

Systementwicklungen und Messungen zur Auslese und Kalibration von CMS Pipeline Chips für die angewandte Forschung und Serientests an CMS Streifendetektoren

Von der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte Dissertation
vorgelegt von

Diplom-Physiker Markus Petertill
aus Köln

Berichter: Herr Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Günter Flügge
Herr apl. Prof. Dr. rer. nat. Wolfgang Braunschweig

Tag der mündlichen Prüfung: 4. Oktober 2001

Diese Dissertation ist in der Hochschulbibliothek online verfügbar

**Systementwicklungen und Messungen
zur Auslese und Kalibration von CMS Pipeline Chips
für die angewandte Forschung und Serientests an
CMS Streifendetektoren**

Zusammenfassung

Der zukünftige 14 TeV Proton-Proton Beschleuniger *LHC* am *CERN* dient dem *CMS* Experiment als hochratige Quelle tiefinelastischer Wechselwirkungsprozesse von Quarks und Gluonen. *CMS* wird eine der „Entdeckungsmaschinen“ am LHC für neuartige Teilchenzustände und Theorien sein. Der Spurdetektor im inneren des supraleitenden 4 T-Magneten von *CMS* ist auf eine präzise Vermessung von Teilchenspuren in der Raumzeit angewiesen. Teil I führt in die Hauptaufgaben der zentralen Spurkammer ein, dies zum Zwecke der Vorbereitung auf die weiteren Schwerpunkte der Dissertation.

Bei Teilchenflüssen von etwa $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und einer L1-Triggerrate von 100 kHz gilt es, das System aus Streifendetektoren und der Elektronik in der Spurkammer vollständig zu beherrschen. Systementwicklungen haben zu einem Hochleistungs-Datenaquisitionssystem (DAQ) in VME-Bauweise geführt, welches die Emulation von Hardware-Algorithmen in den Frontend Drivern und die Erforschung der Eigenschaften von *CMS*-Streifendetektoren ermöglicht. Erfahrungen und Meßergebnisse zeigen tiefergehende Probleme für den Betrieb der *CMS*-Spurkammer auf. Für die meisten von ihnen werden Lösungen gefunden, welche entweder in der DAQ emuliert oder Offline simuliert werden konnten. Soweit dies möglich war, wurden für die anderen Fälle Ausblicke gegeben. Diese Sachverhalte sind ausführlich in Teil II niedergelegt.

Zu den *CMS*-Streifendetektoren zählen die Silizium-Streifendetektoren und die im Vorfeld konzeptionell unterlegenen Mikrostreifen-Gasdetektoren (MSGC). In Teil III werden Labormessungen mit Prototypen dieser Detektoren vorgestellt, welche den Nutzen der in Teil II gemachten Erfahrungen bestätigen. Ein abschließender Vergleich zwischen dem Silizium-Streifendetektor und der MSGC soll die Punkte der Signalakzeptanz und der elektronischen Faltung für die Messung mit den APV Pipeline Chips beleuchten. Hierzu ist eine auszugsweise Veröffentlichung am *CMS*-Document-Server des *CERN* geleistet worden. Unbestrahlte Silizium-Streifendetektoren sind als technologisch ausgereift beurteilt worden. MSGC-Detektoren zeigen die erwartete zeitliche Signalentwicklung und das vorhersehbare ballistische Defizit. Der Einfluß des Übersprechens auf das Pile-Up-Verhalten wurde bestätigt. In ihrer Folge ergeben sich weitere Hinweise für einen Fortgang der technologischen Entwicklung.

System Developments and Measurements to Readout and Calibrate CMS Pipeline Chips for Applied Research and Series Tests of CMS Microstrip Detectors

Abstract

The future 14 TeV proton-proton accelerator *LHC* at *CERN* serves for the *CMS* experiment as a high rate source of deep inelastic interactions of quarks and gluons. *CMS* at the *LHC* will be one of the “discovery machines” for new particles and theories. The central tracker in the superconducting 4 T-magnet of *CMS* has to ensure a precise track reconstruction in the space-time. Part I leads to the major tasks of the central tracker for the purpose of preparing the main points of the thesis.

In *CMS* one has to cope with particle fluences of about $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and L1 trigger rates of 100 kHz. System developments have lead to a powerful data acquisition system (DAQ) constructed in VME for emulation of the hardware algorithms in the frontend driver and for research of the properties of *CMS* microstrip detectors. The experience and the results point to special problems for the operation of the *CMS* tracker. For most of them solutions will be found which can be emulated in the DAQ or simulated with offline data. If possible perspectives are given for the other cases. This is subject of part II.

CMS strip detectors are counted among the silicon microstrip detectors and the in the run up inferior micro strip gas chambers (MSGC). In part III laboratory measurements with prototypes of these detectors will be demonstrated which confirm the benefit of the gained experience in part II. A final comparison of the silicon strip detector and the MSGC eliminates the points of acceptability and deconvolution for the APV pipeline chips. For this a partial publication in the *CMS* Document Server at *CERN* has been performed. Unirradiated silicon microstrip detectors have been found to be sophisticated. MSGC-detectors show the expected signal development in time and the anticipated ballistic deficit. The impact of crosstalk effects on the pile-up behaviour has been confirmed. As a result further hints arise for succeeding processes in technology.

Inhaltsverzeichnis

I	Einführung in die Hauptaufgaben der CMS Spurkammer	3
1	CMS am LHC	6
1.1	Das Physikalische Programm für das CMS Experiment	8
1.2	Protonen am LHC	10
1.2.1	Injektion und Paketstruktur	11
1.2.2	Primärvertex und Multiplizitäten	12
1.3	Der CMS Detektor	13
1.4	Das Konzept des CMS Triggers	16
2	Der CMS Spurdetektor	19
2.1	Der Konzeptwechsel des CMS Streifendetektors	19
2.2	Die Auslese der CMS Streifendetektoren	21
3	Der APV Readout Chip	24
3.1	Behandlung der Detektorsignale im APV	26
3.1.1	Ladungsverstärker und Rauschquellen	26
3.1.2	Impulsfilter und Signalparameterisierung	27
3.1.3	Das SC-Faltungsfilter des APV	30
3.2	Die Speichermatrix des APV und sein Ausgabeformat	33
3.3	Registerkontrolle des APV	36
II	Die VME-DAQ Lösung in Aachen	39
4	Anforderungen und Leistungsprofil	41
4.1	Prognose des Leistungsprofils	43
4.2	VME-CPU, Betriebssystem und Codesprache	44
4.3	VME Software-Plattform mit TAROT	45

5	Das Auslesesystem	46
5.1	Der Hardware-Aufbau	46
5.2	Abtastung der Analogdaten	50
5.3	Strukturierte Programmierung	52
5.4	Analyse der Daten in <i>TARA</i>	53
6	Bewertung der Hybridqualität	55
6.1	Inbetriebnahme der Hybride	55
6.2	Der APV-Prüfbericht	59
6.3	Die Kalibrationsmatrizen des APV	60
6.4	Defekt-Zellen-Matrix und Datennahme	68
6.5	Alternative Kalibrationsmethoden	72
III	Neue Messungen	77
7	Silizium-Streifendetektoren in CMS	79
7.1	Funktionsprinzip	81
7.2	Signal und Rauschen	83
7.3	Cluster-Algorithmen	85
7.4	Messungen am Silicon Barrel Module	89
7.4.1	Zerfall von Sr^{90} , Laborquelle	90
7.4.2	Szintillator-Trigger und das Silicon Barrel Module	90
7.4.3	Pulshöhenverteilung, SNR-Verteilung und Effizienz	92
7.4.4	Bias-Spannungs-Plots	93
7.4.5	Streifenspezifische Messungen	95
7.4.6	Zeitspezifische Messungen des Signalverlaufs	97
8	MSGCs in CMS	98
8.1	Funktionsprinzip eines Mikrostreifengasdetektors	99
8.2	Gasionisation, Gasverstärkung und Drift	99
8.2.1	Degenerierungseffekte	101
8.3	Das Frontend-Link	102
8.4	Laborexperimente mit Fe^{55}	104
9	Driftzeitfluktuationen, Gewichte und Signalvergleich	106
9.1	Tests mit Ladungspulsen	108

9.2	Zeitspezifische Messungen mit MIPs	111
9.3	Verbesserte Möglichkeiten mit der MSGC	114
Zusammenfassung		118
A L1-Trigger Energien und Impulse		119
B Weitere Abbildungen		123
B.1	Die Gray Code Tabelle des APV25	124
B.2	Datenblatt der 480 MHz ALPHA	125
B.3	Abbildung der PDLU Trigger Box Einheit	126
B.4	Abbildungen des Aachener VME-DAQ Systems	127
B.5	PPT: Explosionszeichnung	130
B.6	Abbildungen des Frontend Links	131
B.7	Ausdrucke von TARA	133
B.8	Ausdrucke von TAROT	135
C Schaltpläne		140
C.1	APV6/APVM Hybrid Schaltplan	141
C.2	Schaltplan des Aachener VME-DAQ Systems	142
C.3	Schaltplan des Trigger Boards	145
C.4	DCCU HV-Spezifikation	147
C.5	VME-DAQ-Erweiterungsvorschlag	147
C.6	Schaltplan zur optischen Übertragung	148
D Sentences and Symbols		149
Acknowledgements		157

“A problem cannot be solved at the same level of consciousness as it was created.”

- Albert Einstein

Teil I

Einführung in die Hauptaufgaben der CMS Spurkammer

Einleitung

Ein Ziel der experimentellen Teilchenphysik ist es, die existierenden theoretischen Beschreibungen der in der Natur vorkommenden Teilchenzustände und Übergänge experimentell zu bestätigen. Andererseits induzieren Widersprüche auf diesem Wege neue mathematische Modelle, die es wiederum zu bestätigen gilt. Diese gegenseitige Befruchtung zwischen experimenteller und theoretischer Teilchenphysik muß zu Ergebnissen führen, die schließlich mit den Meßergebnissen anderer Disziplinen — etwa der Kosmologie — in Einklang stehen. Selbst sehr erfolgreiche Beschreibungen wie das Standardmodell haben den Sprung zu einer völlig widerspruchsfreien „Welt-Theorie“ nicht geschafft.

Historisch gesehen ist die Entwicklung seit den Anfängen der Elementarteilchenphysik bis zum Standardmodell der modernen Quantenfeldtheorie beispiellos in der Geschwindigkeit gewachsener Einsichten. Die zu Beginn des neuen Jahrhunderts anstehenden Fragen beziehen sich auf fundamentale Probleme wie etwa das der Parameterisierung und Massenerzeugung im Standardmodell, die Natur der Neutrinos und die Ursache der Verletzung der Ladungs-Spiegelungs-Symmetrie (CP-Verletzung).

Neue Experimente sollen diese Fragen beantworten helfen. Insbesondere der hohe technische Aufwand für die neuen großen Synchrotron-Beschleuniger, läßt sich heute nur noch über eine enge internationale Zusammenarbeit bewältigen. Ein solches Vorhaben ist der große Hadron-Beschleuniger LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) am CERN (**C**entre **E**uropéenne pour la **R**echerche **N**ucléaire), dessen Aufbau Anfang 2003 beginnt und voraussichtlich bis Ende 2005 abgeschlossen ist.

Kapitel 1

Das CMS Experiment am großen Hadron-Beschleuniger LHC

Mitarbeiter des internationalen Zentrums für Teilchenphysik CERN bei Genf haben seit 1989 mit dem Elektron-Positron Beschleuniger LEP die wohl wichtigsten Beiträge zur Bestätigung des Standardmodells von Glashow, Weinberg und Salam geliefert [GWS68]. Dies schließt Hochpräzisionsmessungen der geladenen und neutralen schwachen Ströme der elektroschwachen Wechselwirkung und insbesondere die genaue Vermessung der Z^0 -Resonanz mit ein. Aus letzterer folgt die Zahl von genau drei Quark- und Leptonfamilien im Standardmodell der Teilchenphysik.

Im Jahr 2000 ergaben sich bei 206 GeV Schwerpunktsenergie am Beschleuniger LEP erste Hinweise auf die Existenz eines noch unentdeckten Teilchens dieses Standardmodells, des von Higgs [HIG64] 1964 postulierten, Masse erzeugenden Higgs-Teilchens. Das zugrundeliegende Phänomen der Massenerzeugung durch Symmetriebrechung der elektroschwachen Eichgruppe verleiht dem Higgs-Teilchen zugleich eine meßbare Eigenmasse. Mit einer statistischen Signifikanz¹⁾ von 2.5 liegt der Massenwert nach Angaben der vier Detektorprojekte am LEP (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) bei 115 ± 5 GeV, wie in einer gemeinsamen Analyse aller Daten im September 2000 vorgestellt wurde [LEP00].

Dem geäußerten Wunsch nach einer weiteren Laufzeitverlängerung konnte allerdings nicht entsprochen werden. Zum einen ist die statistische Signifikanz zu klein, zum anderen war aber die Verbesserung dieser Signifikanz ≥ 5.0 durch Daten eines weiteren LEP-Jahres zu ungewiß.

Der bisherige Elektron-Positron-Beschleuniger LEP wird daher dem Hadronen-Beschleuniger LHC in dem 26.7 km langen und bis zu 100 Meter tiefen kreisförmigen Tunnel bei CERN Platz machen (Abb.1.1). Die eigentliche Entdeckung des Higgs-Teilchens soll mit der zukünftig verfügbaren Schwerpunktsenergie von 14 TeV am Beschleuniger LHC gelingen. Die gegenläufig zirkulierenden Protonenpakete führen zu einer Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ in der Endausbaustufe. Da die Pakete mit $f_0 = 40$ MHz getaktet sind (s. Abschnitt 1.2.1) ist die durchschnittliche Ereigniszahl n pro Kollision gegeben durch

$$n = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma}{f_0} , \quad (1.1)$$

wobei σ der betrachtete Wirkungsquerschnitt ist. Darüber hinaus ist man in der Lage weitergehende Theorien und neue Phänomene der Teilchenphysik ersten direkten Tests zu unterwerfen.

¹⁾ Die Signifikanz ist hier das Verhältnis zwischen einer vom stochastischen Untergrund abgehobenen Größe N_S und der Größe des stochastischen Untergrundes $\sqrt{N_B}$.

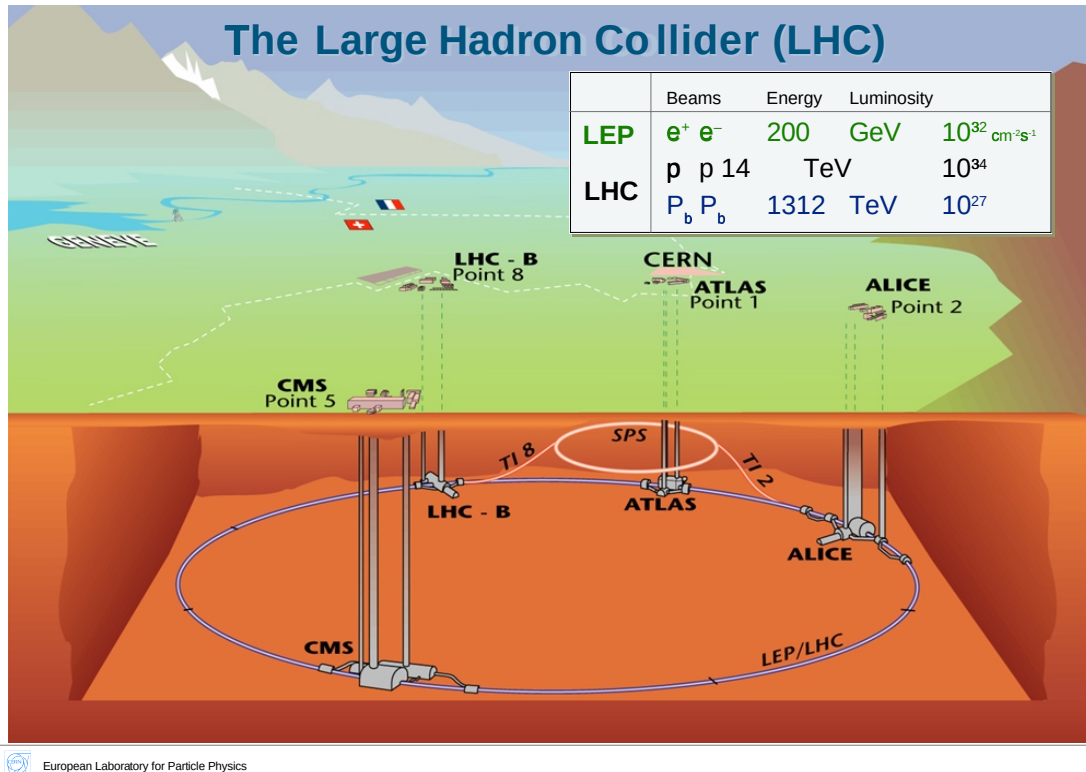


Abbildung 1.1: Illustration der Synchrotronexperimente des CERN bei Genf

Der LHC besitzt vier Wechselwirkungspunkte für die entgegengesetzt laufenden Teilchenpakete, um die jeweils die Experimente ALICE, ATLAS, CMS und LHC-B aufgebaut werden. Kernphysiker werden mit ALICE (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment) den kürzlich entdeckten Quark-Gluon Aggregatzustand der Materie näher untersuchen können. Hierzu werden hoch ionisierte Bleiatome auf jeweils 656 TeV beschleunigt und zur Kollision gebracht. LHC-B ist für spezifische Untersuchungen am B-Meson-Sektor ausgelegt, insbesondere für den Nachweis der Brechung der Ladungs-Spiegelungssymmetrie (CP-Verletzung) für die B-Mesonen. Es sei hierzu auf die weiterführende Literatur dieser Experimente verwiesen [EXP00].

ATLAS (**A** **T**oroidal **L**HC **A**pparatu**S** [ATL94]) sowie der CMS-Detektor (**C**ompact **M**uon **S**olenoid [CMS94]) werden in ihrem Programm zur Untersuchung neuer Physik in ihrer Konstruktion am vielseitigsten ausgelegt sein. Diese Detektoren unterscheiden sich in wesentlichen Punkten wie etwa der Feldgeometrie des Ablenkmagneten (toroidal/solenoidal) oder dem Hebelarm für die Spurvermessung, so daß es sich um zwei grundsätzlich verschiedene Experimente handelt. Ein wichtiger Punkt für die Glaubwürdigkeit physikalischer Ergebnisse ist die Übereinstimmung in mindestens zwei voneinander unabhängigen Messungen. Sie wird hiermit möglich sein.

Der Beschleuniger LHC wird erst nach einer Anlaufphase von zwei Jahren mit geringerem Strahlstrom, engl. Low Luminosity Phase, die volle Auslastung, engl. High Luminosity Phase erreichen. Ein stabiler Betrieb aller Detektoren wird auch am Ende der High Luminosity Phase von (minimum) acht Jahren noch angestrebt.

Spezifische Punkte zum Betrieb des CMS-Detektors und der Bedeutung der zentralen Spurkammern herauszuarbeiten ist Thema dieser Arbeit.

1.1 Das Physikalische Programm für das CMS Experiment

- **Das Higgs-Boson im Standardmodell:** In Tabelle 1.1 sind mögliche Zerfallskanäle für angenommene Massenbereiche des Higgs bis zu einer theoretischen Grenze [GUN90] von etwa einem TeV aufgeführt, die im CMS Experiment einer Entdeckung durch geeignete Detektoren zugänglich gemacht werden. Eine Simulation der jeweiligen Beobachtungswahrscheinlichkeit in diesen Kanälen durch den Gesamtdetektor CMS ist mit einer Higgs-Massenskala als Abszisse in Abb.1.2 rechts dargestellt [DEN97]. Es sind hier jeweils die integrierten Beobachtungswahrscheinlichkeit von zwei Jahren in der Low Luminosity Phase (oben) und der High Luminosity Phase (unten) aufgetragen. Das Jahr 2008 wäre hiernach der planmäßige Termin für eine Entdeckung des Standardmodell-Higgs in CMS, da nach Messungen des L3-Experimentes eine untere Massenschranke von 107.0 GeV [L301] und eine obere Massenschranke mit 262 GeV [L398] angegeben wird. Die Wahrscheinlichkeit für dieses Massenintervall liegt bei 95%²⁾.

Signatur	Massenbereich
$H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$80 \text{ GeV} < m_{H^0} < 150 \text{ GeV}$
$H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$	$130 \text{ GeV} < m_{H^0} < 2m_Z$
$H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm, 2l^\pm 2\nu$	$2m_Z < m_{H^0} < 600 \text{ GeV}$
$H^0 \rightarrow WW, ZZ \rightarrow l^\pm \nu 2\text{jets}, 2l^\pm 2\text{jets}$	$m_{H^0} \approx 1 \text{ TeV}$

Tabelle 1.1: Die Haupt-Zerfallsmodi des Higgs-Bosons im Standardmodell ($l^\pm = e^\mp, \mu^\mp$)

- **Präzisionsmessungen der Masse des Top-Quarks:** Das Top Quark t (t =top, b =bottom, c =charm) als schwerstes Quark befindet sich im dritten Quarkduplett. Seine Masse wurde anfangs bei $\sim 150 \text{ GeV}$ vermutet. Die Experimente CDF (Collider Detector Fermilab) und DØ am *Tevatron* Proton-Antiproton-Beschleuniger im US-amerikanischen *Fermilab* haben 1995 erstmals die Existenz des Top-Quarks bestätigt. Bislang ist seine Masse mit statistischen und systematischen Fehlern von einigen Prozent behaftet und liegt bei 174 GeV [SIL99]. Eine höhere Genauigkeit der Masse des Top-Quarks verbessert die Präzision in Higgs-Massenberechnungen. Für eine genauere Auflösung des Top-Massenwertes stehen in der Low Luminosity Phase von CMS täglich etwa 10^4 $t\bar{t}$ -Paare zur Verfügung. Sehr seltene Zerfallskanäle, wie z.B. $t \Rightarrow bH^+$ oder $t \Rightarrow Zc$, werden erstmals sichtbar.
- **CP-Verletzung im B-Meson Sektor:** Die Produktion von täglich etwa 10^{10} $b\bar{b}$ Bottom Quark Paaren in der Low Luminosity Phase beinhaltet die Erzeugung metastabiler pseudoskalarer Mesonen B^+/B^0 und Vektormesonen Υ in jeweils so großen Mengen, daß die Vermessung des gesamten B-Sektors innerhalb dieser Phase abgeschlossen werden kann. Im Vergleich hierzu werden im HERA-B Experiment am DESY mit einem Elektron-Proton Strahl täglich etwa vier $B^0 \Rightarrow \mathcal{J}/\Psi K_s$ Reaktionen erzeugt. Die Rate wird in den nächsten Jahren in den Experimenten DØ und CDF ähnlich niedrig liegen. Es gilt, die Verletzung der CP-Symmetrie auch im B-Sektor zu bestätigen und die korrespondierenden Winkel der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix [CKM73] zu bestimmen, die als fundamentale Konstanten in das Standardmodell eingehen. Die CP-Verletzung wird zu unterschiedlichen Zerfallskonstanten in Systemen mit B_d^0 und $\bar{B}_d^0$ bzw. B_s^0 und $\bar{B}_s^0$, und damit zu meßbaren Oszillationen führen. Diese Untersuchungen geben weitere Anhaltspunkte zur Klärung der Ursache für die Dominanz der Materie gegenüber der Antimaterie in unserem Universum.
- **Tests auf weiterführende Modelle:** Das Standardmodell der Teilchenphysik und die damit verbundene Quantenfeldtheorie baut auf mindestens 25 voneinander unabhängige Parameter. Dies

²⁾ engl. Confidence-Level

ist theoretisch unbefriedigend, wie auch das Fehlen einer natürlichen Einbindung der Gravitation. Es sei hier nur auf die Existenz moderner Modelle wie der GUT (Grand Unifying Theory), das Georgi-Glashow-Modell, die SO(10), das BESS Modell sowie die Modelle der Supersymmetrie hingewiesen. Sie alle suchen nach einer Vereinheitlichung der starken und schwachen Grundkräfte auf Basis verschiedener, quantenfeldtheoretischer Ansätze. Am Large Hadron Collider wird man einige Vorhersagen und Aspekte dieser Theorien eingehender testen und miteinander vergleichen können.

Ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten bei pp-Kollisionen als Funktion der Schwerpunktsenergie in den verschiedenen Experimenten ist in Abb.1.2 links für die konstante Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ angegeben. Der Wirkungsquerschnitt für Higgs Ereignisse ist gegenüber dem totalen Wirkungsquerschnitt um mehr als 10^{11} unterdrückt (1 pb).

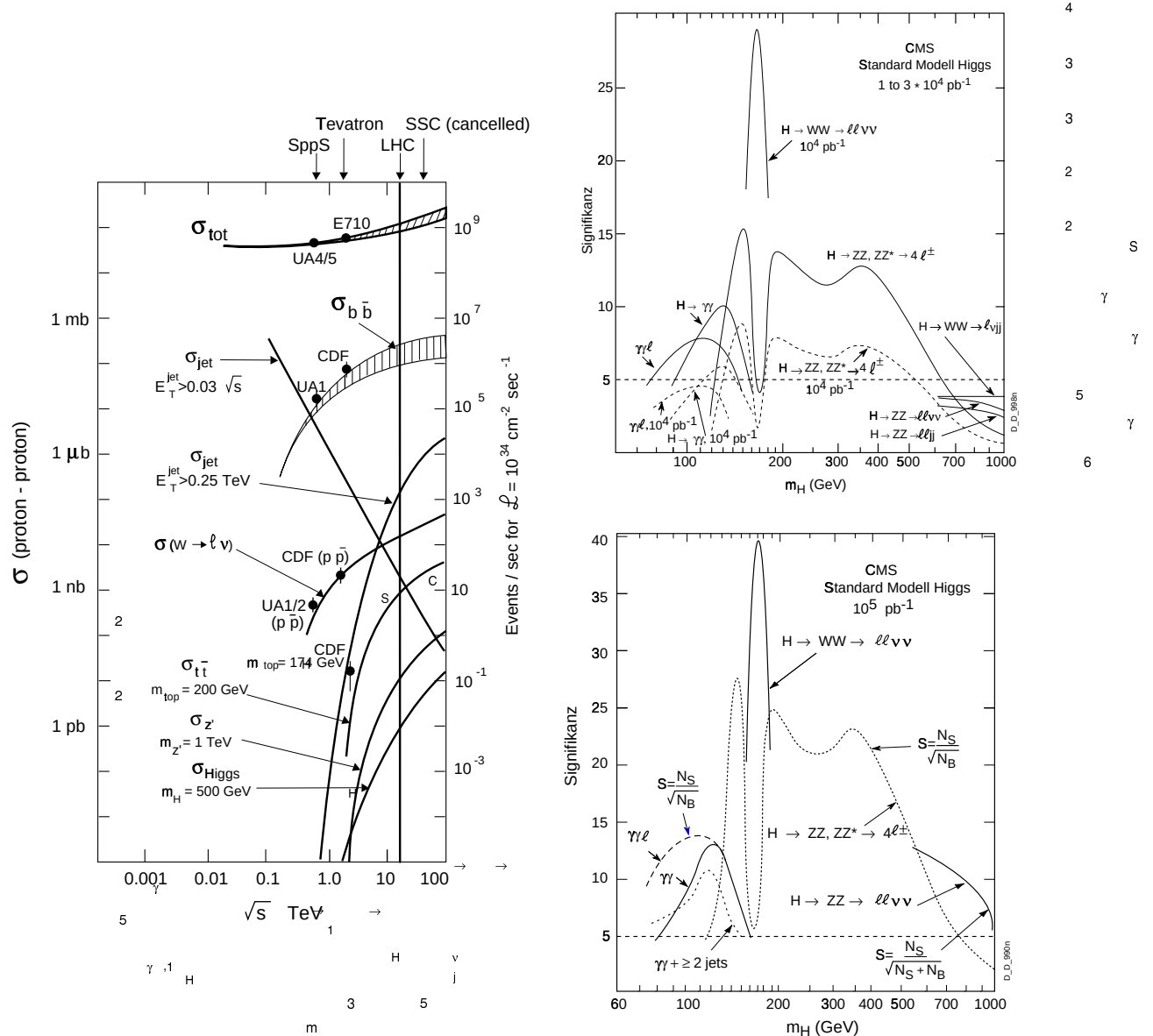


Abbildung 1.2: Links: Vergleich der Wirkungsquerschnitte und Ereignisraten bei pp-Kollisionen als Funktion der Schwerpunktsenergie für $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} = \text{const.}$ Rechts: Signifikanz des Standardmodell Higgs für das CMS-Experiment in Abhängigkeit von m_H : Oben: Low Luminosity Phase: $3 \times 10^4 \text{ pb}^{-1}$ (durchgezogene Linie) und 10^4 pb^{-1} (gestrichelte Linie) und unten: High Luminosity Phase 10^5 pb^{-1} .

1.2 Die Physik des Protonstrahls am LHC

Im Hauptbetriebszustand des LHC werden Protonen mit jeweils 7 TeV zur Kollision gebracht [LHC95]. In diesen aus jeweils drei elementaren Quark-Teilchen und Gluonfeldern zusammengesetzten Objekten fusionieren hierbei nach den Gesetzen der Bjorkenschen Skalierung selektiv die jeweiligen Gluon- bzw. Quarkanteile miteinander. Die für weitere Prozesse zur Verfügung stehende Energie E fluktuiert nunmehr um etwa 1 TeV um den Mittelwert. Gegenüber dem LEP ist die *De Broglie* Wellenlänge der elementaren Kollisionspartner etwa zehnmal kleiner ($\propto 1/E$), so daß der Wirkungsquerschnitt proportional zu $1/E^2$ abnimmt. Zur Aufrechterhaltung signifikanter totaler Wirkungsquerschnitte muß daher die Luminosität von $10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei LEP auf $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ am LHC erhöht werden. Tabelle 1.4 listet die wichtigsten Parameter der LHC-Maschine auf.

Der hohe Strahlstrom ($2 \times 0.53\text{A}$) setzt sich aus 2835 Teilchenpaketen mit jeweils $\sim 10^{11}$ Protonen zusammen. Aufgrund der hohen Ladung der sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit fortbewegenden Teilchenpakete finden erhebliche elektromagnetische Wechselwirkungen statt. Nur ein winziger Bruchteil der Teilchen in den Teilchenpaketen, die in den vier Kreuzungspunkten zusammentreffen, engl. Bunch-Crossing (BC), kommt zur Kollision. Der überwiegende Anteil wird vom starken elektromagnetischen Feld des kreuzenden Teilchenpakets abgelenkt, sog. Strahl-Wechselwirkung, engl. Beam-Beam-Effect. Des weiteren stellt der Strahl für die evakuierten metallischen Strahlröhren eine hochfrequente periodische Stromquelle dar, die sie zu synchronen Schwingungen, engl. Wake-Fields, anregen. Diese Rückkopplung muß stabil sein, sonst können sich geringe Schwabungen in der Paketabfolge und Dichte aufschaukeln (kollektive Instabilität). Neben Wechselwirkungen mit dem Restgas in der Strahlröhre sind dies die hauptsächlichen Effekte für die chaotische Bewegung und den Verlust von Protonen auf dem Weg durch die 1296 Dipolmagnete (8.36 T). Kollimatoren mit enger Appertur sorgen entlang des Rings für eine Reinigung des Hadronstrahls von solchen Ausläufern auf ein für die Kryomagnete verträgliches Maß (11 kW Dissipation, davon ~ 2.5 kW Verluste in Helium).

Der Energieverlust durch die Synchrotronstrahlung ist mit 3.7 kW signifikant, würde aber erst bei Energien von 100 TeV Werte von LEP erreichen. Computersimulationen der Teilchenbewegung für mehrere millionen Umläufe unterstützten die Planungen für die Anordnung und Auslegung der bei der Temperatur des supraflüssigen Heliums (1.9 K) arbeitenden Dipole, Quadrupole und Hochfrequenz-Kavitäten des LHC (Abb.1.3).

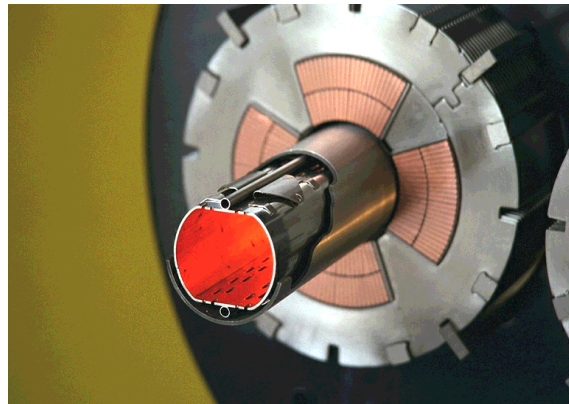
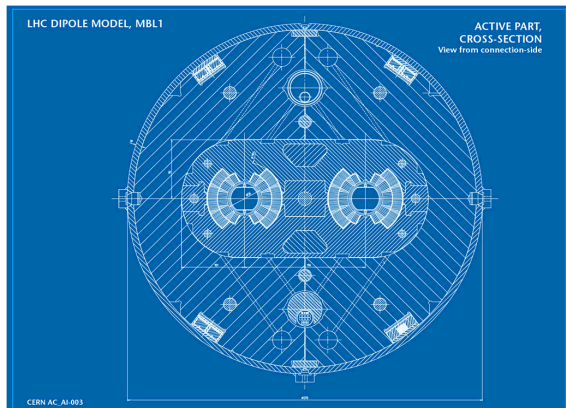


Abbildung 1.3: Der LHC Speicherring: Links: Querschnitt durch einen Dipolmagnet — das Eisenjoch umgreift beide Strahlröhren und hält der Zugkraft der Dipole von 1.7 MN pro Meter stand, rechts: Fotografie einer der Strahlröhren am Anschlußflansch eines Quadrupolmagneten, es sind die supraleitenden Spulenpakete zu erkennen.

Strahl		Beschleuniger	
$\mathcal{L}$	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	Resonatorfrequenz	400.8 MHz
Kollisionsenergie	$\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$	HF-Spannung/Kavität	2 MV
Frequenz	40.08 MHz	Anzahl der Kavitäten	8
Pakettrennung	24.95 ns $\Rightarrow$ 7.48 m	Injektionsenergie	450 GeV
Pakettlänge	7.5 cm	Füllzeit	9 min
Pakete im Ring	2835	Beschleunigungszeit	20 min
Teilchen pro Paket	10.5×10^{10}	Beamdump	10 min
Strahlstrom	536 mA	$\mathcal{L}$ -Halbwertszeit	$\sim 16 \text{ h}$
gespeicherte Energie	334 MJ	Wechselwirkungspunkt	
Ring		Kreuzungswinkel	200 μrad
Dipolfeld	8.36 T	pp-Kollisionen pro Paket:	
Dipolstrom	11.5 kA	Low Luminosity Phase	≤ 1
Dipollänge	14.2 m	High Luminosity Phase	~ 19
Strahlradius im Dipol	1.2 mm	Radius σ_{xy}	16 μm
Quadrupolgradient	223 T/m	Länge σ_z	53 mm
Quadrupollänge	3.10 m	Strahldivergenz	32 μrad

Abbildung 1.4: LHC-Parameter des Strahl, Ring, Beschleuniger und Wechselwirkungspunkt am LHC

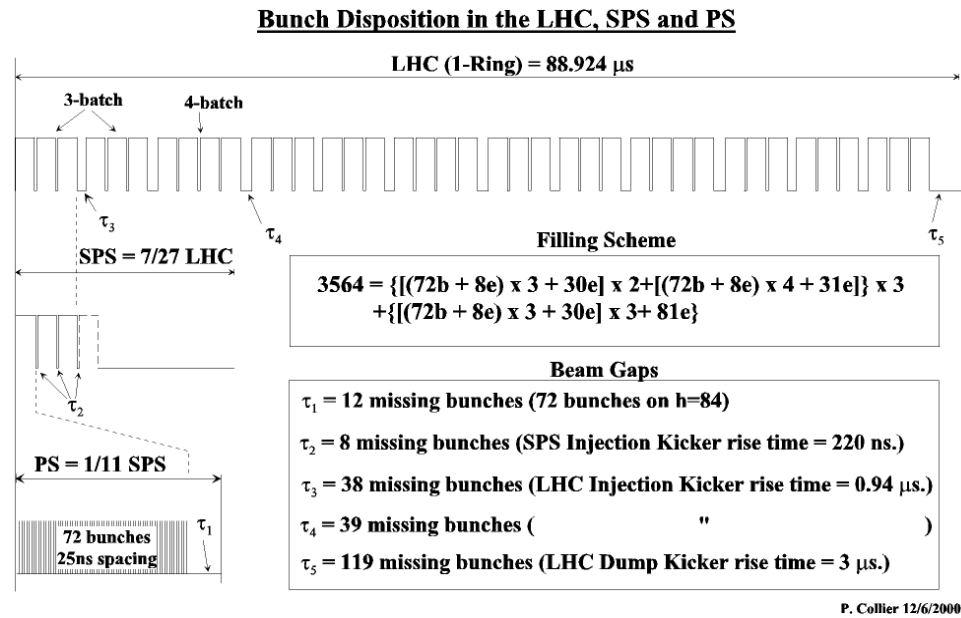


Abbildung 1.5: Bunchstruktur im PS, SPS und LHC

1.2.1 Injektion und Paketstruktur

Vor der Injektion in den LHC werden die Protonenpakete im 26 GeV Proton Synchrotron (PS) durch adiabatische Verdichtung eines kontinuierlichen Strahls erzeugt. Drei und vier Züge von jeweils 72 dieser Protonenpakete füllen jeweils den größeren Ring des 450 GeV Super Proton Synchrotron (SPS) nacheinander auf — unterbrochen durch die Schaltzeiten des Kicker-Magneten und gefolgt von einer Beschleunigungsphase auf die LHC-Injektionsenergie. Für jeden der gegenläufigen Hadronstrahlen am LHC wird die Extraktion aus dem SPS zwölf mal wiederholt. Eine größere Schaltzeit ist hierbei zwischen den Bunches des SPS zu beachten und ebenfalls die Zeit zur Wiederauffüllung des SPS. Der Großzyklus am LHC wird schließlich durch einen gesamten PS-Zyklus für den Kicker-Magneten des LHC unterbrochen (τ_5).

In Abb.1.5 sind die Verhältnisse graphisch dargestellt, die Verteilung der Pakete läßt sich durch folgende

Gleichung ausgedrücken:

$$3564 = 12 \times 297 = \{[(72b + 8e) \times 3 + 30e] \times 2 + [(72b + 8e) \times 4 + 31e]\} \times 3 + \{[(72b + 8e) \times 3 + 30e] \times 3 + 81e\}, \quad (1.2)$$

in welcher b einen besetzten und e einen leeren Platz angibt. Die beschriebene Abfolge prägt dem Protonstrahl ein spezifisches Muster auf, wodurch die Paketanzahl von 3564 auf 2835 fällt. Dies ist keinesfalls von Nachteil für die vier Experimente am LHC, wie später noch gezeigt werden wird (Abschnitt 6.5).

Die Halbwertszeit der Luminosität wird bei stabilem Lauf des Beschleunigers bei etwa 16 h liegen. Man rechnet daher je nach Luminositätsabfall mit zwei bis drei zweistündigen Füllungen täglich für sieben bis zehn Stunden Meßzeit hierzwischen. Die Pausenzeiten können ebenfalls von den Experimenten genutzt werden (Kalibration).

1.2.2 Primärvertex und Multiplizitäten

Im Wechselwirkungspunkt zweier Teilchenstrahlen verteilen sich primäre inelastische Ereignisse (Vertices) im zeitlichen Mittel auf einen räumlich festen Bereich. Aufgrund der Dichteverteilung und des kleinen Kreuzungswinkels der Hadronstrahlen sind die Vertexkoordinaten in Form eines Ellipsoids mit $\sigma_z=53$ mm in Strahlrichtung z und $\sigma_{xy}=16$ μ m in der Transversalebene ($(x, y) \equiv (r, \phi)$) verteilt.

Die primären Vertices sind Quellen für Photonen, Leptonen, Mesonen und Hadronen sowie ihrer angeregten Zustände. In der Low Luminosity Phase wird im Mittel weniger als ein solcher Primärvertex pro Bunch-Crossing erzeugt, in der High Luminosity Phase sind es etwa 19. Die Inbetriebnahme der Experimente am LHC wird zu Beginn hiermit stark vereinfacht, da alle geladenen Teilchenspuren um den Wechselwirkungspunkt aus nur einem einzigen Vertex kommen. Simulationsrechnungen inelastischer Prozesse mit dem Monte Carlo Programm PYTHIA [SJÖ94] ergeben unter anderem die Verteilung des

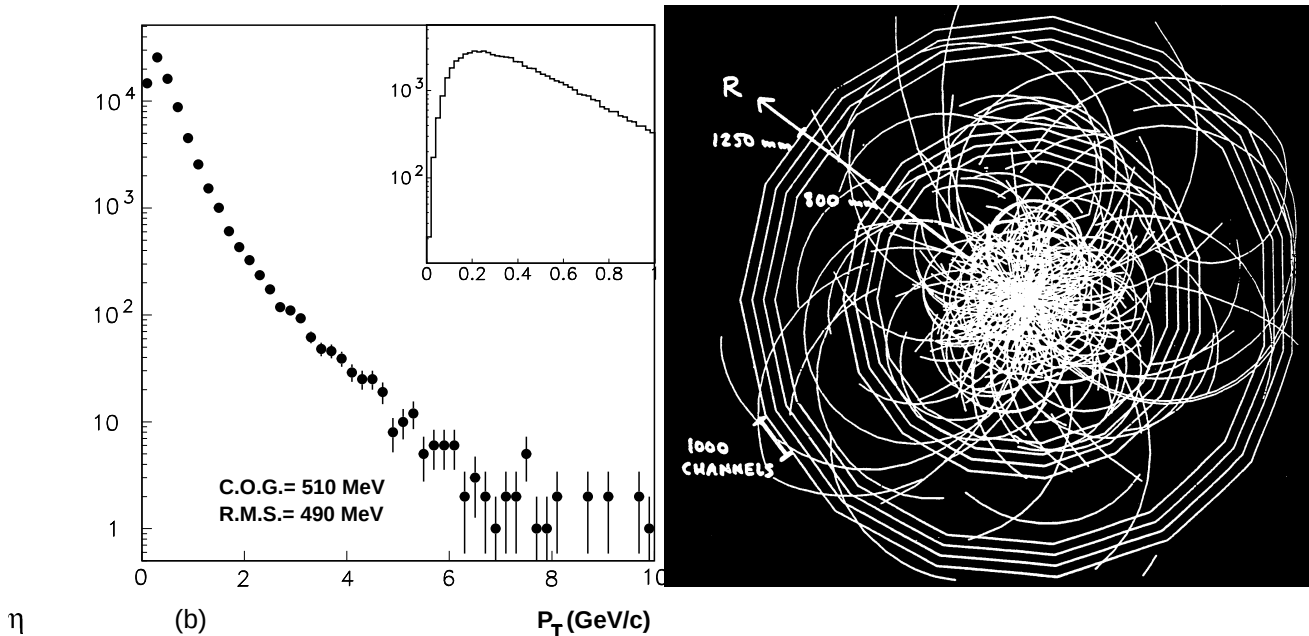


Abbildung 1.6: Simulationen inelastischer Ereignisse im WW-Punkt des LHC nach PYTHIA und GEANT: Links: Verteilung des Transversalimpulses p_T geladener Teilchen, rechts: Momentaufnahme (25 ns) geladener Teilchenspuren um den Wechselwirkungspunkt ($\varnothing=220$ cm, $\Delta z=30$ cm); Abstandsringe sind unterlegt.

Transversalimpulses (Abb.1.6 links), als auch eine Vorstellung über die zu erwartenden Multiplizitäten. Ihre Anzahl steigt für jede weitere Pseudorapiditätseinheit³⁾ des gemessenen Prozesses um etwa sechs. So verlassen im statistischen Mittel etwa 15 geladene Spuren einen Primärvertex am LHC.

Sekundäre Vertices und Schauer entstehen nun zum einen durch Wechselwirkung der Primärteilchen mit Materie (z.B. der Detektoren), zum anderen ist die Lebensdauer der angeregten Teilchenzustände begrenzt. Die Reichweiten sind je nach der Zerfallsart, ob schwach, elektromagnetisch oder stark, der Energie und dem zur Verfügung stehenden Phasenraum sehr unterschiedlich.

So erweitern Simulationsrechnungen am CMS-Detektor mit dem Programm GEANT [SJÖ95] Momentaufnahmen um mehr als 200 geladene, sekundäre Spuren pro Bunch-Crossing (Abb.1.6 rechts). In dem zur Strahlrichtung parallelen 4 T Magnetfeld des CMS-Detektors werden die geladenen Teilchen transversal gekrümmt. Pro Bunch-Crossing winden sich demnach in der High Luminosity Phase etwa 300 primäre geladene Teilchen abhängig von der Größe ihres Transversalimpulses in Helices parallel zur z -Achse.

1.3 Der CMS Detektor

Die Extraktion der physikalisch interessanten pp-Reaktionen am LHC stellt aufgrund der hohen Ereignismultiplizitäten eine gewaltige Herausforderung an das zeitliche und räumliche Auflösungsvermögen der Detektoren und die Analysekapazität der Hard- und Software dar.

Insbesondere bei einem Vielzweck-Experiment wie CMS sind die zur Verwendung kommenden Technologien und Methoden auf neueste Entwicklungen angewiesen. Bereits bekannte Prinzipien des Detektorbaus müssen für die erschwerten Bedingungen am LHC weiter verfeinert werden. So ist vom ersten Konzept im Oktober 1990 bis 1994 das in Abbildung 1.7 dargestellte Layout des „Compact Myon Solenoids“ erarbeitet worden. Es erfüllt alle Anforderungen an eine hochpräzise Vermessung der Größen Impuls, Energie und Ladung für hohe Teilchenflüsse. Dies wird durch eine schalenförmige Struktur der Detektoren in „Barrel“ und „Endcaps“ erreicht, die in z -Richtung verschiebbar ineinandergreifen (Abb.1.7).

In der Mitte der schalenförmigen Struktur sitzt der fünfteilige supraleitende 4 T Magnet ($\varnothing \cong 6.7$ m), umgeben von einem siebenteiligen, dreischichtigen Magnetjoch von 11.600 t Gewicht. Es erzeugt das weltgrößte solenoide Feld mit einer Krümmungsleistung von bis zu 17 Tm für Teilchen aus dem Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 1.5$. Das starke magnetische Feld erzwingt ein „Herausspulen“ des niederenergetischen, aber hochratigen Spuranteils in Helices aus den beiden konusförmigen Öffnungen des Detektors. Die Abdeckung des Pseudorapiditätsbereichs ist mit $|\eta| < 3.0$ in Hinblick auf Strahlungsdosen von 100 Mrad/Jahr in der Nähe des Strahlrohres bereits maximal ausgelegt.

Ziel ist eine optimale Granularität⁴⁾ des Gesamtdetektors zur lückenlosen Bilanzierung der invarianten Masse hochenergetischer Zerfälle aus Teilchenzuständen mit hoher Ruhemasse (Higgs, SUSY-Teilchen, Top: $m_0 > 100$ GeV). Eine feine angulare Granularität der elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter (η, ϕ) und die feine azimuthale Granularität der Spurkammern (r, ϕ) erleichtert die Rekonstruktion auch mittlereenergetischer Teilchen ($50 \text{ MeV} < p_t < 2 \text{ GeV}$) aus dem Untergrund.

In Tabelle 1.2 werden die Parameter für Platzierung und Auslegung der Subdetektorelemente in radialer Reihenfolge aufgeschlüsselt. Es lassen sich folgende Leistungen der Sub-Komponenten herausheben:

- **Zentrale Spurkammer (Tracker):** Nahe um den Wechselwirkungspunkt herum ist ein Silizium-Pixel Detektor zum Zwecke einer präzisen Koordinatenzuordnung der primären Vertices angeordnet.

³⁾ Detektor- und Teilchenkoordinaten werden durch den Polarwinkel θ , den Azimutwinkel ϕ , Radius r oder Abstand z vom Wechselwirkungspunkt festgelegt. Der Zusammenhang zwischen der Pseudorapidität η und dem Polarwinkel θ lautet: $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$.

⁴⁾ Es sei hier erwähnt, daß alle Versorgungsschächte für die Detektoren schräg zu den η -Koni verlaufen

Detektor	Position	Station	$\pm z_{min}$	$\pm z_{max}$	r_{min}	r_{max}	η_{min}	η_{max}	Ortsauflösung (r, ϕ) z oder r	Kanäle	Zeit- Aufl.	Energie- Auflösung	physikalischer Prozeß	Auslesemethode	Trig- ger	mittl. Teil- chendosis [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	
Pixel	Barrel	PiB 1-3	—	325	41	112	0.0	2.6	15	11-17	5.5×10^7	8 bit	Spurionisation	Disk. - Zeitmarke + Spitzenwert PSI Chip	L1	40×10^6	
	Forward	PiE 1-2	325	465	60	150	1.5	2.6	15	90	3.3×10^7	10	Si-Sperschicht			40×10^6	
Thermischer Schild: $3.7 \leq r \leq 21$ cm, $-50 \leq z \leq 50$ cm																	
inner	Barrel	TiB 1-4	—	660	220	530	0.0	1.7	23-35	~ 600	1.5×10^6	12	8 bit	Spurionisation	128 Streifenladungen	L1	3×10^6
	Forward	TiF 1-3	710	1150	240	504	1.2	2.2	23-46	—	565×10^3		Si-Sperschicht	APV25 Pipeline Chip		3×10^6	
outer	Barrel	TOB 5-10	—	1085	610	1080	0.0	1.3	35-53	~ 1000	3.4×10^6	12	8 bit	Spurionisation	128 Streifenladungen	L1	1×10^6
	Forward	TOF 1-9	1240	2740	220	1095	1.0	2.5	25-59	—	3.9×10^6		Si-Sperschicht	APV25 Pipeline Chip		1×10^6	
Thermischer Schild: $r \leq 131$ cm, $-300 \leq z \leq 300$ cm																	
Pre- Shower	Barrel	SB	—	1170	1173	1238	0.0	0.9	300	—	144×10^3	12	8 bit	Spurionisation	32 Streifenladungen	RT +	350×10^3
	Forward	SF	3045	3170	450	1350	1.6	2.6	(x,y)	300	92×10^3	4-range	Si-Sperschicht	PACE Pipeline Chip	L1	$< 3 \times 10^6$	
ECAL	Barrel	EB	—		1290	1520	0.0	1.5	$\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.014^2$	122×10^3	10	12 bit / < 2	PbWO ₄ -Kristall Scintillation	Avalanche Photostrom 2 APD/Krist. + FPADC	RT	300×10^3	
	Forward	EF	3170	3900	316	1711	1.5	2.6	$\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.01^2$	42×10^3			Plastik/Cu/Fe Scintillation	WLS Glasfaser, HPD Photodiode + EDB	RT	$< 40 \times 10^6$	
HCAL	Barrel	HB	—	4332	1806	2855	0.0	1.4	$\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087^2$	122×10^3	10	12 bit / < 2				$< 300 \times 10^3$	
	Endcap	HE	3880	5696	388	2700	1.4	3.0	$\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087^2$	42×10^3						$< 5 \times 10^6$	
Supraleitende Spule: $295 \leq r \leq 360$ cm, $-650 \leq z \leq 650$ cm																	
Myon	Barrel	MS 1-4	—	6610	4020	7380	0.0	1.3	100	150	195×10^3	5	—	Ar/CO ₂ -Lawine	regionale Zeitmarke	RT	100
	Forward	ME 1-4	5680	10730	100	6955	0.9	2.4	75	1.8-5.9	483×10^3	6	—	Ar/CO ₂ /CF ₄ -L.	LCT Trigger Processor		< 1000
RPC	Barrel	MB 1-4	—	6610	4020	7380	0.0	1.3	—	—	81×10^3	3	—	C ₂ H ₂ F ₄ -Lawine	regionale Zeitmarke	RT	100
	Forward	YE 1-3	5680	10730	100	6955	0.9	2.4	—	—	81×10^3		—	C ₂ H ₂ F ₄ -Lawine + LCT Trigger Prozessor		< 1000	
Magnetisches Rückflußloch (return joke): $459 \leq r \leq 700$ cm, $-1080 \leq z \leq 1080$ cm																	
VF-HCAL	Forward	HF	11150	12800	125	1400	2.9	5.3	$5 \times 5 / 10 \times 10$ cm	42×10^3	10	12 bit / < 2	Cherenkov Effekt	Quartz Fiber/Photodiode	RT	6×10^6	

Tabelle 1.2: CMS Parameter: Abkürzungen: Si – Silicon Halbleiter, strip – Streifendetektor, ECAL – elektromagnetisches Kalorimeter, HCAL – hadronisches Kalorimeter, VF – Very Forward (vorwärts), Barrel – Tonne, Forward/Endcap – Vorderteil/Endkappe, L1 – Level 1 Trigger: 100 KHz, RT – regionaler Trigger, < – exponentiell mit dem Radius kleiner werdend, EDP – Externe HDP Decoder Box, LCT – Look Charge Track Prozessor.

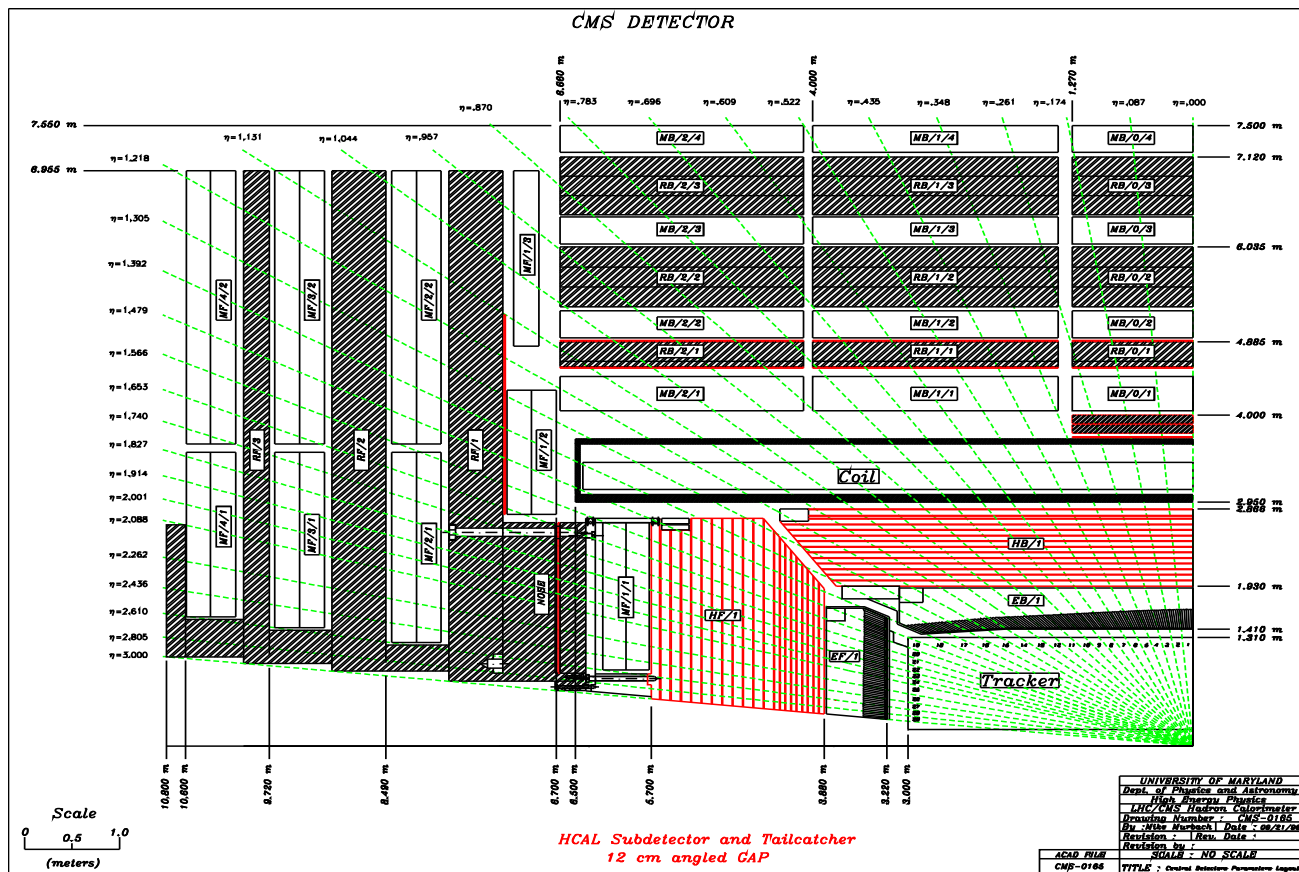
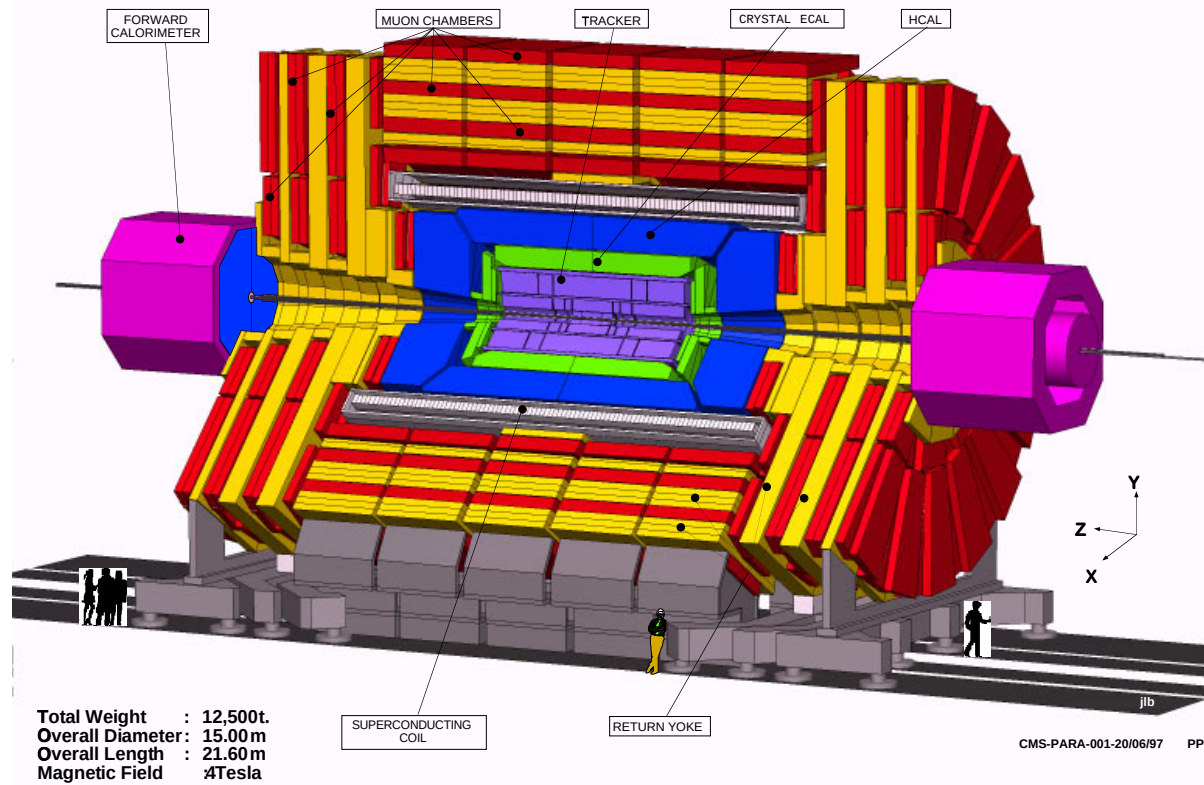


Abbildung 1.7: Dreidimensionaler Blick auf das CMS-Experiment und Quadrantenlängsschnitt.

Er wird gefolgt von einem Silizium-Streifendetektor, dessen Funktionsweise in Kapitel 2 eingehender behandelt wird. Der geringe Streifenabstand, engl. Pitch, von $\approx 100 \mu\text{m}$ erlaubt unter Nutzung des vollen Hebelarms der Spurkammer exzellente Genauigkeiten für die Sagitta s eines Spurbogens⁵⁾. Für isolierte Spuren mit hohem Transversalimpuls p_t kann die Impulsauflösung mit aufsteigendem η durch $\delta p_t/p_t \approx (15 \rightarrow 60 \cdot p_t \oplus 0.5)[\%]$ parameterisiert werden, für Myonen mit Energien größer als 100 GeV durch $\delta p/p \approx (4.5 \cdot \sqrt{p})[\%]$ (p, p_t in TeV). Es wird hierbei eine Rekonstruktionseffizienz von 95 % vorausgesetzt. Der Tracker darf $X/X_0 = 0.7$ Strahlungslängen nicht überschreiten.

- **Preshower:** Preshower-Detektoren aus einer Abfolge von Bleiplatten und Lagen aus Silizium-Streifendetektoren mit $\cong 1 \text{ mm}$ Pitch verbessern die π^0/γ -Separation im Vorwärtsbereich und die $\gamma\gamma$ -Separation für $|\eta| < 0.9$.
- **Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL):** Die Auslegung von PbWO_4 -Kristallen um die Spurkammer mit einer Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.014 \times 0.014$ ergibt eine gute Ortsauflösung. Einkristalldicken von 25.7 Strahlungslängen garantieren volle Effizienz und eine exzellente Energieauflösungen von $\sigma_E/E \approx 0.6\% / \sqrt{E}$ für hochenergetische Photonen. Das ECAL wird die Zwei-Photon-Zerfälle des Standard-Higgs-Teilchens nachweisen können.
- **Hadronisches Kalorimeter (HCAL):** Die Granularität des hadronischen Kalorimeters folgt der des ECAL, und ist für die Separation und Messung hadronischer Jets mit einer guten Energieauflösung von $\sigma_E/E = 70\% / \sqrt{E} \oplus 5\%$ ausgestattet. In Kupferplatten ausgelöste Hadronschauer erzeugen Plastiksintillationen variabler Energie, die in Wellenlängen schiebenden Glasfaserdetektoren, engl. WLS Fibers, in Energieinformationen umgesetzt werden. Die Schichtdicke des Absorbers beträgt etwa $\lambda/\lambda_0 \cong 7$ Wechselwirkungslängen.
- **Myondetektoren:** Jeweils vier Barrel- bzw. Endcap-Stationen sind jeweils mit zwölf Driftkammer- bzw. sechs Kathodenstreifenkammerebenen ausgelegt (engl. drift tubes (DT), bzw. cathode strip chambers (CSC)). Von den Driftkammerebenen sind acht entlang und vier senkrecht zur z -Achse ausgerichtet. Die optimierte Orts- und Zeitauflösung wird in Verbindung mit schnellen Widerstandsplattenkammern, engl. Resistive Plate Chambers (RPC), als regionaler Trigger für jede Station erreicht. Der Fehler des Transversalimpulses von Myonen bleibt inklusive der Vielfachstreuung unterhalb von 8% bei Energien bis 100 GeV.
- **Vorwärtskalorimeter :** Dieses Hadronische Kalorimeter (engl. Very Forward Calorimeter (VF)) stellt die Erweiterung des HCAL für den Pseudorapiditätsbereich $2.9 \leq |\eta| \leq 5.3$ dar, und schließt somit fast den vollen Raumwinkel, 4π , mit ein. Um eine gute Granularität zu erreichen, als auch die Streuung des intensiven Beamlichts in den Vorwärtsbereich der Myondetektoren zu verhindern, werden diese außerhalb des CMS-Detektors platziert.

1.4 Das Konzept des CMS Triggers

Der Trigger ist der Start des physikalischen Selektionsprozesses. Im CMS-Experiment basiert ein Großteil dieses Selektionsprozesses auf Hardware-Algorithmen, die auf digitalen Datensätzen operieren, welche im Takte des LHC alle 25 Nanosekunden in den Myonkammern und Kalorimetern neu erzeugt und verarbeitet werden [TRI00]. Den sehr präzise bestimmbaren Zeitpunkt der Paketkreuzung nennt man auch Trigger Ebene Null (L0-Trigger). Die Digitalisierung der schnellen analogen Zeitmarken von den Detektoren DT, RPC, CSC, ECAL, HCAL und Preshower erfolgt hierbei durch Diskriminierung jedes einzelnen der in Tabelle 1.2 angegebenen Kanäle mit jeweils regional programmierbaren Schwellen. Dies stellt die oberste Ebene des in Abbildung 1.8 dargestellten mehrstufigen Prozesses zur Findung des globalen Hardware-Triggers dar. Dieser wird auch mit Ebene 1 Trigger, engl. L1-Trigger, bezeichnet.

⁵⁾ Ist r der Krümmungsradius und L der Hebelarm eines Spurbogens, q die Teilchenladung im magnetischen Feld B und BL^2 die Krümmungsleistung, so ist: $s = q \frac{BL^2}{8p_t}$ mit $\sigma_{p_t}/p_t = \frac{8p_t}{qBL^2} \sigma_s$

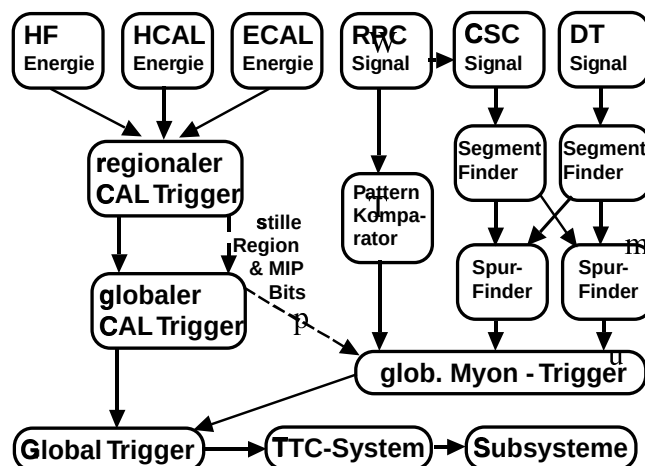


Abbildung 1.8: Hierarchie des Globalen L1-Triggers in CMS

- **Kalorimeter Trigger:** Ein einzelner kalorimetrische Schauer eines Photons, Elektrons oder Jets verteilt sich auf eine begrenzte Anzahl von Kristallen oder Szintillatoren. Ihre Energiedepositionen werden für eine regionale energetische Bilanzierung zu einzelnen Clustern herangezogen. Die Zuordnung aller regionalen kalorimetrischen Cluster ermöglicht die Gewichtung der globalen transversalen Fehlenergie E_T^{miss} eines Ereignisses, sowie die Anzahl und Energie von Jets.
- **Myon Trigger:** Hochrelativistische Myonen aus dem Wechselwirkungspunkt („prompte“ Myonen $> 3 \text{ GeV}$) verlieren kaum Energie beim Durchgang durch den inneren Detektor oder dem massiven Joch des Magneten. Der magnetische Rückfluß in den Jochlagen zwingt die Myonen auf eine entgegengesetzt gekrümmte Spur, die Myonkammern selbst liegen dagegen in nahezu feldfreiem Gebiet. Werden nun z.B. in allen zwölf Driftkammerebenen einer Barrel-Station Spurpunkte detektiert, so wird ein regionaler digitaler Triggervektor erzeugt, der auf die nächste Barrel-Station weist. Dieser Sachverhalt wird in Abbildung 1.9 links skizziert. Die regionalen Triggervektoren werden nun mit dem Satz aller denkbaren prompten Myon-Vektoren verglichen. Mit einer vorgefundenen, va-

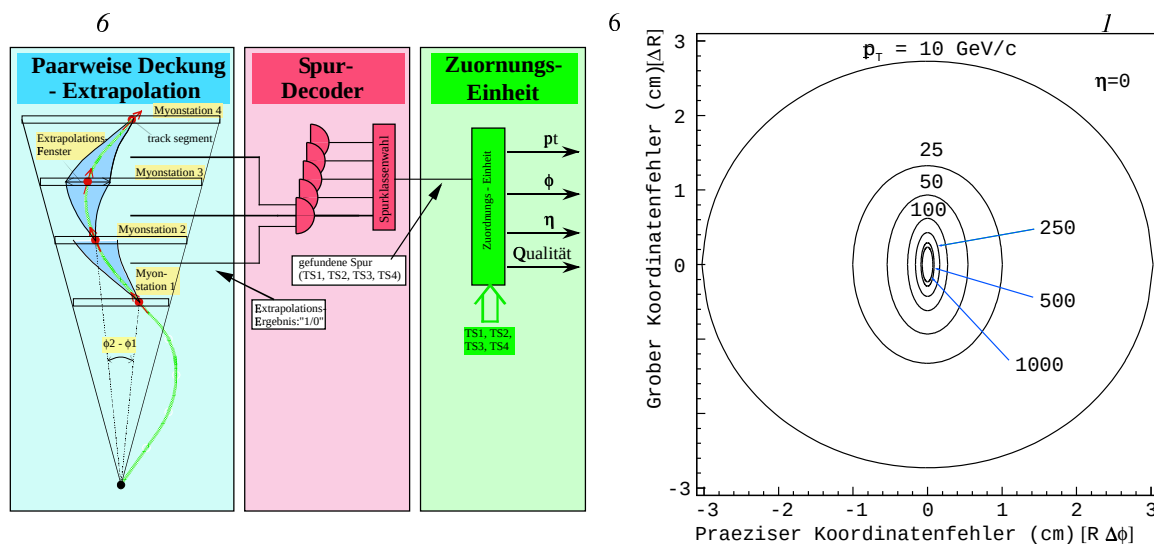


Abbildung 1.9: Der Myon-Trigger: links: Spurrekonstruktion (übertrieben), rechts: Koordinaten-Fehlerellipse

liden Vektoradresse ist gleichzeitig der Transversalimpuls des prompten Myonkandidaten bekannt. Diese „Look Up Tables“ LUT befinden sich in programmierbaren Hardware-Registern und werden mit Werten aus Simulationen gespeist⁶⁾, welche einen guten Kompromiß zwischen Impuls- und Raumauflösung erlauben. Abbildung 1.9 rechts zeigt erwartete Fehlerellipsen für die Raumauflösungen ohne Tracker (Ordinate) und zusammen mit dem Tracker (Abszisse) für Transversalimpulse zwischen $10 \text{ GeV} \leq |p_t| \leq 1 \text{ TeV}$ und Spuren nahe der Hauptebene $|\eta| = 0$.

Kalorimetrische und Myonische Datensätze lassen sich nun für beliebige Zwecke miteinander kombinieren. In Anhang A sind die Schwellwertenergien und Transversalimpulse für die verschiedenen Kanäle des L1-Triggers aufgeführt. Das CMS L1-Trigger System wird gebraucht, um die enorme Rate aller Wechselwirkungsprozesse von 10^9 Hz um einen Faktor 10^4 auf eine gefilterte Ereignisrate unter 100 kHz zu reduzieren — in der Weise, daß alle weiteren Bunch-Crossing-Takte (L0) verworfen werden müssen.

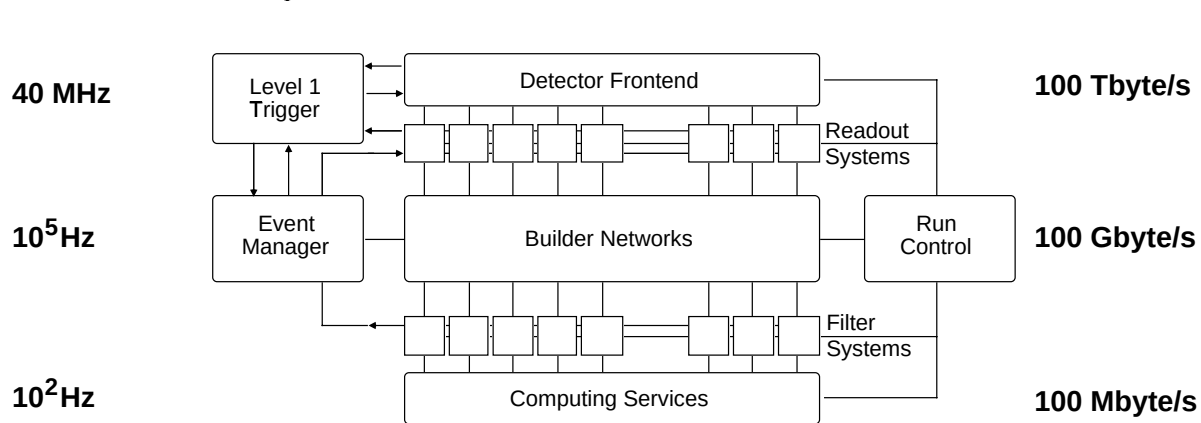


Abbildung 1.10: Flußdiagramm des CMS Trigger und Data Acquisition Systems (DAQ)

Abbildung 1.10 zeigt das Prinzip des CMS-Auslesesystems, welches engl. **Data Acquisition System**, DAQ-System genannt wird. Für das Jahr 2008 und darüber hinaus prognostiziert man eine technologisch vertretbare, für den CERN finanziell leistbare und physikalisch angemessene Datennahmerate von einem PByte (10^{15} Byte) pro Jahr. Die vom CMS-Detektor pro Bunch-Crossing zur Verfügung stehende Menge an komprimierten Meßdaten beträgt etwa 10^6 Byte. Bei einer jährlicher Nutzungszeit von 10^7 Sekunden ergibt sich somit eine durchschnittliche Datennahmerate auf zukünftige Speichermedien von $10^{15-7-6} \approx 100 \text{ Hz}$ mit 100 MHz/s Übertragungsrate.

Aus diesem Grund werden höhere Selektionsverfahren (Level 2,3,...) benötigt, die eine weitere Ratenreduktion um einen Faktor 10^3 bewerkstelligen. Über ein sogenanntes Giga-Switch Netzwerk mit 100 GByte/s Bandbreite werden alle Daten aus dem Detektor hierzu an eine Computerfarm, bestehend aus $\sim 10^3$ preiswerten Personalcomputern (PC), weitergeleitet. In diesen liegen jeweils alle notwendigen Parameter des CMS-Detektors für Rekonstruktionszwecke in gespeicherter Form vor. Die komprimierten Meßdaten der Einzelereignisse werden im Standardbetrieb des LHC (pp-Strahl) im 100 kHz -Takt auf jeweils einzelne, freie PCs verteilt. Dies führt auf eine Reduktion nach dem asynchronen Parallelisierungsprinzip.

Auch die Detektorelektronik hält einen bestimmten flüchtigen Vorrat der alle 25 ns anstehenden Daten vor. Insbesondere die großen Datenmengen der zentralen Spurkammer lassen sich nicht auf andere Weise als am „Frontend“ der Detektoren für einige wenige Mikrosekunden zurückhalten. Die nächsten Kapitel konzentrieren sich daher auf die angewandte Technik im Bereich der Streifendetektoren.

⁶⁾ Es werden Programme wie GEANT, GEISHA, ECS, CMSIM zur Simulation benutzt.

Kapitel 2

Der CMS Spurdetektor

Die Daten aus der CMS-Spurkammer spielen eine zentrale Rolle bei der Spurrekonstruktion in der Computerfarm (Trigger-Ebenen L2, L3, ...). Mit einer Granularität von $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ ist der aus zwei Lagen bestehende Barrel und Endcap Silizium-Pixel Detektor für eine Rekonstruktionsgenauigkeit von $15 \mu\text{m}$ ausgelegt. Die räumliche Primärvertexrekonstruktion führt über die Daten der Pixel-Hits¹⁾ auf eine Spur-extrapolation im folgenden Bereich des CMS Streifendetektors ($r \geq 15 \text{ cm}$). Die Terminologie und Nomenklatur hierfür ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

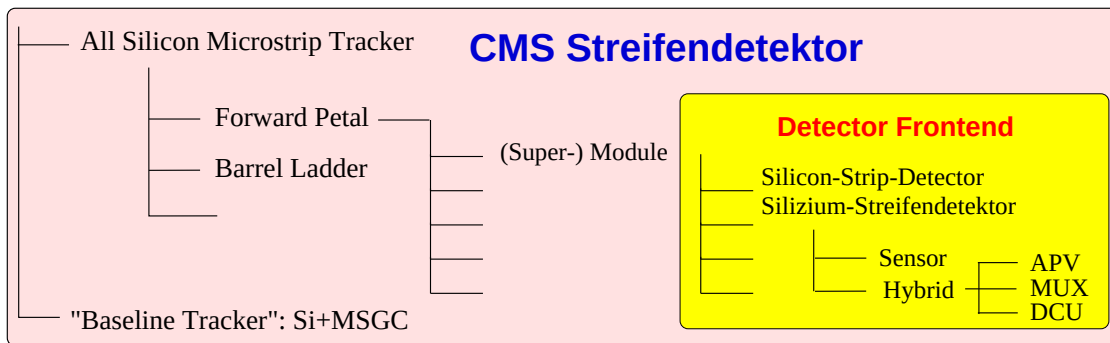


Abbildung 2.1: Terminologie und Nomenklatur des CMS Streifendetektors

2.1 Der Konzeptwechsel des CMS Streifendetektors

Die sich rasant entwickelnde Halbleiter-Industrie ermöglicht den effizienten Bau des weltweit größten Streifendetektors aus Silizium (250 m^2). Im Januar 2000 ist daher der Entschluß gefallen, die umstrittene Technologie der Mikrostreifengasdetektoren (MSGC) für die CMS-Spurkammer aufzugeben, und das bis dahin unterstützte „Baseline“-Design gegen das seither als „All Silicon Microstrip Tracker“ bezeichnete Konzept auszutauschen.

Abb. 2.2 gibt einen Einblick in die Segmentierung des ursprünglichen Detektors: in Blau ist die Auslegung der rechteckigen MSGC-Module in sechs Barrel-Ringe dargestellt, in Grün die Platzierung der bogenförmigen MSGC-Module auf jeweils elf Endcap-Scheiben. Der Bereich zwischen den MSGCs und dem Pixel Detektor ist im Baseline-Design in analoger Weise mit Silizium-Streifendetektoren (rot) ausgelegt.

Der All Silicon Microstrip Tracker sieht eine Reduzierung auf insgesamt zwölf Endcap-Ringe und zehn Barrel-Scheiben bei etwa gleicher Spurauflösung vor. Die gesteigerte Hit-Auflösung aus Spuren mit nied-

¹⁾ Des weiteren wird immer dann von einem „Hit“ gesprochen, wenn ein räumlich und zeitlich aufgelöstes Signal in einem lokalen Detektorsegment gemeint ist.

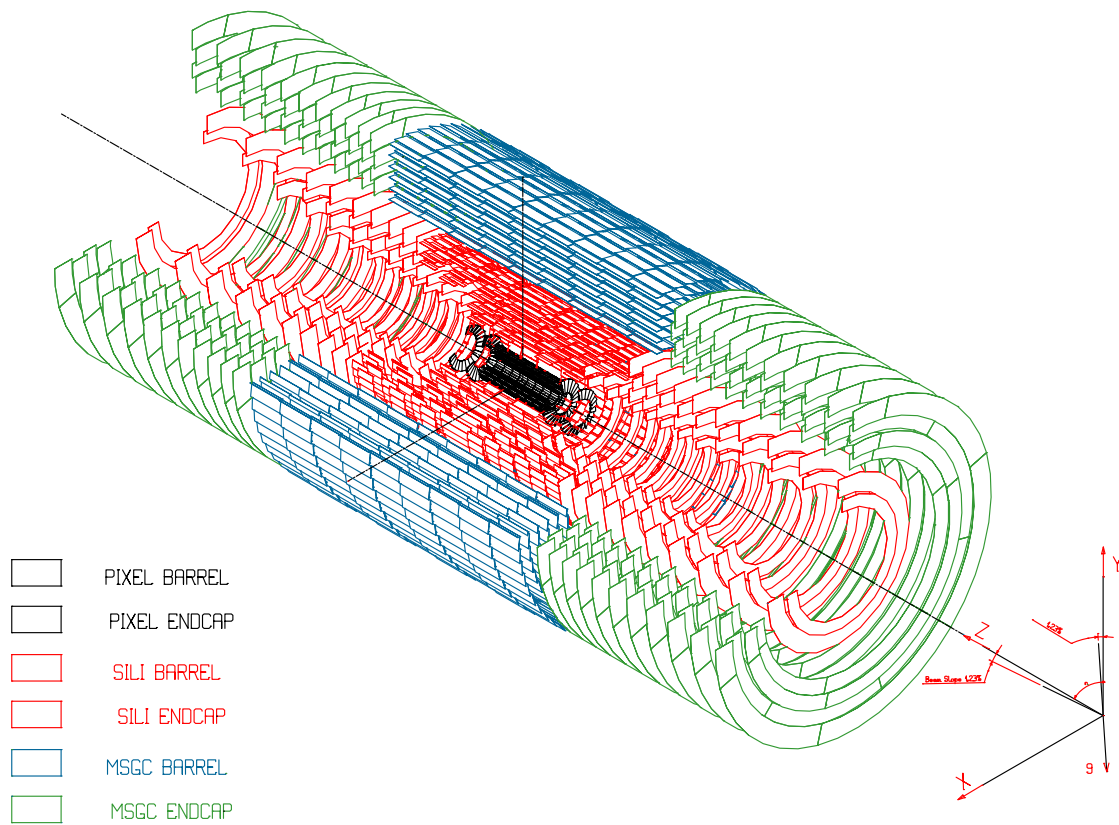


Abbildung 2.2: Übersicht der Segmentierung des „Baseline-Designs“ mit Silizium-Pixel, Silizium-Streifen und MSGC Detektoren.

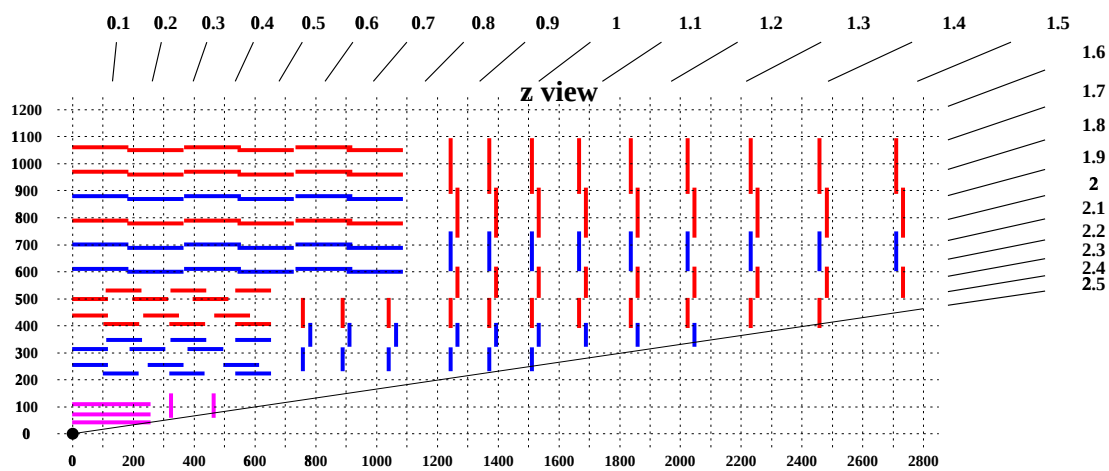


Abbildung 2.3: Horizontaler (r, z) -Quadrantenquerschnitt durch den „All Silicon Microstrip Tracker“ in der Pseudorapiditätsdarstellung. Die doppelseitigen Module sind durch blaue, die einseitigen durch rote Linien gekennzeichnet. Die Rotationsstruktur ist vergleichbar mit der in Abbildung 2.2

rigerem Transversalimpuls hat ebenfalls zur Reduktion der Lagenanzahl geführt. In Tabelle 1.2 sowie in Abbildung 2.2 sind einige Angaben über die aktuelle Segmentierung zu finden. Ein neues „Technical Design Report“ (TDR) wird in Zukunft das im Juni 2000 zum Zwecke des Übergangs erschienene „Addendum zum Tracker-TDR“ ablösen [ADD00]. Tiefere Einblicke in die qualitätsdefinierenden Aspekte und Entwicklungen zum Bau, Test und Betrieb von Modulen aus Silizium-Streifendetektoren sowie von MSGC-Modulen werden aus Gründen der Übersichtlichkeit im Teil III widergegeben. Bis dorthin gelten die meisten Aussagen für beide Konzepte.

Um einen zehnjährigen Betrieb des LHC zu überstehen, müssen die Streifendetektoren strahlenhart sein. Ihre Materialdicken sind zu minimieren, um die Strahlungslängen X/X_0 und Wechselwirkungslängen λ/λ_0 für alle η -Winkel möglichst klein zu halten. Trotzdem generieren 30% der Photonen und 15% der geladenen Teilchen vom Vertex Sekundärprozesse im Trackermaterial. Die dünnen Tracker-Detektoren besitzen hohe Signalgeschwindigkeiten in der Größenordnung von einigen ns und mittlere Signalamplituden von einigen fC. Die einzelnen Detektormodule vereinen drei, vier und sechs mal 128 nebeneinander platzierte Auslesestreifen mit 80 bis 250 μm Pitch, die über die Frontend-Elektronik ausgelesen werden.

2.2 Die Auslese der CMS Streifendetektoren

Die Anforderung an die Elektronik des Streifendetektors in CMS besteht in den folgenden Punkten:

- Die sehr hohe Zahl von etwa 9.4 Millionen Detektorstreifen erzwingt eine Kanalreduktion auf ein praktisch handhabbares Maß, welches die Ausführung aller Datenleitungen aus der CMS-Kaverne in eine 100 Meter entfernte, radioaktiv unbelastete Kaverne erlaubt, dem sog. „Counting Room“.
- Erforderlich ist die Sicherstellung der Übertragungsqualität aller Signale in der gesamten Auslekette bis zum Counting Room. Es gilt, den (konservativen) Signal-Rausch-Abstand von etwa 10–20 weder durch vermeidbare externe Rauschquellen, Nichtlinearitäten oder Bandbreitenengpässe in der Übertragung, noch durch eine zu grob auflösende Digitalisierung zu gefährden.
- Die Zuordnung der Signale zu einem Bunch-Crossing ist essentiell für die Datennahme. Um dies zu gewährleisten, ist eine außerordentlich gute Synchronisierung aller Signalprozessoren zum $f_0 = 40\text{ MHz}$ -Bunch-Crossing Takt mit der Periode $T = 1/f_0 = 25\text{ ns}$ ($\sigma_T < 500\text{ ps}$) sowie eine gute Zeitauflösung der Signale ($\sigma_{\Delta t} < 12\text{ ns}$) notwendig.
- Es muß am Frontend über einen Zeitraum von wenigen Mikrosekunden eine flüchtige Speicherung aller mit dem Bunch-Crossing Takt erzeugten Signale erfolgen. So lange ist die Latenzzeit, engl. Latency, des 100 kHz-L1-Triggers, der die Signale selektierter Bunch-Crossings abrufen. Es darf zu keiner Übertragung der Frontend-Elektronik kommen.
- Entsprechend dem Detektor muß auch die Elektronik am Frontend in hinreichend strahlenharter Ausführung vorliegen. Mit jedem zusätzlichen Ausfall eines Auslesestreifens steht demnach eine zur Strahlrichtung transversale, sensitive Fläche von etwa 10 cm Länge und etwa doppelter Pitch-Breite für Spurrekonstruktionen nicht mehr zur Verfügung.
- Der angestrebte maximale Leistungsverbrauch der Frontend-Elektronik beträgt 2.7 mW pro Streifen. Es folgte dies unter Beachtung einer vorgesehenen Leistung des Kühlsystems von 30 kW bei $+10^\circ\text{C}$ bzw. -10°C [ALE00]. Zusätzlich muß die Wärmezufuhr über den Leckstrom der Hochspannung in den Streifendetektoren berücksichtigt werden.

Die Forschung und Entwicklung der CMS-Kollaboration für einen „Front End Readout Chip“ und dem dazugehörigen „analogen optischen Link“ für die geplante Auslekette begann 1994 [DRC94]. Sie sind die wichtigsten Bestandteile im elektronischen Auslesesystem des CMS Streifendetektors. Abbildungen 2.4 und 2.5 skizzieren das Ausleseprinzip: Die Streifendetektoren werden als kleinste Einheit in

Gruppen von $2^7 = 128$ Auslesestreifen über die ladungsempfindlichen Vorverstärker des APV (engl. **A**nalogue **P**rocessor **V**oltages) Frontend Chips ausgelesen. Eintreffende Signalimpulse werden mit einer Zeitkonstante von 50 ns geformt und alle 25 ns in einem analogen Ringspeicher abgelegt. Es besteht die Möglichkeit bei einer Extraktion der gespeicherten Signale einen analogen Faltungsfiler zur Verbesserung der Zeitaufösung hinzuschalten. Der folgende analoge Multiplexer wählt mit 20 MHz diejenigen Signale des Ringspeichers durch, welche über den Trigger angewählt wurden (3.1.3). Dies führt zu einer Kanalreduktion von 128:1 an jedem analogen Ausgang des APV. Auf Basis des Frontend-Hybrids findet eine weitere Kanalhalbierung über ein 2:1 Interleave-Multiplexing zweier APV Kanäle statt. Hierauf wird allerdings aus geometrischen Gründen an mehreren Punkten im Tracker verzichtet, so daß rechnerisch etwas mehr, und zwar ~ 50.000 Kanäle für eine Übertragung mittels analoger optischer Links benötigt werden. Im Counting Room werden schließlich die analogen Signale digitalisiert und stehen so der weiteren Analyse zur Verfügung.

Das hier beschriebene analoge Verfahren ist aufwendiger als eine Diskriminierung der Streifensignale mit programmierbaren Schwellen, wie sie z.B. am Frontend des ATLAS Silizium-Detektor Verwendung findet.

Das analoge Verfahren hat insbesondere Vorteile für jede Art der Fehlerbereinigung und laufenden Überwachung des Gesamtsystems [HAL94]. Solches „Debugging and Monitoring“ betrifft sowohl die parametrischen Abweichungen der Detektoren und der elektronischen Elemente des Systems, als auch die iterative Optimierung des Programmcodes bis hin zur physikalischen Analyse.

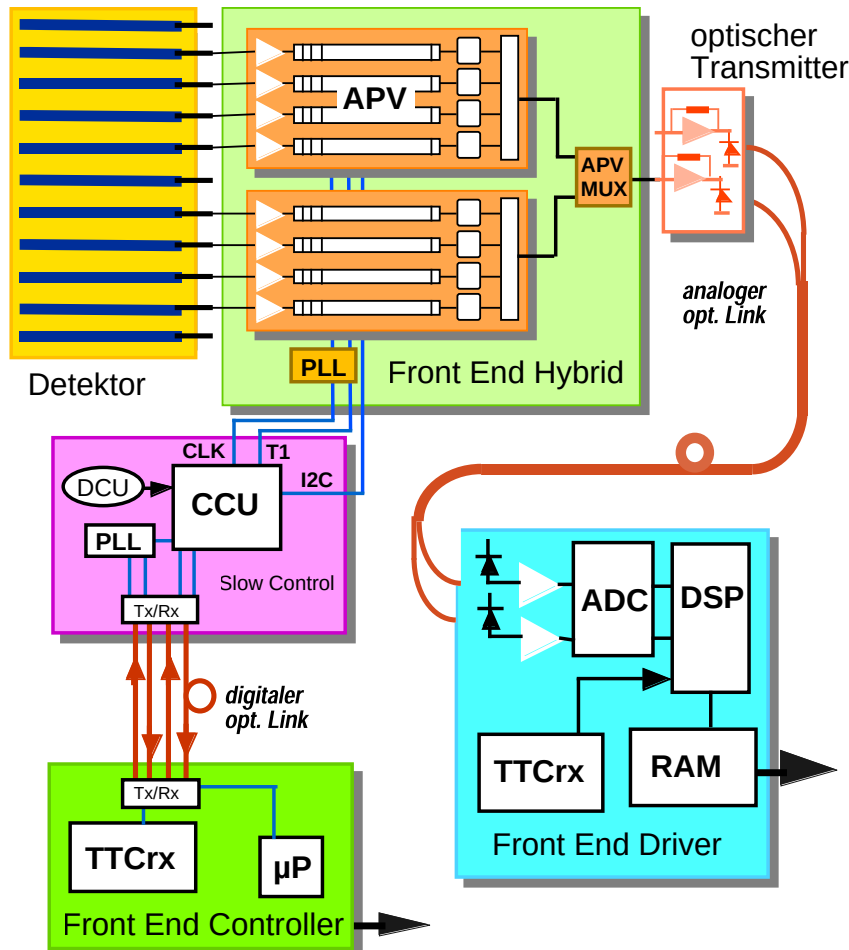


Abbildung 2.4: Blockdarstellung des elektronischen Auslesesystems des CMS Tracker, Quelle [CMS98]

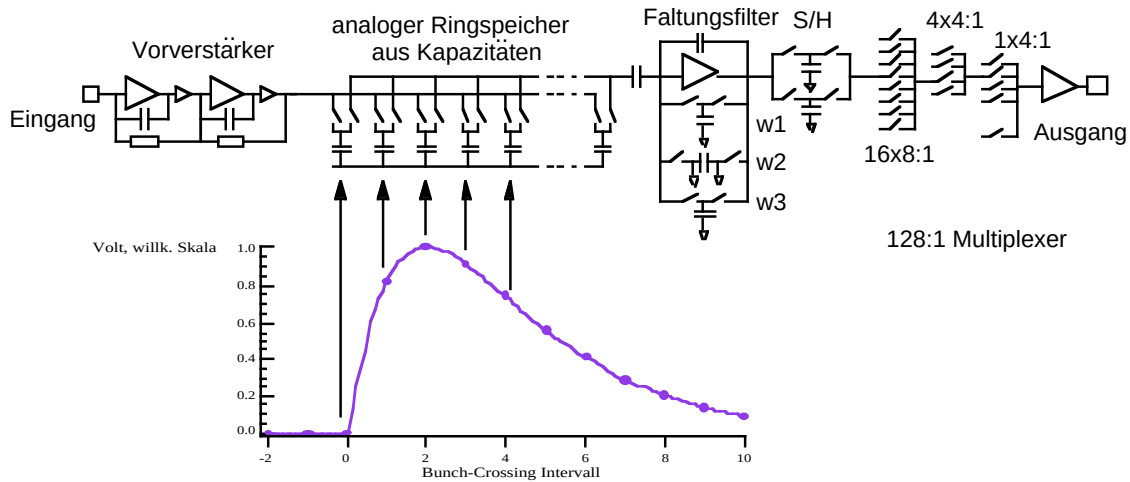


Abbildung 2.5: Der Signalweg in einem der 128 identischen Kanäle des APV Chip, Quelle [SCI97].

Im letzten Aspekt wird die Wechselwirkung zwischen den abänderlichen und unabdingbaren Tatsachen deutlich (Hardware/Software-Problematik). Zwischen jedem „Software-Upgrade“ können Zeitspannen liegen, in der die Detektoren am LHC einen spürbaren Alterungsprozess durch Strahlung erleiden. Es wird daher sehr wichtig sein, ein hochgradiges Qualitätsniveau der CMS Streifendetektoren sowie der sie überwachenden Programmcodes bereits zum Start des LHC sicherzustellen. Ein Großteil der Qualitätstests für den Bau des All Silicon Microstrip Trackers finden in den beteiligten Instituten (Abb. 2.6) der CMS Tracker Kollaboration statt. Regelmäßige gemeinsame Experimente am CERN (sog. „Milestones“) dienen der Einhaltung und Koordinierung der Zeitpläne für den Bau.

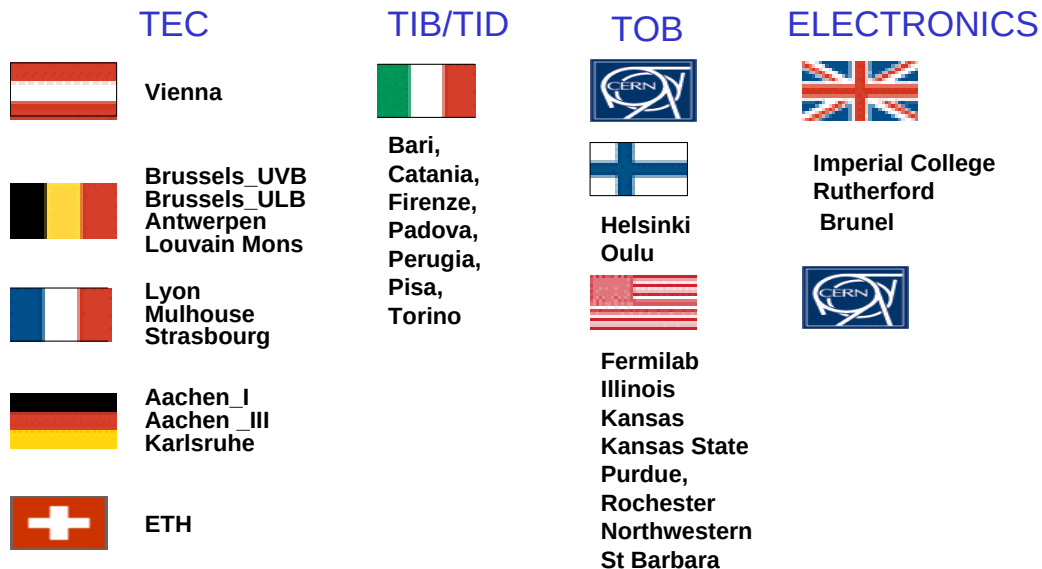


Abbildung 2.6: Beteiligte Institute für Bau, Test und Finanzierung des „All Silicon Microstrip Trackers“. Die Abkürzungen bedeuten: TEC – Tracker End Cap, TIB/TID – Tracker Inner Barrel/Disks und TOB – Tracker Outer Barrel, Quelle [ROL01]

Kapitel 3

Der APV Readout Chip

Die Entwicklung des Frontend Readout Chip ist im Bewußtsein der Möglichkeiten von hochintegrierter CMOS-Technologie vorangetrieben worden. Sie ermöglicht eine Verschmelzung aus komplexen analogen und digitalen Schaltkreisen auf einem Chip. Neben der Funktionsfähigkeit und dem Preis stehen ein geringer Leistungsverbrauch und eine hohe Strahlenhärte im Mittelpunkt des APV-Designs.

Der APV-Serie ging einst die Entwicklung für einen Multikanal-Ladungsverstärker voraus (PreShape32), schließlich erweitert durch eine Sample & Hold Abtastungsschaltung sowie einem analogen 128:1 Multiplexer (PreMux128). Die Kanalreduktion über den Multiplexer macht Messungen an CMS-Streifendetektoren handhabbar [PBT98].

Das Prinzip der analogen Pipeline für CMS ist erstmals mit dem 32-Kanal APV3-Chip des Rutherford Appleton Laboratory in die Realität umgesetzt worden. Mit dem APV5-Chip folgte eine Erweiterung um einen schnellen Digitalteil, welcher die Programmierung der L1-Triggerverzögerung (Latency) als auch die Steuerung der Pipeline-Matrix, des 128:1 Multiplexers und des analogen 3-Punkt-Impulsfilters übernimmt (s. Abschn. 3.1.3).

Eine komplette funktionsmäßige Übereinstimmung mit dem Layout des CMS Frontend Readout Chips wurde Ende 1996 mit der APV6-Version erreicht. Abbildung 3.1 zeigt das Layout: eine Kalibrations- und Bias-Regelung läßt sich über das I2C-Protokoll [PHI95] im Sinne einer vollständigen Fernbedienung aller Auslesekanäle durch das Kontrollsystem des CMS Trackers nutzen. Neben dem APV6, der in der Eingangsscharakteristik des Vorverstärkers und der Auslegung des Impulsfilters für Silizium-Streifendetektoren spezifiziert ist, stand Mitte 1998 der APVM für den Betrieb von MSGCs zur Verfügung. Beide Ausführungen sind erstmals in strahlenharter Technologie produziert und mit den in LHC erwarteten Strahlungsdosen getestet worden (Harris 1,2 μm AVLSIRA Bulk CMOS Prozeß) [HAR94]. Der Konzeptwechsel des CMS-Streifendetektors steht im zeitlichen Einklang mit dem wachsenden Kostendruck für die auslaufende Harris-1,2 μm -Linie.

Einige Exemplare der APV25-S1 Revision sind Mitte 2000 mit dem INTEL 0.25 μm -Prozess gefertigt worden. Abbildung 3.2 macht die Flächenreduktion deutlich, mit der sich auch der geringere Preis und die Strahlenhärte erklären läßt. Obwohl die APV25 Chips zur Zeit ausfuhrbeschränkt sind, handelt es sich um eine konsumgerichtete Linie mit dem hieraus erwachsenden Kostenvorteil. Die derzeit rasante Entwicklung zum neueren INTEL 0.12 μm -Prozeß macht daher die Entscheidung zur Massenproduktion des APV25-S1 (mit einer obligatorischen Sicherheitsreserve) äußerst schwer.

Die Komplexität des Frontend Readout Chips ist Thema dieses Kapitels. Wesentliche Punkte werden im Rahmen dieser Arbeit anhand von Teststrukturen für den APV6/APVM im Detail erläutert. Sie lassen sich für den interessierten Leser auf die Folgegenerationen des APV6 problemlos übertragen.

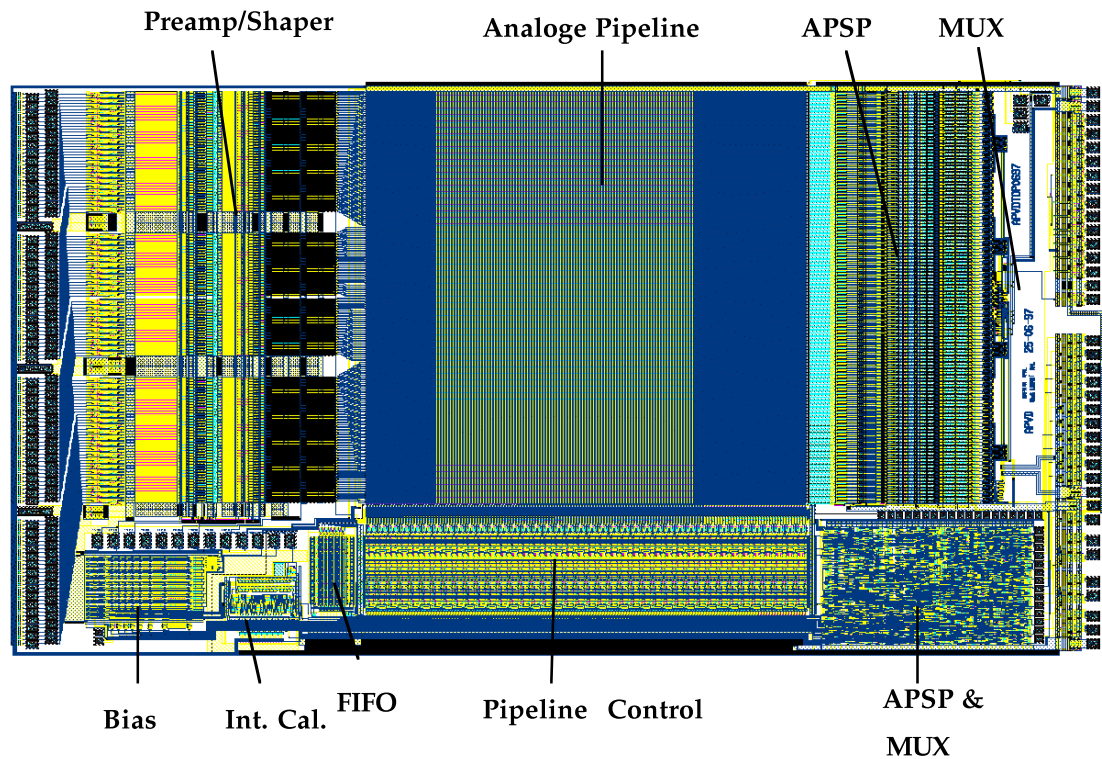


Abbildung 3.1: Aufsicht auf den APV6 Frontend Readout Chip (coloriert). Die Außenmaße betragen $6250 \times 12000 \mu\text{m}$, der Eingangsfächer besteht aus 128 gestaffelten Bonding-Pads mit $43 \mu\text{m}$ Pitch.

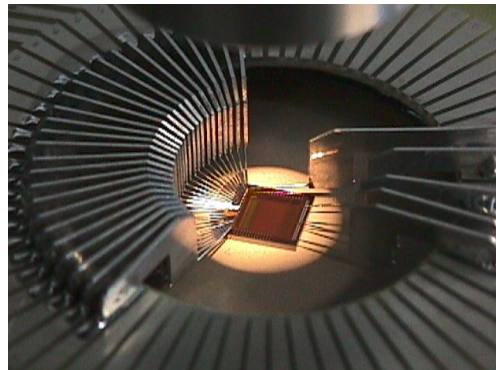
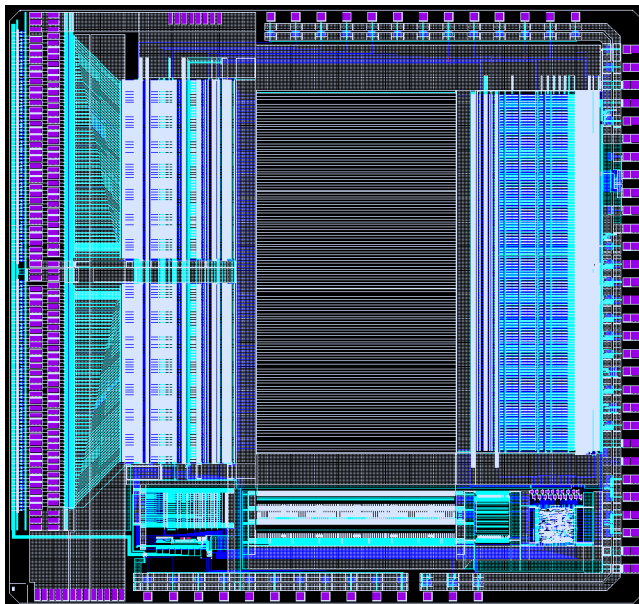


Abbildung 3.2: Links: Aufsicht auf den APV25 Frontend Readout Chip (coloriert). Die Außenmaße betragen $8000 \times 7500 \mu\text{m}$, rechts: Vorrichtung zum Test einzelner APV25 Chips auf dem Wafer (engl. Probing Station).

3.1 Behandlung der Detektorsignale im APV

Nicht die gesamte, in einem Hit deponierte Streifenladung gelangt in den Schaltkreis eines Vorverstärkers. Eher bilden die Vorverstärker-Arrays in den Frontend Chips und die Streifenstrukturen ein System mit dem in Abbildung 3.3 gegebenen Ersatzschaltbild. Signale propagieren entlang der Streifen und koppeln sowohl mit der Masse des Detektors als auch mit den jeweiligen Nachbarstreifen. Neben einem, durch die Geometrie und das Material des Streifendetektors spezifizierten Signalverlust und Signalübersprechen, trägt die Struktur aus Kapazitäten und Widerständen (C_g, C_{is}, R_S) und Leckströme ($\overline{i_s}$) zum elektronischen Eingangsrauschen des Vorverstärkers bei. Die Problemstellung ist nun eine Optimierung des Detektor–Verstärker Systems bezüglich Signal–Rauschverhältnis und Signalgeschwindigkeit für Streifendetektoren in CMS.

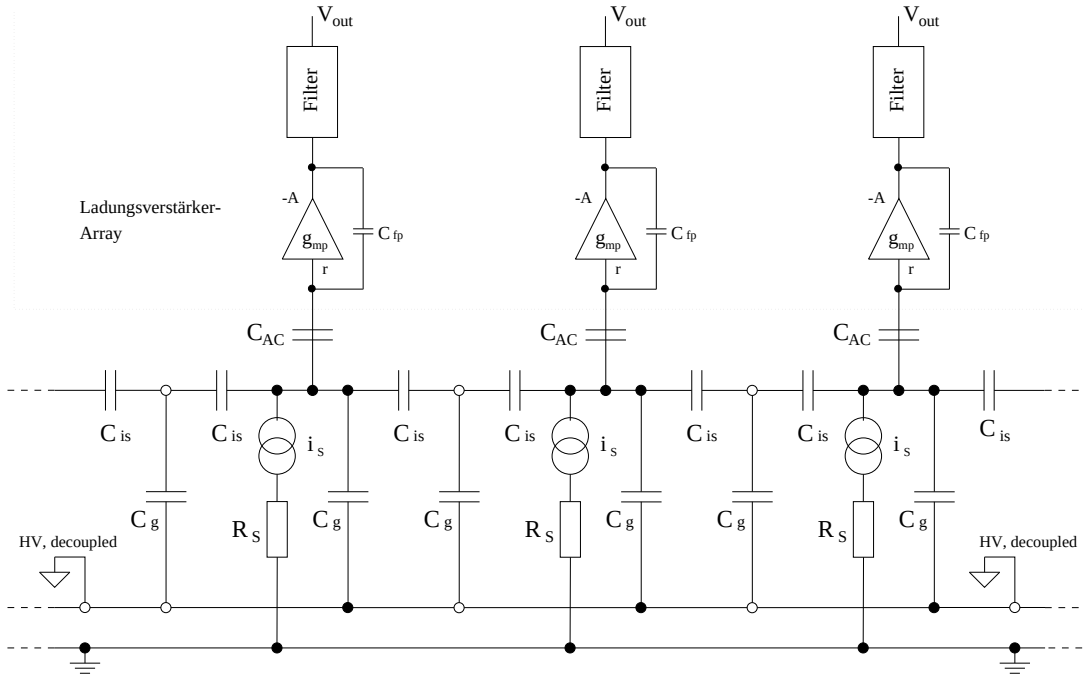


Abbildung 3.3: Ersatzschaltbild eines Silizium-Streifendetektors (AC) oder einer MSGC (DC, ohne C_{AC}) mit angeschlossenen Ladungsverstärkern. Die Zweige mit den gefüllten Punkten beschreiben die Auslesestreifen. C_g, C_{is}, R_S sind longitudinale Größen und werden pro Längeneinheit angegeben, i_s ist der Streifensignalstrom.

3.1.1 Ladungsverstärker und Rauschquellen

P-Kanal MOSFET Feldeffekttransistoren sind für den Aufbau von hochintegrierten Ladungsverstärker-Arrays in CMOS-Technologie prädestiniert. Ihre Transimpedanz ergibt sich aus den Geometriefaktoren (W/L) des leistungslos über das Gate g gesteuerten Drain–Source Kanals ds und dessen Leitfähigkeit μ sowie der Flächenkapazität der Oxidschicht im Dotierungsprozess C_{ox} :

$$g_{mp} = \left(\frac{\partial I_{ds}}{\partial U_{gs}} \right) \Big|_{I_{ds}^0} = \sqrt{2\mu \frac{W}{L} C_{ox} I_{ds}^0} \quad (3.1)$$

Die in Abbildung 3.3 skizzierte Konfiguration des Ladungsverstärkers führt zu einer schnellen Integration der deponierten Streifenladung q aus dem Detektor in den Rückkopplungskondensator C_{fp} , wobei ein Spannungssprung der Größe $-q/C_{fp}$ erzeugt wird. Ohne Detektor dominiert das Eigenrauschen des Ladungsverstärkers, welches aus dem thermischen, weißen Rauschen des Kanals und dem exemplarbedingten $1/f$ -Rauschen (Flicker) zusammengesetzt ist, ausgedrückt durch die spektrale Rauschspannungsdichte:

$$u_e^2 = 4kT \frac{2}{3} \frac{\Gamma}{g_{mp}} + \frac{K_f}{C_{ox}^2 W L} \frac{1}{f^\alpha}, \quad (3.2)$$

in der Γ , K_f , α technologieabhängige Faktoren, k die Boltzmannkonstante und T die Temperatur in Kelvin sind. So werden für einen p-Kanal MOSFET Transistor im MIETEC 0.7 μm -Prozess mit der Geometrie $W/L = 1.2/7000$ (μm) die Werte $\alpha = 0.86$, $K_f = 6 \times 10^{-11} \text{ fC}^2/\mu\text{m}^2$, $\Gamma = 2$ und eine Rauschspannungsdichte $u_e = 1.70 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ angegeben [SAN96]. Der Anteil durch Schrotrauschen entfällt, da dieser erst durch die regellose Bewegung von Ladungsträgern durch eine Potentialbarriere entsteht.

Für die CMS Silizium-Streifendetektoren spielt Schrotrauschen mit zunehmender Bestrahlung aufgrund wachsender Dunkelströme in der Streifensperrschicht I_{strip} eine wichtigere Rolle. Als Ersatzschaltbild für das Schrotrauschen dient eine Stromquelle mit ebenfalls weißer Rauschstromdichte:

$$i_{np}^2 = 2eI_{strip}, \quad (3.3)$$

wobei i_{np} parallel zum Eingang des Ladungsverstärkers und der Signalquelle i_s angeordnet werden muß. In Folge der sehr klein realisierbaren Rauschamplituden von MOSFET Transistoren kann im Vorverstärker-Design des APV die Transimpedanz g_{mp} sehr hoch angesetzt werden, so daß das Grundrauschen mit den Beiträgen des Eingangstransistors dominiert, solange kein Detektor vorgeschaltet ist. Das Impulsfilter und die nachfolgenden komplexen Netzwerke des APV induzieren dagegen *keine* meßbaren Eigenrauschanteile.

3.1.2 Impulsfilter und Signalparameterisierung

Das Signal zu Rauschverhältnis hängt neben dem eben diskutierten Detektor-Vorverstärker-System in besonderem Maße von der Impulsformung des nachgeschalteten Filters ab. In der Abbildung 3.4 eines APV6/APVM Eingangskanals wurde die Ersatzkapazität des Detektors C_D und des APV-Eingangs C_{ip} sowie die stellvertretende Rausch- und Signalquelle, i_{ipn} und i_s eingeführt, um zum Zwecke einer Rauschanalyse auf die komplexe Streifenstruktur verzichten zu können. Ladungsverstärker und Impulsfilter sind im APV schaltungstechnisch identisch aufgebaut und besitzen jeweils einen Impedanzwandler und eine programmierbare Impulsrückführung (VPRE, VSHA), jedoch ist nur der „Preamplifier“ als Ladungsverstärker und der „Shaper“ als Impulsfilter ausgelegt. Der Impulsfilter des APV besitzt eine Impulsantwort $h(t)$, die der eines diskreten CR-RC-Filters [LÜK95] mit einer Zeitkonstanten $\tau = 50 \text{ ns}$ ähnelt:

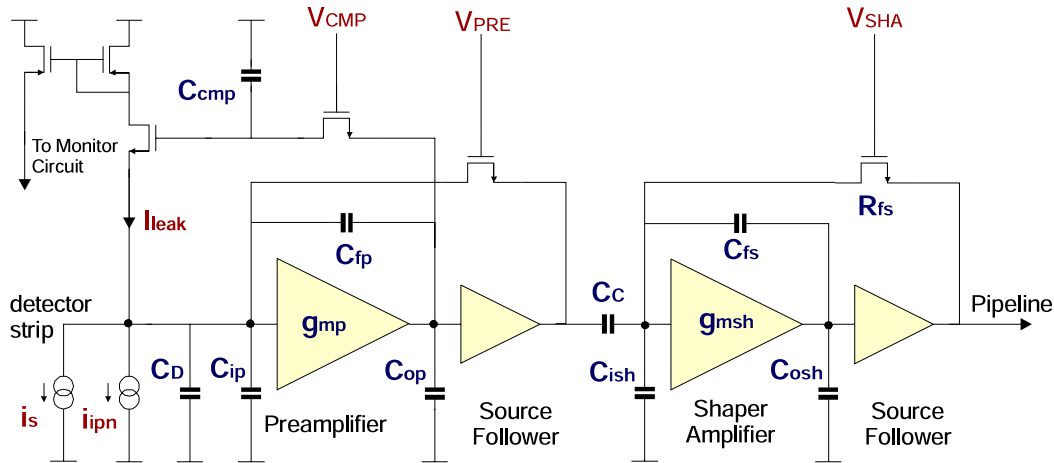


Abbildung 3.4: Ersatzschaltbild des Ladungsvorverstärkers (Index p für „Preamplifier“ g_{mp} , C_{ip} , C_{op} , C_{fp} , R_{fp} und Impulsformers (Index sh für „Shaper“ g_{msh} , C_{ish} , C_{osh} , C_{fs} , R_{fs}) des APVM, bzw. APV6, falls der Schaltkreis des Leckstrom-Monitors entfällt (Index cmp für „compensation“ C_{cmp} , R_{cmp} , I_{leak} , V_{cmp}).

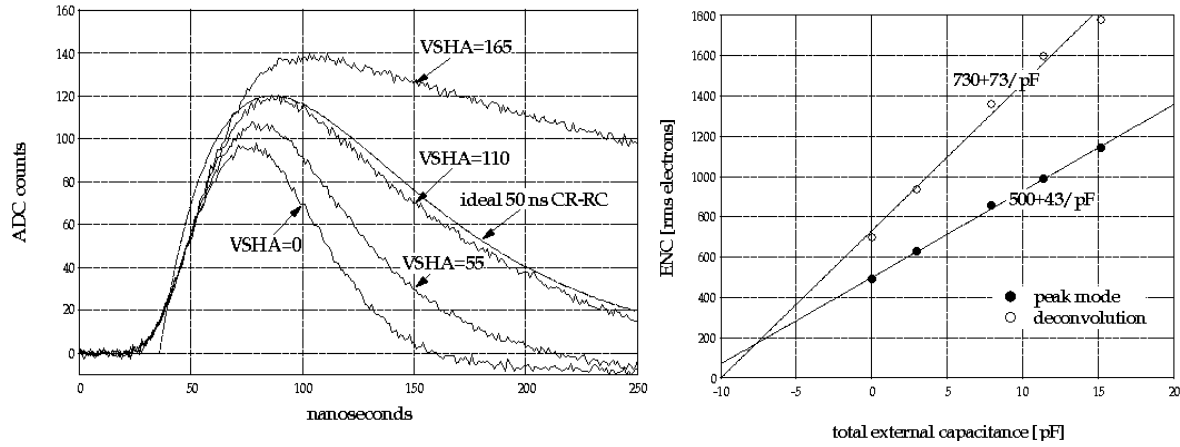


Abbildung 3.5: Links: Impulsantwort des APV im Nanosekundenbereich mit verschiedenen Werten für die Filterrückkopplung VSHA, rechts: ENC-Geradenfits (Gl. 3.9) eines APVM Auslesekanals für verschiedene extern angekoppelte Kapazitäten in den beiden Filtermodi des APV: Peak- und Deconvolution-Mode, Quelle [JON98].

$$\text{CR-RC Impulsantwort} \quad h(t) = \frac{1}{C_{fp}} \frac{t}{\tau} e^{-t/\tau} \quad (3.4)$$

In Abbildung 3.5 ist eine Anpassung mit unterschiedlichen Trimmspannungen VSHA im APV vorgenommen worden, mit der die rechtseitige Impulsflanke im APV variiert werden kann. Je kleiner der eingestellte Wert ist, desto leitfähiger wird die Rückkopplung über R_{FS} , und umso schneller wird der Impuls zur Nulllage zurückgeführt. Eine exakte Übereinstimmung in der ansteigenden Flanke und in der Krümmung ist nicht erreichbar. In den Filtern der Vorgänger-Chips PreShape32 und PreMux128 sind solche Abweichungen ebenfalls vorhanden. Dies ist prinzipiell die Folge endlicher Gruppenlaufzeiten einer elektronischen Schaltung, die im Nanosekundenbereich arbeitet¹⁾, als auch der Tatsache eines nicht streng diskreten Aufbaus, sondern eines rückgekoppelten MOSFET-Systems. Es wird später gezeigt werden, daß die exakte Parameterisierung einem CR-RC^α Filter gehorcht, welcher sich nicht in diskreter Form darstellen läßt (s. Abschn. 9.1). Ein CR-RC^n Filter, mit $n \in \mathbb{N}$ ($K=\text{Konstante}$), hat z.B. die folgende Impulsantwort:

$$\text{CR-}(\text{RC}^n) \text{ Impulsantwort} \quad h(t) = K_n \left(\frac{t}{\tau} \right)^n e^{-t/\tau} \quad (3.5)$$

Der Mittelwert des Ausgangsrauschen eines Filters läßt sich über die Impulsantwort $h(t)$ in der Zeitdomäne oder der zu $h(t)$ korrespondierenden Transferfunktion $H(j\omega)$ in der Frequenzdomäne durch die gefaltete Integration mit der spektralen Rauschdichte $Q(\omega)$ berechnen ($\omega = 2\pi f$):

$$\sigma_{V_{out}}^2 = \int_0^\infty \pi Q(\omega) h^2(t) dt = \int_0^\infty Q(\omega) |H(j\omega)|^2 d\omega, \quad (3.6)$$

$$Q(\omega) = Q_t(\omega) + Q_s(\omega) + Q_f(\omega) = \frac{4kT}{2\pi} \left(r + R_S + \frac{1}{R_p} \right) + \frac{2I_{strip}e}{2\pi} + \frac{K_f g_{mp}^2}{WLC_{ox}\omega^\alpha} \quad (3.7)$$

Die spektrale Rauschdichte mit Thermo-, Schrot-, Flicker- Rauschanteilen (Indices s, t, f) speist sich aus seriellen und parallelen Widerständen sowie Leckströmen I_{strip} . Der Mittelwert $\sigma_{V_{out}}^2$ wird in der

¹⁾ In makroskopischen Fällen wie diesen gilt ebenfalls der Grundsatz der Stetigkeit von Größen und ihren Ableitungen: „Natura non facit saltus“

Filtertyp	b_t	b_s	b_f
RC	$\frac{1}{\tau}$	Δ (zwischen zwei Samples)	—
CR-RC	$\frac{e^2}{2\tau}$	$\frac{e^2\tau}{4}$	$\frac{e^2}{2}$
CR-RC ²	$\frac{e^4}{32\tau}$	$\frac{3e^4\tau}{64}$	$\frac{e^4}{16}$
CR-RC ⁿ	$B\left(\frac{3}{2}, n - \frac{1}{2}\right) \frac{1}{\pi\tau} \left(\frac{n!e^n}{n^n}\right)^2$	$B\left(\frac{1}{2}, n + \frac{1}{2}\right) \frac{\tau}{2\pi} \left(\frac{n!e^n}{n^n}\right)^2$	$\frac{1}{2n} \left(\frac{n!e^n}{n^n}\right)^2$
CR ² -RC	$\frac{7.1}{\tau}$	1.18τ	4.73
CR-RC mit TSD bei $\tau = 2\Delta$	$(1 + 2e^{-1} - e^{-2}) \frac{2e}{\tau} = \frac{8.7}{\tau}$	$(1 - 2e^{-1} - e^{-2}) e\tau = 0.35\tau$	$\left(\frac{\tau}{\Delta}\right)^2 \int_0^\infty \frac{w(e^{A/\tau} + e^{-A/\tau} - 2\cos w\Delta)}{(1 + (w\tau)^2)^2} dw = 2.95$

Tabelle 3.1: Parameter der Equivalent Noise Charge Gleichung 3.8 für einige wichtige Standard-Filtertypen. $e \simeq 2.718$ bedeutet hier die eulersche Zahl, TSD Triple Sampled Deconvolution (s. Abschnitt 3.1.3, [SEL99]).

Ladungsverstärker-Praxis auf die Transimpedanz $g_{mp} \cdot g_{msh}$ bezogen, und es ergibt sich das mittlere Ladungsrauschen, auch als **Equivalent Noise Charge**, ENC bezeichnet. So findet sich für die verschiedensten Filtertypen mit jeweiliger charakteristischer Zeitkonstante τ eine Parameterisierung der Art ($\alpha=1$):

$$\text{ENC}^2 = \left(b_t C_{tot}^2 kT (r + R_S) + b_s \left(ie + \frac{2kT}{R_p} \right) + b_f C_{tot}^2 \frac{K_f}{WLC_{ox}} \right) \quad [\text{Coulomb}^2], \quad (3.8)$$

wobei $C_{tot} = C_{fp} + C_D + C_{ip}$ die Gesamtkapazität am Eingang des Ausleseverstärkers darstellt. Die Parameterisierungen sind für einige Filter in Tabelle 3.1 eingetragen. Beispielsweise hat der CR-RC²-Filter gegenüber dem CR-RC-Filter 54% weniger thermisches Rauschen, dafür 38% mehr Schrotrauschen und 7% weniger Flicker. Eine Veränderung der Parameter im Preamplifier/Shaper des APV hat daher Einfluß auf die Rauschanteile, die zugunsten der spezifischen Rauschanteile des Detektors variiert werden können. Silizium-Streifendetektoren in CMS steigern beispielsweise ihren Schrotrauschanteil und Dunkelstrom während der High Luminosity Phase. Im Rahmen der CMS-Spurkammer ist jedoch der Signalverlauf, der zu einer effizienten Signalerkennung und Bunch-Crossing-Identifizierung führt, nicht aus dem Auge zu verlieren.

Die Abhängigkeit des Ladungsrauschens von der Gesamtkapazität C_{tot} , wie sie in Gleichung 3.8 beschrieben wird, kann oftmals ausreichend durch eine Geradengleichung an die Rauschparabel gemäß

$$\text{ENC} = a + b \cdot C_{tot} \quad (3.9)$$

angenähert werden. Anstatt mit Femtocoulombs zu operieren werden der Rausch-Offset a und die Steigung b meist in Elektronen ($1.6 \times 10^{-19} C$) angegeben. Die für den APVM gemessenen ENC-Punkte in Abbildung 3.5 rechts bestätigt für diskrete, externe Kapazitätswerte die Richtigkeit der Näherung.

Für den Nachfolger des APV6, dem APV25, ist man von 3000/1.4/500 auf 2000/0.26/400 MOSFETS ($W/L/I_{ds}^0 [\mu A]$) übergegangen, und hat die Geradenfaktoren (a, b) durch den neuen Prozess stark senken können: Im Peak Mode betragen sie (246, 36), im Deconvolution Mode (396, 59). MSGC-Streifen besitzen typische Kapazitätswerte von 5-13 pF, Silizium-Streifen von 13-26 pF. Eine erste Abschätzung mit 13 pF ergibt die zu erwartenden minimalen Rauschamplituden von 1800 e^- für den APV6/APVM und von 1200 e^- für den APV25, was einer Verbesserung von 50% entspricht. Diese Werte werden jedoch nicht erreicht, da das Eigenrauschen des Detektors in die Faktoren (a, b) nach Gleichung 3.8 eingeht (Abb. 3.5).

3.1.3 Das SC-Faltungsfilter des APV

Die Impulsformung optimiert das Signal- Rauschverhältnis und die Zeitauflösung eines Detektors, falls die Zeitkonstante τ der intrinsischen Zeitauflösung des Detektors entspricht. Für Silizium-Streifendetektoren in CMS ist eine Zeitauflösung von besser als 8 ns typisch, für MSGCs liegt sie bei etwa 50 ns. Letztere ist die kürzestmögliche Zeitkonstante τ eines Vorverstärkers mit tolerierbarem Leistungsverbrauch bei ausreichender Unterdrückung der Schwingneigung (Selbsterregung durch Rückkopplung). Die RD20 Kollaboration hat sich daher auf eine CR-RC Zeitkonstante von $\tau = 50$ ns für beide Detektortypen geeinigt sowie auf eine weitere Signalfilterungsstufe in (Schalter-Kondensator) SC-Netzwerktechnik, die eine teilweise Rückgewinnung der intrinsischen Zeitauflösung der Detektoren verspricht. Ein beliebiges Detektorsignal $e(t)$ am Eingang des Vorverstärkers wird somit in einen Impuls der Form

$$v(t) = H \star e = \int_{-\infty}^t h(t-t') e(t') dt' \quad (3.10)$$

umgewandelt. In Silizium-Streifendetektoren ist der Ladungs-Delta-Impuls $\delta(t)$ eine gute Näherung für $e(t)$, so daß das Faltungsintegral 3.10 $v(t) = h(t)$ ergibt. Im Falle des CR-RC Filters ist das Signal über etwa zwölf Bunch-Crossing Perioden T verschmiert, Abbildung 3.6. Die in Abschnitt 2.2 beschriebene Abtastung und Zwischenspeicherung in den Ringspeicher des APV, engl. Sample & Hold ((3 ns)&(22 ns)), erzeugt hieraus eine diskontinuierliches Signalfolge der Form

$$\dots, v_{-1}, v_0, v_1, v_2, \dots, v_k, \dots, \quad v_n = v(kT), \quad T = 25 \text{ ns}, \quad (3.11)$$

wobei die Spannungen v_k innerhalb ca. ± 400 mV jeden beliebigen Wert annehmen können. Periodisch betätigte Schalter und Bausteine aus Verzögerungselementen, Addierern und Multiplizierern lassen sich zu SC-Filter-Netzwerken kombinieren, die aus einer solchen Eingangs-Abtastfolge eine beliebige Ausgangs-Abtastfolge der Art

$$s_k = s(kT) = \sum_{i=0}^M w_i v_{k-i} \quad (3.12)$$

generieren. Im APV wurde allerdings ein andererer Weg gewählt: und zwar *die von einem L1-Trigger ausgelöste Nachbearbeitung, welche auf die in der Pipeline gespeicherte Eingangs-Abtastfolge zugreift*. In diesem Fall ändert sich in Gleichung 3.12 die Indizierung von v_{k-i} auf v_{k+i} , d.h. von einer kausalen in eine retrospektive („akausale“) Netzwerkgleichung.

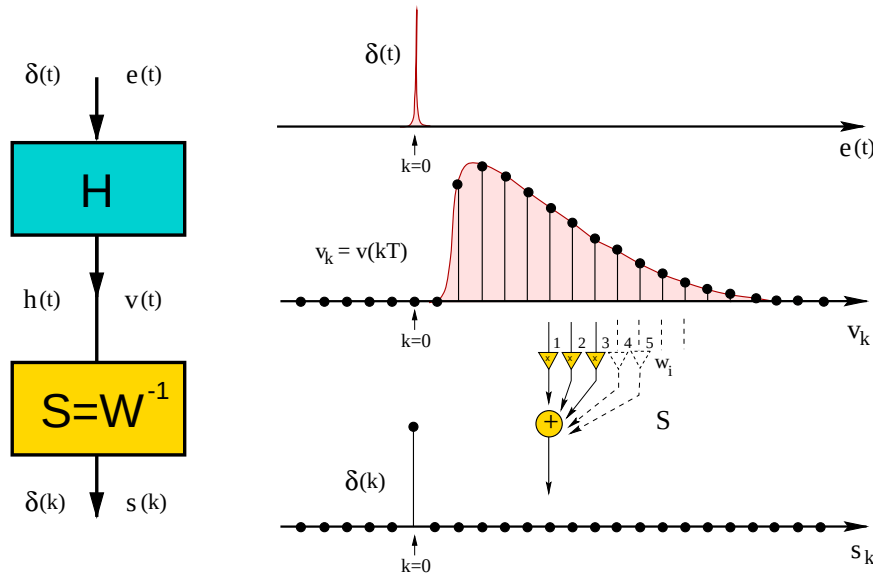


Abbildung 3.6: Prinzip der diskreten Faltung zur Rückgewinnung der intrinsischen Zeitauflösung

Im Sinne einer angestrebten Reduzierung der Signalbreite auf ein Minimum läßt sich für zeitkontinuierliche Systeme wieder der ideale Ladungs-Delta-Impuls ansetzen, d.h. $\delta(t) = H^{-1} \star v = W \star v$, mit der inversen Impulstransformation $W = H^{-1}$. Eine Zeit-Diskretisierung führt zusammen mit der Tatsache, daß alle v_k mit $k < 0$ nicht zu $\delta(k)$ in Abbildung 3.6 beitragen dürfen, zu einer Matrixgleichung mit der Gewichtsmatrix W in unterer Dreiecks-Gestalt:

$$\delta = W \cdot V = \begin{pmatrix} w_1 & 0 & 0 & \dots \\ w_1 & w_2 & 0 & \dots \\ w_1 & w_2 & w_3 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \\ \dots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \dots \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Der Gewichtssatz $\vec{w} = (w_1, w_2, w_3, \dots)$ existiert für jede kausale Impulsantwort $h(t)$, ist aber nur in einigen Ausnahmefällen endlich und analytisch berechenbar. So führt etwa die ideale CR-RC Impulsantwort auf eine Lösung mit nur drei Gewichten [GAD92]:

$$w_1 = e^{x-1}/x \quad w_2 = -2e^{-1}/x \quad w_3 = e^{-x-1}/x \quad \text{mit} \quad x = T/\tau. \quad (3.14)$$

Abbildung 3.7 zeigt die Realisierung dieses dreifachen Faltungsprinzips, *Triple Sample Deconvolution TSD*, durch ein zyklisch arbeitendes SC-Filter, wie es im APV in 128-facher Form integriert ist. Das leistungslose Schalten der analogen Kreise wird über pegelunabhängige Transmissionsgatter (rot eingekreist) von einer internen digitalen Logik des APV gesteuert. Ist der „Peak Mode“ im APV aktiviert, bleiben bis auf ri1, ro alle oberen Schalter offen. Zum Triggerzeitpunkt wird der Pipeline-Wert v_k nach C1a überführt. Im Auslesezyklus (last_cycle), abgeschwächt über Cf2, wird er in einen der zwei alternierenden Ausgangspuffer übertragen. Ist dagegen der „Deconvolution Mode“ des APV aktiviert, läuft ein

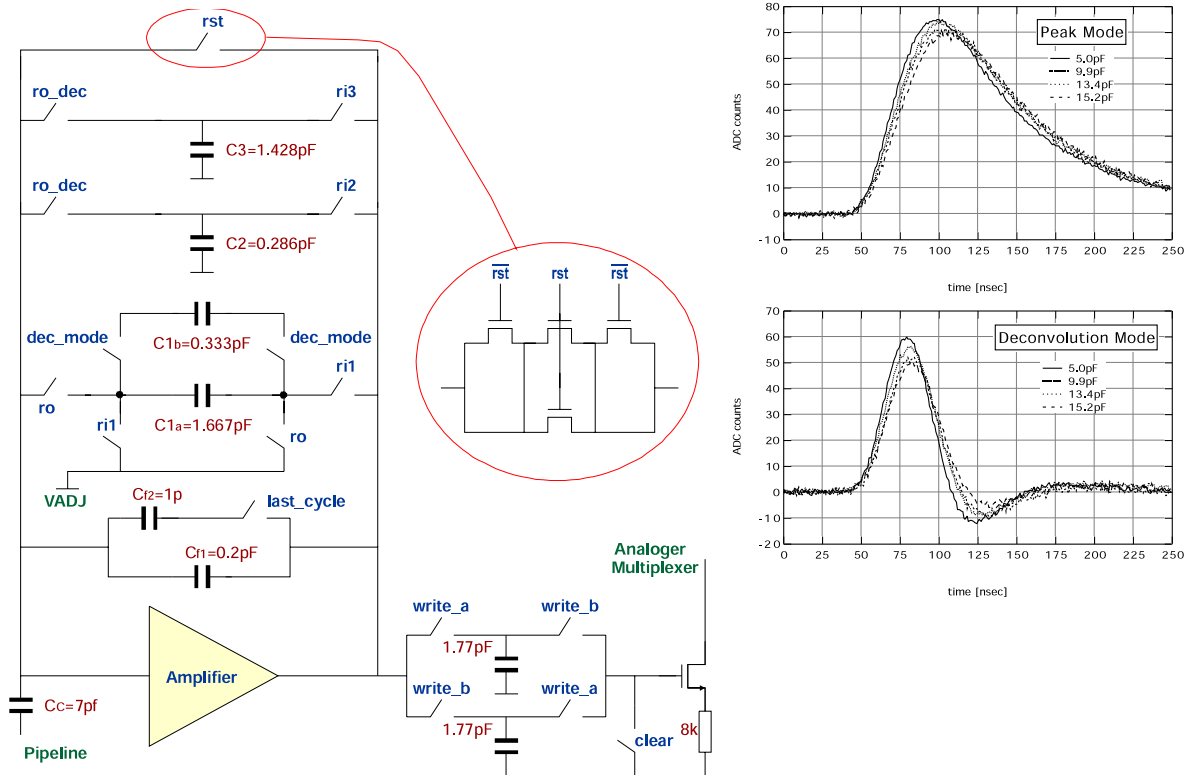


Abbildung 3.7: Schaltbild des APSP Faltungsfilters im APV. Die Zahlenwerte der Kapazitäten entsprechen denen des APVM, im APV6: $C_1 : C_2 : C_3 = 1.693 : -2.041 : 0.606$ [pF], rechts: Sequentiell abgetasteter und wieder zusammengesetzter Peak Mode Impuls $v_k \rightarrow v(t)$ und Deconvolution Mode Impuls $s_k \rightarrow s(t)$ (APV6)

Analogrechnerprogramm ab: Drei aufeinanderfolgende Pipeline-Werte $v_k..v_{k+2}$ werden, gewichtet durch die Kondensatoren C1-3, sukzessive über ri1-3 gefüllt. In einem vierten Schritt wird die Ladungssumme $Q_1 + Q_2 + Q_3$ durch Schließen aller linken Schalter (ro, ro_dec) gebildet, wobei der Kondensator für ein negatives Gewicht umgepolt wird. Diese wird schließlich wieder in ein Spannungssignal am Ausgang des Puffers transformiert.

Am Ausgang des APV TSD-Filters erscheint so das in drei äquidistanten Perioden $T = 25 \text{ ns}$ abgegriffene und gefaltete Signal als ein resultierender Signalwert s_k . Die Impulsphasen am Filtereingang sind jedoch nicht diskret, so daß erst eine Rücktransformation in das Zeitkontinuum auf die Abtastantwort führt,

$$\begin{aligned} s(t) &= w_1 v(t) + w_2 v(t+T) + w_3 v(t+2T) \\ &= w_1 h(t) + w_2 h(t-T) + w_3 h(t-2T) \end{aligned} \quad (3.15)$$

wobei $T \cong \tau/2$ gilt, $v(t)$ die Pipeline-Werte und $h(t)$ die Impulsantwort-Funktion ist. Die kontinuierliche Abtastantwort läßt sich im Peak- und Deconvolution Mode somit über eine Variation der Impulsphasen von Testpulsen gewinnen, wie dies in Abb. 3.7 für den APV6 praktiziert wurde [RAY97]. Der im APV6 implementierte Gewichtssatz $\vec{w} = (w_1, w_2, w_3)$ entspricht dem berechneten aus Gleichung 3.14 — bis auf einen gemeinsamen Vorfaktor. Ein klarer Vergleich zwischen den unterschiedlichen Gewichtssätzen gelingt erst mit einer im Folgenden verwendeten Konvention:

$$\begin{aligned} \vec{w} &\longrightarrow \begin{cases} w_1 \cdot (+1, \frac{w_2}{w_1}, \frac{w_3}{w_1}, \dots) & \text{falls: } +\text{sgn}(w_1) = -\text{sgn}(w_2) = +\text{sgn}(w_3) , \text{ sonst.} \\ -w_1 \cdot (-1, \frac{w_2}{w_1}, \frac{w_3}{w_1}, \dots) & \text{falls: } -\text{sgn}(w_1) = +\text{sgn}(w_2) = +\text{sgn}(w_3) \end{cases} \\ &\longrightarrow \text{Damp} \cdot (\pm 1, W_2, W_3, \dots) , \end{aligned} \quad (3.16)$$

worin *Damp* den Vorfaktor, und *sgn* die Vorzeichenfunktion angibt. Die berechneten, transformierten Gewichte (TSD) sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Es stellt sich nun die Frage nach dem Frequenzgang und der spektralen Rauschdichte eines SC-Filters. Letztere läßt sich bereits in der Zeitdomäne beantworten, wobei als bestimmende Parameter für den zu erwartenden Rauschmittelwert die zwischen jedem Abtastwert v_k , $k \leq M$ bestehenden Autokorrelationen

$$C_k = C(kT) = \beta \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} h(t) h(t-kT) dt}_{\text{serielle Autokorrelation}} + \gamma \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} h'(t) h'(t-kT) dt}_{\text{parallele Autokorrelation}} \quad (3.17)$$

aufzutreten [GAD92], worin β und γ die Rauschanteile des Vorverstärkers darstellen. Tabelle 3.1 [SEL99] beinhaltet die C_k -Werte für die ENC Berechnung mit exakter CR-RC-Filterung und TSD-Faltung nach Gl. 3.14. Hiernach sinkt bei Zuschaltung des TSD-Filters der (parallele) Schrotrauschanteil um 56 %, das thermische (serielle) Rauschen nimmt sogar um 51 % zu. Für die im letzten Abschnitt behandelte CR-RC² Impulsantwort läßt sich dagegen eine gewisse Kompensation der Rauschanteile erkennen, die jedoch etwas ungünstiger für das überwiegend thermisch geprägte MSGC-Rauschen ausfällt.

Die Frage des Frequenzgangs wird in der Systemtheorie gelöst: Eine Kombination von SC-Netzwerken läßt sich durch die Algebra der Z-Transformation beschreiben, die jede Netzwerkgleichung der Form 3.12 in eine konvergente Reihe der komplexen z -Ebene

$$S(z) = S(e^{j\omega T}) = \sum_{n=1}^M w_n z^{1-n} = w_1 + w_2 z^{-1} + w_3 z^{-2} + \dots , \quad |z| > \rho_{\min} \quad (3.18)$$

Quelle	W_1	W_2	W_3
Gleichung 3.14	1.0	-1.214	0.368
$C_1:C_2:C_3$ APV6	1.0	-1.205	0.358
$C_1:C_2:C_3$ APVM	-1.0	0.143	0.714

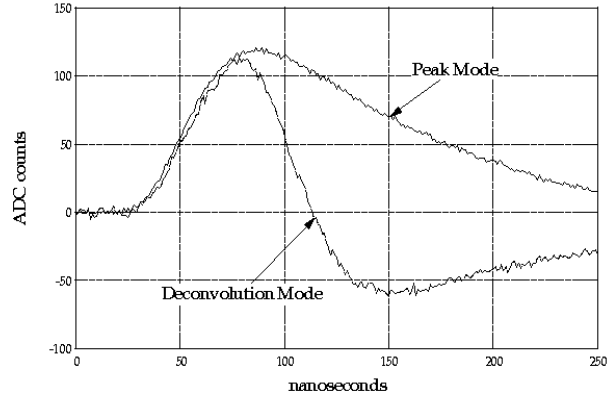


Tabelle 3.2: TSD Gewichtssätze nach Gl.3.16 und verschiedenen Berechnungsvorgaben.

Abbildung 3.8: Abgetastete Impulsantwort $h(t)$ und TSD-Faltungssignal mit dem APVM Gewichtssatz.

überführt. Bei drei Gewichten und Frequenzen unterhalb der Abtastrate (Nyquist) gilt die Näherung:

$$S(z) = H_w(j\omega) \cong \underbrace{(w_1 + w_2 + w_3)}_{R_{123}} - \underbrace{(w_1 + 2w_2)}_{X_{23}} j\omega T, \quad (\omega T)^2 \ll 1. \quad (3.19)$$

Aus ihr lassen sich allgemeine Regeln für die Übertragungsimpedanz eines TSD-Filters mit drei Gewichten ableiten. Ist $X_{23} > 0$, also $w_1 < -2w_2$, dann wirkt die Schaltung induktiv. Dies ist bei den Gewichten des APV6 (APV25) im besonderen der Fall. Für $X_{23} < 0$ besitzt das Netzwerk einen Pol und kann mittels

$$j\omega \left(\frac{R_{123}}{j\omega} + X_{23} \right) \propto L \left(\frac{1}{j\omega C} + R \right) \quad (3.20)$$

in einen Filter 2.Ordnung überführt werden. Insbesondere kann ein unipolarer Puls eine bipolare Faltungssantwort haben. Der Gewichtssatz des APVM hat diese Eigenschaft, wie aus Abbildung 3.8 hervorgeht. Aus Gleichung 3.7 folgt in jedem Fall die spektrale Rauschdichte, falls das Integral über das skalare Produkt der Transferfunktionen $H(j\omega) \cdot S(e^{j\omega T})$ ausgeführt wird. Dieser Ausdruck berücksichtigt alle Phasen- und Gruppenlaufzeiten des Systems.

Die Polynom-Algebra der SC-Netzwerke und deren Frequenzgänge nach Gleichung 3.18 (rekursive Netzwerke besitzen zusätzlich Nennerpolynome [UNB93]) eröffnen für die Signalverarbeitung der Detektoren neue Horizonte. In den letzten Jahren stand für CMS insbesondere die Optimierung von Gewichtssätzen unter Berücksichtigung der Driftzeitfluktuationen in MSGCs im Vordergrund sowie die Erforschung der zeitlich möglichen Doppel-Puls-Auflösung bei optimaler LHC-Bunch-Crossing Identifizierung (BCI). In Kapitel 9 werden neue, unkonventionelle Wege für Untersuchungen auf diesem Feld bestritten.

3.2 Die Speichermatrix des APV und sein Ausgabeformat

Herzstück jedes analogen Pipeline Chips ist die Kondensatorzelle zur Signalspeicherung, siehe Abbildung 3.9 links, welche in zyklischen Abständen mit Analogwerten beschrieben und auf Anforderung ausgelesen wird. Die Spalten aus Zellen dienen der zeitlichen Abtastung, die Zeilen sind fest mit den Ausgängen der Vorverstärker der Auslestreifen verbunden ($\leftrightarrow$ Ortsinformation). Der kleine Raumbedarf für jede Zelle, von $30 \times 31 \mu\text{m}^2$ und einer jeweiligen Kapazität von 115 fC im APV6/APVM, läßt die 160×192 – spaltige, 128 – zeilige, $128 \times 160 = 20480$ – zellige Matrix auf nur wenige Quadrat-

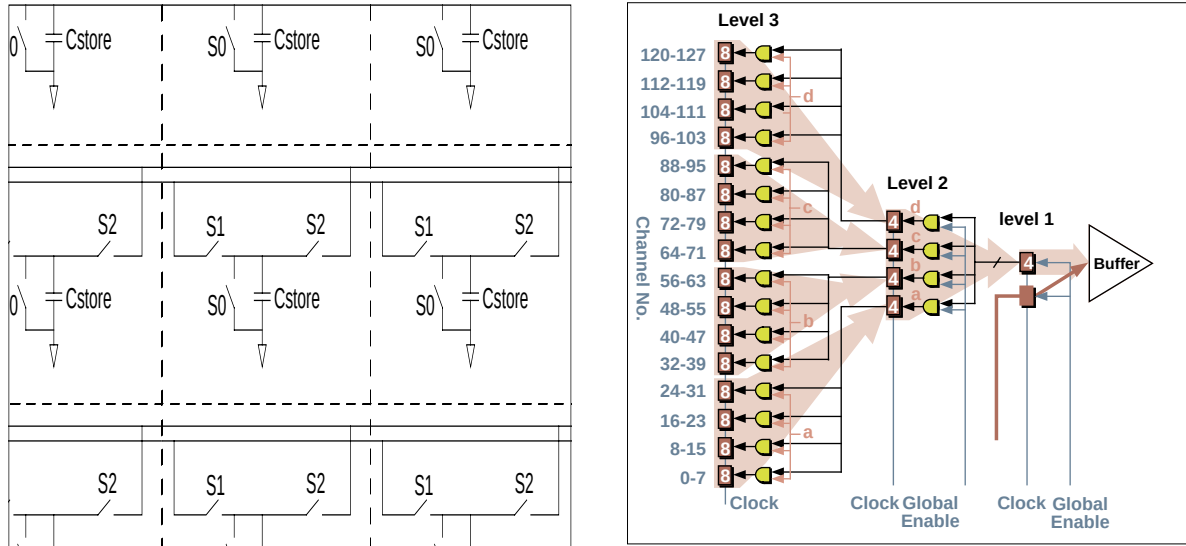


Abbildung 3.9: Schaltplanausschnitt der APV Pipeline, und der 128:1 Ausgangs-Multiplexer, Quelle [FRE95].

millimeter Größe anwachsen (s. S. 23). Die gespeicherte Ladung für ein minimal ionisierendes Teilchen (MIP, Teil III) entspricht 4.1 fC und einer Kleinsignalspannung von 36 mV.

Im APV werden die Transmissionsgatter der Kondensatorzellen, wie der gesamte Chip, von einer bipolaren, symmetrischen Versorgungsspannung von $+V_{DD}/-V_{SS} = \pm 2.048 \text{ V} \langle \pm 1.250 \text{ V} \rangle$ betrieben. Asymmetrien im nominalen Stromverbrauch der Zellen prägen den Stromverbrauch der Chips mit $+I_{DD}/-I_{SS} = +94/-125 \text{ [mA]} \langle +90/-155 \rangle$. Dies ist ein nicht unerhebliches Problem für den All Silicon Microstrip Tracker mit einer erwarteten Asymmetrie des Versorgungsstroms der APV25 von $+8.1/-13.9$ Kilo-Ampère. Gegenüber dem Baseline-Design sinkt der Leistungsverbrauch der Chips von $\sim 40 \text{ kW}$ auf $\sim 28 \text{ kW}$ (!), aber der Nettostrom steigt von $\sim 3 \text{ kA}$ auf $\sim 6 \text{ kA}$ (!).

Zeilen werden aber nicht in ihrer geometrischen Reihenfolge ausgelesen, genauso wie die Spalten der APV Matrizen nicht in natürlicher Reihenfolge eingelesen werden. Der Grund liegt in der Minimalisierung des Schaltungsaufwands (Leistungsaufnahme) bei gleichzeitig geringem digitalen Rauschen durch Übersprechen im Layout.

Abbildung 3.9 rechts zeigt die Gruppierung der natürlichen Streifenreihenfolge nach dem APSP-Block (**A**nalogue **P**ulse **S**hape **P**rocessor) für das folgende Ausgangs-Multiplexing. Die Reihenfolge der Streifen am Analogausgang des Chips hat nun bei allen APV-Typen dieselbe Form

$$\text{Streifen Nr.} = 32 * (n \bmod 4) + 8 * \text{INT}(n/4) - 31 * \text{INT}(n/16), \quad (3.21)$$

wobei $n = 1 \dots 128$ die Nummer des Ausgabe-Taktes nach dem Startzeitpunkt (CLOCK ENABLE) ist.

Die getaktete Adressierung der Pipeline-Spalten ist in Form eines *Gray-Codes* kodiert. Er wird für den APV25 in Anhang B.1 angegeben. Im Sinne des Gray-Codes ändert sich nach jedem Takt immer genau eine Stelle der binären Spaltenadresse. Hierbei steigt die geometrische Position in der Pipeline in Doppelschritten auf und ab: $0 \rightarrow 158 (190) \leftarrow 159 (191) \rightarrow 1 \leftrightarrow \dots$. Werden gerade und ungerade Spaltenadressen getrennt betrachtet, so stellt dies in der Tat einen Ringspeicher dar, in der die aktuelle Position im LHC-Takt zirkuliert. Repräsentanten hierfür sind zwei Zeiger, einer zur Angabe der Triggeradresse, engl. Trigger-Pointer, und einer zur Angabe der Schreibadresse, engl. Write-Pointer. Der Write-Pointer läuft dem Trigger-Pointer um eine programmierbare Latency hinterher (Abb. 3.10).

²⁾ Die Zahlen in $\langle \rangle$ -Klammern gelten für den neuen APV25

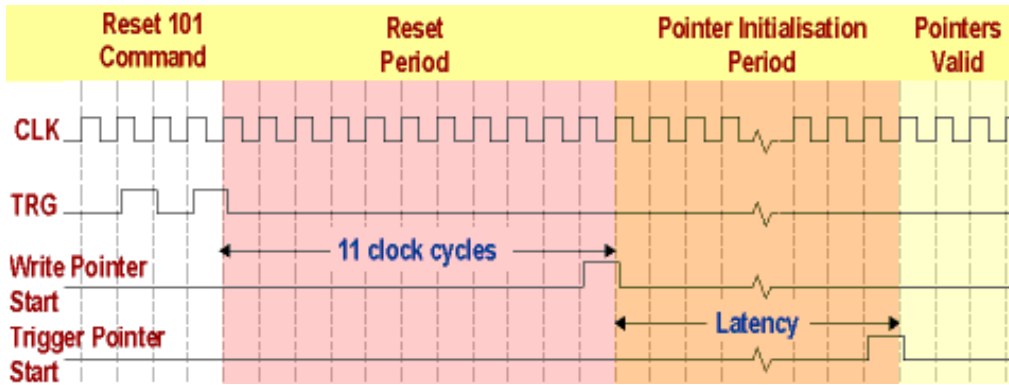


Abbildung 3.10: RESET-101-Initialisierung des Trigger- und Write-Pointers zur Bildung der Pipeline-Latency.

Im Falle eines APV Triggers (L1 in CMS) reserviert/markiert der Write-Pointer die Spalten für eine Auslese über den APSP und den Multiplexer. *Dies geschieht in Paaren, und zwar werden im Peak-Mode zwei, und im Deconvolution-Mode vier Spaltenadressen markiert.* Ein APV-interner Speicher legt diese Adressen mit einer Tiefe von 20 (31) Adressen ab, dagegen wird jede bereits ausgelesene Adresse wieder entfernt (Prinzip: FIFO, engl. **F**irst **I**n **F**irst **O**ut). Bei allen APV-Typen erfolgt die Datenausgabe synchron zum LHC-Takt, die über eine RESET-101-Sequenz am Trigger-Eingang des APV initialisiert werden muß. Eine solche Vorschrift ist für alle Readout Chips am LHC vorgesehen, welche eine Synchronisierung zum LHC Bunch-Crossing Takt benötigen [TAU00].

Abb. 3.11 zeigt den APV-Datenblock, welcher aus einem analogen und einem digitalen Teil besteht. Der Analogteil enthält die 128 Streifenpegel der ausgelesenen Matrixspalte. Der korrespondierende 8-Bit Gray-Code und das Fehler-Bit, engl. Error-Bit, erscheinen im Digitalteil. Es meldet einen Adressenüberlauf bei Übertriggerung, engl. FIFO-Overflow, oder eine Stromüberschreitung in der APVM-Kompensations-Mimik (S. 27). Weiterhin wird das Fehler-Bit von der Chip-internen Überwachung gesetzt, falls der Abstand zwischen den beiden Zeigern nicht mehr mit dem programmierten Wert übereinstimmt (Abb. 3.10), engl. Latency-Error. Die zeitliche Länge des APV-Ausgabeblocks beträgt für jeden APV somit $3+1+12+128=140$ Takte, also die Zeit $T_F = 140 \cdot 50 \text{ ns} = 7.000 \mu\text{s}$. Zur Vereinfachung der Auslese ist ihr Ausgabezeitpunkt im 35-Takt-Raster synchronisiert, d.h. nach einem Trigger startet die Ausgabe spätestens nach $\Delta T_S = 35 \cdot 50 \text{ ns} = 1.750 \mu\text{s}$. Ein RESET-101-Signal an die CMS-Spurkammer führt so zu einer globalen Synchronisierung, falls alle Latency-Werte *innerhalb* der Rastergrenzen liegen (33 Takte).

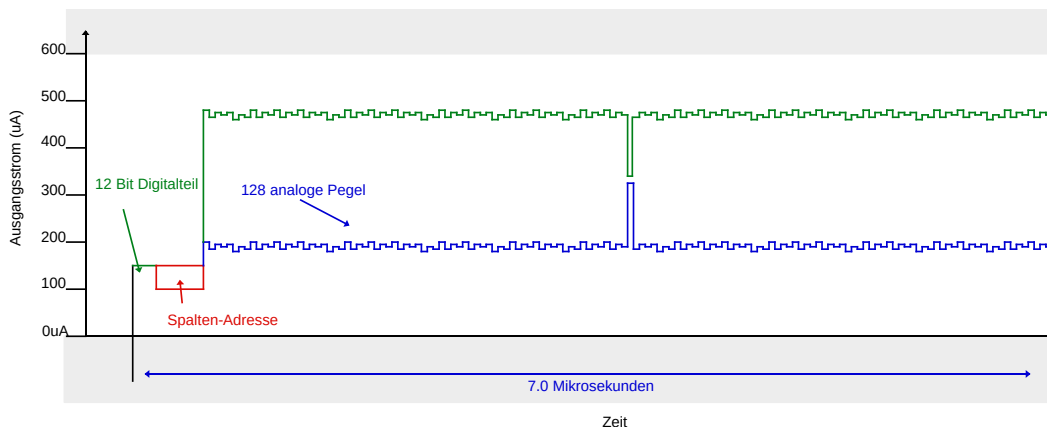


Abbildung 3.11: APV6/APVM-Datenblock im LHC/2 $\hat{=}$ 20 MHz-Takt; das Error-Bit rutscht im Fall des APV25 zwischen Spaltenadresse und Datenblock, von Platz drei auf Platz zwölf im digitalen Header.

Satz 3.1 Die verlorengegangene Synchronisierung eines Chips des CMS-Streifendetektors wird durch eine erneute Initialisierung aller Chips über die RESET-101-Sequenz wieder hergestellt.

Unter der Annahme einer äquidistanten Triggerrate ist eine maximale, kontinuierliche Triggerrate von $1/T_F \cong 142 \text{ kHz}$ gegeben, die um 42 kHz größer ist als die zulässige Rate des L1-Triggers f_1 . Wenn der CMS-L1-Trigger stochastisch verteilt ist, so ergibt sich die Wahrscheinlichkeit für k Trigger-Ereignisse in einem Zeitintervall Δt über die *Poisson-Verteilung*

$$P_k(\Delta t) = \frac{1}{k!} (f_1 \Delta t)^k e^{-f_1 \Delta t}. \quad (3.22)$$

So beträgt die Wahrscheinlichkeit für ein lokales Aufstauen, engl. Queueing, zweier APV-Datenblöcke von insgesamt $14 \mu\text{s}$ Länge hiernach $P_2(T_F) = 12,2\%$ (oder kHz). Der Ausfall eines APV Readout Chips durch einen FIFO-Overflow ist wegen der vierfachen Markierung im TSD-Faltungsmodus bereits nach $k = 6 \langle 8 \rangle$ Reservierungen gegeben. Ohne Berücksichtigung Pipeline-interner Verzögerungszeiten ergibt sich aus der Poisson-Verteilung die Wahrscheinlichkeit für einen FIFO-Overflow von

$$\begin{aligned} P_{\text{OFL}}(k, T_F) &= \sum P_{i_1}(T_F) P_{i_2}(T_F) \cdots P_{i_N}(T_F) \quad \forall i_1 \dots i_N \ni \sum_j^N i_j - N = k - 1 \\ &\cong P_{2(k-1)}((k-1) \cdot T_F). \end{aligned} \quad (3.23)$$

Unter LHC-Bedingungen wäre bei den APV6/APVM mit einer unakzeptablen Rate von $229 \text{ Hz} \langle 39 \text{ Hz} \rangle$ an FIFO-Overflows zu rechnen, würden nicht alle Trigger, welche zum Setzen des APV Error-Bits führen, über eine sog. VETO-Logik geblockt. Dieses Problem kennt mehrere Lösungsansätze, von denen die derzeit Favorisierte eine synchronisierte Emulation der APV Pipeline-Logik in einem externen FPGA (Field Programmable Gate Array) vorsieht.

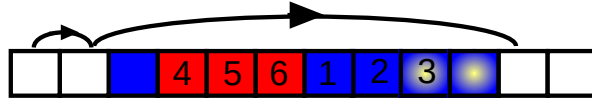


Abbildung 3.12: Pipeline internes „Queueing“ und Sprungbewegung des Write- und Trigger-Pointers im APV

Abbildung 3.12 zeigt eine Besonderheit der Pipeline-Logik, in der die Reservierung des Write-Pointers zu internem Queueing führt. Die gezeigte Reservierung kann erst aufgelöst (weiß) werden, sobald ein als „Zu-Lesen“ (rot) markiertes Adressenpaar in ein als „Gelesen“ (blau) markiertes Adressenpaar umgewandelt wird. Letztere Umwandlung läuft einzeln hintereinander ab, während die Reservierung 2-fach bzw. 4-fach erfolgt. Je nach Vorgeschichte springen die Zeiger mehrmals über diese Stelle hinweg, wobei pro Adressenpaar asynchrone $1\text{--}2 \text{ ns}$ pro Sprung benötigt werden. Dies kann nach zwölf Sprungpaaren zu einer Desynchronisierung des Chips führen, und soll ebenfalls mittels FPGA-Vetoisierung verhindert werden. Die Vetoisierung ist von der Latency nicht unabhängig. Es ist daher ratsam, die Vetoisierung dem L1-Trigger nachzuschalten, und zwar als Obermenge aller im Tracker eingestellten Latency-Werte. Dieses Veto ist dann für den gesamte CMS-Detektor gültig, und nicht nur für die Streifendetektoren. Allerdings wäre der CMS-L1-Trigger nicht mehr Poisson-verteilt.

3.3 Registerkontrolle des APV

Neben den bereits in 3.1.2 erwähnten APV-Registern des Shapers VSHA, VPRE und der Latency im letzten Abschnitt gibt es eine ganze Reihe weiterer Parameter in den APV Chips, die programmiert werden können. In Abbildung 3.14 sind die Register für den APV6 aufgelistet, weitere sind im APVM und APV25 vorhanden. Das I²C-Protokoll für einen Lese-Zugriff auf ein Registerparameter ist in Abb. 3.13

dargestellt. Es ist ein langsames Zweidraht-Protokoll ($< 40 \text{ kBit s}^{-1}$): Eine der beiden Leitungen überträgt kurze Takt-Sequenzen, engl. Bursts, zur Synchronisierung der Übernahme auf der anderen Datenleitung (Master-Slave-Protokoll). „Slaves“ sind die APV Chips mit 4-Bit $\langle 5\text{-Bit} \rangle \text{I}^2\text{C}$ -Adresse und einer „1111“ $\langle \text{“11111“} \rangle$ als *globaler* Adresse, mit denen die bis zu 15 $\langle 31 \rangle$ APV Chips an einer Zweidrahtleitung gleichzeitig bedient werden können. „Master“ sind die CCU Kontrolleinheiten (s.S. 22), welche in schnellen 40 MBit s^{-1} *Token-Ring-Strukturen* mit redundanter Glasfaser-Führung eingeschleift sind [MAR98]. Frontend Controller (FECs) sind die „Token-Ring-Master“ für die Anbindung an die Datenaquisition.

Diese den $\cong 90000$ APV Chips des CMS-Trackers zu übermittelnden „Slow-Control-Daten“ müssen allen Kontroll- und Datenaquisitions-Programmen zur Verfügung stehen. Neben den etwa 10 MByte an I^2C -Registerwerten wird die vollständige geometrische Information und die Gesamtheit der Kalibrationsdaten des Trackers in einer einzigen, zentralen Datenbank gehalten [GRA99]. Slow-Control- und DAQ-System des Trackers sind in Breitbandiger VME (Versa Module Europe) -Technik aufgebaut und werden über das dezentrale „Detector Control System“ der CMS Tracker Collaboration geladen [CMS94].

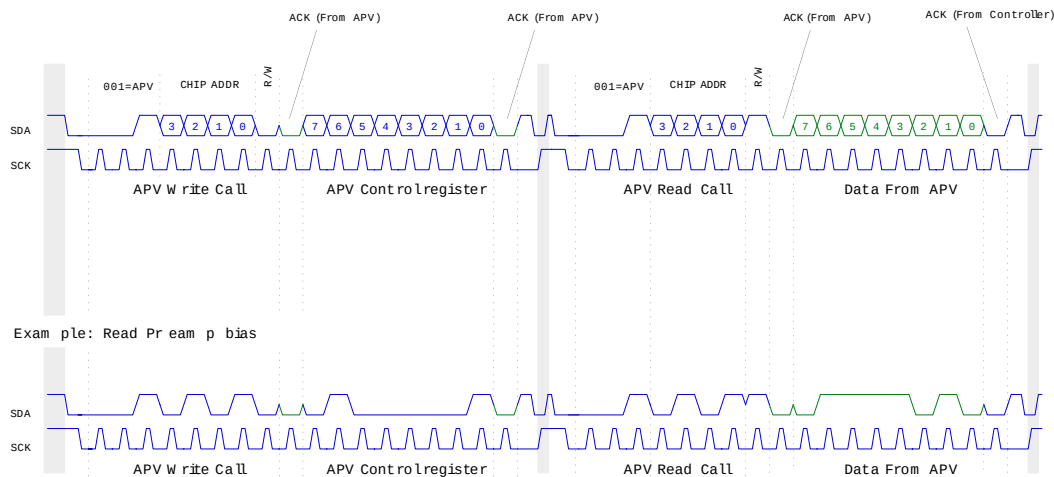


Abbildung 3.13: Beispiel für einen I^2C -Lese-Zugriffs auf einen APV Slow-Control Parameter

Bias Name	Class	Range	Resolution	Value (n = 0 to 255)	Description
IPRE	I	0 to 1020uA	4uA	$n \times 4\mu\text{A}$	Preamplifier bias current
ISHA	I	0 to 255uA	1uA	$n \times 1\mu\text{A}$	Shaper bias current
IPSP	I	0 to 127.5uA	0.5uA	$n \times 0.5\mu\text{A}$	APSP bias current
ISFB	I	0 to 255uA	1uA	$n \times 1\mu\text{A}$	Source follower bias current
VPRE	V	VDD to VSS	18mV	$\text{VDD} - (n \times 18\text{mV})$	Preamp feedback bias voltage
VSHA	V	VDD to VSS	18mV	$\text{VDD} - (n \times 18\text{mV})$	Shaper feedback bias voltage
VADJ	V	GND to VSS	9mV	$\text{GND} - (n \times 9\text{mV})$	Output level adjustment
VCAS	V	GND to -1.02V	4mV	$\text{GND} - (n \times 4\text{mV})$	Cascode voltage bias level
CLVL	Q	0 to 15.3fC	0.06fC	$n \times 0.06\text{fC}$	Reference for internal charge injection system

Abbildung 3.14: Die wichtigsten I^2C Slow-Control Register des APV (APV6)

Teil II

Die VME-DAQ Lösung in Aachen

Emulationen und Tests des CMS Tracker Auslesekonzepts

Kapitel 4

Anforderungen und Leistungsprofil

Die Entwicklung eines Auslesesystems im Rahmen der CMS Tracker Kollaboration ist in der *Forschungs- und Entwicklungsphase*, engl. *Research and Development*, R&D, noch relativ frei von Standardisierungszwängen. Hierzu gehört die Wahl der Plattform für die Hardware und Software als auch die zur Verfügung stehende Infrastruktur in den beteiligten Instituten. In Hinblick auf die *Spezifikationsphase*, die einer gemeinschaftlichen *Bauphase* des CMS Trackers vorausgeht, ist eine passende Strategie zur Realisierung von Auslesesystemen wichtig.

Abbildung 4.1 zeigt die Terminologie der Auslesesysteme¹⁾, deren Realisierungen im Rahmen der CMS-Kollaboration benötigt werden. Nicht eingezeichnet sind die obligatorischen Probing-Stationen für alle Mikrochips, Platinen und mechanischen Teile aus den Produktionszentren. Je umfassender die Kontrollstrukturen werden, desto höher sind auch die Anforderungen an die Hardware und Software des Auslesesystems. Ein *Supermodule Test System* beinhaltet z.B. als Untermenge auch ein *Hybrid Test System*. Bei vergleichbaren Plattformen in Hard- und Software ist ein Datenaustausch zwischen den am Test beteiligten Instituten vorgesehen [ROL01].

¹⁾ Es existieren keine Unterschiede zwischen den Bezeichnungen Test-, Readout- (RO), Datenaquisitions- (DAQ) oder Auslese- System. Eine Wetterwarte kann ebenfalls als Datenaquisitionssystem bezeichnet werden.

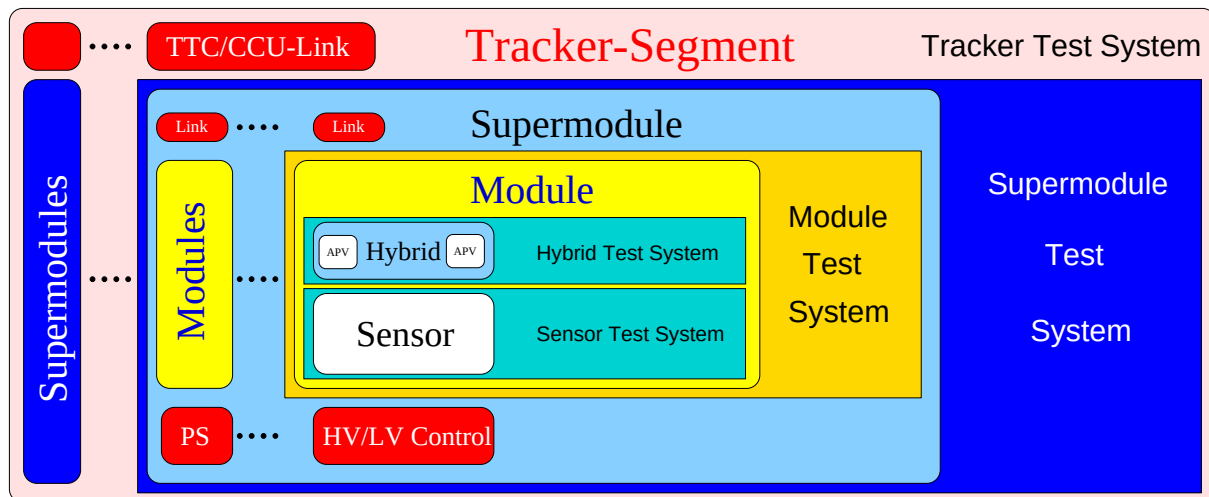


Abbildung 4.1: Terminologie der Auslesesysteme, welche in der CMS Tracker Kollaboration benötigt werden

Die Planungen zum VME-DAQ System für CMS im Rahmen des III. Physikalischen Instituts der RWTH Aachen hatten daher von vornherein zum Ziel, für alle Phasen der Entwicklung und des Baus genügend Flexibilität bereitzustellen.

Dies gelingt zum einen über ein *modulares* Hardware-Konzept, in dem je nach Entwicklungsstand in der Kollaboration, Hardware-Module den aktuellen Erfordernissen entsprechend ausgewechselt werden können. Dieses Modul-Konzept beruht in CMS auf den elektromechanischen VME Standard [VTA01]. Die bereits erwähnten Frontend Driver und Frontend Controller (FED/FEC) sind Beispiele für VME-Module, welche in ihrer endgültigen Fassung noch nicht vorliegen, funktionsfähige Vorserien aber schon existieren. Dementsprechend wurde in Aachen ein VME-basiertes Auslesesystem gewählt.

Ein Überblick über den elektromechanischen Aufbau des 6U-Modulsystems [VME94] gibt Abbildung 4.2, welches in das erweiterte 9U-Modulsystem als CMS Tracker Standard überführt werden kann [VME97]. Ein rückwärtiger Steckerleisten-Systembus, engl. Backplane, dient der Stromversorgung, der Adressierung sowie dem Datenaustausch zwischen den VME-Modulen.

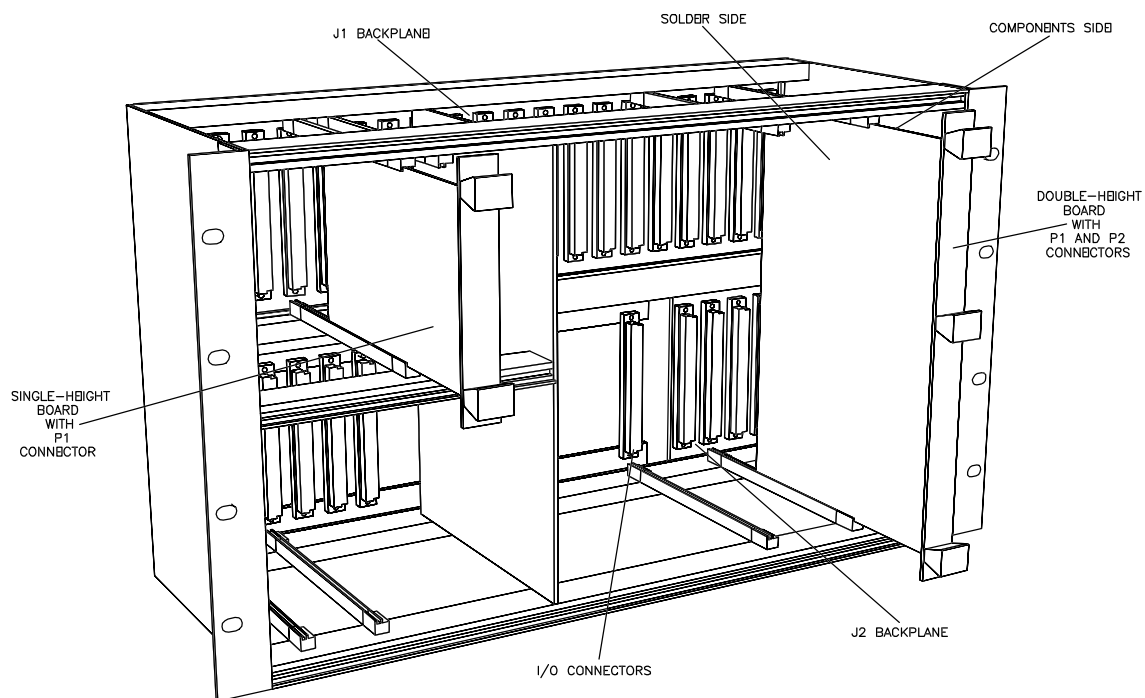


Abbildung 4.2: Überblick über den mechanischen Aufbau des Modulsystem VME64-U6 (U3).

Zum Anderen muß eine flexible Software vorhanden sein, die eine Anpassung an neue Hardware ermöglicht, ohne komplett neu aufgesetzt zu werden.

Im Folgenden wird das Leistungsprofil des Aachener VME-DAQ System vorgestellt. Entsprechend der Terminologie in Abb. 4.1 war das DAQ-System bis zum Konzeptwechsel auch ein *Supermodule Test System* für den Forward MSGC Detektor²⁾ (Anhang B.5). Aufgrund der hohen Flexibilität gelang hiernach die Umstellung zu einem *Module Test System* für den All Silicon Microstrip Tracker nach Lieferung eines bestückten Silizium-Streifendetektors innerhalb von zwei Wochen.

²⁾ Ein Supermodule wurde „Banane“ genannt und bestand aus vier Modulen mit vier bzw. sechs APV-Chips

4.1 Prognose des Leistungsprofils

Das Hybrid ist die kleinste Untereinheit zum Test der Chip-Funktionalität in der CMS Tracker Kollaboration. Es dient als mechanischer Träger für die Frontend-Chips, Bauelemente und Leiterbahnen des CMS Tracker Auslesekonzepts (s. Abschn. 2.2: APV, PLL, DCU, MUX) sowie als Träger des Auslesefächers, engl. Pitch Adapter, zum Anschluß der Frontend-Elektronik an den Streifendetektor (mit gleichem Pitch). In Abbildung 4.3 ist ein Multilayer Keramikhybrid zu sehen, welches mit dem Aachener VME-DAQ System getestet wurde (R&D). Anhang C.1 enthält den zugehörigen Schaltplan. Hierbei stand die Funktionalität des APV-Chips im Mittelpunkt der Bemühungen für die Erstentwicklung an Softwarestrukturen, die den vorangegangenen Aspekten gerecht wird. Es war der strategische Ausgangspunkt für hierauf aufbauende Systeme, und verhalf zu einem vorausschauenden Zeitplan für ein System in endgültiger Ausbaustufe für die Bauphase.

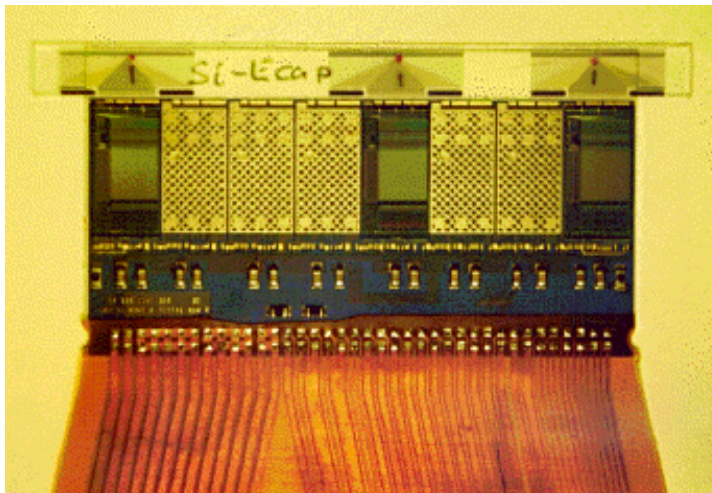


Abbildung 4.3: Photo eines APV6 Hybrids aus Keramik, welches für Tests in ECAL, TIB, TOB, TEC, Aachen eingesetzt wurde. Acht „Footprints“ (VSS) für drei und max. vier ausgelesene APV Chips sind zu erkennen.

Selbst wenn das Testzentrum auf der Ebene des *Hybrid Test Systems* verbleibt, stellt sich die Frage nach dem minimalen Aufwand oder Leistungsprofil des Auslesesystems.

Satz 4.1 *Pipeline Chips mit einer Zell-Matrix und der analogen Übertragung von Zell-Ladungen bzw. -Spannungen (APV-Datenblock, Abschnitt 3.2) benötigen Auslesesysteme, welche die Eigenschaften der einzelnen Zellen berücksichtigen.*

Der mittlere, relative Fehler des Meßwertes einer Pipeline-Zelle beträgt nach N_{cell} Messungen $1/\sqrt{N_{cell}}$. Interessierende Größen eines mittels APV-Hybrid ausgelesenen Streifendetektors sind zu allererst der Nullagen-Mittelwert, der Verstärkungsfaktor im Linearitätsbereich und der Rauschwert jeder der Zelle, engl. Pedestal, Gain, RMS-Noise. Im CMS Tracker Auslesekonzept sind dies zweidimensionale Streifen-Spalten-Matrizen der Form $[i, j]$:

$$\begin{aligned}
 \text{Pedestal} \quad PED \quad [i, j] &= N^{-1} \cdot \sum_{n=1}^N ADCV [i, j, n], \\
 \text{Gain} \quad GAIN \quad [i, j] &= N^{-1} \cdot \sum_{n=1}^N |ADCV [i, j, n] - PED[i, j]|_{>5 \times RMS[i, j]}, \\
 \text{Noise} \quad RMS \quad [i, j] &= N^{-1} \cdot \sqrt{\sum_{n=1}^{N^2} (ADCV [i, j, n] - PED[i, j])^2},
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

Der Meßwertsatz $ADCV [i, j, n]$ beschreibt die natürliche Folge von $i=1 \dots 128$ Zell-Spannungswerten

eines APV-Datenblocks, welche über eine Analog-Digital-Wandlung nach jedem Trigger (Index n) gewonnen werden, wobei die Pipeline-Adresse j dem Digitalteil entnommen wird. Wie der Trigger, so ist auch die Folge der Pipeline-Adressen stochastisch. Demnach ist eine Gewinnung der Pipeline Matrizen ein kumulativer Prozess, der vom Auslesesystem ausgeführt werden muß. Damit gilt für die Matrixelemente:

Satz 4.2 *Beträgt die Adresstiefe eines Pipeline Chips ΔL , so ist die Anzahl N der stochastischen Trigger für einen mittleren, relativen Fehler der Matrixelemente von $1/\sqrt{N_{cell}}$ im Falle der Pedestal und Gain Matrix $(\Delta L \cdot N_{cell})$, und im Fall einer Noise Matrix $\approx (\Delta L \cdot N_{cell}^2)$.*

Hierbei wurden die Effekte des Digitalisierungsrauschens in der Noise Matrix noch nicht diskutiert. Soll der mittlere Fehler der Noise Matrix z.B. 14 % betragen, so werden zu ihrer Gewinnung im APV6/APVM $N \approx 400.000$ Trigger, und für den APV25 $N \approx 480.000$ Trigger benötigt. Desweiteren wird immer dann von einer „genauen“ Noise Matrix gesprochen, falls mindestens 5×10^5 Trigger $\mathfrak{N}_N$ hierfür verwendet werden. Aus statistischen Gründen sinkt der mittlere Fehler der Pedestal und Gain Matrix sehr viel schneller, so daß hier 5×10^4 Trigger $\mathfrak{N}_{PG}$ für die Aufstellung beider Matrizen ausreichen.

Satz 4.3 *Unter der Annahme, daß ein Labortest für eine Einheit (Hybrid, Modul) nicht länger als eine halbe Stunde dauert, ist eine Kalibrationsphase des Auslesesystems von weniger als zehn Minuten empfehlenswert. Bei einer so kurzen Kalibrationsphase lassen sich im Allgemeinen Umgebungseinflüsse vernachlässigen.*

Satz 4.4 *Mit Satz 4.1–4.3 ist für matrixfähige Systeme eine minimale Triggerrate von 1 kHz notwendig.*

Im All Silicon Microstrip Tracker-Konzept besteht ein Tracker Test System aus ~ 160 APV-Chips, ein Hybrid Test System aus maximal acht APV-Chips pro Hybrid. Werden die Meßwerte im Rohdatenmodus aus dem APV-Datenblock gewonnen, so werden zur Absicherung der Meßergebnisse etwa 30 Abtastwerte vor und hinter dem APV-Datenblock zusätzlich ausgewertet (Abb. 3.11 $\hookrightarrow$ digitale Null). Dies sind bei einem 10-Bit Digitalwandler 250 Bytes pro APV-Datenblock. Die Verarbeitungsbandbreiten der in Abbildung 4.1 dargestellten Systeme überstreichen somit bei Matrixfähigkeit 1.6 – 32 MByte/s.

4.2 VME-CPU, Betriebssystem und Codesprache

Die IEEE-VMEbus Spezifikation von 1987 [RYN00] sieht eine theoretische Übertragungsbandbreite $\mathfrak{B}$ der Backplane von 40 MByte/s vor, wobei hierfür der asynchrone BLT-Modus (**B**lock **L**ongword **T**ransfer) gewählt werden muß. Ein asynchrones Multiplexed BLT-Verfahren (MBLT) nutzt nach der seit 1993 zugelassenen VME64 Spezifikation den Adress- und Vektorraum der Backplane für den verdoppelten 64-Bit Betrieb ($\mathfrak{B} \cong 80$ MByte/s). Unter Nutzung beider asynchroner Taktflanken verdoppelt sich $\mathfrak{B}$ auf 160 MByte/s [VME94]. Der 9U-CERN-Standard läßt auch 128-Bit Betrieb zu, wobei eine Erhöhung auf 1 GByte/s nicht mehr für unmöglich gehalten wird [LEN00].

Aufgrund der beschriebenen Gegebenheiten war nun die VME-CPU zu wählen. Der einzige 128-Bit Prozessor war der ALPHA Chip der Digital Equipment Corporation (DEC, COMPAQ), die über Partnerschaften mit amerikanischen Firmen einen weltweiten Vertrieb von VME-CPU Workstations organisiert. Eine 166 MHz ALPHA Workstation stellt den Einstieg in diese Technologie für das Aachener VME-DAQ System dar. Ein Datenblattausschnitt der aktuellen 480 MHz-Version ist in Anhang B.2 dargestellt.

Neben der Eingabe-Ausgabe-Bandbreite, engl. I/O-Bandwidth, ist die Leistung der CPU entscheidend. Diese wird von internationalen Instituten in Übereinstimmung mit den Herstellern in sogenannten SPEC-Benchmarks [SPEC01] angegeben. Zusätzlich sollte man beachten, daß eine solche Workstation bei voll bestücktem L3-Cache (RAM-Speicher auf dem Computer Chip) eine noch wesentlich höhere Geschwindigkeit erreichen kann, falls eine L3-Cache-Seitenverwaltung vom Betriebssystem unterstützt wird³⁾.

³⁾ Institutsinterne Erfahrungen haben gezeigt, daß manche andere Rechnerarchitekturen, wie etwa der PowerPC, sich die Freiheit nehmen, die Reihenfolge der Maschinencode-Instruktionen selber festzusetzen.

Die Wahl des Betriebssystems ist auf True64-Bit UNIX von DEC (VMUnix) gefallen. Es war als einziges für 64-Bit-Transfer (MBLT) geeignet. Weiterhin ist es binär kompatibel zu den VMUnix-Workstations der Physikalischen Institute und wird regelmäßig administrativ gewartet. Software-Lizenzen sowie viele CERN-Anwendungen unter VMUnix sind bereits vorhanden, oder können preiswert erworben werden.

Weiter stehen mehrere Compiler bzw. Codesprachen zur Auswahl. Die dem Maschinencode nächste Hochebenen-Programmiersprache ist **FORT**RAN (**F**ormula **T**ranslator) und geeignet für technisch-wissenschaftliches Arbeiten. Im Falle des Aachener VME-DAQ Systems ist der VME-Treiber in C++ geschrieben, und mit dem *FORT*RAN90-Quellcode gemischt worden. Mit *FORT*RAN90 ist ein Gewinn von ca. 3.0 an Geschwindigkeit auf der Hochebene gegenüber einem C++-Quellcode gegeben. Eine weitere Anbindung an C++-Graphikanwendungen wäre jederzeit möglich gewesen (SCADA).

4.3 VME Software-Plattform mit TAROT

Eine vom amerikanischen Verteidigungsministerium 1984 in Auftrag gegebene Studie über den Wartungsaufwand ihrer COBOL-kodierten Installationen kam zu zwei überraschenden Ergebnissen [NEI84]: 1.) Die Anzahl der Zeilen Code, die jährlich neu geschrieben oder geändert werden, entspricht etwa der Gesamtanzahl der Zeilen des Codes des Programmes (Eine Code-Zeile ist eine abgeschlossene Compiler- oder Assembler-Anweisung). 2.) Ein heute allgemein akzeptierter Wert beträgt 300 Zeilen Code pro Monat für einen trainierten Software-Experten. Damit endet die Programmierarbeit nach einem Exponentialgesetz sehr schnell in der Wartung des eigenen Codes. Demnach sind die Startbedingungen für die Codierung besonders wichtig, oder anders ausgedrückt: 1.) Die Programmierung sollte spätestens nach der Halbwertszeit des Exponentialgesetzes abgeschlossen sein. Diese hängt von der Software-Plattform ab, von der aus die Entwicklung stattfindet. 2.) Der abschätzbare Umfang der neu hinzukommenden Zeilen sollte klein gegenüber der Zeilenzahl der Software-Plattform sein. Werden diese Erkenntnisse auf die Problematik der Testsysteme projiziert (Abb. 4.1), so ist die Startbedingung besonders vielversprechend, falls bereits eine bewährte Plattform hierfür existiert.

Das III. Physikalische Institut für Teilchenphysik der RWTH-Aachen war von 1987–1993 für den Bau und die Inbetriebnahme des L3-Tracker am LEP verantwortlich. Datennahme und Slow-Control wurde im VME Standard ausgeführt und über die Software-Plattform TAROT bedient, die im angegebenen Zeitraum von etwa zehn Spezialisten strukturiert wurde⁴⁾. Ein Autor des Programms entfernte die etwa 30.000 Zeilen L3-spezifischen Code und führte den Übergang des Kernels auf VMUnix durch [SCH00]. In gemeinsamer Arbeit ist danach innerhalb weniger Monate ein *Online* Module Test System entstanden.

Das neue Auslesesystem unter TAROT stellt das volle Rüstzeug zur Untersuchung von CMS-Streifen-detektoren zur Verfügung, und ermöglichte die verwendeten Algorithmen der ausgeführten Tests und ihrer Ergebnisse einem breiten Publikum darzustellen [PSN01]. Neue Zeilen Code in TAROT sind unter den folgenden Prioritäten entwickelt worden:

1. *Strukturanpassung an die CMS-Spurkammer*
2. *keine strukturelle Beschränkung der Anzahl Module des CMS Trackers*
3. *Online-Emulation des Datenkompressions-Konzeptes des CMS Tracker Frontend Drivers*
4. *Mögliche Poisson-verteilte Frontend-Triggerrate unter LHC-Bedingungen ($f_1 = 100$ kHz)*
5. *Spezifikation der Testalgorithmen zur Qualitätsanalyse der APV Pipeline Matrizen*
6. *Basissystem zur Ausbildung wissenschaftlichen Personals am Institut für Serientests*
7. *Forschung am Objekt zum Ziele der Veröffentlichung weiterer wissenschaftlicher Arbeiten*

Veröffentlichungen hoher Aussagekraft wären z.B. aus der Kombination der Punkte 2.) und 3.) mit 4.) in Aussicht gewesen, wurde aber gegen Ende der Dissertation leider nicht mehr (finanziell) unterstützt.

⁴⁾ TAROT bedeutete ursprünglich **TEC** And **R**ead **O**ut **T**ask. Da mit Ende 2000 LEP eingestellt wurde, ist das Acronym im neuen Sinne **The Apv Read Out Task** übernommen worden.

Kapitel 5

Das Auslesesystem

Die Entwicklung und Optimierung der Modulkomponenten für den CMS Tracker ist noch nicht gänzlich abgeschlossen. Dies hat verständliche Gründe:

- Die Technologie der analogen Datenübertragung mit einer Abtastrate von $f_0 = 40$ MHz, einer 130 MHz Bandbreite bei intrinsischer 10-Bit-Auflösung (S. 50) in hoher Anzahl ist eine Weltneuheit. Viele der Komponenten werden erstmals hergestellt oder in neuer Art und Weise eingesetzt.
- Erst zum Startzeitpunkt des Baus des Trackers müssen die VME-Module, Mikrochips und optischen Links in ihrer endgültigen Fassung und Anzahl vorliegen. Die Prototypentwicklung übersteigt die Stückkosten der Serienproduktion um ein Vielfaches.
- Die Koordination der Serienproduktion wurde vorrangig behandelt.

Es darf daher nicht verwundern, wenn auf Besonderheiten gerade im Zusammenspiel von endgültiger und improvisierter Elektronik zu achten ist. Bedienung, Pegel und Geschwindigkeit der Schnittstellen haben sich an die Spezifikationen der verwendeten Bauteile zu halten, damit ein zuverlässiger Betrieb der Bauteile untereinander möglich ist, auch wenn diese von den Industrie-Standards etwas abweichen. Teilweise werden Details von den verantwortlichen Designern auf Nachfrage und im Gespräch vermittelt, die dann im Allgemeinen das Problem lösen helfen. Dies zeigt, wie wichtig die Zusammenarbeit mit der CMS Tracker Kollaboration für den Aufbau dieses CMS-kompatiblen VME-Auslesesystems gewesen ist.

5.1 Der Hardware-Aufbau

Abbildung 5.1 zeigt den Aufbau des skalierbaren Auslesesystems in der letzten Ausbaustufe vom Mai 2001. Drei Modulsysteme (VME, CAMAC, NIM) sind in einem Schrank zusammengebaut. Dies garantiert die Modularität und Skalierbarkeit für weitere Schränke oder Modulsysteme.

Eine 166 MHz ALPHA VME-CPU bedient den VME-Bus und betreibt über eine VME-CAMAC Schnittstelle [COM94] den CAMAC-Bus [CAM71]. Es bleiben somit 18 von 23 VME-, und 23 von 25 CAMAC-Einschüben zur freien Erweiterung des Auslesesystems übrig. *TAROT* bedient die folgenden VME-Module in skalierbarer Anzahl:

- **4-Kanal VME-FADC Karten** [BEI98], welche ausschließlich im 32-Bit Modus, engl. Longword Transfer Mode (LT), betrieben wurden. Sie digitalisieren die Datenblöcke der APV Chips und legen sie in die karteninternen, digitalen Ringspeicher. Zum Triggerzeitpunkt halten sie den interessierenden Datenbereich, engl. **Region Of Interest**, ROI, vor, und können diesen in beliebigen VME-Formaten (Byte, Word, Longword) übertragen. Die Auflösung pro Kanal beträgt ein Byte.

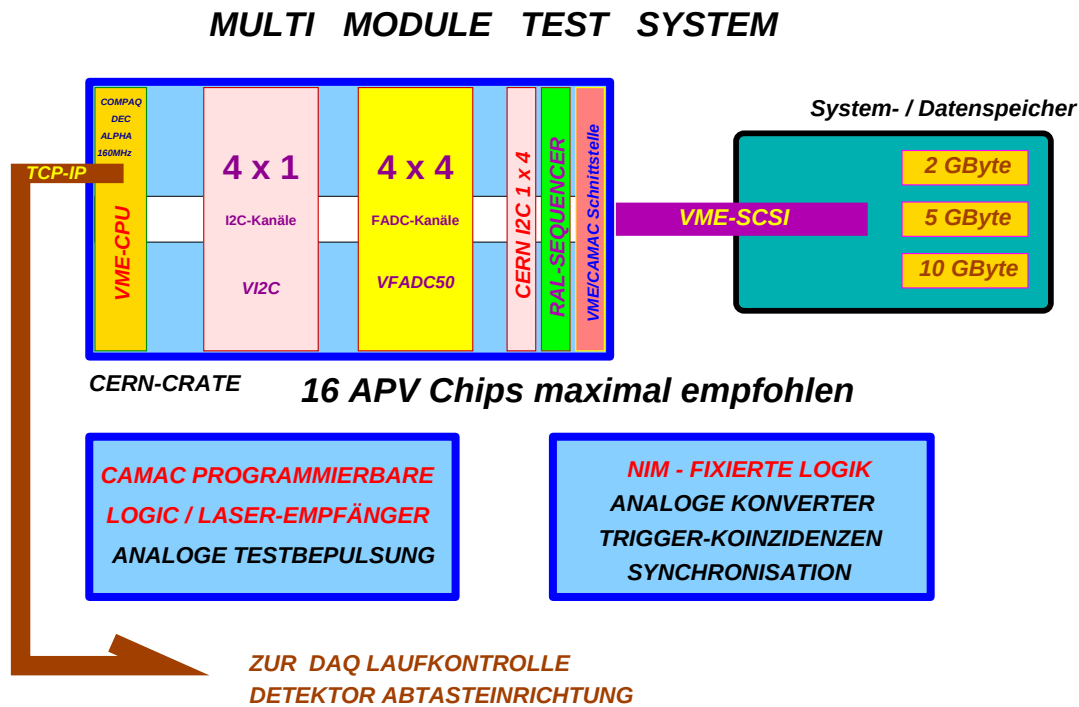


Abbildung 5.1: Aufbau des Aachener VME-DAQ-Systems in der letzten Ausbaustufe vom Mai 2001.

- **1-Kanal I²C-Schnittstellenkarten** [BEI97] bedienen die Registerwerte für die APV Chips mit $400 \text{ Bit} \cdot \text{s}^{-1}$, ausreichend für die Kontrolle von etwa 16 APV Chips. Selbst lange Bestätigungsphasen, engl. Acknowledges (ACK), im I²C-Protokoll der APVs (s. S. 37) werden verarbeitet.
- **Eine 4-Kanal $40 \text{ kBit} \cdot \text{s}^{-1}$ -I²C-Schnittstellenkarte des CERN** [MUR97] ist für die Bedienung der verwendeten optischen Links und Phasenschieberbausteine notwendig. Hochwertige PIN-Übertragerbausteine sorgen für die galvanische Trennung. Die von Micro-Controllern gesteuerten Kanäle emulieren die Slow-Control ähnlich den CCU-Einheiten in den Token-Ring-Strukturen von CMS.
- **Eine Synchronisationseinheit**, engl. Sequencer [MOR96], des Rutherford Appleton Laboratory (RAL) arbeitet nach dem Prinzip des „Bit-Slice-Processors“. Es besteht aus einem frei programmierbaren, digitalen Speicher (RAM) von 64 kByte und einer im 40 MHz-Takt aufsteigenden Zeigeradresse. Die zur Zeigeradresse korrespondierende 32-Bit Mantisse wird auf externe, logische Pegel umgesetzt, in Ausführung auf Koaxialstecker oder Steckerleisten für Flachbandkabel (NIM/ECL). So bedeutet z.B. eine „Eins“ im 28-ten Bit ein NIM-„High“ am Ausgangsstecker No. 2). Einige Bits sind mit einer Interrupt-Logik verschränkt, die den Ablauf zugunsten von Anwendungen für den APV optimieren (z.B. für die 101-Reset-Sequenz). Der Sequencer muß den LHC-Takt liefern und ist daher nicht für Tests an gepulsten Strahlen und externer Synchronisation ausgelegt.
- **Eine Triggerbox** [PET01] soll den RAL-Sequencer ersetzen und für die Beamtest Gruppe am CERN zur Verfügung stehen. In Anhang B.3 ist der unvollständige Prototyp zu sehen, der nach einjährigem Design aufgrund nicht gewährter Restfinanzierung (11 TDM) nicht mehr fertiggestellt werden konnte. Er vereint in einer VME-Karte die gesamte Logik des Systems. Flexibel und zurückdatierbar läßt sich per Software Hardware programmieren, so daß Zusätze oder spezifische Anfertigungen der Institute kein besonderes Problem mehr darstellen ($\Leftrightarrow$ Kostenersparnis). Dies wird durch die einzigartige Ausnutzung des Potentials der modernen FPGA-Technologie ermöglicht. Im Folgenden wird daher die hier ausführbare, herkömmliche Methode der sechziger Jahre zum Bau der NIM-Logik für das Auslesesystem beschrieben.

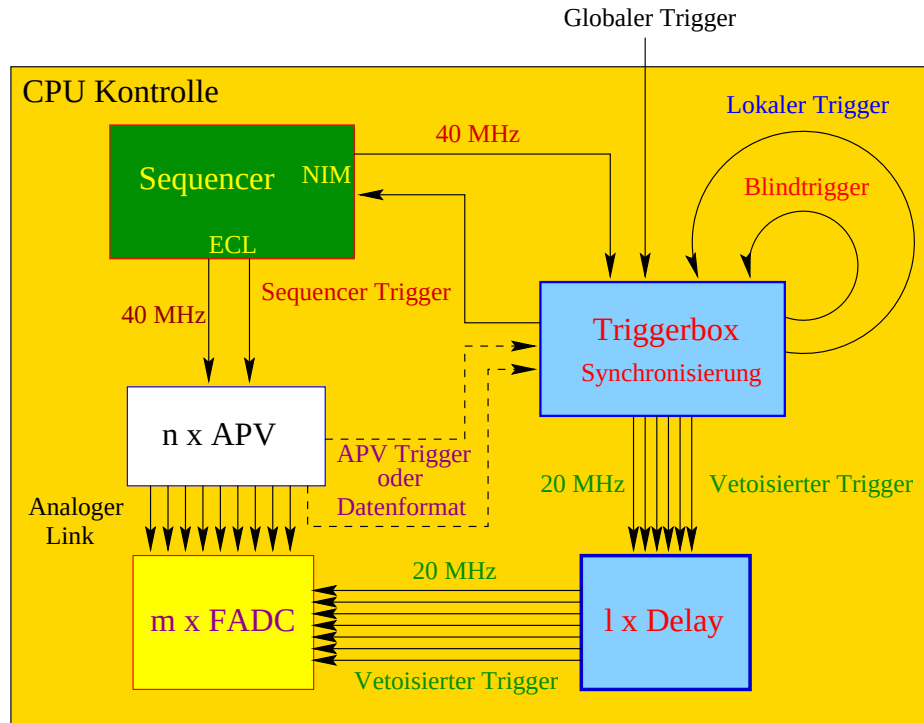


Abbildung 5.2: Synchronisierung und Selektion des Triggers unter voller Kontrolle der VME-DAQ.

Die Triggerlogik schließt unter anderem Schlupflöcher für Trigger, welche technisch nicht weiterverarbeitet werden können. Man spricht allgemein auch von Vetoisierung oder gegenseitiger Verriegelung von digitalen Signalen. Die benutzte Schaltung, Anhang C.2, ist komplex und besitzt mehrere Optionen und Parameter. Das Prinzip ist in Abbildung 5.2 skizziert. Die Selektion betrifft folgende Triggerquellen:

- **Lokaler Trigger:** Der erste Trigger der nach einem Start eines Systems eingeschaltet wird, ist der programmgesteuerte, lokale Trigger, der von *TAROT* ausgelöst wird. In Kalibrationen und Leerläufen ermöglicht der lokale Trigger jeweils maximalen Durchsatz, unabhängig vom Grad der Emulationen und Aufwand der Online-Analysen. Der lokale Trigger dient dem Benutzer als Fundament zur Beurteilung der erreichbaren Datenqualität und Datenrate für die eigentliche Messung am Detektor. Es ist das Ziel, das System unter diesen Gesichtspunkten zu kalibrieren (s. Satz 4.3), und insbesondere genaue APV-Matrizen aufzustellen.
- **Blindtrigger:** Dem Blindtrigger kommt eine besondere Bedeutung zu. Er stellt nichts anderes dar als eine im Hintergrund laufende Frequenz äquidistanter Trigger, die zwar alle APV-Chips triggern, aber nicht die DAQ. Der Sinn hiervon ist, die Anlage betriebsbereit zu halten. Nach Angaben der Hersteller und der Erfahrung der Nutzer ist eine Blindtriggerrate von 100 Hz ein sicherer Weg zur Eliminierung von Einmaleffekten, wie startender Elektronik nach längeren Wartepausen sowie möglicher Anschwing- und Einschwingvorgänge der DAQ. So werden beispielsweise generell die ersten ~ 300 Trigger nach einer ausgeführten RESET-101-Sequenz von der Software verworfen ($\leftrightarrow$ Beamtest-Betrieb).
- **Globaler Trigger** Dies kann der CMS L1-Trigger sein, oder andere zeitlich stochastische Trigger.

Die aufgebaute Triggerbox hat die Aufgabe, stochastische Verdichtungen an Triggern, welche zu einer direkten Aufeinanderfolge zweier APV-Datenblöcke, engl. Queueing, führen können (S.36), zu vermeiden sowie eine Übertriggerung der FADCs auszuschließen. Weiterhin verhindert die Triggerbox ein gegenseitiges Auflaufen von Blindtriggern mit dem vom lokalen auf globalen Trigger umschaltbaren Trigger.

Alle Veto-Zeiten über 100 ns Dauer sind über CAMAC Pulsgeneratoren programmierbar [PET97]. So ist die Ausweitung der Acquisition auf zwei, drei und mehr aufeinanderfolgende APV-Datenblöcke möglich, falls sie sich mit den Einstellungen der FADCs und des Sequencers vereinbaren lassen. Zahlreiche qualitative Tests mit den Veto-Parametern sind daher möglich. In der im Hardware-Aufbau genutzten Einstellung werden stochastische Verdichtungen des Triggers mit mehr als etwa 10 kHz Rate verriegelt. Nach Vermögen wertet *TAROT* Datenblöcke hieraus aus (Asynchron-Prinzip)¹⁾. Mit dieser Triggerbox ist eine quantitative Untersuchung von FIFO-Overflows und Queueing-Effekten bei der L1-Triggerrate von CMS nicht realisierbar. Statistische Prozesse könnten aber prinzipiell mit der PDLU-Einheit histogrammiert oder in situ einer VME-CPU mitgeteilt werden.

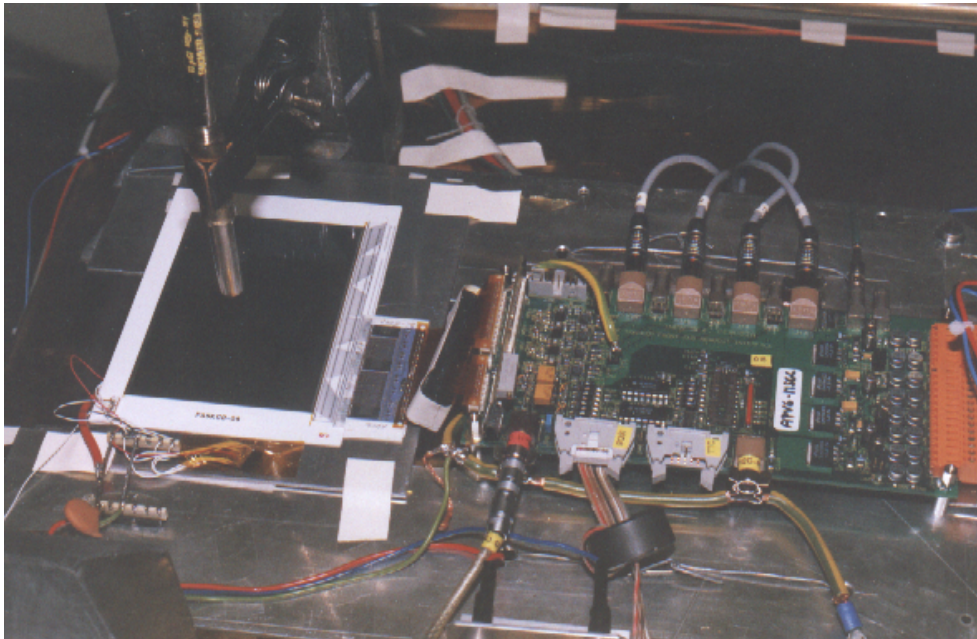


Abbildung 5.3: Silizium-Streifendetektor, Pitch-Adapter, Keramik-Hybrid, Kapton-Kabel („Swap Cable“), Perugia-Aulesekarte, Sr^{90} -Quelle, Verkabelung, Erdung und Ferritte gezeigt am Detektoraufbau vom Mai 2001.

Einen repräsentativen Aufbau für die Auslese des Silizium-Streifendetektors vom Mai 2001 zeigt Abb. 5.3. Er wird während der Messung von einem Faradayschen Käfig abgeschirmt, so daß dieser offene Aufbau lichtdicht, trocken und geerdet arbeiten kann. Kleine Öffnungen im Käfig dienen der externen Verkabelung. Schaltpläne der verwendeten Perugia-Aulesekarte und dem Prototyp des optischen Links sind in den Anhängen C.3 und C.6 angelegt. Im Anhang B.3 bis B.5 sind der optische Übertragungsweg und die Schränke mit den Modulen zu sehen.

Der Verkabelungsaufwand wird immer kleiner, je weiter die Entwicklung der Modulkomponenten in CMS voranschreitet. Damit sinkt auch die Anzahl der möglichen Masseschleifen, und die Erdung wird einfacher. Positiv wirkt sich dies bezüglich der galvanischen Trennung über die optische Übertragung aus. Hochfrequente Einstrahlungen (z.B. LHC-Takt, Trigger) werden – falls notwendig – über Ferritte ausreichend gedämpft. Eine Erhöhung der elektromagnetischen Verträglichkeit (EMV) bedeutet spezifische, qualitative Erdungsmaßnahmen, die vom jeweiligen Aufbau oder Abschirmung abhängen. Sie werden um so wichtiger, je großflächiger die auszulesenden Trackersegmente werden ($\leftrightarrow$ Common Mode Petal Noise).

¹⁾ Im VME-LT-Modus bei einem ROI von 200 Byte wurde mit vier (einem) APV6 und Online-Kompression (S. 85) und Speicherung auf Platte eine stochastische Triggerrate von $1.0\text{ (}1.8\text{) kHz}$ kontinuierlich verarbeitet.

5.2 Abtastung der Analogdaten

Bei der Übertragung analoger Daten müssen bestimmte Regeln eingehalten werden, damit es zu keiner unerwünschten Abschwächung des Signalpegels gegenüber dem Rauschpegel, engl. Signal to Noise Ratio (SNR), kommt oder sogar zu Korrelationen zwischen normalerweise unkorrelierten Signalen. Abbildung 5.4 rechts zeigt, daß letzteres im Falle der Analogsequenz des APV-Ausgangs sehr leicht möglich ist: Die Beträge der Ist-Pegel gleichen sich näherungsweise nach einem exponentiellem Gesetz den Soll-Pegeln an. Die Differenz aus beiden Pegeln ist nur in den angedeuteten Zeitintervallen vernachlässigbar, und wird mit großen Amplitudensprüngen signifikanter. Werden Pegel von 3 dB ($\equiv 1/\sqrt{2}$) des Sollwerts erreicht, so gilt die bekannte Nyquist-Regel für die 3 dB Grenzfrequenz in Abhängigkeit der Anstiegszeit, engl. Rise Time t_{RS} ,

$$t_{RS} = \frac{1}{2f_{3\text{dB}}} . \quad (5.1)$$

In CMS erscheinen die APV-Ausgangssignale mit der halben LHC-Taktrate von 20 MHz, also einer Periodendauer von 50 ns. Ein korrekt abgetastetes APV-Ausgangssignal dieser Art ist in der Aufnahme des VME-DAQ-Systems in Abb. 5.4 links zu sehen. Es lassen sich nun 3 ns Eigenzeit für die Dauer der elektrischen Abtastung in einer Digitalisierungseinheit ansetzen sowie etwa 1 ns für den globalen Jitter, d.h. der insgesamt stochastischen Flankenunsicherheit in CMS. Um nicht Beiträge aus den „Pegelnicken“ der Analogwertfolge zu messen, ist allgemein 5 ns früher mit der Abtastung zu beginnen.

Satz 5.1 *Programmierbare Verzögerungsbausteine in den CMS Frontend Drivern dienen der Einstellung der Digitalisierungsphasen zum LHC-Takt. Ein Abdriften der Digitalisierungsphasen in CMS von $\pm 2.5\text{ ns}$ darf eingeräumt werden.*

Es kann daher verlangt werden, daß bereits 10 ns vor jedem Pegelnick mindestens 99 % des Soll-Pegels erreicht werden. Die Übertragungsbandbreite $\mathfrak{F}$ für Analogsignale in CMS muß daher mindestens

$$\mathfrak{F}_k = \underbrace{\frac{-\ln(100)}{2 \left(\ln\left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \right)}}_{\cong 1.87} \cdot \frac{1}{(kT - 10\text{ ns})} , \quad k = 1, 2 ; \quad T = 25\text{ ns} \quad (5.2)$$

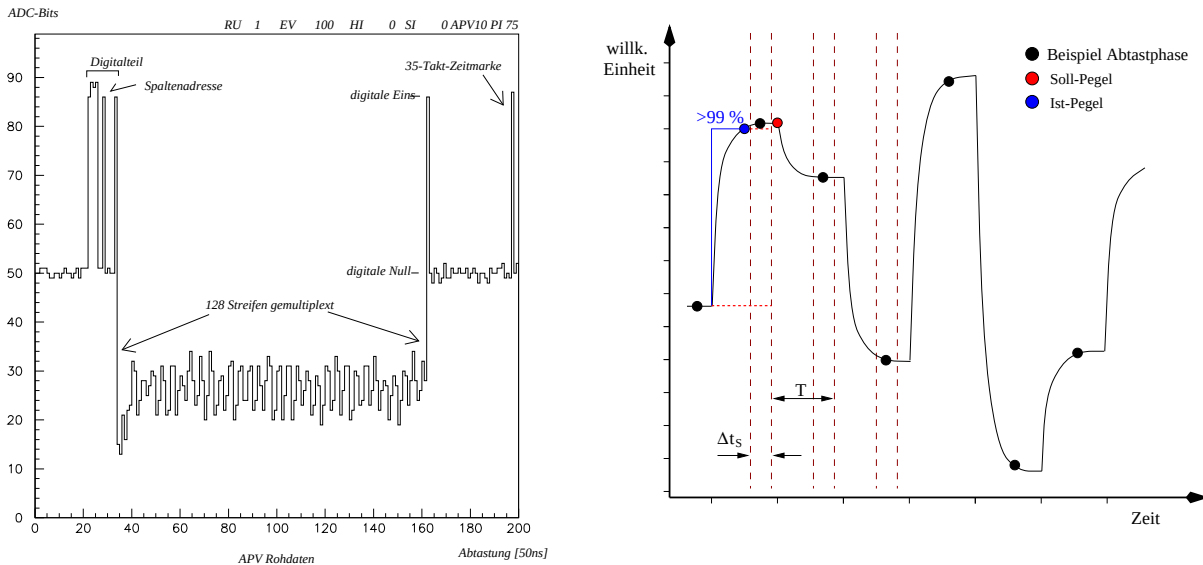


Abbildung 5.4: Links: Interessierender Datenbereich (ROI) um einen einzelnen APV6-Datenblock, Bild rechts: Prinzip und Qualität der Abtastung einer Analogwertfolge (AWF) bei spezifischer Übertragungsbandbreite.

betragen. Sie stellt die 3 dB Grenzfrequenz für die angegebenen Bedingungen dar. Aus dieser Formel ergeben sich $\mathfrak{F}_2 = 47$ MHz und $\mathfrak{F}_1 = 125$ MHz. Das hier verwendete optische Link, die analogen Wandlerstufen des NIM-Modulsystems, und die verwendeten FADC-Karten besitzen eine Übertragungsbandbreite von 70 MHz (Rise-Time Tests, Gl. 5.1). Dies bedeutet eine noch bessere Unterdrückung aufeinanderfolgender APV-Ausgangssignale von wenigen Promill für ein einfaches APV-Ausgangssignal. Wie auf S. 22 beschrieben, werden aber fast alle APV Chips im 2:1 Multiplex-Verfahren betrieben ($k = 2$). Die nächsten Generationen von Readout Systemen müssen daher höhere Übertragungsbandbreiten als das angegebene $\mathfrak{F}_1$ besitzen. Neue Prototypen für optische Links sind bereits getestet worden [VAS01].

Das Problem der Kalibration der Digitalisierungsphasen (Satz 5.1) ist sicher tieferliegend. So kann es nicht nur zum Übersprechen von Signalen innerhalb eines APV-Datenblocks kommen, sondern auch zwischen denen zweier APVs (Interleave Mode). Die Datenintegrität wird — das ist auch die Erfahrung im Experiment — bei einer Fehljustierung von einigen wenigen Nanosekunden bereits bedenklich herabgesetzt. Selbst innerhalb des Toleranzbereichs für die Phase ändern sich die Matrizen nach Kalibration merklich.

Es wird daher vorgeschlagen, in den Frontend Drivern für jeden Kanal im Hintergrund eine Mittellungsfolge $\mathfrak{R}_i^N$ aus der kontinuierlichen Analogwertfolge $\text{AWF}[l]$ mit Taktindex l zu generieren:

$$\mathfrak{R}_i^N = \frac{\sum_{l=iN}^{(i+1)N} \|\text{AWF}[l] - \text{AWF}[l+1]\|}{N} . \quad (5.3)$$

$\|\dots\|$ bedeutet eine positive Norm, $\mathfrak{R}_i^N$ ist eine Folge arithmetischer Mittel dieser Norm nach jeweils N Takten. Optimal geeignet ist eine Hardware-Implementierung, um die Phasenkalibration aller APV-Chips des Trackers zu beschleunigen. Die Folge der $\mathfrak{R}_i^N$ nimmt für jeden APV und Phaseneinstellung bei gleichbleibenden Betriebsbedingungen, wie I²C-Registersatz und konstanter Triggerrate, einen ganz spezifischen Wert ein, der sich bei groß gewähltem N kaum ändert. Ein Durchlauf dieser Zahlenwerte für Verschiebungen der Phase in Schritten von einer Nanosekunde (PLL-Chip) ergibt ebenso viele Zahlenwerte für jeden APV. Der jeweils größte Wert entspricht dann der optimalen Digitalisierungsphase oder *Rauhigkeit* $\mathfrak{R}$. Diese Methode mag für den Einfach- wie auch Multiplex-Betrieb funktionieren und ist auch für die ständige Überwachung der Abtastqualität geeignet. Da keine geeigneten programmierbaren Phasenschieber zur Verfügung standen (wie in PDLU), wurde auf eine Implementierung des Algorithmus in *TAROT* verzichtet. Im Fall des Hardware-Aufbaus im Labor mit meist weniger als vier betriebenen Hybriden wird die Digitalisierungsphase sicherlich präziser über den Abgleich per Auge und Hilfestellungen der *TAROT*-Software ermittelt ($\leftrightarrow$ Kapitel 6).

Die Hardware-Einstellung zu Figur 5.4 links wurde so vorgenommen, daß die ADC-Bits einer Prozentskala entsprechen. Werte aus dem Digitalteil sowie Analogteil sollten die Bereiche von 0-10 bzw. 90-100 nur äußerst selten belegen. Der Pegel des Ruhestroms, auch als „Digitale Null“ bezeichnet, sollte in der Nähe der Mitte liegen. Somit stehen 80 % der Werte für den Analogteil zur Verfügung. Wie leicht zu sehen ist beträgt allein die Nullagenspreizung (Unruhe) des Analogteils 20 %, so daß effektiv nur 60 % des Fensters für eine Beurteilung des Analogteils zur Verfügung stehen. Es wird nun angenommen, daß unter normalen Betriebsbedingungen nur 1 % aller Detektorsignale im Analogteil größere Amplituden besitzen, d.h. daß der *dynamische Bereich* im gezeigten Fall maximal 60 % überstreicht. Der dynamische Bereich ist so für eine Abtastung mit 100 digitalen Werten *maximal angepasst*, die *intrinsische Auflösung* beträgt 6 Bit ($2^6=64$).

Es wurden daraufhin $\mathfrak{R}_N$ Trigger dazu verwendet eine genaue RMS-Noise-Matrix (s. S.43/44) aufzustellen, deren 20480 Werte im Mittel um $R = 1.0$ Einheiten schwankten. Dieser Wert entspricht gleichzeitig der mittleren Variation der Nullagen des Analogteils. Das Digitalisierungsrauschen selbst beträgt aber im Mittel immer eine halbe Einheit [LÜK95], also 0.5, und trägt daher mit $\kappa = 25$ % zum Gesamtrauschen des APV6-Systems bei ($\kappa = \frac{R-R_0}{R_0}$, $R_0=\sqrt{R^2-0.5^2}$). Diese Einstellung wurde daher nur für Repräsentationszwecke genutzt.

Aufgrund der zur Verfügung stehenden 8-Bit FADC-Karten und einer geschickten Wahl von Verstärkungsfaktoren und nachgeschalteten Dämpfungsgliedern ist der dynamische Bereich von 256 Einheiten jeweils maximal angepasst worden. Für Silizium-Detektoren ist hiermit die APV6-Auslese mit dem Rauschanteil von $\kappa = 2.1\%$ und der intrinsischen Auflösung von 7.4 Bit verbunden. Für die Arbeit an einer MSGC-Auslese mit den APVM-Chips wird ein etwa 30 % größerer dynamischer Bereich benötigt, so daß der Rauschanteil auf $\kappa = 9.1\%$ steigt, die intrinsischen Auflösung aber auf 7.0 Bit sinkt. Dies ist gerade noch akzeptabel. Der neue APV25-Typ besitzt ein um etwa 50 % kleineres Rauschen. In der in Abbildung 5.4 gezeigten Einstellung wäre das Grundrauschen $R_0 = 0.375$, $\kappa = 66.6\%$ und $R = 0.625$, das SNR-Verhältnis wäre also $\cong 1.7$ mal kleiner. Durch die zusätzliche Streuung der Werte würde sich die zur Erstellung genauer Matrizen benötigte Triggeranzahl $\mathfrak{N}_N$ vervielfachen.

In den CMS Frontend Drivern wird mit einer Granularität von 10-Bit abgetastet. Die Verstärkung des Übertragungsweges darf Toleranzen bis zu $\sim 50\%$ vom Nominalwert aufweisen, die über eine Verstärkungsregelung in den APV25 aufgefangen wird. Der analoge APV-Datenblock überstreicht in der Regel einen dynamischen Bereich von etwa 300 Einheiten, bei einer intrinsischen Auflösung von etwa acht Bit. Eine weitere Vergrößerung ist aufgrund der begrenzten Bandbreite der optischen Übertragung nicht geplant. Positionen der digitalen und analogen Nullagen dürfen sich daher in einem weiten Feld bewegen, ohne jeweils eine maximale Anpassung der dynamischen Bereiche vornehmen zu müssen. Dies minimiert den Zeitaufwand bei der Kalibration der Systeme aus 10^5 Kanälen erheblich.

5.3 Strukturierte Programmierung in VME mit TAROT

TAROT besteht nur aus sehr wenigen Dateien, von denen die Folgenden

APVSETUP.TXT	DICTIONARY.DOC	LANGUAGE.DOC	TAROT.EXE
SEQSI.TXT	TAROT.DOC	TAR_CONFIG.COM	

der Ausführung des Programms dienen, und ebenso viele der Entwicklung. Einige hervorstechende Punkte des Gesamtprogramms *TAROT* [SCH00] werden im Folgenden erläutert:

- **Sprachartige Steuerung:** Die Syntax des Programmes besteht aus kurzen sprachartigen Sätzen der Form: Verb–Objekt–Prädikate. Die Sprache ist nicht innerhalb des Programmes kodiert, sondern in einer Grammatik-Datei abgelegt und ist während des Programmablaufs modifizierbar. Eine Baumstruktur wird von den Grammatik-Regeln im Programm erzwungen. Diese Technik erfordert ein „Nachdenken über das, was man machen will, bevor man es wirklich macht“. Da diese Sprache strukturiert und voll objektorientiert ist, ist mit jedem Sprachwort der Arbeitspunkt im Programm festgelegt. Zum Beispiel: Der Befehl `SHOW APV ERROR 1` wird von einem Parser (Syntaxanalytiker) akzeptiert, falls in der Grammatik-Datei definiert, und führt im Programm zu der Routine `SHOW`, dann zu `SHOW_APV` und endet in `SHOW_APV_ERROR`, wo die Fehlerliste für APV 1 ausgegeben wird.
- **Voll interaktiv:** Das Terminal kann zu jedem Zeitpunkt die Kontrolle über die im Programm ablaufenden Prozesse übernehmen, im Sinne eines Abbruchs oder einer Abänderung der Abläufe.
- **Logbuch-Führung:** Jedes Kommando wird mit Zeitangabe mitgeschrieben, auch die Kommandos von Parallelprozessen. Ebenso wird jede Antwort der Hardware in der gleichen Datei aufgezeichnet.
- **Makroprozessor und Ausführen von Dateien:** Die Basiskommandos des Programmes, so wie sie in der Grammatik-Datei festgelegt sind, können zu sogenannten Makros zusammengefaßt werden, wobei der Name des Makros dann wieder ein ausführbares Kommando wird. Die Makros erlauben Argumentübergaben, sind rekursiv und werden asynchron ausgeführt. Dynamische Registerwerte sind legal und in den Makros abrufbar und veränderbar. Makros sind in einem Wörterbuch abgelegt, und während des Programmablaufs modifizierbar. Ebenso ist bei voller Argumentübergabe unter Benutzung der Makros die Ausführung der in einer Datei abgelegten Kommandos möglich.

- **Dynamisches Ausgabeformat:** Alle Kalibrationsergebnisse, Parameterblöcke, Datenblöcke der Hardware, usf. werden in den ausgegebenen Records festgehalten, inklusive Datum und Uhrzeit. Das Ausgabeformat ist dynamisch, engl. „Stringy Mode“. So werden beispielsweise im sogenannten „Compressed Mode“ nur solche APV-Daten ausgegeben, welche ein Streifensignal enthalten.
- **Visualisierung der Daten:** In einer Reihe von Fenstern kann man sich die APV-Daten auf den verschiedensten Stufen der Bearbeitung anschauen. Diese Fenster sind für einzelne APVs oder Hybride sowie in ihrer Auffrischungsrate ansteuerbar. Sie beziehen sich in aufsteigender Wertigkeit auf die Darstellung der APV-Rohdaten und Pipeline-Statistik, der Kalibrationsdaten, der Signalverteilungen sowie der Hybrid-spezifischen Verteilungen.
- **Kalibration:** Pedestal, Gain, RMS-Noise werden in Matrixform (Gleichung 4.1) vollautomatisch ermittelt. Hierzu genügt das Makro-Kommando `CALIBRATE APV`.
- **Hardware-Konfiguration:** In nur wenigen Dateien wird der Hardware-Aufbau angegeben, ohne daß der Code modifiziert werden muß.
- **Online-Hilfe:** Parallel zur Implementation eines Kommandos in der Grammatik-Datei wird in der Dokumentationsdatei die zugehörige, Online abrufbare Hilfestellung implementiert. Zum Beispiel: Zu dem Befehl `SHOW APV ERROR` gehören in der Dokumentationsdatei die Objektgruppen `HELP_SHOW`, `HELP_SHOW_APV` und endet in `HELP_SHOW_APV_ERROR`, wo die Beschreibung der Fehlerliste zu finden ist.
- **Vordergrund-Hintergrund Prozesse:** Die Kommandoebene des Betriebssystems ist in vollem Umfang auf der `TAROT`-Kommando-Ebene vorhanden.
- **Fehler-Logbuch:** Über alle auftretenden Fehler wird Buch geführt. Die entsprechenden Listen kann man per Kommando abrufen oder zurücksetzen.
- **„Slow Control“:** Algorithmen zur Überwachung langsam veränderlicher Größen lassen sich einfach implementieren.
- **Datenkompression:** Ein per Kommando ansteuerbarer Algorithmus – sehr ähnlich dem Algorithmus im CMS Frontend Driver – ist implementiert.
- **Terminal Hardware-Zugriff:** Jeder per Programm mögliche Hardware-Zugriff ist auch in der Form einer Kommandozeile vom Terminal her möglich. Dies gilt in vollem Umfang für die VME-Welt wie auch die CAMAC-Welt.

In Anhang B.8 sind ein paar Online-Hilfestellungen und einige Kommandos zu diesen Themen ausgeführt. Die genauere Dokumentation erstreckt sich über etwa 250 Seiten, weswegen sie hier nicht abgedruckt werden konnte.

5.4 Analyse der Daten in TARA

TARA (**T**he **A**pV **R**un **A**nalysis) ist ein komplett in *FORTRAN90* geschriebenes Programm zur sequentiellen Analyse von dynamischen Kettendateien aus *TAROT*. Es kann im vollen Umfang auf die Analyseprozeduren und Strukturen von *PAW* (**P**hysics **A**nalysis **W**orkstation) [PAW00], *MINUIT* (Funktions-Minimalisierung) [MIN00] und *HIGZ* (Graphik-Primitive) [HGZ95] zugreifen. Das Terminalprogramm besitzt einen eigenen, strukturierbaren Kommandosatz mit Online-Hilfestellung. Ein Syntaxanalysierer, engl. Parser, dient als Filter für die parameterisierten Prozeduren und steuert *direkt* die Hochebenensprachen der *CERN*-Analyse-Programme an. Das Programm wird hierdurch übersichtlich und kann durch seine logische Struktur schnell mit einem neuen Kommando aufgerüstet werden. Allerdings sind die

Strukturen im Gegensatz zu *TAROT* nicht ausgefeilt genug, um z.B. eine weitere Verdoppelung der etwa 4000 Zeilen Code zu verkraften.

Aufgrund der Kommandostruktur lassen sich ganze Analyse-Sequenzen in Standard Textfiles archivieren. In Anhang B.7 sind einige Online-Hilfestellungen sowie eine Analyse-Sequenz als Beispiel abgedruckt.

Die Graphik-Primitiven von PAW/HIGZ liefern das Werkzeug zur graphischen Darstellung der Meßwerte. Hiermit ist Online die individuelle Beschriftung und Objektierung möglich. Der unübersichtliche Weg über zahlreiche Metadateien wird vermieden. Die Funktionen von HIGZ und Optimierungsalgorithmen von MINUIT arbeiten nach dem weltweit anerkannten und getesteten *CERN*-Code (Open Source (!)).

In CMS werden zur Tracker-Kontrolle und als Datenbasis das DCS-System SCADA verwendet (Abb. 5.5 [GRA00]) – ein Graphikpaket der Industrie mit Hardware-Treibern – und zur Online- und Offline-Analyse die neue CERN-Entwicklung mit IGUANA [TAY00]. Entwicklung, Test und Dokumentation sind aktuelle Vorhaben.

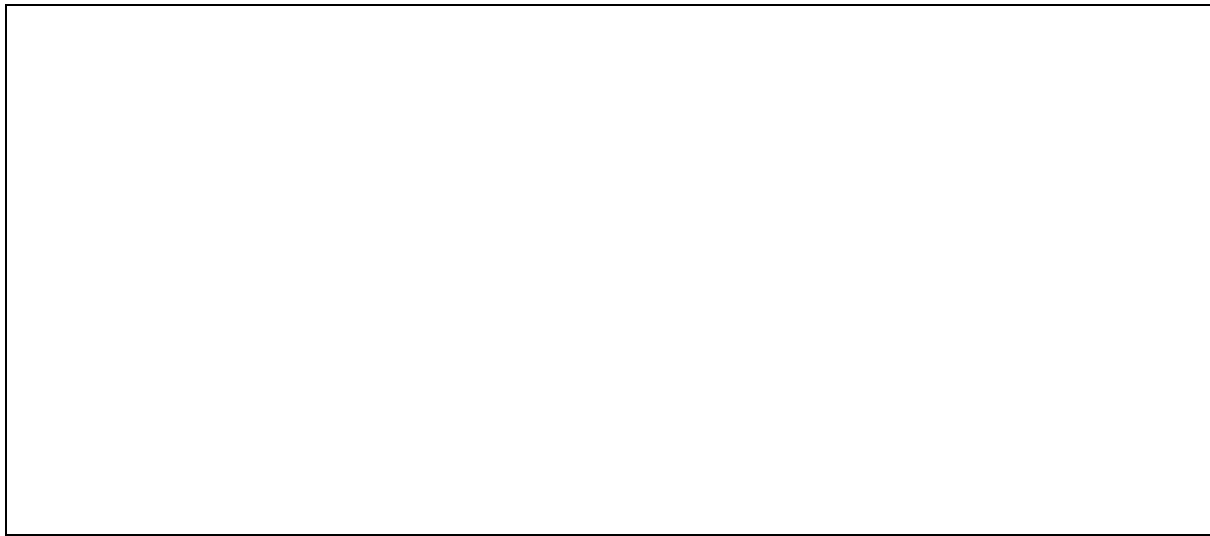


Abbildung 5.5: Graphische Benutzeroberfläche des CERN zur Kontrolle des Trackers mit SCADA [GRA00].

Kapitel 6

Bewertung der Hybridqualität

Ziel beim Aufbau eines DAQ-Systems ist die Datennahme über an die Hybride angeschlossene Sensoren. Wie bei jedem Meßgerät ist hierzu eine Kalibration erforderlich. Die verschiedenen Kalibrationsschritte werden in dem folgenden Kapitel vorgestellt. Hierbei zeigt es sich, daß die Kalibration hervorragend verwendet werden kann, um Fehler auf den Hybriden aufzudecken. Die einzelnen Schritte bestehen in der Inbetriebnahme der Hybride, Prüfung der APVs und Kalibration in Bezug auf Pedestal, Gain und RMS-Noise. Verfahren zur Vermeidung der aufgedeckten Fehler werden gezeigt.

6.1 Inbetriebnahme der Hybride

Wenn ein Auslesesystem zum Zwecke der Datennahme an neuen Komponenten oder Detektoren zum ersten mal in Betrieb genommen wird, müssen einige Dinge überprüft werden. Hierzu gehören die Vermeidung von Masseschleifen (EMV-Maßnahmen) und eine gute Abschirmung vor störenden Umgebungseinflüssen wie Lichteinfall, zu hoher Luftfeuchtigkeit oder Temperaturschwankung. Hiernach werden in einem ersten Schritt Rohdaten im Leerlaufmodus durch programmgenerierte (lokale) Trigger generiert, wobei die folgenden Einstellungen ausgeführt werden müssen¹⁾:

Die im Wellenlängen-Fenster bei 1330 nm arbeitenden 4-Kanal Laserdioden des optischen Links [JEN96] besitzen eine typische Diodenkennlinie mit exponentiellem Start, Linearitätsbereich, und einem maximalen Grenzstrom. Perugia-Karten [CHE98] setzen die unipolaren APV-Ausgangssignale in differentielle Signale auf zweiadrigen Koaxialkabeln um. Die Signale münden in einen Treiber-Chip [MOR97] mit Regelung der Nullagen für die Laserdioden²⁾. Über die schnelle I²C-Schnittstelle [MUR97] werden die Offsets so justiert, daß jede Diode in ihrem Linearbereich arbeitet.

Auf der Empfängerseite³⁾ werden die Signale in Eingänge der VME-FADCs geleitet. Ebenso werden dann die Offsets der FADCs über Kommandos angepaßt⁴⁾. Die Offsets der Analogteile der einzelnen APV-Datenblöcke müssen in eine für den dynamischen Bereich vorteilhafte Lage bewegt werden (s. Abschn.5.2). Hierzu werden per Kommando die *VADJ*-Werte der einzelnen APV-Chips eingeregelt.

¹⁾ Nur bei der ersten Inbetriebnahme bedient man sich eines hochwertigsten Speicheroszilloskops und Handmultimeters sowie der vorliegenden Schaltpläne für manuelle Abgleicharbeiten. Hiernach können die Hybride frei getauscht werden (steckbare Anschlüsse), ohne den Aufbau zu ändern.

²⁾ Hierzu wurde vom Autor eine kleine Umsetzerplatine gelötet, um nicht auf die Rauschermut und Pegeltreue der differentiellen Übertragung verzichten zu müssen (in Abänderung des Prototyp-Links [TRO01]).

³⁾ Zur Realisierung der galvanischen Trennung des Prototyp-Links wurde in einzigartiger Weise die Empfängerplatine für die Implementierung in das CAMAC-Modulsystem überführt (s.S.127). Es schließt gleichzeitig die unipolare Erdung des Empfangspegelumsetzers mit der Masse des Auslese-Schranks kurz.

⁴⁾ Eine automatische Prozedur ist ohne Kenntnis des anliegenden Offsets nicht ohne Probleme implementierbar. Die Trimmung wurde im Rahmen der maximalen Anpassung bei 8-bit Auflösung besser manuell ausgeführt.

Bei den Inspektionen helfen Histogramme (HIGZ-Graphiken), welche sich per Kommando auf die einzelnen APV Chips schalten lassen, wie in Abbildung 6.1 gezeigt. Sobald die eingebaute Mustererkennung einen APV-Datenblock erkennt, werden Digital- und Analogteil automatisch dekodiert und umformatiert ($\hookrightarrow$ Demultiplexing, Gray-Code, S.34). Die verschiedenen Histogramme werden dann gefüllt. Online wird für jeden APV eine Statistik über die entdeckten Warnungen oder Fehler bei der Mustererkennung geführt. Ein repräsentatives Beispiel aus Run 483 nach 24966 Triggern sei hier am ersten APVM von Hybrid #13 angegeben:

```
TAROT> SHOW APV ERROR 1
(TAROT)SHOW_%I:@ Start up Wed Aug 30 19:44:11 2000 now Wed Aug 30 19:56:05
APV hard error      1 seen      69 times FIND_HZERO:   Digital zero not found
APV hard error      2 seen      2 times FIND_STROBE:   No strobe found
APV hard error      6 seen      3 times FIND_STROBE:   APV error flag set
APV hard error      7 seen      1 times CHECK_END:     End position faulty
Software warning    2 seen     220 times ADD_OFFSET:    ADC value too big
Software warning    3 seen      53 times FIND_SIGNAL:   More than one signal
Software warning    4 seen    24517 times FIND_SIGNAL:   No signal found
```

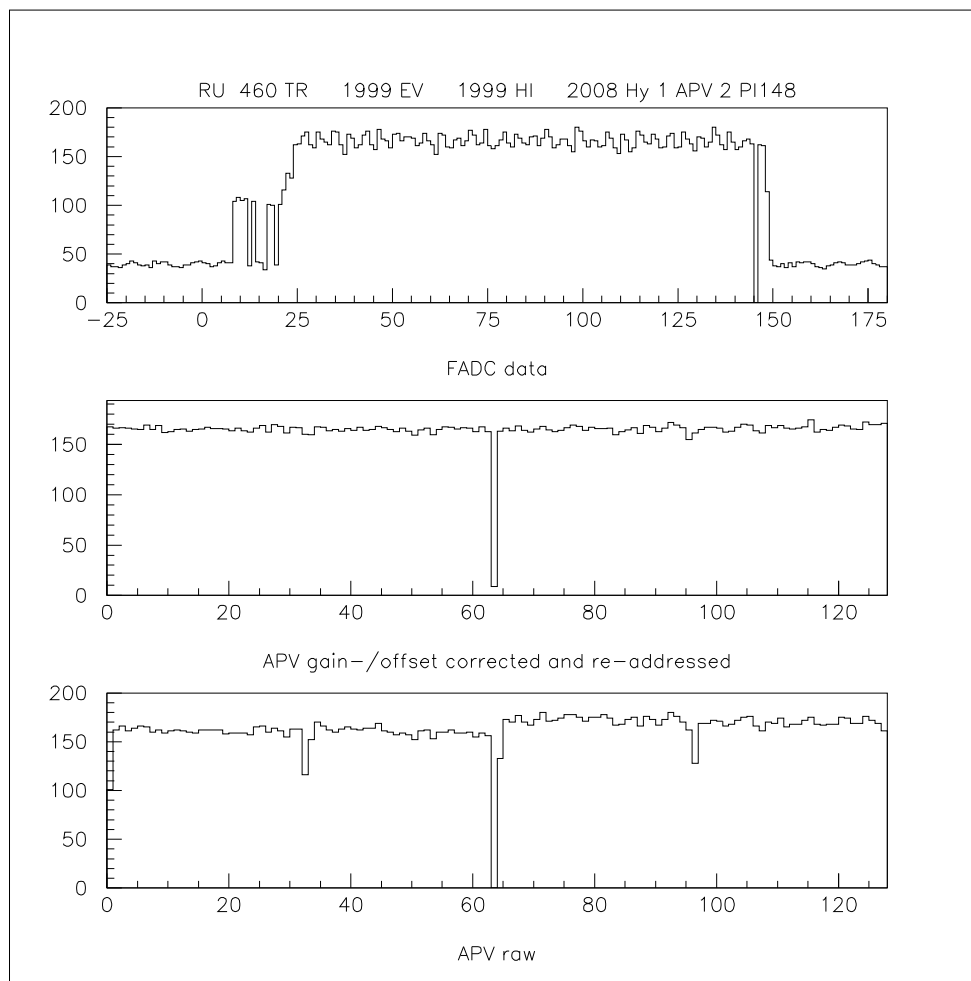


Abbildung 6.1: Die drei Grundhistogramme: Rohdaten, vollständig korrigierte oder nur sortierte Analogdaten. Gezeigt ist Run 460 des APV6 im Peak-Modus am Silizium-Streifendetektor. Die Nadel im Analogteil ist durch eine massive externe Ladungsinjektion (>20 MIPs) auf einen Streifen erzeugt worden. Aufgrund der Bepulsungs-Masseschleife kreuzelt sich die Nulllinie etwas; sie wurde für andere Messungen wieder entfernt.

Aus dieser Fall-Liste läßt sich die Nummerierung des Feldes, die Häufigkeit des Auftretens und der Prozedur-Name mit Beschreibung des Falles entnehmen. Diese Häufigkeiten hängen von der Digitalisierungsphase ab, welche nun manuell variiert werden muß (Schiebeschalter einer Delay-Box). In der Nähe des optimalen Phasenwerts sind die Zeitmarken (wie sie in Abbildung 5.4 sichtbar sind) gut von der digitalen Null rechts und links separiert ($\leftrightarrow$ Übersprechen) und gleich hoch wie der Digitalteil. Die mittlere digitale Null rechts und links vom Datenblock sollte ebenfalls etwa gleich hoch sein. Auch die dekodierte Spaltenadresse muß sich alle paar Trigger einmal geändert haben, vor allem müssen sie einer existenten Spaltenadresse entsprechen. Etwa 17 Typen solcher Auffälligkeiten werden in *TAROT* getestet.

Satz 6.1 *Es ist eines der überraschenden Ergebnisse dieses Auslesesystems, daß solche einfachen Tests mit endlichen, nicht verschwindenden Häufigkeiten ansprechen.*

Da die Ansprech-Häufigkeit der Tests von Schnitten abhängt, ist es bei der zur Verfügung stehenden Stückzahl an APV-Chips (es handelt sich außerdem um Pre-Prototypen) müßig, schon zum derzeitigen Zeitpunkt typische Ansprech-Häufigkeiten anzugeben. Wesentlich ernster ist das Urteil des Fachpersonals zu nehmen, welches nach längerer Erfahrung mit solchen Fehlerquellen *während der Serienfertigung* zu eindeutigen Urteilen über die Einsatzfähigkeit eines bestimmten Chips gelangt (Austausch des Chips). Dies ist stark davon abhängig, wie nahe die Datennahme im Test-Labor an die Bedingungen von CMS in LHC kommt. Die Erfahrungen des Fachpersonals der am Bau beteiligten Institute werden dann in einem Qualitäts-Management zusammengeführt.

Die in Abbildung 6.2 gezeigten Effekte werden durch Masseschleifen, Einstrahlungen aus verschiedenen Richtungen und weißes Grundrauschen leicht induziert, handelt es sich doch um hochempfindliche,

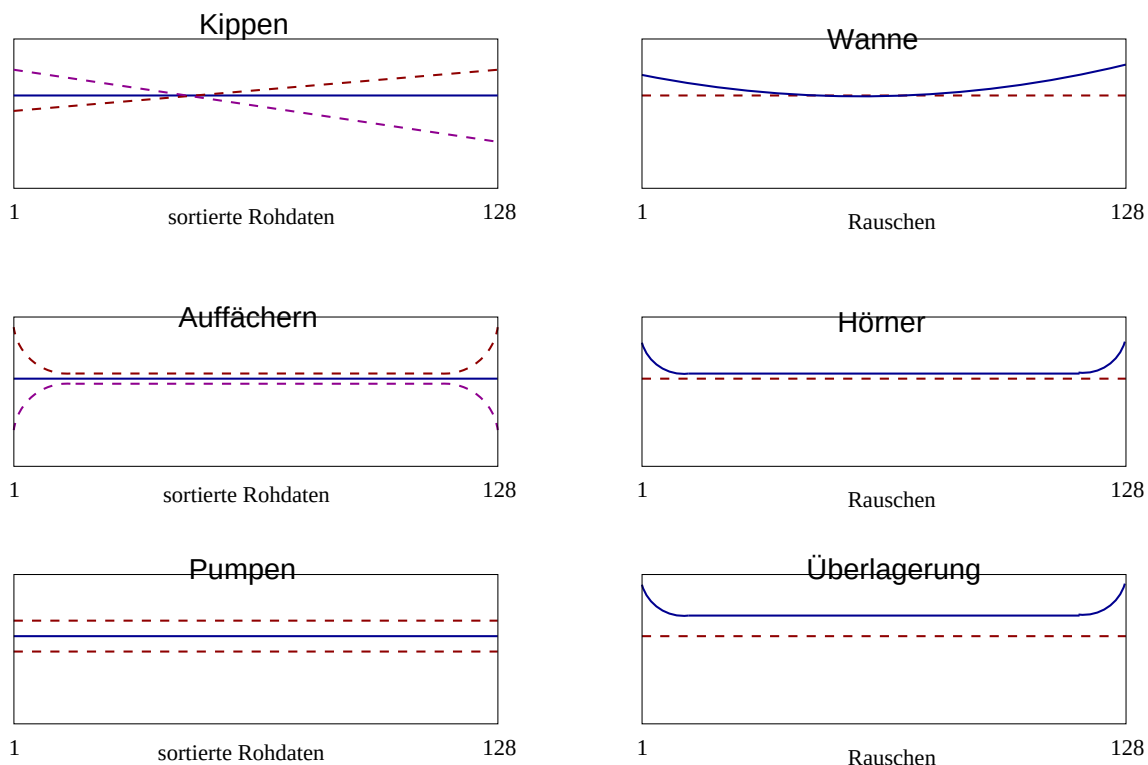


Abbildung 6.2: Mögliche Effekte der Grundlinienbewegungen der Analogteile in den APV-Datenblöcken, wie das Kippen, Auffächern und Pumpen. Sie werden über Mitnahmeeffekte der Erdung und bei äußerer Einstrahlung induziert und hängen vom elektromechanischen Aufbau ab ($\leftrightarrow$ EMV-Gegenmaßnahmen an Segmenten).

ladungsverstärkende CMOS-Chips. Die Nulllinie kann „wippen“, „kippen“, oder an den Enden elektromechanischer Übergänge „auffächern“, und erzeugt so in den konventionell errechneten Rauschverteilungen (S.43) Zusätze, in Form von „Wannen“ oder „Hörnern“. Eine ebenso wichtige Rolle spielt die Reduktion des Rauschens der mittleren Nulllage im analogen Datenblock, engl., als Common Mode (Noise) bezeichnet. Die Korrektur eines fluktuierenden Common Mode Offsets von Trigger zu Trigger, salopp als „Pumpen“ bezeichnet, ist im Datenprozessor-Konzept der Frontend Driver bereits berücksichtigt.

Der Analogteil des APV selbst besitzt zusätzlich noch eine obere und untere Grenze für die Nulllage des analogen Pegels im Verhältnis zur digitalen Null. Es lassen sich ein dynamischer Linearitätsbereich und maximaler Aussteuerbereich angeben [FRE97][APV00]. Demnach sinkt die beobachtete Nullagen-Rauhigkeit bei einer Lage unterhalb der digitalen Nulllage: Wenn die Baseline an ihre untere Grenze stößt, wird sie glatter. Dies ist auch bei einer Verschiebung des Common Modes nach oben der Fall (mehr als 150 % des digitalen Einser-Pegels). Messungen mit solchen Einstellungen werden falsch, denn sie haben zur Folge, daß jeder Streifen erst bei einer spezifischen Minimalladung sensitiv wird

Die unipolare „Linearitätskurve“, welche mit der Injektion einer variablen Testladung aufgestellt wurde, ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Um die im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Effekte zu vermeiden, sollten sich Signal und Common Mode wie hier im linearen Bereich bewegen.

Je nach Größe und Ausbreitung werden viele diese Effekte oft übersehen. Manche lassen sich beheben oder werden sogar zum Ärgernis. Aus diesem Grunde wurden die Effekte hier erneut beschrieben. Offen bleibt die Frage, wie sich diese Effekte und eine L1-Triggerrate bei größeren Tracker-Segmenten auswirken, oder wie die hierzu entgegengerichteten EMV-Maßnahmen beschaffen sein müssen [HER00].

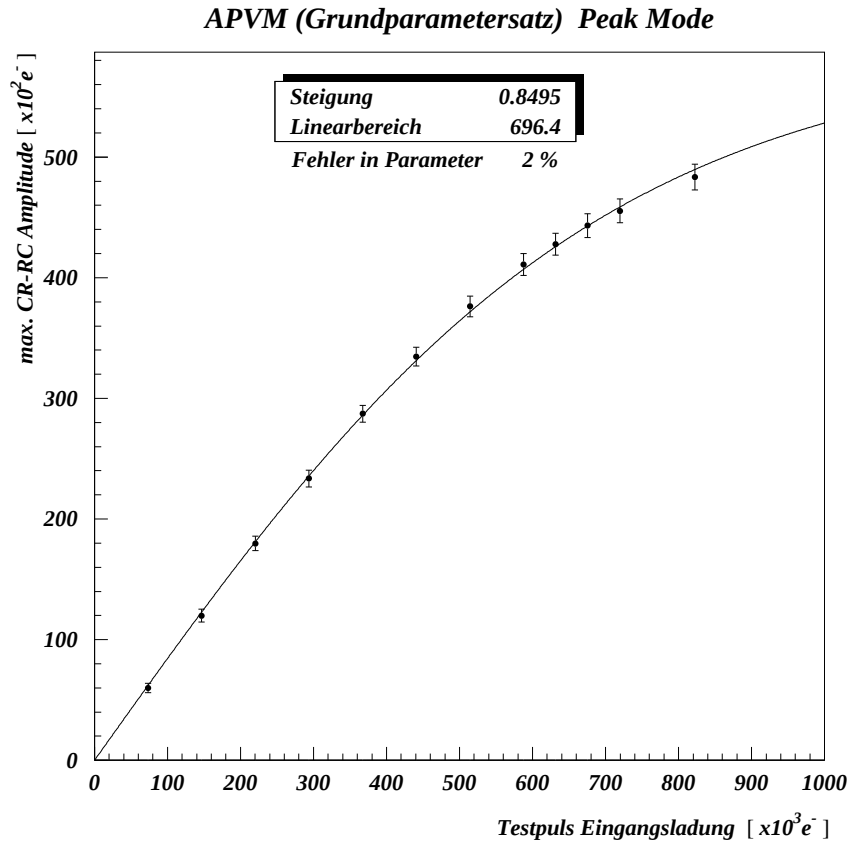


Abbildung 6.3: Linearitätskurve am APVM, erzeugt über die Amplitudenmessung einer variablen Testpuls-Eingangsladung [PET97], Anhang B.6, und im Scheitelpunkt der CR-RC-Impulsverteilung gemessen.

6.2 Der APV-Prüfbericht

Insgesamt wurden mit dem VME-System acht Hybride getestet. Von diesen waren zwei Hybride mit 3 bzw. 4 APV6-Chips bestückt, weitere sechs mit jeweils 4 APVM-Chips. Von den 31 Chips waren 2 von 7 APV6 und 6 von 24 APVM unbrauchbar. Sie hatten Slow-Control-Fehler oder Synchronisations-Probleme.

Ein typischer Prüfbericht aus dem CMS-Tracker Laboratorium des CERN ist in Tabelle 6.1 zu sehen [HAM98]. Slow-Control-Fehler sind in den Punkten 2, 3, 6, 7, 11 zu finden, wobei die Test-Codes immer dann gesetzt werden, wenn mindestens einmal der Fehler aufgetreten ist. In *TAROT* werden Fehler durch die Routine `BOOT_APV_%W` festgestellt, welche ein automatisches Zurücklesen der gesendeten Werte, engl. Read-Back-Compare, ausführt, und eine Fehlermeldung der Form:

`BOOT_APV_%W: Xfer Error APV 2 send >0001 got >00FF register >0054`

ausgibt. Bei mehr als 15 Registern pro APV können gleiche Fehler wiederholt auftreten, beispielsweise verursacht durch ein unbewegliches Bit. Insgesamt vier APV-Chips wiesen Slow-Control-Fehler auf, weswegen sich wohl erst aus der Arbeit mit sehr viel mehr APV-Chips die Kategorisierung nach Tabelle 6.1 ergeben haben muß. Es wäre sehr einfach, eine solche Tabelle aus *TAROT* zu extrahieren.

Punkte 8, 17 und 18 sind z.B. Ursache für Synchronisationsprobleme. Der Analogteil wies hiernach Verzerrungen auf oder die Baseline überschritt den erlaubten dynamischen Bereich. Solche APVs werden oft nach einer 101-Reset-Sequenz nur kurzzeitig betrieben (~ 300 Trigger $\leftrightarrow$ Beamtest-Betrieb). Andere bleiben auch sofort „stehen“. Dies weist auf das schwimmende Verstärker/Trimm-Konzept des APV6/M hin. Eine Schaltung im APV25 namens „Baseline-Restoration-Circuit“ wird die Wahrscheinlichkeit dieses Problems verkleinern, da das „Aufschwimmen“ des Chips auch die digitalen Logikfunktionen beeinträchtigt. Auch diese Punkte werden in *TAROT* erfaßt. Der Verzicht auf eine interne oder externe Referenz für die Trimmeinrichtung der Auslesechips ist endgültig. Ausgenommen der Fehlercodes 12 und 15 führen alle anderen Punkte zur Aussortierung des Chips für CMS.

IC's	1.	No probe contact
TEST CODES	2.	I2C write error
	3.	I2C read error
	4.	No output enable
	5.	No analogue output
	6.	Stuck bit in I2C register
	7.	I2C read write compare
	8.	Bad currents
	9.	Failed some addresses
	10.	Failed all addresses
	11.	Can't set VADJ
	12.	Some bad pedestals
	13.	Excess bad pedestals
	14.	Noisy analogue output
	15.	Some bad cells
	16.	Channels low calibrate pulse
	17.	Some bad pipeline addresses
	18.	Failed all pipeline addresses

Tabelle 6.1: Ein typischer APV6/M-Prüfbericht des CERN, siehe Referenz [HAM98]

6.3 Die Kalibrationsmatrizen des APV

Nach Aufstellung des APV-Prüfberichts muß jeder Chip kalibriert werden, bevor Meßreihen aufgenommen werden können. Im Folgenden werden einige Pedestal-, RMS-Noise und Gain-Matrizen der lauffähigen APV-Chips vorgestellt. Zusammen mit der Triggerbox in VME war geplant, unter L1-Triggerrate zu kalibrieren. Dies hätte zusätzliche Fehler ausgeschlossen, welche sonst erst im CMS-Betrieb erkennbar werden. Es wurde mit einer lokalen Triggerrate von 1 kHz kalibriert, bei optimal eingestellter Digitalisierungsphase.

Zunächst wird auf die Pedestal Matrizen in den Abbildungen 6.4/6.5 eingegangen. Diese sind unter den folgenden Bedingungen genommen worden, wie der Auszug aus dem parallel geführten Logbuch zeigt:

```
RU#|MX-#|DES|MO|P/D|L/G|LAT|DEL| U_b|I_b|DTJ| SIG| LIN|POL|PS|DAT|COM|LOG-# |
311 4m 51 D D G 17 12 202 350 1.5 2.5 11.0 +1 Y Y Y R308-314
```

Mit der in Tabelle 6.2 gegebenen Erklärungen existiert damit eine komplette Beschreibung der jeweiligen Datennahme. Insbesondere sind alle weiteren Parameter des Systems in den entsprechenden Ketten-dateien von *TAROT* abgelegt worden, und lassen sich in *TARA* wieder extrahieren:

```
$COMMAND: display apv
APV_NUMBER : 1 HYBRID_NUMBER : 1
APV Hyb type I2C addr FADC VME chan stat offs pre post head
1 1 2 >007CFF00 0 1 >00060000 1 13 2700 25 180 34
MODE LATE IPRE ISHA IPSP ISFB VPRE VSHA VADJ VCAS CLVL CSKW CDRV IREF VCMP
5 17 111 88 84 43 150 0 116 0 150 0 0 0 0
APV address list:
2 4 64 66 68 70 72 74 76 78 80 82 84 0 0
```

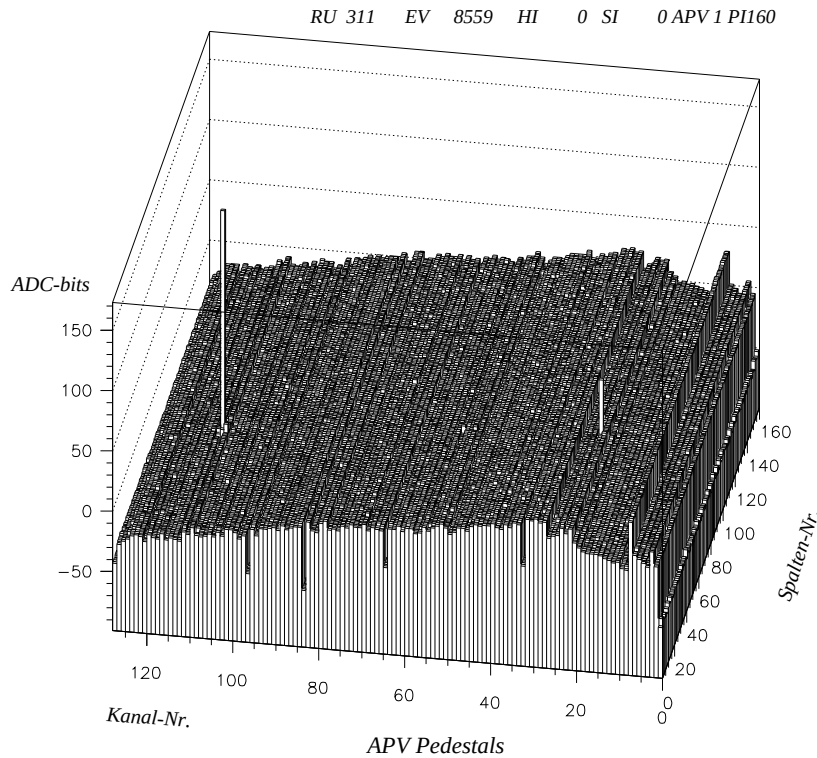


Abbildung 6.4: APV6 Pedestal-Matrix des Silicon Barrel Module, nummeriert APV1.

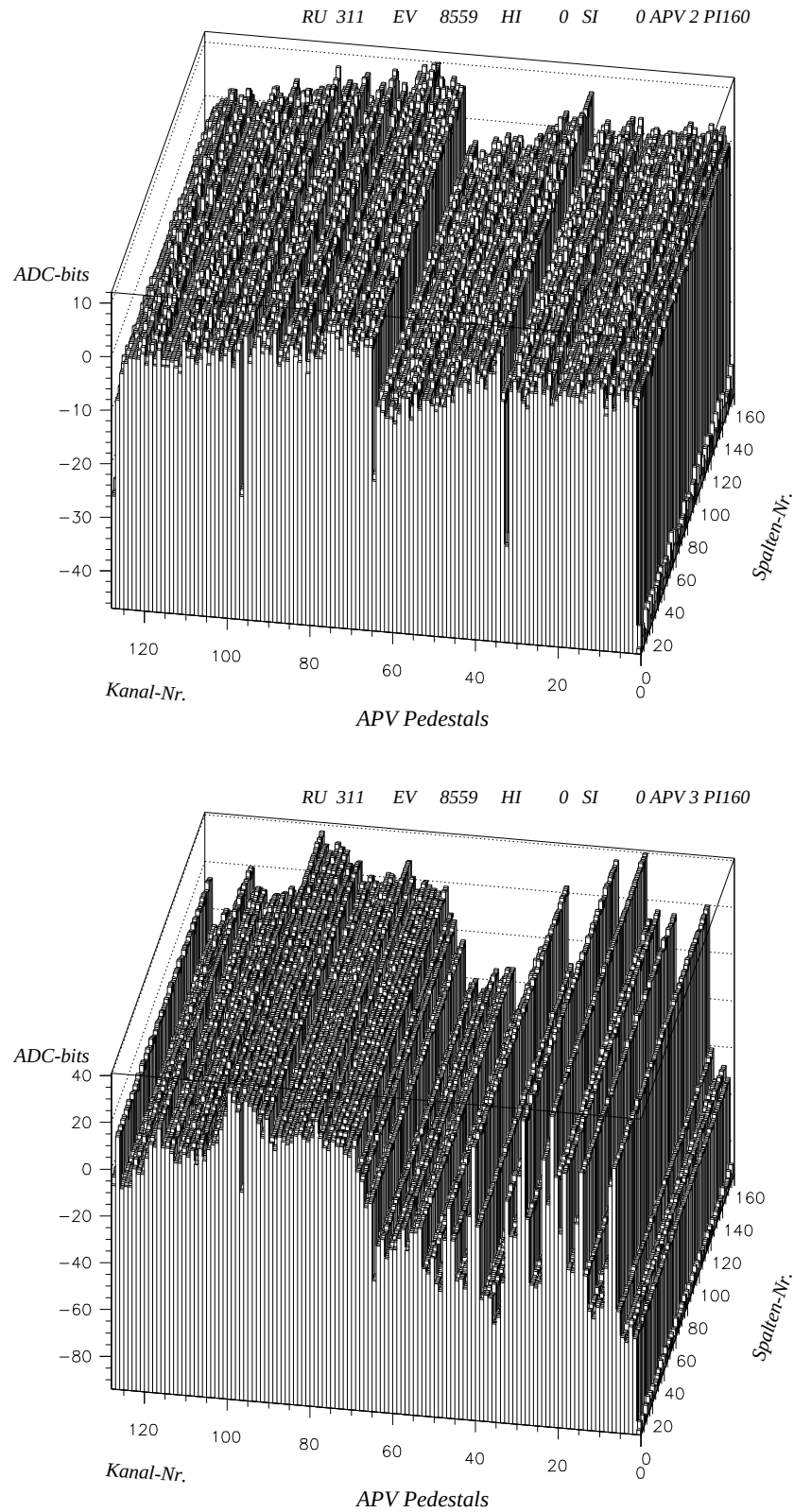


Abbildung 6.5: APV6 Pedestal-Matrizen des Silicon Barrel Module, nummeriert APV2 und APV3.

RU#	Nummer der <i>TAROT</i> -Kettendatei, z.B.: APV.DATA.00311
MX-#	Bedingung für das Ende einer Datenaufnahme. Es bedeuten: 4m – vier Minuten, 1M – eine Million Trigger, 2k4 – 2400 Trigger
DES	Nummerierter Abschnitt am Anfang des Logbuchs, in der zusätzliche Information zu finden ist
MO	Run-Modus: T – lokaler Test, D – Datennahme mit Quelle, C – Kompressionsmodus mit Quelle
P/D	P – APVs in Peak Mode, D – im Deconvolution Mode
L/G	Triggerquelle: L – Lokal, G – Global
LAT	Eingestellte Latency
DEL	Manuelles „Fein“-Delay (1–32 ns, hier: 12.0 ns)
U.b	Spannungsparameter: b – Bias (hier: 202 V), c – Kathode, etc.
Lb	Stromparameter (hier 350 nA)
DTJ	Eingestellter Jitter (hier: 1.5 ns)
SIG	In <i>TAROT</i> eingestellter Sigma-Schnitt: k_σ (S.92)
LIN	In <i>TAROT</i> eingestellter Pulshöhenschnitt: k_{lin} (S.92)
POL	Die Signalpolarität relativ zur Nullage (-1/0/+1)
PS	Y/N – Postscript-Datei der Histogramme existiert/nicht
DAT	Y/N – ASCII-Datei der Histogramme existiert/nicht
COM	Y/N – Kommando-Datei existiert/nicht
LOG-#	<i>TAROT</i> -Log-Datei für angegebene RU# vorhanden

Tabelle 6.2: Erläuterung der Abkürzungen im parallel geführten Logbuch.

In *TAROT* werden alle per Software konfigurierbaren Systemparameter in den Ausgabedateien mitgeschrieben. Bedingt durch fehlende Hardware-Anschlüsse werden *manuelle* Tätigkeiten erzwungen. Hierbei handelt es sich um die Einstellung der Delays (keine PDLU), der Hochspannungen und Ströme (keine DCVU), und im Falle der MSGC um die Gassystem-Überwachung. Diese fehlenden Hardware-Verbindungen führen zu dem parallelen Logbuch!

In den Abbildungen 6.4 und 6.5 werden die Pedestal-Matrizen des Silicon Barrel Module gezeigt. Die 128 Vorverstärker der APV6/M sind auf dem Chip in Blöcken à 32 Auslesestreifen zusammengefaßt. Die Nullage eines Blocks kann sich zum Nachbarblock hin verändern, wie dies hier auch deutlich erkennbar ist. In manchen Fällen, wie in Figur 6.4, werden einzelne Zellen (hier nur zwei) durch ihre stark abweichenden Pedestals auffällig. Allerdings gibt es auch Fälle mit abweichenden Zell-Pedestals, die in den Gain- oder RMS-Noise-Matrizen nicht auffallen (dies war z.B. für zwei Zellen bei APVM Nr.3 von Hybrid 178 [HAM98] der Fall).

In Figur 6.5, APV6–Nr.3, erkennt man rechts eine starke Abhängigkeit von der Streifennummer („Kanäle 0–60“). Eine in der Streifenprojektion rauhe Pedestal-Matrix ist keine Anzeige für einen Defekt, da dieser APV6 sich sonst normal verhalten hat. Bei den MSGCs können Kriechströme abweichende Pedestals ganzer Kanäle verursachen. Dies ist bei Silizium-Streifendetektoren aufgrund der AC-Entkopplung ausgeschlossen.

Einzelne defekte Streifen, Spalten oder Gruppen von Zellen sind nicht vollständig durch die Pedestals nachzuweisen, da diese einen arithmetischen Mittelwert darstellen.

Satz 6.2 *Die Pedestal-Matrizen allein geben nur einen Hinweis auf mögliche Defekte in Zellen oder Zell-Gruppen, sind aber kein vollständiges Kriterium für Defektstellen.*

Abbildung 6.6 zeigt die sehr gleichmäßige RMS-Noise-Matrix für das gesamte Hybrid des Silicon Barrel Module (Pedestals in Abbildung 6.4/6.5 gezeigt). Die beiden auffälligen Zellen der ersten Pedestal-Matrix rauschen ebenfalls stark. Ebenso rauschen Kanal 1 und 395–396 stark. An der Wafer-Kante (Kanal 1) beschränkt sich aufgrund der benachbarten „Guard-Ring-Struktur“ das Rauschens auf diesen Streifen. Auf der nicht durch Guard-Ringe geschützten Wafer-Mitte erstreckt sich das Rauschen höher über mehrere

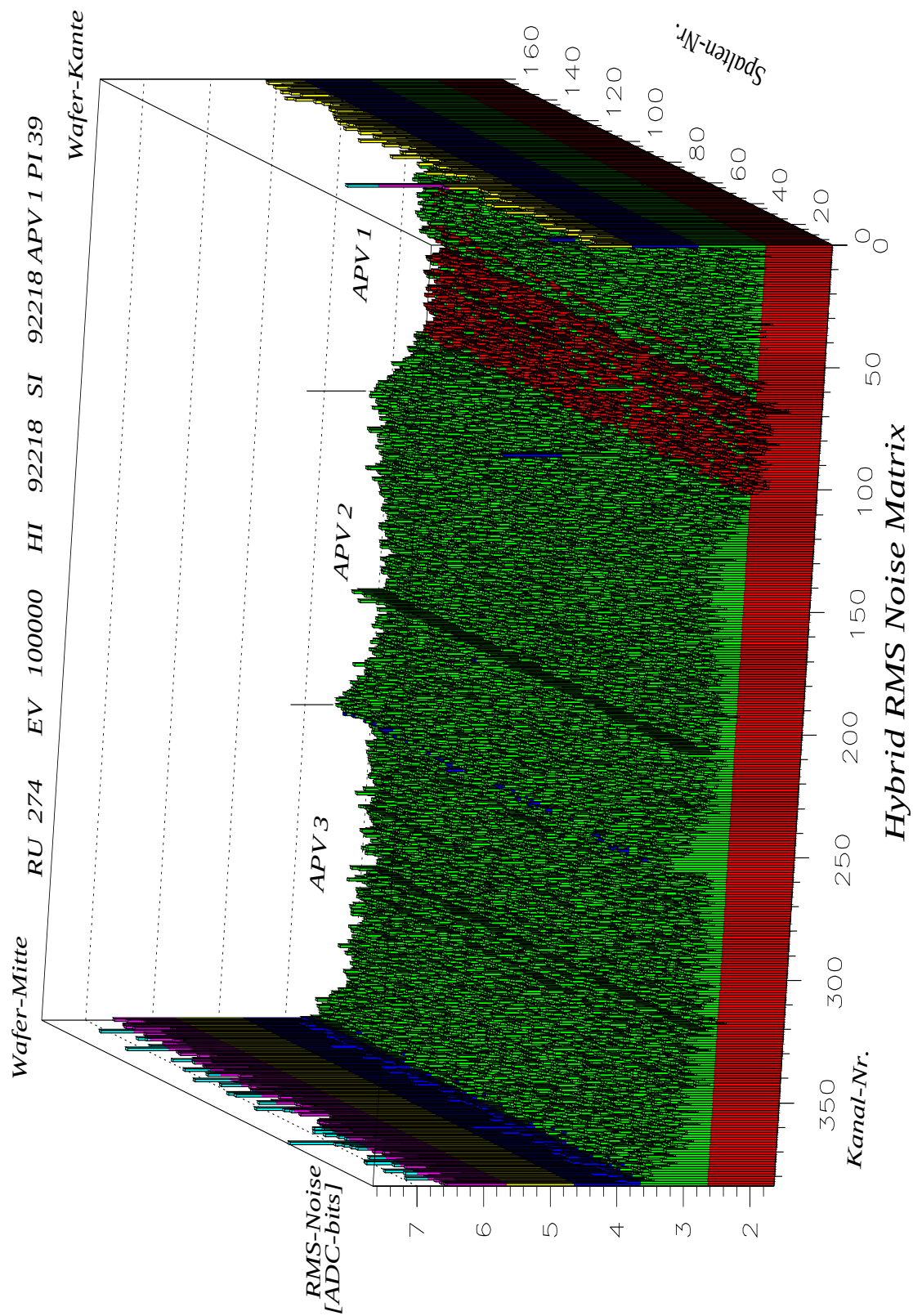


Abbildung 6.6: Zusammengefaßte RMS-Noise-Matrix der drei APV6 des Silicon Barrel Module, Run 274.

Streifen. Es empfiehlt sich, solche Streifen bei der Spurrekonstruktion zu ignorieren. Weiterhin sind die Randbereiche der APVs (Pitch-Adapter) gut erkennbar. Ebenso lassen sich einige Riefen und Kämme und eine rauscharme Mulde erkennen.

Ganze Gebietsausfälle sind ebenfalls möglich, wie Abbildung 6.7 beweist. Circa 25 % der lauffähigen Chips besitzen Zellfehler in Form von erhöhtem Zellrauschen. Repräsentative Beispiele sind in Abbildung 6.9 zu sehen, wobei in der unteren Figur eine falsche Digitalisierungsphase hinzukommt, welche ein starkes Übersprechen induziert (S.50). Etwa 65 % dieser Zellen zeichnen sich nicht in den Pedestals ab.

Satz 6.3 *Mit RMS-Noise-Matrizen läßt sich ein Großteil der defekten Zellen, Streifen oder Spalten eines Pipeline-Chips finden. Zusätzlich geben RMS-Noise-Matrizen Hinweise auf die elektromechanischen und intrinsischen Rauschquellen von Chips, Hybriden, Modulen und Segmenten.*

Aus der Linearitätskurve, Abb.6.3, erkennt man, daß bis zu einer Testpuls-Eingangsladungen von 220.000 Elektronen die Steigung konstant ist. Dies wird im Folgenden benutzt, um mit dem internen Kalibrationssystem des APV mit einer Testpuls-Amplitude die Gain-Matrix im Linearbereich aufzustellen.

Hierzu wird der APV-Chip in den Kalibrationsmodus gesetzt (Sequencer-110-Sequenz). Die Kalibration wird im Scheitelpunkt des Pulses (APV-Register: CSKW, LATE) durchgeführt (APV-Register CLVL in Linearbereich). Von den 8 Gruppen à 16-Streifen wird sequentiell immer nur eine Gruppe nach der anderen durchgewählt (APV-Register: CDRV). Andernfalls gerät die Baseline in den zur Impulsrichtung entgegengerichteten nichtlinearen Bereich, oder die Chip-Masse bleibt nicht mehr stabil. Abbildung 6.8 zeigt die Momentaufnahme einer solchen Gain-Kalibration. Der interne Kalibrationsgenerator des APV bepulst nur jede 16-te Pipeline-Zeile, wodurch die gezeigte Anordnung in „Blöcken“ über die Multiplexer-Gleichung 3.21 entsteht. Man erkennt den angewählten, dritten Block. Das untere „Cluster-Fenster“

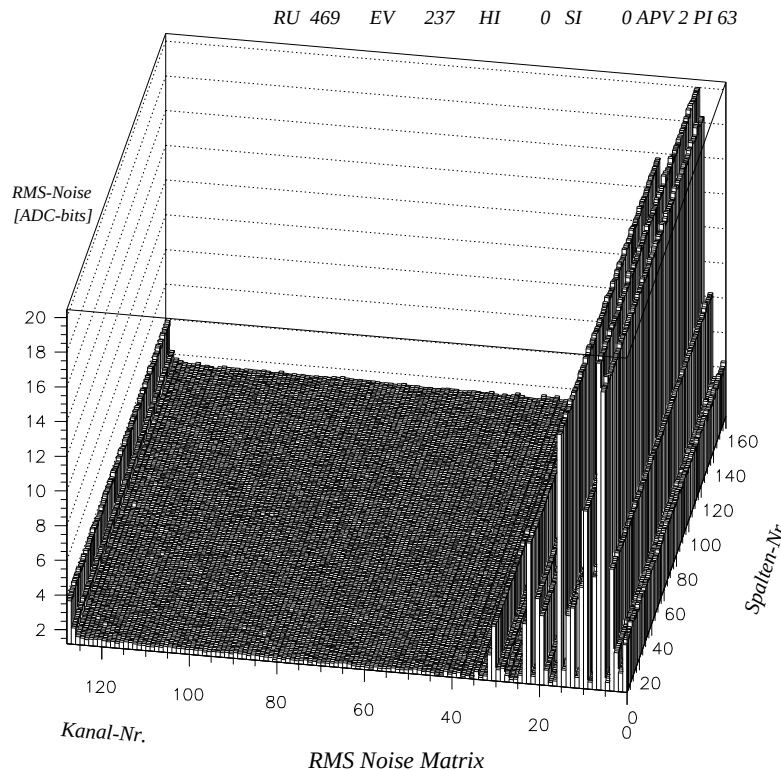


Abbildung 6.7: RMS-Noise Matrix eines APVM mit stark geschädigtem Kanalbereich.

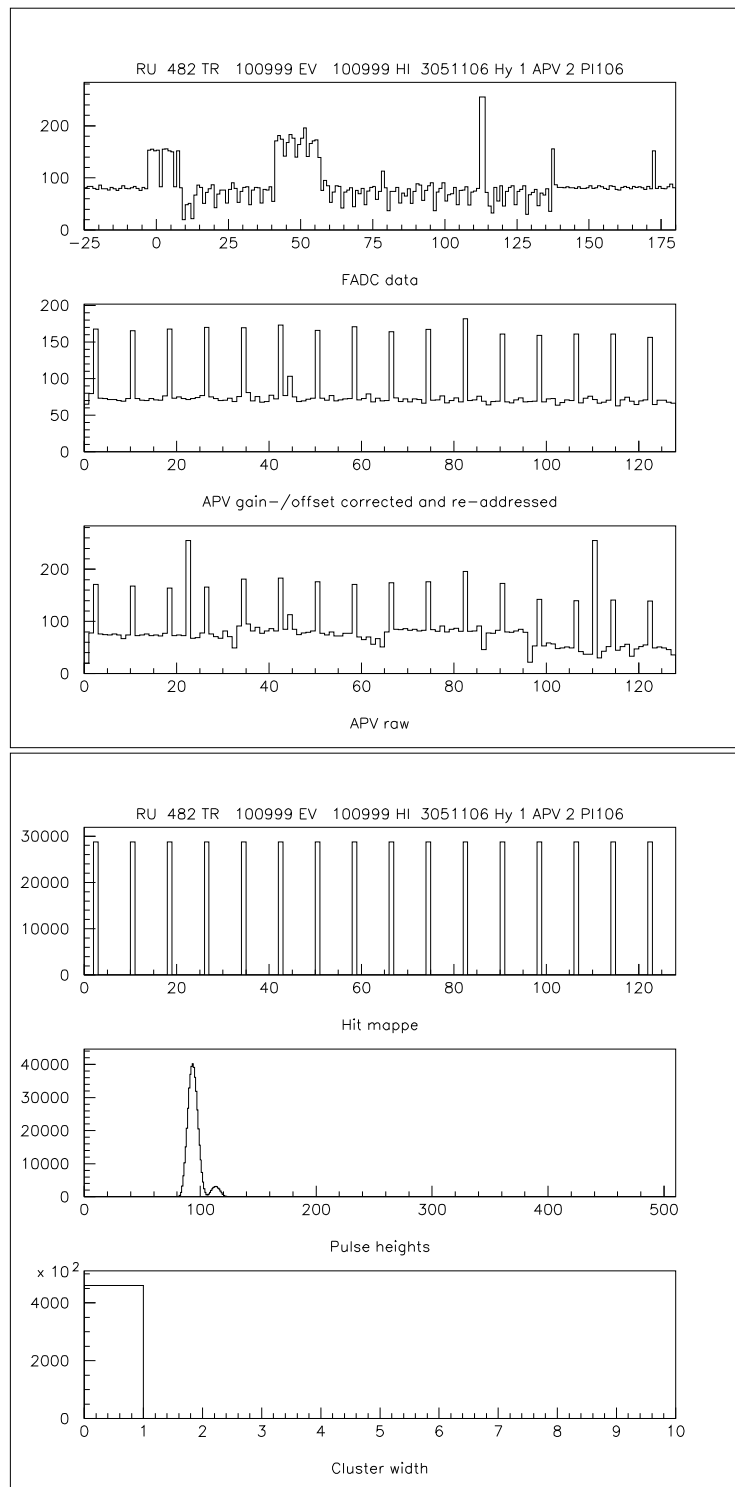


Abbildung 6.8: Momentaufnahme von zwei HIGZ-Fenstern während der Kalibration eines APV6-Chips, wobei hier ein APV mit rauher Pedestal-Matrix ausgewählt wurde. Das obere Fenster entspricht dem Hauptfenster aus Abb.6.1; im unteren, ebenso APV-spezifischen „Cluster-Fenster“ werden die Treffer-Mappe, Amplitudenhistogramm und die Pulsbreitenverteilung angezeigt (Kontrolle).

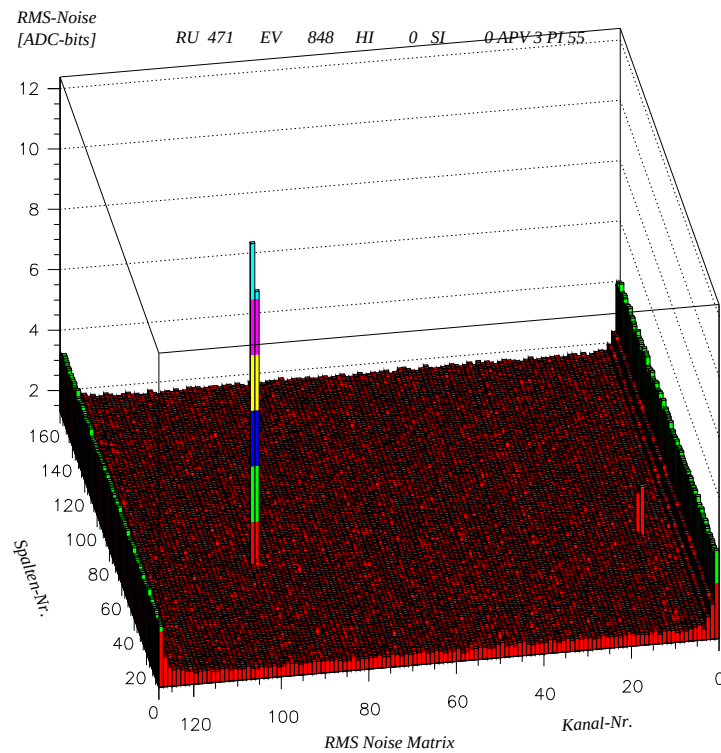
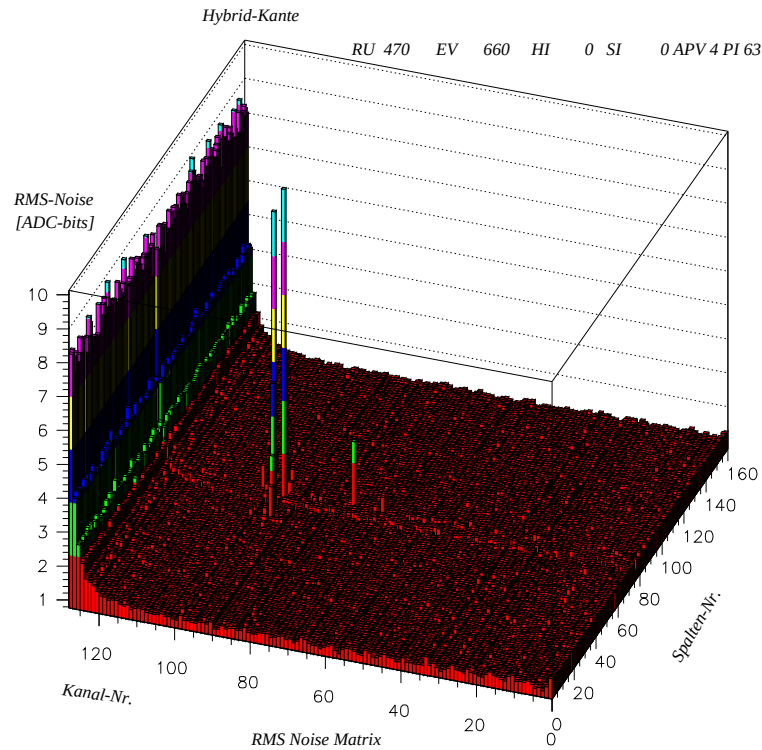


Abbildung 6.9: RMS-Noise-Matrizen von APVM-Hybriden ohne angeschlossenen Detektor, oben: Chip an der Hybridkante mit stark rauschendem Zellhaufen (Cluster) und, schlecht erkennbar, einer tauben Spalte, unten: Chip, innenliegend, mit zwei stark rauschenden Zellen bei nicht optimaler Digitalisierungsphase.

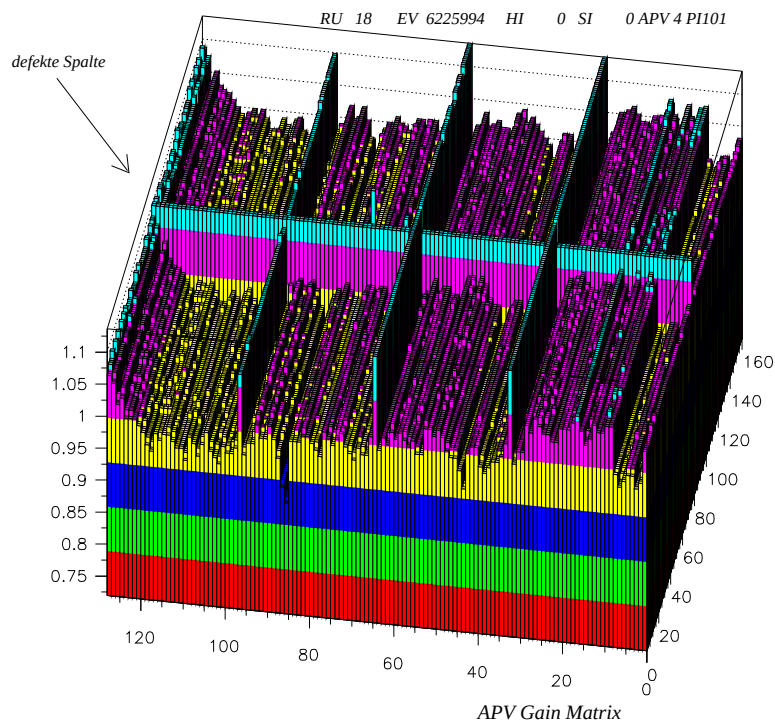
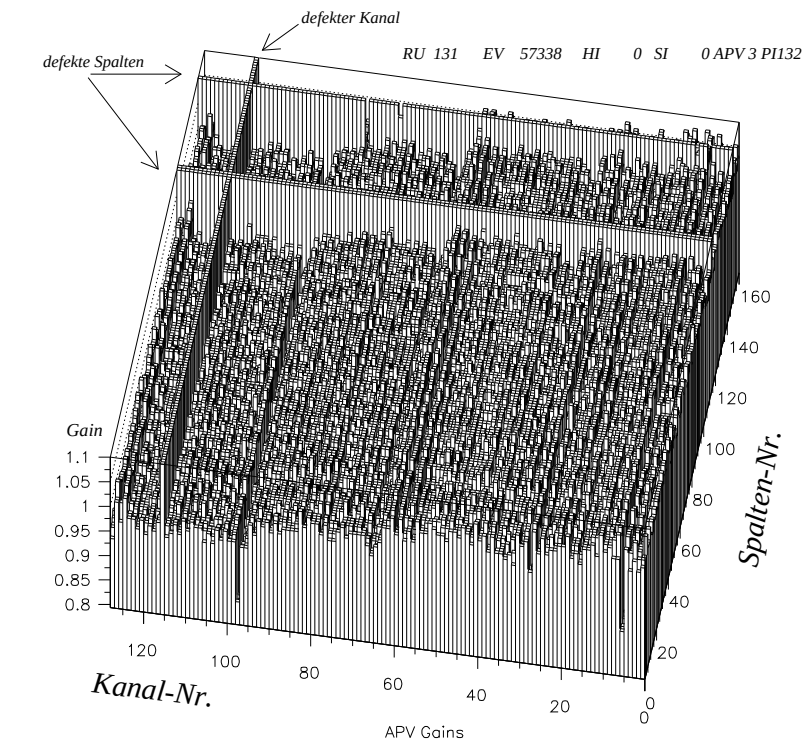


Abbildung 6.10: Gain-Matrizen (auf Eins normiert) eines APV6 (nicht reziprok⁵⁾) und eines APVM (reziprok), unten. Der besseren Übersicht wegen wurden über- und unterempfindliche Zellen auf den Wert 1.1 gesetzt.

gibt (Online!) notwendige Informationen zur qualitativen Kontrolle während der Gain-Kalibration: Die Anzahl erkannter Treffer ist in allen 16 Streifen gleich. Die Anzahl nebeneinanderliegender Pulssignale, engl. Cluster Width, ist immer Eins (k_{lin} ist auf 50 gesetzt, s.S.92). Kanal 83 erzeugt eine etwas höher gelegene, ebenfalls gaußförmige Pulshöhenverteilung, engl. Pulse Height Distribution.

Satz 6.4 *Die Streuung der APV-internen, streifenweisen Testpulsladung entscheidet zusammen mit dem korrespondierenden Gain- und RMS-Noise-Wert, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Kanal über- oder unterempfindlich ist. Je größer die Abweichung, desto sicherer ist der Defekt des Kanals nachgewiesen.*

In der Praxis wurde dies durch geeignete Schnitte realisiert: *Unterempfindliche bzw. überempfindliche Zellen*, welche sich bei der Aufsummation und anschließender Normierung nach $\mathfrak{N}_{PG}$ Triggern bemerkbar machen, werden von *TAROT* als defekt eingestuft. Da typische Streuungen für die APV6/M-Chips nicht bekannt waren, wurden diese Schnitte mit 0.8 für unterempfindliche und 1.3 für überempfindliche Zellen großzügig angesetzt. Dies hat sich in der Praxis als eine sehr leistungsfähige Methode zur Aufdeckung von Defekten erwiesen⁵⁾. Beispiele sind in der Abbildung 6.10 zu sehen, wobei defekte Zellen zur besseren Visualisierung auf 1.1 gesetzt wurden. In der oberen Matrix erkennt man drei defekte Spalten und einen defekten Kanal. In der unteren Matrix sind die drei Streifenkämme sowie die zwei Zellen hinter der als defekt eingestuften Spalte nicht unter die Schnittbedingungen gefallen. Die beiden Zellen zeigen jedoch hohes Rauschen. Gain-Matrizen mit starken Abweichungen sind *häufig* entdeckt worden, waren aber in ihren Pedestal- bzw. RMS-Noise-Matrizen unauffällig. Solche Über- bzw. Unterempfindlichkeiten lassen sich oft in den Treffer- und SNR-Verteilungen während der Datennahme bestätigen.

Satz 6.5 *Genaue Pipeline-Matrizen sind ein leistungsfähiges Mittel zur Beurteilung der Qualität von Pipeline-Chips, Hybriden und Modulen. Zu ihrer Erstellung gehört die hier beschriebene Sorgfaltspflicht bei der Auswahl des dynamischen Bereichs, der Digitalisierungsphase und -Auflösung sowie einer minimalen Triggerrate und Statistik. Auch bei kompletter Dejustierung der Hardware lassen sich mit den bisher angegebenen Kriterien die Kalibrationsmatrizen selbst nach Monaten wieder reproduzieren. Matrixfähige DAQ-Systeme mit programmierbaren, reproduzierbaren Phasensystemen können die zentrale Datenbank in CMS mit diesen Größen leicht füllen.*

6.4 Defekt-Zellen-Matrix und Datennahme

TAROT hat am Ende einer vollen Kalibration, nach Eingabe des Befehls „**CAL AP**“⁶⁾ in kurzer Zeit alle Matrizen⁷⁾ aufgestellt. Am Ende der Kalibration erzeugt das Programm automatisch die APV-spezifischen Defekt-Zellen-Matrizen. Sie sind vom Typ Byte (**INTEGER*1**) und Bit-maskiert. Eine Pedestal-Zelle wird als defekt deklariert, falls sie zu häufig an die Grenzen des ADC-Wandlerbereichs anstößt (Bit: 0), eine RMS-Noise-Zelle, falls sie mehr als 25 % vom rekursiv berechneten Mittelwert abweicht (Bit: 2). Gain-Zell-Defekte wurden im letzten Abschnitt charakterisiert (Bit: 1). Auf Anfrage läßt sich eine Statistik ausgeben:

```

@2> SHOW APV DEAD_CELL SUMMARY
(TAROT)SHOW_%I:0 Start up Wed Aug 30 19:44:11 2000 now Wed Aug 30 19:53:33
APV  1 :   166 offset,   743 gain,   886 noise,   1352 total dead cells
APV  2 :     0 offset,   320 gain,  2871 noise,   2987 total dead cells
APV  3 :     0 offset,   160 gain,  1086 noise,   1169 total dead cells

```

⁵⁾ Häufig werden die Elemente der Gain-Matrizen auch reziprok angegeben. Letztendlich hängt die Notierung davon ab, ob man bei der Gain-Korrektur multipliziert oder dividiert. Auf eine Gain-Korrektur wurde aber verzichtet, da die Streuung nicht bekannt war.

⁶⁾ Der Parser läßt beliebige, eindeutige Abkürzungen innerhalb des grammatikalischen Wortschatzes zu („Ambiguity Resolving“ wie in VMS anstatt „Command Completion“ wie in Unix).

⁷⁾ Die „Speicherallokation“ erfolgt z.B. mit: **REAL APV_N_BUFF (APV_OUT_READ,APV_DAT_SIZE,APV_COL_SIZE)**

Eine genauere Aufschlüsselung ist per Kommando möglich. Es ist im Fall dieser drei APVM ersichtlich, daß einige Zahlenwerte teilweise erheblich vom Vielfachen der Speichertiefe abweichen. Dies war bei fast allen der 31 getesteten APVs der Fall. Nur zwei Chips, ein APV6 und ein APVM, waren bis auf die Kanten rauschfrei. Drei der sieben APV6 und zwölf der 24 APVM waren in einem „guten Zustand“ für CMS. Sie hatten nur Streifenfehler, auf die im bisherigen Frontend Driver Konzept korrigiert wird.

Es ist einem einzelnen, wirklich hervorragend rauschenden APVM-Chip zu verdanken, daß die bisher geschilderten Erfahrungen gemacht wurden (Abbildung 6.11, logarithmische Darstellung (!)). Ende 1998 war er der mittlere von drei APVM-Chips, die an der ersten, in Eigenbau (!) angefertigten Prototyp-MSGC betrieben wurden. Bei kleiner Trigger-Rate im Labor mit einer Fe^{55} -Quelle führte die im zeitlichen Mittel unauffällige Defektzellen-Häufigkeit zu erheblichen Verwirrungen. Eifrig ist an immer neuen „Online-Tools“ für einen immer perfekter werdenden Signalprozessor, engl. Signal-Finder, experimentiert worden. Anhand dieser Studien wurde klar: das Rauschen aus diesen Zellen ist von sprunghafter, nicht-gaussisch verteilter Natur — der errechnete RMS-Wert demnach nur ein Hinweis für einen tieferliegenden Defekt.

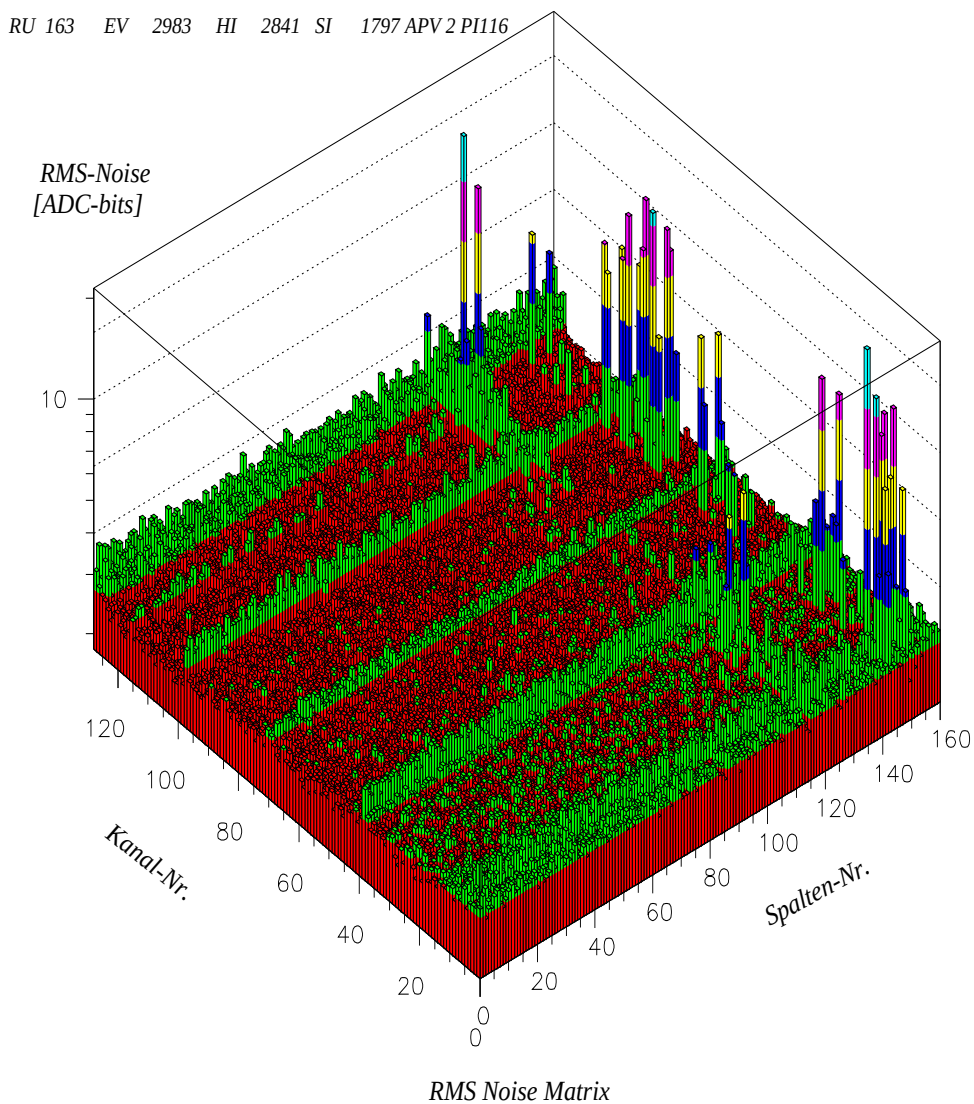


Abbildung 6.11: RMS-Noise Matrix des hervorragend rauschenden APVM mit etwa 30 defekten Zellen.

Nach Entfernung großräumiger Gebiete auf der Matrix in Form von unsystematischen Code-Anweisungen (z.B. ignoriere Spalten 119–124, 149–156) im Signal-Finder verschwand der Effekt.

Die Defekt-Zellen-Matrix löst das Problem erstmals systematisch, indem sie als *Maske* für die Signaldaten dient. Als Beispiel wird für diesen APVM ein Leerlauf-Run mit circa 10^4 lokalen Triggern gezeigt, wobei in *TARA* (Offline) einmal mit und einmal ohne Defekt-Zellen-Matrix analysiert wurde, Abbildung 6.12 links bzw. rechts. Links zeigt sich eine exzellent mit MINUIT approximierte Gauß-Verteilung. Die Überhöhung dieses Histogramms bei 100 ADC-Bits erklärt sich aus den Einträgen der Glättungs-Operation, in der defekte Zellen auf den rekursiv berechneten Common-Mode-Wert gesetzt werden. Rechts erkennt man dagegen viele zusätzliche Einträge oberhalb des gaussisch verteilten Rauschens. In einer linearen Darstellung ergeben diese Einträge eine „ordentliche“ Landau-Verteilung. Dieser Chip ließ sich unter Benutzung der Defekt-Zellen-Matrix im Labor sogar wieder einsetzen.

Satz 6.6 Die aus einem logischen ODER der drei Pipeline-Matrizen (Gl.4.1) erhältlichen Defekt-Zell-Matrizen eignen sich ausgezeichnet für die Maskierung defekter Zellen für eine Datennahme am Detektor.

Die Korrektheit des beschriebenen Defekt-Zellen-Algorithmus hat sich bei den Meßwertreihen mit minimalisierenden Teilchen vielfach bestätigt. Diese Form der Kalibrierung wurde komplett Online implementiert und die resultierenden Matrizen in den Kettendateien mit ausgegeben. Das hatte einen immensen Zeitvorteil im Vergleich zur sonst obligatorischen Offline Analyse, d.h. salopp gesprochen: „Man kann sich gleich alles direkt anschauen“. Gerade bei der Analyse von MSGC-ähnlichen Detektoren half dies beim iterativen Prozess zum Verständnis der Meßwerte. *FORTRAN90* verwaltet die große Menge an Variablen in *TAROT* anstandslos. *TAROT* paßt gerade vollständig in den 128 MByte großen Arbeitsspeicher der ALPHA-CPU, so daß relativ selten Festplattenzugriffe beobachtet werden. Bedingt durch den 128 kByte großen L3-Cache läuft der Code innerhalb der meisten Schleifen mit der CPU-Taktfrequenz.

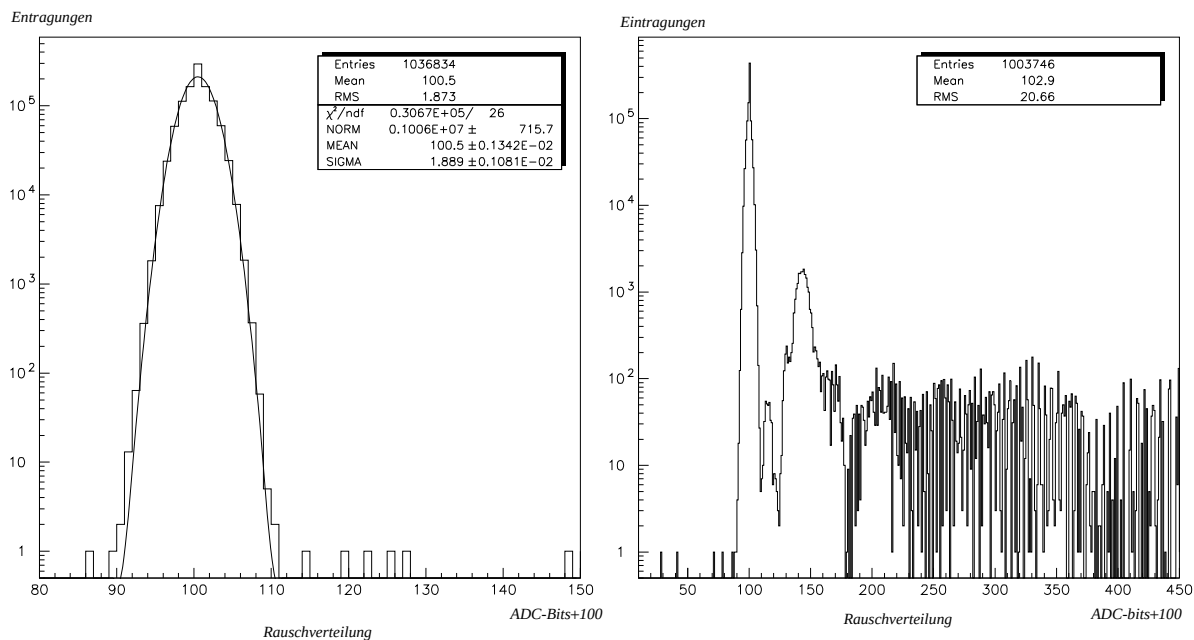
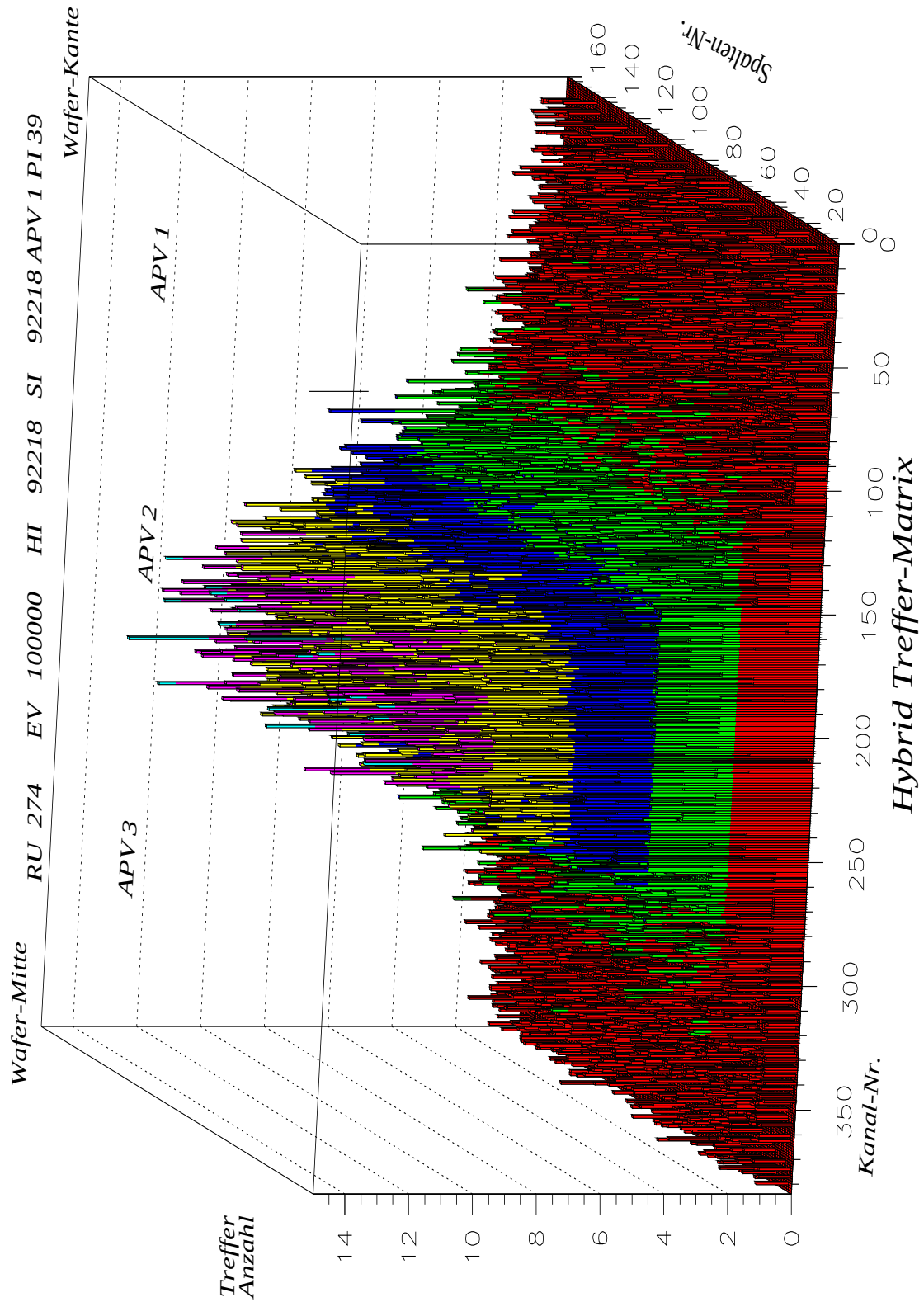


Abbildung 6.12: Pedestal-Rauschverteilungen ein und desselben Leerlauf-Runs. Links: **mit** Defekt-Zellen-Korrektur, rechts: **ohne** Defekt-Zellen-Korrektur.

Abbildung 6.13: Treffer-Verteilung des Silicon Barrel Module mit zentral positionierter Sr^{90} -Quelle.

6.5 Alternative Kalibrationsmethoden

Abbildung 6.13 zeigt, wie sehr sich die $\sim 10^5$ „Treffer“ einer globalen Datennahme mit einer Sr^{90} -Quelle am Barrel Silicon Module verteilen. Unter einem „Treffer“ wird ein teilweise auch über mehrere Streifen verteiltes Signal verstanden, welches einem Teilchendurchgang durch den angeschlossenen Detektor zugeordnet werden kann. Für diesen Run 274 und den etwa drei Monate später durchgeführten Run 574 gelten die folgenden Bedingungen:

RU#	MX-#	DES	MO	P/D	L/G	LAT	DEL	U_b	I_b	DTJ	SIG	LIN	POL	PS	DAT	COM	LOG-#	
274	M1	50	C	P	G	15	20	202	360	5	3.89	3.0	-1	N	N	N	274	
574	M68	58	C	P	G	15	24	200	350	5	4.0	12.0	-1	N	N	N	----	

Der erstere hat in seiner Logbuch-Datei die Eintragungen

```
(TAROT)$Sun Mar 12 14:21:30> take data global
(TAROT)WATCH_DOGS_%I: Run terminated: got max # of evts
(TAROT)$Sun Mar 12 14:40:23> exi
```

also bei etwa 90 Hz (Aufbau: S.89) dauerte dieser Run 19 Minuten. Es wurde eine kollimierte $\sim 1 \mu\text{Ci}$ - Sr^{90} -Quelle mit $\sim 2 \text{ mm}$ Apertur benutzt, um eine Divergenz von 8° zu erhalten (S.89).

Motiviert wurde die erneute Messung zum Zwecke des Wiedereinfahrens der Anlage nach dem Umzug in einen anderen Laborraum, welcher von den Werkstätten der physikalischen Institute abgelegen ist. Zwischenzeitlich war das Silicon Barrel Module in einem Test am X5-Strahl am *CERN* betrieben worden. Neben der Reproduktion der Kalibrationsmatrizen stand die Rückgewinnung des Strahlprofils aus Run 274 im Zentrum des Interesses (Run 574).

Run 574 ist in vielerlei Hinsicht äußerst informativ: Abbildungen 6.14 und 6.15 zeigen die zusammengesetzten Matrizen des Moduls für das RMS-Noise und die Trefferanzahl. Für die letztere wurde zur Demonstration die Defekt-Zellen-Matrix in der Analyse ausgeschaltet (Kommando: **FLAG 11100**) sowie die drei anderen Matrizen auf ihre Streifen-Mittelwerte projiziert (Kommando: **PROJECT**), um das Ergebnis bei herkömmlicher (PreMux-) Kalibration zu erhalten. Bedingt durch die Kollimation überstreicht die Sr^{90} -Quelle in Run 274 nur die Mitte, in Run 574 nur die rechte Seite der Treffer-Verteilungen. Man erkennt im Vergleich der Abbildungen drei Dinge:

1. Das Kanten- und Randrauschen ist etwas kleiner geworden, das Grundrauschen der beiden APV-Chips in der Wafer-Mitte jedoch größer.
2. Nicht-gaussisches, sprunghaftes Rauschen und Defektzellengruppen sind hinzugekommen.
3. Im nicht von der Quelle bestrahlten Bereich sind nur Zellen mit ähnlicher Treffer-Anzahl sichtbar.

Diese Punkte führen zu folgenden Hinweisen:

Satz 6.7 *Geeignete EMV-Maßnahmen reduzieren elektromechanische Rauscheffekte.*

Satz 6.8 *Der Umgang und Transport von MSGC-Detektoren war erfahrungsgemäß nicht zerstörungsfrei. Silizium-Streifendetektoren können hiernach aber ebenso unbeabsichtigt Schäden davontragen.*

Satz 6.9 *Satz 6.5 trifft natürlich auch für das Silicon Barrel Module zu. Fehler-Treffer, engl. Fake Hits, fallen oft bei zeitlicher Mittelung nicht auf, stören aber die Datennahme erheblich.*

Im Rahmen dieser Arbeit können die aus den Sätzen 6.7–6.9 folgenden Fragestellungen nicht beantwortet werden: Lassen sich für Tracker-Segmente oder den gesamten Tracker EMV-Maßnahmen sinnvoll implementieren? Wie lauten die Regeln für Transport und Aufbewahrung der Silicon Modules? Wie könnte eine alternative Kalibration unter LHC-Bedingungen in CMS aussehen?

Zur letzten Frage können einige Überlegungen angestellt werden: Unter der herkömmlichen Topologie wäre es möglich, Rohdaten-Runs entweder in den Strahlpausen vorzunehmen (einige Stunden), siehe

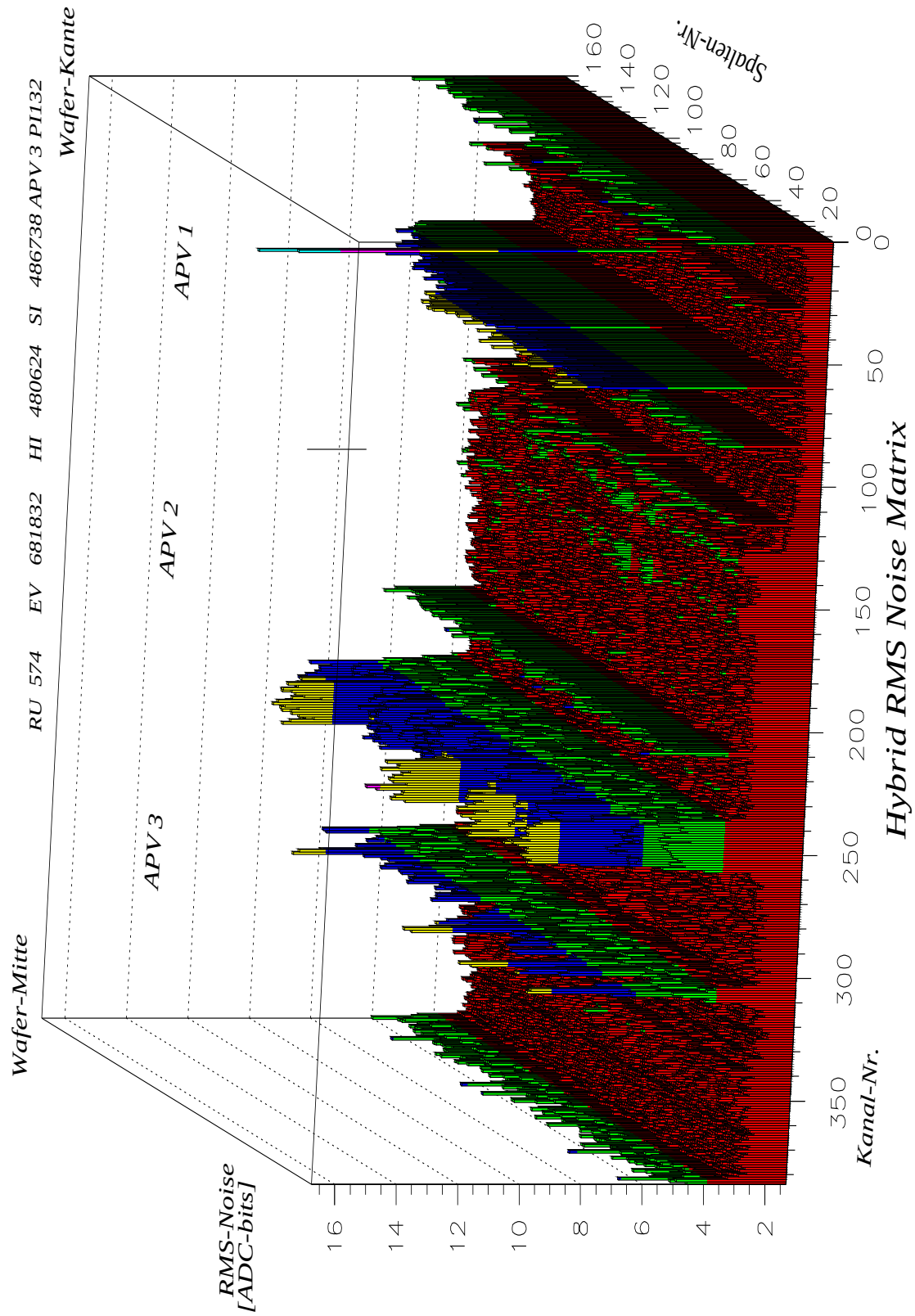


Abbildung 6.14: Zusammengefaßte RMS-Noise-Matrix der drei APV6 des Silicon Barrel Module, Run 574.

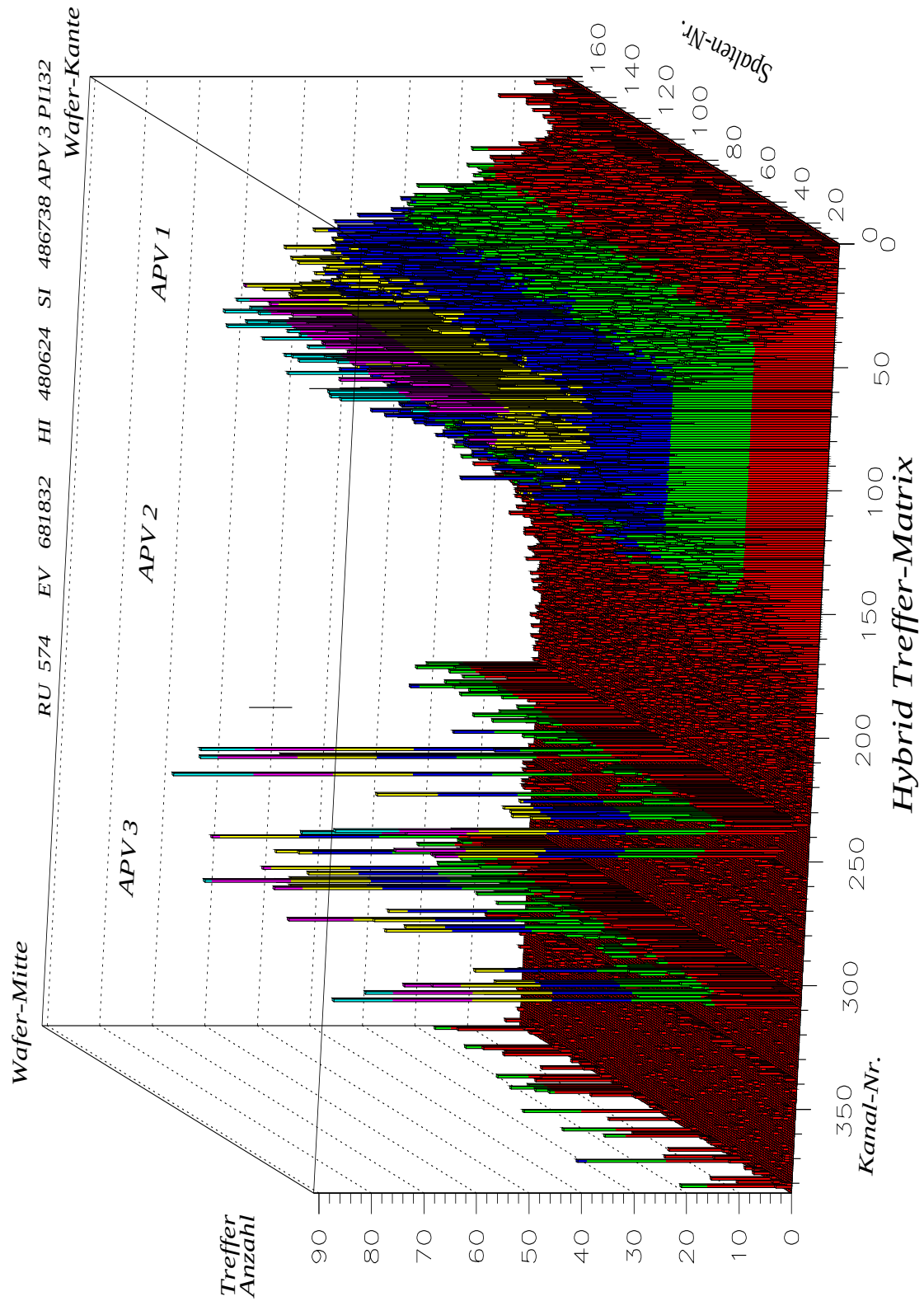


Abbildung 6.15: Treffer-Verteilung des Silicon Barrel Module mit rechts positionierter Sr^{90} -Quelle.

Abschnitt 1.2, oder selektiv Leerlauftrigger in den Bunch-Pausen nach Gleichung 1.2 einzufügen, um den Signaleinträgen aufgrund von Teilchenspuren aus Bunch-Crossings aus dem Wege zu gehen. Da der Frontend Driver nicht kurzzeitig aus dem Rohdaten- in den Kompressionsmodus (S.85) geschaltet werden kann, schränkt dies die nutzbare Triggerrate erheblich ein (begrenzte Übertragungsbandbreite $\mathfrak{B}$ des Gigaswitch-Netzwerks).

Da aufgrund der in Referenz [PSN01] gegebenen Motivation hin neuere Planungen für den Frontend Driver auch die Ausgabe der Spaltenadresse im Kompressionsmodus vorsehen, wäre eine herkömmliche, streifenweise Kalibration von Pedestal, Gain und RMS-Noise-Listen ergänzbar durch eine in der Computerfarm parallel geführte, zellweise SNR-Matrix bzw. Treffer-Verteilung. Aus diesen könnte anschließend eine aus der Datenstatistik folgende Defekt-Zellen-Matrix erstellt werden (in regelmäßigen Zeitabständen). Ob eine solche alternative Gewinnung der Defekt-Zellen-Matrix ebenso wirkungsvoll ist, wie die volle, matrixfähige Kalibration, bleibt dahingestellt. Generell gilt aber:

Satz 6.10 *Die Methode der Defekt-Zellen-Matrix ist auch diejenige mit der höchsten Effizienz.*

Vermutlich können Defektzellen während der Herstellung nicht vermieden werden. Ebenso ist fraglich, ob Chips mit nur wenigen Defektzellen komplett aussortiert werden sollen. Weiterhin kann eine Zunahme der Defektzellen bei steigender Dosisleistung in der High Luminosity Phase nicht ausgeschlossen werden⁸⁾. Da die Übertragungsbandbreite $\mathfrak{B}$ des Gigaswitch-Netzwerks begrenzt ist, hinzukommende Defektzellen diese jedoch zusätzlich beeinträchtigen, sollte folgendes geraten werden:

Satz 6.11 *Die Defekt-Zellen-Matrizen sollten in voll zugreifbarer Form in die zukünftigen CMS Frontend Driver implementiert werden.*

Die Erfahrungen im Labor mit Leerlauf-Runs und globalen Datennahmen zeigten immer wieder, daß nach einer wiederholten Analyse unter einer streifenweisen Projektion der Kalibration, nur äußerst hochwertige Module und APV-Chips Histogramme der erwarteten Form aufwiesen. Ein Vergleich sei hier anhand der Abbildung 6.16 angegeben. Es wäre im unteren Bild ein Leichtes, die Streifen mit den nadelförmigen Auswüchsen ebenfalls zu ignorieren. Alle diese Maßnahmen führen aber zu einer unberechtigten Reduktion der Signaleffizienz der Detektoren.

Dank der asynchronen Readout-Struktur wäre auch der Betrieb und die Kalibration unter wesentlich stärkeren radioaktiven Quellen möglich gewesen. Nach Abbildung 6.13/6.15 wären mit der gegebenen Sr^{90} -Quelle defekte Zellen erst nach mehreren Stunden sicher nachzuweisen, da die Quelle währenddessen auch über das gesamte Hybrid streichen müßte. Die Gain-Kalibration ist hier sehr viel schneller⁹⁾.

Satz 6.12 *Für einen matrixfähigen Serientest von Modulen im Labor mit minimalionisierenden Teilchen ist eine über den Detektor wandernde, kollimierte β -Quelle von einigen mCi Stärke („Hot Spot“) notwendig. Die vom Auslesesystem zu verarbeitende Triggerrate steigt somit etwa auf die L1-Triggerrate.*

In einigen Quartalen soll es Frontend Driver mit integrierter Hardware-Kompression der Signaldaten geben (9U-VME). Mit dieser Hardware und einer solchen mCi-Quelle, wäre die Möglichkeit gegeben, SNR-Matrizen allein anhand der Daten aufzustellen. Die Statistik wäre dann hoch genug, um defekte Zellen unter Umständen herauszufinden.

⁸⁾ z.B. bei Absorption eines schwerionisierenden Teilchens, engl. Highly Ionizing Particle (HIP), in einer APV-Pipeline-Zelle durch Plasmaentladung, oder auf Weisen wie zwischen Run 274 und Run 574, oder Abb. 6.11.

⁹⁾ Gepulste Laser(-dioden) mit kleiner Apertur werden zukünftig für Silizium-Detektoren zu Positionsvermessungen an Tracker-Segmenten genutzt. Ob hiermit aber effektiv SNR-Verteilungen für minimalionisierende Teilchen, engl. Minimum Ionizing Particles (MIPs) prognostiziert werden können, muß erst bewiesen werden.

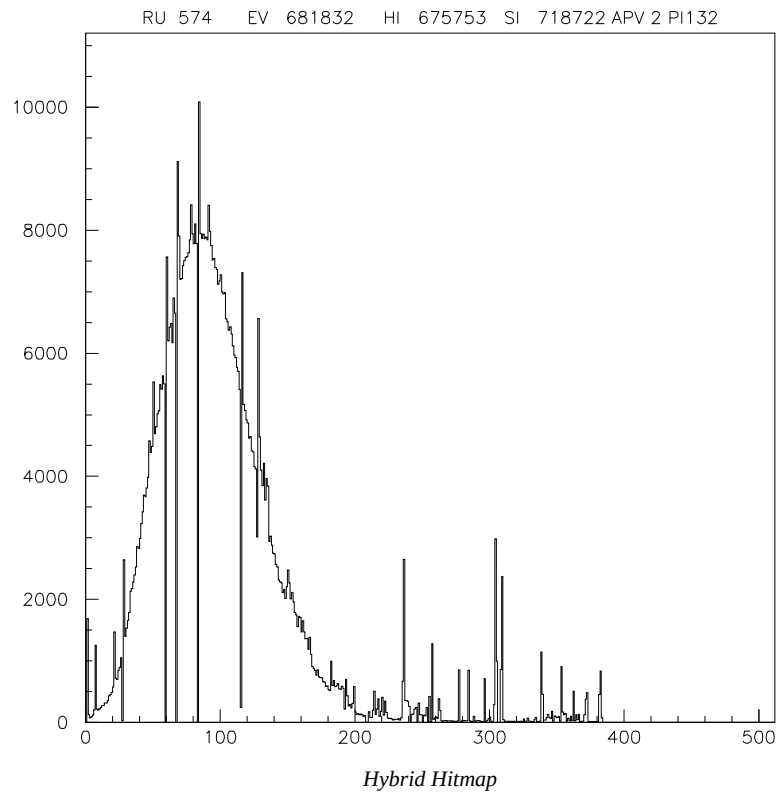
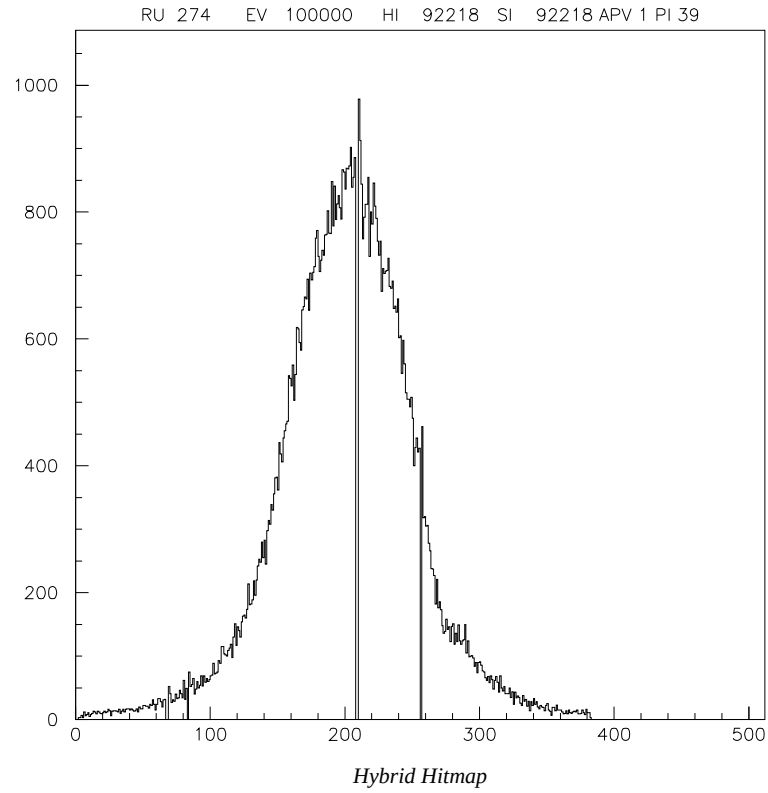


Abbildung 6.16: Projizierte Treffer-Verteilungen in den beiden Sr^{90} -Runs 274 und 574. In Run 574 ist die Auswirkung einer rein streifenbasierten Korrektur ohne Defekt-Zellen-Matrix ausprobiert worden.

Teil III

Neue Messungen mit den CMS-Tracker Detektoren

Kapitel 7

Silizium-Streifendetektoren in CMS

Die Impuls- und Ortsauflösung des Silicon Microstrip Trackers (SST) hängt entscheidend von der mittleren Ortsauflösung der Einzeldetektoren ab ($\bar{\sigma}_1 \cong \text{Pitch}/\sqrt{12}$). Einzelspuren werden um so besser aufgelöst, je höher die Anzahl nachgewiesener Hits im Tracker ist. Sie ist aufgrund der zwölf Detektor-Lagen im SST (S.20) größer als acht für alle Pseudorapiditäten $\eta \leq 2.5$. Die Impulsauflösung lautet anders geschrieben:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx 0.12 \left(\frac{\text{Pitch}}{100 \mu\text{m}} \right) \left(\frac{1.1 \text{ m}}{L} \right)^2 \left(\frac{4T}{B} \right) \left(\frac{p}{1 \text{ TeV}} \right) \quad (7.1)$$

(s. Fußnote auf S.16, [ROL00]). Die Auflösung hängt insbesondere vom Hebelarm L ab, welcher bis zum äußersten Meßpunkt der Trackerregion reicht. Die äußersten Lagen (TEC/TOB) müssen daher besonders effizient arbeiten. Abbildung 7.1 zeigt die in Simulationen ermittelte Impulsauflösung des SST. Daneben ist der Teilchenfluß Φ [$\text{year}^{-1} \text{cm}^{-2}$] an Hadronen für verschiedene Abstände von der Strahlachse angegeben. Er bestimmt maßgeblich die Alterung des Materials im SST. Die mittlere Trefferzahl pro Auslesestreifen und LHC-Takt, engl. Occupancy $\mathfrak{O}$ (lokal), ermittelt sich hieraus über [AGE00]:

$$\mathfrak{O} \approx 10^{-15} \times \Phi \times \text{Pitch} \times \text{Streifenlänge} \times \text{Pile-Up} \quad [\%/ \text{mm}^2] \quad (7.2)$$

Unter Pile-Up wird hier die Totzeit eines Streifendetektors inklusive Vorverstärker, Impulsfilter und dem (ggfs.) aktivierten Faltungfilter verstanden, gerechnet in Bunch-Crossings-Intervallen (BCI). Sie ist definiert als die typische Verweilzeit der Meßamplitude oberhalb der $1/e$ -Schwelle.

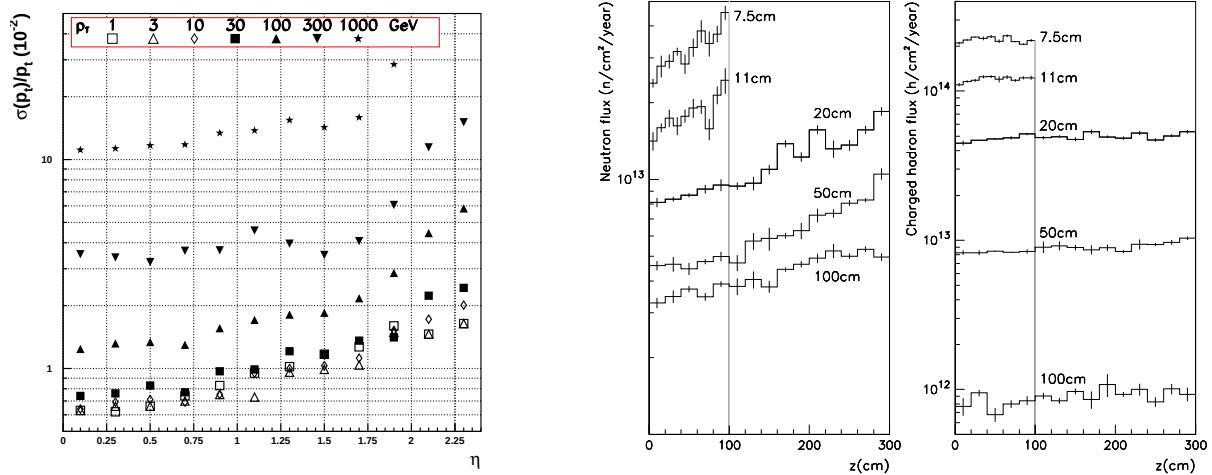


Abbildung 7.1: SST: Impulsauflösung und Hadronenfluß in der High Luminosity Phase des LHC [CMS98].

Für Transversalimpulse von mehr als 1 GeV, wurde die lokale Occupancy $\mathfrak{O}$ im SST in der High Luminosity Phase mit Monte-Carlo-Simulationen analysiert [CMS98]. „Ohne“ Pile-Up, definiert durch eine Totzeit von einem BCI, fällt sie von einem Prozent an der innersten Lage (TIB) auf ein Promill in den äußersten Lagen (TOB, TEC) ab. Die lokale Occupancy entspricht der Dichte der pro Bunch-Crossing zu extrahierenden Spurtreffer ($\leftrightarrow$ Gigaswitch). Untergrund wird in stark bestrahlten Bereichen die lokale Occupancy $\mathfrak{O}$ auf $\sim 5\%$ ansteigen lassen.

Trapezförmige TEC Silicon Modules sind in Bögen auf den sogenannten Petals (übersetzt: Blütenblatt) angeordnet, Abbildung 7.3. Sie bestehen wie die Ringscheiben, auf denen sie beidseitig aufgesetzt werden, aus ultra-leichtem, verwindungssteifen Honey-Comb-Verbundwerkstoffen¹⁾. Die Petals werden in Sandwich-Bauweise mit einzel- oder doppelseitigen Modulen belegt. Weiter werden die Kühlleitungen und ein kupferloses elektrisches Anschlußschema sowie die Glasfaser-Leitungen verlegt. Das Petal enthält die gesamten mechanischen Feinjustierungen und Halterungen sowie die Optik (Spiegel/Durchführungen) für die Lagemessung. Meist zweiteilige, aus 4“/6“-Wafern hergestellte Detektoren und die Hybride werden fest mit einem U-förmigen Träger aus Kohlefaser verklebt (Abb. 7.2). In der endgültigen Fassung dient das Hybrid zusätzlich der Zuführung eines externen Kalibrationspulses auf die Detektor-Backplane sowie der Spannungs- und Temperatursensorik²⁾. Das Hybrid enthält auch den Multiplexer und Taktphasenschieber, engl. Phase Locked Loop (PLL). Am äußeren Umfang des Trackers befinden sich die Hauptversorgungsleitungen und Verteilertafeln (Slow-Control, Optischer Link, etc.).

Im Oktober 2001 findet der letzte Milestone „M200“ vor der Serienfertigung statt. Es werden TEC-Petals und Barrel-Ladders voll bestückt das erste mal betrieben werden.

¹⁾ Eine in Form von Bienenwaben angeordnete Hartpapier-Matrix gegebener Höhe, die mit Harzen verklebt und mit wählbaren Auflagen kaschiert werden. Als Auflage werden hierzu Kunststoff-, Kupfer-, Metall- und Graphit-Folien angeboten.

²⁾ Hall-Sensoren zur Unterstützung der B-Feld-Kartographierung im Tracker sind nicht vorgesehen.



Abbildung 7.2: Trapezförmiges F1-Silicon Module Prototype nach Art eines TEC-Moduls, hergestellt aus zwei 4“-Inch Wafern, und an ein APV6-Hybrid gebondet. Konstruiert und Fertiggestellt zur Teilnahme am 25 ns Bunched-Beam-Test am CERN (Februar 2000, INFN-Florenz [BUS00]).

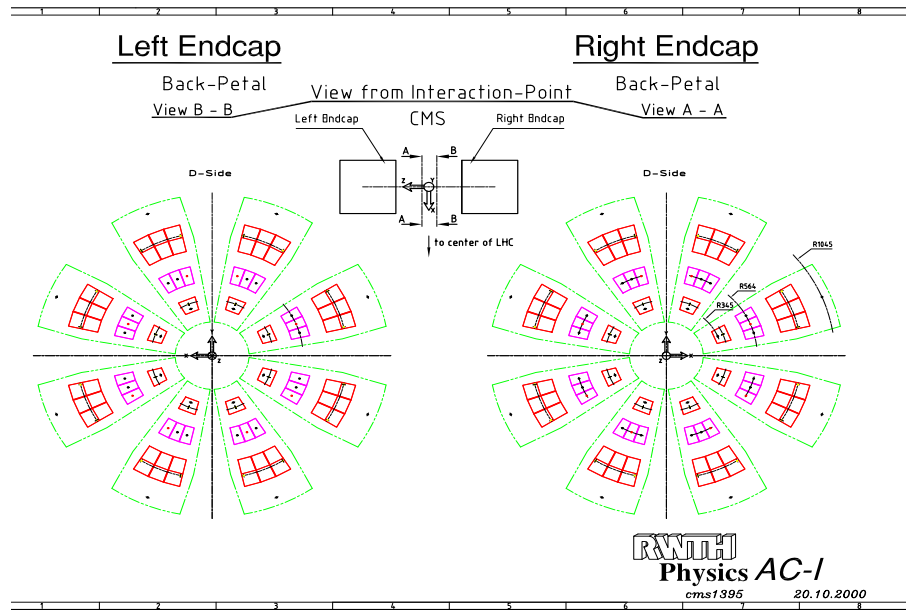
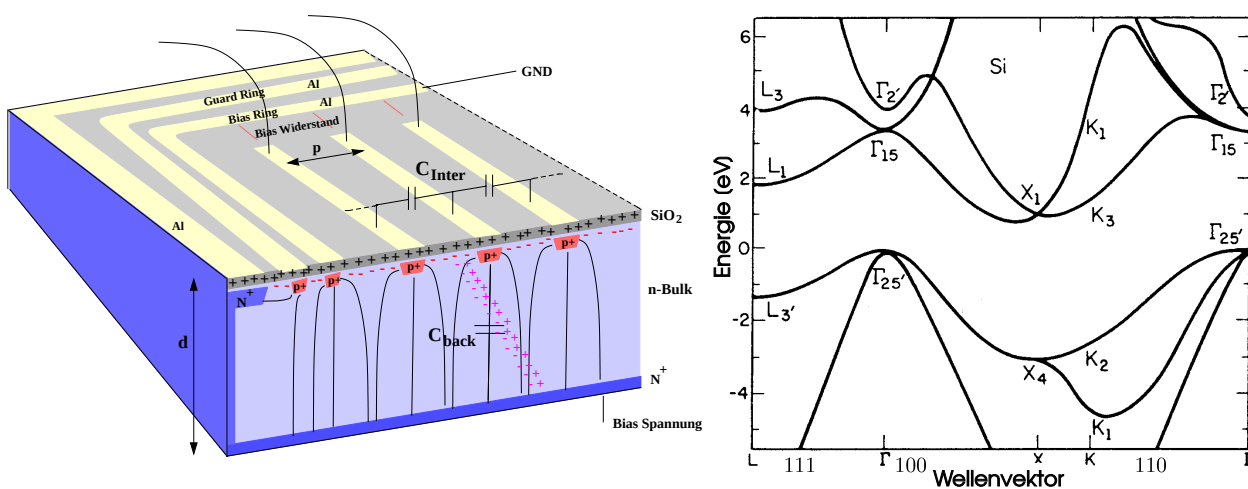


Abbildung 7.3: Prinzipdarstellung der beidseitig mit trapezförmigen Modulen belegten Petals.

7.1 Funktionsprinzip des Silizium-Streifendetektors

Das Prinzip eines Silizium-Streifendetektors ist kurz zu erklären: Bei einem Teilchendurchgang durch den Halbleiterkristall der Schichtdicke d werden Elektronen-Loch-Paare erzeugt. Bevor sie rekombinieren können werden die Leitungsbandelektronen von den streifenförmigen Elektroden gesammelt und die hierbei induzierten Ladungsimpulse ausgelesen (es findet keine Verstärkung statt). Um die Rekombination auf ein Minimum zu reduzieren, wird unterhalb der Elektroden in das Basismaterial, engl. Bulk, eine hochdotierte Diodenbahn implantiert, welche bei Anlegen einer hohen Sperrspannung zur vollständigen Verarmung des Halbleiters bis zur planaren Gegenelektrode führt ($\leftrightarrow$ Backplane, Bias-Spannung/Strom). In Abbildung 7.4 links ist der Aufbau, die Funktion sowie die Beschaltung eines solchen Detektors in CMS einsehbar. Für die Anwendung in CMS haben sich nach Testen von Prototypen folgende Konstellationen als optimal herausgestellt:

Abbildung 7.4: Aufbau, Funktion und Beschaltung eines Silizium-Streifendetektors; Silizium-Bänderschema in Abhängigkeit vom $\vec{k}$ -Wellenvektor und den Quantenzahlen [TAN83] [KIT00].

- Die lokale Occupancy im SST bestimmt die Wahl von Schichtdicke, Streifenlänge und Pitch der Streifendetektoren, sollen sich das SNR-Verhältnis, Pile-Up und die Spurauflösung im nominalen Bereich aufhalten (S.13). Weiter außen werden daher überwiegend Detektoren aus zwei 6“-Wafers hintereinander geschaltet, um Auslesekanäle zu sparen. Da das Rauschen linear mit der Streifenlänge zunimmt, wird Außen zur Erhöhung der Signalamplituden eine größere Schichtdicke von $d = 500 \mu\text{m}$ statt der Innen vorgesehenen $300 \mu\text{m}$ verwendet.
- Die Auslegung des Halbleitermaterials wird hauptsächlich durch die Alterung über den Hadronenfluß bestimmt. Aufgrund der Restbeweglichkeit von Dotierungszentren an Korngrenzen, findet nach einer gewissen Zeit eine Typ-Inversion statt. Diese ist abhängig von Dosis und Ausgangsdotierung des Halbleiters. Abb. 7.5 gibt die Größenordnung der Verarmungsspannung und Leckströme von SST-Detektoren vor. Es sind ein n-leitendes Basis-Material mit einigen $\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$ Leitfähigkeit und hochdotierte p^+ -Implantationen für den Einbau in den SST vorgesehen.
- Ebenso ist die Wahl der Ausrichtung der Brillouin-Zone des Halbleiters, Abbildung 7.4 rechts, von Bedeutung. Detektoren mit $\langle 100 \rangle$ -Ausrichtung haben ein besseres Rauschverhalten für die gesamte LHC-Periode als solche mit $\langle 111 \rangle$ -Ausrichtung. Deshalb wird auf Erstere zurückgegriffen.
- Eine SiO_2 -Schicht bildet den Isolator für eine kapazitive, rauscharme Kopplung der Streifen an die Vorverstärker (Abb.3.3 und S.29). Zur Vermeidung von Lochdurchschlägen, engl. Pinholes, dürfen keine zu hohen elektrischen Feldstärken auftreten. Das Feld wird einerseits an den Wafer-Schnittkanten durch Bias- und Guard-Ringstrukturen nach außen hin langsam abgebaut. Andererseits besitzen die Aluminium-Auslesestreifen einen Überhang über die p^+ -Streifenimplantationen:

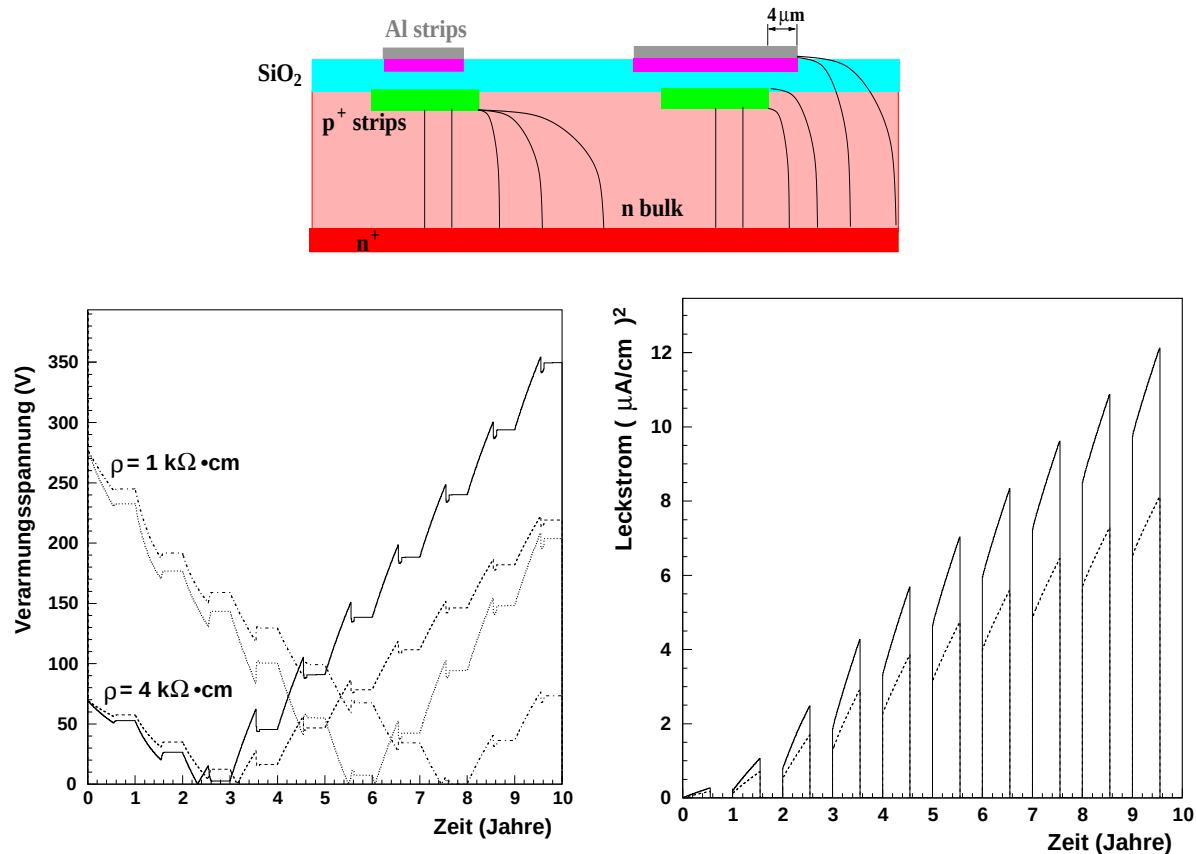


Abbildung 7.5: Alterungsprinzip der Verarmungsspannungen und Leckströme von SST-Detektoren. Sprünge entstehen durch die prognostizierten jährlichen Pausenzeiten für Strahl (Stand-By) und Wartungsarbeiten.

7.2 Signal und Rauschen

Ein Signal, welches nach dem Durchgang eines geladenen Teilchens entsteht, ist proportional zur Anzahl der gebildeten Elektron-Loch-Paare oder der im Halbleiter deponierten Energie. Eine Beschreibung hierfür liefert die Bethe-Bloch-Gleichung [BLU94]³⁾. Die bestimmende Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen macht sie abhängig von Stoff und Dichte der durchdrungenen Materie.

Eine graphische Darstellung des spezifischen Energieverlustes nach der Bethe-Bloch-Gleichung ist in Abbildung 7.6 links für verschiedene Elemente und Teilchensorten aufgetragen (Elektronen, Protonen, Pionen, Myonen, $\beta\gamma$). Die zugefügten Markierungen entsprechen den spezifischen Energieverlusten in Silizium von 300 MeV-Pionen und Protonen in einem der typischen Testbeam-Experimente am Paul-Scherrer Institut [FRI00] [AGE00]. Schnittpunkte in der Nähe der rechten Vertikalen (grün) entsprechen den Energieverlusten von minimalionisierenden Teilchen (MIP). In den SST-Detektoren entstehen bei Durchgang solcher Teilchen im Mittel etwa 20.000 Leitungsband-Elektronen ($d = 300 \mu\text{m}$). Die statistischen Fluktuationen um diesen Mittelwert $E_{\text{m.p.}}$ (most probable) werden durch die Landau-Verteilung beschrieben:

$$\mathcal{L}(E) = \frac{N}{\Sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{E - E_{\text{m.p.}}}{\Sigma} \right)^2 + \exp \left(-\frac{E - E_{\text{m.p.}}}{\Sigma} \right) \right). \quad (7.3)$$

Σ ist das Maß für die Fluktuation (Breite), N entspricht der Gesamtzahl an Einträgen (Fläche) in einer Pulshöhenverteilung. In der Abb. 7.6 rechts verschieben sich die Landau-Verteilungen für niederenergetische und schwere Teilchen zu höheren Amplituden, solange sich die Impulse unterhalb des relativistischen Wiederanstiegs befinden⁴⁾. Wie in anderen Streifendetektoren ist Σ hier eine Funktion von $E_{\text{m.p.}}$.

³⁾ Der spezifische Energieverlust von *Elektronen* erhält in der Bethe-Bloch-Gleichungen einen additiven δ -Term (Pauli-Prinzip). Die Bremsstrahlung wird in Festkörpern zu großen Teilen abgeschirmt.

⁴⁾ Hier zeigt sich ein weiterer Vorteil der analogen Signalverarbeitung in CMS: Ambiguitäten bei der Spurrekonstruktion können durch die zusätzliche Information des Energieverlustes unter Umständen aufgelöst werden.

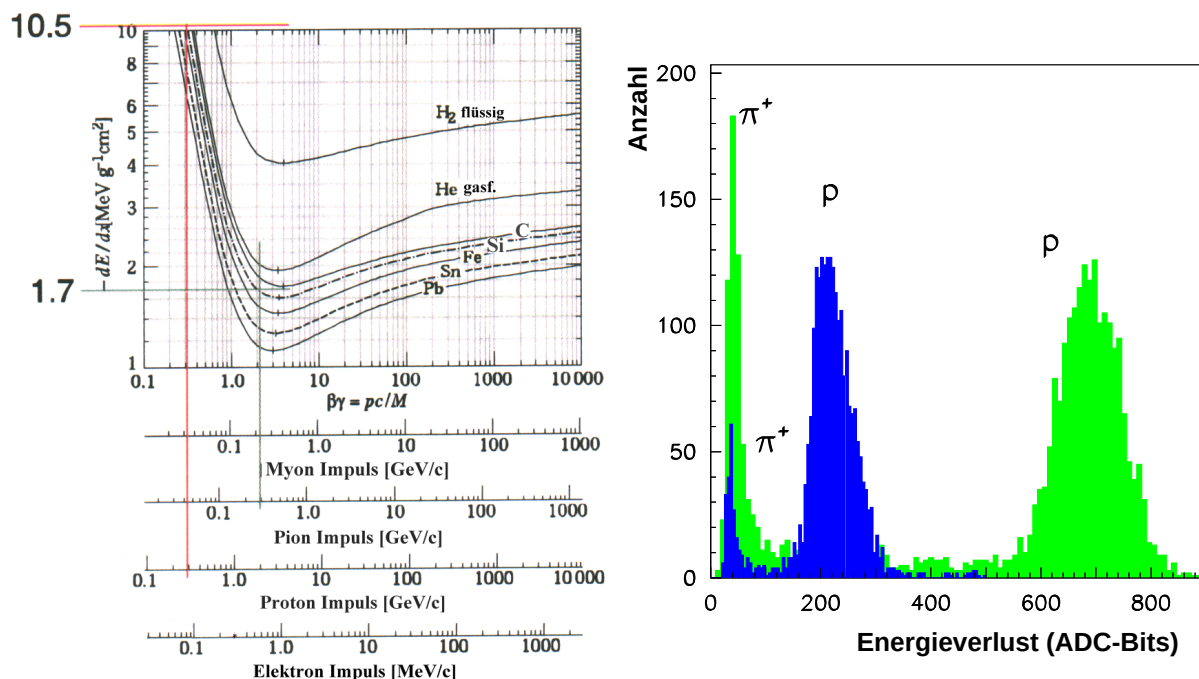


Abbildung 7.6: Spezifische Energieverluste nach der Bethe-Bloch-Gleichung. Rechts: Pulshöhenverteilungen eines typischen SST-Detektors bei 270 (grüne Fläche) und 408 MeV/c (blaue Fläche) mit Pionen und Protonen.

Ein Silizium-Streifensignal wird durch die Bewegung von Elektronen und Löchern induziert, unter Beachtung des Reziprozitätstheorems [KOE99] [RAD88] [FRI01]. Der Signalanstieg ist innerhalb weniger Nanosekunden abgeschlossen, der Abfall des Signals auf den e-ten Teil dauert etwa zehmal länger. Die Signalzeiten hängen nur wenig von Magnetfeld, Temperatur und Alterung ab. Sie sind äußerst phasenkohärent zum Teilchendurchgang (kein Jitter oder Drift).

Eine anschließende CR-RC-Impulsformung mit einer Signalanstiegszeit von 50 ns macht die Signale erst auf effiziente Weise meßbar (S.27). Die weitere Faltungsoperation (S.30) führt auf eine effektive Signalanstiegszeit von 25 ns zurück (quasi leistungslos; effektiver Signalabfall, Pile-Up: Kapitel 9).

Das Rauschen eines SST-Detektors wird im radioaktiv unbelasteten Zustand im Wesentlichen von der Streifenkapazität am Eingang des Vorverstärkers bestimmt, Gleichung 3.9 [BOZ97]. Sie setzt sich aus der Kapazität des Auslesestreifens zur Backplane und den der Nachbarstreifen zusammen, siehe auch Abbildung 3.3 ⁵⁾. Die Verarmungsspannung V_{dep} [SAU92] wird im Normbetrieb eines SST-Detektors um etwa 50 Volt höher als die gerechnete Spannung V_{dep} angesetzt⁶⁾. Damit ergeben sich die von den Geometrie-Parametern abhängigen Sperrschicht-Spannungen und Kapazitäten, welche für die SST-Barrel-Detektoren simuliert, parameterisiert und gemessen wurden [BRA00]⁷⁾. Von plattengeometrischen Berechnungen weichen sie über den Geometriefaktor f ab:

$$V_{dep} \propto \left[1 + 2 \frac{\text{Pitch}}{d} f(x) \right] \quad , \quad C_{back} \propto \left[1 + \frac{\text{Pitch}}{d} f(x) \right]^{-1} \quad (7.4)$$

z.B. $f(x) = -0.00111 x^{-2} + 0.0586 x^{-1} + 0.240 - 0.651 x + 0.355 x^2$

$x = \text{Width}/\text{Pitch}, \quad 0.1 < x < 0.6, \quad \text{Width: } p^+\text{-Streifenbreite}$

Die Kapazität zwischen den p^+ -Streifen, engl. Interstrip Capacity, C_{int} , läßt sich über Gleichungen der Art

$$C_{int} \cong (0.9 + 1.7 \cdot \text{Width}/\text{Pitch}) \text{ [pF/cm]} \quad (7.5)$$

beschreiben. Die AC-Kopplung der Auslesestreifen bringt einen Ladungsverlust von etwa 5% aufgrund

$$Q_{RO} = \frac{Q_{strip} C_{AC}}{C_{AC} + C_{back} + C_{int}} \quad , \quad (7.6)$$

mit sich. Eine möglichst dünne Isolationsschicht erhöht C_{AC} und damit auch die gemessene Ladungsmenge. Die Isolationsschicht läßt sich aber aufgrund der Gefahr von Pinholes nicht beliebig dünn machen.

Barrel TIB/TOB Module auf ihrem Radius zur Strahlachse, werden mit dem sog. Lorentzwinkel gegen die Kreistangente geneigt. Dies kompensiert die Lorentz-Kraft auf die bewegten Leitungsband-Elektronen. Aufgrund des nun schrägen Teilchendurchgangs projiziert sich die Ionisationsspur im Halbleiter häufig auf zwei benachbarte Auslesestreifen und verbessert so im Mittel die Spurauflösung. Abbildung 7.7 zeigt die sog. Antwortfunktion, welche in der Offline-Analyse eines Runs gewonnen wurde. Die Abszisse ist auf die Pitch-Breite normiert, die Ordinate gibt alle Einträge der Treffer zwischen zwei Streifen bei geometrischer Mittelung, engl. Center of Gravity (COG), an. Über Cluster-Algorithmen kann mit Hilfe der Antwortfunktion die Ortsauflösung nochmals gesteigert werden.

⁵⁾ Erstere sinkt bis zur vollen Verarmung proportional zum quadratischen Kehrwert der Bias-Spannung [SAU92].

⁶⁾ Sie ist ebenso für die vollständige Verarmung der feldarmen Zone zwischen den Streifen verantwortlich.

⁷⁾ Für eine umfassende Abhandlung der Forward-Detektoren wird auf die weiterführende Literatur verwiesen.

7.3 Cluster-Algorithmen

Ziel eines Cluster-Algorithmus ist eine Komprimierung der pro Trigger anfallenden Rohdaten auf ein verträgliches Maß, wobei die eigentliche Spurinformaton nicht verlorengehen darf. In einem ersten Schritt erfolgt die Trennung der Signale vom RMS-Rauschen σ einer Zelle oder eines Streifens durch die Diskriminierung mit einer um den sog. σ -Cut k_σ erhöhten Schwelle $\sigma \cdot k_\sigma$. Die Wahrscheinlichkeit, daß es sich bei einem mit k_σ diskriminierten Signal zufällig um ein Rauschsignal handelt, läßt sich über das einseitige Integral der Gauß-Verteilung beschreiben. Hierfür existieren gute Tabellenwerke [SAC91]. Sie beträgt z.B. 1% für $k_\sigma \cong 2.58$ und $1^\circ/\text{‰}$ für einen größeren σ -Cut von 3.89.

Die weitere Analyse von Ladungs-Clustern im Datenbild der Ausleschips (s. Abb. 6.8) kann auf vielfältige Weise gehandhabt werden. Problematisch erweisen sich hierbei elektromechanische Übergänge, einerseits zwischen den APV-Chips eines Hybrids, andererseits zwischen den Modulen, Supermodulen und Segmenten im SST. Es kommt die Ausnahme-Behandlung von defekten oder Dummy-Streifen hinzu, oder wie im Fall der Defekt-Zellen-Matrix, einzelner Zellen, Zellgruppen, oder sogar Spalten. Es gibt hiernach viele Wege Nachweeffizienz in der Spurkammer als auch im Labortest zu verlieren.

Störend für klassische Cluster-Algorithmen sind EMV-Effekte, wie sie in Abschnitt 6.1 beschrieben wurden. Sind diese vernachlässigbar klein, so lassen sie sich durch den Abzug der aktuellen, mittleren Nullage (Common Mode $\leftrightarrow$ S.295 [CMS98], `APV_DZERO`) vom Datenbild fast gänzlich kompensieren.

In der rechten Abbildung 7.7 ist ein mögliches Prinzip einer Hardware-Implementierung für allgemeine Clusterformen zu sehen. Es wird zuerst jeweils eine Entscheidung Signal gefunden/nicht gefunden über einen ausreichend hohen σ -Cut (`HIT_CUT`) getroffen, woraufhin eine Treffermaske gesetzt wird (unipolar). Die Defekt-(Zellen)-Maske dient einer Demaskierung. In der gleichen Weise wird eine Maske für einen kleineren Nachbar- σ -Cut erstellt ($\pm$ `NEIGHBOUR_CUT`), dessen Markierungen beidseitig um ein (oder

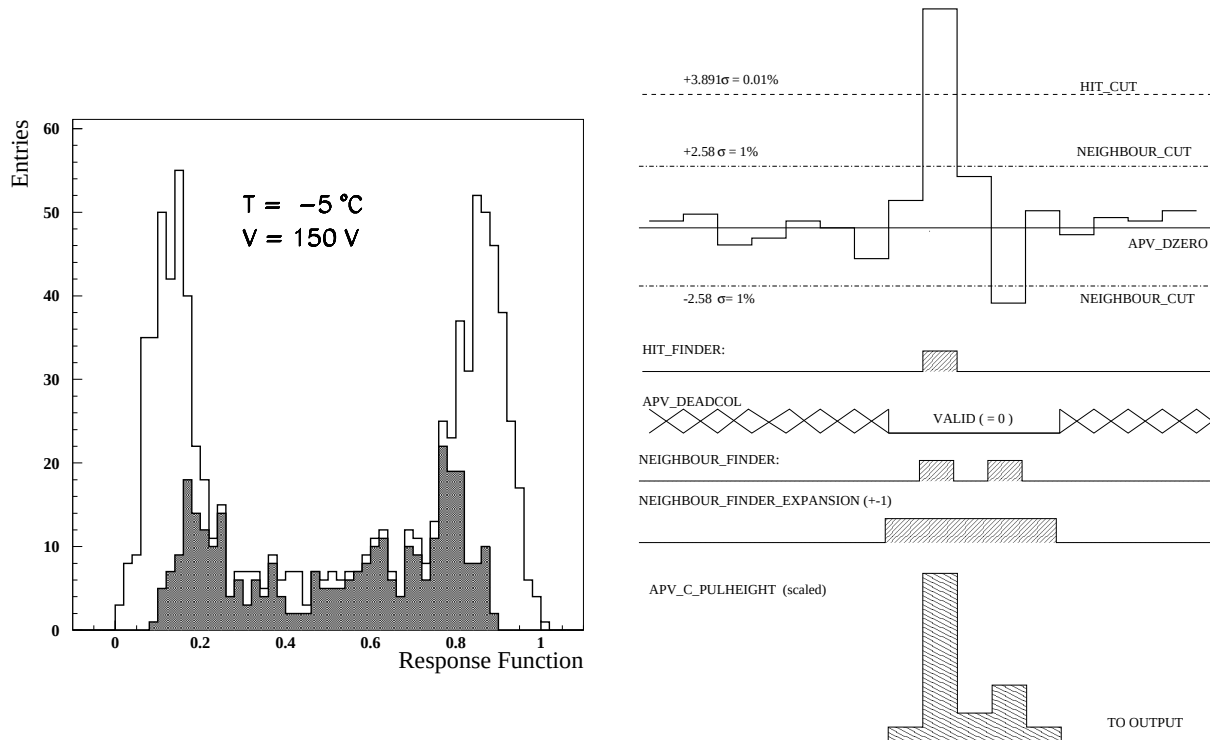


Abbildung 7.7: Links: Antwortfunktion, engl. Response Function, eines SST Barrel Moduls [CMS98], rechts: Beispiel für einen möglichen, allgemeineren, Hardware-realisierbaren Cluster-Algorithmus mit Nachbar-Logik.

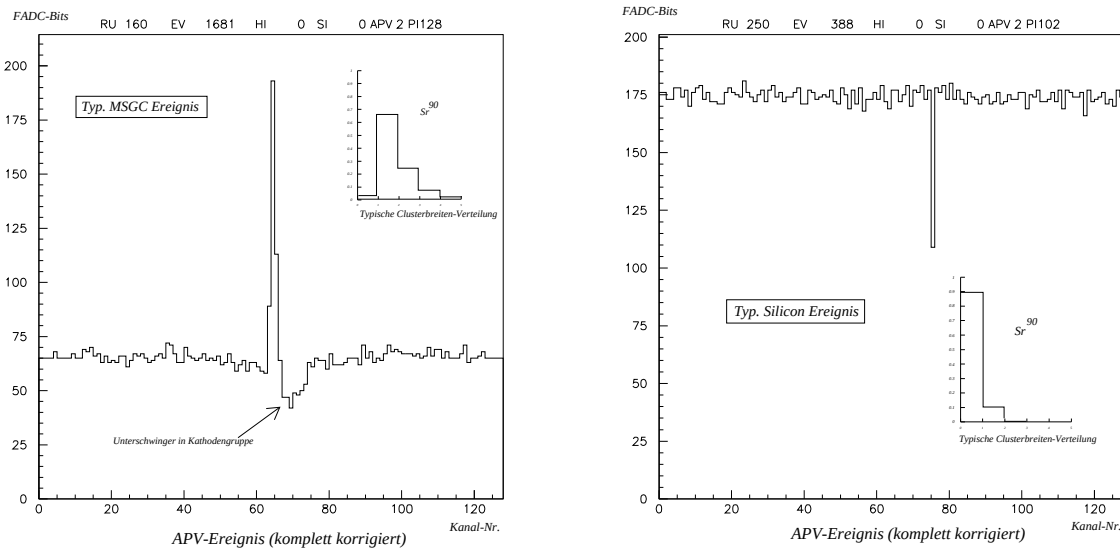


Abbildung 7.8: Zwei typische Cluster aus einer MSGC (links) und einem Silizium-Streifendetektoren (rechts).

mehr) Streifen erweitert werden⁸⁾. Abbildung 7.8 zeigt zwei typische Beispiele für Cluster aus MSGC- und Silizium-Streifendetektoren. Es sind die Cluster-Breiten-Verteilungen mit eingezeichnet, welche die typischen, relativen Häufigkeiten der Cluster mit 1,2... benachbarten Einträgen im Datenbild angeben, für einem σ -Cut nahe 3.

Vor dem Konzeptwechsel mit MSGCs wäre es bei energiereicheren MSGC-Clustern zu Rekonstruktionsfehlern gekommen, falls die entsprechenden Nachbarwerte des Hauptsignals nicht mit ausgegeben worden wären. Letzteres hätte für das DAQ-System die effektive lokale Occupancy wesentlich erhöht, bei feststehender Gigaswitch-Bandbreite. Die oft diskutierte Lösung einer COG-Berechnung von Clustern im Frontend entspricht allerdings nicht dem Konzept fließkommafreier Cluster-Algorithmen in den Frontend Drivern. Jedoch lassen sich bei gleichem Pitch mit den über mehrere Streifen breiten MSGC-Clustern mit der Offline-COG-Methode höhere Ortsauflösungen bei senkrechtem Teilchenfall erreichen.

Für Silizium-Streifendetektoren ist der Cluster-Algorithmus unkritisch: Die Pulse sind im TEC und TOB Detektorbereich mit mehr als $100\ \mu\text{m}$ Pitch quasi frei von Übersprechen. Weiterhin sind sie unipolar und schmal.

Cluster-Algorithmen in der *TAROT* und *TARA*-Software sind aufgrund der Erfahrungen mit den MSGC-Signalen sehr flexibel gehalten. Neben der Wahl oder nicht-Wahl der Signalpolarität werden alle diskriminierbaren Cluster in einem Datenbild verarbeitet, d.h. nach Anzahl, Breite, Amplitude und Ort sortiert, um die Daten-Kompression vorzubereiten. Abbildung 7.9 links zeigt einen „Schuß“ mit drei MSGC-Clustern (Sr^{90} -Kaskade) verschiedener Höhe als Datenbild. Ein Feld für die gemessenen Pulshöhen in Abhängigkeit des Durchgangsortes ist rechts hiervon dargestellt. Die Pulshöhen sind hier die Integrale über die einzelnen Cluster für einen positiven σ -Cut von 3.5, der Durchgangsort ist hier linksseitig vom Cluster markiert. Ähnliche Felder sind definiert worden, damit gewünschte Schnitte und nützliche Abhängigkeiten hergestellt werden können. Die „Cuts“ sind frei über Terminal-Kommandos wählbar.

Im VME-DAQ Systems standen die Kalibrationsmatrizen seit Mitte 1999 zur Verfügung. Mit einer für den Start an MSGCs geeigneten Detektorqualität kamen gegen Ende 1999 die Defekt-Zell-Matrizen hinzu. Aus den Vorteilen der Fehler-Erkennung durch die zellweise Kalibration wurde der rückgewandte Schritt einer systematischen, streifenweisen Projektion der Kalibrationsmatrizen unter Beibehaltung der Defekt-

⁸⁾ um beispielsweise den *nicht* unipolaren Amplituden im MSGC-Clustern gerecht zu werden.

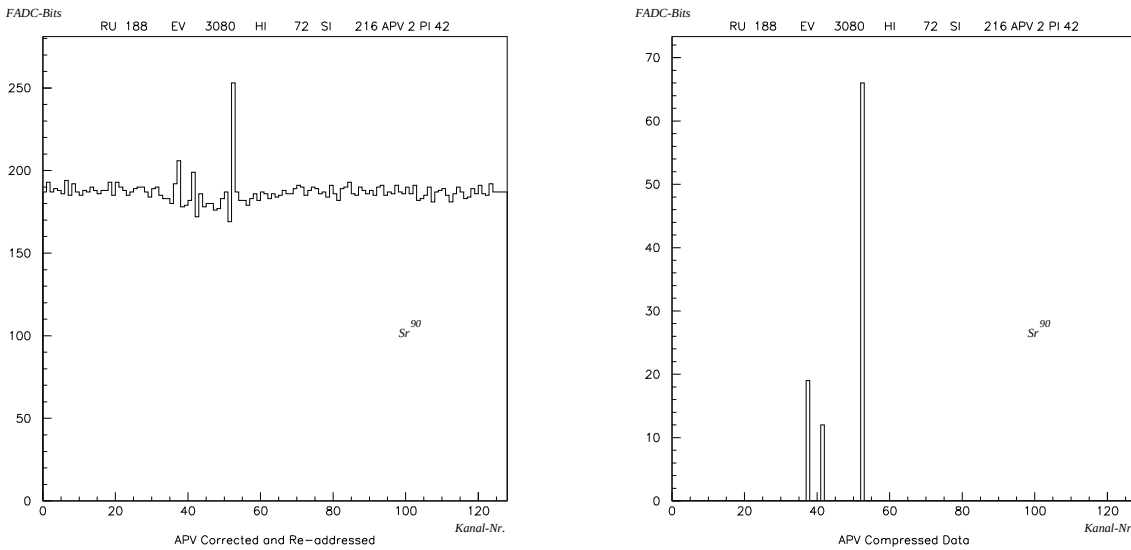


Abbildung 7.9: Links: Datenbild einer MSGC-Kaskade aus drei eng benachbarten Clustern, rechts: Hilfsfeld zur Aufstellung von Pulshöhen-Verteilungen und hierzu verwandten Histogrammen.

Zell-Matrizen nicht mehr ausgeführt, das heißt, auch die Korrektur auf Pedestals und die Diskriminierung über den σ -Cut erfolgt zellenweise.

Störende Masse-Effekte sind im Labor vermieden worden, da mit der optischen Übertragung eine galvanische Trennung sowie ein optimaler Massepunkt gesucht wurden. In einem iterativen Prozess ergab sich auch die bestmögliche Abschirmung. Im SST wird sich eine bestimmte Unruhe in der Masse nicht völlig ausschließen lassen [SMD92]. Aus diesem Grunde wurde in *TARA* versuchsweise ein neues Konzept ausprobiert, dem sog. „Abakus-Algorithmus“ [PET00]: *Das Datenbild erscheint geordnet in einer Rechenmatrix, wie bei den gelochten Steinen eines Abakus, Zeichnung 7.10. Unter jeder Spalte steht die Anzahl, wie oft dieser Stein insgesamt bewegt werden darf. Sie repräsentieren die streifenweisen Rauschwerte σ_i oder sind zu ihnen proportional. Die aktuelle Nullage wird eingangs berechnet und die gesamte Zeile des Abakus markiert (grüner Balken). In jeder Iteration darf jeder Stein jeder Spalte einmal zur Nullage hin verschoben werden (quasi gleichzeitig). Als Folge gleichen sich die Werte nahe der Nullage auf ihre mittlere Nullage an, die Teilchen-Treffer bleiben vorher stehen, da sie die Maximalanzahl erreicht haben. Nun kann das Ergebnis des „Signals über Null“ (S-N) abgelesen werden, indem z.B. nur jene Steine, welche die Markierung um weitere fünf Zeilen unterschreiten, ausgegeben werden ($\equiv k_{lin}$).*

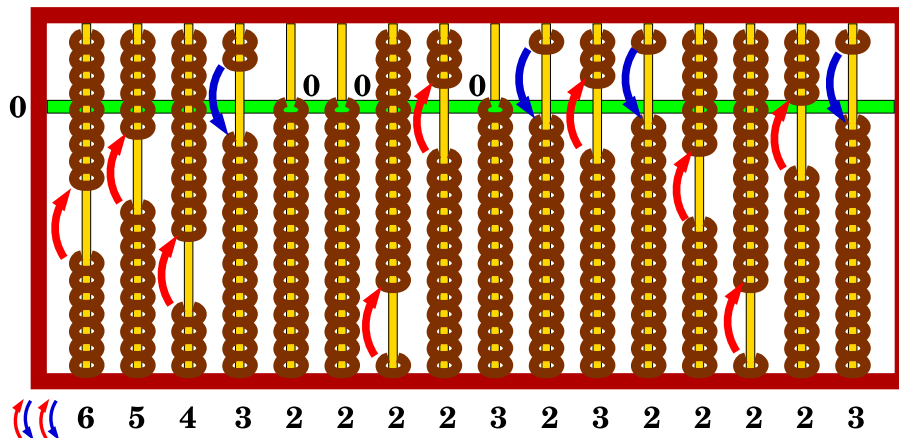


Abbildung 7.10: Prinzip des „Abakus“ für die Signal-Rückgewinnung mit unvermeidbaren Massebewegungen.

Dieser Algorithmus ist mit heutigen Hardware-Technologien leicht realisierbar [NEW96]. Allerdings war es zur Zeit nur möglich, diese Idee in Form von Software zu kodieren. Einige repräsentative Ergebnisse zeigt Abbildung 7.11: Das TARA-Kommando **ABAKUS 3.5 50** erzeugte die nachfolgenden Korrekturen bereits nach nur 50 Abakus-Iterationen bei Abakus-Spalteneinträgen von $k_\sigma \cdot RMS[i, j]$ mit $k_\sigma = 3.5$ (es läßt sich auch mit anderen Einstellungen experimentieren). Der Vorteil liegt insbesondere in der Rekonstruktion von Signalen, welche sich in gleichgerichteten Ausbeulungen oder Kippungen befinden. Verfeinerungen für die anderen Fälle sind ebenfalls möglich ($\leftrightarrow$ Test am Petal/Ladder). Das Abakus-Ergebnis stünde in den Frontend Drivern nach Erhalt der APV-Datenblöcke in einer kurzen, synchronen Zeit zur Verfügung.

Die hier gezeigten Datenbilder stammen aus:

RU#	MX-#	DES	MO	P/D	L/G	LAT	DEL	U_b	U_I	DTJ	SIG	LIN	POL	PS	DAT	COM	LOG-#
160	10k	36	D	P	G	14	0	600	2k8	5	2.5	10.0	+1	Y	Y	Y	157-167
188	10k	36	D	D	G	14	0	600	2k8	5	2.5	10.0	-1	Y	Y	Y	168-195
250	10k	50	D	P	G	15	0	202	360	5	3.0	12.0	-1	Y	Y	Y	246-273
555	1m	58	D	P	G	15	18	200	350	5	4.0	12.0	1	Y	Y	Y	545-573

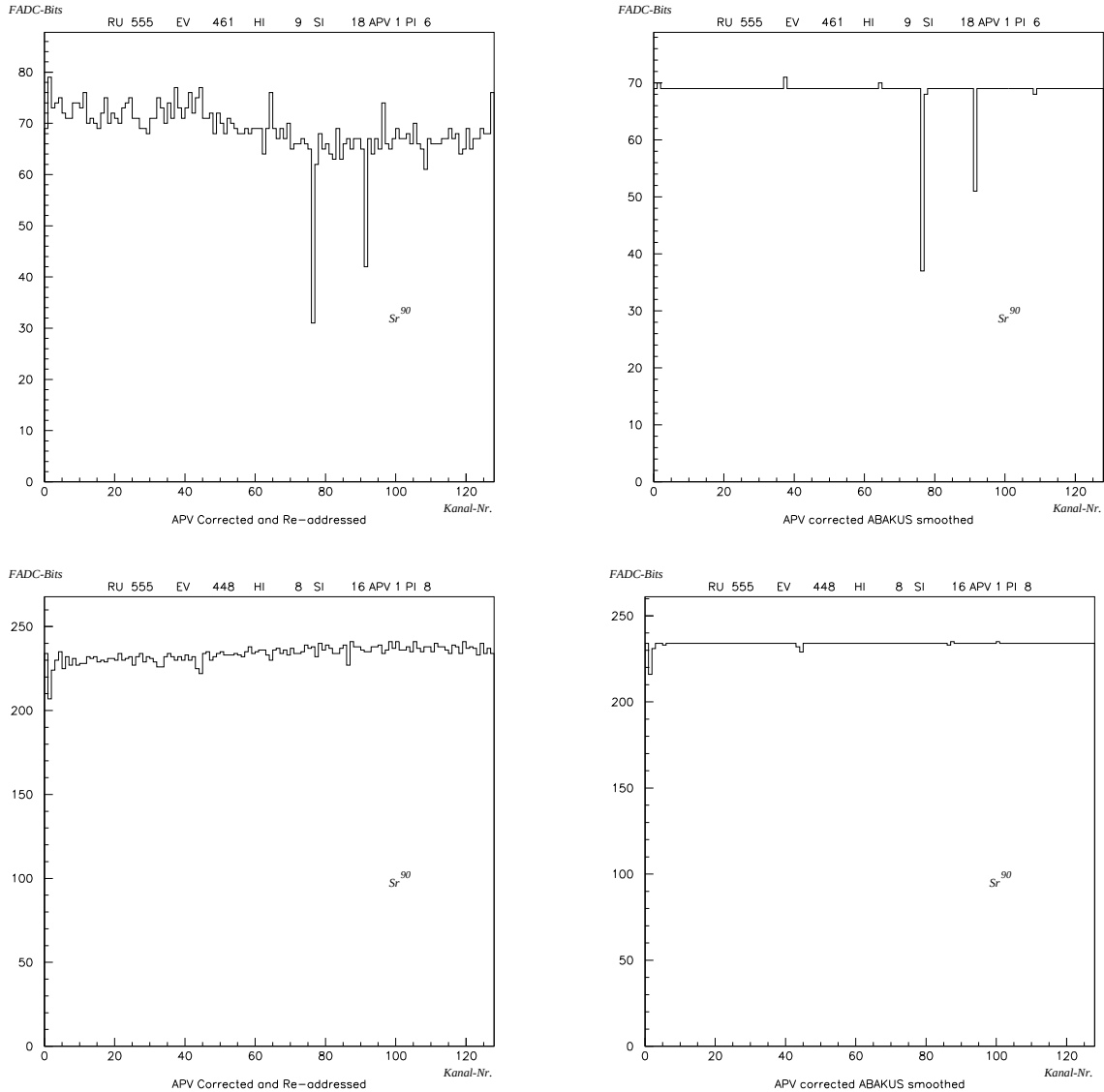


Abbildung 7.11: Links: Datenbild einer energiereichen und einer energieschwachen Kaskade auf dem Silicon Barrel Module mit gleichzeitig störender Wannen- und Kippbewegung, rechts: die Datenbilder nach dem schnellen und robustem Abakus-Algorithmus [PET00]. Es wurden nur fünfzig Iterationen bei $k_\sigma = 3.5$ gebraucht.

7.4 Messungen am Silicon Barrel Module

Messungen am SST-Silicon Barrel Module brachten erstmals Gewißheit über die Korrektheit und das Verständnis auch der vorangegangenen Messungen mit Mikrostreifengasdetektoren. Die hohe Qualität und intrinsische Präzision des SST-Detektors zeigte eine verblüffende zeitliche Auflösbarkeit Szintillator-getriggelter Signale mit der Sr^{90} - β -Laborquelle und damit auch gleichzeitig diejenige des Gesamtsystems.

Die Eingangsschaltung der Triggerbox für den Szintillator aus zeitpräzisen ECL-NIM Modulen aus den 80-er Jahren wurde ausgebaut, und durch die präziseren NIM-Module der 60-er Jahre mit Tunneldioden ersetzt⁹⁾. Die Oszillogramme in Abbildung 7.12 geben den Aufbau wider: Das Verstärkersignal des Szintillators (o.l. 2 $\rightarrow$) wird diskriminiert und zeitlich schmal einjustiert (o.l. 4 $\rightarrow$). Die 40 MHz-Systemuhr wird ebenfalls diskriminiert und zeitlich schmal einjustiert (o.r. 4 $\rightarrow$). Bevor beide Signale in Koinzidenz geschaltet werden, wird der Szintillator-Trigger über eine manuell bedienbare Delay-Box geleitet. Die Systemuhr-Pulse werden über eine manuelle Dämpfungseinheit in der Amplitude reduziert. Oben rechts ist das Koinzidenzsignal bei Kanal 3 $\rightarrow$ zu sehen — der globale, synchronisierte Trigger. Mit dem manuellen Dämpfungsglied, sowie den Pulsbreiten-Stellschrauben konnte nicht nur die 5 ns-Triggerauflösung reproduziert werden (u.l.), sondern sogar auf 1.5 ns erhöht werden (u.r.) (globaler Trigger: 1 $\rightarrow$, Synchronisierung: 2 $\rightarrow$, jitterfrei eingestellt). Somit wurde der Nanosekundenbereich erschlossen¹⁰⁾.

⁹⁾ Dual Updating Discriminator, Model TR204A/N und 4-way Coincidence, Model C144/N, der Firma EG&G.

¹⁰⁾ Eine weitere Verbesserung wäre allerdings auf Kosten der Drift-Treue und Triggerrate gegangen.

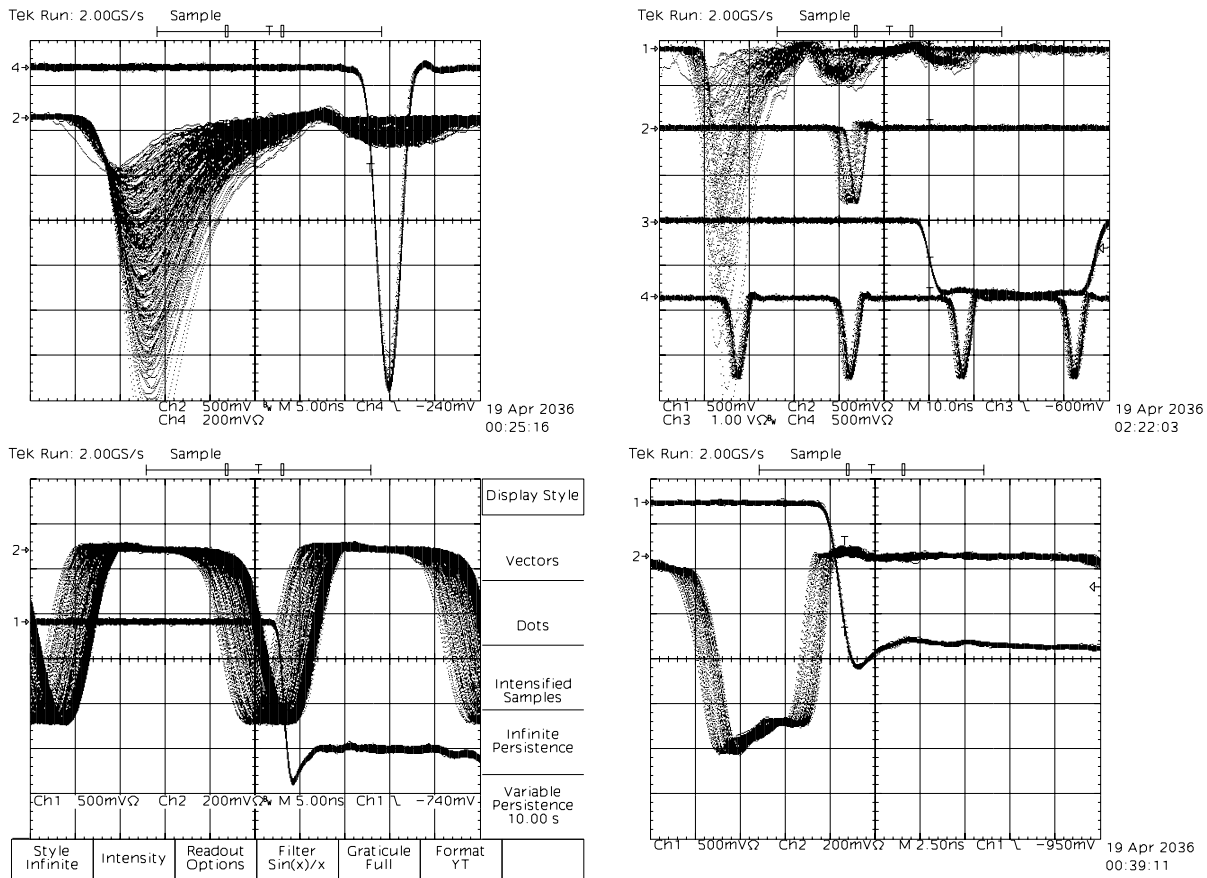
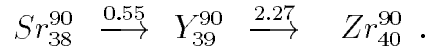


Abbildung 7.12: Überlagerte Oszillogramme der Trigger-Synchronisierung (Erklärung im Text), NIM-Bauweise.

7.4.1 Zerfall von Sr^{90} , Laborquelle

Strontium 90 zerfällt zweistufig über Yttrium nach Zirkonium. In beiden Zerfallsstufen liegt ein reiner Kern- β -Zerfall vor (Zerfallsenergien in MeV):



Die mittleren Energien der β -Teilchen liegen bei 196 keV und 970 keV, die Halbwertszeiten bei 28.1–28.8 a und 64.1 h. Strontium 90 ist eine handelsübliche Substanz und wird als Nebenprodukt in Kernkraftwerken gewonnen. Für Laborzwecke wird es in Keramik gesintert und rundum mit einer Edeldstahlhülle (~ 0.08 mm) versiegelt. In der Laborquelle sitzt eine solche Tablette in einem kleinen Loch am Ende eines Stabes. Zwischen der Zerfallsrate der Sr^{90} -Muttersubstanz und der energiereicheren Y^{90} -Tochtersubstanz stellt sich ein dauerhaftes Gleichgewicht ein. Die in der Versiegelung erzeugte γ -Bremsstrahlung liegt im gleichen Energiebereich wie die entweichende β -Strahlung, etwa zwischen 0.7–2.0 MeV, ist aber erheblich schwächer. Es handelt sich also um eine geeignete MIP-Quelle für Untersuchungen an dünnen Schichten.

Zur weiteren Kollimation der Quelle wird auf das Ende des Stabes ein in der Länge wählbares Röhrchen ($\varnothing=10$ mm) aufgesetzt. Zusätzlich kann am anderen Ende ein Kollimationszylinder mit 2 mm Apertur aufgesteckt werden. Die Strahldivergenz läßt sich so zu 8° oder 4° wählen. Damit ergeben sich Strahlprofile wie in Abbildung 6.16 gezeigt.

7.4.2 Szintillator-Trigger und das Silicon Barrel Module

Die linke Spalte der Tabelle 7.1 gibt einen Überblick über die wichtigsten Parameter des Silicon Barrel Module. Ein solches Module soll auch in CMS eingesetzt werden.

Parameter	Silicon Barrel Module	MS-9-MSGC
Detektortyp	FS5KC0-09	MS-9
Streifenlänge	83 mm	100 mm
Detektorbreite	109 mm	102 mm
Detektordicke	320 μm	3 mm
Detektor- Aufbau	p^+ Streifen auf n-Silizium-Basis $R_{\text{bulk}} = 6 \text{ k}\Omega$ Kristallorientierung $< 100 >$ AC-Kopplung $C_{AC} \cong 80 \text{ pF}$, $R_{\text{poly}} \sim 2 \text{ M}\Omega$	Gold Streifen auf DESAG 263 unpassiviert unbeschichtet $Ne/DME = 1/2$
Streifen-Pitch	140 μ	200 μ
Streifenbreite	$\sim 25 \mu$	9 μ / 70 μ
Streifenanzahl	768	512
Kanalanzahl	384 by 3 APV6	512 by 4 APVM
Triggerfenster	1.5 ns/2.5 ns/5 ns	5 ns
Spannungen	$U_{\text{Depl}} = 100 \text{ V}$ / $U_{\text{Bias}} = 120..200 \text{ V}$	$U_{\text{Kathode}} = 600 \text{ V}$ / $U_{\text{Drift}} = 2.8 \text{ kV}$
Ströme	$I_{\text{Bias}} = 200..300 \text{ nA}$	$< 1 \mu\text{A}$

Tabelle 7.1: Parameter der im Labor getesteten Detektoren.

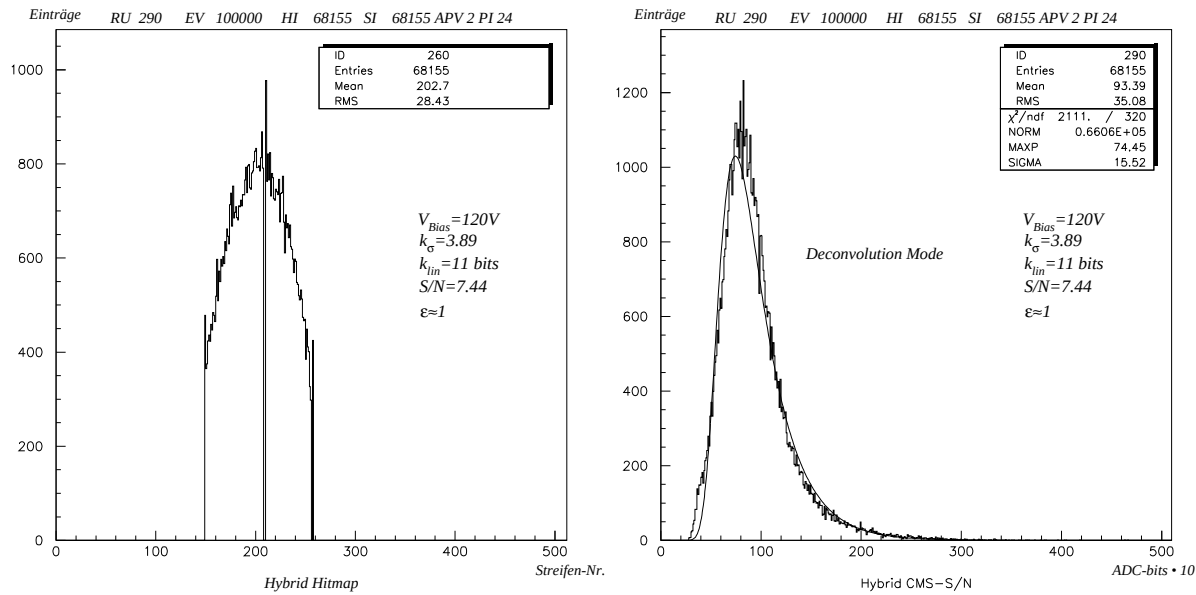


Abbildung 7.13: Links: Region of Interest (ROI) der Sr^{90} -Verteilungen des Runs 290 im Deconvolution-Mode, rechts: SNR-Verhältnis nach der CMS-Definition.

Zum Triggern wird ein Szintillator mit $2 \times 8 \text{ cm}^2$ Grundfläche und 10 mm Dicke verwendet, der rund fünf Zentimeter unterhalb des Wafers und entlang einer Streifengruppe von etwa 140 Streifen Breite positioniert ist¹¹⁾. Die Triggerrate ohne Synchronisierung beträgt ohne Kollimatorrohr etwa 8, nur mit Rohr 1.5, und mit zusätzlichem Zylinder 0.8–0.2 Kilohertz, je nach Kollimator. Die immer vorhandenen kosmischen Teilchen, welche bei Wegnahme der Quelle die verwendeten Szintillatoren im zehntel Hertz-Bereich triggern, tragen in den Sr^{90} -Verteilungen mit wenigen Promill bei.

Die anschließend Synchronisierung (Zeitfenster-Selektion) setzt die globale Triggerrate um 94% (1.5 ns) bzw. 80% (5.0 ns) herab. In der 1.5 ns-Einstellung beträgt die Triggerrate weniger als 50 Hz. Der Blindtrigger ermöglicht so niedrige Raten (S.48) [FRE97]. Um eine zeitliche Durchführbarkeit der Meßserien zu garantieren, werden die Bedingungen an die Auflösung der jeweiligen unkritischen Größen maßvoll gelockert: So ist z.B. in einer Messung in Abhängigkeit von der Bias-Spannung ein Zeitfenster von 2.5 ns ausreichend. Wichtig ist hierbei der Ausschluß schräger Spuren ($\leftrightarrow$ effektive Schichtdicke), wobei hierzu in *TARA* per Kommando (**LIMIT 150 258**) eine Bereichswahl (ROI) durchgeführt wird, wie die Treffer-Verteilung in Abbildung 7.13 zeigt.

Ebenso wie in *TAROT* wird die Anzahl der Treffer im Datenbild gezählt. Somit können Vielfachtreffer, wie in den vorhergehenden Abbildungen gezeigt, erkannt und aussortiert, oder gezielt angewählt werden. Vielfachtreffer beruhen auf Kaskaden, welche in der Luftschicht oder an den metallischen Durchgängen des Kollimatorrohres entstehen. Die Software-Schnittmöglichkeiten können erfolgreich zur Deselektion solcher Kaskaden genutzt werden (**CLUSTER COUNT 11**)¹²⁾. Ihr Anteil an der Triggerrate liegt für das Silicon Barrel Module bei einigen Promill bezogen auf die Triggerrate im Maximum des Signals.

¹¹⁾ Es wird kein Signalverlust aufgrund der Strahlposition entlang der (Aluminium-) Streifen beobachtet. Die Konstanz der Signalamplitude entlang der Streifen ist im Gegensatz zu MSGCs mit Chromstreifen gewährleistet.

¹²⁾ Die Pulshöhenverteilungen der Kaskaden sind etwas breiter.

7.4.3 Pulshöhenverteilung, SNR-Verteilung und Effizienz

Die folgenden Größen werden für jedes n -te aus N Datenbildern eines Runs gerechnet. $COM[n]$ entspricht dem Nullagenwert, $w(m)$ der Breite eines Clusters an der Position m eines Datenbilds. k_σ und k_{lin} sind die Schnittkonstanten für das Streifen- und das „Cluster-Rauschen“, es gilt $j = j(n)$:

Pulshöhe:
$$PUL(n, m) = \sum_{i=m}^{m+w(m)} |ADC_V[i, j, n] - PED[i, j] - COM[n]|_{>k_\sigma \times RMS[i, j]}$$

Cluster Rauschen:
$$CNS(n, m) = \sqrt{\sum_{i=m}^{m+w(m)} RMS[i, j]^2}$$

Cluster-SNR:
$$SNR(n, m) = (PUL(n, m) / CNS(n, m))_{PUL(n, m) > k_{lin}}$$

Effizienz
$$EFF = 1/N \sum_{n=1}^N (1)_{SNR(n, m) > 0} \quad (7.7)$$

Abbildungen 7.14 zeigt zwei Beispiele für Pulshöhenverteilungen, welche aus DAQ-Runs ohne und mit Faltungsmodus gewonnen wurden. Im Peak-Modus ist die optimale Schnittbedingung im Scheitelpunkt gewählt worden, im Deconvolution-Modus wurde gewollt eine Fehlzeit von 5 ns aus dem Faltungsscheitel eingestellt. Als Folge der zu klein eingestellten Schnitte wird das Rauschen sichtbar, Abbildung 7.14 rechts, wobei Rauscheinträge unterhalb „6“ weggeschnitten werden. Durch größere Schnitte läßt sich die Cluster-SNR-Verteilung noch vom Rauschen trennen, wie Abbildung 7.13 rechts zeigt. Aufgrund der etwas höher gewählten Bias-Spannung ist eine solche Fehljustierung in CMS gerade noch tolerierbar.

Die durchgezogenen Linien in Abbildung 7.14 sind per MINUIT [MIN00] angepaßte Landau-Verteilungen nach Gleichung 7.3. Auffällig sind die Abweichungen, die erst hier bei hoher Statistik sichtbar werden. Es scheint, als müßte eine asymmetrische Korrektur vorgenommen werden.

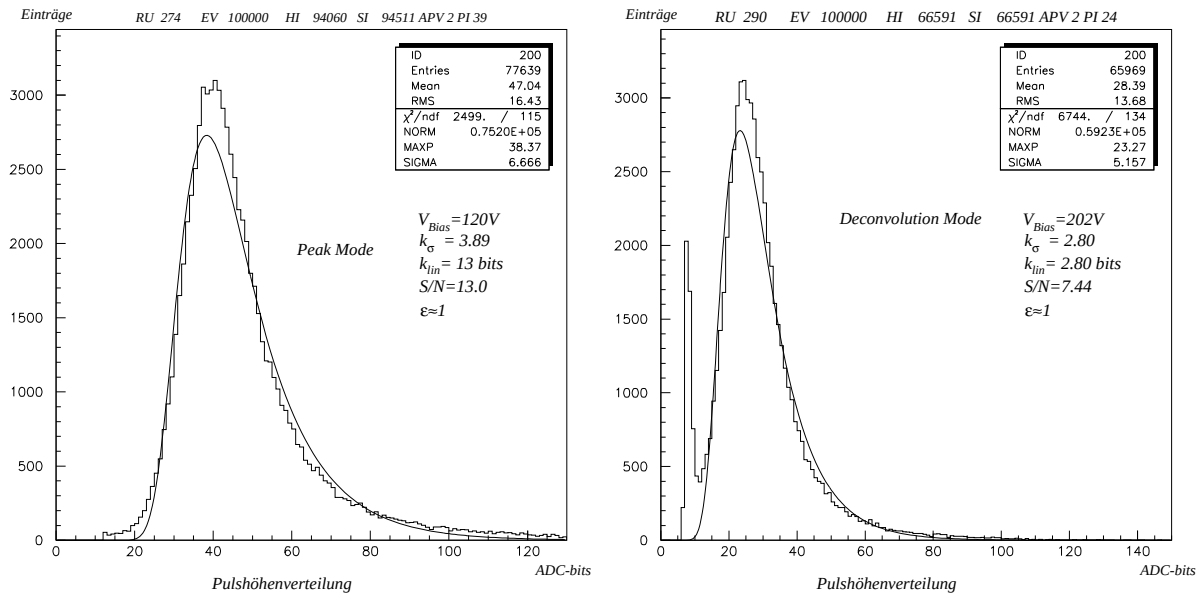


Abbildung 7.14: Sr^{90} -Pulshöhenverteilung im Peak-Mode (links) und im Deconvolution-Mode (rechts), mit gewollt zugelassenem Rauschanteil und einer zeitlicher Fehlabtastung von 5 ns und zu klein gewählten Schnitten, aber bei einer höheren Bias-Spannung. In beiden Fällen gilt der gleiche ROI-Bereich sowie VSHA=50.

Die Effizienz eines Detektors sollte auf der gesamten Detektorfläche bei 100 % liegen. Die intrinsische Ortsauflösung eines Detektors sollte auf der gesamten Detektorfläche den erwarteten Werten entsprechen. Beide Größen werden aber lokal abnehmen, sobald Defekte aufgetreten sind.

Das *SNR-Verhältnis*, engl. *Signal to Noise*, eines Detektors ist definiert durch das Maximum $E_{m.p.}$ der Landau-Approximation an eine SNR-Cluster-Verteilung, falls eine solche Approximation nach Gleichung 7.3 realisierbar ist. Wie später gezeigt werden wird, spielt für die Effizienz eines Detektors das Werteverhältnis $E_{m.p.}/\Sigma$ eine ebenso große Rolle wie $E_{m.p.}$ selbst, wobei für die Ortsauflösung Ähnliches gilt. So kann z.B. eine MSGC mit einem $E_{m.p.}$ von 37 weniger effizient sein, als ein Silizium-Detektor mit einem $E_{m.p.}$ von acht. Wie die Rauschmatrix des Silicon Barrel Module aus Abbildung 6.6 zeigt, kann das SNR-Verhältnis auch lokal fluktuieren (Kehrwert CNS in Gleichung 7.7). Das SNR-Verhältnis ist somit eine spezifische Größe, wobei unter sonst konstanten Bedingungen in Parameter-Plots Abhängigkeiten aufgezeigt werden können. Es soll hier aber betont werden, daß das SNR-Verhältnis zur Beurteilung der Qualität von Detektoren *nicht* ausreicht.

Einen Aufschluß über das Verhalten von MIP-Signalen über die Detektorfläche geben eine streifenweise Treffer-Verteilung und eine streifenweise Verteilung von Hauptwert und Varianz des Cluster-SNR (indem beispielsweise ein Cluster mit der Breite $w(m)$ und der Cluster-SNR $SNR(n, m)$ der jeweiligen Position m (oder dem gerundeten COG-Wert) angerechnet wird). Am Ende dieses Kapitels werden ein paar Beispiele hierfür angegeben. Aus diesen Verteilungen über die gesamte Detektorfläche gemittelte Hauptwerte und Varianzen können als repräsentative Charakterisierung für den Gesamtdetektor gelten — sind aber aufwendiger zu generieren (Statistik & X(Y)-Tisch und mitlaufender ROI-Bereich).

7.4.4 Bias-Spannungs-Plots

Obwohl für den späteren Betrieb am CMS-Detektor nicht vorgesehen, spielen Kennlinienaufnahmen der Größen aus Gleichung 7.7 und der Bias-Strom in Abhängigkeit von der Bias-Spannung beim Verständnis des Verarmungsvorgangs im Halbleiterdetektor eine wichtige Rolle. Hiermit lassen sich Gleichungen für die Rauschanteile (S.84) bestätigen und finden, falls neue Versionen und Geometrien untersucht werden sowie das Alterungs- und Temperaturverhalten [BRA00]. Richtwerte oberhalb der Verarmungsspannung dienen der exemplarischen Kontrolle in Serientests.

Mit dem Hochspannungsgerät (HV) (CAEN, MOD SY 127, SLOT MOD A332), einem Digitalen Multimeter (Kontron DMM 3003), und einem Strommonitor (CUMO [BEI99]) wurde eine stromrichtige Schaltung aufgebaut. Aufgrund des diskreten Innenwiderstandes des Multimeters von $1\text{ G}\Omega$ (0.1%) konnte der Stromschutz des HV-Gerätes aktiv bleiben, die Meßgenauigkeit der Bias-Spannung aber von $\pm 10\text{ V}$ auf $\pm 1\text{ V}$ gesteigert werden. Der Spannungsabfall des Strommonitors ist Null bei galvanischer Trennung. Die Nanoampère-Skala fluktuierte in der letzten Ziffer.

Bei der ersten Inbetriebnahme wurde die Spannung innerhalb von drei Tagen langsam von etwa 70 V auf 120 V gesteigert, und dabei erst eine schnelle Stromabnahme ($\propto 10\text{ nA/h}$), am zweiten und dritten Tag wieder eine langsame Zunahme beobachtet ($\propto 1\text{ nA/h}$). Auf die zeitliche Aufnahme des Stabilisierungsvorgangs [BRA00] mußte verzichtet werden, denn erst nach Stabilisierung des Bias-Stromes fiel ein Bereichswahl-Knick bei 128 nA auf. In Abbildung 7.15 wird die gemessene „Diodenkurve“ von diesem Punkt ab um 150 nA heruntergesetzt — aus Skalierungsgründen — denn hier werden auch Bias-Spannungs-Plots der bereits beschriebenen Größen gezeigt ($SNR_{Mean} \equiv \overline{SNR}$, $E_{m.p.}$, Σ , etc.). Neu ist allerdings das Produkt aus SNR-Hauptwert und Effizienz, die neu eingeführte sog. *Akzeptanz* [PET00].

Für die HV-Versorgung in den Labors werden oft kommerzielle Geräte verwendet, welche den Stabilisierungsvorgang via Kabel-Datenbus kontrollierbar machen. Da dieser Weg in VME (SCADA) nicht zur Verfügung stand, und auch nicht angestrebt wurde, ist in Anhang C.4 eine Spezifikation für das CAMAC-HV-Modul DCVU für Silizium-Detektoren erarbeitet worden.

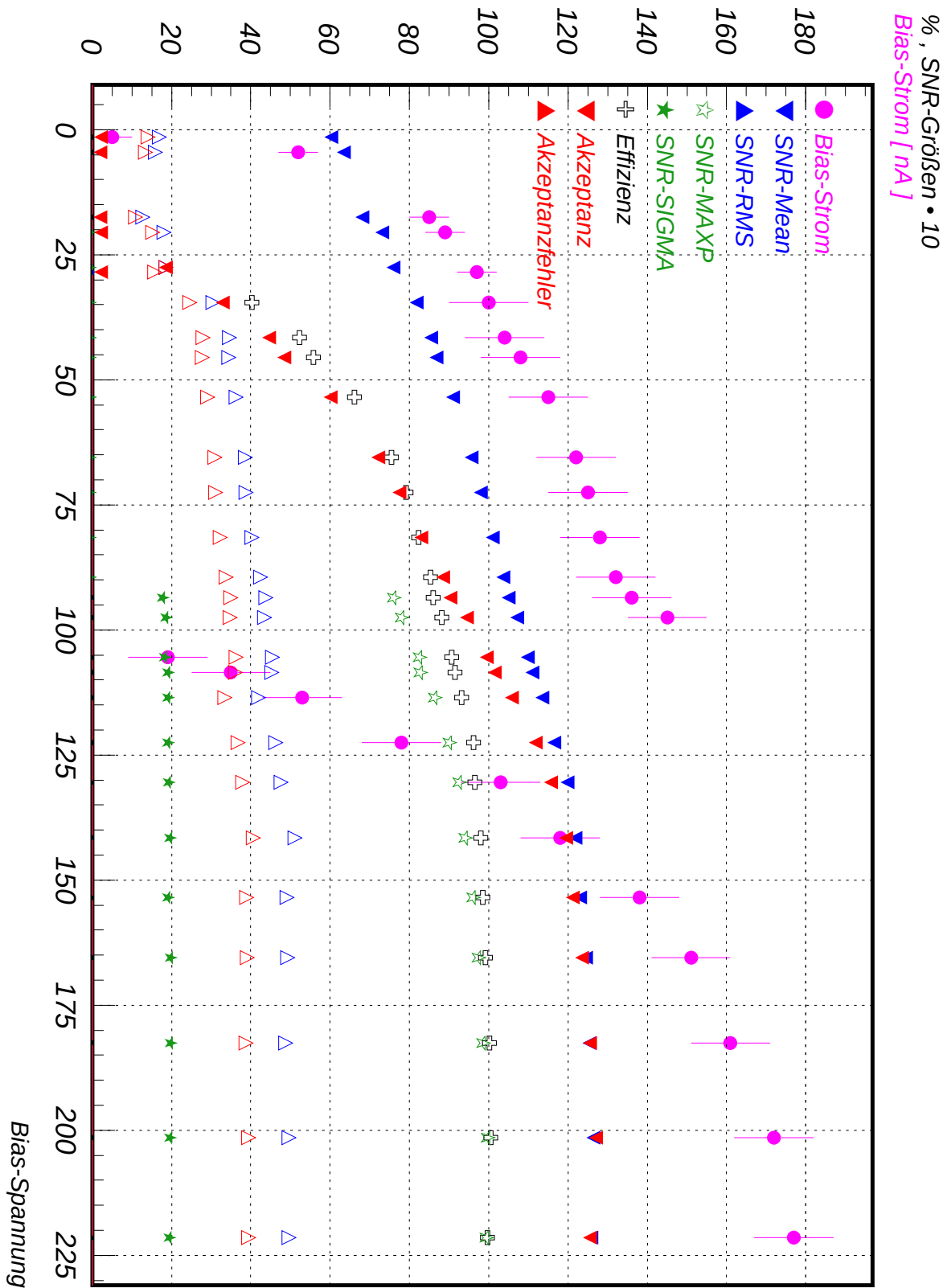


Abbildung 7.15: Darstellung der in Abschnitt 7.4.3 eingeführten, geschnittenen SNR-Größen in Abhängigkeit der Bias-Spannung am Silicon Barrel Module mit $k_{\sigma} = 4.6$, $k_{lin} = 0.0$ („Einfachschnitt“) unter Zell-Kalibration und APV-Faltungsmodus. Bei kleinem Verhältnis $MAXP/SIGMA$ werden Landau-Approximationen fehlerhaft, und die *Akzeptanz* ermöglicht wieder eine realistische Beurteilung des einzuschätzenden „Meßleistungsabfalls“.

7.4.5 Streifenspezifische Messungen

Die nächsten Histogrammbeispiele dienen zwei Zwecken: Einerseits der Demonstration der Raumwinkelabhängigkeit von Clustern, andererseits der Möglichkeit der Qualitätsbewertung von CMS-Detektoren.

In der Abbildung 7.16 sind die beiden oberen Histogramme über das in Gleichung 7.7 definierte Cluster-SNR streifenweise gemittelt worden ($\overline{SNR}$), und zwar in Peak- und Deconvolution-Mode der Runs 274 und 290. Man erkennt die erwartete Konstanz im gewählten ROI-Bereich für die Pulshöhenverteilungen, aber einen Anstieg zu beiden Seiten (mit abnehmender Statistik), der aus dem effektiven Schichtdicken-gewinn schräger Teilchen resultiert. Dies erkennt man auch an der untersten Histogrammierung der streifenweise gemittelten Clusterbreite $w(m)$, welche zu den Seiten hin entsprechend zunimmt.

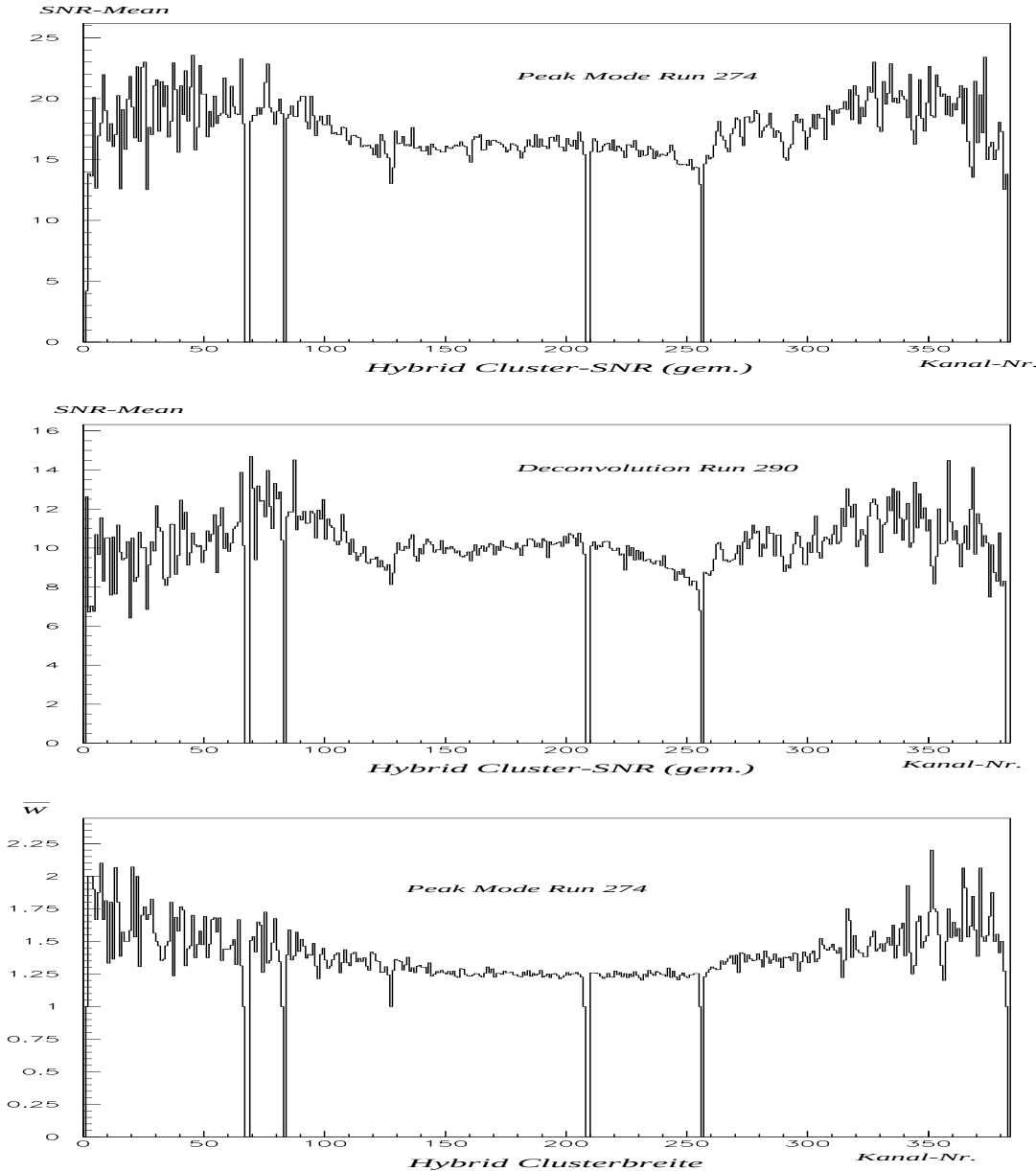


Abbildung 7.16: Streifenweise gemittelte Größen des Cluster-SNR ($\overline{SNR}$) in Peak- und Deconvolution Mode (Run 274/290) sowie der Clusterbreite. Die Effekte schräger Spuren und des Kantenrauschens sind erkennbar.

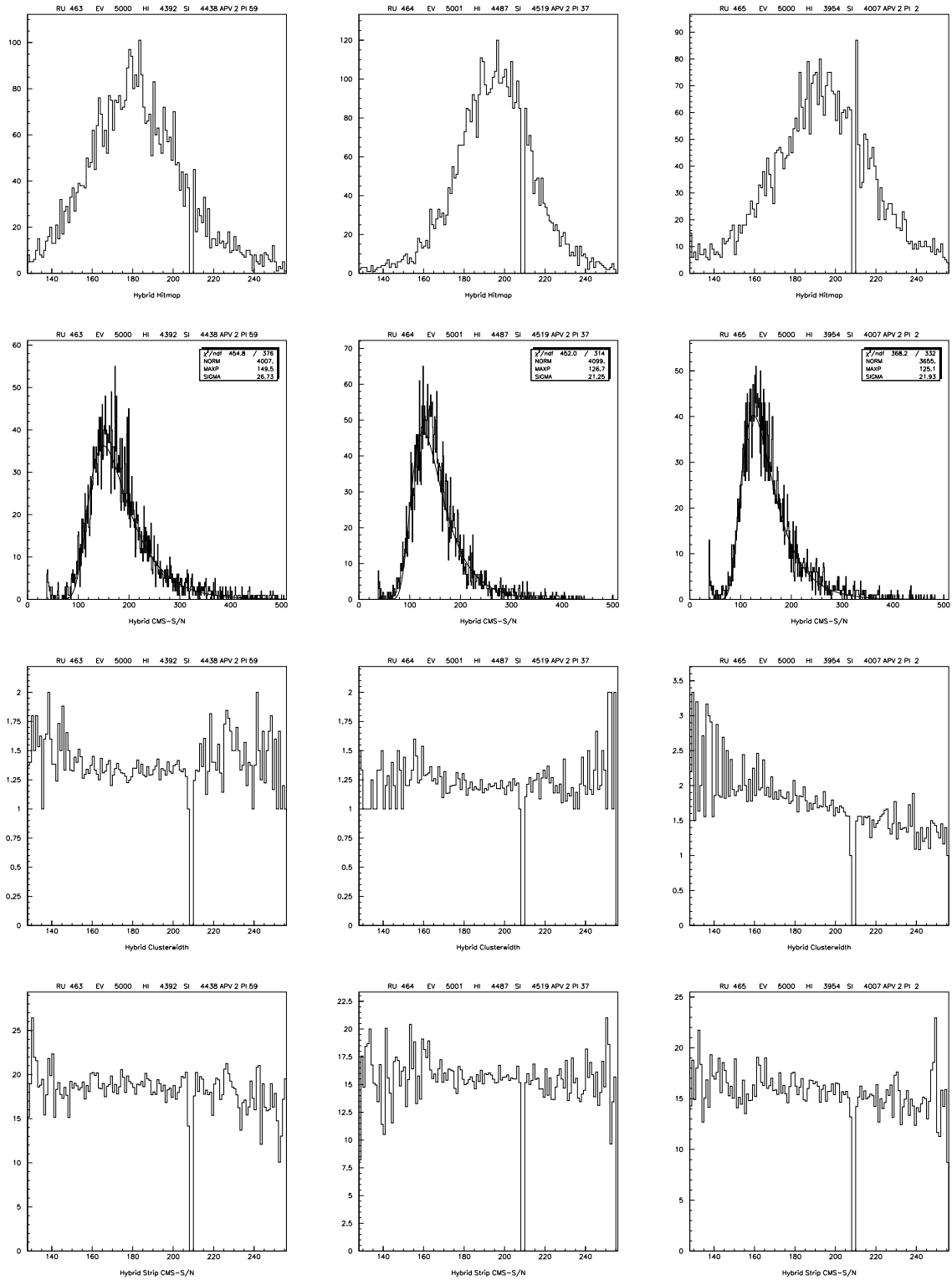


Abbildung 7.17: Staffellung der Ergebnisse aus drei Runs mit unterschiedlichen Strahlraumwinkeln. Links: Senkrechter Einfall, Mitte: Einfall 45° in Streifenrichtung, rechts: Einfall 45° quer zur Streifenrichtung.

In einem weiteren Versuch wurde die Strahldivergenz noch einmal auf 4° reduziert und das Kollimatorrohr senkrecht auf die Mitte des sensitiven Bereichs gehalten, Abbildung 7.17, linke Spalte. Anschließend wurde das Kollimatorrohr um $45^\circ \pm 5^\circ$ einmal längs und einmal quer zur Streifenrichtung gekippt (mittlere und rechte Spalte). Es ergeben sich die qualitativen Schlußfolgerungen:

1. Das mittlere Cluster-SNR wird bei sehr steilen Winkeln wieder kleiner.
2. Die Clusterbreitenverteilung ändert sich bei der Neigung längs der Streifen kaum, bei der Neigung quer zu den Streifen wird dagegen die Abhängigkeit vom Winkel deutlich.
3. Die Querneigung hat keinen Einfluß auf das Strahlprofil, die Längsneigung führt allerdings zu einer gewissen Deselektion von zu den Streifen quer geneigten Spuren („schrägstumpfe“ Raumwinkel).

Es empfiehlt sich bei solchen Raumwinkelmessungen das zu testende Modul in einer strahldurchlässigen und lichtdichten Box zu verpacken.

Run 290 und die Raumwinkelmessung wurden unter folgenden Bedingungen genommen:

RU#	MX-#	DES	MO	P/D	L/G	LAT	DEL	U_b	U_I	DTJ	SIG	LIN	POL	PS	DAT	COM	LOG-#	I
290	M1	51	D	D	G	18	14	202	350	1.5	2.5	11.0	+1	Y	Y	Y	278-292	
463	5k	54	D	P	G	15	1	203	330	5	2.5	11.0	-1	Y	Y	Y	463-	
464	5k	55	D	P	G	15	1	203	330	5	2.5	11.0	-1	Y	Y	Y		
465	5k	56	D	P	G	15	1	203	330	5	2.5	11.0	-1	Y	Y	Y	-465	

Mit einer starken, kollimierten Quelle und automatischem XY-Fahrtisch läßt sich also ein leistungsfähiges System zur Qualitätsbewertung von CMS-Streifendetektoren aufbauen.

Satz 7.1 *Streifengemittelte Größen wie das Cluster-SNR, Clusterbreite und ihre Varianzen dienen neben den Kalibrationsergebnissen der übersichtlichen Beurteilung von Detektoren.*

Ist die Statistik innerhalb einer halben Stunde groß genug (Satz 4.3), so lassen sich die Größen aus Satz 7.1 auch zellweise ermitteln (L1-Triggerrate).

7.4.6 Zeitspezifische Messungen des Signalverlaufs

Erst im letzten Kapitel dieses Teils wird auf die Signalentwicklung von Silizium-Streifendetektoren weiter eingegangen, und zwar dort unter dem Gesichtspunkt des Vergleichs mit der Signalentwicklung in MSGCs.

Kapitel 8

Mikrostreifengasdetektoren für CMS

Mikrostreifengasdetektoren können in einer Vielzahl von Variationen ausgelegt und aufgebaut werden. Der vielleicht wichtigste, frei wählbare, zusätzliche Parameter ist das „Arbeitsgas“ welches die Auslesestreifen des Detektors in einer 2–5 mm dicken Schicht überströmt. In jeder ihrer Auslegungen werden sich im Allgemeinen sämtliche Parameter des MSGC-Systems ändern. Ein sicherlich hinzukommender Faktor ist der Reinheitsgrad der verbauten Materialien. Eine beste Lösung für MSGCs in CMS zu finden ist daher nicht-trivial. Die Spezifikationen einer CMS-MSGC umfaßt zum einen die im letzten Kapitel eingeführten Größen, zum anderen die Zeitauflösung und das Pile-Up-Verhalten. Folgende Punkte sind daher in komplexer Weise miteinander verwoben:¹⁾

1. Effizienz
2. Ortsauflösung
3. Zeitauflösung
4. Pile-Up-Verhalten und Dynamik
5. Implementierbarer Cluster-Algorithmus in den Frontend Drivern
6. Langlebigkeit unter der Hadron- und Röntgenstrahlung in CMS
7. Ausnahmebehandlungstechnik bei elektrischen Entladungen
8. Niedrige Strahlungslänge
9. Aufwand des Baus

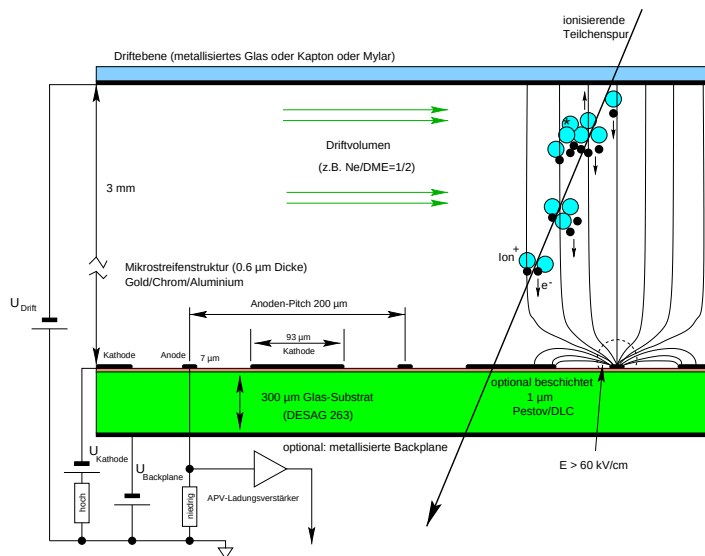
Leider war es während der ersten zwei Jahre langen Entwicklungsphase des Aachener VME-DAQ-Systems aus Mangel an robusten und funktionstüchtigen Detektoren oder Hybriden schwierig, viele der Messungen am sogenannten „CMS-Arbeitspunkt“ durchzuführen, obgleich die Detektoren keiner nennenswerten Bestrahlung ausgesetzt waren. Eine in wenigen Wochen durchgeführte, gelungene Studie zeigt den grundsätzlichen Einfluß der Driftzeitfluktuation auf, welche die Effizienz eines MSGC-APVM-Systems in Frage stellen kann. Dies führt zusammen mit vergleichbaren Ergebnissen anderer APVM-Auslesen [SCI99] zu einer andersartigen Interpretation der Zusammenhänge.

¹⁾ Das SNR-Verhältnis ist nicht der maßgebende Faktor für die hier aufgelisteten Punkte, siehe Abschnitt 7.4.3.

8.1 Funktionsprinzip eines Mikrostreifengasdetektors

Gute Ortsauflösungen in Gasdetektoren werden bei konservativer Datenrate und Strahlungsdosis mit Violdraht-Proportionalkammern erreicht (MWPC) [CHA68], bessere mit Driftkammern. Eine weitere Miniaturisierung unter Aufgabe des Driftkammer-Prinzips [BLU94] führte zu lithographisch gefertigten Elektrodenstrukturen auf einem glasartigen Trägermaterial bei einer gleichzeitigen Reduktion des Driftvolumens auf ein Minimum: Der schnelle Mikrostreifengasdetektor (MSGC) war geboren [OED88].

Abbildung 8.1 zeigt den Aufbau, Funktion, Feldgebung (übertrieben) und die Beschaltung einer MSGC, die Tabelle daneben zeigt die wichtigsten Kenngrößen. Der Durchgang eines geladenen Teilchens erzeugt Elektronen und Ionen, welche im homogenen elektrischen Feld zu den Elektroden driften. Die wesentlich schnelleren Elektronen dringen in Substratnähe in das inhomogene Verstärkungsfeld um die Anodenstreifen ein. Der dort einsetzende Lawinenprozess führt zu einer mittleren Gasverstärkung $\bar{A}$ der gesammelten Elektronen. Die Bewegung der dabei entstehenden Ionen gibt die Hauptkomponente des Signals auf den Anodenstreifen, welches von den eingangsgeschützten APVM-Vorverstärkern ausgelesen wird. Dieses Signal ist aufgrund der unmittelbaren Nähe zu den sammelnden Kathodenstrukturen sowie dem schmalen Verstärkungsbereich ebenso schnell abgeklungen wie das Streifensignal eines SST-Moduls (!)(Abb.9.1).

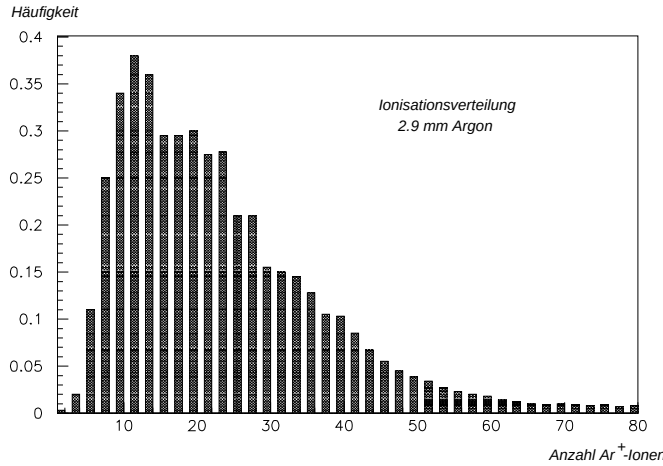


MSGC-Kenngrößen	
Pitch	150–300 μm
Gasschicht	2.5–5 mm
homogenes $\vec{E}$ -Feld	5–9 keV/cm
Verstärkungs- $\vec{E}$ -Feld	10–100 keV/cm
Driftspannung	2.5–4.0 kV
Kathodenspannung	480–650 V
Primäronisation	10–30
Gasverstärkung	< 3000
Arbeitsgase	He, Ar, Ne
Löschgase	$C_nH_{2n+2}, n \leq 3$ $C_2H_6O(DME)$ CO_2, CF_4
γ -Dosis	< 5 MHz/mm ²
HIP-Dosis	< 5 Hz/mm ²

Abbildung 8.1: Zusammenfassende Funktionsdarstellung einer MSGC für Hochenergieexperimente in Aufbau, Beschaltung, Feldgebung und zusammenfassende Tabelle der wichtigsten Kenngrößen.

8.2 Gasionisation, Gasverstärkung und Drift

Mittelwert bzw. Fluktuation der Ionisation entlang einer Teilchenspur im Driftvolumen der MSGC folgen nicht mehr exakt den Vorhersagen der Bethe-Bloch-Gleichung bzw. Landau-Verteilung. Ursache ist die geringe Primäronisation von minimalionisierenden Teilchen beim Durchgang durch das sehr dünne Driftvolumen. Zum einen können Teile der deponierten Energie aus dem Gasvolumen wieder entweichen, zum anderen sind Anregung und Ionisierung vielstufige Prozesse, bedingt durch die atomaren bzw. molekularen Anregungsniveaus. Sekundäronisationsprozesse durch herausgeschlagene Hüllenelektronen und die Neutralisierung von Ladungsträgern auf ihrem Driftweg beeinflussen zusätzlich die Ladungssammlung. Die Verhältnisse lassen sich daher für MSGCs nur numerisch lösen. Für eine 2.9 mm dicke Argonschicht ist die Ionisationsverteilung $\mathfrak{I}$ in Abbildung 8.2 als ein Beispiel wiedergegeben: Das Plateau überstreicht



Gaseigenschaften			
Gas	$\bar{n}_p$	$\bar{n}_t$	W_I [eV]
He	4	8	42.3
Ne	12	43	36.4
Ar	23	94	26.4
CO ₂	35	91	33.0
CH ₄	25	53	28.0
CF ₄	51	100	54.0
C ₂ H ₆	41	111	11.6
C ₂ H ₆ O (DME)	55	160	23.9

Abbildung 8.2: Links: Numerisch berechnete Ionisationsverteilung einer etwa 3 mm dünnen Argongasschicht bei Durchgang minimalionisierender Teilchen (totale Ionisation [BLU94]), rechts: Mittelwerte der primären und totalen spez. Ionisationszahl [cm^{-1}] ($\bar{n}_p$, $\bar{n}_t$) in dicken Gasschichten ($>15\text{mm}$ unter Normalbedingungen) sowie die Ionisationsenergien W_I der für dünnsschichtige Gasdetektoren bevorzugt verwendeten Gase.

einen verhältnismäßig großen Bereich. In der nebenstehenden Tabelle sind die mittleren, spezifischen Energieverluste für dicke Gasschichten ($>15\text{mm}$) für die primäre und totale Ionisation einiger häufig benutzter Gase angegeben.

Um die Neutralisierung der Ladungsträger während des Drifts zu vermeiden werden oft Edelgase als Arbeitsgase eingesetzt, es eignen sich aber auch Moleküle mit sehr hoher Elektronegativität. Eingefangene Elektronen senden UV-Quanten aus, welche an einer anderen Stelle im Gas weitere Ionisationen auslösen. Sogenannte Löschgase, engl. Quencher, welche eine hohe Anzahl an Anregungszuständen aufweisen, besitzen einen hohen Wirkungsquerschnitt für die Absorption dieser UV-Quanten oder es findet eine Abregung durch Stöße mit den Gasatomen statt. Quencher müssen ebenfalls eine hohe Elektronegativität aufweisen.

Die Gaszusammensetzung wurde für Messungen am Aachener VME-DAQ System von einem offenen Gas-system mit Gasflußreglern und einem Gaschromatographen überwacht, Anhang B.7. Messungen mit der Fe^{55} -Quelle wurden mit der konstanten Mischung $Ar/DME = 1 : 2$ und Messungen mit der Sr^{90} -Quelle mit $Ne/DME = 1 : 2$ durchgeführt. Diese Gaswahl beruhte auf dem Vorschlag der CMS-Kollaboration.

Ebenfalls vom Gas abhängig ist der Mittelwert und die Fluktuation der Gasverstärkung, welche über die negative Binomial (Polya-) Verteilung $\mathfrak{A}$ eingeht [BLU94]. Ihre Charakteristik ähnelt der einer Landau-Verteilung $\mathfrak{L}$ sehr stark. Hauptvariablen in $\mathfrak{A}$ sind die Ionisationsenergie des Arbeitsgases und das von den Lawinen-Elektronen überwundene Verstärkungs-Potential, maßgeblich bestimmt durch die Kathodenspannung U_{Kath} und der Driftkathodenspannung U_{Drift} . Es läßt sich eine starke exponentielle Abhängigkeit in U_{Kath} , und eine schwache in U_{Drift} feststellen, wie ausführliche Messungen mit dem hierfür geeigneteren PreShape32-Vorverstärker bestätigen [PBT98], und Abbildung 8.3 links.

Die Analyse der Driftgeschwindigkeit von Ionen und Elektronen in Gasen ist komplex [BLU94]. Für die MSGC ist nur diejenige der Elektronen von maßgeblicher Bedeutung. Diese ist weder proportional zum Driftfeld noch zu den Gasanteilen. Der Einfluß des Raumsauer-Effektes ist in Diagramm 8.3 rechts zu erkennen, wobei das Mischungsverhältnis in Schritten von 10 % von reinem Argon zu reinem DME variiert. Wichtig ist, in einem konstanten Sektor des Diagramms, bei etwa 8–10 kV/cm zu operieren, also schon bei recht hohen Feldstärken. Auf diese Weise kann die Driftgeschwindigkeit als eine Konstante des Detektors angesehen werden.

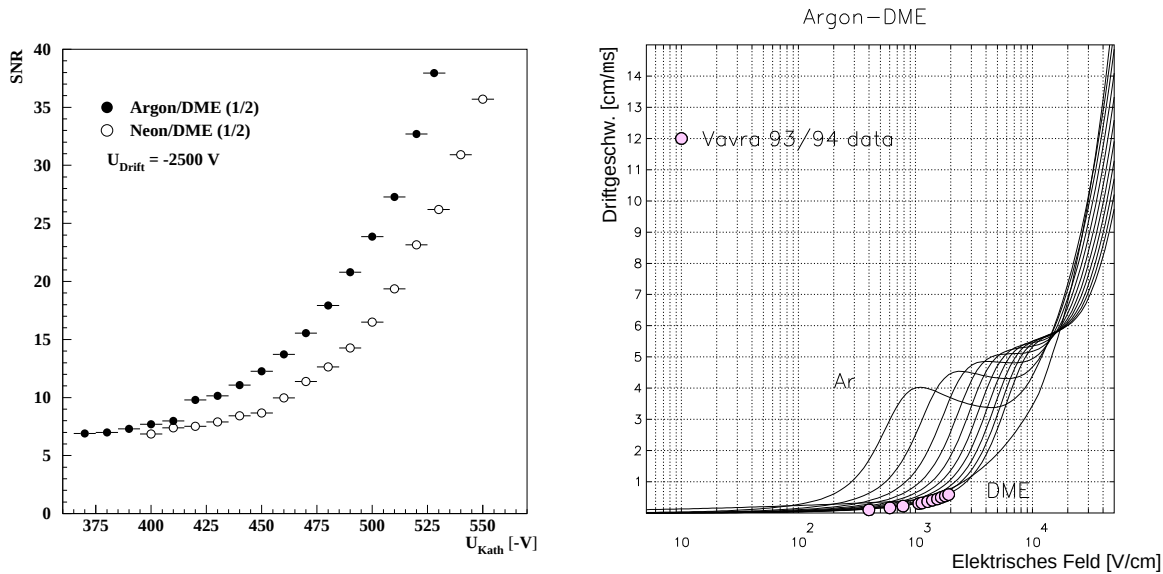


Abbildung 8.3: Links: Exponentieller Anstieg der Gasverstärkung mit steigender Kathodenspannung, d.h. wachsender Feldstärke im Lawinenbereich um die Ausleseanoden, mit den in Aachen verwendeten Gasmischungen. Rechts: Nichtlinearität der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der homogenen Feldstärke im Driftvolumen und der Gaszusammensetzung [VAV93], in Folge des Ramsauer-Effektes.

8.2.1 Degenerierungseffekte

Unter Degenerierungseffekten versteht man verschiedenste Beschädigungen der Elektrodenstrukturen. Eine Aufstellung solcher Effekte findet man in folgenden Referenzen: [SAU92] [CMS98]. Die Inbetriebnahme sowie die Aufrechterhaltung des Betriebs einer MSGC erfolgt unter Beachtung der Wahrscheinlichkeiten von räumlichen und zeitlichen Ausdehnungen von Lokal-, Streifen- und Flächenentladungen. Einige der Degenerierungseffekte werden im Folgenden beschrieben.

Bei Überschreitung des sogenannten Raether-Limits (60er Jahre (!) [RAE64]) von 10^7 – 10^8 Elektronen setzt eine sich selbst verstärkende Entladung und damit eine Zerstörung der Elektrodenstruktur ein. Dies geschieht bei MSGCs entweder entlang der Streifen, oder bevorzugt lokal an einer bereits existierenden Schwachstelle. Für die CMS-MSGC versuchte die Kollaboration durch eine zusätzliche Beschichtung der Kanten der Kathodenstreifen, engl. Advanced Passivation, hohe Felder an diesen zu vermeiden.

Ein weiteres Phänomen der Degenerierung ist die elektrische Aufladung des isolierenden Glasträgers vom Zeitpunkt der Bestrahlung an, engl. Charging genannt. Als Folge verändert sich das Verstärkungsfeld empfindlich, so daß die Betriebsbedingungen von der Bestrahlung abhängig werden. Eine aufgebrachte Oberflächendotierung oder eine Diamant-Beschichtung auf dem Glasträger führt zu einer Begrenzung dieses Effektes. Auf die in Abbildung 8.1 gezeichnete metallische „Backplane“ wurde aus Gründen eines geringeren Rauschens verzichtet, obgleich sie Charging reduzieren hilft.

Während des Betriebs ergeben sich durch degenerative Entladungen Zustände, in denen die Spannung automatisch abschaltet, engl. Trip. Hiernach kann die Spannung nur sehr langsam wieder auf den Betriebswert gesetzt werden (Ausnahmebehandlungstechnik).

Im Labor wurde mit Elektrodenstrukturen von Gold auf DESAG263-Glas Substraten gearbeitet. Es wurde selbst mit einem fabrikneuen, fehlerfreien Substrat mit einer kupferkaschierten Honeycomb-Driftkathode die Erfahrung gemacht, daß unter dem Betrieb an nicht ungewöhnlich hohen Spannungen lokale Schwachstellen nach und nach zu einem Defektfraß ganzer Regionen auf dem Substrat führten. Da die Verunreini-

gungen an Wasserdampf und Sauerstoff (< 10 ppm) im offenen Gassystem vernachlässigbar sind, konnte der Verdacht auf das aggressive DME-Gas als (zusätzliche) Ursache nie völlig ausgeräumt werden. Nach der ersten MS-9-Kammer waren die Degenerationen und Instabilitäten auch keinem fehlerhaften Aufbau mehr zuzuordnen.

8.3 Das Frontend-Link

Bei der Serienfertigung von Prototypen, engl. Performance Prototypes (PPT), für den äußeren Bereich der CMS-Spurkammer, Anhang B.5, galt es folgendes Problem zu lösen: *Wie ist es möglich die Serienfertigung zu beginnen (2000), ohne daß die endgültige Version der Meßelektronik (MUX, PLL, DCU) vorliegt (2003)?*

Diese Fragestellung ist heute noch hochaktuell, damals war anhand der Tests an Prototypen aber schon folgendes klar: 1.) Dem Bau der PPTs ohne Elektronik in Serie standen höchstens kleine technische Schwierigkeiten im Wege [PBT98]. 2.) Mit endlichen Geldmitteln hätte man bei der bekannten Ausfallrate von Prototyp-Hybriden 16 funktionstüchtige Hybride aus 30–40 Hybriden extrahieren können. Mit jeweils vier von diesen Hybriden hätte man alle vier Radien von PPTs mit vier Substraten über VME-DAQ-Systeme der beschriebenen Art betreiben und testen können — aber nicht nur ein einziges mal.

Die Verbindung der Hybride mit dem PPT-Substraten erfolgt wie heute am SST über einige tausend feiner Silberdrähte, die mit sog. Bonding-Maschinen halbautomatisch gesetzt werden müssen (engl. Bonding-Wires). Das Bonden von neuen Prototypen muß erst in einer Justierarbeit von einigen Tagen eingerichtet werden. Ein Bonding-Kontakt am PPT kann maximal viermal gesetzt werden [RUN98] — die gebondete Elektronik müßte schließlich nach dem Test wieder abgenommen werden.

Summa summarum lag der Serientest und Bau der PPTs Ende 1999 aus diesen Gründen in weiter Ferne.

Daher wurde erfolgreich an einer Lösung des Problems durch einen *zerstörungsfrei wiederverschließbaren* Frontend-Link gearbeitet [PET99]. Am CERN in Auftrag gegeben wurde eine Folie, an deren einem Ende das Prototyp-Hybrid angebondet, das Andere hingegen in einer Anpressvorrichtung mit einer MS-9 MSGC verbunden werden konnte. Die Verbindung wurde mindestens dreimal gelöst und wieder geschlossen, ohne daß eine Verschlechterung der Kontaktierung zu beobachten gewesen wäre. Einmal einjustiert, dauerte das wiederholte Setzen des Frontend-Links nur jeweils einige Sekunden (!).

Die Histogramme in Abbildung 8.4 zeigen in abwechselnder Reihenfolge die akkumulierten SNR-Verhältnisse und Treffer-Verteilungen, einmal gewonnen über einen manuell von Kathodengruppe zu Kathodengruppe durchgereichten Testpuls, ein anderes Mal gewonnen durch Bestrahlung mit der Sr^{90} -Quelle. Die winzigen Signale der Testpulsladung, als auch die der MIP-Lawinen mußten demnach überall erfolgreich auf die „Auslese-Seite“ gelangt sein. Nur ein einziger Streifen aus 512 (!), an Position 10, brauchte einen etwas höheren Anpressdruck zur Kontaktierung. Es konnte am Schneidevorgang gelegen haben, denn der Frontend-Link besaß fünf Pitch-Optionen von 200 bis $250\ \mu\text{m}$ Pitch, die einfach zugeschnitten werden konnten. Die technische Grenze dieses neuen Frontend-Links wird bei etwa $130\ \mu\text{m}$ Pitch und 1000 Kontakten vermutet, wobei die Anzahl der Schließvorgänge je nach Auslegung bei 50 oder mehr liegen dürfte.

In Anhang B.6 sind einige Photographien des Frontend-Links mit Anbindung an die eigens gefertigte MS-9 MSGC gezeigt.

Satz 8.1 *Der wiederverschließbare, zuverlässige, sekundenschnelle Vorgang der Kontaktierung ist mit 512 Kontaktstreifen bei $200\ \mu\text{m}$ Pitch mit dem entwickelten Frontend-Link das erste mal erfolgreich realisiert und getestet worden. Eine Miniaturisierung des Prinzips sieht als Verwendungszwecke superbreite Buskontaktierungen auf engstem Raum für jede Art von Frontside-Bussen und Frontend-Karten, sowohl in Flachband- als auch Leisten Ausführung vor. Es können auch Kleinstsignale hiermit übertragen werden.*

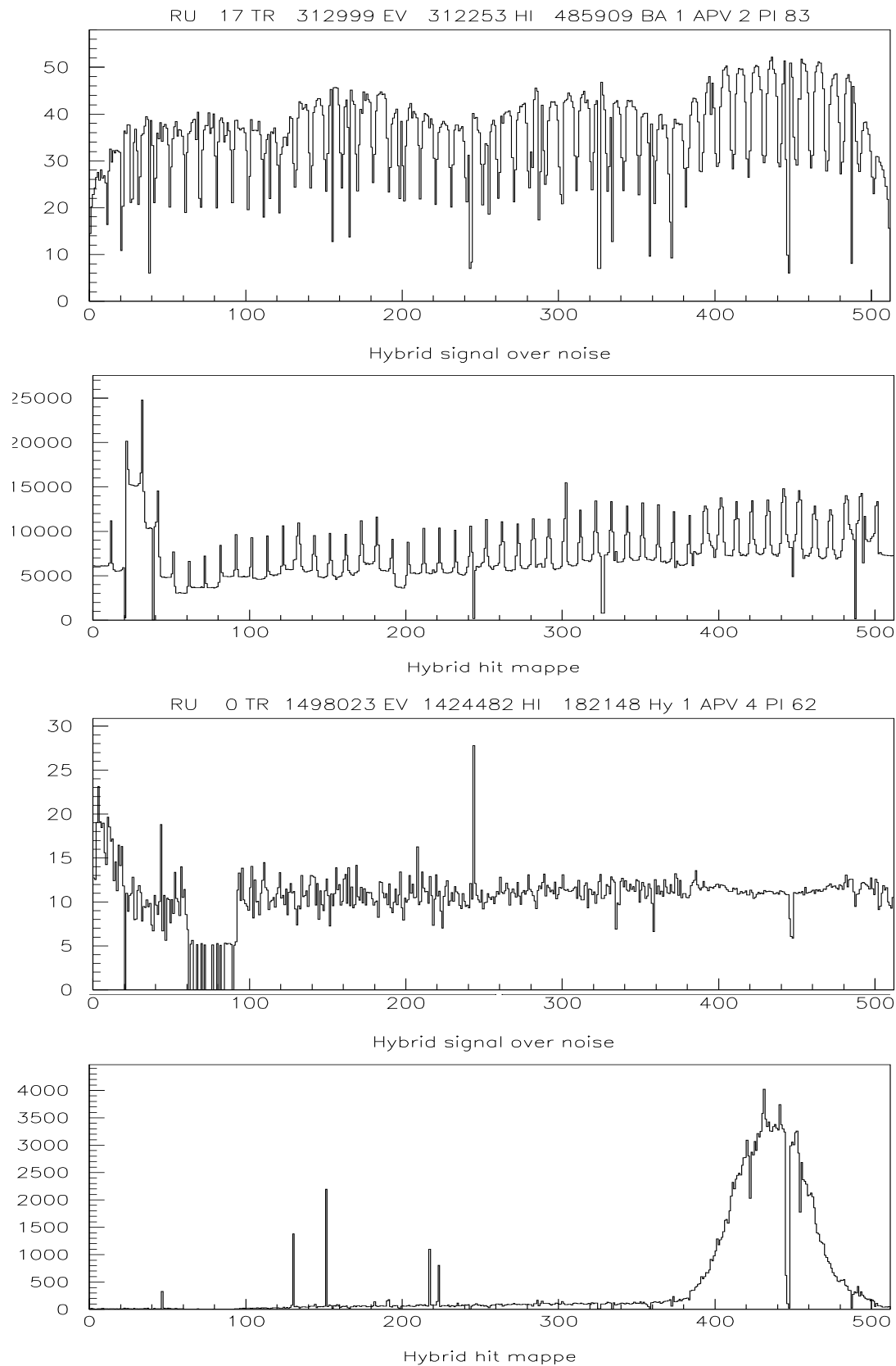


Abbildung 8.4: Test des Frontend-Links nach einer 3/4-jährigen Entwicklung: Kleinstsignale wie Testpulse und Streifensignale von wenigen tausend Elektronen können über eine wiederverschließbaren „Pitch-Adapter“ an das VME-DAQ-System mit den APV6/M-Hybriden durchgereicht werden. Die kammartigen Strukturen werden durch den Abfall an den Flanken der Testpulsblöcke erzeugt. Ein deselektierter Kathodenblock ist bei den MIP-Messungen erkennbar.

8.4 Laborexperimente mit Fe^{55}

Die monochromatische 5.89 keV-Röntgenstrahlung der Fe^{55} -Quelle mit einer Halbwertszeit von 2.7 Jahren wird über den K-Schalen-Elektroneinfang freigesetzt. Das Arbeitsgas Argon ermöglicht eine gute Bestimmung der Energieauflösung eines Gasdetektors unter Fe^{55} -Bestrahlung, da durch die Röntgenstrahlung herausgeschlagene K-Schalen-Elektronen des Argons ziemlich genau die Hälfte der verbleibenden Energie (2.82 keV) im Detektor deponieren, während die mit der Restenergie von 3.06 keV angeregten Argon-Ionen zurückbleiben. Sie verlieren ihre Anregungsenergie durch Elektronen-Einfang unter Aussendung von γ -Quanten der K-Schalen-Bindungsenergie des Argons. Solche γ -Quanten können aus dem sensitiven Gasvolumen entweichen, ohne detektiert zu werden. Diese Ereignisse bilden den energieärmeren „Argon-Escape-Peak“ in einer Fe^{55} -Pulshöhenverteilung.

Die Elektronen des Sr^{90} -Präparates dringen nicht durch die 3 mm dicke GFK-Platte der anfangs verwendeten MSGC des *INFN-Pisa* (Pisa-Kammer). Mit dem im Labor aufgebauten Kaskadenverstärker gelingt es, einen Trigger für die energiereichere Fe^{55} -Quelle zu erzeugen. Die Streifensignale induzieren auf der Backplane der Kammer abgreifbare Pulse zum Triggern. Der Trigger ist daher mit den Streifensignalen zeitkorreliert und kann noch mit dem 40 MHz-Systemtakt in Koinzidenz geschaltet werden²⁾.

Der Versuch, ein korrektes Fe^{55} -Spektrum aufzunehmen, mißlang mit der Pisa-Kammer (gealtert)³⁾.

²⁾ Aufgrund des komplexen Meßaufbaus ist der Aufbau abgleichintensiv. Dieser Trigger wird seitdem ebenfalls für Röntgen-Messungen mit GEM-Detektoren genutzt und wird einer GEM-Folienseite entnommen [SAU99].

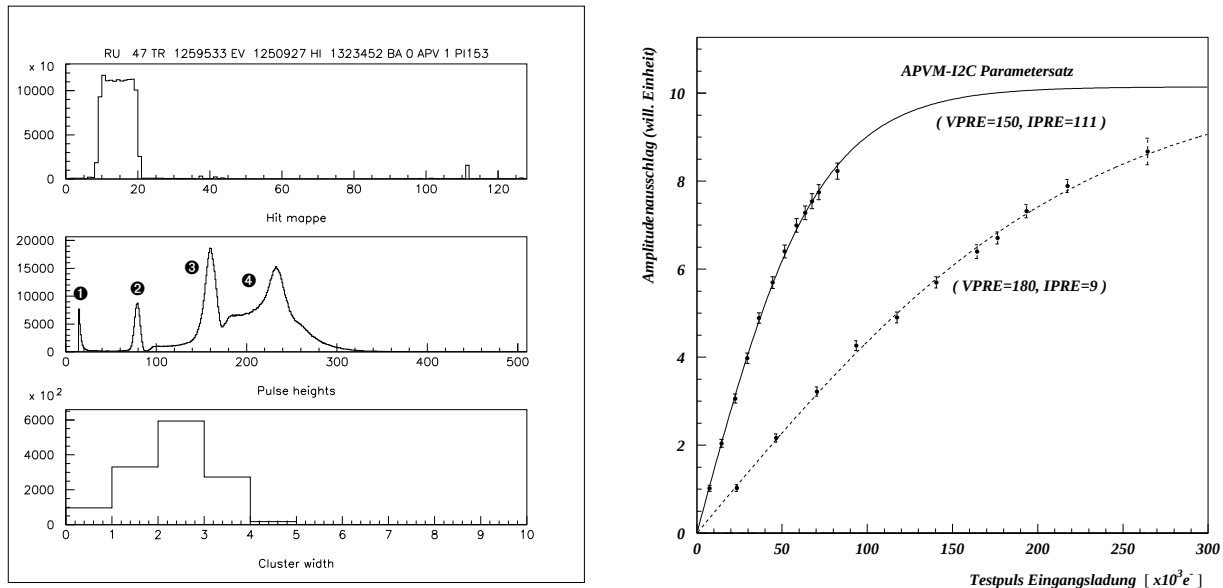


Abbildung 8.5: Links: Treffer-, Pulshöhen- und Clusterbreiten-Verteilung einer MS-9-MSGC mit $U_{Drift} = 2800$ V und $U_{Kath} = 520$ V mit dem Standard-Parametersatz [APV00] gemessen. Der Trigger für die Messung wurde an der Kathodengruppe, Position 11–21, abgegriffen, zweifach vorort verstärkt und geformt, sowie Nulldurchgangs-diskriminiert und Amplituden-koinziiert. Man erkennt die gewaltige Übersteuerung bei etwa 180 ADC-Bits endenden dynamischen Bereichs. Die übersteuerte Pulshöhenverteilung wird abgebildet auf: 1.) Ausläufer Rauschen 2.) Clusterbreite Eins 3.) Clusterbreite Zwei 4.) Clusterbreite von Drei und Vier des Signals. Rechts: Der dynamische Bereich kann durch eine Umprogrammierung bestimmter Vorverstärker-Register im APVM um einen Faktor drei vergrößert werden, d.h. „unempfindlicher“ gemacht werden, ohne zuviel an Linearität zu verlieren (VPRE=180, IPRE=9, untere Kurve). Dies ermöglichte die Messung der Fe^{55} -Pulshöhenverteilungen bei sehr geringen Kathodenspannungen um 470 V.

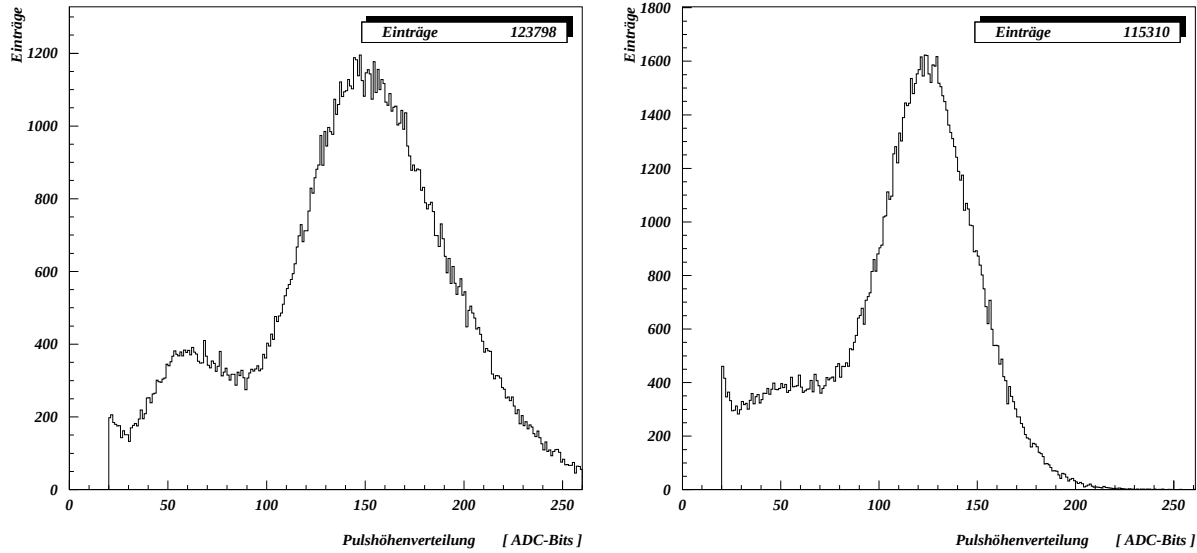


Abbildung 8.6: Fe^{55} -Pulshöhenverteilungen (IVPRE=180, IPRE=9) kathodengetriggelter Fe^{55} -Ereignisse, gewonnen mit einer MS-9-MSGC mit einem APVM-Hybrid in Peak (links) und Deconvolution Mode (rechts).

Der nächste Versuch mit der ersten MS-9-MSGC zeigt auf Anhieb die Pulshöhenverteilung in Abbildung 8.5 links. Man erkennt eine gewaltige Übersteuerung der APVM-Chips. Zur Vermeidung werden zwei I²C-Parameter des APVM-Vorverstärkers so umprogrammiert, daß sich etwa eine Verdreifachung des dynamischen Bereiches ergibt, wie aus den Linearitätskurven aus Abbildung 8.5 rechts entnommen werden kann.

Mit diesen zwei abgeänderten Parametern (VPRE=180, IPRE=9) erhält man die Peak- und Deconvolution-Pulshöhenverteilungen in Abbildung 8.6. Die Gasmischung Ar/DME=1/2, Restunsicherheiten in der Zeitauflösung des Triggers ($< \pm 5$ ns) sowie die bei kleinen Spannungen ungenauere Signalverstärkung $\mathfrak{A}$ führen zu einer reduzierten Energieauflösung in den Pulshöhenverteilungen. Bei Faltung wird die Abszisse wie erwartet skaliert (Gl.3.16). Im Faltungsmodus verschwimmt die Energieauflösung bei kleinen Signalen zusätzlich durch Time-Walk-Effekte (höherer Flankenanteil im Abtastsignal). Es sei hier erwähnt, daß DME sowohl an der Ionisation, als auch an der Gasverstärkung beteiligt ist, somit eine reduzierte Energieauflösung kein ungewöhnlicher Vorgang ist (Abbildung 8.6 links).

Der Vorteil der Messung mit einer Fe^{55} -Quelle besteht in der sehr geringen Kathodenspannung von $U_{Kath} \cong 470$ Volt. Dies ermöglicht zerstörungsfreie Funktionstests⁴⁾.

Nach diesen Messungen wurde mit Sr^{90} und dem Szintillatortrigger weitergearbeitet (nächstes Kapitel). Hierbei degenerierten bei Spannungen um $U_{Kath} \cong 600$ Volt langsam die MS-9-Substrate. CMS-TDR Forward PPTs zeigen dieses Verhalten ohne Bestrahlung nicht [CMS98].

³⁾ Die Aluminium-Streifenstrukturen werden im Allgemeinen durch chemische „Ageing“-Prozesse unter Entladungen soweit geschädigt (Polymerbildung), daß Pulshöhenverteilungen stärkste Verzerrungen aufweisen. Aluminium wird deshalb kaum noch verwendet [BLU94]. Der Beweis hierzu gelang für diese Erstlings-Kammer über Vergleichsmessungen mit Hilfe eines Vielkanalanalysators (VKA), welcher in das VME-DAQ-System integriert wurde. Fe^{55} , Sr^{90} und Na^{22} -Verteilungen sahen sowohl im VKA, als auch mit der APV-Auslese im CR-RC-Scheitelpunkt Landau-, Bogen- und Dreiecks-förmig, also identisch falsch aus (!), d.h. es konnte sich also nicht um einen Fehler in der APV-Auslese gehandelt haben.

⁴⁾ Allerdings hinkt der Test, da gerade die „Spannungsfestigkeit“ einer MSGC zählt.

Kapitel 9

Driftzeitfluktuationen, Gewichte und Signalvergleich

Der Dreier-Gewichtssatz des SC-Faltungsfilters für Silizium-Streifendetektoren ist analytisch ermittelbar, wie in Kapitel 3 demonstriert wurde (Gleichungen 3.13/3.14). Eine Zurückführung eines CR-RC-Pulses auf ein einziges Bunch-Crossing-Intervall ist eine Folge der zeitlichen Kohärenz zwischen Teilchendurchgang und Streifensignal. Ebenfalls sind die Faltungssignale gleicher Energiedeposition und Durchgangsgeometrie (gleicher Raumwinkel und Abstand zum Streifen) identisch. Signalamplitude und Fluktuation hängen maßgeblich von der Dicke des Siliziumkristalls ab, siehe Abschnitt 7.2.

Für die Signalentwicklung in MSGC-Detektoren mit dünnem Gasvolumen überwiegt die statistischen Fluktuation, d.h. es können einzig statistische Verteilungen oder Hüllkurven von Größen angegeben werden, jedoch keine direkten Proportionalitäten (Ionisationsverteilung $\mathfrak{I}$, S.100).

So fluktuieren die Einzelionisationen entlang einer etwa 3 mm langen Teilchenspur (Abb.8.1) in ihrer Höhe

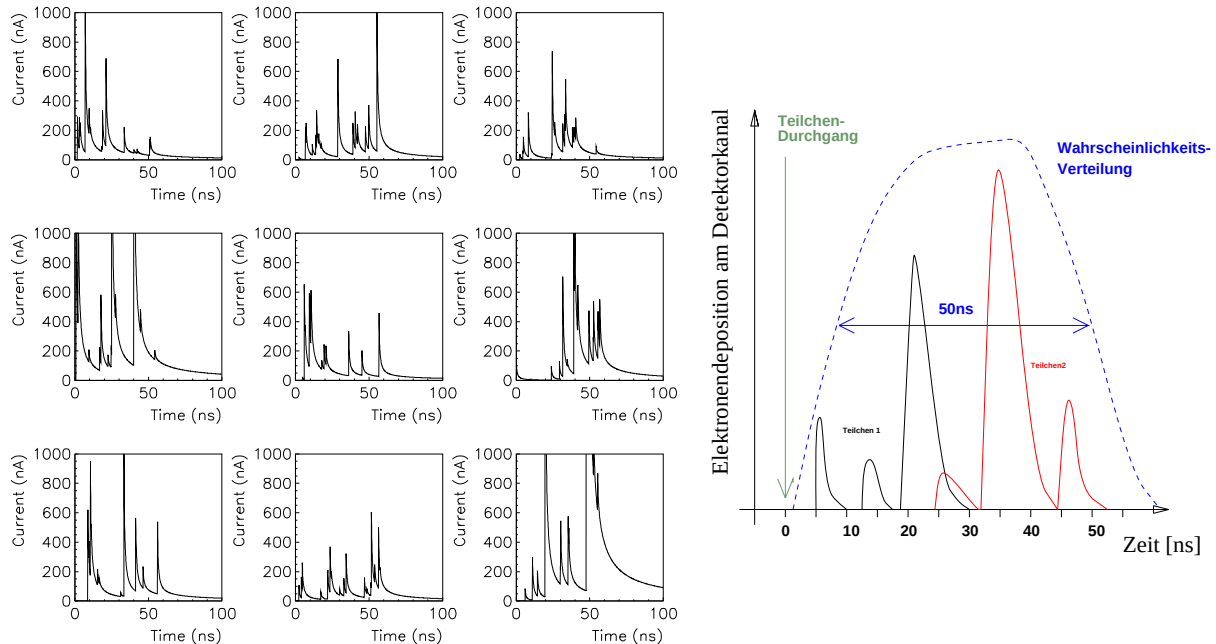


Abbildung 9.1: Monte-Carlo-generierte Streifenladungen minimalionisierender Teilchen in einer MSGC nahe am „CMS-Arbeitspunkt“ [BEL94], rechts: Hüllkurve über die Zeitschwerpunkte von MSGC-Streifenladungen.

über dem Substrat nach Art der Poisson-Verteilung (Gl.3.22). So können zehn Ionisationen im obersten Millimeter des Gasdriftraums stattfinden, in den unteren Zwei viel weniger, usf. Diese Fluktuationen wandeln sich aufgrund des Drifts zum Substrat in hierzu zeitproportionale Fluktuationen der auf die Anoden driftenden Ladungen um. Die Ladungen unterliegen einer Gasverstärkung $\mathfrak{A}$, die die Energieauflösung weiter reduziert. Abbildung 9.1 links zeigt neun aus 1000 Monte-Carlo-generierten Ladungs-Zeit-Diagramme nahe am „CMS-Arbeitspunkt“ einer MSGC [BEL94], bei einer Elektronen-Driftgeschwindigkeit von etwa $55 \text{ mm}/\mu\text{s}$. Die Einzelsignale bewegen sich innerhalb eines Zeitbereichs von etwa 60 ns.

Da es sich bei dem APV-Vorverstärker um ein relativ träges System mit einer ebensogroßen Zeitkonstante handelt, ist die Kenntnis der in Abbildung 9.1 rechts gezeigten Hüllkurve wichtig. Sie entspricht der von den Gasbedingungen abhängigen Wahrscheinlichkeitsverteilung des Zeitschwerpunktes der an den Anodenstreifen gesammelten Ladungen, und beschreibt somit die Driftzeitfluktuation $\mathfrak{D}$. Die Hüllkurve ist bei langsamen Gasen trapezförmig, bei schnelleren nähert sie sich einer Gaußglocke an. Die Halbwertsbreite der Hüllkurve ist etwas kürzer als die maximal mögliche Driftzeit in der Gasschicht (unter den gegebenen Gasbedingungen). Sie läßt sich im Faltungsmodus des APVM aus Messungen abschätzen.

Neben der Gasverstärkung $\mathfrak{A}$ als statistischem Effekt, spielt die Driftzeitfluktuation in MSGCs die wesentliche Rolle für die Fehlmessung von Signalamplituden. Dem Charakter eines zeitlich jitternden Signals, und damit auch des Signalscheitels, steht ein zeitlich fester Meßzeitpunkt gegenüber. Nach dem Faltungsprinzip des APV-Chips aus Abschnitt 3.1.3 ist die Rückführung auf ein einziges Bunch-Crossing-Intervall (BCI) bei MSGCs also mit einem erheblichen Verlust an Meßgenauigkeit verbunden (Flankenanteil). Dieser Sachverhalt wird oft auch als „Ballistisches Defizit“ bezeichnet. Wird die Zeitauflösung allerdings gelockert, reduziert sich auch das Ballistische Defizit — Zeitauflösung und Meßgenauigkeit stehen sozusagen in einem komplexen Wechselverhältnis [HAL98].

In der Kollaboration wurden viele Vorschläge unterbreitet, um zu einem passenden TSD-Gewichtssatz (S.32) für MSGC-Detektoren zu kommen, welcher die Rückgewinnung der intrinsische Zeitauflösung einer MSGC von etwa 2 BCIs ermöglicht. Der realisierte APVM-Gewichtssatz und das Faltungssignal wurden in Kapitel 3 bereits kurz vorgestellt. Bevor jedoch die Auswirkung auf die Zeitauflösung einer MSGC genauer untersucht werden, sei auf ein Vergleich der im Labor mit Sr^{90} gewonnenen Pulshöhenverteilungen in

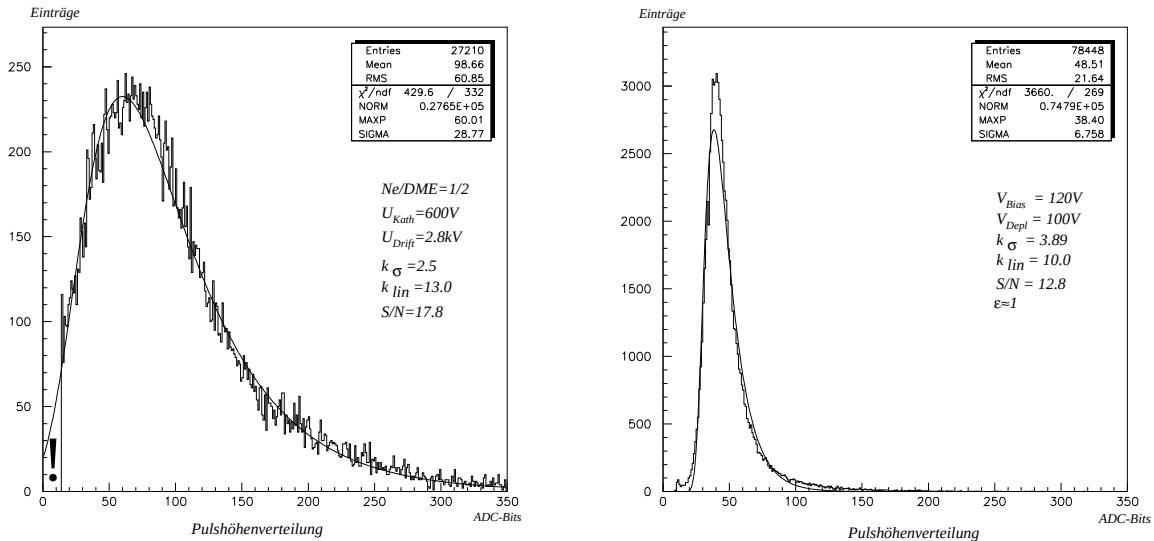


Abbildung 9.2: Vergleich der Pulshöhenverteilungen im Peak Mode der getesteten CMS-Detektorprototypen (s. Tabelle 7.1) unter vergleichbaren Bedingungen: Übertragung, Rauschen, Triggerung, Sr^{90} -Strahlkollimation.

Peak Mode hingewiesen. In Abbildung 9.2 wurden auch jeweils die Landau-Funktionen approximiert, um die in den Boxen angegebenen Werte für $E_{m.p.}$ und Σ der beiden Prototypen (s.Tab.7.1) miteinander vergleichen zu können. Dies gibt einen Eindruck vorab, denn beide Verteilungen sind mit der identischen elektronischen Ausleseketten bei gleichem dynamischen Bereich aufgenommen worden. Auch das über die Matrix gemittelte RMS-Rauschen für die beiden Prototypen war etwa gleich hoch ($\sigma \sim 3$ ADC-Bits). Es läßt sich also vergleichen:

Satz 9.1 *Das Verhältnis $E_{m.p.}/\Sigma$ ist um einen Faktor ~ 2.5 mal größer für den Silizium-Streifendetektor als für die MSGC.*

Im Silicon Barrel Module beträgt es 5.7, in der MS-9-MSGC 2.1. Ein Verhältnis $E_{m.p.}/\Sigma$ kleiner 3.0 ist für eine effiziente Messung generell problematisch: Die Fläche im Pulshöhenhistogramm, welche vom k_σ -Schnitt weggeschnitten wird (s. !-Zeichen in Abb.9.2), hängt sehr empfindlich vom lokalen Rauschen ab. Dies bedeutet: statistisch immer mögliche, kleine Pulshöhen, können teilweise vom Rauschen nicht mehr getrennt werden¹⁾. Σ ist sicherlich auch von der Wahl des Arbeitsgases und des Quenchers abhängig.

9.1 Gewichtsbestimmung mit Hilfe der Testpulstkalibration

Eine Überprüfung des im APV eingebauten Gewichtssatzes ist über eine Messung mit minimalionisierenden Teilchen nicht präzise durchführbar. Ursache ist die Verzerrung der Pulshöhenspektren außerhalb des Scheitelpunktes durch Zeitjitter. Im MSGC-Fall kommt die Driftzeitfluktuation hinzu.

Der interne Kalibrationspuls des APV erzeugt zwar enge Gaußlocken als Spektrum, Abbildung 6.8, ist aber für Gewichtsmessungen gemieden worden, da kleine Nichtlinearitäten durch die Gegenbewegung der Nullage auftreten (S.64). Dieser Effekt tritt bei externer Einkoppelung von Ladungspulsen [PET97] nicht auf. Die Gaußverteilung in Abbildung 9.7 zeigt die Präzision der Ladungseinkopplung. Die Breite der Gaußlocke war für jeden Abtastzeitpunkt der zeitlichen Abtastung, engl. Latency-Scan, gleichbleibend schmal (Halbwertsbreite $\rightarrow$ Amplitudenfehler; Zeitfehler $\rightarrow$ 300 ps).

Die Testpulsladung wird in die MS-9-MSGC über die Kopplungskapazität der Kathodengruppen von elf Streifen injiziert. Zur Injektion in das Silicon Barrel Module wurde unter dem Mikroskop eine Nadel auf einen p^+ -Streifenanschluß aufgesetzt und die Ladung über einen Kondensator eingekoppelt. Mit Hilfe dieser präzisen Ladungsinjektion wurden paarweise Latency-Scans in Peak- und Deconvolution-Mode durchgeführt. Die im Folgenden gezeigten Abbildungen 9.3 bis 9.6 können paarweise (horizontal) miteinander verglichen werden, da die Zeitskalen in der sog. Matrixzeit jeweils identisch sind:

$$t_{\text{Matrix}} = t_{\text{Range Of Interest}} + t_{\text{Hold Off}} - t_{\text{Latency}} . \quad (9.1)$$

$t_{\text{Hold Off}}$ ist die triggerbedingte Verzögerung, t_{Latency} ist durch das LATE-Register des APV und das Fein-Delay DEL vorgegeben.

Um den Bogen zu schließen werden nun zur Rekonstruktion und Analyse der gefalteten und ungefalteten Signalzüge die in den Abschnitten 3.1.2 und 3.1.3 aufgestellten Beziehungen benötigt (S.27–S.33). Neu hinzu kommt allerdings die tatsächlich in den APV-Chips realisierte Funktionsbeschreibung der Impulsantwort $h(t)$, welche hier in Anlehnung an die Bezeichnung des CR-RCⁿ als CR-RC ^{α} -Funktion definiert wird (α reell):

$$\text{CR-RC}^\alpha\text{-Impulsantwort} \quad h(t) = \left(\frac{t\epsilon}{\tau} \right)^\alpha e^{-\frac{\alpha}{\tau} \cdot t} , \quad (9.2)$$

beziehungsweise die genutzte Funktion für die MINUIT-Approximationen [PET00]:

¹⁾ Ein Absenken der Kathodenspannung auf 575 V und eine Steigerung der Driftspannung auf 3500 V ist von der Gasverstärkung und Driftgeschwindigkeit her dem hier eingestellten Wert äquivalent. Dies wurde allerdings gemieden, da mit dem Driftfeld der Defektfraß exponentiell zugenommen hatte. Die Effizienz war unabhängig von der Driftspannung mit einer Kathodenspannung von 520 V undiskutabel gering (CMS-Arbeitspunkt [CMS98]).

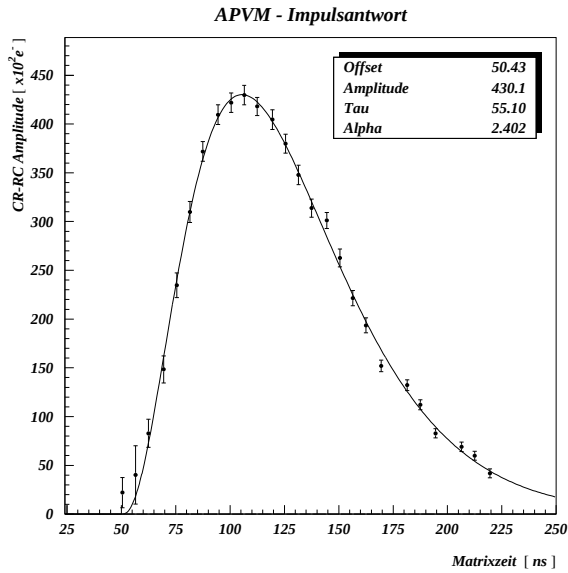


Abbildung 9.3: Kapazitiv eingekoppelte Trespulsladung in den APVM im Peak Mode

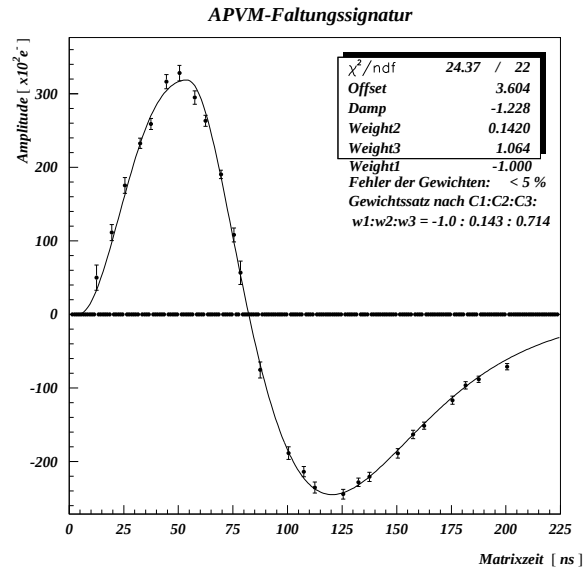


Abbildung 9.4: APVM im Deconvolution Mode

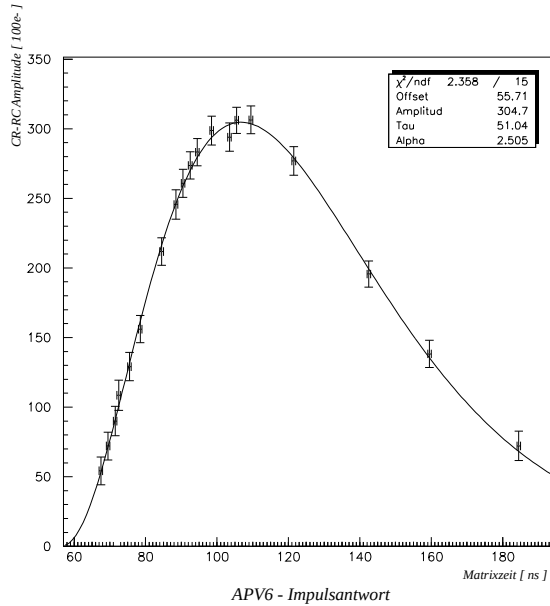


Abbildung 9.5: Kapazitiv eingekoppelte Trespulsladung in den APV6 im Peak Mode

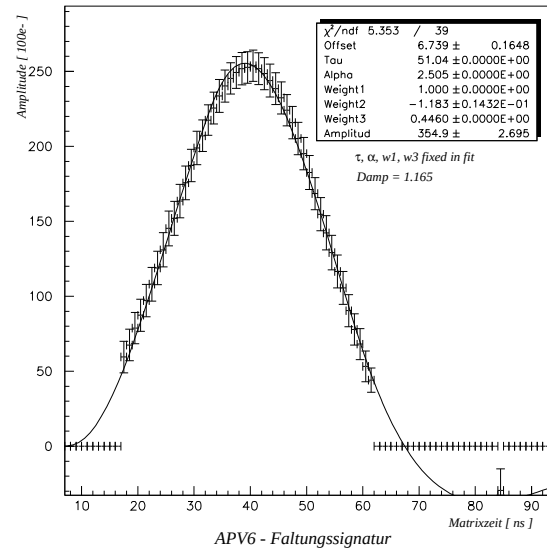


Abbildung 9.6: APV6 im Deconvolution Mode

	Schwelle als Bruchteil des Scheitelwert-Maximums						$\sim$ Minimum	
	95%	90%	FWHM	$1/e$	10%	5%	20%	$1/e$
Δt MSGC [ns]	14.3	20.3	46.9	54.2	68.2	71.9	125.0	96.9
Δt SST [ns]	8.5	11.8	30.2	36.1	49.9	53.5	35.1	30.8

Tabelle 9.1: Signal-Verweilzeiten im Faltungsmodus oberhalb bzw. unterhalb gegebener Schwellen.

$$f_t(A, \alpha, \tau, t_o) = A \cdot \left(\frac{(t - t_o)e}{\tau} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{\alpha}{\tau} \cdot (t - t_o) \right), \quad (9.3)$$

wobei t_o der Start-Matrixzeitpunkt des Signals darstellt (**Offset**), A die Impulsamplitude (**Amplitude**), τ die Zeit zwischen Start und Scheitelpunkt (**Tau**), engl. Peaking Time, und α , der ein Signatur-Exponent ist. Letzterer bestimmt die Rundungen des Signalzuges. Anhand der Approximationen an die ungefalteten Impulsantworten in den Abbildungen 9.3 und 9.5 (durchgezogene Linien und die Ergebnisse in den Boxen) erkennt man die exzellente Übereinstimmung mit dieser Formel. Sie beschreibt die Signatur des Vorverstärkers. Es ergeben sich im Vergleich zu der CR-RC-Parameterisierung nach Gl.3.4 abweichende Ergebnisse in der Messung [PSN01] [BUS00] und Simulation der Gewichtssätze [SCI97].

Genaugenommen ist — wenn man sich die VSHA-Meßkurvenschar auf Seite 28 Figur 3.5 noch einmal anschaut — nur bei einem VSHA nahe Null eine Peaking Time von 50 ns gegeben. Dies ist auch die im Handbuch angegebene Normeinstellung für den APV6 [FRE97], welche hier verwendet wird. Bei höheren Einstellungen von VSHA verschiebt sich der Scheitelpunkt weiter nach rechts. Nach dem Grundsatz, daß die optimale Peaking Time der intrinsischen Auflösung des Detektors entsprechen sollte (1.Satz, Abschnitt 3.1.3) wird sich später zeigen, daß die Wahl von VSHA=50 bei einer Peaking Time von 55 ns für MSGC-Messungen richtig ist. Dies ist ebenfalls die Normeinstellung des APVM im Handbuch [APV00].

Es ergeben sich in den Approximationen α -Werte, welche etwas größer als zwei sind. Dies reduziert das thermische Rauschen erheblich und die zeitliche Doppel-Puls-Auflösung wird verbessert [SEL99], also prinzipiell auch das Pile-Up-Verhalten (in beiden Modi).

Satz 9.2 Die $CR\text{-}RC^\alpha$ -Funktion f_t aus Gleichung 9.3 approximiert genau die Peak Mode Impulsantwort der APV-Vorverstärker in den verschiedenen Trimm-Einstellungen.

Desweiteren sind die jeweils gefundenen Parameter α und τ konstant gehalten worden, um die Approximation der Gewichtssätze nach der Konvention in Gleichung 3.16 durchzuführen ($W_I \rightarrow \text{Weight}I$). Die Approximationsergebnisse werden in den zu den Impulsantworten paarweise korrespondierenden Abbildungen 9.4 und 9.6 dokumentiert. Abbildung 9.7 faßt diese beiden Faltungsfunktionen nochmal in einer Überlagerung mit den Faltungsfunktionen der prognostizierten Gewichtssätze (Tabelle 3.2) zusammen.

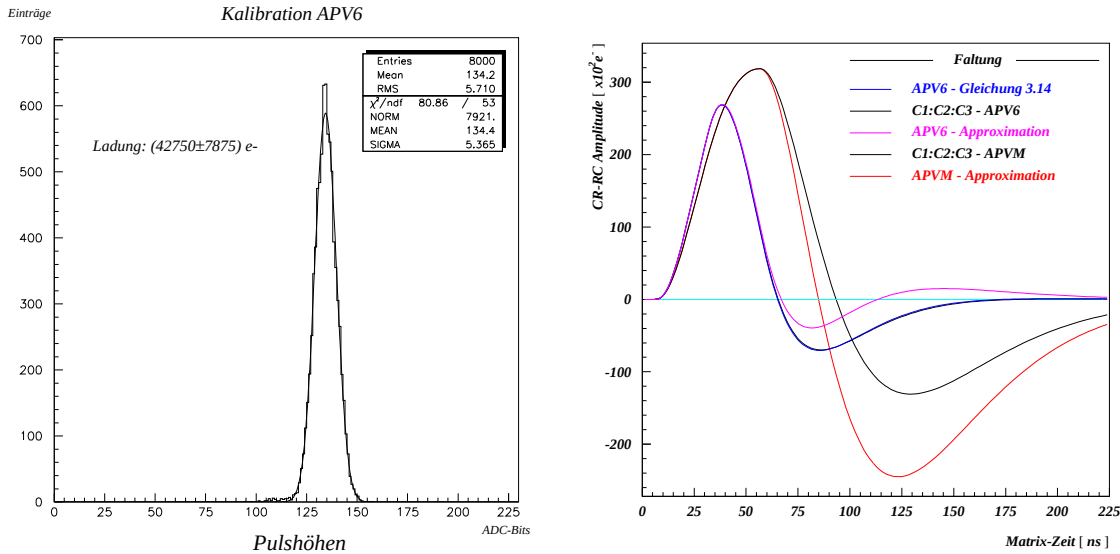


Abbildung 9.7: Links: Pulshöhenverteilung der über eine Probe-Nadel eingekoppelten Testpulsladung, rechts: Faltungsfunktionen aus den Approximationen der Latency-Scans und der prognostizierten TSD-Gewichtssätze.

Die Herstellerangaben für den Gewichtssatz des APV6-Chip [FRE97] konnten innerhalb einer (Meß-) Genauigkeit von 3% bestätigt werden, wobei hier die Restunsicherheit auf einen Mangel an Stützstellen im hinteren Signalbereich zurückzuführen ist²⁾. Im Fall des APVM-Chips wurde eine signifikante 30%-ige Abweichung des dritten Gewichts festgestellt. Das Unterschwingen wird hierdurch verstärkt, Abb.9.4. Große Unterschwinger sind prinzipiell von Nachteil:

Satz 9.3 *Die starke Bipolarität der Faltungssignatur hat bei hoher lokaler Occupancy einen nicht kontrollierbaren Einfluß. Die durch vorausgehende Signale erzeugten Pedestalabweichungen löschen die zu messenden Signale aus bzw. reduzieren ihre Pulshöhe auf ein nicht vertretbares Maß.*

Tabelle 9.1 gibt eine Zusammenfassung der Verweilzeiten der Signalamplituden oberhalb bzw. unterhalb gegebener Schwellen im Faltungsmodus an. Diese sind in Bruchteilen vom jeweiligen positiven oder negativen Scheitelwert angegeben. So ist z.B. für einen SST-Detektor ein Signal nur innerhalb einer Zeitspanne von 53.5 ns um den Scheitelwert herum sichtbar, außerhalb davon wird es unterdrückt.

9.2 Zeitliche Abtastung der Akzeptanz von MIP-Signalen

Wie in Abschnitt 7.4.4 demonstriert, ist die Akzeptanz, engl. Acceptability, definiert über:

$$\text{Akzeptanz} = \frac{\# \text{ Treffer im Run}}{\# \text{ Trigger im Run}} \cdot \left(\frac{\text{Signal}}{\text{Noise}} \right)_{\text{Hauptwert des Runs}} = \epsilon \cdot \overline{SNR}, \quad (9.4)$$

eine sehr hilfreiche Größe zur Erweiterung des Interpretationsbereiches von SNR-Verteilungen [PSN01]. ϵ ist die Effizienz zu dem betrachteten Run. Wird diese Eins, so entspricht die Akzeptanz dem SNR-Mittelwert in der betrachteten Definition. Wird in Parameter-Runs noch der jeweiligen RMS-SNR-Wert als Fehler eingetragen, so erhält man sogar gleichzeitig einen Überblick über den vom Signal eingenommenen dynamischen Umfang.

Abbildungen 9.8 und 9.9 zeigen den zeitlichen Verlauf der Akzeptanz im Peak und Deconvolution Mode für die MS-9-MSGC, die Abbildungen 9.10 und 9.11 diejenigen des Silicon Barrel Module. Auch hier sind die Zeitskalen paarweise identisch. Es sei hier nochmals erwähnt, daß der Triggerjitter um die eingestellte Matrixzeit 5.0 ns für die MSGC bzw. 1.5 ns für das Silicon Barrel Module beträgt. Um das Verständnis dieser Verteilungen zu erleichtern, wurden die approximierten Funktionen aus dem letzten Abschnitt in Form der durchgezogenen Linien den Meßwerten überlagert. Im Falle der MSGC muß die Faltungsfunktion mit dem Faktor 2/3 multipliziert werden, um so den Driftzeitfluktuationen Rechnung zu tragen.

Ein weiterer Blick in die Akzeptanz-Abtastung der MSGC in Figur 9.9 zeigt die prinzipielle Übereinstimmung des Ergebnisses in Polarität und Größe, jedoch ist der Akzeptanzbereich weiter als erwartet. Grund sind die für MSGCs typischen Übersprech-Effekte auf die Nachbarstreifen der getroffenen Kathodengruppe(n), wie in Abbildung 7.8 demonstriert wurde. Diese fehlen bei Silizium-Streifendetektoren mit mehr als 100 μm Pitch gänzlich (siehe auch Abbildung 6.1). Eine Backplane auf der Rückseite der MSGC hätte neben dem Charging auch diesen Effekt reduziert (S.197 [TDR98]).

Satz 9.4 *Übersprecheffekte wurden in der MSGC bestätigt. Sie verbreitern das Akzeptanzintervall durch vorgetäuschte Treffer über mehr als zehn Bunch-Crossing-Intervalle (in beiden Polaritäten).*

Ein Übersprechen im Silicon Barrel Module war selbst bei sehr hoher Testpulseinkopplung (> 20 MIPS, Abbildung 6.1) nicht nachzuweisen, erst recht nicht mit den hier gezeigten Sr^{90} -Messungen. Stern-Markierungen in Abbildung 9.11 zeigen hierzu die in TARA analysierten Akzeptanzen mit einer der Signatur entgegengerichteten Polarität.

²⁾ Der kleine Unterschwinger verschwindet ab $VSHA \geq 80$, wobei dann die Pulse zu langsam werden.

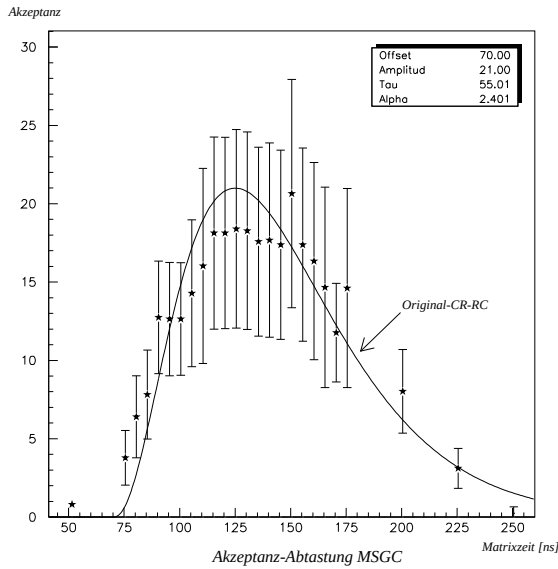


Abbildung 9.8: Peak Mode Akzeptanz-Abtastung mit der MS-9-MSGC ($k_\sigma = 3.5$, $k_{lin} = 3.5$).

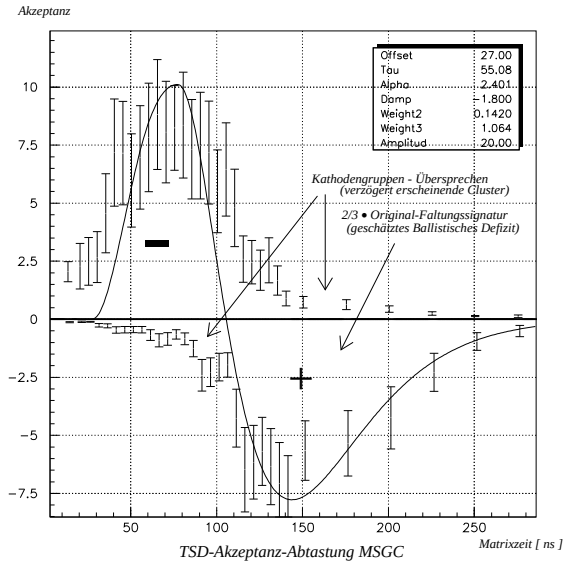


Abbildung 9.9: Deconvolution Mode Akzeptanz-Abtastung der MSGC ($k_\sigma = 3.5$, $k_{lin} = 3.5$).

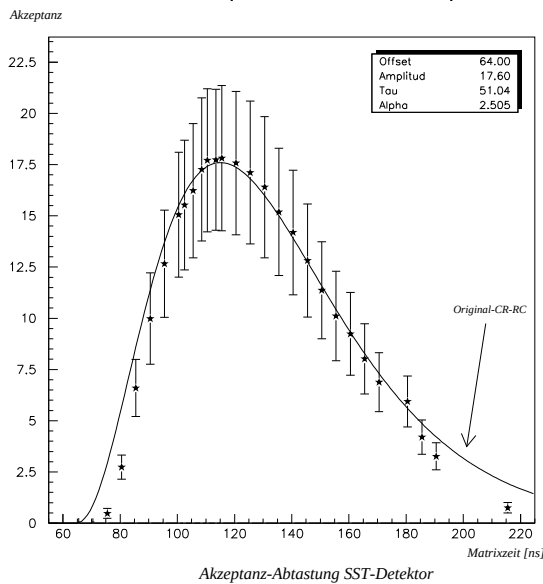


Abbildung 9.10: Peak mode Akzeptanz-Abtastung des Silicon Barrel Module ($k_\sigma = 4.6$).

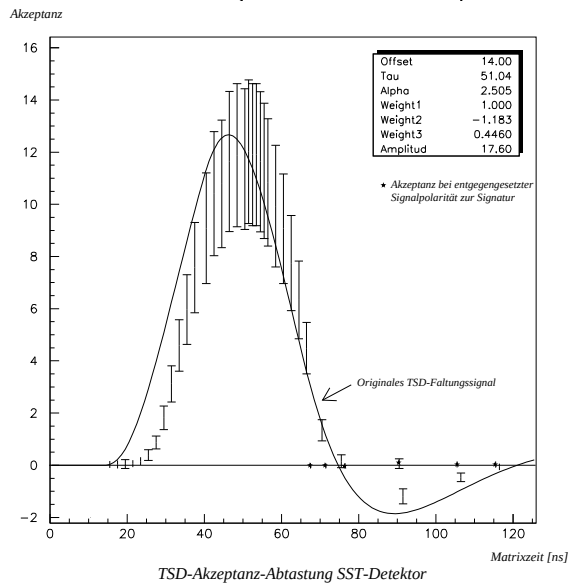


Abbildung 9.11: Deconvolution Akzeptanz-Abtastung des Silicon Barrel Module ($k_\sigma = 4.6$).

Detektor und APV Typ	Scheitelpunkt Abstand [ns]	Quelle
Kalibration		
APVM + MS-9	~ 52	Abb. 9.3-9.4
APV6 + FS5KC0-09	~ 68	Abb. 9.5-9.6
Strontium 90		
APVM + MS-9	~ 53	Abb. 9.8-9.9
APV6 + FS5KC0-09	~ 69	Abb. 9.10-9.11

Zeit-Intervall [ns], BCI	k_σ -Schnitt	Akzeptanz-Verlust [%]
85 , 3.4	53.0	~ 77
90 , 3.6	38.0	~ 61
102 , 4.1	35.0	~ 47
117 , 4.7	29.0	~ 32
150 , 6.0	9.0	~ 6
300 , 12.0	3.5	~ 0

Tabelle 9.2: Links: Abstände der Matrix-Zeiten für die Scheitelwerte in der Akzeptanz-Abtastung, rechts: Akzeptanzverluste innerhalb gegebener Zeit-Intervalle, $\epsilon < 1\%$ außerhalb, einer MSGC mit Faltungsoperation.

Tabelle 9.2 links zeigt die Abstände zwischen den jeweiligen Scheitelwerten von Peak und Deconvolution Mode sowohl für die Testpulskalibration als auch für die Sr^{90} -Messungen. Sie liegen recht genau auf den erwarteten Werten von zwei bzw. drei BCI-Abständen im APV6 bzw. APVM.

Wie für jitterfreie Silizium-Streifendetektoren erwartet, fällt die Akzeptanz an den Flanken stärker als die Approximationsfunktion selbst, da beide Größen ϵ und $\overline{SNR}$ an den Flanken kleiner werden. Die Akzeptanzsignatur des TSD-Faltungsmodus für den Silizium-Streifendetektor mit einer 50 ns Impulsantwort ($VSHA = 0$) ist vielversprechend: Die Akzeptanz wird außerhalb eines zentrierten Zeitintervalls von 56 ns um den Zeitpunkt des Scheitels herum auf ein Tausendstel seines Scheitelwertes unterdrückt (30dB!). Außerhalb eines zentrischen Intervalls von genau 50 ns beträgt die Unterdrückung noch 20 dB. Dies kommt den Werten der Testpulskalibration mehr als nah (Tab.9.1). Die Rückführung des Signals auf ein einziges Bunch-Crossing-Intervall ist damit technologisch im Griff³⁾.

Abschließend wird nochmals auf die gemessene MSGC-Akzeptanz im Faltungsmodus eingegangen: Es läßt sich im Rahmen des angesetzten Meßbereichs über 14 BC-Intervalle kein 30 dB-Intervall zur Unterdrückung der Akzeptanz finden (!). 20 dB-Intervalle werden im Betrieb nur erreicht, falls eine erhebliche Minderung an Effizienz innerhalb des Intervalls zugelassen wird. Dieser Sachverhalt ist in Tabelle 9.2 rechts zusammengestellt. Eine Handhabung der MSGC Signale während der High Luminosity Phase des LHC in den innersten MSGC-Detektorlagen der Spurkammer wäre mit äußersten Schwierigkeiten verbunden.

Schlußendlich soll die Größe der Driftzeitfluktuation mit dem verwendeten Gasgemisch abgeschätzt werden. Diese ergibt sich anhand der Halbwertsbreite der Akzeptanzverteilung, Abbildung 9.9, der Kalibrationskurve (Abb.9.4, Tab.9.1), und dem eingestellten Trigger-Jitter zu $\sim \sqrt{70^2 - 47^2 - 5^2} \sim 55$ ns, also einem nicht unerwarteten Wert. Andere Gasgemische wie $Ne/DME=1/1$ oder Ar/CO_2 würden diesen Wert auf 50 ns bzw. 45 ns senken. Das Problem der zu großen Akzeptanzbreite wird durch diese Gase nicht wesentlich entschärft. Die Ursachen lauten zusammengefaßt:

1. Ein nicht verschwindendes Übersprechen in den Kathodengruppen.
2. Eine bipolare Faltungssignatur mit drei Gewichten.
3. Eine zu niedrige Driftgeschwindigkeit für Elektronen.
4. Ein zu großer Anteil hoher Clusterladungen.
5. Ein zu kleines Verhältnis $E_{m.p.}/\Sigma$.
6. Eine zu schnelle Degeneration der Substrate.

Diese Punkte sind eng miteinander verwoben und von prinzipieller Natur. Ihre Lösung ist nicht trivial.

Satz 9.5 *Eine angestrebte Bunch-Crossing-Identifizierung innerhalb von zwei bis drei Intervallen kann durch eine MSGC vom Typ des Technical Design Reports und der in den APVM Pipeline Chips realisierten TSD-Faltungsoperation nicht erreicht werden.*

³⁾ Eine solch hohe Präzision führt aber in Bezug auf die in Tabelle 9.2 angedeuteten Phasenkorrelationen zu einem hohen Kalibrationsaufwand beim Schieben der programmierbaren Phasen (PLL/FED). Auch sollten die Phasen und Signaturen nicht streuen oder driften. Dies ist insbesondere wichtig, da sie ebenso den Laufzeiten der Teilchen im CMS-Tracker angepaßt werden müssen, daher auch von den Koordinaten des jeweiligen Detektors abhängen. Eine automatische Überwachung der Scheitelpunktabweichung wird notwendig sein.

9.3 Verbesserte Möglichkeiten mit der MSGC

Obwohl Mikrostreifengasdetektoren in der „Reinform“ des CMS Technical Design Reports nicht mehr für Hochenergieexperimente angesetzt werden, so ist dies nur teilweise gerechtfertigt. Der Grund liegt darin, daß es wohl derzeit kaum einen preiswerteren, einfacher zu konstruierenden und schnelleren Gasdetektor gibt als die MSGC. Letzteres gilt aber nur bei einer weiteren Forschung an MSGCs.

MSGC-Detektoren des INFN-Pisa in einem Milestone-Experiment zeigten bereits das Gegenteil der oft vorherrschenden Ansicht, daß solche Detektoren LHC-Bedingungen nicht durchhalten würden [AGE00]. Es handelte sich um MSGCs aus einer fast industriellen, kostenintensiven Fertigungsweise (Bau unter guten Reinraumbedingungen). Die allgemeine Erfahrung von Hochtechnologien ist aber, daß anfänglich hohe Kosten mit der Zeit und Erfahrung wieder sinken.

Während die Konstruktionsbedingungen immer unterschiedlich sind, gilt es die prinzipiellen Schranken, welche durch die obigen Punkte gegeben werden, weiter abzubauen. Hier sollen einige Lösungsansätze vorgestellt werden:

Die Rückseite des MSGC-Substrats ist mit einer gut leitenden Schicht zu versehen (Backplane), und bei einer geeigneten Spannung zu betreiben, welche der Driftspannung entnommen werden kann.

Ebenfalls gut leitende Streifenmaterialien sollten Verwendung finden, welche auch eine stark haftende Verbindung mit dem Substratmaterial eingehen können.

Auf die Passivierung kann verzichtet werden, eine Erhöhung der homogenen Oberflächenleitfähigkeit des Substratträgers ist dagegen erforderlich.

Ein Anodenstreifen-Vorverstärker sollte eine etwa logarithmische Eingangskennlinie erhalten, z.B. durch eine Diode im Rückkopplungskreis des Preamplifiers. Hiermit sollte der Ausläufer der Landau-Verteilung auf seiner abfallenden Flanke früh genug begrenzt werden. Dies hat zwei Gründe: Erstens können hohe Clusterenergien zu keinen zusätzlichen Totzeiten des Vorverstärkers führen. Zweitens wird damit ein

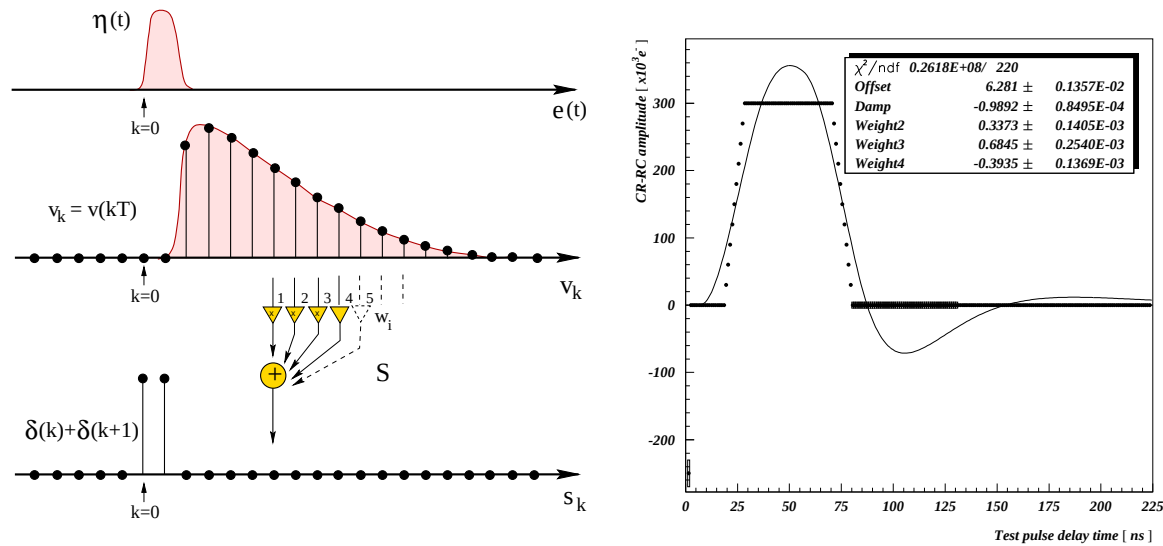


Abbildung 9.12: Links: Überlagerungsprinzip zweier TSD-Gewichtssätze zu einem QSD-Gewichtssatz für die MSGC (sehr grobe Methode, W1–W4 $\rightarrow$ -1.000 0.214 0.846 -0.368), rechts: Verfeinerung des QSD-Gewichtssatzes über die MINUIT-Approximation an ein trapezförmiges „Zwangskorsett“ aus Fehlerbalken.

30 dB-Punkt in einer Akzeptanz-Abtastung unter nachgeschalteter Faltungsoperation definierbar. Kombiniert mit einer „Baseline Restoration Circuit“ und der „Input Protection“, wie sie beispielsweise im APVM eingebaut ist, wäre dies eine ideale Vorverstärker-Lösung.

Die Faltungsoperation sollte von einer 3-Punkts- auf eine 4-Punkts-Faltung (TSD $\rightarrow$ QSD, engl. Quad Sample Deconvolution) umgesetzt werden, um die intrinsische Zeitauflösung der MSGC zurückzugewinnen. Abbildung 9.12 links zeigt nur das grobe Prinzip für eine QSD-Faltung. Es wird hier in einem direkten Ansatz eine intrinsische Auflösung der MSGC von 2 BCI angesetzt, d.h. das Prinzip der Rückführung verdoppelt und hierbei um ein BCI verlagert. Abbildung 9.12 rechts zeigt, daß eine günstige Trapezform auch approximierbar ist, falls sie in Form einer Stützpunkte-Schar angesetzt wird, mit gewichteten Fehlerbalken als „Zwangskorsett“.

Die wenigen geeigneten Gewichtssätze lassen sich — bei vorgegebener Anzahl an Gewichten — auch über eine numerische Optimierungsstrategie finden [SCH98]. In Abbildung 9.14 ist das Ergebnis einer solchen Optimierung für einen TSD- bzw. QSD-Gewichtssatz veranschaulicht. Abszisse ist die Matrixzeit mit einer Skaleneinheit von 25 ns. Hierbei sieht man jeweils in den oberen Teilfenstern das simulierte Signal im Peak-Mode, in den unteren die Faltungsantwort. Im Peak-Mode wird zur Demonstration des Pile-Up-Verhaltens jeweils links das rechts stehende Originalsignal einmal sich selbst überlagert. Die drei Spitzen markieren die Abtastpositionen der Gewichte für den Maximalwert im jeweiligen Faltungssignal. Diese Analyse hat ebenso den Einfluß der Gewichte auf Pile-Up, seriell oder paralleles Rauschen gezeigt (S.32).

Möglich wäre eine Realisierung durch ein nichtrekursives SC-Filter nach Gl. 3.12, welches in Abb. 9.13 dargestellt ist. Es besitzt insbesondere keine Totzeiten mehr, da es nach dem Pipeline-Prinzip arbeitet.

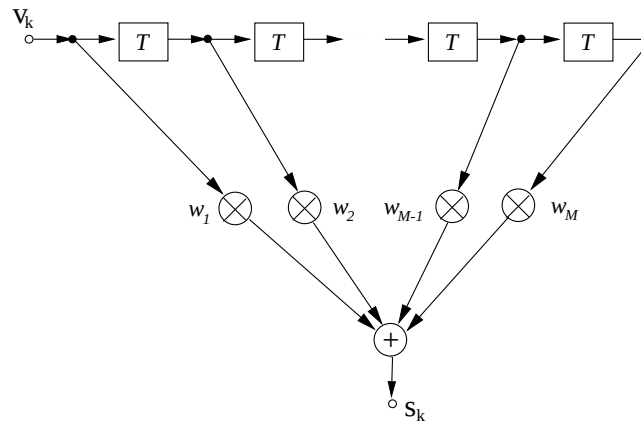


Abbildung 9.13: Nichtrekursives SC-Filter nach dem Pipeline-Prinzip.

Ebenso ist die richtige Gaswahl zu treffen: Sie ist die entscheidende Größe für die Einsetzbarkeit einer MSGC in Hochenergieexperimenten wie dem LHC. Wichtig ist eine hohe Driftgeschwindigkeit, um den Einfluß der Driftzeitfluktuation auf das SNR-Verhältnis im Meßpunkt auf Null zu reduzieren. Weiter sollte dies bereits bei einer sehr geringen Feldstärke möglich sein, da hohe Feldstärken bekanntlich zu Degenerationseffekten führen. Zusätzlich muß trotz der hohen Driftgeschwindigkeit ein akzeptabler Lorentzwinkel erreicht werden. Aus Sicherheitsaspekten sollte das Gasgemisch — einmal in Luft geraten — weder explosiv, noch krebserregend sein. In einer längeren Internetrecherche sind neue Messungen an den verschiedensten Gasmischungen mit dem Zyklotron LNS des Massachusetts Institute of Technology (MIT) gefunden worden [MIT00]. Bei der Musterung ist ein Gasgemisch aufgefallen, dessen Eigenschaften für den MSGC-Betrieb geradezu ideal wären. Die Messungen an diesem Gas und die älteren Messungen mit Ar/DME [VAV93] sind in Abbildung 9.15 in vergleichender Darstellung angegeben.

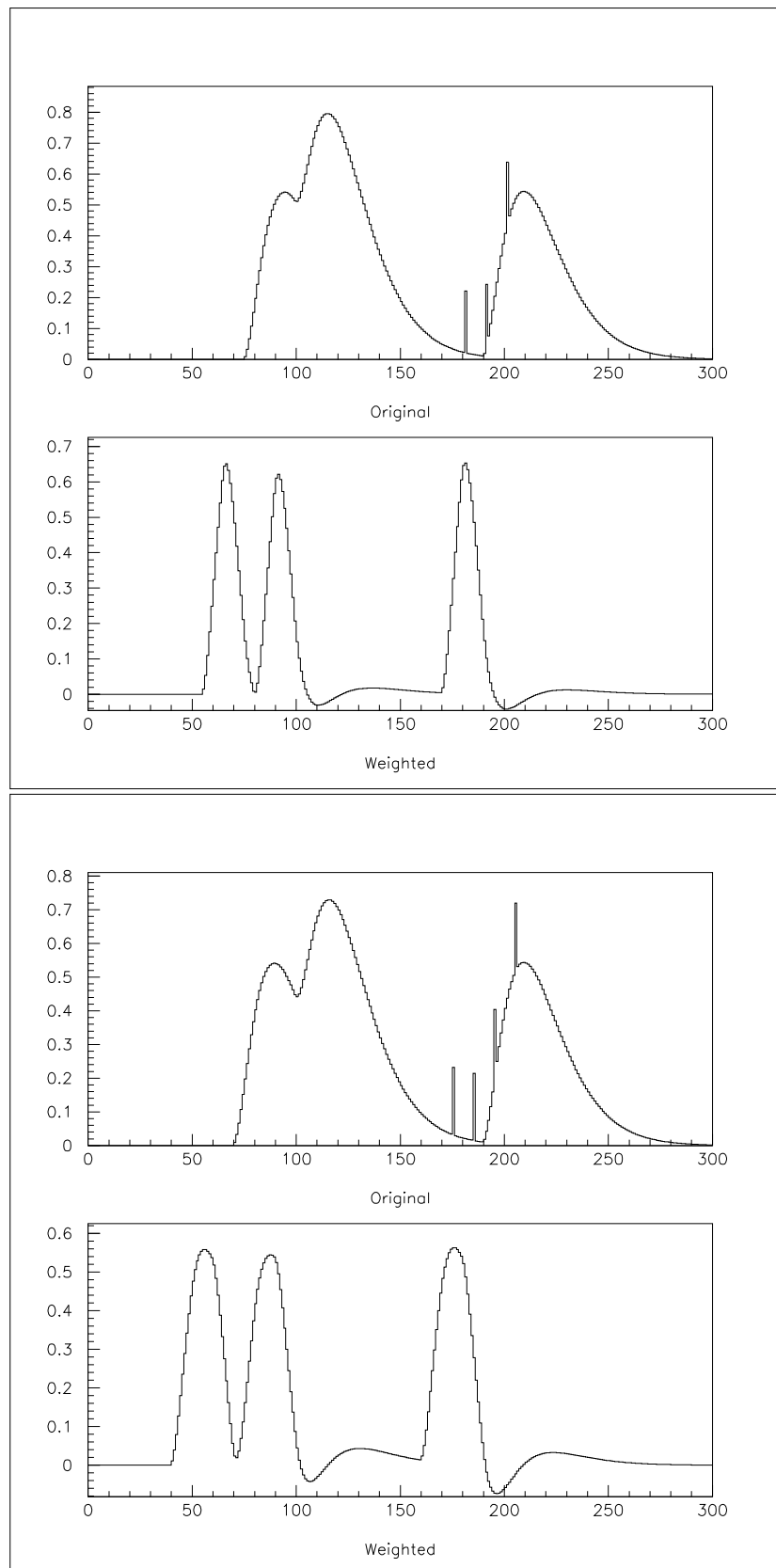


Abbildung 9.14: Ergebnisse einer Optimierungsstrategie nach [SCH98]. Oben: Impuls- und Faltungsantwort mit einem TSD-Gewichtssatz, unten: Impuls- und Faltungsantwort mit einem QSD-Gewichtssatz.

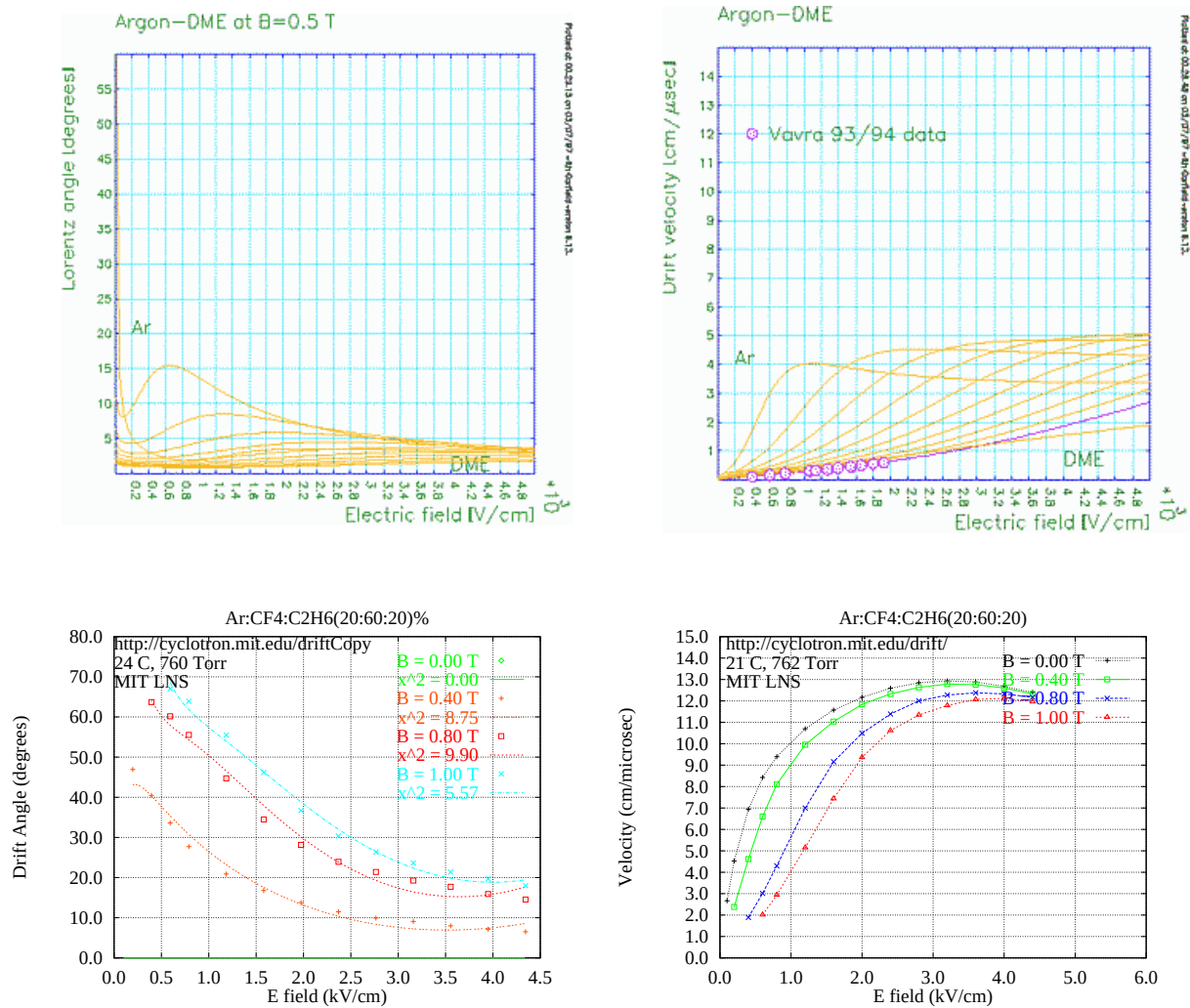


Abbildung 9.15: Vergleich von Lorentzwinkeln (links) und Driftgeschwindigkeiten (rechts) von Elektronen in zwei MSGC-Gasen: Oben $Ar : DME$, unten $Ar : CF_4 : C_2H_6 = 20 : 60 : 20$ [VAV93] [MIT00] ($Ne : DME$ verläuft ähnlich wie $Ar : DME$, es liegen jedoch keine Daten hierfür vor). Die Driftgeschwindigkeiten mit dem unteren Gas sind mehr als doppelt so hoch, und werden bereits bei einem Viertel der Spannung erreicht: Dies könnte die nächste Generation von schnellen, preiswerten, strahlenharten und großflächig konstruierbaren MSGC-Detektoren für die Hochenergiephysik einleiten.

Zusammenfassung

In Teil I der vorliegenden Arbeit werden CMS-Streifendetektoren untersucht. Weiterhin wird das DAQ-System und damit die Hardware bzw. Software für einen Serientest solcher Detektoren vorgestellt. Nach einer allgemeinen Einleitung in die Anforderungen des CMS-Spurdetektors in den beiden ersten Kapiteln, wird in Kapitel 3 das Auslese-Werkzeug — der APV Pipeline-Chip — in seinen komplexen Facetten beschrieben. Dabei wird in kompakter Form auf die Rauschquellen von Vorverstärkern allgemein und das Rauschen des APV-Chips mit seinen Filterstufen speziell eingegangen. Das Prinzip der Faltungsoperation wird vorgestellt.

In Kapitel 4 des Teil II werden Anforderungsprofile für die Hardware und Software erarbeitet, welche die Auslese einer Vielzahl von APV-Chips mit ausreichender Triggerrate im Labor ermöglichen. Die Verwirklichung des Aachener DAQ-Systems, welches kompatibel mit dem CMS-DAQ-System ist, zeigt Kapitel 5 auf: Das Auslesesystem in VME, die asynchrone Triggerbox, eine Abtastung der Analogdaten bei mehr als der Nyquist-Bandbreite, die notwendige Granularität bei der Abtastung und das geringe digitale Rauschen sind die im Labor geschaffenen Hardware-Voraussetzungen. Von dem L3-Experiment ist das Online-DAQ-Programm *TAROT* übernommen worden. Es ermöglicht eine strukturierte und skalierbare Erweiterung für CMS. Zur Offline-Analyse der mit *TAROT* gewonnenen Daten wurde das Programm *TARA* geschrieben. Es eröffnet den direkten Zugang zu *PAW*, *MINUIT*, etc. Kapitel 6 enthält eine Zusammenfassung der Erfahrungen mit den Kalibrationsmatrizen der getesteten APV-Chips. Beobachtungen des Nullagen-Rauschen machen deutlich, wie wichtig eine korrekte Abschirmung bzw. Erdung für die Auslese von Detektoren ist. Ausgehend von der Absicht, den Vorgang der Datenkompression in CMS Online im Labor zu emulieren, kam es zu ersten Problemen. Die Kalibrationsmatrizen ermöglichen erstmals eine systematische Aufstellung der sog. Defekt-Zellen-Matrizen und damit eine Online-Korrektur, welche die wirklichen Signale von den vorgetäuschten trennt. Auf dieser Basis werden eine Reihe von Lösungen erarbeitet, welche in CMS leicht zu implementieren sind.

In Teil III werden Meßergebnisse mit den CMS-Detektoren präsentiert, wobei zwei Typen von Sensoren — ein MS-9-Mikrostreifen-Gasdetektor (MSGC) und ein Silicon Barrel Module als Silizium-Streifendetektor — benutzt werden. Kapitel 7 und 8 zeigen die Funktionsprinzipien sowohl der MSGC als auch die des Silizium-Streifendetektors auf. Cluster-Algorithmen für diese Detektoren werden auf ihre mögliche Realisierung in den CMS Frontend Drivern hin untersucht. Zum Beispiel kann ein dem „Abakus“ ähnlicher Algorithmus wertvolle Dienste bei der Kompensation des Nullagenrauschens leisten. Mit einer Sr^{90} -Quelle werden weitere Messungen durchgeführt: Die Verteilungen von Signal zu Rauschen (SNR), Effizienz ϵ sowie die Akzeptanz als neu eingeführtes Produkt aus SNR und ϵ werden diskutiert. Ein SNR von zehn reicht für die volle Effizienz ($\cong 100\%$) im Faltungsmodus bei einem Verhältnis von $\Sigma/E_{m.p.}$ von fünf aus. Der Verlauf des Verarmungseffektes als Funktion der Bias-Spannung wird für das Silicon Barrel Module bestätigt. Über streifenspezifische Messungen mit der Sr^{90} -Quelle wird auf die Probleme der Qualitätsprüfung eingegangen. Die technische Realisierung eines zerstörungsfrei wiederverschließbaren Frontend-Links für eine Serienfertigung von MSGCs wird in Kapitel 8 gezeigt. Es schließt mit den Pulshöhenverteilungen einer Fe^{55} -Quelle und Argon-Dimethylether als Gasfüllung ab.

Das letzte Kapitel beschreibt das Signalverhalten des Systems Hybrid-Detektor. Es wird erstmals eine passende Parameterisierung dieser Signalantwort angegeben. Eine Methode zum Test des im APV-Chip implementierten Gewichtssatzes über die Einspeisung von Normpulsen wird vorgestellt. Hierbei werden die Gewichtssätze für den Silizium-Streifendetektor bestätigt, die für die MSGC widerlegt. In einem abschließenden Vergleich dieser Systeme mit einer Sr^{90} -Quelle wird eine Driftzeitfluktuation von 55 ns für die MSGC bestätigt. Das Kapitel endet mit einer Zusammenstellung der Problempunkte und möglichen Lösungsansätzen für die MSGC.

Anhang A

L1-Trigger Energien und Impulse

Die folgenden Tabellen geben die Schnitte des Ebene Eins Triggers (L1) für die verschiedenen Bereiche der physikalischen Untersuchungen an. Impuls- und Energieschnitte werden in die programmierbare L1-Trigger-Hardware geschrieben. Referenzangaben beziehen sich auf das 540 Seiten starke TRIDAS Technical Design Report – Vol. 6.1. Zum besseren Überblick wurden die Tabellen hieraus extrahiert:

physics channel	references	$\mathcal{L}$	offline cut (GeV/c)	trigger
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \pi^+ \pi^-$ $b \rightarrow \mu_{tag} \text{ or } b \rightarrow e_{tag}$	12.4.2, 12.4.4, 93-69 94-193, 96-105 96-116, 96-117	L	$p_T(\mu) > 2-4, 2-4, 0$ $p_T(e) > 5, 5, 2$	2μ $e_b\mu$
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \pi^+ \pi^-$ with self-tagging or b-jet tagging	95-39 N00/8	L	$p_T(\mu) > 2-4, 2-4$ $p_T(e) > 5, 5$	$2\mu, e_b\mu$ $2e_b$
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \pi^+ \pi^-$ with Λ tagging	94-189	L	$p_T(\mu) > 2-4, 2-4$ $p_T(e) > 5, 5$	$2\mu, e_b\mu$ $2e_b$
$B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm, b \rightarrow \mu_{tag}$	12.4.5	L	$p_T(\mu) > 2-4, 2-4, 0$	2μ
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}, b \rightarrow \mu_{tag}$	94-237, 96-105	L	$p_T(\mu) > 2-4, 2-4, 0$	2μ
$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi, b \rightarrow \mu_{tag}$	N97/72, N99/25	L	$p_T(\mu) > 2-4, 2-4, 0$	2μ
$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ $b \rightarrow \mu_{tag} \text{ or } b \rightarrow e_{tag}$	12.4.3-4, 94-114 94-328	L	$p_T(\mu) > 6.5$ $p_T(e) > 10$ $p_T(\pi) > 5$	μ e_b
$B_s^0 \rightarrow D_s^{(*)\pm} \mu X$	12.4.5	L	$p_T(\mu) > 10$	μ
$B_d^0 \rightarrow D^{*\pm} \mu X$	94-184, N98/82	L	$p_T(\mu) > 10$	μ
$B_s^0/\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^\mp, D_s^\mp \rightarrow \phi \pi^\mp$ $\phi \rightarrow K^+ K^-, b \rightarrow \mu_{tag}$	12.4.6, 93-117 94-183, 94-184	L	$p_T(\mu) > 10$	μ
$B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	12.4.7, 94-186, N99/39	L	$p_T(\mu) > 4.3, 4.3$	2μ
$\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$	94-227	L	$p_T(\mu) > 2-4, 2-4$	2μ
$\Xi_b \rightarrow J/\psi \Xi$				
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^- \rightarrow p K^+ \pi^- \pi^-$	94-227	L		
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^- \rightarrow p K^0 \pi^-$				

See also general reports: 94-229, 95-10, 95-178, 96-139, CR96/2, CR96/5.

Tabelle A.1: Studium der B-Quark Physik

physics channel	references	$\mathcal{L}$	offline cut (GeV/c)	trigger
$H \rightarrow \gamma\gamma$	12.1.2, 93-75, 94-289 94-290, CR97/6	H	$p_T(\gamma) > 40, 25$	2e
$WH \rightarrow \gamma\gamma$ $t\bar{t}H \rightarrow \gamma\gamma$	12.1.4, 93-86 94-247	H	$p_T(\gamma) > 40, 20$ $p_T(\ell) > 20$	2e $e\mu_i$
$H \rightarrow \gamma\gamma j e$		H		2e, jet
$t\bar{t}H \rightarrow b\bar{b}$ $t \rightarrow bW \rightarrow q\bar{q}, \bar{t} \rightarrow \bar{b}W \rightarrow \ell\nu$	N99/1	H	$p_T(\ell) > 20$ $E_T^{jet} > 10$	e, μ_i 6 jets
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$	12.1.5, 93-85 94-214, 95-18 95-19, 95-59, 95-101 96-100, N97/43	L	$p_T(e) > 20, 15, 10, 10$ $p_T(\mu) > 10-20, 5-10, 5, 5$	2e, $2\mu_i$ $e\mu_i$
		H	$p_T(e) > 20, 15, 10, 10$ $p_T(\mu) > 20, 10, 5, 5$	2e, $2\mu_i$ $e\mu_i$
$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$	12.1.6, 93-79 93-101, 95-11 95-18, 95-19 95-76, 96-92	L	$p_T(e) > 20, 15, 10, 10$ $p_T(\mu) > 10, 5, 5, 5$	2e, $2\mu_i$ $e\mu_i$
		H	$p_T(e) > 20, 15, 10, 10$ $p_T(\mu) > 20, 10, 5, 5$	2e, $2\mu_i$ $e\mu_i$
$WH \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$	N99/71	H	$p_T(e) > 20, 15, 7, 7$ $p_T(\mu) > 20, 10, 5, 5$	2e, $2\mu_i$ $e\mu_i$
$H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell\nu\nu$	12.1.7 93-87 95-75	L	$E_T^{miss} > 100$ $p_T(\ell) > 20, 20$ $p_T(Z \rightarrow \ell\ell) > 60$	E_T^{miss} 2e, $2\mu_i$
	12.1.7, 92-49 94-179 95-75	H	$E_T^{miss} > 100$ $p_T(\ell) > 20, 20$ $p_T(Z \rightarrow \ell\ell) > 200$	E_T^{miss} 2e, $2\mu_i$
$H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell jj$	12.1.8, 93-88 95-75	L	$p_T(\ell) > 20$ $p_T(Z \rightarrow jj) > 100$	2e, 2μ 2 jets
	12.1.8, 92-49 94-178, 95-75	H	$p_T(\ell) > 50$ $p_T(Z \rightarrow jj) > 150$	2e, 2μ 2 jets
$H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$	12.1.8 93-88	L	$E_T^{miss} > 100$ $p_T(\ell) > 20$ $p_T(W \rightarrow jj) > 150$	E_T^{miss} e, μ 2 jets
	12.1.8, 92-49 94-178 95-154	H	$E_T^{miss} > 150$ $p_T(\ell) > 150$ $p_T(W \rightarrow jj) > 300$	E_T^{miss} e, μ 2 jets
$H \rightarrow WW \rightarrow \ell^+\nu \ell^-\bar{\nu}$	N97/83, N98/89	L,H	$p_T(\ell) > 20, 10$	2e, $2\mu_i, e\mu_i$

See also general reports: N97/57, N97/80.

Tabelle A.2: Suche nach dem Standardmodell Higgs Teilchen

physics channel	references	$\mathcal{L}$	offline cut (GeV/c)	trigger
$t\bar{t} \rightarrow W_{\rightarrow\ell\nu}^{\pm} W_{\rightarrow X}^{\mp}$	LOI 8.1.4	VL	$p_T(\ell) > 50$ $E_T^{jet} > 50$	e, μ_i
$t\bar{t} \rightarrow W_{\rightarrow\ell\nu}^{\pm} W_{\rightarrow X}^{\mp} b/\bar{b} \rightarrow \ell$	92-34	L	$p_T(\ell) > 40, 15$ $E_T^{jet} > 30$	$2e, 2\mu, e\mu$
$t\bar{t} \rightarrow W_{\rightarrow\ell\nu}^{\pm} W_{\rightarrow X}^{\mp} b \rightarrow \ell \bar{b} \rightarrow \ell$	93-73	L	$p_T(\ell) > 30, 4, 4$ $E_T^{jet} > 30$	$2e, 2\mu, e\mu$
$t\bar{t} \rightarrow W_{\rightarrow\ell\nu}^{\pm} W_{\rightarrow X}^{\mp} b/\bar{b} \rightarrow J\psi \rightarrow \ell\ell$	93-118	L,H	$p_T(\ell) > 30, 4, 4$ $E_T^{jet} > 30$	$2e, 2\mu, e\mu$
$t\bar{t} \rightarrow W_{\rightarrow\ell\nu}^{\pm} W_{\rightarrow X}^{\mp} \bar{b} \rightarrow \ell b/\bar{b} \rightarrow J\psi \rightarrow \ell\ell$	N99/65	H	$p_T(\ell) > 15, 4, 4, 4$ $E_T^{jet} > 30$	3ℓ
$\bar{b}t \rightarrow W_{\rightarrow\ell\nu} b$	N99/48	L	$p_T(\ell) > 20$ $E_T^{jet} > 15$	e, μ_i jet

Tabelle A.3: Studium des Top-Quarks

physics channel	references	$\mathcal{L}$	offline cut (GeV/c)	trigger
$h, H \rightarrow \gamma\gamma$	see SM $H \rightarrow \gamma\gamma$ + 96-102	H	$p_T(\gamma) > 40, 40$	
$h \rightarrow ZZ^*$	see SM $H \rightarrow ZZ^*$ + 96-96			
$h, H \rightarrow ZZ$	see SM $H \rightarrow ZZ$ + 96-96			
$h, A, H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \tau\text{-jet } \tau\text{-jet } X$	N99/37	L	$E_T(\tau) > 60$	2τ
$h, A, H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell^{\pm} \tau\text{-jet } X$	12.2.4, 93-98 93-103, 96-29 N97/2, N97/16	L	$p_T(\ell) > 10-40, \text{isol.}$ $E_T^{miss} > 20-30$ $E_T^{jet} > 40-80$	e, μ_i, τ
$h, A, H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu X$	12.2.4, 93-84 N98/19	L,H	$p_T(e) > 20$ $p_T(\mu) > 20$	e, μ_i $e\mu_i$
$t \rightarrow H^{\pm} b, H^{\pm} \rightarrow \tau\nu$	12.2.5, 92-48 94-233	L	$p_T(\ell) > 20, \text{isol.}$ $p_T(\mu) > 7, \text{b-tag}$	e, μ_i $2\mu, e\mu, \tau$
$h, A, H \rightarrow \mu\mu$	12.2.6-7, 94-182 N98/39	L,H	$p_T(\mu) > 10, 10$	$2\mu_i$
$h \rightarrow b\bar{b}$	CR98/5	L	$E_T^{jet} > 40, E_T^{miss} > 400$	4 jets, E_T^{miss}
$A \rightarrow Zh \rightarrow \ell\ell b\bar{b}$	(12.2.8) 96-49	L	$p_T(e) > 20, 20$ $p_T(\mu) > (5, 5) 10, 10$ $E_T^{jet} > 20$	$2e, 2\mu_i$ $e\mu$
$Wh, Zh, Hh \rightarrow (\ell)\ell b\bar{b}$	12.2.9		W, Z, t	$2e, 2\mu_i, e\mu$
$H \rightarrow WW \rightarrow \ell^+ \nu \ell^- \bar{\nu}$	see SM H			

See also general reports: 93-122, N97/57.

Tabelle A.4: Suche nach dem SUSY-Higgs

physics channel	references	$\mathcal{L}$	offline cut (GeV/c)	trigger
$\tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{q} \rightarrow 1-4 \ell \chi_1^0$ 2jets	95-90, 95-91, 94-318 96-22, 96-95, 96-103 N97/15, N97/16 N98/73, N99/18	L,H	$p_T(\ell) > 10-20$ $E_T^{miss} > 100$ $E_T^{jet} > 40$	2e, $2\mu_i$, $e\mu$ E_T^{miss} 2 jets
$\tilde{q}\tilde{q} \rightarrow 4$ jets	N97/67	L,H	$E_T^{jet} > 100, 100, 100, 100$	4 jets
$\tilde{q}\tilde{g} \rightarrow \chi_i^0 \rightarrow \chi_j^0 h$ $h \rightarrow b\bar{b}$	N97/70	L,H	$E_T^{miss} > 100$ $E_T^{jet} > 20, 20, 20, 20$	E_T^{miss} 4 jets
$\tilde{g}, \tilde{q}, \chi, h \rightarrow$ b-jets/ τ -jets	N99/35	L,H	$E_T^{jet} > 50$	N jets, N τ 's
$\tilde{\ell}\tilde{\ell} \rightarrow 2-3 \ell \chi_1^0$'s	96-59	L,H	$p_T(\ell) > 20$ $E_T^{miss} > 50$	2e, $2\mu_i$, $e\mu$
$\tilde{\ell}\tilde{\ell} \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$	N98/40	H	$p_T(\ell) > 20, 20, E_T^{miss} > 50$	2e, $2\mu_i$
$\chi_1^0 \rightarrow 3\ell$	N99/53	H	$p_T(\mu) > 10, p_T(e) > 20$ $E_T^{jet} > 50, 50$	2e, $2\mu_i$, $e\mu_i$ 2 jets
$\chi_2^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \chi_1^0$ $\chi_2^0 \rightarrow \tau^+ \tau^- \chi_1^0$	N98/85	L,H	$p_T(\ell) > 10, E_T^{miss} > 150$ $E_T^{jet} > 60, 60, 60$	2e, $2\mu_i$, $e\mu$, 2τ 3 jets, E_T^{miss}
$\chi_2^0 \chi_1^\pm \rightarrow \ell\ell \chi_1^0 \ell' \nu \chi_1^0$	N97/7, N97/65 N97/69, N97/94	L,H	$p_T(\ell) > 15$	2e, $2\mu_i$, $e\mu$
$\chi_1^0 \chi_1^0 \rightarrow \tilde{G}\gamma \tilde{G}\gamma$	N97/79, CR99/19	L,H	$p_T(\gamma) > 40, 40$ $E_T^{miss} > 100$	2e, E_T^{miss}

See also general reports: 93-125, 95-66, 96-58, 96-65, CR97/9, CR97/12, CR97/19, N98/6, CR98/13.

Tabelle A.5: Suche nach Partnern der Supersymmetrie

physics channel	references	$\mathcal{L}$	offline cut (GeV/c)	trigger
VV scattering	12.1.9, 94-276	H	$p_T(W, Z) > 300$	2e, $2\mu_i$, $e\mu$
$W' \rightarrow \ell\nu$	LOI 8.1.3	H	$p_T(\ell) > 100$	e, μ_i
$W' \rightarrow WZ \rightarrow \ell^\pm \nu \ell^+ \ell^-$	LOI 8.1.3, 93-57	H	$p_T(\ell) > 100, 100, 100$	2e, $2\mu_i$, $e\mu$
$Z' \rightarrow \ell\ell$	LOI 8.1.3, 93-107	L,H	$p_T(\ell) > 20, 20$	2e, $2\mu_i$
leptoquarks LQ (scalar, ~ 1.5 TeV)	CR96/3, N99/27	H	$p_T(\ell) > 40, 40$ $E_T^{jet} > 40, 40$	2e, $2\mu_i$
compositeness: $Z \rightarrow \gamma\gamma\gamma$	94-188	H	$p_T(\gamma) > 20, 20, 10$	2e
compositeness: $\gamma^*/Z \rightarrow e^+ e^-$	N99/75	L,H	$p_T(e) > 25, 25$	2e
technicolor ρ_T, ω_T		H		2e, $2\mu_i$, $e\mu$

Tabelle A.6: Suche nach exotischen Teilchen

Anhang B

Weitere Abbildungen

- B.1 Die Gray Code Tabelle des APV25
- B.2 Datenblatt der 480 MHz ALPHA
- B.3 Abbildung der PDLU Trigger Box Einheit
- B.4 Abbildungen des Aachener VME-DAQ Systems
- B.5 Abbildungen des Frontend Links
- B.6 PPT: Explosionszeichnung
- B.7 Ausdrücke von TARA
- B.8 Ausdrücke von TAROT

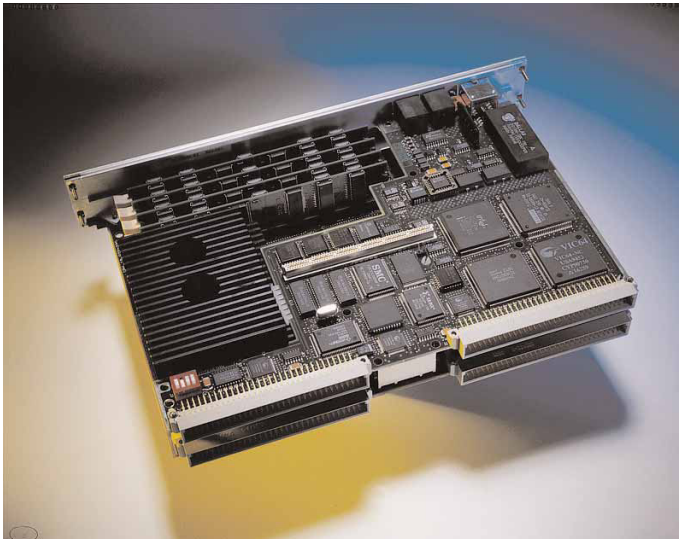
B.1 Die Gray Code Tabelle des APV25

COL	POS	CODE	COL	POS	CODE	COL	POS	CODE
0	0	00110000	64	128	01010000	128	127	11110000
1	2	00110001	65	130	01010001	129	125	11110001
2	4	00110011	66	132	01010011	130	123	11110011
3	6	00110010	67	134	01010010	131	121	11110010
4	8	00110110	68	136	01010110	132	119	11110110
5	10	00110111	69	138	01010111	133	117	11110111
6	12	00110101	70	140	01010101	134	115	11110101
7	14	00110100	71	142	01010100	135	113	11110100
8	16	00111100	72	144	01011100	136	111	11111100
9	18	00111101	73	146	01011101	137	109	11111101
10	20	00111111	74	148	01011111	138	107	11111111
11	22	00111110	75	150	01011110	139	105	11111110
12	24	00111010	76	152	01011010	140	103	11111010
13	26	00111011	77	154	01011011	141	101	11111011
14	28	00111001	78	156	01011001	142	99	11111001
15	30	00111000	79	158	01011000	143	97	11111000
16	32	00101000	80	160	01001000	144	95	11101000
17	34	00101001	81	162	01001001	145	93	11101001
18	36	00101011	82	164	01001011	146	91	11101011
19	38	00101010	83	166	01001010	147	89	11101010
20	40	00101110	84	168	01001110	148	87	11101110
21	42	00101111	85	170	01001111	149	85	11101111
22	44	00101101	86	172	01001101	150	83	11101101
23	46	00101100	87	174	01001100	151	81	11101100
24	48	00100100	88	176	01000100	152	79	11100100
25	50	00100101	89	178	01000101	153	77	11100101
26	52	00100111	90	180	01000111	154	75	11100111
27	54	00100110	91	182	01000110	155	73	11100110
28	56	00100010	92	184	01000010	156	71	11100010
29	58	00100011	93	186	01000011	157	69	11100011
30	60	00100001	94	188	01000001	158	67	11100001
31	62	00100000	95	190	01000000	159	65	11100000
32	64	01100000	96	191	11000000	160	63	10100000
33	66	01100001	97	189	11000001	161	61	10100001
34	68	01100011	98	187	11000011	162	59	10100011
35	70	01100010	99	185	11000010	163	57	10100010
36	72	01100110	100	183	11000110	164	55	10100110
37	74	01100111	101	181	11000111	165	53	10100111
38	76	01100101	102	179	11000101	166	51	10100101
39	78	01100100	103	177	11000100	167	49	10100100
40	80	01101100	104	175	11001100	168	47	10101100
41	82	01101101	105	173	11001101	169	45	10101101
42	84	01101111	106	171	11001111	170	43	10101111
43	86	01101110	107	169	11001110	171	41	10101110
44	88	01101010	108	167	11001010	172	39	10101010
45	90	01101011	109	165	11001011	173	37	10101011
46	92	01101001	110	163	11001001	174	35	10101001
47	94	01101000	111	161	11001000	175	33	10101000
48	96	01111000	112	159	11011000	176	31	10111000
49	98	01111001	113	157	11011001	177	29	10111001
50	100	01111011	114	155	11011011	178	27	10111011
51	102	01111010	115	153	11011010	179	25	10111010
52	104	01111110	116	151	11011110	180	23	10111110
53	106	01111111	117	149	11011111	181	21	10111111
54	108	01111101	118	147	11011101	182	19	10111101
55	110	01111100	119	145	11011100	183	17	10111100
56	112	01110100	120	143	11010100	184	15	10110100
57	114	01110101	121	141	11010101	185	13	10110101
58	116	01110111	122	139	11010111	186	11	10110111
59	118	01110110	123	137	11010110	187	9	10110110
60	120	01110010	124	135	11010010	188	7	10110010
61	122	01110011	125	133	11010011	189	5	10110011
62	124	01110001	126	131	11010001	190	3	10110001
63	126	01110000	127	129	11010000	191	1	10110000

Tabelle B.1: Gray-Code Adressierung am Beispiel des APV25 (APV6 ähnlich).

B.2 Datenblatt der 480 MHz ALPHA

D A T A S H E E T



*Ultra fast dual-slot 6U VME
single board computer*

Features

- Dual-slot 6U VME
- SPECint95: 13.6, SPECfp95: 15.2
- 2 MByte of onboard ECC protected L3 cache, operating at 700 MByte/sec
- 16 MByte to 512 MByte DRAM, ECC protected, autoconfiguration for 128-bit or 256-bit data bus
- Full 32-bit VMEbus master/slave interface with VME64 and DMA capability
- Onboard Ethernet and SCSI controllers
- 4 MByte Flash memory
- Two serial ports, 3 16-bit timers, a watchdog timer, a time-of-year clock, and 32 KByte NVRAM
- Optional PMC I/O companion card that provides two PMC slots and front panel keyboard/mouse connect
- Tru64 UNIX and VxWorks for Alpha operating system support

This new ultra-fast board computer based on the 21164 Alpha microprocessor achieves unprecedented performance for VME applications. With up to 1.9 billion operations per second, it is sure to satisfy the most demanding customers in mission-critical applications such as aerospace/defense, medical imaging, and telecommunications.

The 21164 microprocessor and associated core logic feature more than double the SPECmark® performance and about three times the memory bandwidth over the previous generation board computers.

This AlphaPowered VME board computer utilizes the peripheral component interconnect (PCI) as the onboard bus for the interconnection of high-performance SCSI, Ethernet, and VME interfaces. It supports the IEEE® P1386.1 PCI mezzanine card (PMC) I/O option. It can accept two single-width or one double-width PMC card(s), and contains a keyboard, mouse, and parallel ports to facilitate turning your VME board computer into a VME workstation.

www.forcecomputers.com

Abbildung B.1: Ausschnitt aus dem Datenblatt der 480 MHz ALPHA der Firma *FORCE-Computers*

B.3 Abbildung der PDLU Trigger Box Einheit

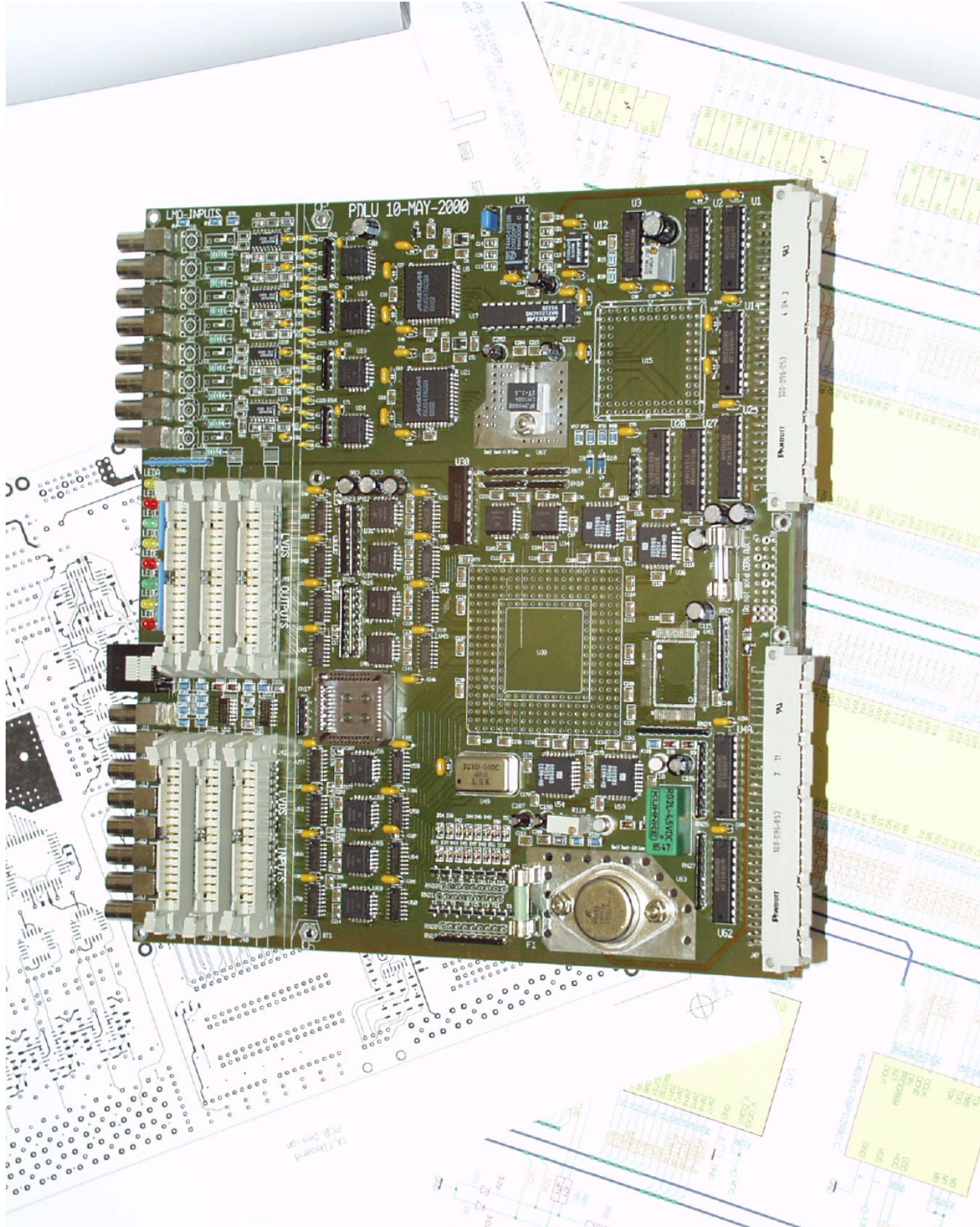


Abbildung B.2: PDLU, engl. Programmable Discriminating and Delaying Logical Unit, Photo vom Feb. 2000

B.4 Abbildungen des Aachener VME-DAQ Systems

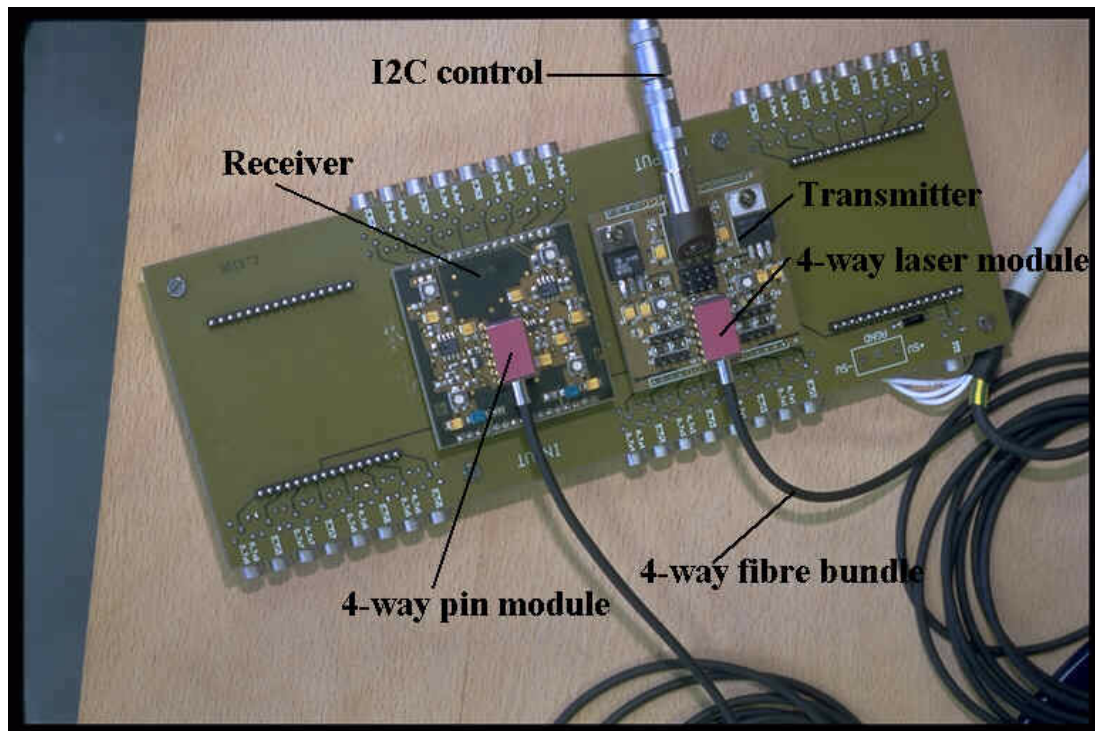


Abbildung B.3: Photo eines CMS 4-Kanal Prototyps des optischen Links mit Sender und Empfängerbaustein auf der Service-Platine. Zur Realisierung der galvanischen Trennung wurde der Empfänger hiervon abgetrennt.

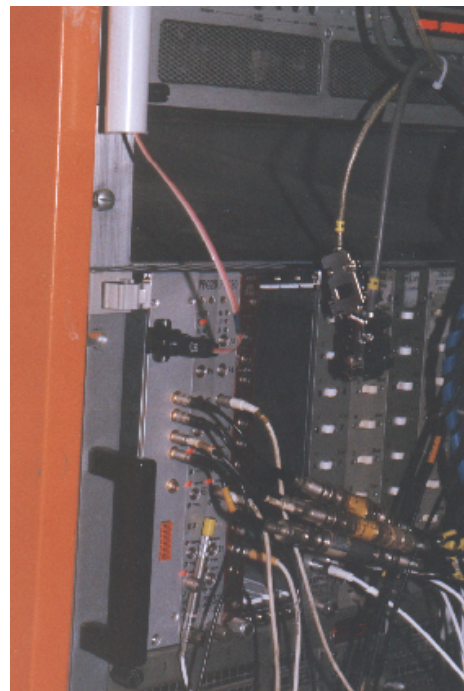
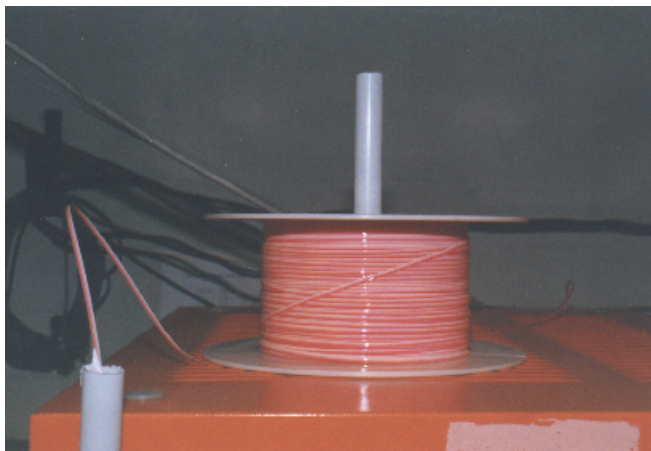


Abbildung B.4: Links: 12-Kanal Glasfaserband, 100 m lang, Rechts: CAMAC-Glasfaser-Empfänger-Modul.

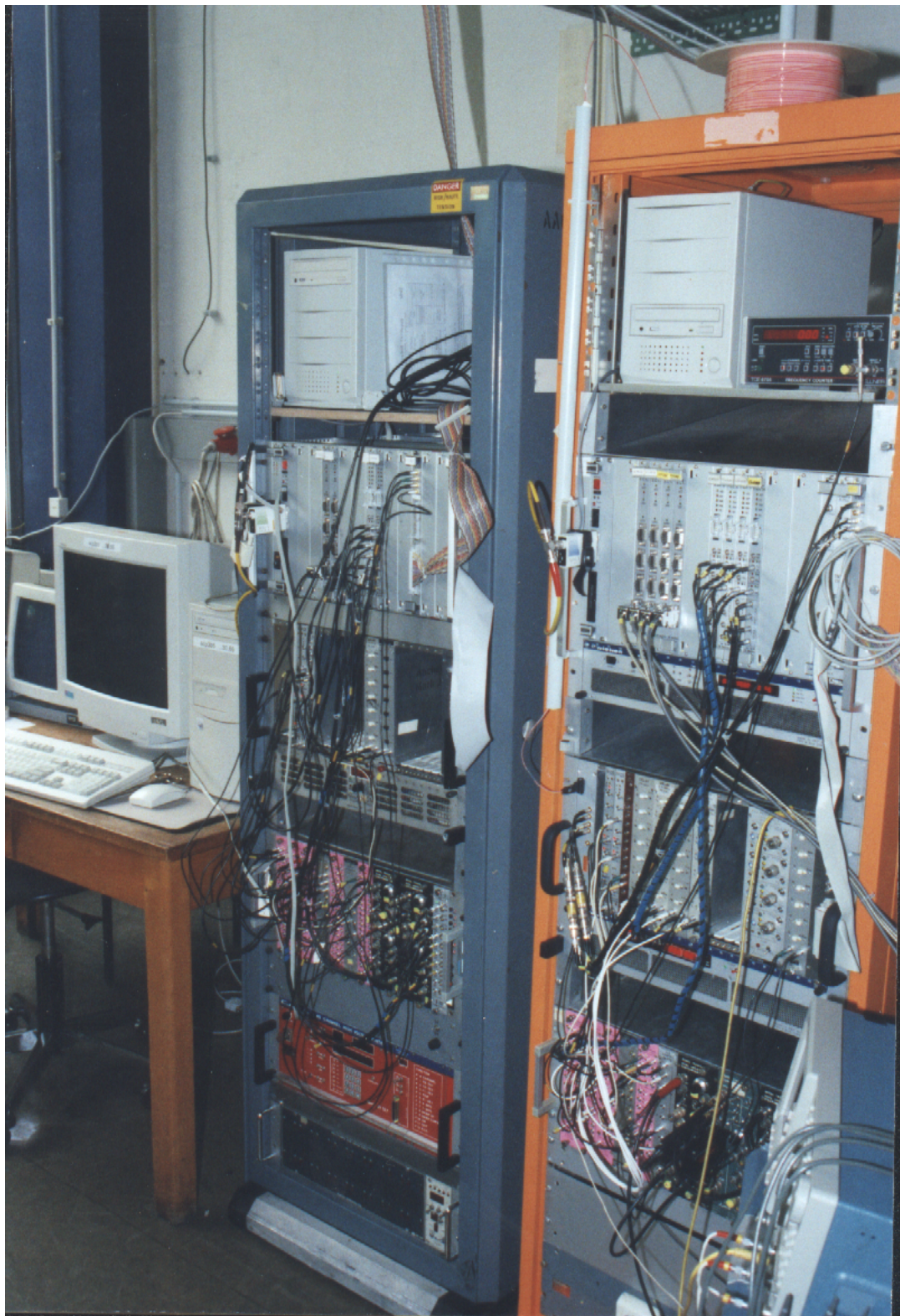


Abbildung B.5: Hybrid DAQ (grau), und Multi Module (MSGC-Supermodule) DAQ (orange). Links: ASCII-Terminals für die beiden Alpha-CPU's, Graphik-Terminal zur Laufkontrolle (PC-Linux). Von oben nach unten: Plattenspeicher, VME-, CAMAC-, NIM-Modulsysteme, HV (CAEN) (rot). Oben: Glasfasertrummel (100 m).



Abbildung B.6: PPG20-11, engl. Programmable Pulse Generator [PET97], einsetzbar als Testpulsgenerator für Streifendetektoren sowie als programmierbarer Veto-Signalgeber in der Triggerbox.

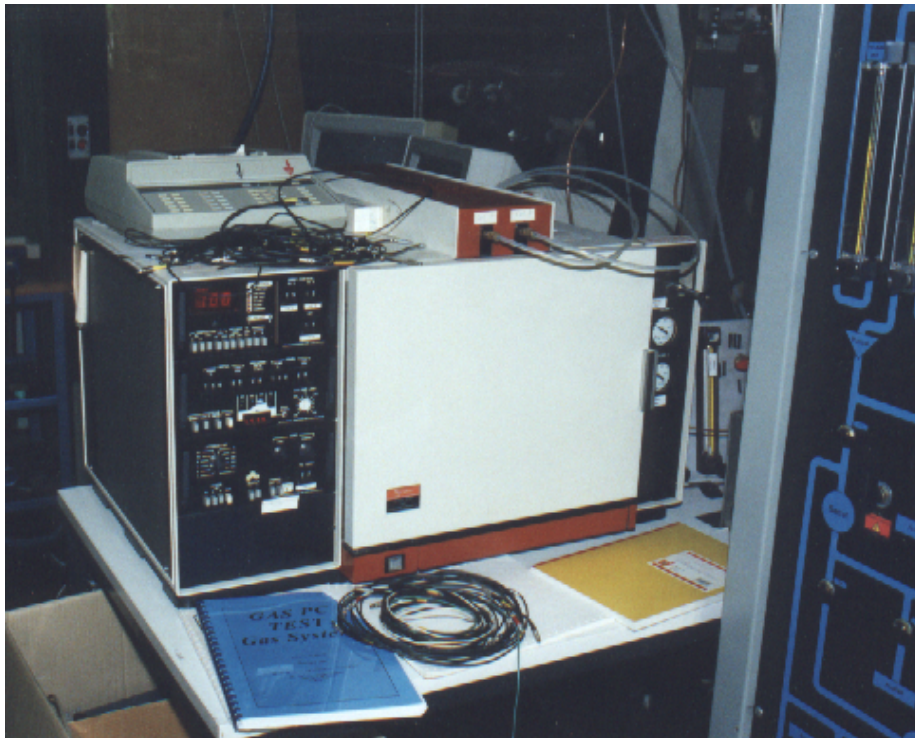


Abbildung B.7: Gaschromatograph des Aachener TEC-Gassystems, welches die Zusammensetzung des MSGC-Gemisches analysiert. Dieses wird mit mechanischen Strömungsventilen kalibriert (rechts: offenes Gas-System).

B.6 Abbildungen des Frontend Links

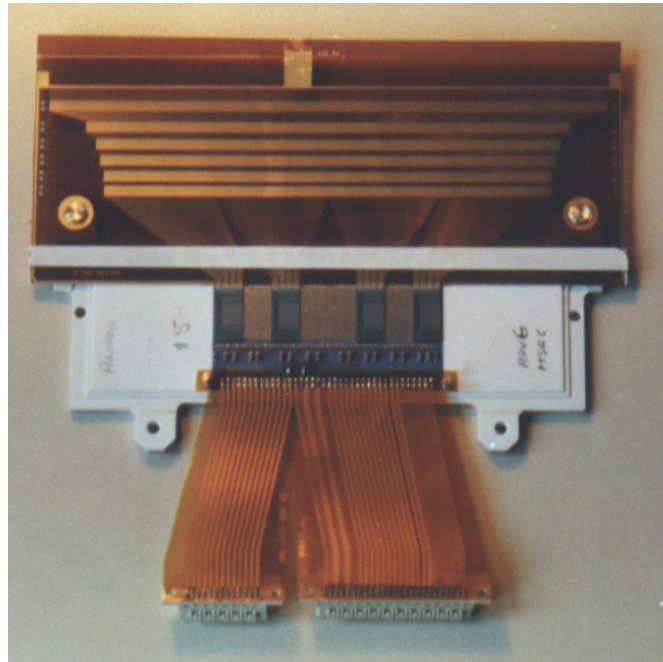


Abbildung B.9: Aufbau des Frontend Links von der Kehrseite: Das APV-Hybrid fällt passgenau in die obere Halbschale, welche den Kapton-Layer fixiert, zusammen mit Nuten, Passzylindern und dem Keramikstreifen.

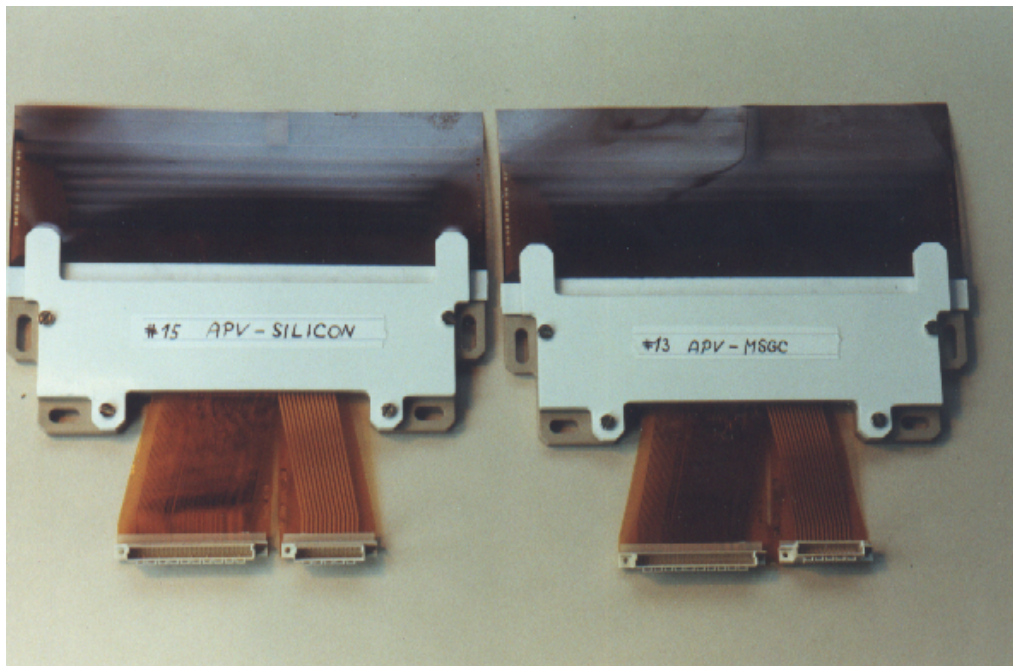


Abbildung B.10: Die unteren Halbschalen (Peak) passen genau in die Oberen zur Konterung mit 2M5 Schrauben. Die APV Chips werden verdunkelt, belüftet und die Bondings vor Zerstörung geschützt. Langlöcher dienen der zweidimensionalen Justierung zu dem MSGC-Streifendetektor, auf der hierfür vorgesehenen Grundplatte.

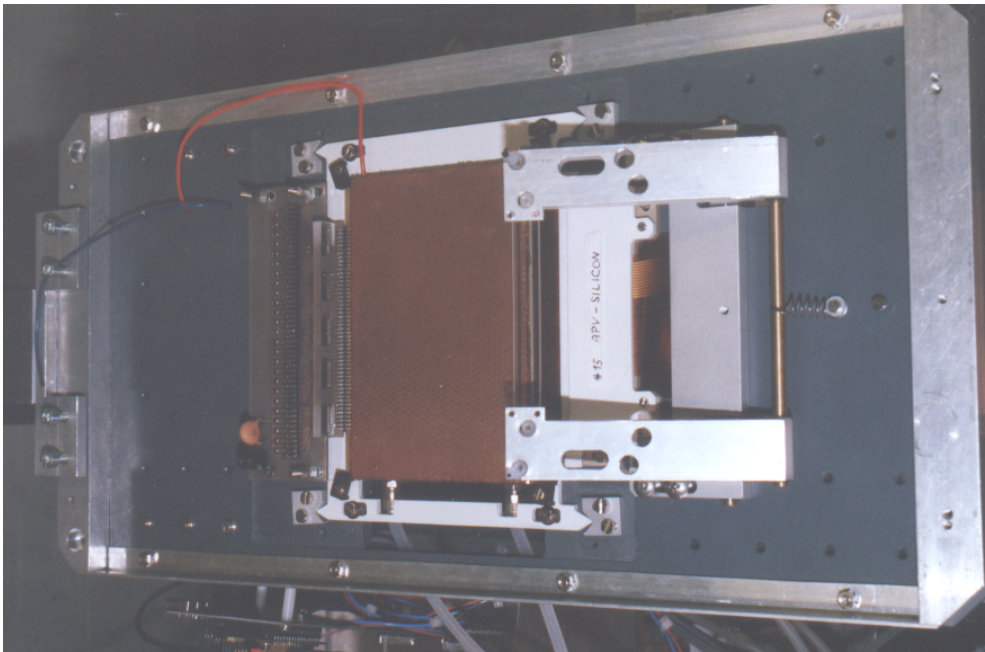


Abbildung B.11: Komplettaufsicht auf das Frontend Link auf der Grundplattenkonstruktion. Die MS9-MSGC liegt passgenau in einem Fixierahmen zur Feinjustage und Spitzenlagerung (Langlöcher) für die wiederholte Entnahme. Halbschalenkonstruktion und der Kathodengruppen-schaltbare HV-Adapter sind zueinander justierbar. Ein manövrierbarer Kippbügel bewegt das belichtete Anpress-Sichtfenster auf die Kontaktleiste.

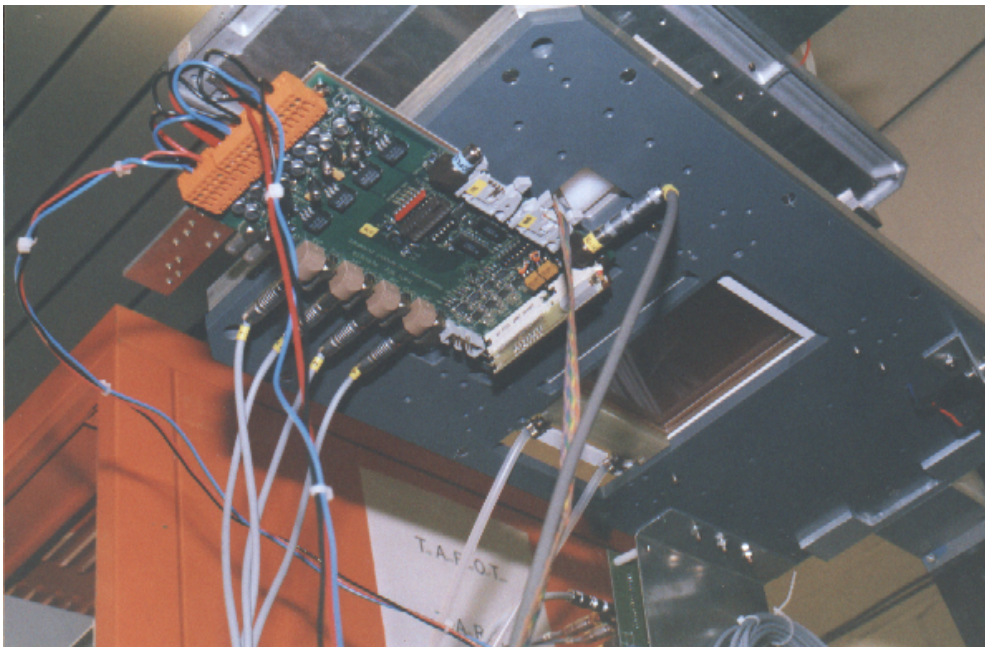


Abbildung B.12: Unterseite Grundplattenkonstruktion: Das „Swap-Cable“ gelangt durch einen Schlitz auf die Unterseite, auf der die Perugia-Karte zugänglich montiert ist (Spiegelung!). Die zentrierte Fassung der MSGC dient zu Hodoskop-Zwecken. Eine quadratische Öffnung läßt den Betrieb mit einer Strontium 90-Quelle zu.

B.7 Ausdrücke von TARA

ac3ws4: a.out ... ↪

```
$COMMAND: help
```

Commands are:

OPEN	DUMP	ANALYSE	DISPLAY	CLOSE	MAKE
HELP	CLEAR	EXIT	REWIND	APV	GRAPHIC
SHOW	SKIP	MARGIN	CLUSTER	EDIT	COUNT
POLARITY	@	FLAG	PROJECT	FIT	SET
OPTION	IGSET	VECTOR	AXIS	SMOOTH	SPLINE
ABAKUS					

Syntax: Keys are separated by one or more spaces. At least 3 characters of key must be given. Lower case is always translated to upper case.

- ^C interrupts command in progress
- ^U cancels line
- ^A overstrike/insert toggle

The arrow keys move the cursor

For more HELP type: "HELP command"

```
$COMMAND: help display
```

DISPLAY type Display data type, types are:

HEADER	DATA	PEDESTAL	GAIN
COMPRESS	RAW	TRIGGER	APV
NOISE	PULSEHEIGHT	COLUMNS	CLUSTERWIDTH
HITMAP	LEFT_OVER	DEAD_CELL	COUNT
FREE	TRIGGER	LIMIT	ABAKUS
HYBHIT	HYBSTN	HYBCLU	HYBCMS
HYBCELLHIT	HYBNOISE	HYBDEAD	

```
$COMMAND: help fit
```

```

FIT type : opens interactive doublefloat MINUIT
           to fit to actual 1-dim distribution
GAU : fits gaussian
LAN : fits landau
CRC : fits CRRC in peak mode
CR3 : fits deconvoluted CRRC with 3 weights
CR4 : fits deconvoluted CRRC with 4 weights
CR5 : fits deconvoluted CRRC with 5 weights
LIN : fits linearity curve of tanh-type
MIN : fits minimal-value
MAX : fits maximal-value
POY : fits polya distribution
LOG : fits lognormal distribution
WIG : fits Breit-Wigner distribution
STT : fits Students t-distribution

```

```
$COMMAND: help smo
```

SMOOTH	smooths the actual 1-dim histogram with the Henning Running Means 353QH algorithm
--------	---

```
$COMMAND: help spline
```

```

SPLINE          smooths B-splines to the actual 1- or 2-
                  dimensional histograms and replaces it.
                  requests a number of knots and a degree
                  of the splines (1-3)    eg.: SPLI 15 3
$COMMAND: help graphics
  GRAPHIC i j k  Rotation angles i,j and colour if
                  k.ne.0, 2-dimensional plots only
$COMMAND: gra 30 120 1
  ANGLE 1: 30.0 ANGLE 2: 120.0    coulour
$COMMAND: help vec
  VECTOR          fills a 1-dim histogram at channel X
                  with value Y and error dY
  eg.: VEC 22. 420.3 12.4
$COMMAND: help flag
  FLAG  change of gain,ped,noise,dead_cell,project-flags
          0 :    not analyzed in next analyze
          1 :    analyzed if existing in data
  example : FLAG 11001
                  analyze data without noise,gain
  example : FLAG 11110
                  analyze data column independent
$COMMAND: fla 11001
  Flag pedestals = 1
  Flag gain      = 1
  Flag noise     = 0
  Flag dead cell = 0
  Flag projection = 1
$COMMAND: exit
ac3ws4:se dt MSGCSCAN
  File: MSGCSCAN
A      T      T      T      T      T
CLOSE
CLEAR
GRAPHICS 30 100 0
MARGIN 3.5 10. 350.
CLUSTER 19
COUNTER 11
POLARITY +
OPEN 157
ANALYZE
APV 2
OPT STAT
SET STAT 1110
DISPLAY APV
DISPLAY PULSE
DISPLAY TRIGGER
!FIT LANDAU

```

B.8 Ausdrucke von TAROT

True64 Unix Entry:> a.out

```

                                T A R O T
                                -----
                                The APV Read Out Task V8.00
                                -----
(TAROT)HELP_EXECUTE_%I: Help keys (commands)
      @          ABORT      BOOT      CALL      CLEAR
      COMPUTE    CONFIGURE  DEFINE    DISPLAY  EXECUTE
      EXIT       HELP       INITIALIZE LEARN     MOVE
      NOOP       POP        PUSH      PUT       SET
      SHOW       SPAWN      STRANSLATE TAKE     TELL
      TEST       TRANSLATE  WAIT

(TAROT)HELP_EXECUTE_%I: Help keys (objects)
      ABBREVIATIONS      ASCII      BUGS      DICTIONARY
      HISTORY      MULTIUSER  OSP      READOUT   RECORD
      RESTRICTIONS      SYNTAX     TAROT     TERMINAL

(TAROT)HELP_EXECUTE_%I: More help: HELP DIC COMMANDS
(TAROT)SYSTEM_INIT_%I: Start up Mon May 7 17:54:21 2001
(TAROT)SYSTEM_INIT_%I: now Mon May 7 17:54:22
(TAROT)SYSTEM_INIT_%I: Executing auto configure file @ TAR_CONFIG.COM
Message (Terminal): ***** DEFINE A FEW REGISTERS *****
Message (Terminal): ***** INIT DAQ SYSTEM *****
Message (Terminal): ***** INIT LASER DEVICE *****
Message (Terminal): ***** START PULSER *****
Message (Terminal): ***** LOAD FADC PARAMETER *****
Message (Terminal): ***** INIT I2C INTERFACE *****
Message (Terminal): ***** SET APV TO PEAK MODE LASER *****
Message (Terminal): ***** START SEQSI IN SINGLE MODE *****
Message (Terminal): ***** DAQ MODE TO LOCAL *****
Message (Terminal): ***** NOW START WITH TAKE COMMAND *****
$Mon May 7 18:00:05> help call
(TAROT)HELP_EXECUTE_%I: Description of key CALL
      Purpose: Hardware debugging tool. Do NOT use during data aquisition.
                'SET TERM DEB' to get terminal output

```

object	qualifier	comment
ADDRESS	i	Select VME address i
RBYTE	i	Read a byte (i optional, forced compare)
RWORD	i	Read a word " " "
RINTEGER	i	Read an integer " " "
WBYTE	i	Write byte i
WWORD	i	Write word i
WINTEGER	i	Write integer i
CAMAC	i j k l m	CAMAC CALL F=i,N=j,A=k,D=1
		(m optional, forced Q-bit compare)

Note: The VME address is updated corresponding to the read/write

operation, i.e.: the address is incremented by 4 after "CALL RINTEGER" so that the next "CALL RINTEGER" reads from the next VME address. (Byte: increment by 1, Word: increment by 2 Integer: increment by 4)

\$Mon May 7 18:01:58> help dis

(TAROT)HELP_EXECUTE_%I: Description of key DISPLAY

Purpose: Handles event specific graphics

object	qualifier	comment
ON/OFF		Turns graphics on or off
TIME	#i	sets the 'delay time' to look at plot
		in tarot (interactive) loops
(NO)SILENT		Turns temporarily the graphic on/off
		without resetting the graphics
MAKE/WRITE	FILE	Generates a PS/ASCII file named 'FILE'
EVENTS	ALL	Displays all, only rejected or only
	REJECTED	accepted events.
	ACCEPTED	
	(NO)DATA	Only events with (no) data signal.
	CLUSTER	Activates CLUSTER command
PURGE		Sets content of plots to zero
APV	#i	Select APV number i for graphics

More help: HELP DISPLAY "name", "names" are:

CLUSTER, CALIB , TRIGGER, COLUMN, DESCRIPTION, HYBRID

\$Mon May 7 18:05:28> help dis hyb

(TAROT)HELP_EXECUTE_%I: Description of key DISPLAY_HYBRID

Purpose: Handles hybrid specific histograms

Structure: "DISPLAY HYBRID object qualifier"

object	qualifier	comment
ON/OFF/ PURGE		On/off/purge HYBRID buffers
NUMBER	#i	Selects hybrid i for display

\$Mon May 7 18:05:58> help show

(TAROT)HELP_EXECUTE_%I: Description of key SHOW

Purpose: | Displays various tables on the console screen

objects:	APV	definition	dictionary	flow_path
	namelist	parameter	work_set	user
	VME	display		

more help: "HELP SHOW object"

\$Mon May 7 18:06:31> help show apv

(TAROT)HELP_EXECUTE_%I: Description of key SHOW_APV

Purpose: Displays APV data bases

Structure: "SHOW APV object qualifier"

object	qualifier	comment
error	#i	shows APV error counts. Error count is
		reset after display. #i is optional
parameter	#i	Displays parameter set for APV #i
register	name	"name" is the APV register name as de-
		finied in the APV user manual (hopefully).
		"name"s are:
		MODE LATE IPRE ISHA IPSP ISFB VPRE
offsets	---	Displays the APV fitted data offsets as
		found in a pedestal run
dead_cell	#i/summary	Displays dead cell list. The APV number i
		and 'summary' are optinal.

\$Mon May 7 18:07:04> help spawn

(TAROT)HELP_EXECUTE_%I: Description of key SPAWN

object	qualifier	comment
many	many	Spawn a subprocess (equivalent to the DCL
		command) or execute a system command.
		The SPAWN command is not recommend during
		data taking.

Type: spawn "tcsh" to go to system command level permanently

Type: spawn "ls -al | more -e -n200" for a directory listing

\$Mon May 7 18:12:37> help @

(TAROT)HELP_EXECUTE_%I: Description of key @

Purpose: TAROT-type commands stored in a file are executed from there. Up to three indirect files may be nested.

object	qualifier	comment
filespeci- fication	argument-	The argument string is passed to the @
	string	procedure. The default extension is .COM.
		@ files may contain DICTIONARY commands
		and vice versa.

Example: MY_TEST_FILE.COM

PUSH	-	! E.g.: A continuation line
WORKSET		! Save actual working set
BOOT SEQSI	/1 /2	! Boot SEQSI at VME addr /1
COMMENT		! (filename = argument /2)

```

      POP      WORKSET      ! Return to previous set
Can be typed to TAROT as:    @ MY_TEST_FILE >02000 SEQSI.TXT
$Mon May  7 18:08:21> help define exam
(TAROT)HELP_EXECUTE_%I: Description of key DEFINE_EXAMPLES

```

```

Example:      DEFINE EXEC SHOW HELP PARAMETER $EXEC_3
Command:      $EXEC_2 $EXEC_1 $EXEC_4
Translated:    HELP SHOW PARAMETER
=====

```

```

Example:      DEFINE SEQSI  >020002 >020004 1
               DEFINE OFFSET $seqsi_3 2 3 $offset
Command:      CALL ADDRESS  $SEQSI+>001A-$OFFSET+$OFFSET_4
Translated:    CALL ADDRESS  >02001C
=====

```

```

Example:      DEFINE SEQSI  >020002 "* This is the VME base addr *"
               SHOW DEFINITION SEQSI
=====

```

HINT: Set the terminal to verify mode

Note: In case of a '\$'-construct must the key in the command line agree in length with the NAME in the definiton. Recursive is legal, but no checking is done! White space in \$-construct is not allowed.

Actually only add or subtract are legal arithmetic operations.

```
$Mon May  7 18:10:41> show parameter
```

```
(TAROT)SHOW_%I: Start up Mon May  7 17:57:32 2001 now Mon May  7 18:10:56
```

```
(TAROT)SHOW_PARAMETER_%I: Actual global parameter set
```

```

IO          : LOG          NOOSP          NODISK          NOCOMPRESS
              NOSCANTRIG   NORESET
CONTROL     : ACCESS       NOOSP_SCAN     NOPRIVILEGED
WATCH       : ACTIVE       NOREADOUT      OSP             NOHV
              NOGAS_CIRCUIT
COUNTER     : TRIGGERS      0 MAX_EVENTS      0
              EVT_ACCEPTED  0 EVT_REJECTED    0
              HIT_SEEN      0 MARGIN_CUT      35.00
              RUN_NUMBER    0 EVT_WRITTEN     0
              TIME_CUT      0 LINEAR_CUT      15.00
              SIGMA_CUT     2.50 PIPE_CUT      20.00
              POLARITY      0
FLAG        : NOCOMMAND    INIT           NOGLOBAL       NOLOCAL
              NOPEDESTALS  NOGAIN         NONOISE        NODEAD_CELL
MODE        : NOTAKE_DATA   NOTAKE_PEDS    NOTAKE_GAIN     NOTAKE_NOISE
              NOTAKE_TEST   NOTAKE_PAUSE   TAKE_END

```

```
$Mon May  7 18:07:42> help learn
```

```
(TAROT)HELP_EXECUTE_%I: Description of key LEARN
```

Purpose: Avoids repeated typing of lists of commands. Commands inbetween LEARN ON/OFF are put into a command buffer and can be executed from there.

```
object      | qualifier | comment
-----
```

on	---	switches learn on
off	---	switches learn off
clear	---	clears the learn buffer
show	---	displays the learn buffer
loop	#i	executes i times the commands in the
		learn buffer

\$Mon May 7 18:11:44> help boot apv

(TAROT)HELP_EXECUTE_%I: Description of key BOOT_APV

Syntax: "BOOT APV" object qualifiers

object	qualifier	comment
file	---	(re)boot APV with 'file'.
#i/ALL	"name" #j	Loads parameter named "name" with value
		#j into APV #i or all APV's and memory
		table. See APV manual.
#i/ALL	CAL ON/OFF	Calibration mode on/off
#i/ALL	DRIVE #i	Sets the dalibration drive register to
		#i. Depends on APV type.
#i/ALL	RUN_MODE	The APV run mode is set to 'list'. 'list'
	'list'	elements are: PEAK DECO MULTI. Depends on
		APV type.

"name" MODE LATE IPRE ISHA IPSP ISFB VPRE
 VSHA VADJ VCAS CLVL CSKW CDRV IREF VCMP

Note: "BOOT APV" is legal after having issued the 'file' type
 command once. In this case the memory table is used.

\$Mon May 7 18:18:25> help take

(TAROT)HELP_EXECUTE_%I: Description of key TAKE

Purpose: Controls the different data taking modes

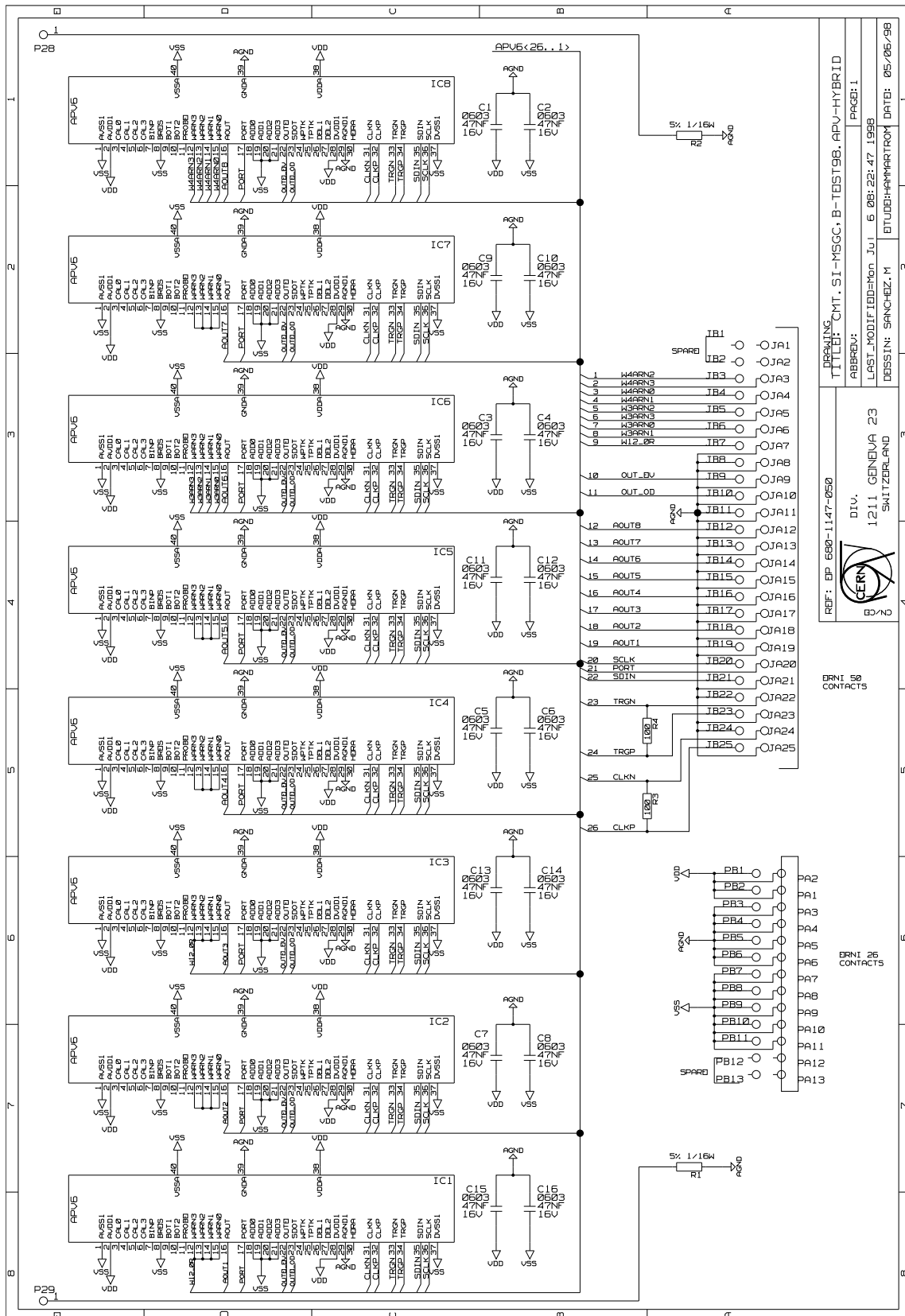
object	qualifier	comment
DATA	LOCAL or	Data taking mode on, either GLOBAL or
	GLOBAL	LOCAL mode
PEDESTALS		Pedestal taking mode on
GAIN		Gain taking mode on
NOISE		Noise taking mode on
TEST	LOCAL or	Test mode on, either GLOBAL or LOCAL
	GLOBAL	mode
(NO)PAUSE		Stops/resumes temporarily data taking
END		Terminates data taking mode

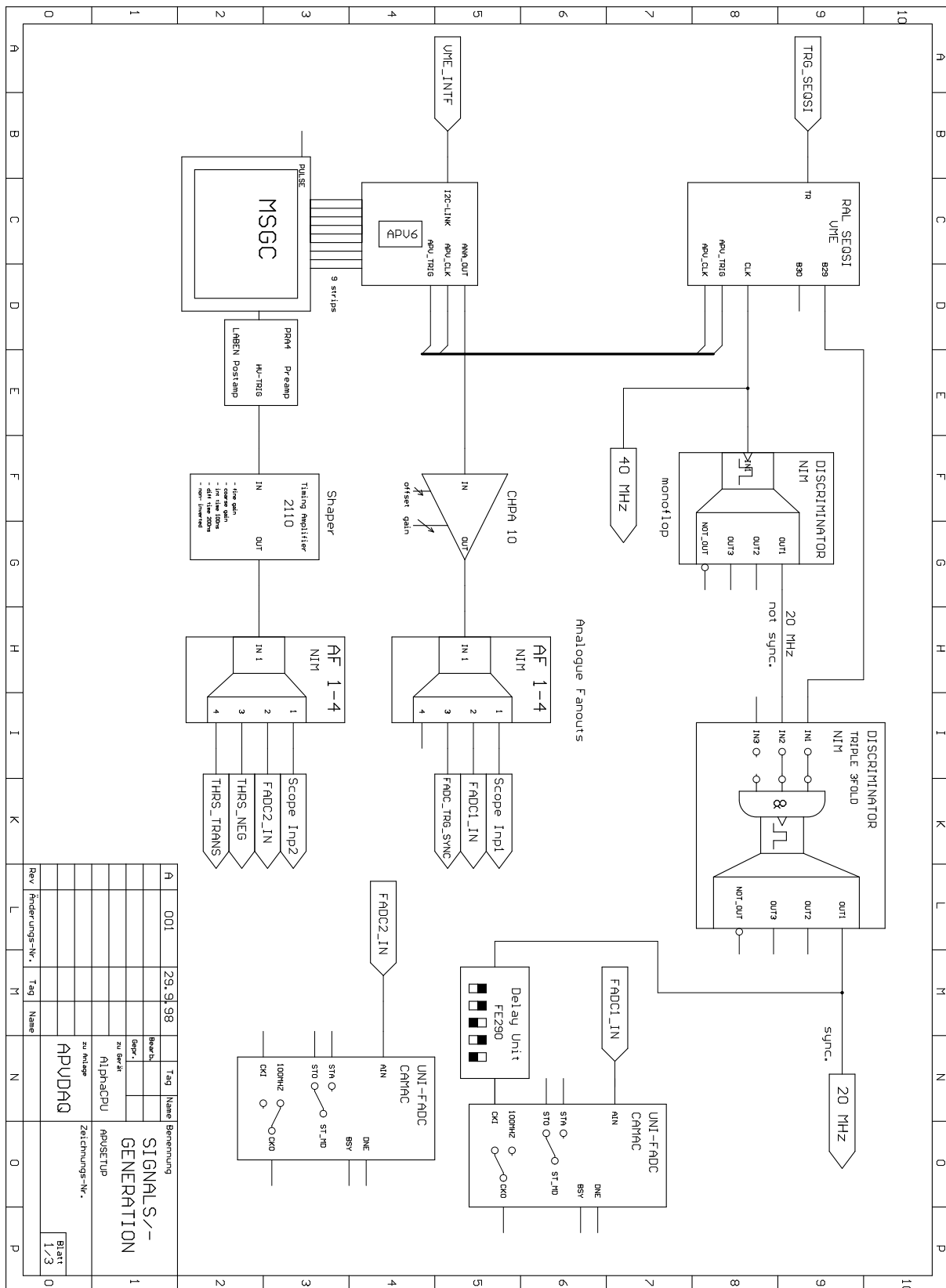
Note: GLOBAL/LOCAL correspond to external/internal trigger
 GAIN/PEDESTALS assume internal trigger

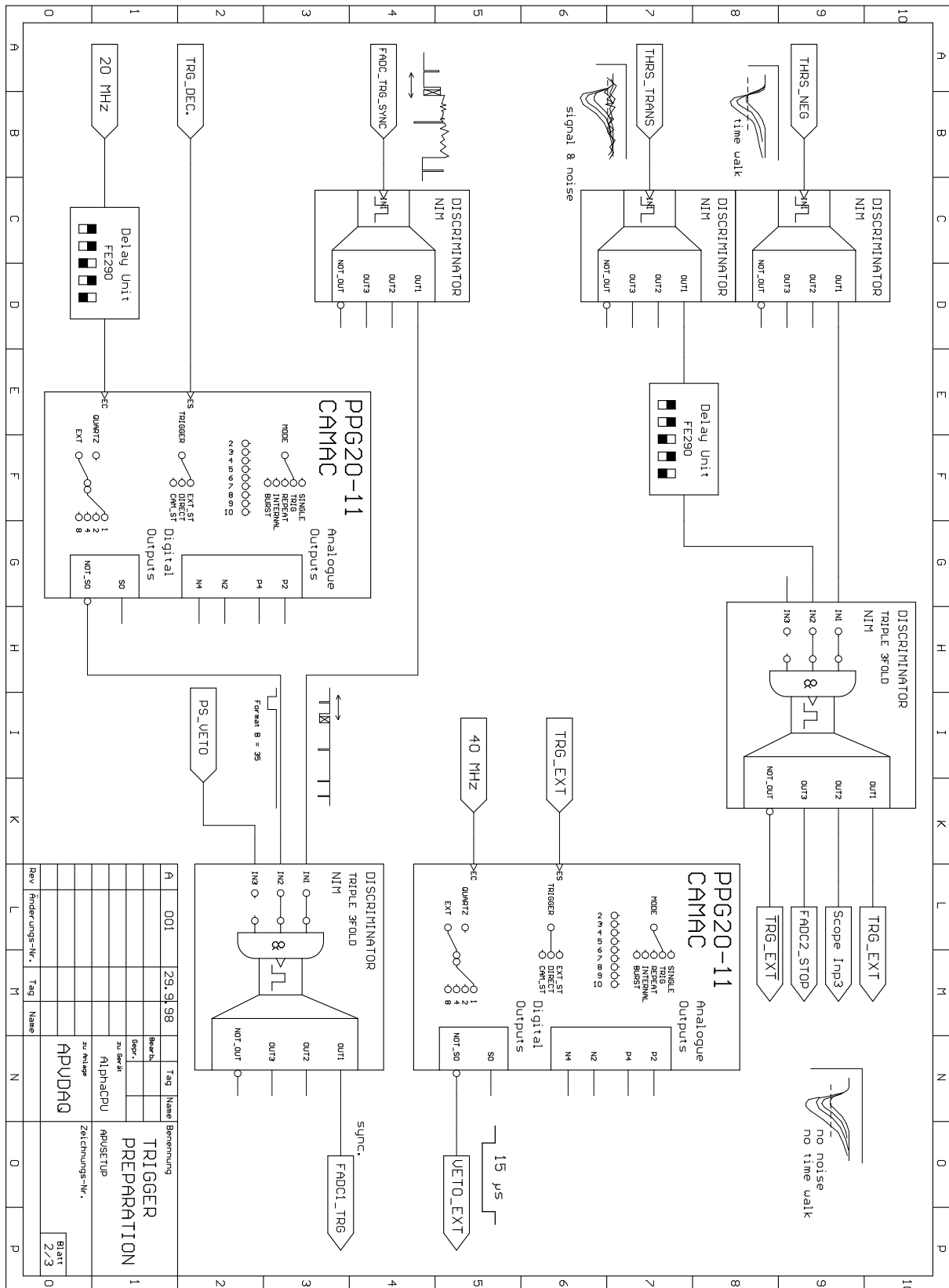
Anhang C

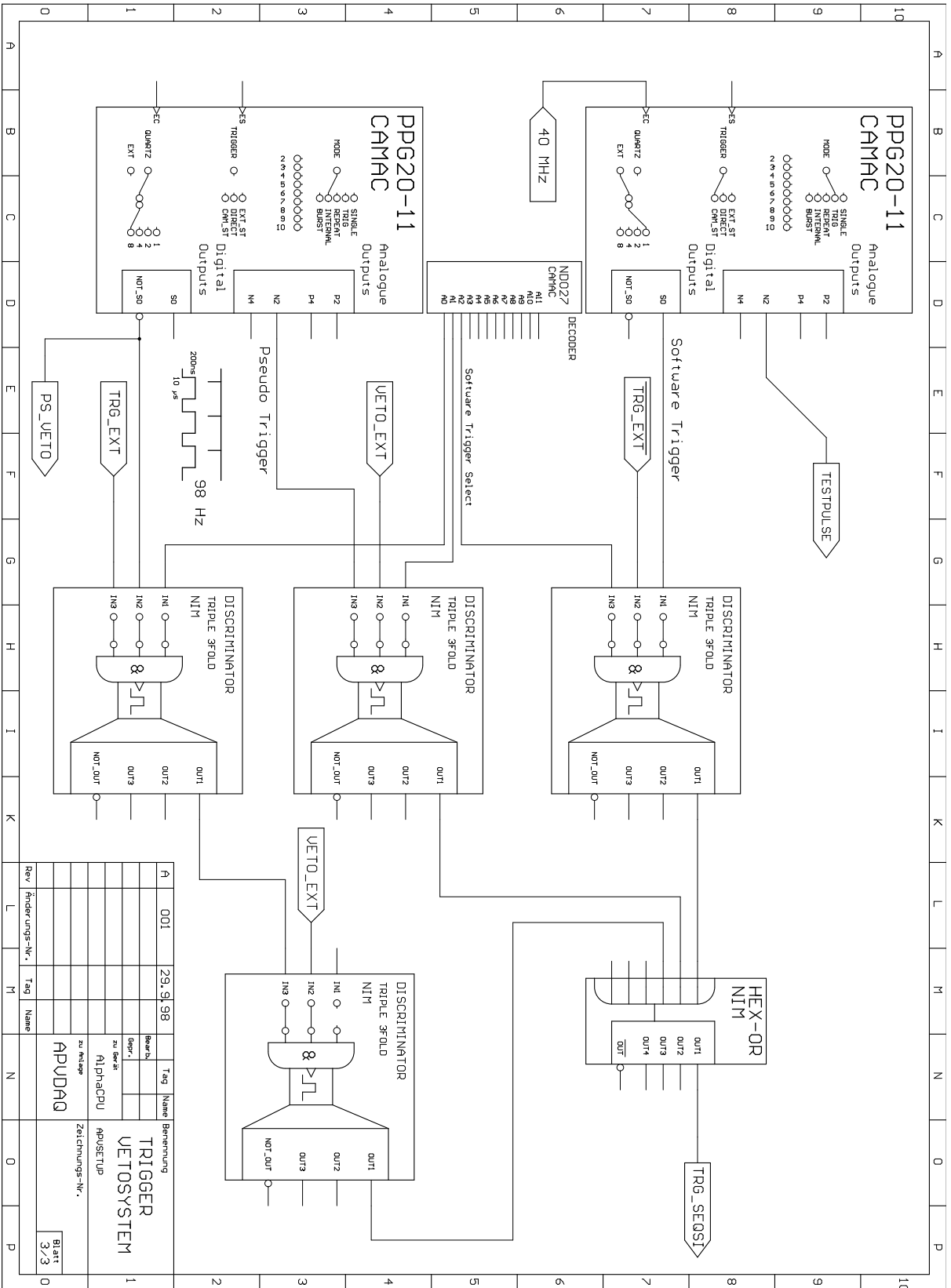
Schaltpläne

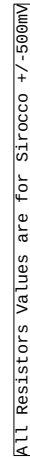
- C.1 APV6/APVM Hybrid Schaltplan
- C.2 Schaltplan des Aachener VME-DAQ Systems
- C.3 Schaltplan des Trigger Boards
- C.4 DCCU HV-Spezifikation
- C.5 VME-DAQ-Erweiterungsvorschlag
- C.6 Schaltplan zur optischen Übertragung











C.4 DCCU HV-Spezifikation

Mechanical Dimensions:	CAMAC single width
Power Consumption:	2.2A @ -6V, 2.5A @ +6V, 0.1A @ -12V, 0.1A @ +12V 1mA @ 650V DC (rack mounted)

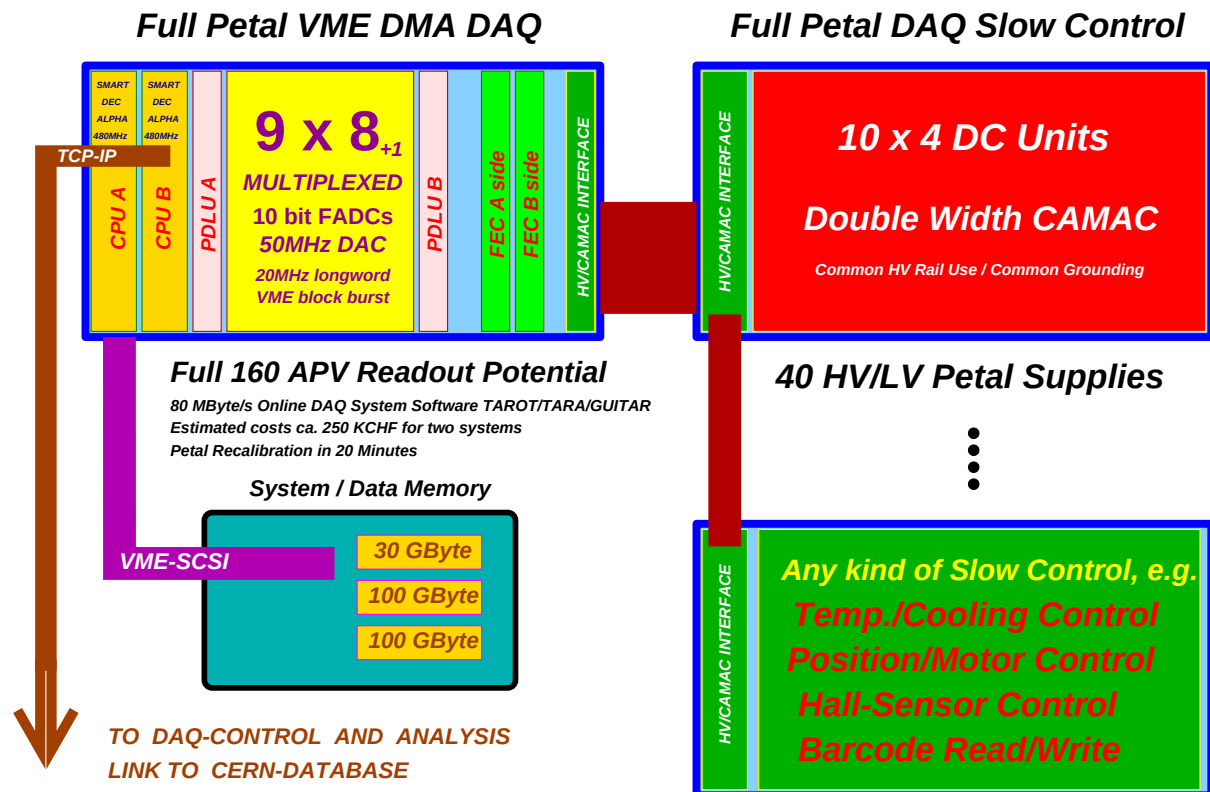
• DCVU Voltage Outputs

Four output connectors for voltages up to 650 V and ± 1.25 V @ 0.5A low voltage supply line pair and a pair of ± 1.25 Volt thin sense lines. Routing to front panel via cables for final front panel convertability.

High Voltage Range	0.5V...650.0V
High Voltage Resolution:	0.5V, 11Bit
High Voltage Resolution:	0.5V, 11Bit
HV Ramp-Up/Down Velocities:	1; 2; 4; $8Vs^{-1}$
HV Trip Decoupling Resistance:	1G Ω
HV Current Sensor Range:	10nA...100 μ A
HV Current Sensor Resolution:	10nA, 14Bit
HV Trip Current Range:	500nA...1mA
HV Trip Current Resolution:	500nA, 11Bit

C.5 VME-DAQ–Erweiterungsvorschlag

Draft Proposal Lab Petal DAQ, M. Petertill, Aachen May-2000



Anhang D

Sentences and Symbols

Sentence 3.1: *The lost synchronisation of one chip in the CMS tracker is removed by the RESET-101-sequence done for all chips.*

Sentence 4.1: *Pipeline chips with a cell matrix and an analogue transmission of cell charges or voltages need the use of readout systems which take care of the properties of single cells.*

Sentence 4.2: *If the address range of a pipeline chip counts ΔL the number N of stochastic triggers needed for a relative error of the matrix elements of $1/\sqrt{N_{cell}}$ is in the case of the pedestal and gain matrix $(\Delta L \cdot N_{cell})$ and in the case of the noise matrix $\approx (\Delta L \cdot N_{cell}^2)$.*

Sentence 4.3: *Assuming that a test of a unit (hybrid, module) in the laboratory does not take more than half an hour it is recommendable to have a calibration phase of less than ten minutes. For such short calibration phases normally effects of the surroundings can be neglected.*

Sentence 4.4: *With the sentences 4.1 to 4.3 it follows that a minimum trigger rate of 1 kHz is necessary for matrix-capable systems.*

Sentence 5.1: *Programmable delays in the CMS frontend drivers are used for the configuration of the digitisation phases to the LHC-clock. A driftage of the digitisation phase in CMS of ± 2.5 ns may be granted.*

Sentence 6.1: *It is one of the surprising results of this readout system that such simple tests show positive results with non-zero frequencies.*

Sentence 6.2: *The pedestal matrices on their own give only hints to possible defects in cells or group of cells but they give no complete criteria for defects.*

Sentence 6.3: *With rms noise matrices most of the defect cells, strips and columns can be found. Additionally rms noise matrices give hints for the electromechanical and inherent noise sources of chips, hybrids, modules and segments.*

Sentence 6.4: *The stripwise variance of the APV internal testpulse charge together with the corresponding stripwise gain and rms noise values give the probability of an in/sensible channel. The greater the deviation the more proven is the defect of the strip.*

Sentence 6.5: *Accurate pipeline matrices are a powerful tool for the judgement of the quality of pipeline-chips, hybrids and modules. For their preparation one has to care for the dynamic range, the digitisation phase and resolution as well as for the minimal trigger rate and statistics. If a complete loss of adjustments takes place, with the given criteria a restoration of the calibration matrices can be even reproduced for months later. Matrix-capable daq-systems with a programmable reproducible delay system can easily fill the central data base in CMS with these measures.*

Sentence 6.6: From a logical OR of the three pipeline matrices obtainable defect cell matrices are primely suited for masking of defect cells in data runs with detectors.

Sentence 6.7: Appropriate grounding measures reduce electromechanical noise effects.

Sentence 6.8: Handling and transportation of MSGC detectors haven't been found to be non-destructive. Silicon microstrip detectors therefore unintentionally may also sustain damages.

Sentence 6.9: Sentence 6.5 is of course true for the silicon barrel module. Fake hits often do not occur in average distributions but do disturb data runs substantially.

Sentence 6.10: The method of the defect cell matrix is also the one with the best efficiency.

Sentence 6.11: Defect cell matrices should be implemented in a fully accessible way in the future frontend drivers.

Sentence 6.12: For matrix-capable series tests of modules with mip particles in the laboratory a collimated β -source of some mCi strength ("hot spot") is necessary. In this case the trigger rate of the readout system rises near to the L1-trigger rate of CMS.

Sentence 7.1: Average stripwise measures of the cluster snr, cluster width and their variance serve for the straightforward judgement of detectors (the overall snr does not ensure the quality of the detector but do so the projections of the stripwise measures).

Sentence 8.1: The removable, reliable, seconds fast procedure of contacting the 512 anode strips of 200 μ m pitch with the frontend link developed has been successfully realized and tested for the first time. A miniaturization of this principle provides for ultra wide lowest width bus contacts for any case of frontside busses and frontside cards, ribbon cables and strips. It has been shown to transfer midget signals.

Sentence 9.1: The ratio $E_{m.p.}/\Sigma$ is ~ 2.5 times greater for the silicon detector than for the MSGC.

Sentence 9.2: The CR-RC $^\alpha$ -function f_t from equation 9.3 exactly fits to the peak mode pulse response of the APV preamplifier in a variety of bias settings.

Sentence 9.3: The strong bipolarity of the deconvolution signature has an impact that cannot be controlled in case of high occupancies. Preceding signals generate deviating pedestals which erase the signal to measure or reduce their signal height inadmissibly.

Sentence 9.4: Crosstalk effects have been confirmed in the MSGC. Fake hits broaden the accepability interval by more than ten bunch crossing intervals (in both polarities).

Sentence 9.5: A strived bunch crossing identification within two to three bunch crossing intervals cannot be achieved with a TDR-type MSGC and the triple set of weights realized in the APVM pipeline chips.

Commonly Used Symbols

$\mathfrak{A}$	Polya Distribution	ENC	Equivalent Noise Charge
$\mathfrak{B}$	DAQ Bandwidth	COG	Center Of Gravity
$\mathfrak{F}$	Transfer Bandwidth	TSD	Triple Sample Deconvolution
$\mathfrak{I}$	Ionization Distribution	ROI	Range Of Interest
$\mathfrak{L}$	Landau Distribution	Σ	Width of $\mathfrak{L}$
$\mathfrak{N}_N$	Trigger-Count for RMS Noise	$E_{m.p.}$	Maximum Position of $\mathfrak{L}$
$\mathfrak{N}_{PG}$	Trigger-Count for Peds/Gains	σ	RMS Noise Value
$\mathfrak{L}$	Landau Distribution	α	Signature Exponent
$\mathcal{L}$	Luminosity	τ	Peaking Time Constant
$\mathfrak{O}$	Occupancy	SNR	Signal to Noise Ratio
$\mathfrak{R}$	Roughness	RMS	Ratio Mean Square

Literaturverzeichnis

- [ADD00] CMS TDR 5 Addendum 1, *Addendum to the CMS Tracker TDR by the CMS Collaboration*, CERN/LHCC 2000-016
- [AGE00] M. Ageron et al., *Robustness Test of a System of MSGC+GEM Detectors at the Cyclotron Facility of the Paul Scherrer Institute*, CMS NOTE-2000/058
- [ALE00] R. D'Alessandro and G. Parrini, *General guidelines for the Tracker Power Supply System*, Recitation at CERN (16-May-2000): <http://cmsdoc.cern.ch/Tracker/managment/LHCC/>
- [APV00] http://www.hep.ph.ic.ac.uk/RD20/msgc_stuff/nffs.html, *Category: New Features: APSP (16-Feb-2000)*, APV-MSGC User Guide
- [ATL94] The ATLAS collaboration, ATLAS, *Technical proposal for a general-purpose pp-experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, CERN/LHCC/94-33
- [BEI97] F. Beiel, *VME - I2C V01A*, Aachen Reference Manual (June-1997)
- [BEI98] F. Beiel, *VFADC50 V01A*, Aachen Reference Manual (July-1998)
- [BEI99] F. Beiel, *CUMO: HV Current Monitor*, Aachen Reference Manual (Aug-1999)
- [BEL94] R. Bellazzini et al., *Electric field, avalanche growth and signal development in microstrip gas chambers and microgap chambers*, INFN PI/AE-94/02, 1994
- [BLU94] W. Blum and L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer Verlag (1994)
- [BOZ97] C. Bozzi, *Signal-to-Noise Evaluations for the CMS Silicon Micorstrip Detectors*, CMS Note 1997/026
- [BRA00] S. Braibant et al., *Investigation of design parameters and crystal orientation for the CMS silicon microstrip detector*, CMS Note 2000/011
- [BUS00] S. Busoni, *Preliminary Results of 25 ns Test Beam on Florence Detector*, CMS Week June 2000, 2., *Performances and Tests on the Forward Sensors of the CMS Silicon Tracker*, Tesi di Dottorato – Firenze, 30-Dec-2000
- [CAM71] CERN, *Introduction to CAMAC*, CERN Notes 25-00, Jan-1971
2. CERN, *Updating CAMAC*, CERN Notes 44-00, Feb-1971
- [CHA68] G. Charpak et al., *The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles*, NIM A62(1968) 262
- [CHE98] B. Checcucci et al., *CMS TRI Tracker Readout Interface Board*, Perugia Project Specification (Sep-1998)

- [CKM73] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* 10 (1963) 531
M. Kobayashi, K. Maskawa, *Progr. Theor. Phys.* 49 (1973) 652
- [CMS94] The CMS collaboration, CMS, *The Compact Muon Solenoid, Technical proposal*, CERN/LHCC 94-38
- [CMS98] The Tracker Project, *Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-6
- [COM94] V. Commichau, *VMECPi: VME Communication Port Interface, Third Edition*, Version 02B, Oct-1994
- [DEN97] R. Kinnunen and D. Denegri, *Expected SM/SUSY Higgs observability in CMS*, CMS-note 1997/057
- [DRC94] CERN/DRC 94-39, *RD20 Status Report*, October 1994
CERN/DRC 94-38, *RD23 Status Report*, 1994
- [EXP00] For further information of experiments follow the link,
<http://cern.web.cern.ch/CERN/Experiments.html>, Feb-2001
- [FRE95] M. French et al., *APV5RH a 128 channel radiation hard pipeline chip for LHC tracker applications*, LEB APV5 paper Lisbon 1995
- [FRE97] M. French, *APV6 User Manual*, Rutherford Appleton Laboratory (14-Apr-1997)
- [FRI00] M. Friedl, *A First Overview of the PSI Silicon Testbeam*, General Tracker Meeting, 6 June 2000
- [FRI01] M. Friedl et al., *A simple model of charge collection in silicon detectors*, NIM A461(2001) 192-196
- [GAD92] S. Gadomski et al., *The deconvolution method of fast pulse shaping at hadron colliders*, NIM A320(1992) 217-227
- [GRA99] C. Grandi, *Test of Access to an Objectivity Database*, CMS NOTE 1999/021
- [GRA00] P. Gras, *FE electronic configuration and calibration*, DCS Workshop 9 October 2000
- [GUN90] J. F. Gunion et.a., *The Higgs hunters Guide*, Addison Wesley, Redwood City CA 1990
- [GWS68] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264
A. Salam, *Proc. 8th Nobel Symposium, S.367*, Stockholm 1968
- [HAL94] G. Hall and G. Stefanini, *CMS Tracker Readout System*, CMS TN/94-137
- [HAL98] G. Hall, *What is the possible time precision of MSGCs in CMS?*, CMS IN/1998-015
- [HAM98] R. Hammarström, *Hybrid Prototype And APVx Chip Distribution*, <http://cmsdoc.cern.ch/cms-cmt/si/ec/cern/www/electronics/electronics.html>
- [HAR94] *Measurements of transistors and silicon microstrip detector readout circuits in the Harris AVL-SIRA rad-hard CMOS process*, NIM A351(1994)
- [HAY00] Y. Hayama, *Wafer type FS5KC0-09; CMS-T-SSSD43798 Final Inspection Sheet*, HAMAMATSU PHOTONICS K.K. SOLID STATE DIVISION
- [HER00] A. Hervé, *Procurement Readiness Review of Tracker Silicon Sensors and Modules, Point 5.4*, Committee Report TRAK_PRR-01, held 15 & 16 June 2000

- [HIG64] P. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. 12 (1964), 132
 P. Higgs, *Broken symmetries and the mass of gauge bosons*, Phys. Rev. Lett. 13 (1964), 508
 P. Higgs, *Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons*, Phys. Rev. Lett. 145 (1966), 1156
 F. Englert, R. Brout, *Broken symmetry and the mass of the gauge vector mesons*, Phys. Rev. Lett. 13 (1964), 321
- [HGZ95] Application Software Group, CERN Computing and Networks Division, *HIGZ: High Level Interface to Graphics and Zebra*, User's Guide June 1995
- [JEN96] F. Jensen et al (CME), *4-Channel Prototype Optical Data Link*, CERN Reference Manual (August-1996)
- [JON98] L.L Jones et al., *A 128 Channel Analogue Pipeline Chip for MSGC Read-out at LHC*, LEB APVM paper Rome 1998
- [KIT00] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg, 12. Auflage
- [KOE99] S. König, *Aufbau eines Teststandes für Silizium-Zähler des Spurdetektors im CMS-Experiment*, RWTH PITHA 99/5, Aachen 1999
- [KRE97] J. Kremp, *Entwicklung eines Mikrostreifengasdetektormoduls für den inneren Spurdetektor bei CMS*, PITHA 97/47, III. Physikalisches Institut, RWTH Aachen (1997)
- [LEN00] A. Lenkisch, *VME Breaks Performance Barrier Again! 1000 Mbytes/s Range Possible*, Trennew Electronic GmbH
- [L398] L3 collaboration, *Search for the Standard Model Higgs Boson in e^+e^- Interaction at $\sqrt{s} = 183$ GeV*, CERN-EP/98-52, April 1998
- [L301] L3 collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}$ up to 202 GeV*, CERN-EP/2000-146, November 2000
- [LEP00] LEP Higgs Working Group, *A Hint of the Standard Model Higgs Boson at LEP: Frequently Asked Questions, and Their Answers*, Submitted to the CERN Research Board and to the CERN Directorate (06-Nov-2000)
- [LHC95] The LHC Study Group, *The Large Hadron Collider. Conceptual Design*, CERN/AC/95-05 (LHC), 1995
- [LÜK95] H.D. Lücke, *Signalübertragung: Grundlagen der digitalen und analogen Nachrichtenübertragungssysteme*, Springer 1995
- [MAR98] A. Marchioro, *CCU: Communication and Control Unit ASIC for Embedded Slow Control*, Specifications Draft, May-1998
- [MAY84] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, Teubner, Stuttgart, 1984
- [MIN00] F. James CERN Computing and Networks Division, *MINUIT: Function Minimization and Error Analysis*, Reference Manual Version 94.1
- [MIT00] MIT LNS Group *The MIT LNS Drift Gases R&D Experiment*, <http://cyclotron.mit.edu/drift/> (Dec-2000)
- [MOR96] M. Morrissey, *SEQSI*, Rutherford Appleton Laboratory (17-July-1996)
- [MOR97] P. Moreira and A. Marchioro, *Linear Laser Driver IC*, Reference and Technical Manual - Version 1.0, CERN-ECP/MIC, August 1997

- [MUR97] E. Murer, *VI2C*, CERN Reference Manual (June-1997)
- [NEG00] M. Della Negra, *Proposal for an improved Software/Computing Organization Prepared for the September 2000 CMS week*, <http://cmsdoc.cern.ch/cms/archives/00/SW10.09.pdf> (10-Sep-2000)
- [NEI84] A.T. McNeile, *A model of programming activity*, Computer Bulletin, September 1984
- [NEW96] Bernie New, *Estimating the Performance of XC4000E Adders and Counters*, XILINX Application Note, XAPP 018 4-July 1996
- [OED88] A. Oed, *Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*, NIM A263(1988) 351-359
- [PAW00] CERN Computing and Networks Division, *PAW: Physics Analysis Workstation*, CERN Program Library 2000
- [PBT98] S. Bachmann, *Investigation of Microstrip Gas Chambers and their application in the CMS experiment*, PITHA 98/25, III. Physikalisches Institut, RWTH Aachen (1998)
O.Pooth, *Micro Strip Gas Detector Modules: Development and Integration in the Forward Tracking System of the CMS Experiment*, PITHA 99/29, III. Physikalisches Institut, RWTH Aachen (1999)
- [PET97] M. Petertill, *Entwicklung und Test eines programmierbaren Impulsgenerators als Kalibrationseinheit für Driftkammerausleseelektroniken*, PITHA 97/23, Jun-1997
- [PET99] M. Petertill, *Ergebnisse, Entwicklung und Konstruktion des wiederverschließbaren Frontend-Links*, Recitation at Aachen, Nov-1999
- [PET00] M. Petertill, *TARA: The APV Readout Analysis*, Recitation at Aachen, Aug-2000
- [PET01] M. Petertill, *PDLU: Programmable Discriminating and Delaying Logical Unit*, A Freely Programmable Trigger And I/O Box (2000+)
- [PHI95] Phillips Semiconductors, *The P²C-bus and how to use it (including specifications)*, April-1995
- [PSN01] M. Petertill & P. Schmitz, *Readout and Calibration of CMS Pipeline Chips to Examine the Signal Development of Tracking Strip Detectors*, CMS NOTE 2001/016, April-2001
- [RAD88] V. Radeka, *Low-noise techniques in detectors*, Nucl. Part. Sci. 1988, 217-77
- [RAE64] H. Raether, *Electron avalanches and breakdown in gases*, Butterworth, London 1964
- [RAY97] M. Raymond et al., *The APV6 Readout Chip for CMS Microstrip Detectors*, LEB APV6 paper London 1997
- [RAY99] M. Raymond; Blacket Laboratory Imperial College, *APV25 Test Results*, Recitation at CERN Dec-1999
- [ROL00] G. Rolandi, *Tracker Procurement Readiness Review General*, Tracker Talk, June-2000
- [ROL01] G. Rolandi, *CMS Tracker*, CMS Management Board Feb-2001
- [RUN98] O. Runolfsson, *Bonding microstrip detectors*, Preprint submitted to Elsevier Preprint, 8-June-1998 (NIM A383(1996) 223-228)
- [RYN00] J. Rynearson, *The VITA Standards Organization – A Model for Standards Development in the 21st Century*, VITA Technical Director
- [SAC91] L. Sachs, *Statistische Methoden, Planung und Auswertung*, Springer-Verlag 1991

- [SAN96] J.C Santiard, F. Faccio, *Noise and speed characteristics of test transistors and charge amplifiers using a submicron CMOS technology*, NIM A380(1996) 350-352
- [SAU92] F. Sauli et al., *Instrumentation in High Energy Physics, Advanced Series — Vol.9*, World Scientific Publishing, 1992
- [SAU99] F. Sauli and A. Sharma, *Micro Pattern Gaseous Detectors*, CERN-EP/99-69
- [SCH00] P. Schmitz, *TAROT: The APV Read Out Task V8.02*, Aachen Reference Manual (May-2000)
- [SCH98] P. Schmitz, *Numerical Weight Scan Analysis*, Recitation in Aachen MSGC-Meeting (Oct-1998)
- [SCI97] F. G. Sciacca, *Definition of the Front-end Signal Processing Algorithm for MSGCs in CMS*, CMS IN/1997-021
- [SCI99] F. Sciacca, *Analogue Readout and Signal Processing for Micro Strip Gas Chambers of the Compact Myon Solenoid at LHC*, CMS-Thesis 1999-082
- [SEL99] P. Seller, *Summary of thermal, shot and flicker noise in detectors and readout circuits*, NIM A426(1999) 538-543
- [SIL99] K. Sliva, *Top Mass and Cross Section Results from CDF and DØ at the Fermilab Tevatron*, FERMILAB Conf-99/086-E
- [SJÖ94] T. Sjöstrand, *High energy physics event generation with PYTHIA*, CERN-TH.7122/93, also *Computer Phys. Comm.* 82 (1994) 74
- [SJÖ95] GEANT3, *Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library entry W5013, CERN Geneva, Ed. March 1995.
R. Brun et al., GEANT3, CERN DD//EE/84-1, revised 1987
- [SMD92] K. Hangarter, *SMD Data Reduction Programs Version 3U*, L3 Note 1262, 1992
P. Ladron, *The Study of the Electronic Background in the L3 SMD*, L3 Note 1648, 1994
B. Bertucci, *How to perform the online calibrations for the SMD*, L3 Note 1730, 1995
- [SPEC01] SPEC, *Standard Performance Evolution Corporation*, <http://www.spec.org/>
- [TAN83] J.Y. Tang & K. Hess, *Impact Ionization of Electrons in Silicon (steady state)*, Journal of Applied Physics, Vol. 54, No. 9, 1983, pp. 5139-5144.
- [TAU00] A. Taurok et al., *Implementation and Synchronisation of the First Level Global Trigger for the CMS Experiment at LHC*, CMS Note 2000/057
- [TAY00] L. Taylor, *The CMS Interactive Graphical User Analysis (IGUANA) "Functional Prototype" Software*, CMS IN-2000/052
- [TDR98] CMS collaboration, *The Tracker Project Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-6 (15-April-1998)
- [TRI00] The TriDAS Project, *Technical Design Report, Volume 6.1: The Trigger Systems*, CERN/-LHCC 2000-38, 15-12-2000
- [TRO01] J. Troska, *Prototype Link Users*, follow the internet-link: „CERN Optical Link“
- [UNB93] R. Unbehauen, *Netzwerk- und Filtersynthese*, R. Oldenbourg-Verlag München Wien 1993, 4. Auflage

- [VAS01] F. Vasey, *Prototype analogue optical links for the CMS tracker readout system*, CMS NOTE 1997/075
- [VAV93] J. Va'vra, *Measurement of electron drift parameters for helium and CF₄-based gases*, NIM A 324(1993), 113
A. Sharma, <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/examples/gas/trans2000.html>
- [VME94] VITA, *American National Standard for VME64*, ANSI/VITA 1-1994
- [VME97] VITA, *American National Standard for VME64 $\times$ 9U $\times$ 400 mm Format*, ANSI/VITA 1.3-1997
- [VTA01] VITA, *VMEbus International Trade Association*, <http://www.vita.com/>

Abbildungen 1.1, 1.2, 1.3, 1.5, 1.6, 1.7, 1.8, 1.9, 1.10, 2.2, 2.3, 2.6, 7.1, 7.6, 7.7, und Teile des Anhangs entstammen den offiziellen Bilderverzeichnissen der CMS-Kollaboration, welche unter der Internetadresse <http://cmsdoc.cern.ch/cms.html> zu finden waren. Sie werden ausdrücklich für die allgemeine Benutzung in Veröffentlichungen ausgelegt und laufend aktualisiert. Ich bitte bei einer Nutzung speziell dieser Bilder und den Bildern mit Quellenangaben die Referenzen der jeweiligen Autoren zu verwenden, die vollständig in diesem Verzeichnis benannt sind.

Acknowledgements

I would like to thank G. Flügge, R. Schulte, D. Rein for the support of this R&D study. I would like to thank warmly the collaboration members B. Checcucci, F. Vasey, A. Gandi, R. Hammarstrøm, G. Hall, A. Marchioro, M. Mannelli, W. Van Doninck for their help and advice without which Aachen could not have built this DAQ and test system. I thank F. Beissel, E. Bock, K. Boffin, V. Commichau, H.R. Lampe, C. Muhlemann, O. Runolfsson and M. Sanchez for essential technical support. Especially I like to thank R. Steinberg for his excellent support with the computer operating systems.

I also appreciate the times with my special colleagues in Aachen and the support from my parents and friends.

In particular I would like to thank P. Schmitz. During the years of our cooperation we had many inspiring discussions. He always tried to transfer to me his extraordinary knowledge about computers and the large programs used in high energy physics. The DAQ-Software backbone was implemented by him. This backbone was field tested for more than ten years of operation at LEP. A copy of this VME-DAQ system has a substantial role in respect of further thesis works treating GEM detectors.

Tabellarischer Lebenslauf

Persönliches:

Markus Petertill
geboren am 16.11.1971 in Köln
als Sohn von Ernst Petertill und
Ingeborg Petertill (geb.: Scheder)

Schulbildung:

1978 – 1982
1982 – 1991
1991

Grundschule Großer Griechenmarkt, Köln Innenstadt
Kaiserin Augusta Gymnasium, Köln Innenstadt
Abitur

Studium:

WS 1991 - 06/1997

Diplom für Physik an der RWTH Aachen
Nebenfächer Numerik/Informatik
Hochfrequenztechnik I-IV
Elementarteilchenphysik

Praktische Tätigkeit:

seit 07/1997

Wissenschaftlicher Mitarbeiter am
III. Physikalischen Institut für
Experimentelle Teilchenphysik
RWTH Aachen

Promotionsgesuch:

06/2001

Einreichung des Promotionsgesuches