Zerfall der Riesenresonanzen des ^{40}Ca Kerns [7] ist ein typisches Koinzidenzexperiment der Form (e,e'x). Abbildung 2.1 zeigt die Reaktion in der Einphoton-Austauschnäherung.

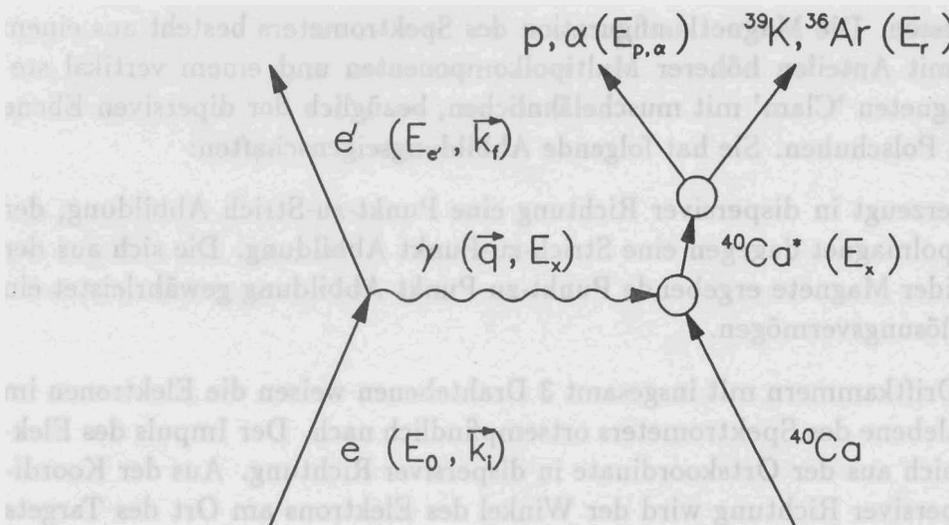


Abb. 2.1: Feynman-Diagramm der Reaktion $^{40}\text{Ca}(e,e'x)$.

Ein Elektron e mit der Einschussenergie E_0 und dem Wellenvektor \vec{k}_i wird durch Austausch eines virtuellen Photons γ am Targetkern ^{40}Ca inelastisch gestreut. Das in Richtung \vec{k}_f auslaufende Elektron e' besitzt noch die Energie $E_{e'}$. Bei der Streuung wird der Impuls \vec{q} und die Anregungsenergie E_x auf den Targetkern übertragen. Der angeregte Targetkern zerfällt unter Emission eines Teilchens x , hier in ein Proton p und den Restkern ^{39}K , bzw. in ein α -Teilchen und den Restkern ^{36}Ar .

Zur vollständigen Bestimmung der Kinematik einer Reaktion müssen sowohl das gestreute Elektron als auch das emittierte Teilchen nachgewiesen werden. Neben der durch den Elektronenstrahl vorgegebenen Energie des einlaufenden Elektrons sind folgende Größen koinzident zu bestimmen:

- Energie und Winkel des gestreuten Elektrons.
- Energie und Winkel des emittierten Teilchens.
- Art des emittierten Teilchens.

2.2 Experimente am Q-Clam Spektrometer

Koinzidenzexperimente am Q-Clam Spektrometer werden neben den gestreuten Elektronen zunächst nur *geladene* emittierte Teilchen untersuchen. Wegen der unterschiedlichen Detektoren besteht das Experiment aus zwei Teilbereichen:

Elektronen-Zweig

Mit dem Q-Clam Spektrometer (Abb. 2.2) wird Impuls und Streuwinkel der gestreuten Elektronen gemessen. Die Magnetkonfiguration des Spektrometers besteht aus einem Quadrupol 'Q' mit Anteilen höherer Multipolkomponenten und einem vertikal stehenden Dipolmagneten 'Clam' mit muschelähnlichen, bezüglich der dispersiven Ebene *planar* geneigten Polschuhen. Sie hat folgende Abbildungseigenschaften:

Der Quadrupol erzeugt in dispersiver Richtung eine Punkt-zu-Strich Abbildung, der nachfolgende Dipolmagnet dagegen eine Strich-zu-Punkt Abbildung. Die sich aus der Kombination beider Magnete ergebende Punkt-zu-Punkt Abbildung gewährleistet ein hohes Impulsauflösungsvermögen.

Zwei Vieldraht-Driftkammern mit insgesamt 3 Drahtebenen weisen die Elektronen im Bereich der Fokalebene des Spektrometers ortsempfindlich nach. Der Impuls des Elektrons bestimmt sich aus der Ortskoordinate in dispersiver Richtung. Aus der Koordinate in nichtdispersiver Richtung wird der Winkel des Elektrons am Ort des Targets rechnerisch bestimmt. Dazu ist die genaue Kenntnis der quantitativen Abbildungseigenschaften des Spektrometers notwendig. Prozeßrechner messen die Driftzeiten und bereiten diese Rohdaten auf. So stehen als abgeleitete Größen Impuls und Streuwinkel des Elektrons zur Verfügung.

Der Elektronen-Zweig entspricht einem (e,e') -Experiment. Um auch reine (e,e') -Experimente am Q-Clam Spektrometer durchführen zu können, wurde der Elektronen-Zweig für entsprechend hohe **Zählraten ausgelegt**.

Hadronen-Zweig

In der Streukammer sind auf einem Goniometer mehrere Teilchenteleskope [8] angebracht, diese können zur Aufnahme einer Winkelverteilung um φ und ϑ bezüglich der Richtung des Impulsübertrags \vec{q} gedreht werden.

Die Teilchenteleskope werden bei den ersten Experimenten aus zwei hintereinander liegenden Halbleiterdetektoren unterschiedlicher Dicke bestehen. Im ersten, nur einige μm dicken Detektor deponiert das Teilchen die Energie ΔE , in dem einige mm dicken, zweiten Detektor die Gesamtenergie E . Ein geladenes Hadron kann dann über seinen Energieverlust ΔE und die Gesamtenergie E identifiziert werden.

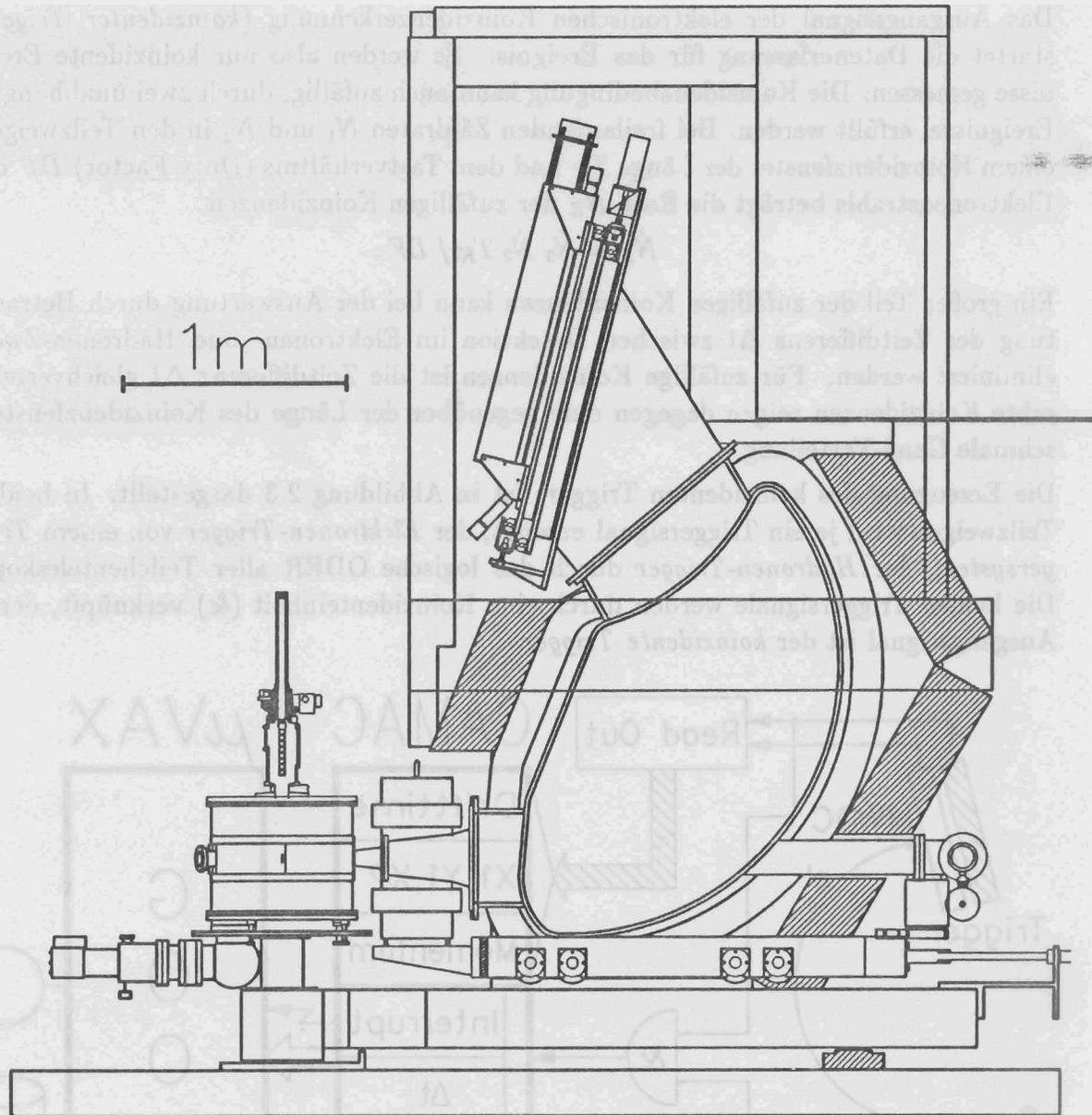


Abb. 2.2: Das neue Q-Clam Spektrometer.

Koinzidenz beider Teilzweige

Wird nach einer $(e,e'x)$ -Reaktion sowohl das emittierte Hadron als auch das gestreute Elektron nachgewiesen, so handelt es sich um ein koinzidentes Ereignis. Meßwerte aus beiden Teilzweigen beschreiben das Ereignis. Die Koinzidenzbedingung wurde so formuliert, daß sie im Experiment elektronisch ausgewertet werden kann:

Wird innerhalb einer festgelegten Zeitspanne (*Koinzidenzfenster*) nach Auftreten eines Ereignisses in einem Zweig auch in dem anderen Zweig ein Ereignis nachgewiesen, so handelt es sich um ein koinzidentes Ereignis.

Das Ausgangssignal der elektronischen Koinzidenzerkennung (*koinzidenter Trigger*) startet die Datenerfassung für das Ereignis. Es werden also nur koinzidente Ereignisse gemessen. Die Koinzidenzbedingung kann auch zufällig, durch zwei unabhängige Ereignisse, erfüllt werden. Bei freilaufenden Zählraten \dot{N}_1 und \dot{N}_2 in den Teilzweigen, einem Koinzidenzfenster der Länge T_K und dem Tastverhältnis (Duty Factor) DF des Elektronenstrahls beträgt die Rate \dot{N}_Z der zufälligen Koinzidenzen

$$\dot{N}_Z = \dot{N}_1 \dot{N}_2 T_K / DF .$$

Ein großer Teil der zufälligen Koinzidenzen kann bei der Auswertung durch Betrachtung der Zeitdifferenz Δt zwischen Detektion im Elektronen- und Hadronen-Zweig eliminiert werden. Für zufällige Koinzidenzen ist die Zeitdifferenz Δt gleichverteilt, echte Koinzidenzen zeigen dagegen eine gegenüber der Länge des Koinzidenzfensters schmale Gauß-Verteilung.

Die Erzeugung des koinzidenten Triggers ist in Abbildung 2.3 dargestellt. In beiden Teilzweigen wird je ein Triggersignal erzeugt, der *Elektronen-Trigger* von einem *Triggersystem*, der *Hadronen-Trigger* durch das logische ODER aller Teilchenteleskope. Die beiden Triggersignale werden durch eine Koinzidenteneinheit (&) verknüpft, deren Ausgangssignal ist der *koinzidente Trigger*.

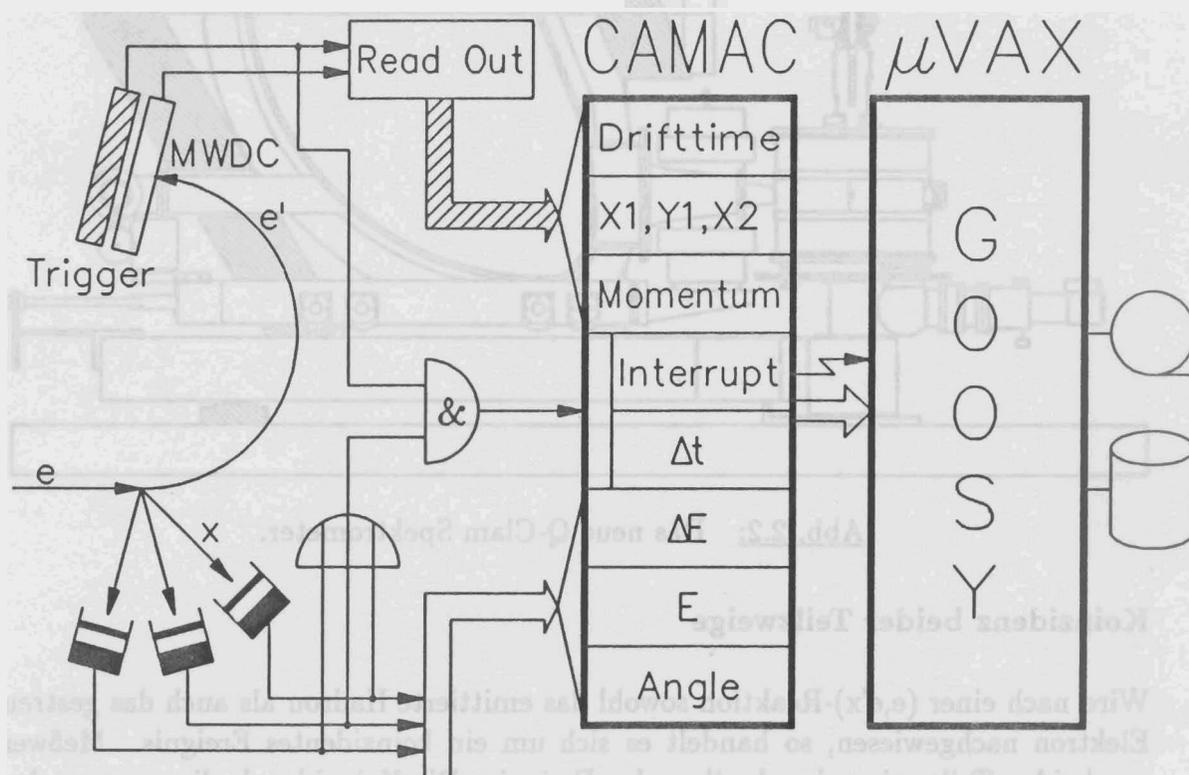


Abb. 2.3: Schematische Darstellung eines Koinzidenzexperimentes am Q-Clam Spektrometer. Links das Spektrometer, das Triggersystem, die Vieldraht-Driftkammern (MWDC) mit den Prozeßrechnern (Read Out) und die Teilchenteleskope. In der Mitte die Erzeugung des koinzidenten Triggers, rechts die Datenerfassung — mit einer Liste aller zu messenden Größen.

3 Triggersystem

3.1 Entwicklung

Zur Auswahl geeigneter Detektoren für das Triggersystem wurden folgende Kriterien aufgestellt:

- Das Triggersystem soll für die Driftzeitmessung an den Vieldraht-Driftkammern und für die Koinzidenzerkennung ein zeitliches Referenzsignal erzeugen. Daher wird eine Zeitauflösung gefordert, die der Auflösung der Driftzeitmessung (1 ns) angepasst ist. Der Zeitpunkt des Triggersignals muß unabhängig vom Eintrittsort des Elektrons in das Triggersystem sein.
- Der bei Experimenten an einem kontinuierlichen Elektronenstrahl vorhandene Untergrund muß vom Triggersystem unterdrückt werden, da sonst die Zahl zufälliger Koinzidenzen ansteigt.
- Das Triggersystem soll alle Elektronen nachweisen.
- Die Zählrate des Experiments darf nicht durch eine maximal mögliche Zählrate des Triggersystems beschränkt werden. Daher muß das Triggersystem für genügend hohe Zählraten ausgelegt werden.
- Die Geometrie des Triggersystems soll an die des Spektrometers angepaßt sein.

Im Gegensatz zu den allgemeingültigen ersten vier Kriterien ist das letzte Kriterium direkt von den Abbildungseigenschaften des Q-Clam Spektrometers bestimmt:

Da in dispersiver Richtung eine Punkt-zu-Punkt Abbildung erzeugt wird, schneiden sich die Flugbahnen von Elektronen mit gleichem Impuls, aber unterschiedlichem Eintrittswinkel in das Spektrometer, in einem Punkt. Für die gesamte Impulsakzeptanz des Spektrometers wurden diese Schnittpunkte rechnerisch ermittelt [2]. Sie ergeben die leicht gekrümmte Fokalebene (Abb. 3.1). Die Vieldraht-Driftkammern zum ortsempfindlichen Nachweis der Elektronen befinden sich im Bereich der Fokalebene. Um die Ortsmessung nicht durch Streuung der Elektronen im Triggersystem zu verfälschen, muß das Triggersystem hinter den Driftkammern angeordnet werden.

Zur Festlegung der Position und der notwendigen Größe des Triggersystems wurden die Flugbahnen von Elektronen mit minimal und maximal akzeptiertem Impuls betrachtet, sie sind ebenfalls in Abbildung 3.1 dargestellt. Alle Elektronen, die das Spektrometer auf Flugbahnen zwischen den extremen Flugbahnen A und D verlassen, muß das Triggersystem erfassen. Da die Flugbahn A um 35° gegen die Flugbahn D geneigt ist, vergrößert sich mit zunehmender Entfernung zur Fokalebene die dazu notwendige empfindliche Fläche des Triggersystems. Die Untergrundabschirmung der Detektoren des Spektrometers besteht aus 5 cm Polyäthylen zur Moderierung der Neutronen, 5 cm borisiertem Polyäthylen zu deren Einfang und 10 cm Blei zur Abschirmung der

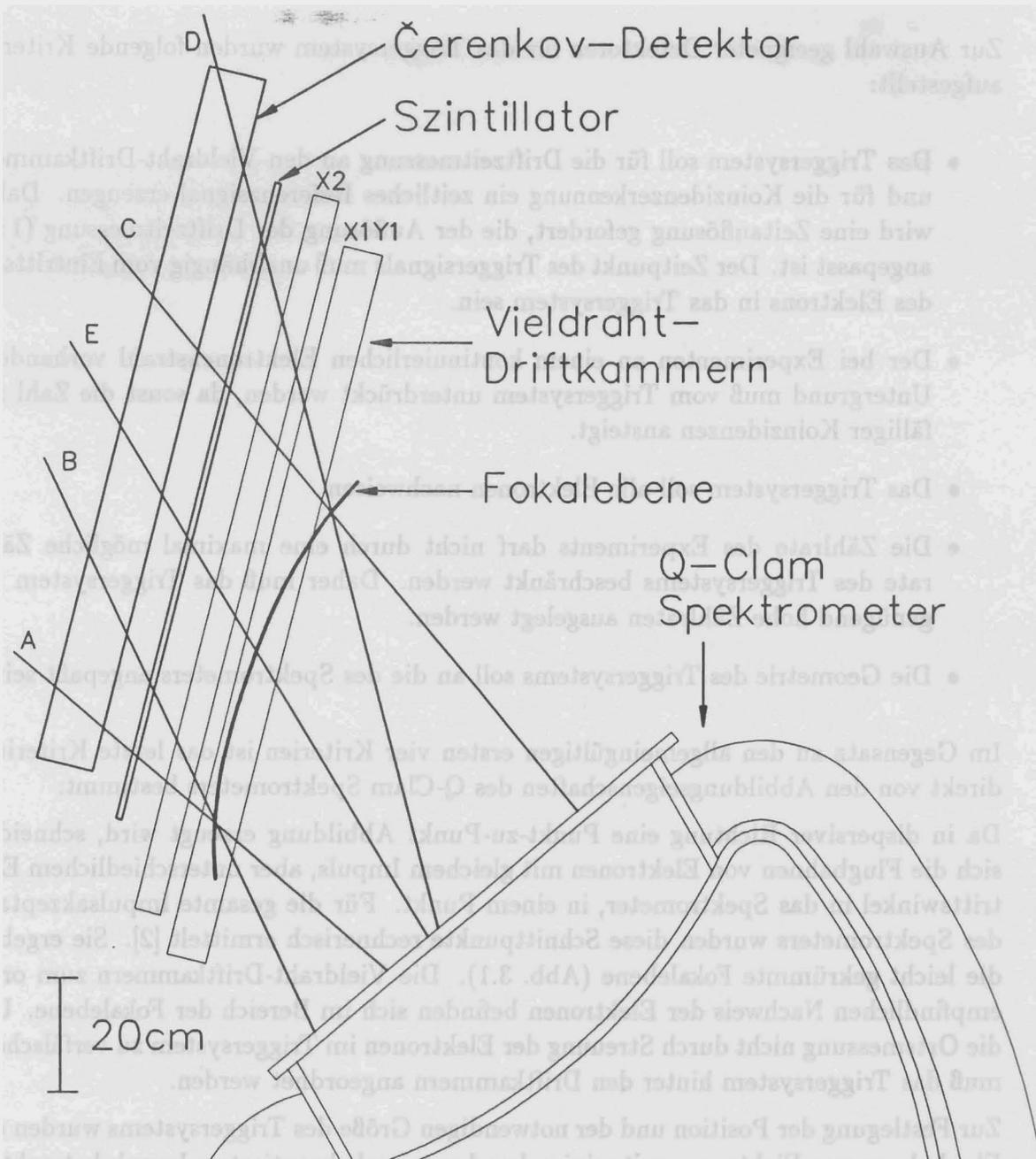


Abb. 3.1: Fokalebene des Q-Clam Spektrometers, Sollstrahl (E) und Randstrahlen minimaler (A,B) und maximaler (C,D) Impulsakzeptanz.

γ -Strahlung. Da die Kosten der Abschirmung mit der Höhe des Triggersystems ansteigen, soll dies möglichst kompakt sein. Es muß also unmittelbar hinter der letzten Driftkammer angebracht werden.

3.2 Aufbau

Um alle oben genannten Anforderungen zu erfüllen, wurde ein Triggersystem bestehend aus zwei Detektortypen mit unterschiedlichen Eigenschaften aufgebaut. Das Zeitsignal des Triggersystems wird von einem Szintillations-Detektor erzeugt, durch einen dazu koinzident betriebenen Čerenkov-Detektor wird der Untergrund unterdrückt. In Kapitel 4 wird gezeigt, daß die Dicke der Detektoren den unterschiedlichen Lichtausbeuten der Detektortypen angepaßt ist.



Szintillator

Im Abstand von 4 cm zur letzten Driftkammer (Abb. 3.1) befindet sich ein 115 cm langer, 13 cm breiter und 1 cm dicker Plastik-Szintillator aus dem Szintillatormaterial Ne102A. Dieses Material ist ein guter Kompromiß zwischen den Anforderungen und den Kosten eines großflächigen Detektors mit guter Zeitauflösung. Es erzeugt schnelle Signale (Abklingzeit 2.4 ns), die Lichtausbeute des Materials ist hoch, die Absorptionslänge für im Szintillator erzeugtes Licht ist ausreichend groß — erst nach 2.5 m fällt die Intensität des Lichts auf $1/e$ ab [9]. Vor der lichtdichten Verpackung mit schwarzer Kunststoffolie wurde der Szintillator mit zerknitterter Aluminiumfolie umwickelt. So wurde in kompakter Bauweise erreicht, daß die Kunststoffolie nicht auf dem Szintillatormaterial (Brechungsindex $n = 1.58$) aufliegt. Da die Oberflächen hauptsächlich von Luft ($n = 1$) umgeben sind, wird das im Szintillator isotrop erzeugte Licht durch Totalreflexion zu den Stirnflächen des Szintillators transportiert. Die Grenzwinkelbedingung der Totalreflexion wird nur von dem Teil des Lichts erfüllt, der die Stirnfläche mit wenigen Reflexionen erreichen kann. Große, bei spiegelnder Reflexion auftretende Laufzeitstreuungen werden vermieden. An den Stirnflächen befinden sich Streifenlichtleiter aus Plexiglas, die den rechteckigen Querschnitt in einen runden, der Kathodenfläche der Photomultiplier angepasst, umwandeln. Die Krümmungsradien der jeweils 4 Plexiglasstreifen des Lichtleiters wurden so gewählt, daß die Bedingung für Totalreflexion nicht verletzt wird. Der untere Photomultiplier kann aus Platzgründen nicht in direkter Verlängerung des Szintillators angebracht werden, daher ist dessen Lichtleiter um 30° gekrümmt (Abb. 3.2). In einer Aluminiumhülse am Ende jedes Lichtleiters befindet sich je ein mit einer μ -Metall Hülse magnetisch abgeschirmter Photomultiplier (XP 2012), der durch ein Gewinde innerhalb der Aluminiumhülse auf die Lichtaustrittsfläche des Lichtleiters gepresst wird. Zur optischen Kopplung zwischen dem Photomultiplierfenster und dem Lichtleiter wurde Silikonfett mit großer Viskosität benutzt.

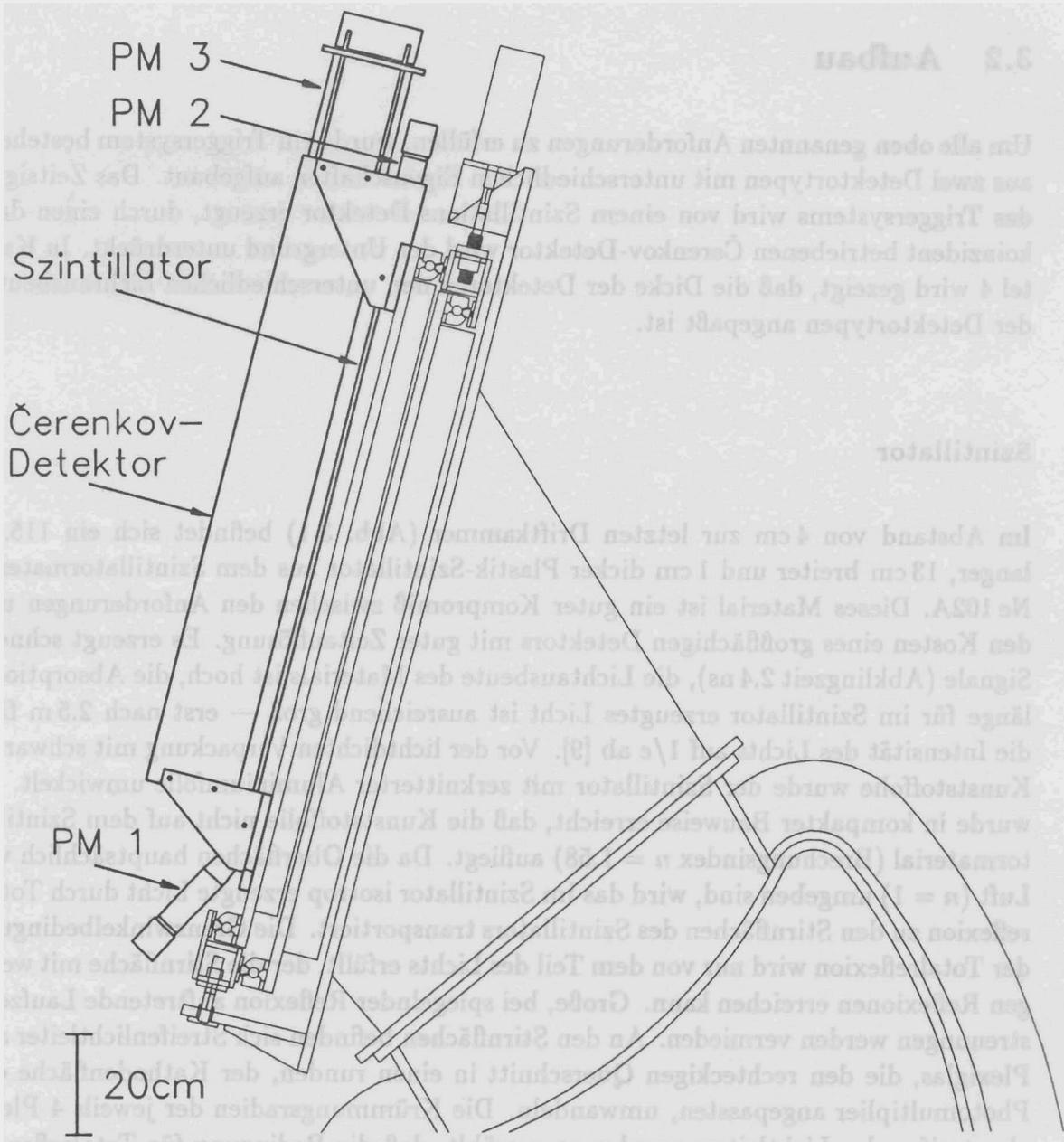


Abb. 3.2: Ansicht des Triggersystems am Q-Clam Spektrometer.

Čerenkov-Detektor

Ein Teilchen der Geschwindigkeit β emittiert in Materie mit dem Brechungsindex n nur dann Čerenkov-Licht, wenn die Bedingung $\beta n > 1$ erfüllt ist. Das erzeugte Licht breitet sich dabei nicht isotrop, sondern in Form eines Kegels entlang der Flugbahn aus [10]. Der halbe Öffnungswinkel θ des Kegels beträgt $\cos \theta = 1/n\beta$. Für ein relativistisches Elektron ($\beta \approx 1$) in Plexiglas ($n = 1.49$) ist $\theta = 48,2^\circ$.

Der Čerenkov-Detektor besteht aus einem Plexiglasquader von 125 cm Länge, 14 cm Breite und 10 cm Dicke. Er ist 12 cm von der Driftkammer entfernt. Der Plexiglasquader wird am oberen und unteren Ende von gefrästen Aluminiumplatten eingefasst. Diese sind über vier entlang der Kanten des Plexiglasquaders verlaufende Plexiglasstangen fest miteinander verbunden. Stangen aus Plexiglas wurden benutzt, um Spannungen durch unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten zu verhindern. Die schwarze Kunststoffolie zur lichtdichten Verpackung wird von den bündig mit den Aluminiumplatten verschraubten Plexiglasstangen von der Oberfläche des Plexiglasquaders ferngehalten. So ist Lichtleitung durch Totalreflexion möglich, die Absorptionslänge beträgt in Plexiglas ≈ 4.3 m [11]. Wegen der gerichteten Lichterzeugung entlang der Flugbahn der Elektronen (Abb. 3.1) und wegen des Grenzwinkels der Totalreflexion am Übergang Plexiglas – Luft von 41.8° kann durch Totalreflexion Licht nur zur oberen Stirnfläche transportiert werden. Dort ist in einer runden Aussparung der oberen Aluminiumplatte ein Photomultiplier (XP 2041) angebracht. Um eine möglichst niedrige Bauhöhe zu erreichen, wurde auf einen Lichtleiter verzichtet. Eine μ -Metall Hülse zur magnetischen Abschirmung und eine lichtdichte Kunststoffhülse sind am Gehäuse des Photomultipliers befestigt. Mit 4 Federn wird der Photomultiplier auf die Stirnfläche des Plexiglasquaders gepreßt, die lichtdichte Kunststoffhülse schiebt sich dabei ohne Spiel in die Aussparung der Aluminiumplatte. Zur optischen Kopplung von Photomultiplier und Plexiglas wurde auch hier Silikonfett benutzt.

Halterung

Die beiden freitragenden, bereits lichtdicht verpackten Detektoren werden an gemeinsame Aluminiumwinkel geschraubt, mit denen sie auf der tragenden Aluminiumplatte der Driftkammer befestigt werden. Um einen schnellen Ein- und Ausbau des Triggersystems zu erlauben, wurde auf der Driftkammer eine Führungsschiene angebracht, die das Gewicht des Triggersystems aufnimmt. Gleichzeitig wird das Triggersystem durch eine Nut in der Führungsschiene positioniert.

Erzeugung des Triggersignals

Zur Erzeugung des Triggersignals müssen die Ausgangssignale der drei Photomultiplier geeignet verknüpft werden. Ein Blockschaltbild der Elektronik ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Aus den analogen Ausgangssignalen der Photomultiplier werden mit Constant-Fraction-Diskriminatoren logische Signale erzeugt. Bei Constant-Fraction-Diskriminatoren ist der Zeitpunkt des logischen Signals unabhängig von der

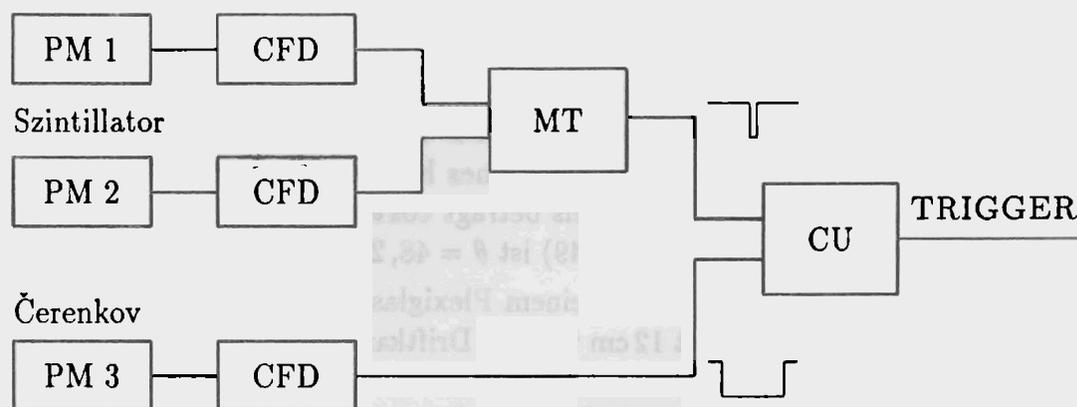


Abb. 3.3: Erzeugung des Elektronen-Triggers. PM: Photomultiplier, CFD: Constant-Fraction-Diskriminator, MT: Mean-Timer, CU: Coincidence-Unit

Impulshöhe des analogen Eingangssignals. Das von einem Elektron im Szintillator erzeugte Licht läuft zu den Photomultipliern an beiden Enden des Szintillators. Der Ort des Elektrons auf dem Detektor bestimmt die Laufzeiten. Die Summe der zwei Lichtlaufzeiten ist jedoch konstant. Aus den Signalen beider Photomultiplier erzeugt ein elektronischer Mean-Timer ein Signal, das nach einer konstanten Verzögerung und der Hälfte der Summe beider Laufzeiten auftritt. Der Zeitpunkt dieses Signals ist unabhängig vom Ort des Elektrons auf dem Detektor.

Der *Elektronen-Trigger* ist das Ausgangssignal einer Koinzidenz-Einheit, die das Signal des Čerenkov-Detektors mit dem Signal des Szintillators durch ein logisches UND verknüpft. Das Čerenkov-Detektor-Signal öffnet ein 150 ns langes Koinzidenzfenster, innerhalb dessen das 20 ns lange Signal des Mean-Timers auftreten muß. Der Zeitpunkt des Ausgangssignals wird über den Mean-Timer vom Szintillator bestimmt. Es ist daher unerheblich, daß das Signal des Čerenkov-Detektors wegen der Lichtlaufzeit im Detektor vom Ort des Elektrons auf dem Detektor abhängt.

Da der Čerenkov-Detektor nur Elektronen oberhalb einer Schwellenenergie nachweist und durch die Koinzidenzbedingung ein Triggersignal nur dann erzeugt wird, wenn ein Elektron beide Detektoren getroffen hat, wird der Untergrund des Elektronen-Triggers bis auf zufällige Koinzidenzen unterdrückt.

Spannungsteiler der Photomultiplier

Zum Betrieb eines Photomultipliers müssen dessen Kathode und Dynoden mit Spannung versorgt werden. Die Dynodenspannungen erzeugt man mit einem geeignet dimensionierten Spannungsteiler aus der Kathodenspannung. Der Strom der Elektronen im Photomultiplier belastet den Spannungsteiler, besonders an den letzten Dynoden. Dadurch ändern sich die Spannungen zwischen den Dynoden — damit auch die Verstärkung des Photomultipliers. Ist der durch den Spannungsteiler fließende Querstrom etwa 100 mal größer als der im Photomultiplier auftretende Spitzenstrom,

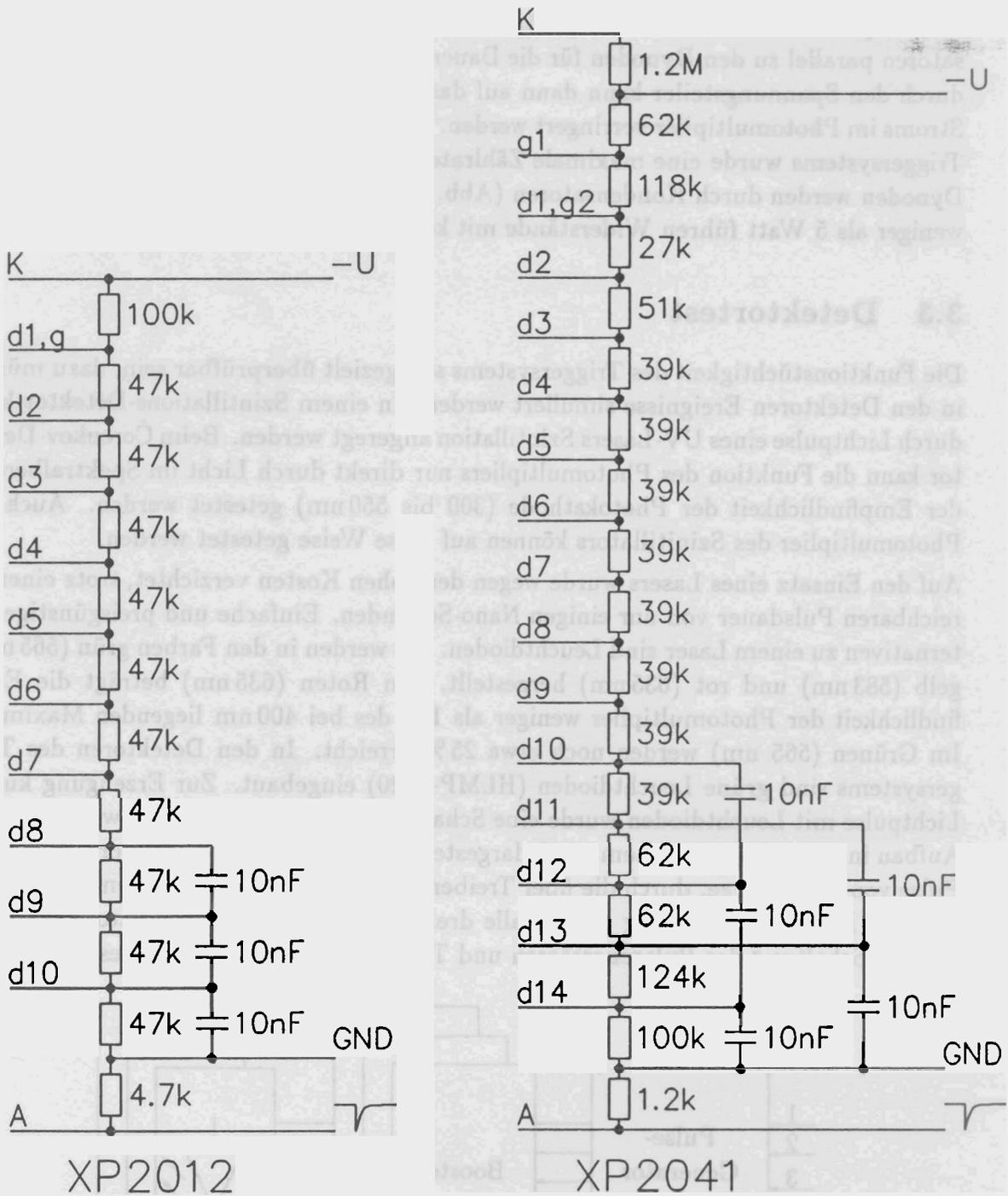


Abb. 3.4: Spannungsteiler der Photomultiplier des Szintillations- (XP 2012) und des Čerenkov-Detektors (XP 2041).

so ist die Schwankung der Verstärkung vernachlässigbar [12]. Dabei tritt in den Spannungsteilern eine Verlustleistung von einigen 100 Watt auf.

Die im Triggersystem erzeugten Signale sind statistisch verteilt und haben eine Länge von einigen Nano-Sekunden. Es genügt daher, die Dynodenspannungen mit Kondensatoren parallel zu den Dynoden für die Dauer eines Pulses zu stabilisieren. Der Strom durch den Spannungsteiler kann dann auf das 100-fache des über die Zeit *gemittelten* Stroms im Photomultiplier verringert werden. Zur Berechnung der Spannungsteiler des Triggersystems wurde eine maximale Zählrate von 500 kHz angenommen. Die letzten Dynoden werden durch Kondensatoren (Abb. 3.4) stabilisiert. Die Verlustleistung von weniger als 5 Watt führen Widerstände mit keramischem Träger leicht ab.

3.3 Detektortest

Die Funktionstüchtigkeit des Triggersystems soll gezielt überprüfbar sein, dazu müssen in den Detektoren Ereignisse simuliert werden. In einem Szintillations-Detektor kann durch Lichtpulse eines UV-Lasers Szintillation angeregt werden. Beim Čerenkov-Detektor kann die Funktion des Photomultipliers nur direkt durch Licht im Spektralbereich der Empfindlichkeit der Photokathode (300 bis 550 nm) getestet werden. Auch die Photomultiplier des Szintillators können auf diese Weise getestet werden.

Auf den Einsatz eines Lasers wurde wegen der hohen Kosten verzichtet, trotz einer erreichbaren Pulsdauer von nur einigen Nano-Sekunden. Einfache und preisgünstige Alternativen zu einem Laser sind Leuchtdioden. Sie werden in den Farben grün (565 nm), gelb (583 nm) und rot (635 nm) hergestellt. Im Roten (635 nm) beträgt die Empfindlichkeit der Photomultiplier weniger als 1 % des bei 400 nm liegenden Maximum. Im Grünen (565 nm) werden noch etwa 25 % erreicht. In den Detektoren des Triggersystems sind grüne Leuchtdioden (HLMP-1520) eingebaut. Zur Erzeugung kurzer Lichtpulse mit Leuchtdioden wurde eine Schaltung zur Ansteuerung entwickelt, deren Aufbau in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt ist. Ein 3-fach Puls-Generator erzeugt Pulse von 20 ns Länge, durch die über Treiber (Booster) die Leuchtdioden angesteuert werden. Ein vierter Eingang steuert alle drei Ausgänge des Pulsgenerators synchron an. Die Schaltung der Pulsgeneratoren und Treiber sind in Anhang A beschrieben.

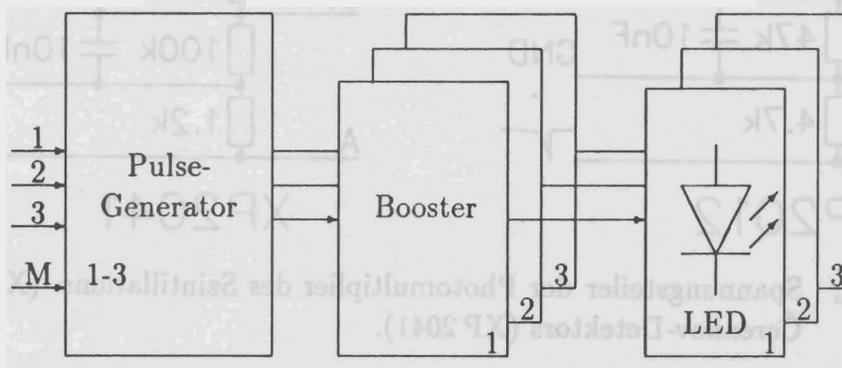


Abb. 3.5: Blockschaltbild der Elektronik zum Betrieb der Test-Leuchtdioden des Triggersystems.

4 Simulationsrechnungen

Mit Hilfe von Simulationsrechnungen wurde untersucht, ob die Detektoren des Triggersystems eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 100 % erreichen können. In den Detektoren erfolgt der Nachweis der Elektronen in mehreren Stufen. Die Stufen wurden als unabhängig betrachtet. Für einen Szintillator sind dies:

1. Absorption eines Teils der Energie des einfallenden Elektrons (Energieverlust).
2. Umwandlung der absorbierten Energie in Photonen (Lichtausbeute).
3. Überführung der Photonen zur Kathode des Photomultipliers (Lichtleitung).
4. Erzeugung von Photoelektronen (Quantenausbeute).
5. Vervielfachung der Photoelektronen im Photomultiplier (Verstärkung).

Für einen Čerenkov-Detektor gilt dieses Schema ebenfalls, die Photonen werden dann jedoch direkt, also ohne Szintillation erzeugt

Eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 100 % wird dann erreicht, wenn jedes nachzuweisende Elektron ein Ausgangssignal am Photomultiplier erzeugt, das größer ist als die zur Unterdrückung des Rauschens notwendige Schwelle in dem nachfolgenden Diskriminator. Das Rauschen in Photomultipliern wird durch spontane, thermische Emission einzelner Elektronen aus der Photokathode verursacht [13]. Die Höhe des Ausgangssignals hängt von der angelegten Kathodenspannung und dem Arbeitswiderstand an der Anode ab. Ein von der Verstärkung des Photomultipliers unabhängiges Maß der Signalhöhe ist die Zahl der Elektronen vor der Vervielfachung. Eine untere Grenze dieser Zahl wurde für Ereignisse in Szintillator und Čerenkov-Detektor ermittelt.

Photonenerzeugung

Das Szintillatormaterial Ne 102A hat eine Dichte von 1.032 g/cm^3 . Der Energieverlust für minimal ionisierende Teilchen [14] beträgt bei Ne 102A $1.95 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$. Da die Elektronen der Sollbahn unter 45° durch den 10 mm dicken Szintillator fliegen, ergibt sich eine effektive Detektordicke von 14.1 mm. Der Energieverlust der Elektronen im Szintillator beträgt also $\approx 2.7 \text{ MeV}$.

Aus der im Szintillator deponierten Energie werden durch Szintillation (Fluoreszenz) Photonen erzeugt. Die Effizienz des Plastik-Szintillators Ne 102A ist bekannt, sie beträgt 65 % der des kristallinen Szintillators Anthracene. Anthracene erzeugt pro 60 eV deponierter Energie ein Photon [15]. Daher benötigt Ne 102A zur Emission eines Photons ($\lambda = 423 \text{ nm}$, $h\nu \approx 3 \text{ eV}$) ungefähr 95 eV. Bei 2.7 MeV im Szintillator deponierter Energie werden ungefähr 27500 Photonen erzeugt.

Für die Zahl der durch Čerenkov-Strahlung im empfindlichen Spektralbereich des Photomultipliers emittierten Photonen gibt es Abschätzungen: Pro Zentimeter Bahnlänge

erzeugt ein relativistisches Elektron ($\beta \approx 1$) in Plexiglas ($n = 1.49$) etwa 200 Photonen [10]. Bei einer effektiven Dicke von 141 mm sind dann in dem Čerenkov-Detektor ungefähr 2800 Photonen vorhanden.

Simulationsrechnungen

Mit dem Monte-Carlo-Simulationsprogramm 'Guide' [16,17] wurde die Effizienz der Lichtleitung der Detektoren berechnet. Die Effizienz gibt an, wie viele der in den Detektoren erzeugten Photonen die Photokathode des Photomultipliers erreichen. In einer Eingabedatei wird der zu simulierende Detektor beschrieben. Diese Datei enthält Angaben über die Art der Lichterzeugung (Szintillation oder Čerenkov-Strahlung), über die Anordnung und Art der reflektierenden Oberflächen und über die Lichtabsorptionslänge im Detektor ($1/e$ -Länge). Das Fenster eines Photomultipliers wird in der Eingabedatei durch ein sogenanntes Gate dargestellt. Die Zahl der pro Simulationslauf zu erzeugenden Photonen wird ebenfalls in der Eingabedatei festgelegt.

Die Ausbreitungsrichtung eines erzeugten Photons wird von einem gewichteten Zufallszahlengenerator bestimmt, dadurch kann je nach Art der Wichtung eine isotrope Verteilung (Szintillation) oder eine gerichtete (Čerenkov-Strahlung) simuliert werden. Die Bahn des erzeugten Photons wird verfolgt. Der Schnittpunkt der Photonenflugbahn mit der nächsten Oberfläche wird berechnet, je nach Einfallswinkel und Art der Oberfläche wird das Photon dort gestreut, reflektiert, transmittiert oder absorbiert. Mit der neuen Ausbreitungsrichtung wird die Flugbahn des Photons erneut verfolgt.

Die Flugbahnverfolgung endet, wenn das Photon das Gate (den Photomultiplier) erreicht, oder wenn das Photon das Gate nicht mehr erreichen kann. Dies ist der Fall, wenn es auf seiner Flugbahn keine weiteren Oberflächen trifft. Mit der Flugbahnverfolgung wird also der Anteil der erzeugten Photonen ermittelt, die das Gate treffen können.

Um auch Dämpfung in dem Detektormaterial zu berücksichtigen, wird die Länge ℓ der Photonenflugbahn berechnet. Aus ihr ergibt sich die Wahrscheinlichkeit p mit der ein Photon absorbiert wird: $p = \rho^n [1 - \exp(-\ell/\ell_e)]$, wobei ℓ_e die $1/e$ -Absorptionslänge, n die Zahl der Reflexionen und ρ der Reflexionsgrad ist. Totalreflexion ist verlustfrei, $\rho = 1$. Mit einem Zufallszahlengenerator wird die Wahrscheinlichkeit p für jedes Photon,

Tabelle 4.1: Effizienz der Lichtleitung in den Detektoren. Die Positionen entsprechen den in Abbildung 3.1 gezeigten.

Position	Čerenkov	Szintillator
A	26 %	3.2 %
B	35 %	3.9 %
C	39 %	10.6 %
D	48 %	22.1 %
E	37 %	6.0 %

das den Photomultiplier geometrisch erreicht, ausgewertet. Man erhält die Zahl der Photonen die den Photomultiplier tatsächlich erreichen. Die Effizienz der Lichtleitung ist das Verhältnis dieser Zahl zur Zahl insgesamt erzeugter Photonen.

Für die in Abbildung 3.1 gezeigten Flugbahnen der Elektronen wurden Simulationsrechnungen durchgeführt, pro Simulationslauf wurden jeweils 50000 Photonen erzeugt. Die ermittelten Werte der Effizienz sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Im Čerenkov-Detektor wurden 10 MeV, 50 MeV und 130 MeV Elektronen simuliert. Da 10 MeV Elektronen bereits so relativistisch sind, daß der Öffnungswinkel der Čerenkov-Strahlung (48.129°) vom dem eines 130 MeV Elektrons (48.189°) kaum abweicht, konnte kein Einfluß der Energie auf die Effizienz der Lichtleitung festgestellt werden.

Aus den Daten der Bahnverfolgung wurde die Verteilung der Photonen auf den Lichtaustrittsflächen der Detektoren bestimmt. Abbildungen 4.1 und 4.2 zeigen, daß die Verteilung über die gesamte Fläche homogen ist.

Gesamtausbeute

Die Zahl der an der Photokathode erzeugten Elektronen ist das Produkt aus der Zahl im Detektor erzeugter Photonen, der Effizienz der Lichtleitung und der Quantenausbeute der Photokathode. Die Quantenausbeute gibt das Verhältnis der Zahl erzeugter Elektronen zur Zahl einfallender Photonen an [12]. Um mit der Gesamtausbeute die Ansprechwahrscheinlichkeit beurteilen zu können, wurden die jeweils ungünstigsten Fälle betrachtet.

Tabelle 4.2: Zahl der in der Photokathode des Photomultipliers (PM) mindestens erzeugten Elektronen (Elektronenausbeute).

	erzeugte Photonen	Lichtleiter-Effizienz	Quantenausbeute	Elektronen im PM
Szintillator	27500	3.2 %	28 %	220
Čerenkov	2800	26 %	25 %	180

Die Zahl der von einem echten Ereignis erzeugten Elektronen liegt zwei Größenordnungen über der von Einzel-Elektron-Ereignissen, die das Rauschen verursachen. Am Ausgang des Photomultipliers kann durch einfache Impulshöhendiskrimination das echte Signal vom Rauschen getrennt werden. Daher sollte eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 100 % mit den Detektoren des Triggersystems erreichbar sein.

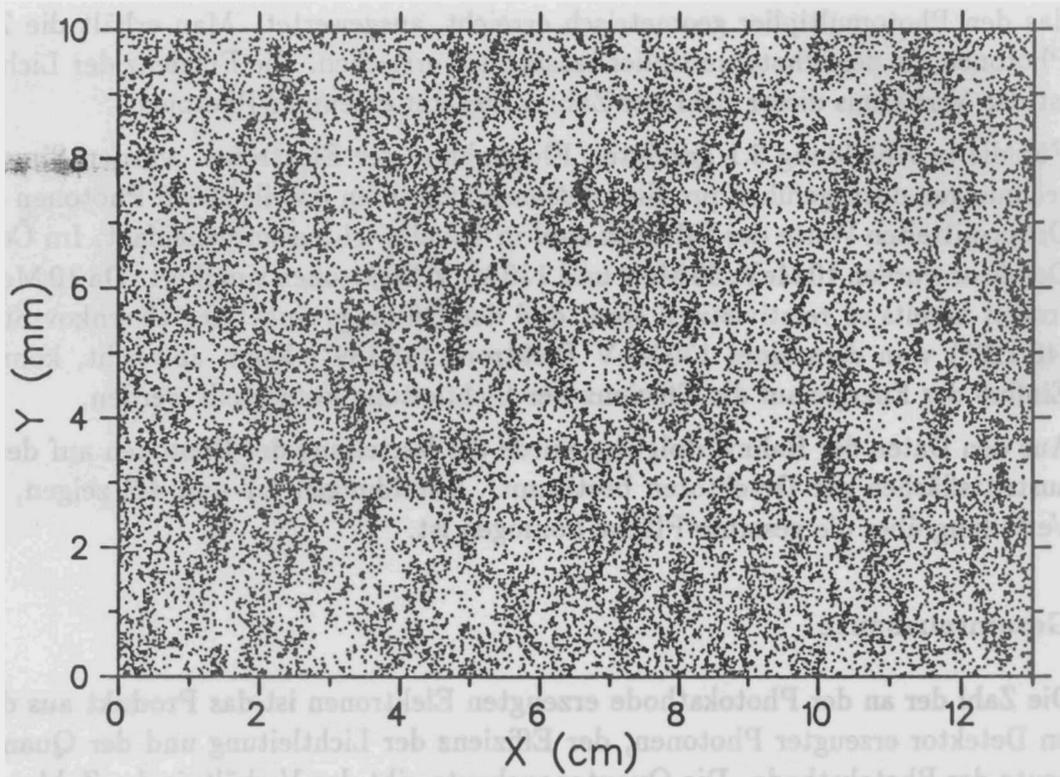


Abb. 4.1: Verteilung der Photonen auf der Stirnfläche des Szintillators.

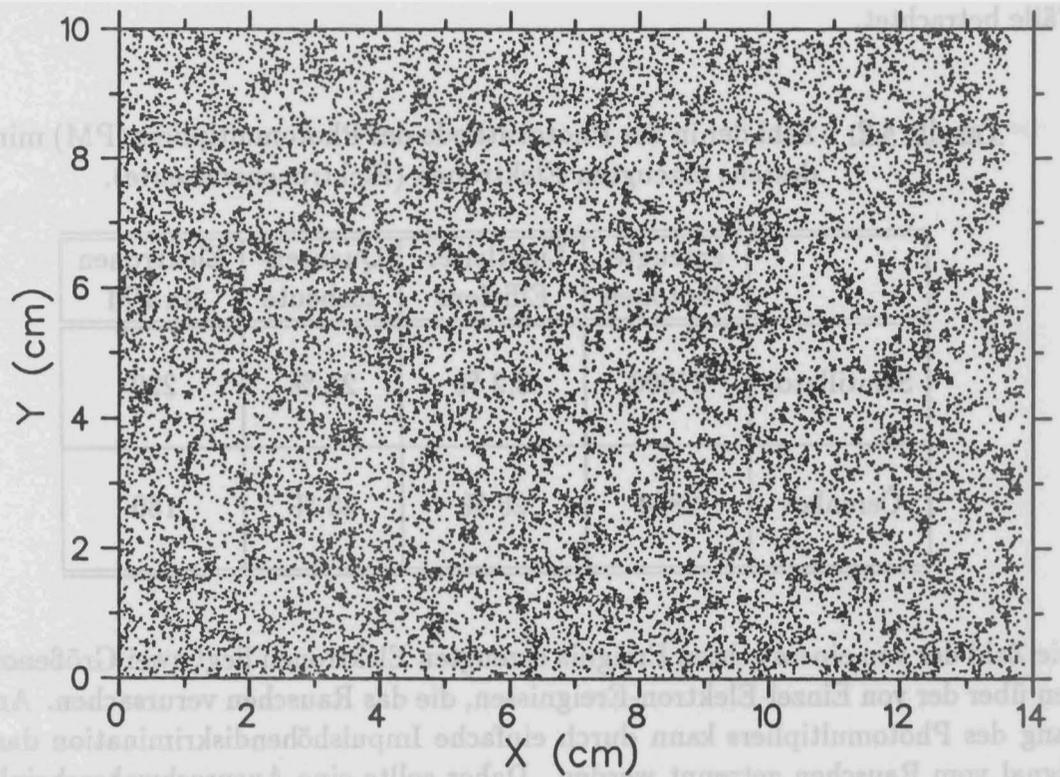


Abb. 4.2: Verteilung der Photonen auf der Stirnfläche des Čerenkov-Detektors.

5 Messungen am Triggersystem

In diesem Kapitel werden Messungen am Triggersystem vorgestellt, die während einer Strahlzeit am S-DALINAC durchgeführt wurden. Um die Strahlzeit optimal auszunutzen, konnten die Messungen nur parallel zu weiteren Experimenten am Q-Clam Spektrometer durchgeführt werden. Ziel der anderen Experimente war es, die Abbildungseigenschaften des Spektrometers sehr genau zu studieren [2] und erste (e,e')-Single-Arm-Experimente durchzuführen [3].

Um diese Experimente nicht zu beeinflussen oder gar zu gefährden, konnten die Parameter der Messungen am Triggersystem nur geringfügig variiert werden. Besonders nachteilig war, daß keine Online-Analyse durchgeführt werden konnte.

5.1 Zeitauflösung

Die Schaltung zur Erzeugung des Triggersignals ist in Kapitel 3 beschrieben (Abb. 3.3). Der Zeitpunkt des Triggersignals wird nur von dem Szintillator bestimmt. Der Čerenkov-Detektor ist daher bei den nachfolgenden Überlegungen nicht zu berücksichtigen. Die Zeitauflösung gibt an, welcher zeitlichen Schwankung die Erzeugung des Triggersignals unterliegt. Zur Messung dieser Schwankung benötigt man ein zeitliches Referenzsignal.

Dieses Referenzsignal wurde von einem Hilfs-Szintillator mit einer empfindlichen Fläche von 130 mm mal 150 mm und einer Dicke von 4 mm erzeugt. Er wurde am oberem Ende des Szintillators — im Bereich der Lage der elastischen Linie — seitlich in den Luftspalt zwischen Szintillator und Čerenkov-Detektor geschoben. Da die elastische Linie am oberen Ende dem Szintillator lag, wurden maximal unterschiedliche Lichtlaufzeiten

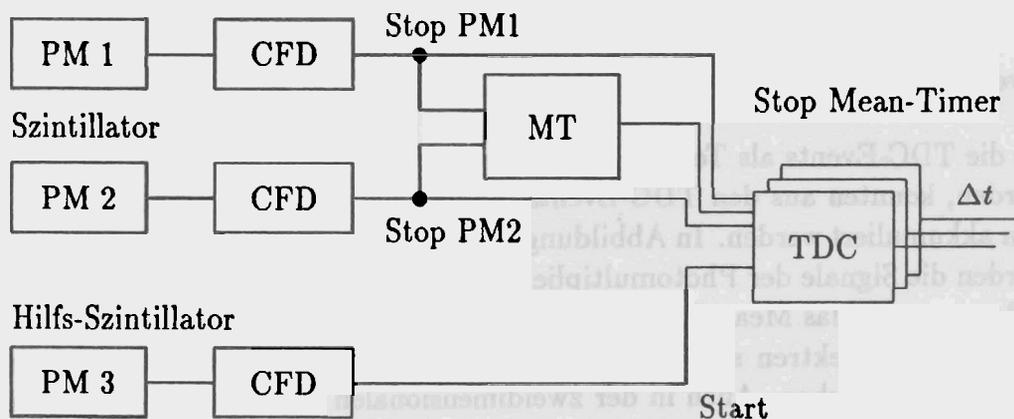


Abb. 5.1: Anordnung zur Messung der Zeitauflösung des Triggersystems. Der Hilfs-Szintillator erzeugt ein gemeinsames Start-Signal, die Photomultiplier (PM1, PM2) und der Mean-Timer jeweils ein Stop-Signal.

erzeugt. Die gemessene Zeitauflösung beschreibt also den Grenzfall ungünstigster Bedingungen.

Die Messung wurden parasitär zu einem $^{24}\text{Mg}(e,e')$ -Experiment durchgeführt, bei einem Strahlstrom von $35 \pm 10 \text{ nA}$. Eine schematische Darstellung des Meßverfahrens ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Ein 8-fach TDC (Time-to-Digital-Converter) mit einer Auflösung von 250 ps bei einem Meßbereich von 500 ns wurde zur Zeitmessung eingesetzt. Die Zeitmessung wurde von dem Hilfs-Szintillator gestartet, gestoppt wurde sie jeweils durch die Signale der Photomultiplier (PM1, PM2) und des Mean-Timers.

Die Meßwerte der drei TDCs wurden gemeinsam mit den Daten der (e,e') -Messung erfaßt. Dazu wurde die (e,e') -Eventstruktur um drei Datenfelder erweitert. Der Event-Builder der Datenerfassung hat bei jedem (e,e') -Event überprüft, ob in dem TDC — asynchron zum (e,e') -Event — gültige Daten vorlagen. War dies der Fall, so wurden die drei TDC-Meßwerte ausgelesen und in die entsprechenden Datenfelder des erweiterten (e,e') -Events eingetragen. Hatte der TDC keine Meßdaten, so wurden die Datenfelder mit dem Zahlenwert 9999 aufgefüllt. Dieser Zahlenwert liegt oberhalb des Meßbereichs des TDC (2047) und markiert die Datenfelder als ungültig.

Eindimensionale Spektren in halb-logarithmischer Darstellung zeigt Abbildung 5.2. Die TDC-Spektren sind untergrundfrei, daran angepaßte Gauß-Kurven beschreiben die Linien über mehr als drei Größenordnungen sehr gut. Die Breiten der Gauß-Kurven liegen zwischen $\sigma = 0.54 \text{ ns}$ und $\sigma = 0.73 \text{ ns}$. Aus der Lage der Linien kann keine Information gewonnen werden, da diese nur von Verzögerungsleitungen bestimmt ist, die sicherstellten, daß das jeweilige Stop-Signal stets nach dem Start-Signal am TDC auftrat. Die Summe aller Events (Σ) des gezeigten Ausschnitts des Spektrums wurde ebenfalls ermittelt, sie wird in Kapitel 5.2 benötigt.

Die Breiten σ der Gauß-Kurven beschreiben jedoch *nicht* die Zeitauflösung des Triggersystems, da eine eindimensionale Betrachtung der TDC-Spektren nur dann zulässig ist, wenn die Zeitmessung von einer idealen Referenz gestartet wird. Das Start-Signal des Hilfs-Szintillators war jedoch keine solche ideale Referenz.

Zweidimensionale TDC-Spektren

Da die TDC-Events als Teil des (e,e') -Events im List-Mode-Datenstrom aufgezeichnet wurden, konnten aus den TDC-Events in der Offline-Analyse zweidimensionale Spektren akkumuliert werden. In Abbildung 5.3 sind solche Spektren dargestellt. Zum einen wurden die Signale der Photomultiplier (PM1, PM2) gegeneinander aufgetragen, zum anderen wurde das Mean-Timer-Signal gegenüber dem Photomultiplier PM2 aufgetragen. In den Spektren sind Höhenlinien eingetragen, die logarithmisch abnehmenden Niveaus entsprechen. Auch in der zweidimensionalen Darstellung findet man nur eine Linie, deren Form aber eine deutliche Orientierung in Richtung der Winkelhalbierenden zeigt. In der Darstellung PM2-MEAN (Abb. 5.3) ist diese besonders stark ausgeprägt.

Um zu erläutern, wie aus den zweidimensionalen Spektren die Zeitauflösung des Triggersystems bestimmt wurde, soll hier zunächst ein idealisiertes Triggersystem betrach-

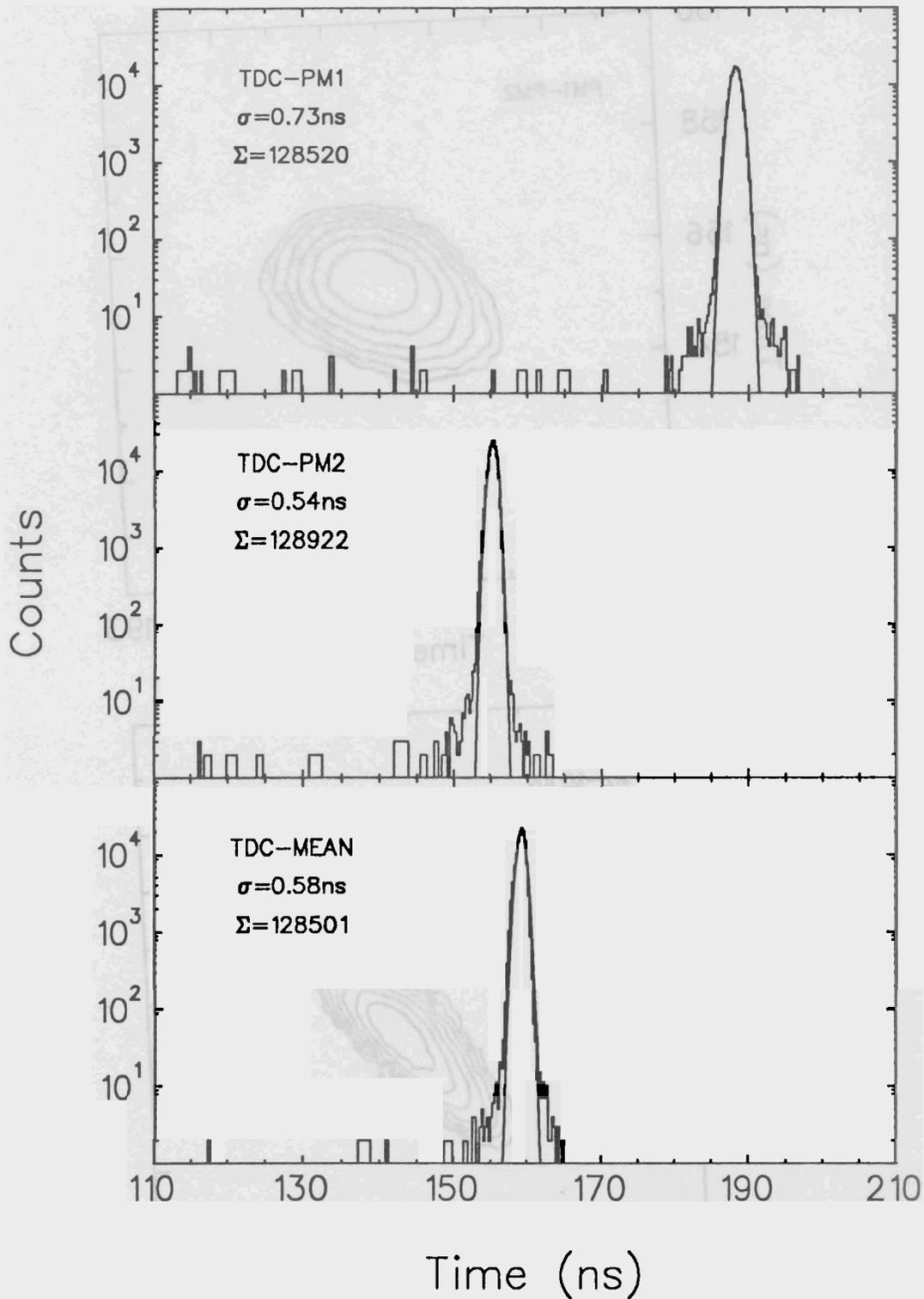


Abb. 5.2: TDC-Spektren der beiden Photomultiplier (TDC-PM1, TDC-PM2) und des Mean-Timers (TDC-MEAN) mit angepaßten Gauß-Kurven der Breite σ . Die Summe aller Counts im gezeigten Spektrum ist Σ . Aus der Lage der Linien kann keine Information gewonnen werden, da diese durch Verzögerungsglieder bestimmt ist.

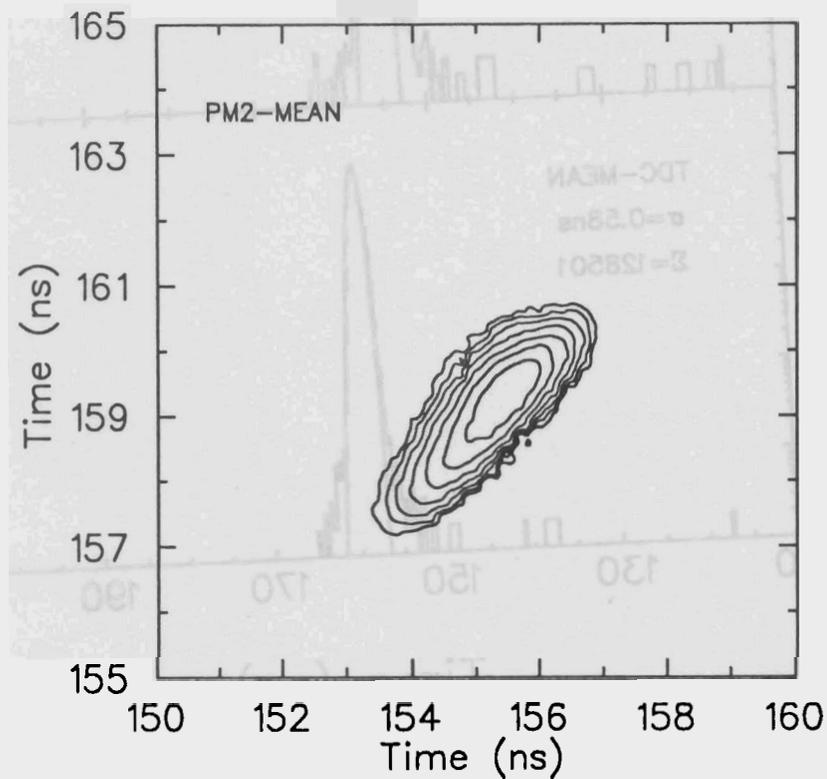
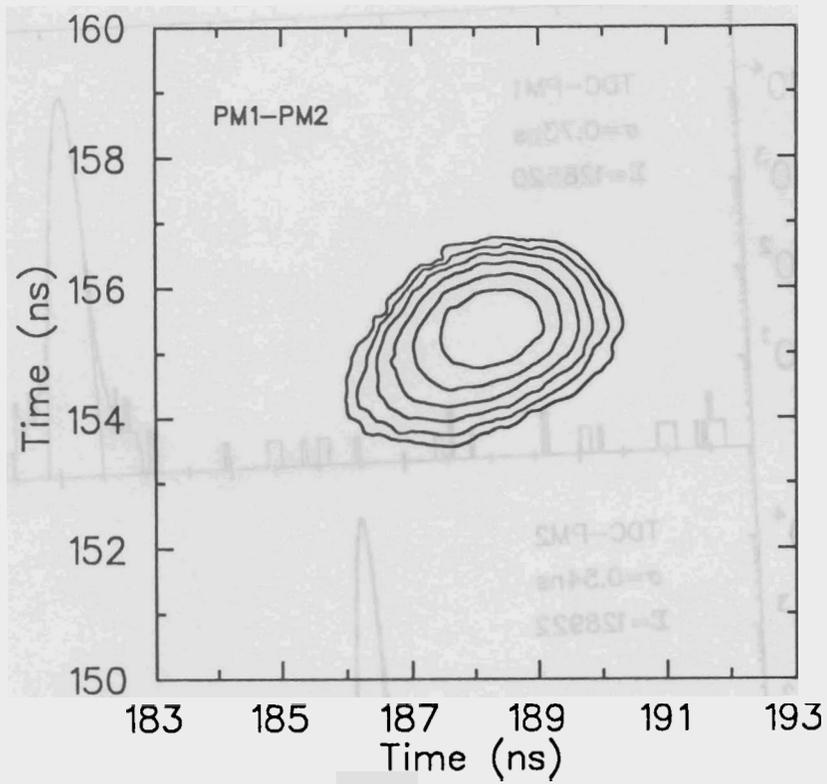


Abb. 5.3: Zweidimensionale Darstellung der TDC-Spektren. Die Höhenlinien wurden logarithmisch gewählt. Das Niveau der innersten Linie entspricht dem halben Maximum, jede nachfolgende Höhenlinie entspricht einer Halbierung.

tet werden. Dann wird diskutiert, wie sich Abweichungen von den idealisierten Bedingungen in den Spektren auswirken.

Die Detektoren eines idealen Triggersystems erzeugen Signale ohne zeitliche Schwankungen. Man erwartet daher für ein solches Triggersystem in einer zweidimensionalen Darstellung der TDC-Spektren, die gegen eine gemeinsame, ideale Referenz gemessen werden, einen einzigen Punkt. Nimmt man für die Referenz eine bestimmte zeitliche Schwankung an, so schwanken auch die gemessenen Zeiten, jedoch stets gleichgerichtet. Im Spektrum ergibt sich so eine einzige Linie, die in Richtung der Winkelhalbierenden verläuft. Unkorrelierte Schwankungen der Stop-Signale des Triggersystems erzeugen dagegen in einem zweidimensionalen Spektrum eine kreisförmige Verteilung.

Die Spektren zeigen eine Überlagerung beider Effekte. Um die Zeitauflösung des Triggersystems unabhängig von der des Hilfs-Szintillators zu bestimmen, muß man die Verteilung auf eine Gerade senkrecht zur Winkelhalbierenden projizieren. In dieser Projektion ist der Einfluß des Hilfs-Szintillators unterdrückt. Abbildung 5.4 zeigt eine solche Projektion. Eine Gauß-Kurve mit der Breite $\sigma = 0.21$ ns konnte an die gefundene Linie angepaßt werden.

Die Zeitauflösung des Triggersystems beträgt damit 0.5 ns (FWHM). Sie ist um den Faktor 2 besser als die Auflösung der Driftzeitmessung an den Vieldraht-Driftkammern (1 ns).

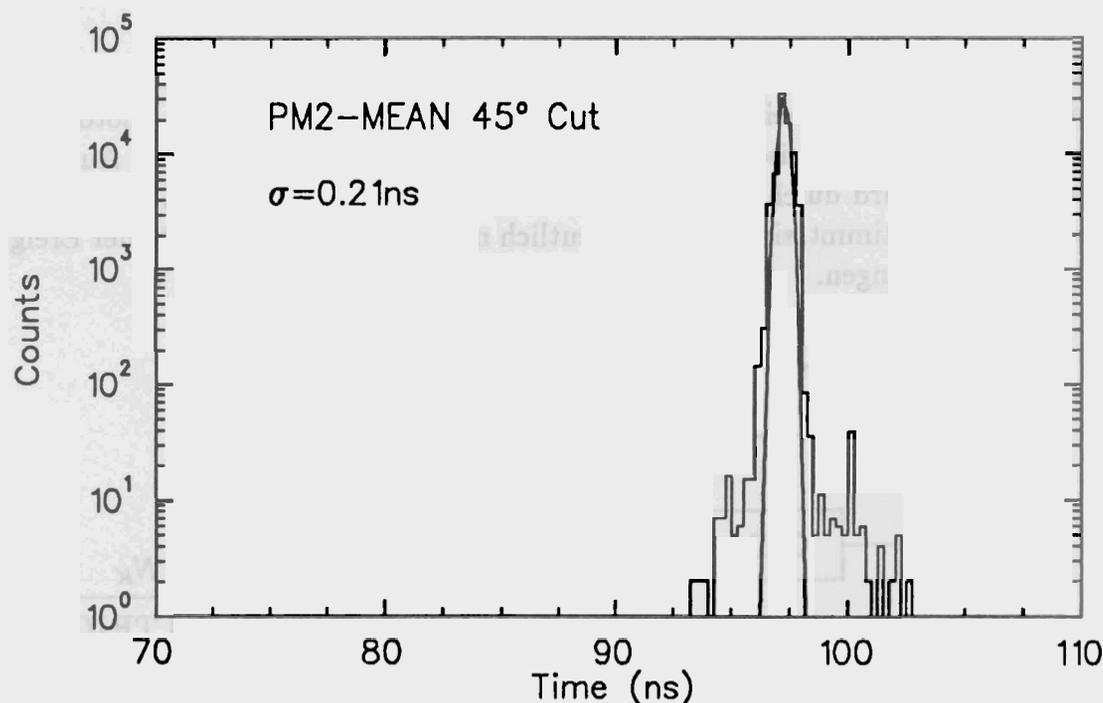


Abb. 5.4: Projektion des zweidimensionalen TDC Spektrums PM2-MEAN auf eine zur Winkelhalbierenden senkrechte Gerade. Eine Gauß-Kurve wurde an die Linie angepaßt. Die Lage der Kurve ist frei wählbar, sie ergab sich aus der Projektion.

5.2 Ansprechwahrscheinlichkeit

Zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit wurden Messungen nach dem in Abbildung 5.5 gezeigten Aufbau durchgeführt. Die koinzidente Zählrate N_K ist über die Ansprechwahrscheinlichkeit ε_T mit der wahren Zählrate N verknüpft: $N_K = \varepsilon_T N = \varepsilon_{S_z} \varepsilon_C N$. Freilaufend erzeugen die beiden Detektoren die untergrundbehafteten Zählraten:

$$N_{S_z} = \varepsilon_{S_z} N + N_{S_zU} \quad , \quad N_C = \varepsilon_C N + N_{CU}$$

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der beiden Detektoren beträgt:

$$\varepsilon_{S_z} = \frac{N_K}{N_C - N_{CU}} \quad , \quad \varepsilon_C = \frac{N_K}{N_{S_z} - N_{S_zU}}$$

Wegen des parasitären Charakters der Messungen war es nicht möglich, die für das oben beschriebene Verfahren notwendige Untergrundmessung durchzuführen.

Aus den Meßdaten zur Zeitauflösung kann jedoch die Ansprechwahrscheinlichkeit des Szintillators bestimmt werden. Dazu wurde jeweils die Gesamtzahl Σ der in Abbildung 5.2 gezeigten Ereignisse ermittelt. Der Mean-Timer erzeugt implizit eine Koinzidenzbedingung der beiden Eingangssignale. Aus der Zahl der Ereignisse an den Eingängen des Mean-Timers (TDC-PM1: $\Sigma = 128520$, TDC-PM2: $\Sigma = 128922$) und der am Ausgang des Mean-Timers (TDC-MEAN: $\Sigma = 128501$) ergibt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit des Szintillators $\varepsilon_{S_z} = 128501/128922 = 99.7\%$. Dieser Wert stelle eine untere Grenze dar, da Messung einer Messung unter im ungünstigsten Bedingungen durchgeführt werden.

Eine Ansprechwahrscheinlichkeit der Photomultiplier von weniger als 100% hat zur Folge, daß die Wahrscheinlichkeit zunimmt, nur in einem der beiden Photomultiplier das Elektron nachzuweisen. Die Zahl der koinzidenten Ereignisse am Ausgang des Mean-Timers wird durch das Produkt der Ansprechwahrscheinlichkeiten beider Photomultiplier bestimmt, sie muß dann deutlich niedriger sein, als die Zahl der Ereignisse an dessen Eingängen.

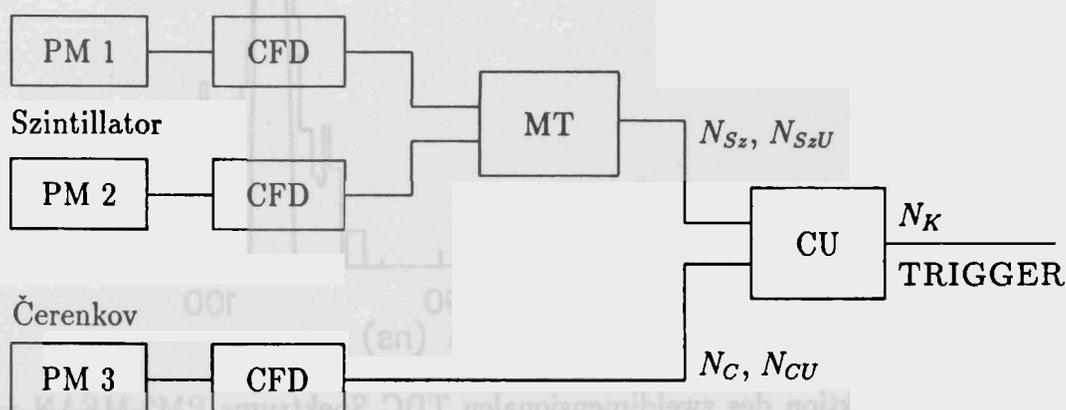


Abb. 5.5: Messung der zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggersystems notwendigen Zählraten N_K , N_{S_z} , N_{S_zU} , N_C , N_{CU}

6 CAMAC-Modul OCAI-512

6.1 Datenerfassung am Q-Clam Spektrometer

Ein Koinzidenzexperiment ermittelt Meßwerte verschiedener, ursächlich zusammenhängender Ereignisse. Die Meßdatenerfassung muß in der Lage sein, einzelne Meßwerte zu einem das gesamte Ereignis beschreibenden Datensatz zusammenzufassen. Man bezeichnet einen solchen Datensatz als *Event*. Bei Auswertung des Experiments werden die Events mit Hilfe eines Analyse-Programms nach physikalisch relevanten Kriterien aufbereitet. Diese Aufbereitung kann sofort (online) oder später (offline) erfolgen. Die Online-Analyse dient hauptsächlich der Experimentkontrolle. Eine Online-Analyse wird nur einen Teil der Eigenschaften des Experiments auswerten.

Schritte zur Verarbeitung eines Events

1. Erkennen eines Ereignisses (*koinzidenter Trigger!*).
2. Konvertieren der analogen Meßgrößen in digitale (ADC/TDC).
3. Auslesen der digitalen Meßwerte.
4. Eintragen der Meßwerte in die festgelegte Eventstruktur.
5. Schreiben des Events auf einen Datenträger (Magnetplatte oder Magnetband).
6. Übertragung des Events an ein Online-Analyse-Programm.

Auf dem Datenträger werden alle Events in Form einer streng chronologischen Liste gespeichert, man spricht daher auch von *List-Mode*-Datenerfassung.

Der zentrale Rechner des Datenerfassungssystems am Q-Clam Spektrometer ist eine MikroVAX 3600, die mit CAMAC-Peripherie erweitert wurde. Am Datenbus des Rechners (*Q-Bus*) ist ein CAMAC-System-Crate angeschlossen. Mit dem System-Crate kann über einen externen Datenbus (*CAMAC-Branch*) auf bis zu sieben CAMAC-Experiment-Crates zugegriffen werden.

In jedem der Crates befindet sich ein J11-Prozeßrechner. In den Experiment-Crates lesen diese Rechner den Teil der Meßwerte des Events aus, die innerhalb ihres Crates zur Verfügung stehen, sie bilden daraus *Subevents*. Diese werden vom Rechner des System-Crates gelesen und zum Event zusammengesetzt. Um die Zahl der Datentransfers zur MikroVAX gering zu halten, puffert das System-Crate mehrere Events und überträgt diese dann gemeinsam zur MikroVAX.

Das List-Mode-Datenerfassungsprogramm auf der MikroVAX ist GOOSY (GSI Online Offline System) [18]. GOOSY unterstützt Online- und Offline-Analysen. Es wurde für die oben beschriebene Hardware entsprechend modifiziert [5].

6.2 Beschreibung des CAMAC-Standard

Rechnergestützte Experimente erfordern es, Experimentelektronik zur Datenerfassung und Steuerung einzusetzen, die über geeignete Schnittstellen zur Kommunikation mit dem Rechner verfügt. Der CAMAC-Standard beschreibt eine solche Schnittstelle. Sie basiert auf einem rechnerunabhängigen, modularen, stark strukturierten Bus-System (*CAMAC-Dataway*), das in einem CAMAC-Überahmen (*CAMAC-Crate*) untergebracht ist. Ein solches Crate kann bis zu 23 CAMAC-Module und einen *Crate-Controller* aufnehmen (Abb. B.1).

Der Crate-Controller hat folgende Aufgaben:

Zum einen darf nur er auf den Dataway aktiv zugreifen (*Master*), alle anderen Module benutzen den Dataway dann, wenn sie adressiert werden (*Slave*). Besitzt ein Modul Daten, die in das CAMAC-System zu übertragen sind, so signalisiert es dies über eine spezielle *Look-At-Me*-Leitung im Dataway. Das Datenerfassungssystem muß dann diesen LAM-Request abarbeiten.

Zum anderen verbindet der Crate-Controller die Module des Crate mit dem Rechner. Dazu besitzt der Crate-Controller neben der Schnittstelle zum CAMAC-Dataway eine vom Typ der eingesetzten Hardware abhängige Rechnerschnittstelle.

In größeren CAMAC-Systemen werden mehrere Crates über einen externen Datenbus (*CAMAC-Branch*) verbunden. Die Schnittstelle zum Rechner befindet sich nicht mehr im Crate-Controller, sondern am Ende des Branch, im *Branch-Driver*. Die Crate-Controller haben statt dessen eine Schnittstelle zum Branch.

Adressierung der CAMAC-Module

Sollen Befehle an ein CAMAC-Modul gesendet werden, so muß es adressiert werden. Eine CAMAC-Adresse (auch *CNAF* genannt) wird durch folgende Angaben eindeutig bestimmt:

- C In einem System mit mehreren CAMAC-Crates wählt die *Cratenumber* C das gewünschte Crate aus.
- N Die *Stationnummer* N adressiert das Modul, sie entspricht der Position des Moduls innerhalb des Crates.
- A Mit der *Subaddress* A kann in einem Modul mit mehreren Baugruppen die entsprechende ausgewählt werden. Bei einem 8-fach ADC könnte man so den auszuleseenden Kanal bestimmen.
- F Befehle werden als *Functioncode* F, also binär codiert, an das Modul übertragen. Es stehen 32 Functioncodes zur Verfügung. Der Functioncode wird wie eine Adresse behandelt. Mit einem einzigen CAMAC-Cycle können Befehl und dazugehörige Daten übertragen werden.

Nach einem CAMAC-Cycle stehen zwei Statusinformationen zur Verfügung.

- X Jedes CAMAC-Modul *muß* mit dem Signal X (*Command Accepted*) eine gültige Adressierung bestätigen.
- Q Ein CAMAC-Modul *kann* auf der Leitung Q (*Response*) eine 1 Bit Information, zum Beispiel einen internen Status, übertragen.

6.3 Anforderungen

Wie bereits in Abbildung 2.3 dargestellt, liefern Prozeßrechner der Vieldraht-Driftkammern Meßwerte in digitaler Form, zum Beispiel Driftzeiten. Diese Meßwerte, sogenannte Spektrometer-Events, beschreiben den Elektronen-Zweig und sind Teil des gesamten Events. Um die Datenerfassung beider Teilzweige des Experiments einheitlich zu gestalten, sollen auch die Spektrometer-Events in einem Experiment-Crate gelesen werden.

Es wurde deshalb ein CAMAC-Modul entwickelt und aufgebaut, das die in Glasfaserkabeln optisch übertragenen Daten empfängt und sie der Datenerfassung über eine CAMAC-Schnittstelle zur Verfügung stellt (Optisches CAMAC Interface, OCAI). Zusätzlich wurde gefordert, daß die Funktionalität des Moduls der eines Standard-Analog-Digital-Wandlers entsprechen soll. Die Datenerfassung kann so die Meßdaten des Elektronen- und Hadronen-Zweigs völlig gleich auslesen.

Neben Koinzidenzexperimenten sind am Q-Clam Spektrometer auch (e, e')-Single-Arm-Experimente geplant, sie bestehen nur aus dem Elektronen-Zweig. Die Koinzidenzbedingung entfällt, eine Experimentverriegelung zur Erzeugung der Synchronität beider Teilzweige ist nicht erforderlich. Die Rate der von der Datenerfassung zu verarbeitenden Ereignisse ist um zwei bis drei Größenordnungen höher als bei einem Koinzidenzexperiment. Es ergibt sich dadurch ein hoher, statistischer Datenstrom. Wandelt man diesen in einen periodischen Datenstrom um, so reduziert sich die durch die Datenerfassung bedingte Totzeit. Zu diesem Zweck besitzt das Modul einen FIFO-Speicher (First-In, First-Out), der mehrere Spektrometer-Events unter Erhaltung ihrer Struktur zwischenspeichert. Die Kapazität des Speichers beträgt 512 Bytes (OCAI-512).

Spektrometer-Events dürfen nur **dann** zum CAMAC-Modul übertragen werden, wenn dort genügend freier Speicher vorhanden ist. Damit der Sender (ein Prozeßrechner der Driftkammern) die Belegung des FIFO-Speichers berechnen kann, muß er über das Auslesen eines Spektrometer-Events informiert werden (Quittungs-Protokoll). Der auslesende Rechner der Datenerfassung könnte eine solche Bestätigung veranlassen. Das entspräche aber einer unerwünschten Sonderbehandlung der Daten aus dem Elektronen-Zweig. Werden die Spektrometer-Events jedoch in einem geeigneten Format an das CAMAC-Modul übertragen, so kann das Modul selbst erkennen, wenn ein Spektrometer-Event vollständig ausgelesen wurde. Es bestätigt dies dem Sender über ein eigenes, zweites Glasfaserkabel.

6.4 Datenformat

Auf den Glasfaserkabeln werden Daten mit 60 Megabit pro Sekunde seriell übertragen. Besondere Sender- und Empfängerschaltungen (TAXIchip) ermöglichen eine 10 Bit breite, quasiparallele Datenübertragung. Das CAMAC-Modul OCAI-512 überträgt Daten byteweise auf den Bits 1 bis 8 . Das neunte Bit wird zur Eventkennung benutzt. Es ist nur bei dem *letzten* Byte eines Events gesetzt. Das Datenformat ist in Tabelle 6.1 dargestellt.

Der FIFO-Speicher hat eine Breite von 9 Bit. Über die CAMAC-Schnittstelle liest die Datenerfassung den FIFO-Speicher aus. Wird ein Datenbyte mit gesetztem neunten Bit (End of Event) gelesen, so sendet das Modul die unteren 8 Bit als Bestätigung (Acknowledge, ACK) an den Sender zurück.

Zur eventbezogenen Erzeugung von LAM-Signalen (pro Event genau ein LAM-Signal) muß auch das oben beschriebene Datenformat benutzt werden. Am Ende eines Events wird jeweils überprüft, ob sich ein weiteres Event im FIFO-Speicher befindet. Ist dies der Fall, so wird das LAM-Signal erneut gesetzt.

Tabelle 6.1: Datenformat zur Übertragung von Events

#	Bit 9	Bits 8-1
1.	0	Byte 1
2.	0	Byte 2
3.	0	Byte 3
⋮	⋮	⋮
n.	0	Byte n
n+1.	1	ACK-Byte

6.5 Befehle

Die für das Modul OCAI-512 gültigen Befehle (CAMAC-Functioncodes) sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt.

Mit **Initialize F(28)** wird das Modul initialisiert, das FIFO gelöscht, die LAM-Leitung zurückgesetzt, die Erzeugung von LAMs gesperrt. Auch das Signal Z des CAMAC-Dataway initialisiert das Modul.

Read Data F(0) liest aus dem FIFO ein Datenwort, bestehend aus einem Datenbyte (Bits 1-8) und einem Statusbit (Bit 9). Auf der Q-Leitung wird die Gültigkeit der gelesenen Daten signalisiert. Falls keine Daten vorhanden sind, wird ein zufälliger Wert gelesen, Q jedoch nicht gesetzt. Die Daten sind dann ungültig.

Enable LAM F(26) gibt die Erzeugung von LAMs frei. Mit **Disable LAM F(24)** wird die Erzeugung von LAMs wieder gesperrt. Ob ein LAM-Request vorliegt, kann mit **Test LAM F(8)** abgefragt werden. Ist dies der Fall, so ist Q gesetzt, sonst nicht.

Tabelle 6.2: Functioncodes des CAMAC-Moduls OCAI-512

Funktion	A	F	X	Q
Read Data	0	0	ja	Daten gültig
Test LAM	0	8	ja	LAM aktiv
Clear LAM	0	10	ja	nein
Disable LAMs	0	24	ja	nein
Enable LAMs	0	26	ja	nein
Test-Event	0	25	ja	nein
Initialize	0	28	ja	nein

Die Datenerfassung muß nach Bearbeiten des LAM-Requests mit der Funktion **Clear LAM** F(10) das LAM-Signal löschen.

Mit der Funktion **Test-Event** F(25) wird ein im Modul erzeugtes konstantes Datenmuster in den FIFO-Speicher geschrieben. Das Datenmuster hat die Form eines gültigen Spektrometer-Events (Tabelle 6.3). Die Erzeugung eines Test-Events kann auch durch eine negative Flanke eines NIM Signals am externen Eingang des Moduls erfolgen.

Tabelle 6.3: Format des erzeugten Test-Events.

#	Bit 9	Bits 8-1
1.	0	1
2.	0	2
3.	0	3
⋮	⋮	⋮
14.	0	14
15.	1	15

6.6 Aufbau und Erprobung

Das Modul OCAI-512 ist in einer doppeltbreiten CAMAC-Kassette untergebracht. Die Schaltung wurde auf einer hochwertigen CAMAC-Prototypenkarte in Fädertechnik aufgebaut. Es wurden weitgehend programmierbare Logikbausteine (Programmable Array Logic, PAL) eingesetzt, dies erwies sich besonders während der Fehlersuche als vorteilhaft. Zur Übertragung mittels Glasfaserkabel wurden erstmals integrierte Transmitter und Receiver eingesetzt. Diese sind zu den bereits vorhandenen Transmittern und Receivern der Prozeßrechner optisch kompatibel, jedoch sind störungsempfindliche Analogschaltungen nicht mehr notwendig.

Ein vom Datenaufnahmesystem des Spektrometers unabhängiges CAMAC-System, bestehend aus einem J11-Rechner in einem CAMAC-Crate, wurde zur Erprobung des Moduls eingesetzt. Programme des J11-Rechners konnten auf der MikroVAX entwickelt und dann zum J11-Rechner übertragen werden.

Um die Zuverlässigkeit der Datenübertragung mittels Lichtleiter unter realistischen Bedingungen zu testen, wurde ein Programm geschrieben, das auf einem Prozeßrechner zufällige Events erzeugt. Diese Events wurden um eine Prüfsumme erweitert (1. Datenbyte) und wie ein Spektrometer-Event zum CAMAC-Modul übertragen. Auf dem J11-Rechner wurden die Events ausgelesen und für jedes Event erneut die Prüfsumme ermittelt. Nicht übereinstimmende Prüfsummen zeigen an, daß dieses Event fehlerhaft übertragen wurde. Neben der Gesamtzahl aller Events wurde die Zahl fehlerhaft übertragener Events ermittelt.

Bei mehr als $5 \cdot 10^8$ übertragenen Bytes wurde kein Event fehlerhaft übertragen. Fehler konnten nur durch nicht korrekt angeschlossene Lichtleiter erzwungen werden.

Anhang A Schaltungen zum Detektortest

Pulsgenerator

In die Detektoren des Triggersystems wurden Test-Leuchtdioden eingebaut. Diese sollen mit einem möglichst kurzen Puls angesteuert werden. Dazu wurde ein Pulsgenerator (Abb. A.2a) aufgebaut, der aus einer negativen Flanke eines Eingangssignals einen Puls mit 20 ns Breite erzeugt.

Das Funktionsprinzip ist in Abbildung A.1 dargestellt. Ein Eingangssignal A wird elektronisch um Δt verzögert und steht als Signal A' zur Verfügung. Die logische Verknüpfung der Signale A und A' nach der Gleichung

$$Y = \text{nicht } A \text{ UND } A'$$

führt zu dem Ausgangssignal Y, einem Puls mit der Breite Δt .

Die Pulsgenerierung ermöglicht es, bereits vorhandene Oszillatoren mit einer Pulsbreite von einigen μs als externe Signalquelle einzusetzen. Die Erzeugung eines Pulses aus einer Flanke verhindert den Dauerbetrieb der Leuchtdioden. Dieser würde die Leuchtdioden oder die Photomultiplier zerstören.

In einer Standard NIM Kassette befinden sich insgesamt vier Pulsgeneratoren. Für jede der drei Leuchtdioden je einer, mit dem vierten können alle drei Leuchtdioden synchron angesteuert werden.

Über 50Ω Leitungstreiber (TTL-Pegel) stehen die 20 ns Pulse an den Ausgängen des Moduls zur Verfügung.

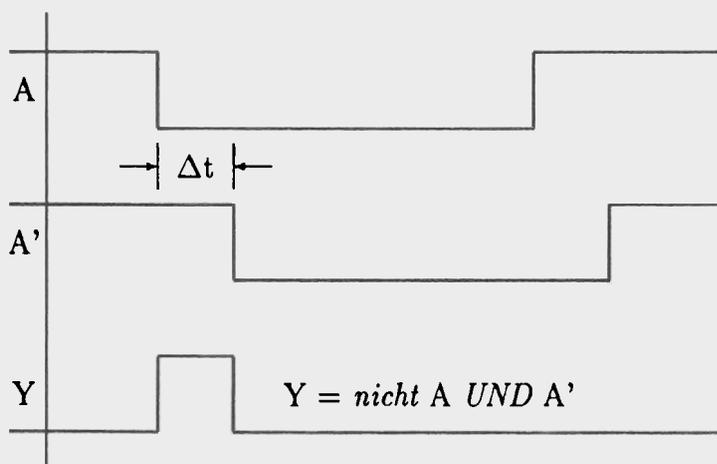


Abb. A.1: Erzeugung eines kurzen Pulses Y aus der negativen Flanke eines Eingangssignals A und dem um Δt verzögerten Eingangssignal A'.

Treiber

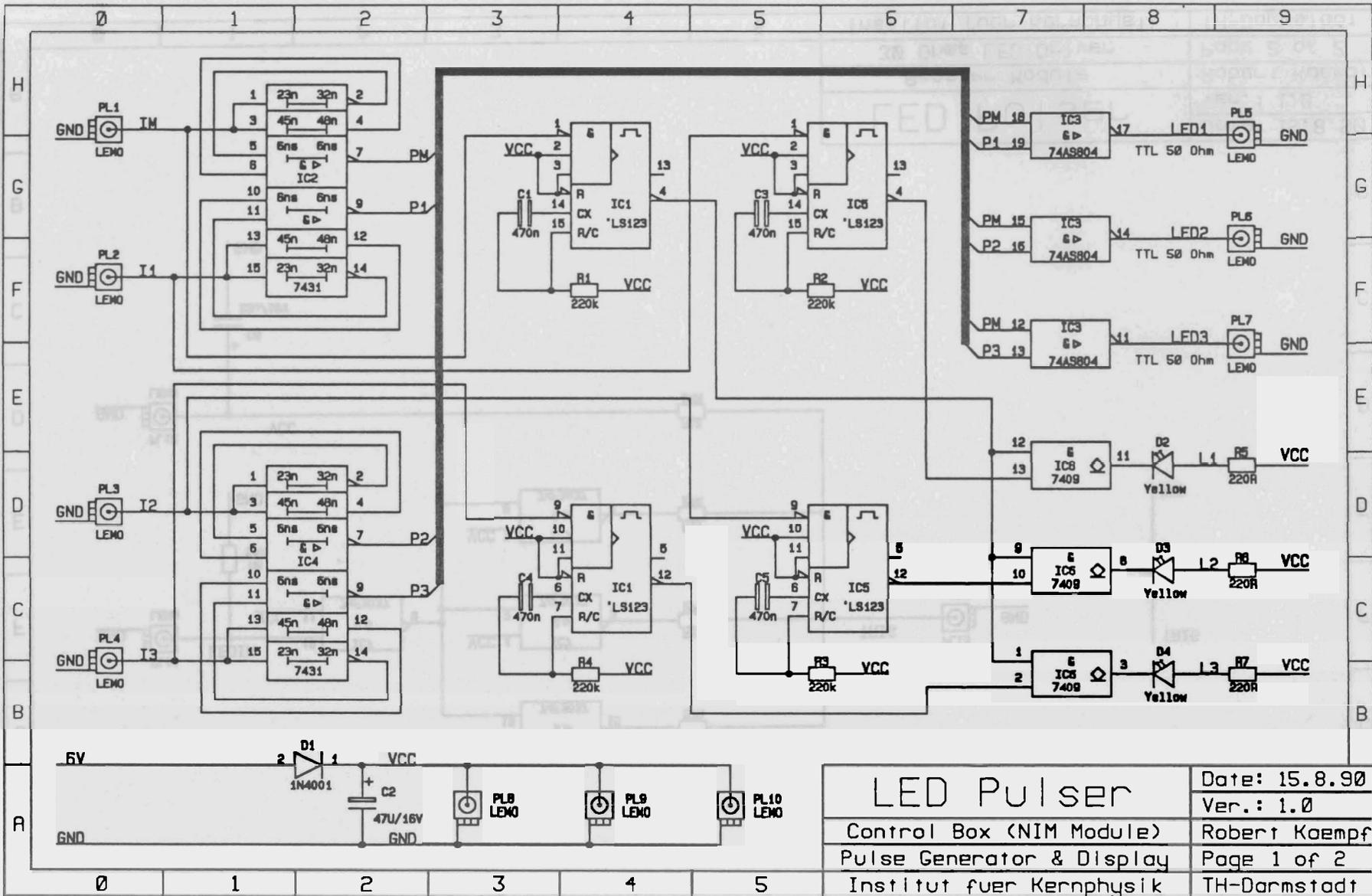
Die Test-Leuchtdioden sollen von den Pulsgeneratoren angesteuert werden, dazu geeignete Treiber (Booster) wurden aufgebaut.

Zum Betrieb einer Leuchtdiode muß die Verarmungszone im Bereich des pn-Übergangs überwunden werden. Unterhalb einer daraus resultierenden Schwellenspannung wird kein Licht emittiert, die Verarmungszone aber verkleinert. Um geringe Anstiegszeiten des Lichtpulses zu erreichen, legt man an die Leuchtdiode eine konstante Spannung — etwas kleiner als die Schwellenspannung — an die Dioden. Die verkleinerte Verarmungszone kann dann von einem Puls schneller überwunden werden.

Die in Abbildung A.2b gezeigte Schaltung benutzt diese Idee. Zusätzlich überhöhen Leitungstreiber (IC 7, 74F3037) die ansteigende Flanke. Auch dies trägt zu einer kurzen Anstiegszeit bei [19].

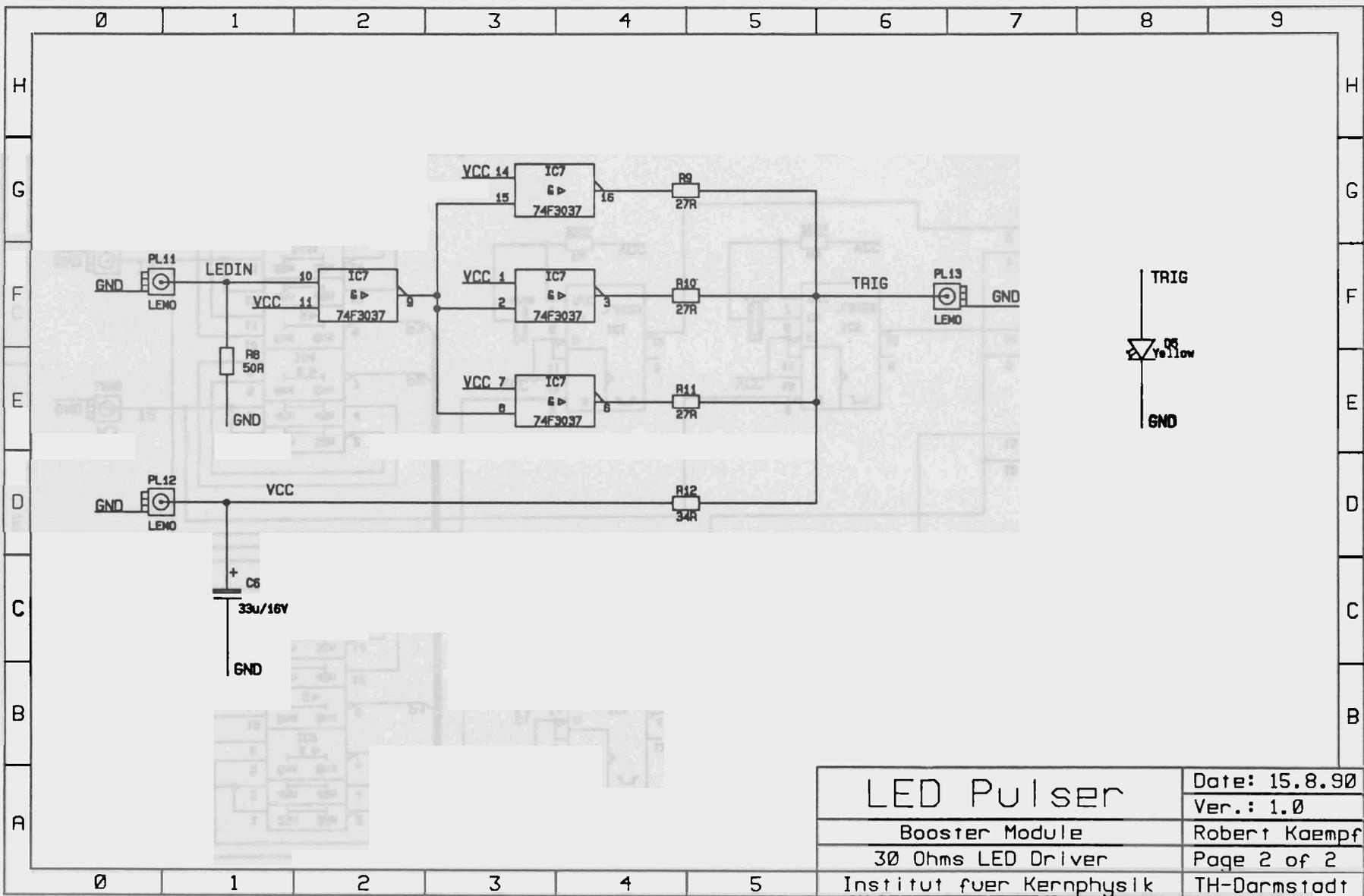
Die Größe der Widerstände zur Vorspannung der Leuchtdioden wurde für den eingebauten Diodentyp (HLMP-1520) experimentell ermittelt. Dazu wurden eine Leuchtdiode und ein Photomultiplier in ein lichtdichtes Gehäuse eingebaut, die Leuchtdiode mit dem Pulsgenerator und einem Treiber mit einstellbaren Widerständen angesteuert. Die Anstiegszeit des Ausgangssignals des Photomultipliers wurde minimiert.

Abb. A.2a: Pulsgeneratoren zur Ansteuerung der Booster.



LED Pulser		Date: 15.8.90
		Ver.: 1.0
Control Box (NIM Module)		Robert Kaempf
Pulse Generator & Display		Page 1 of 2
Institut fuer Kernphysik		TH-Darmstadt

Abb. A.2b: Booster zur Ansteuerung der Leuchtdioden.



Anhang B CAMAC-Modul OCAI-512

B.1 CAMAC-Dataway

Zusätzlich zu der bereits in Kapitel 6 dargestellten logischen Struktur des CAMAC-Standard werden im folgenden die zum Verständnis der Schaltung notwendigen elektrischen Eigenschaften beschrieben.

Abbildung B.1 zeigt ein CAMAC-Crate. Die Module und der Crate-Controller sind über den CAMAC-Dataway verbunden. Dieser besteht aus Bus-Leitungen und individuellen Leitungen. Bus-Leitungen verbinden alle Module mit dem Crate-Controller, individuelle Leitungen nur ein Modul mit dem Crate-Controller. Zur Spannungsversorgung der Module gibt es besondere Bus-Leitungen. Auf dem Dataway werden Daten durch Signalpegel entsprechend der TTL-Elektronik repräsentiert (Schwelle bei 0,8 und 2,0 Volt), jedoch in invertierter Logik. Der niedrigere Pegel ($\leq 0,8$ Volt) entspricht also einer logischen 1. Auf den Bus-Leitungen werden die Signale aller angeschlossenen Module durch ein *Wired-OR* verknüpft. Ein nicht adressiertes CAMAC-Modul muß daher seine Ausgänge auf dem logischen 0 Pegel halten.

Im Dataway ist Datentransfer mit 24 Bit Breite möglich, Daten eines CAMAC-Moduls werden auf den *Read-Lines* zum Crate-Controller übertragen, in umgekehrter Richtung auf den *Write-Lines*. Spezielle Bus-Leitungen stehen zur Übertragung von Kommandos (binär als Subaddress A und Functioncode F codiert) zur Verfügung. Der Crate-Controller decodiert die binäre Stationnummer N und adressiert das entsprechende Modul über die individuelle Leitung N. Ein Modul signalisiert einen LAM-Request auf der individuellen Leitung L.

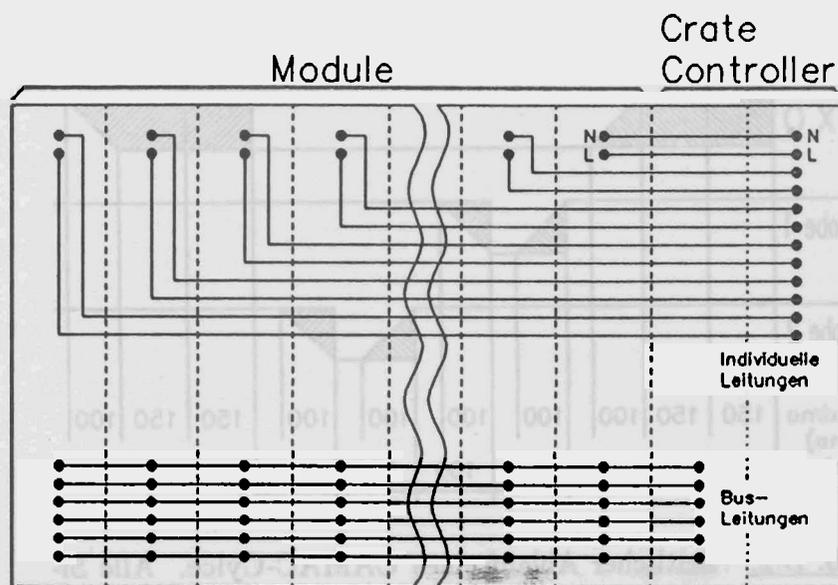


Abb. B.1: Schematische Darstellung eines CAMAC-Crate.

Timing eines CAMAC-Cycle

Der Ablauf eines CAMAC-Cycle ist in Abbildung B.2 dargestellt. Nur für das CAMAC-Modul OCAI-512 relevante Signale werden betrachtet. Mit der Adressierung des Moduls über die N Leitung beginnt der Cycle, gleichzeitig werden vom Crate-Controller die Subaddress A und der Functioncode F bereitgestellt. Das CAMAC-Modul decodiert den Befehl (die AF Kombination) und führt diesen aus.

Während eines CAMAC-Cycle erzeugt der Crate-Controller zwei Strobe-Signale, S1 frühestens 400 ns nach N und S2 nach weiteren 300 ns. Die Statussignale X & Q muß das Modul vor dem Strobe-Signal S1 setzen. Handelt es sich um einen Befehl zum Lesen von Daten, so sind diese ab dem Strobe-Signal S1 vom Modul stabil auf den Read-Lines zu halten. Daten an ein Modul sind auf den Write-Lines vor S1 gültig. Das Modul übernimmt sie mit S1.

Mit dem Strobe-Signal S2 können im Modul beliebige interne Statusänderungen durchgeführt werden, die Signale auf dem Dataway müssen nicht mehr stabil sein. Auch bei einer Initialisierung über die Z Leitung des Dataway wird das Strobe-Signal S2 als Bestätigung erzeugt.

Eine zusätzliche Forderung mit weitreichenden Konsequenzen ist, daß ein CAMAC-Modul vor dem Strobe-Signal S1 *keine irreversiblen* Aktionen durchführen darf. Ein CAMAC-Cycle wird also erst durch das Auftreten des Strobe-Signals gültig, obwohl der Befehl schon davor auszuführen ist. Eine solche Adressierung ohne ein Strobe-Signal kann auftreten, wenn mehrere Rechner auf ein Crate zugreifen können. Ein für diesen Betrieb geeigneter Crate-Controller kann einen gestarteten Cycle vor S1 abbrechen, wenn ein Rechner mit höherer Priorität einen Cycle ausführen möchte.

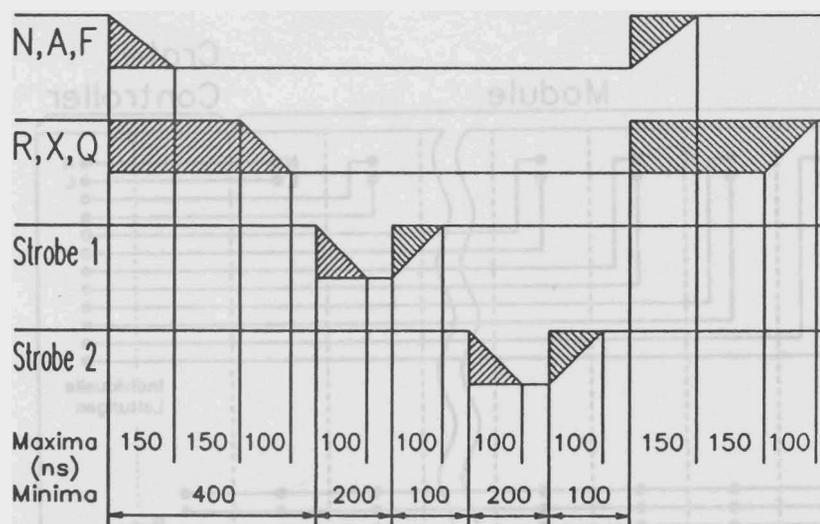


Abb. B.2: Zeitlicher Ablauf eines CAMAC-Cycle. Alle Signale sind als Spannungspegel aufgetragen, die negativeren Pegel entsprechen einer logischen 1.

B.2 Blockschaltbild und Schaltplan

Die Baugruppen des CAMAC-Moduls OCAI-512 sind in dem Blockschaltbild (Abb. B.3) dargestellt. In jedem Block ist unten rechts angegeben, auf welcher Seite die Baugruppe im Schaltplan (Abb. B.4) zu finden ist.

Folgende Leitungen des CAMAC-Dataway werden benutzt: Auf den Leitungen N, A1–A4, F1–F5, S1, S2 werden Kommandos zum Modul übertragen, das Modul sendet Daten auf den Leitungen R1–R9 und Statusinformationen auf X, Q, L.

Eine Logik-Baugruppe bestehend aus Function-Decoder, Status-Control und Status-Register kontrolliert das Modul. Sie decodiert Befehle, erzeugt die Statussignale für den Dataway und die Anzeigen auf der Frontplatte, steuert den FIFO-Speicher und die LAM Erzeugung. In den Registern der Logikbaugruppe wird der interne Status gespeichert, so zum Beispiel ob ein LAM gesetzt ist.

Der zu empfangende serielle, optische Datenstrom des Glasfaserkabels wird von einem optischen Empfänger (AMP 501343) zunächst in einen elektrischen, seriellen Datenstrom (ECL Pegel) umgewandelt. Der TAXIchip Empfänger (Am 7969) erzeugt daraus einen parallelen. Die empfangenen Daten werden in einen FIFO-Speicher (DALLAS 2009) gepuffert. In den FIFO-Speicher können aber auch Test-Events geschrieben werden. Der Test-Event Generator wird durch einen CAMAC-Befehl oder ein externes NIM-Signal gestartet.

Der Ausgang des FIFO-Speichers ist über einen Treiber (offener Kollektor) vom Dataway getrennt, nur während eines Read-Befehls werden Daten auf die Read-Lines gegeben. Am Ende eines Events schickt das Modul ein Acknowledge-Byte an den Sender. Dazu besitzt das Modul einen TAXIchip Sender (Am 7968), der aus parallelen Daten einen seriellen Datenstrom erzeugt. Ein optischer Sender (AMP 501342) speist diesen in das Glasfaserkabel.

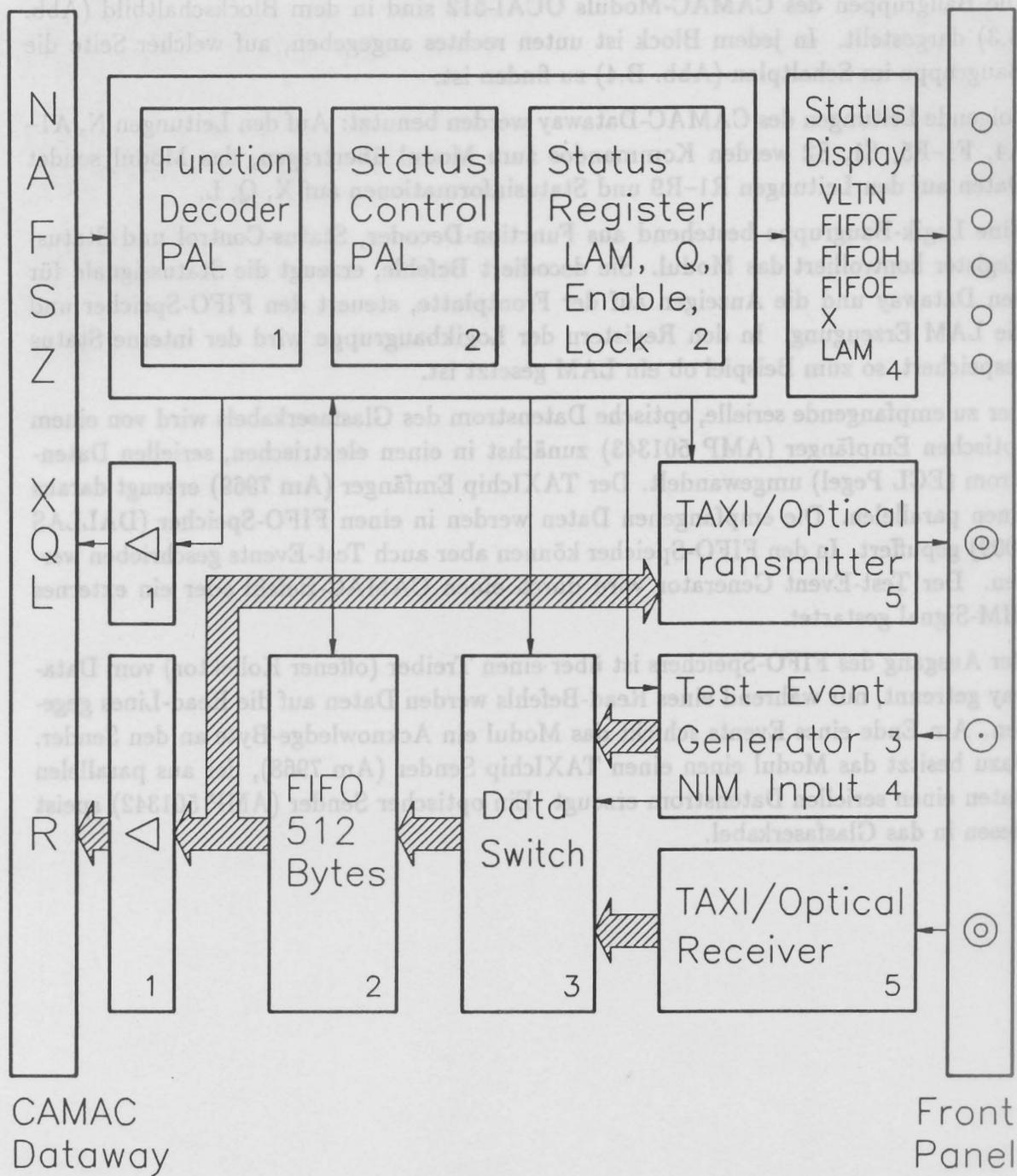
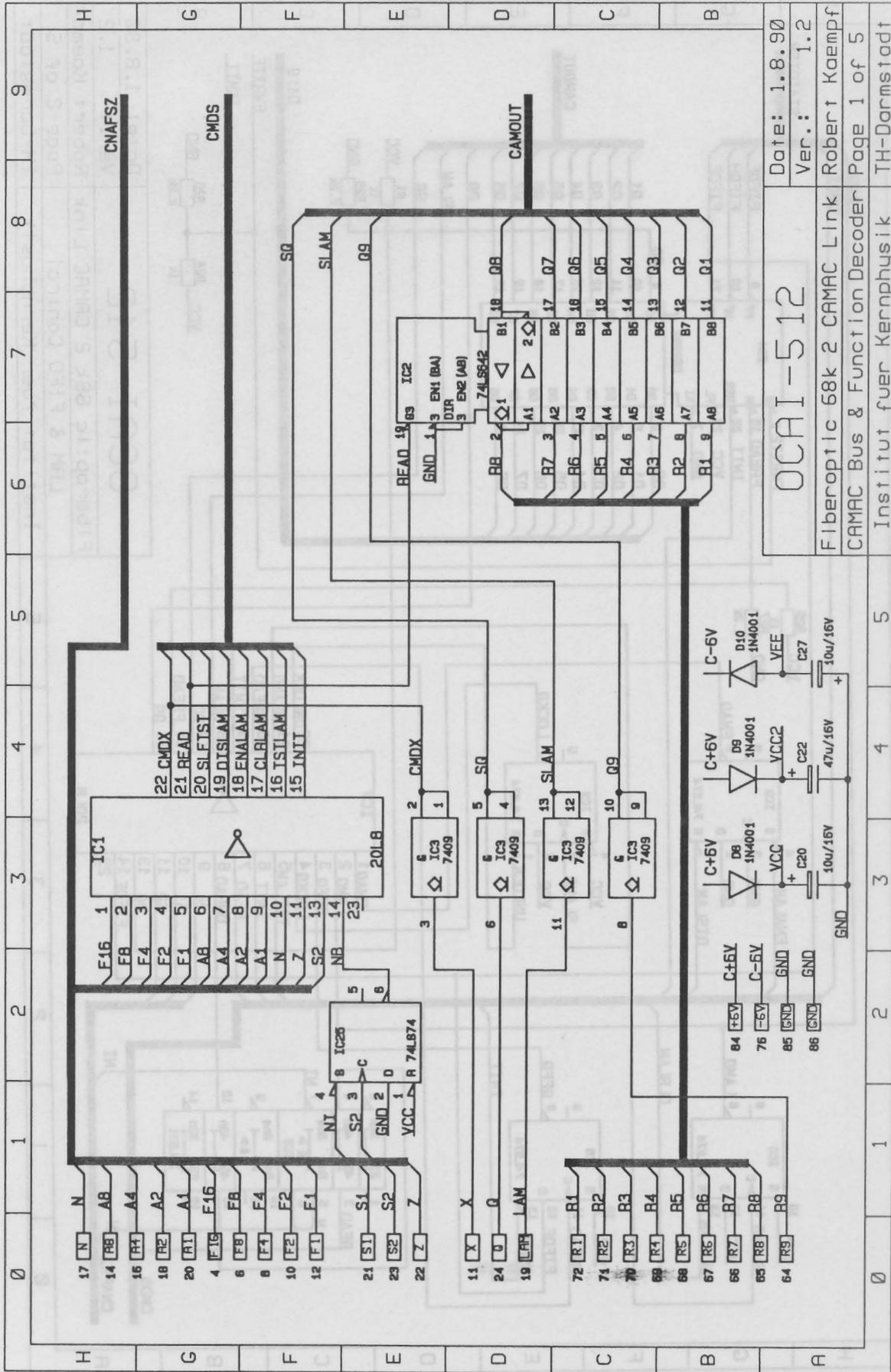


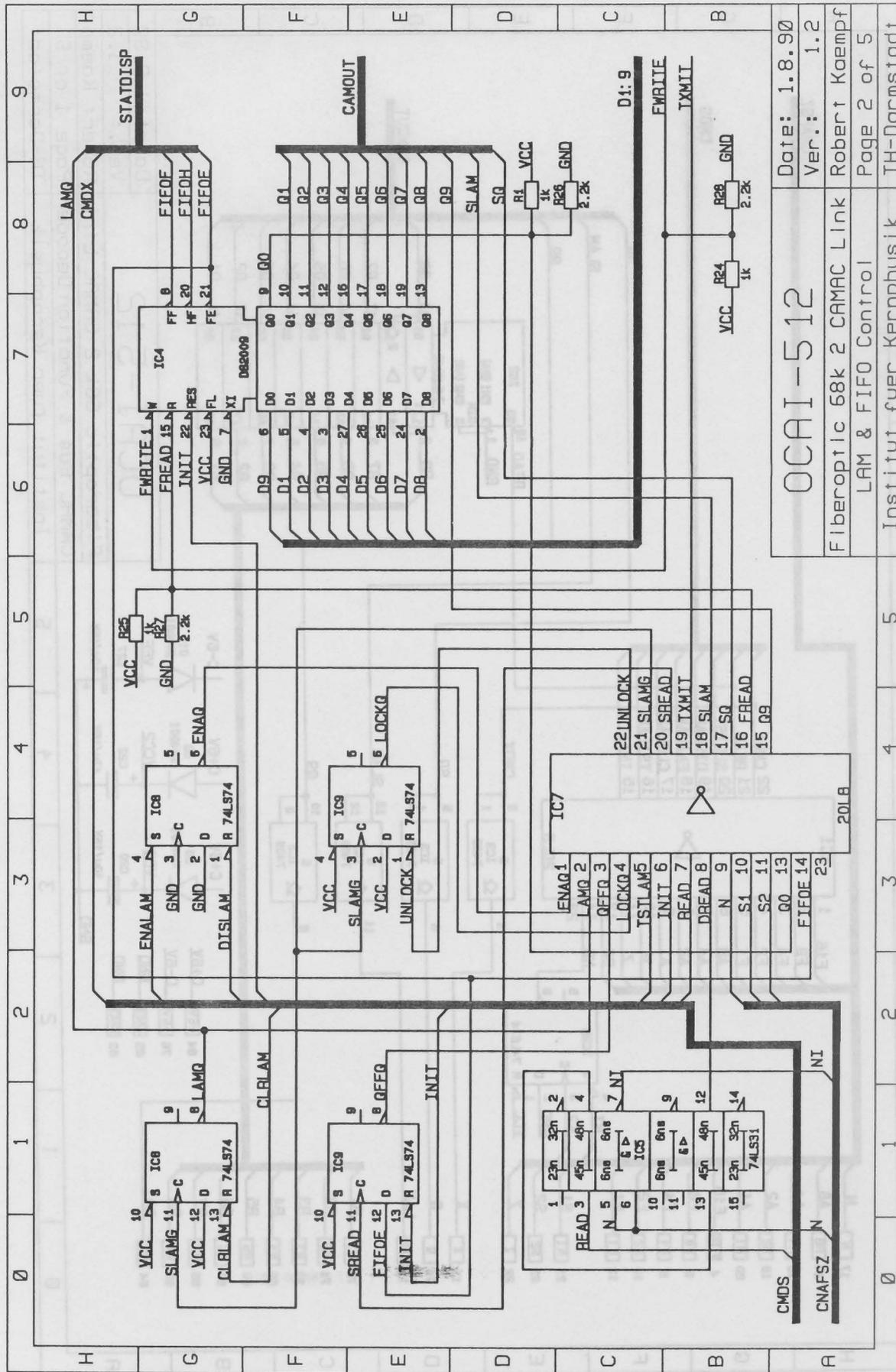
Abb. B.3: Blockschaltbild des CAMAC-Moduls OCAI-512. Links der CAMAC-Dataway, rechts die Lichtleiteranschlüsse und die Status-Leuchtdioden auf der Frontplatte.



OCAI-512

Date: 1.8.90
 Ver.: 1.2
 Robert Koempf
 Page 1 of 5
 Institut fuer Kernphysik
 TH-Darmstadt

Abb. B.4a: Schaltplan des CAMAC-Moduls OCAI-512



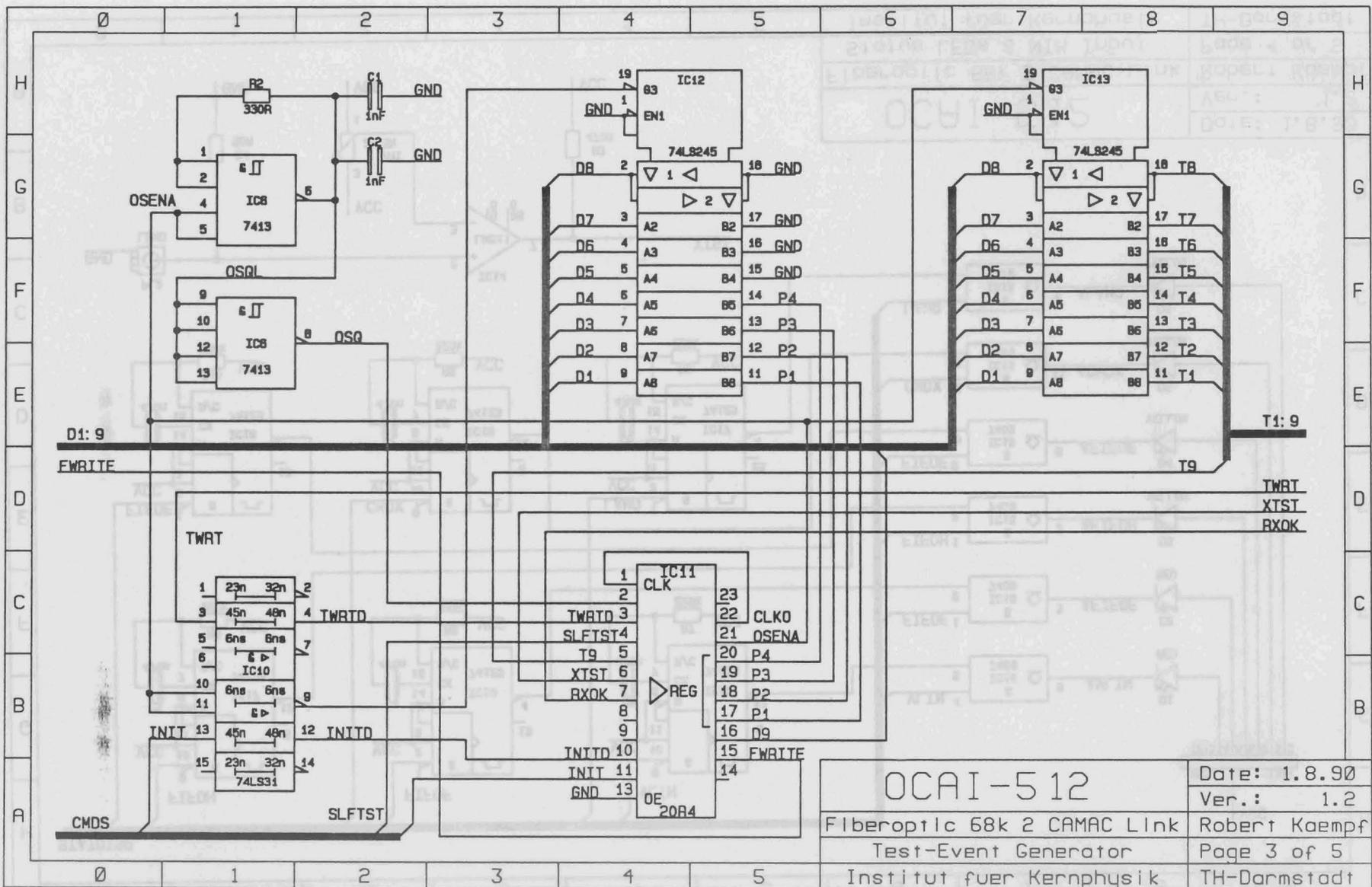
OCAI-512

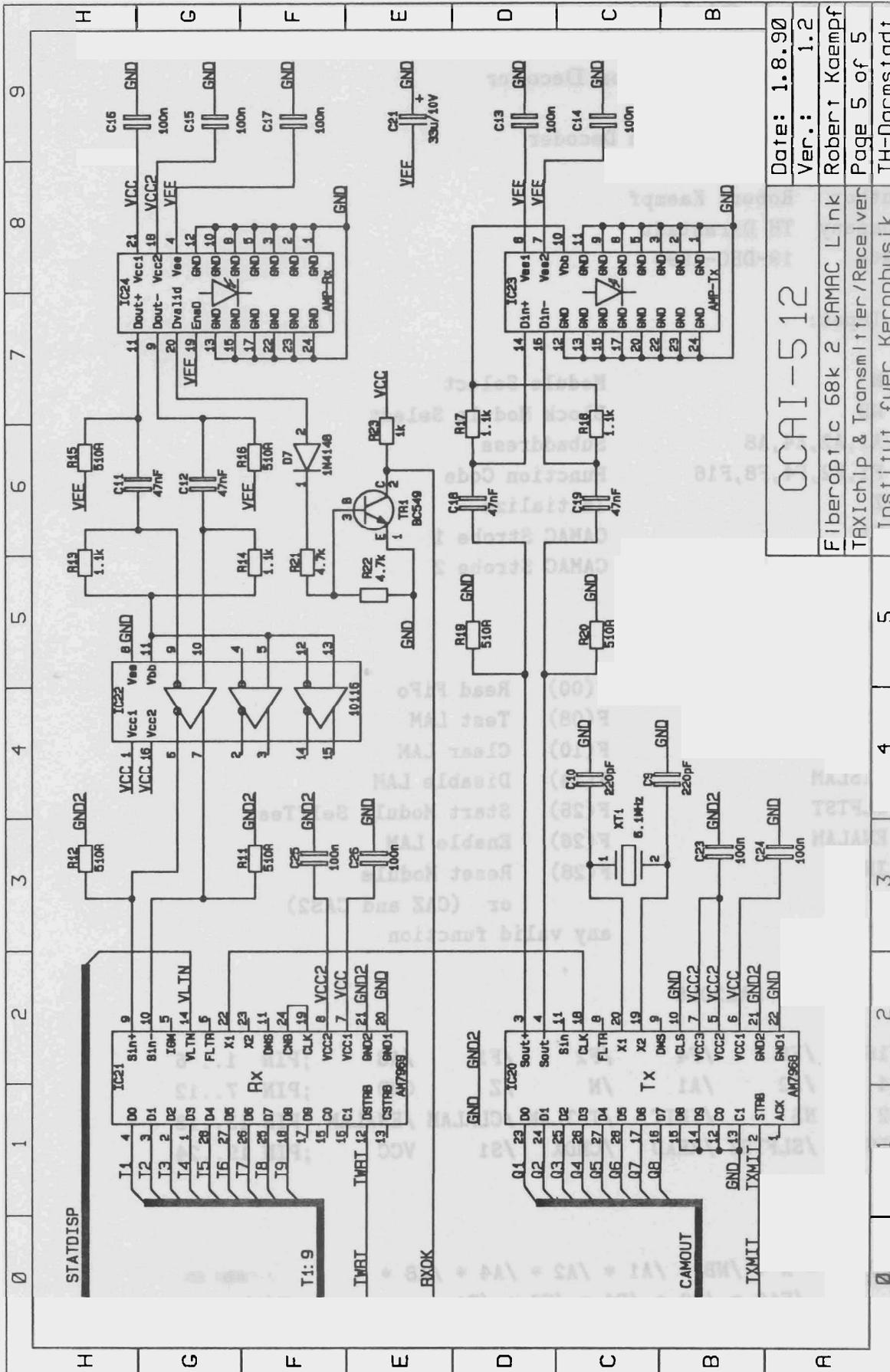
Date: 1.8.90
 Ver.: 1.2
 Robert Kaempf
 Page 2 of 5

Fiberoptic 68k 2 CAMAC Link
 LAM & FIFO Control
 Institut fuer Kernphysik
 TH-Darmstadt

Abb. B.4b: Schaltplan des CAMAC-Moduls OCAI-512

Abb. B.4c: Schaltplan des CAMAC-Moduls OCAI-512





OCAI-512

Date: 1.8.90

Ver.: 1.2

Fiberoptic 68k 2 CAMAC Link

TAXIchip & Transmitter/Receiver

Institut fuer Kernphysik

TH-Darmstadt

Abb. B.4e: Schaltplan des CAMAC-Moduls OCAI-512

B.3 PAL-Gleichungen

B.3.1 CAMAC-Function Decoder

Title OCAI Function Decoder

Revision 3.0

Author Robert Kaempf

Company TH Darmstadt

Date 19-DEC-1990

```
;
; Input:
,
; N          Module Select
; NB        Block Module Select
; A1,A2,A4,A8  Subaddress
; F1,F2,F4,F8,F16  Function Code
; Z          Initialize
; S1        CAMAC Strobe 1
; S2        CAMAC Strobe 2
;
; Output:
,
; READ      F(00)  Read FiFo
; TSTLAM    F(08)  Test LAM
; CLRLAM    F(10)  Clear LAM
; DISLAM    F(24)  Disable LAM
; SLFTST    F(25)  Start Module SelfTest
; ENALAM    F(26)  Enable LAM
; INIT      F(28)  Reset Module
,              or (CAZ and CAS2)
; CMDX      any valid function
,
CHIP select PAL20L8
,
/F16  /F8   /F4   /F2   /F1   /A8   ;PIN 1.. 6
/A4   /A2   /A1   /N    /Z    GND   ;PIN 7..12
/S2   NB    /INIT  /TSTLAM /CLRLAM /ENALAM ;PIN 13..18
/DISLAM /SLFTST /READ  /CMDX  /S1   VCC   ;PIN 19..24
,
Equations
,
READ    = N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
          /F16 * /F8 * /F4 * /F2 * /F1          ; F(0)  READ FIFO
```

```

TSTLAM = N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
        /F16 * F8 * /F4 * /F2 * /F1           ; F(8) TEST LAM
,
CLRLAM = N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
        /F16 * F8 * /F4 * F2 * /F1 * S1       ; F(10) CLEAR LAM
        + Z * S2
        + N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
          F16 * F8 * F4 * /F2 * /F1 * S1       ; F(28) INIT MODULE
,
DISLAM = N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
        F16 * F8 * /F4 * /F2 * /F1 * S1       ; F(24) DISABLE LAM
        + Z * S2
        + N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
          F16 * F8 * F4 * /F2 * /F1 * S1       ; F(28) INIT MODULE
,
SLFTST = N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
        F16 * F8 * /F4 * /F2 * F1 * S1        ; F(25) SELF TEST
,
ENALAM = N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
        F16 * F8 * /F4 * F2 * /F1 * S1        ; F(26) ENABLE LAM
,
INIT    = N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
        F16 * F8 * F4 * /F2 * /F1 * S1        ; F(28) INIT MODULE
        + Z * S2
,
CMDX    = N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
        /F16 * /F8 * /F4 * /F2 * /F1           ; F(0)
        + N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
        /F16 * F8 * /F4 * /F2 * /F1           ; F(8)
        + N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
        /F16 * F8 * /F4 * F2 * /F1           ; F(10)
        + N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
        F16 * F8 * /F4 * /F2 * /F1           ; F(24)
        + N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
        F16 * F8 * /F4 * /F2 * F1           ; F(25)
        + N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
        F16 * F8 * /F4 * F2 * /F1           ; F(26)
        + N * /NB * /A1 * /A2 * /A4 * /A8 *
        F16 * F8 * F4 * /F2 * /F1           ; F(28)

```

B.3.2 Status Control

Title OCAI Status Functions

Revision 3.1

Author Robert Kaempf

Company TH Darmstadt

Date 21-DEC-1990

```

;
; Input:
,
; ENAQ          LAM Control      FlipFlop Status
; LAMQ          LAM              FlipFlop Status
; QFFQ          Data Valid      FlipFlop Status
; LOCKQ         Lock            FlipFlop Status
; TSTLAM        CAMAC           Function
; INIT          CAMAC           Function
; READ          CAMAC           Function
; N             CAMAC           N
; S1            CAMAC           S1
; S2            CAMAC           S2
; DREAD         CAMAC           Function READ, delayed
; Q0            FIFO            Bit #0, Data Bit #9, inverted
; FIFOE         FIFO            Empty Flag
;
; Output:
,
; FRead         FIFO            Read
; Q9            Data            Bit #9
; SQ            CAMAC Status    Q
; SLAM          CAMAC Status    Look-At-Me
; UNLOCK        Lock FlipFlop  Reset
; SREAD         DataQ FlipFlop  Clock          extern active high
; SLAMG         LAM & Lock FlipFlop Clock      extern active high
; TXMIT         TAXI Strobe     Transmitter   extern active high
;
CHIP select PAL20L8
,
/ENAQ  /LAMQ  /QFFQ  /LOCKQ  /TSTLAM /INIT  ;PIN 1..6
/READ  /DREAD /N     /S1     /S2     GND   ;PIN 7..12
/Q0    /FIFOE /FREAD /Q9     /SQ     /SLAM  ;PIN 13..18
/TXMIT /SREAD /SLAMG /UNLOCK NC     VCC   ;PIN 19..24

```

Equations

```

,
;SREAD      = READ * /DREAD * /FREAD
,
SREAD      = /READ      ; Read FIFO, clock QFF
            + DREAD
            + FREAD
,
FREAD      = READ * DREAD * QFFQ * /S2      ; FIFO Read Strobe
            + FREAD * /S2      ; hold it until S2 * READ
            + FREAD * /READ
,
            = READ * FREAD      ; FIFO Read, Q = Data Valid
            + TSTLAM * LAMQ      ; Test Lam, Q = LAM active
,
            = READ * FREAD * Q0      ; FIFO Read, Data Bit#9
,
SLAM        = /N * LAMQ      ; CAMAC Status LAM
,
;SLAMG      = /FIFOE * ENAQ * /LOCKQ * /N
,
            ; LAM & LOCK Generation
SLAMG       = FIFOE      ; extern active high
            + /ENAQ
            + LOCKQ
            + N
,
UNLOCK      = INIT      ; Reset Lock FlipFlop
            + READ * FREAD * Q0 * S1 ; End of Event
,
;TXMIT      = READ * FREAD * Q0 * S1
,
            ; send Acknowledge via TAXI
TXMIT       = /READ      ; extern active high
            + /FREAD
            + /Q0
            + /S1

```

B.3.3 Test-Event Generator

Title OCAI Self Test
Revision 2.04
Author Robert Kaempf
Company TH Darmstadt
Date 23-AUG-1990

```
;  
; Input:  
;  
; CLKIN      PAL      Flip-Flop Clock  
; OSQ        SLFTST   Oscillator Output  
; SLFTST     Function F25  Selftest  
; XTST       External Start  Selftest  
; T9         Taxi      Bit#9  
; TWRTD      Taxi      Data Strobe  
; RXOK       AMP       Receiver Data Valid Flag  
;  
; INIT       Reset     1. set line status  
; INITD      Reset     2. strobe Flip-Flops  
; OC         PAL       enable output  
,  
; Output:  
,  
; OSENA      SLFTST   Oscillator enable,      active high  
; CLKO       SLFTST   PAL FlipFlop Clock,      active high  
;  
; FWRITE     FIFO     Write Strobe           active low  
; D9 Data Bit #9 active low !!  
; P1 Data Bit #1 active high  
; P2 Data Bit #2 active high  
; P3 Data Bit #3 active high  
; P4 Data Bit #4 active high  
;  
CHIP select PAL20R4  
,  
CLKIN  OSQ    TWRTD  /SLFTST T9    /XTST  ;PIN 1.. 6  
RXOK   NC     NC      /INITD /INIT  GND    ;PIN 7..12  
/OC    NC     /FWRITE /D9    /P1    /P2    ;PIN 13..18  
/P3    /P4    /OSENA  /CLKO  NC     VCC    ;PIN 19..24  
;
```

Equations

```

,
;FWRITE = OSENA * TWRTD * RXOK
;          + /OSENA * /OSQ * (P1 + P2 + P3 + P4)
,
FWRITE      = OSENA * TWRTD * RXOK          ; extern active high
+ /OSENA * /OSQ * /P1
              + /OSENA * /OSQ * /P2
              + /OSENA * /OSQ * /P3
              + /OSENA * /OSQ * /P4
,
;CLKO      = OSQ * /INIT                    ; Oscillator
; + INITD * INIT ; Strobe Clock
,
CLKO        = /OSQ * /INITD                 ; extern active high
              + /OSQ * /INIT
              + INIT * /INITD
,
; OSENA     = /P4                          ; enable Oscillator
; + /P3 ; Px intern activelow
;          + /P2
;          + /P1
              + SLFTST
              + XTST
,
OSENA       = P4 * P3 * P2 * P1 * /SLFTST * /XTST
,
P1          := /P1                          ; Data Bit #1
              + INIT
,
P2 := P2 * P1 ; Data Bit #2
              + /P2 * /P1
              + INIT
,
P3 := /P3 * /P2 * /P1 ; Data Bit #3
              + P3 * P2
              + P3 * /P2 * P1
              + INIT
,
P4          := /P4 * /P3 * /P2 * /P1        ; Data Bit #4
              + P4 * P3
              + P4 * /P3 * P2
              + P4 * /P3 * /P2 * P1
              + INIT
,
D9          = /P1 * /P2 * /P3 * /P4 * /OSENA ; SLFTST
              + T9 * OSENA                  ; external TAXI

```

Literaturverzeichnis

- [1] K. Alrutz-Ziemssen, D. Flasche, H.-D. Gräf, V. Huck, M. Knirsch, W. Lotz, A. Richter, Th. Rietdorf, E. Spamer, A. Stascheck, W. Voigt, H. Weise und W. Ziegler, *Particle Accelerators* **29** (1990) 53.
- [2] M. Knirsch, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [3] K.-D. Hummel, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [4] A. Stiller, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1991), unveröffentlicht
- [5] G. Herbert, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [6] CAMAC updated specifications, Report Nr. EUR8500en, (Office for Official Publications of the European Communities, Luxembourg 1983)
- [7] U. Helm, Dissertation, TH Darmstadt (1990), unveröffentlicht
- [8] H. Diesener, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [9] L. Klimmeck, Diplomarbeit, UNI Mainz (1986), unveröffentlicht
- [10] P. Marmier, E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles*, Vol. 1, (Academic Press, New-York and London, 1969)
- [11] Datenblatt Materialverhalten Plexiglas, (Röhm, 1986)
- [12] Valvo Datenbuch Fotoervielfacher 1985, (Valvo, 1985)
- [13] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, (John Wiley & Sons, New York, 1989)
- [14] *Particle Properties Data Booklet*, April 1988, (North-Holland, Amsterdam, 1988)
- [15] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, (Springer-Verlag, Berlin, 1987)
- [16] T. Massam, *Guide 7 – A General Program for Evaluating the Properties of Scintillation and Čerenkov Counter Optical Systems*, (CERN 76–21, Experimental Physics Division, 1976)
- [17] J. Keller, persönliche Mitteilung
- [18] GOOSY, GSI Online Offline System, (GSI Nachrichten 10–86)
- [19] *Low-Cost Fiber-Optic Links for Digital Applications up to 150 MBd*, Application Bulletin 78, (Hewlett-Packard, 1988)