

# UNIVERSITÄT BONN

## Physikalisches Institut

### Entwicklung eines Pixelchips für das ATLAS Experiment am Large Hadron Collider am CERN

von  
Stefan Meuser

**Abstract:** A silicon pixel detector will be used in the ATLAS experiment at the Large Hadron Collider at CERN as the innermost tracking device. The building block of the pixel detector will be a module which consists of a sensor and sixteen pixel readout chips. Low background noise, high time resolution, sparse data readout, radiation hardness and a good spatial resolution are needed for the ATLAS experiment. The non radiation hard prototypes FE-A/C have been studied in the laboratory and in the test beam at CERN. Measurement results for single devices as well as for a complete module are compared to the requirements of ATLAS.

Post address:  
Nussallee 12  
D-53115 Bonn  
Germany



BONN-IR-2002-09  
Bonn University  
August 2002  
ISSN-0172-8733

UNIVERSITÄT BONN  
Physikalisches Institut

**Entwicklung eines Pixelchips für das  
ATLAS Experiment am Large Hadron Collider  
am CERN**

von  
Stefan Meuser

Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am: 20. November 2001  
Referent: Prof. Dr. N. Wermes  
Korreferent: Prof. Dr. E. Paul

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Halbleiterdetektoren</b>	<b>3</b>
2.1	Funktionsprinzip des Halbleiterdetektors . . . . .	3
2.2	Die Halbleiterdiode als Detektor . . . . .	5
2.3	Ortsmessung mit Halbleiterdetektoren . . . . .	9
2.3.1	Pad-Detektoren . . . . .	9
2.3.2	Siliziumstreifen-Detektoren[5][6] . . . . .	10
2.3.3	Hybride Pixeldetektoren . . . . .	10
<b>3</b>	<b>ATLAS</b>	<b>13</b>
3.1	Der Large Hadron Collider . . . . .	13
3.2	Physik am LHC . . . . .	14
3.2.1	Das Higgs-Boson[3] [4] . . . . .	15
3.2.2	b- und t-Quark-Physik . . . . .	16
3.2.3	Physik jenseits des Standardmodells . . . . .	18
3.3	Der ATLAS-Detektor . . . . .	18
3.3.1	Das Myon Spektrometer . . . . .	20
3.3.2	Das Kalorimetersystem . . . . .	21
3.3.3	Der Spurdetektor . . . . .	21
3.3.4	Das Triggersystem . . . . .	23

<b>4</b>	<b>Der Pixeldetektor</b>	<b>25</b>
4.1	Anforderungen an den Pixeldetektor . . . . .	25
4.1.1	Ortsauflösung . . . . .	26
4.1.2	Nachweiseffizienz . . . . .	27
4.1.3	Zeitauflösung . . . . .	28
4.1.4	Strahlenhärte . . . . .	28
4.1.5	Strahlungslänge . . . . .	29
4.1.6	Leistungsaufnahme . . . . .	30
4.1.7	Zwischenspeicher . . . . .	30
4.2	Aufbau des Pixeldetektors . . . . .	30
4.2.1	Sensoren . . . . .	31
4.2.2	Isolationstechniken . . . . .	35
4.2.3	Design-Varianten . . . . .	37
4.2.4	Bump-Bonding . . . . .	37
4.2.5	Elektronik . . . . .	38
4.2.6	MCC . . . . .	50
4.2.7	Modul (Flex/MCMD) . . . . .	51
<b>5</b>	<b>Labor-Messungen</b>	<b>53</b>
5.1	Testsysteme . . . . .	53
5.1.1	PCC . . . . .	54
5.1.2	Blue-Board . . . . .	55
5.1.3	PLL . . . . .	55
5.2	Messungen am FE-A/C . . . . .	56
5.2.1	Vorverstärker . . . . .	56
5.2.2	Schwellen- und Rauschmessungen . . . . .	56
5.2.3	Amplituden-Messung . . . . .	62
5.2.4	Timewalk-Messung . . . . .	63
5.2.5	Übersprechen . . . . .	67
5.2.6	Quellenmessung . . . . .	69
5.2.7	Zusammenfassung . . . . .	71

<b>6</b>	<b>Teststrahlanalyse</b>	<b>72</b>
6.1	Der Teststrahl . . . . .	72
6.2	Das Strahlteleskop . . . . .	73
6.3	Datennahme . . . . .	76
6.4	Analyse . . . . .	76
6.5	Ergebnisse . . . . .	78
6.5.1	Die Daten des Pixeldetektors . . . . .	79
6.5.2	Bitfehler . . . . .	81
6.5.3	Das „dummy-inject“ Problem . . . . .	85
6.5.4	Zwischenchipkorrektur . . . . .	85
6.5.5	ToT . . . . .	90
6.5.6	Ortsauflösung . . . . .	91
6.5.7	Effizienz . . . . .	93
6.5.8	Rauschen . . . . .	98
6.5.9	Übersprechen . . . . .	100
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>105</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Der mittlere Energieverlust von geladenen Teilchen in Silizium als Funktion von $\beta\gamma$ . Es werden die theoretischen Verläufe mit und ohne Dichtekorrekturen gezeigt. . . . .	5
2.2	Die Landau-Verteilungen beschreiben die Wahrscheinlichkeit für den Energieverlust eines Teilchens beim Durchgang durch einen 150 $\mu\text{m}$ bzw. 300 $\mu\text{m}$ dicken Siliziumdetektor gemessen in Elektronen. [23] . . . . .	6
2.3	Skizze eines pn-Übergangs (a), der Raumladungsdichte $\rho$ (b), dem elektrischen Feld $E$ (c) und dem elektrischen Potential $\Phi$ (d) . . . . .	7
2.4	Schematische Zeichnung eines Halbleiterdetektors. Bei Durchgang eines Teilchens entstehen in dem n-dotierten Bereich Ladungsträgerpaare. Aufgrund des elektrischen Feldes driften die Ladungsträger zu den Elektroden und können dort von einem ladungsempfindlichen Verstärker nachgewiesen werden. . . . .	8
2.5	Schematische Zeichnung eines Pad-Detektors . . . . .	9
2.6	Schematische Zeichnung eines einseitigen Streifendetektors . . . . .	10
2.7	Doppeltreffer in einem Streifendetektor . . . . .	11
2.8	Segmentierung eines Pixeldetektors . . . . .	11
2.9	Schematische Darstellung eines hybriden Pixeldetektors . . . . .	12
3.1	Lage des Speicherringes . . . . .	14
3.2	Wirkungsquerschnitte für verschiedene Prozesse bei LHC . . . . .	15
3.3	ATLAS Sensitivität für die Entdeckung eines Standardmodell Higgs-Bosons bei einer integrierten Luminosität von $30 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	17
3.4	Querschnitt durch den ATLAS-Detektor, die Zeichnung zeigt ein Viertel des eigentlichen Detektors. . . . .	19
3.5	Querschnitt durch die Myonkammern. (Der Strahl geht senkrecht durch die Papierebene hindurch.) . . . . .	20
3.6	Aufriß des Kalorimetersystems des ATLAS-Detektors . . . . .	21

3.7	Darstellung der inneren Detektorkomponenten: TRT, Streifendetektor und Pixeldetektor . . . . .	22
3.8	Das dreistufige ATLAS-Triggersystem . . . . .	24
4.1	Querschnitt durch den Pixeldetektor . . . . .	31
4.2	Ausschnitt einer Stave mit 3 Träger für Module. Die Module werden auf der Skizze von unten auf die Träger aufgebracht. Um insensitive Bereiche zu vermeiden, überlappen sich die Module. Durch die Halterung für die Modulträger fließt das Kühlmittel. . . . .	31
4.3	Schematische Zeichnung eines Moduls . . . . .	32
4.4	Schematische Zeichnung des Sensorbereiches zwischen 2 Verstärker ICs in Spalten und Zeilen Richtung . . . . .	33
4.5	a) zeigt einen $n^+n$ Sensor, b) einen $p^+n$ Sensor . . . . .	34
4.6	Schematische Darstellung der verschiedenen Isolationstechniken. . . . .	36
4.7	Skizze eines „Bump-Bonds“ zur Verbindung eines Sensor-Pixel mit einem Elektronik-Pixel. . . . .	38
4.8	Photographie von Bump-Bonds in einer Doppelreihe. Der Abstand der Bump-Bonds beträgt $50 \mu\text{m}$ , der Durchmesser ca. $25 \mu\text{m}$ . . . . .	38
4.9	Schematische Zeichnung der Funktionsweise eines Pixelchips . . . . .	39
4.10	Der Weg zum ATLAS-Pixelchip . . . . .	41
4.11	Konzeptionelle Übersicht der Architektur des FE-A ICs. . . . .	42
4.12	Photo des FE-A ICs ohne Detektor auf einer Testplatine . . . . .	43
4.13	Schematischer Aufbau einer Pixelzelle . . . . .	44
4.14	Die Aufteilung im Spaltenschieberegister . . . . .	45
4.15	Skizze des Pixelkontrollschieberegister. Über DI werden mit der CCK die Daten zu dem Kommando EN_PIXCLK in das Pixelkontrollschieberegister eingetaktet. Über DO können die Daten aus dem Schieberegister wieder zurückgelesen werden. Die Nummern neben den Spalten deuten die Nummerierung der Pixel in einigen Abbildungen an. . . . .	48
4.16	Konzept der Pixelzelle im FE-B . . . . .	49
4.17	Datenfluß im Pixeldetektor . . . . .	50
4.18	Photo eines Flex-Moduls. . . . .	52
4.19	Querschnitt durch ein MCMD-Modul . . . . .	52
5.1	Schematischer Aufbau des Komponenten im Testsystem . . . . .	54

5.2	Photo des „Blue-Boards“. Der Aufbau ist unterteilt in drei Bereiche. Links befindet sich der FPGA, in der Mitte die „Slots“ mit einigen Steuerkarten, rechts befindet sich das Testobjekt. Das Flachbandkabel links ist mit dem PC verbunden. . . . .	55
5.3	Ausgangssignal des Vorverstärkers für verschiedene Eingangsladungen .	57
5.4	Ausgangssignal des Vorverstärkers für verschiedene Einstellungen des Shaping-Stromes $I_f$ . . . . .	58
5.5	Schwellenmessung an einem einzelnen Pixel . . . . .	59
5.6	Schwellenverteilung für eine festeingestellte Schwelle. . . . .	60
5.7	Zweidimensionale Verteilung der Schwellen . . . . .	61
5.8	Verschiebung der Antwortfunktion eines Pixel in Abhängigkeit der „tune bits“. . . . .	62
5.9	Schwellenverteilung, nachdem jede Zelle individuell nachgeregelt wurde	62
5.10	Zweidimensionale Rauschverteilung . . . . .	63
5.11	ToT gegen injizierte Ladung in einem Pixel . . . . .	64
5.12	Verteilung der ToT-Werte für eine feste Ladung . . . . .	65
5.13	Ladungsspektrum einer $^{241}\text{Am}$ -Quelle . . . . .	65
5.14	Differenzen im Antwortverhalten des Vorverstärkers für verschiedene Ladungen . . . . .	66
5.15	Antwortzeiten bezogen auf eine feste Referenzladung . . . . .	66
5.16	Antwortzeiten verschiedener Pixel für eine feste Ladung . . . . .	67
5.17	Kapazitäten zwischen den Pixel. Die Kapazität $C_C$ ist die Zwischenpixelkapazität, $C_D$ die Kapazität zum Detektor. . . . .	68
5.18	Übersprechen der Sensordesigns ST1 und ST2 im Vergleich . . . . .	68
5.19	„Crosstalk“ im „ganged“ Pixel Bereich. Angedeutet sind die Verbindungen der doppelt angeschlossenen Sensorpixel und die Kapazitäten der Leitungen zu den Pixel. . . . .	69
5.20	Schattenbild einer Mutter. Aufgetragen ist die Trefferrate in den Zeilen und Spalten; helle Flächen bedeuten eine höhere Trefferrate, dunklere Flächen bedeuten weniger Treffer. Spalte 18 hat eine erhöhte Rate, da die Pixel $600\ \mu\text{m}$ lang sind. . . . .	70
5.21	Strahlfleck einer $^{241}\text{Am}$ -Quelle, die auf der Grenze zweier Verstärkerchips eines Moduls plazierte wurde. Die Spalten 18 und 19 haben eine überhöhte Trefferrate, da die Sensorpixel $600\ \mu\text{m}$ lang sind. Die Rate ist ca. 1,5 mal so hoch wie auf den daneben liegenden Pixeln. . . . .	71

6.1	Schematische Zeichnung des Teleskops. Im Teststrahl Mai/Juni 1999 befanden sich zwei Pixeldetektoren zwischen Ebene 1 und 2 und zwischen Ebene 3 und 4. . . . .	74
6.2	Residuum für Teleskop Ebene 1 in x-Richtung . . . . .	75
6.3	Residuum für Teleskop Ebene 2 in x-Richtung . . . . .	75
6.4	Residuum für Teleskop Ebene 1 in y-Richtung . . . . .	75
6.5	Residuum für Teleskop Ebene 2 in y-Richtung . . . . .	75
6.6	Strahlfleck eines Teleskopmoduls . . . . .	78
6.7	Typische $\eta$ -Verteilung eines Strahlteleskopmoduls. . . . .	78
6.8	Trefferverteilung eines Pixelmoduls. Der Strahlfleck trifft nur die vier Chips links auf dem Modul. Die Daten wurden für die doppelt angeschlossenen Pixel in den Zeilen 155 - 172 (ganged pixel) korrigiert. . . .	79
6.9	Relative Häufigkeit der Clustergrößen für $0^\circ$ . . . . .	81
6.10	Skizze eines Teilchendurchgangs durch den Pixeldetektor . . . . .	81
6.11	Verteilung der Triggerzeitpunkte in Pixeldetektor (logarithmische Darstellung) . . . . .	82
6.12	Trefferverteilung ohne Bitfehlerkorrektur zu einem festen Level-1-Trigger	83
6.13	Trefferverteilung mit Bitfehlerkorrektur zu einem festen Level-1-Trigger	83
6.14	Residuum der Treffer ohne Bitfehlerkorrektur zu einem festen Level-1-Trigger . . . . .	84
6.15	Residuum der Treffer mit Bitfehlerkorrektur zu einem festen Level-1-Trigger . . . . .	84
6.16	Trefferverluste in Abhängigkeit der Burst-Nummer ohne „dummy-inject“	86
6.17	Trefferverluste in Abhängigkeit der Dauer der „Spills“ mit „dummy-inject“ . . . . .	87
6.18	Trefferverluste in Abhängigkeit der Dauer der „Spills“ für Modul M3 während der Datennahme im Mai 1999 . . . . .	88
6.19	Trefferverluste in Abhängigkeit der Dauer der „Spills“ für Modul M3 während der Datennahme im Juni 1999 . . . . .	88
6.20	Trefferverteilung im Zwischenchipbereich ohne Korrektur . . . . .	89
6.21	Trefferverteilung im Zwischenchipbereich mit Korrektur . . . . .	89
6.22	Residuen-Verteilung im Zwischenchipbereich ohne Korrektur . . . . .	89
6.23	Residuen-Verteilung im Zwischenchipbereich mit Korrektur . . . . .	89
6.24	Im Teststrahl gemessene Ladungsverteilung . . . . .	90

6.25	Ladungssammlungseffizienz für einen SSG Detektor. Dargestellt ist die Projektion der Durchtrittsorte der Teilchen in Richtung der langen Seite für zwei Pixel von $-400 \mu\text{m}$ bis $400 \mu\text{m}$ gegen die deponierte Ladung in $ke^-$ . . . . .	92
6.26	Ladungssammlungseffizienz für einen ST1 Detektor . . . . .	92
6.27	Auflösung für Einzeltreffer in x-Richtung . . . . .	93
6.28	Auflösung für Einzeltreffer in y-Richtung . . . . .	93
6.29	Verteilung der Einzeltreffer innerhalb eines Pixel . . . . .	94
6.30	Verteilung der Doppeltreffer innerhalb eines Pixel . . . . .	94
6.31	Auflösung eines Pixeldetektors in x-Richtung . . . . .	95
6.32	Auflösung eines Pixeldetektors in y-Richtung . . . . .	95
6.33	Auflösung für Doppeltreffer im Pixeldetektor (x-Richtung) . . . . .	96
6.34	Auflösung für Doppeltreffer im Pixeldetektor (y-Richtung) . . . . .	96
6.35	Auflösung analoge Trefferauswertung im Pixeldetektor (x-Richtung) . .	97
6.36	Auflösung für analoge Trefferauswertung im Pixeldetektor (y-Richtung)	97
6.37	Schematische Zeichnung der Zeitverhältnisse während der Trefferverarbeitung. Die „Bunch-No.“ ist die interne Durchnummerierung. Sie startet bei einem Level-1 Trigger mit Null. Das Triggersignal ist unkorreliert zur XCK. Das zweite, folgende Signal zeigt die Treffererkennung im Pixel, verzögert um den Timewalk. In der Ausschnittsvergrößerung ist ein zweiter Treffer angedeutet, der mehr als einen Takt später vom Pixelchip nachgewiesen wird. Im LHC-Betrieb geht dieser Treffer verloren. . . . .	98
6.38	Anzahl der Treffer zu einer bestimmten Triggernummer für alle Treffer, Einzel- und Doppeltreffer. . . . .	99
6.39	Treffer mit kleinerer Ladung erscheinen um ein bis zwei Trigger verzögert.	99
6.40	Die Teilchendurchgänge sind unkorreliert zur XCK. . . . .	100
6.41	Der Triggerzeitpunkt für die Level-1 Trigger 4, 5 und 6. . . . .	101
6.42	Die zeitliche Effizienz für verschiedene Phasen für die Trigger 4, 5 und 6.	101
6.43	Effizienz in Abhängigkeit der Phase . . . . .	102
6.44	Verteilung der Ineffizienzen im Detektor. . . . .	102
6.45	Trefferverteilung der Rauschtreffer . . . . .	103
6.46	Clusterformen der Pixelereignisse . . . . .	104

# Tabellenverzeichnis

3.1	Die wichtigsten Parameter des LHC . . . . .	16
4.1	Geforderte Ortsauflösung und daraus resultierende Dimensionen der Zellen des Pixel-Detektors. . . . .	27
4.2	Erwartete jährliche Strahlendosen in den inneren beiden Lagen des Pixel-Detektors bei der nominellen Luminosität [16]. . . . .	29
4.3	Parameter des zylindrischen Lagen des Pixeldetektors . . . . .	31
4.4	Die wichtigsten Kommandos und ihre Bedeutung für den FE-A/C . . . . .	47
5.1	Gemessene Schwellenwerte der verschiedenen Einzelchips. . . . .	61
6.1	Auflösungen der verschiedenen Teleskop-Module . . . . .	73
6.2	Tabelle der Frontend-Chips mit den Sensortypen, die im Mai und Juni 1999 im Teststrahl getestet wurden. Hervorgehoben sind die Detektoren, deren Daten in dieser Arbeit analysiert wurden. . . . .	77
6.3	Relative Häufigkeit der Trefferarten im Bereich zwischen den Chips. . . . .	88
6.4	Auflösungen für verschiedene Methoden . . . . .	94
6.5	Effizienzen der verschiedenen Detektorentwürfe. Die Gesamteffizienz setzt sich aus der räumlichen und zeitlichen Effizienz zusammen. Die räumlich nicht nachgewiesenen Treffer sind in zwei Klassen unterteilt. „Kein Treffer“ bedeutet, daß diese Treffer für den Pixeldetektor verloren gegangen sind. „Treffer nicht in der Umgebung“ bedeutet, daß Treffer im Pixeldetektor vorhanden sind, aber nicht in der Umgebung des vorhergesagten Durchtrittsortes liegen. . . . .	102

# Kapitel 1

## Einleitung

Anfang der achtziger Jahre haben sich Siliziumdetektoren in den Experimenten der Hochenergiephysik neben den Gas-Ionisationskammern etabliert, da sie eine weitaus genauere Ortsmessung ermöglichen und somit für den Nachweis kurzlebiger Elementarteilchen hervorragend geeignet sind. Da die Herstellung von Siliziumdetektoren der Herstellung von Mikroelektronik nah verwandt ist, haben Siliziumdetektoren von der rasanten Entwicklung der Mikroelektronik profitiert und sind zuverlässig und kostengünstig herzustellen.

Die Anforderungen an Siliziumdetektoren wächst mit den Projekten der Hochenergiephysik. Insbesondere der im Bau befindliche Proton-Proton Collider LHC<sup>1</sup> am CERN<sup>2</sup> in Genf hat bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV und einer geplanten Luminosität von ca.  $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$  in der Nähe des Wechselwirkungspunktes eine extrem hohe Dichte geladener Teilchen. Die Messung der Zerfallsvertices der kurzlebiger Teilchen erfordert den Einsatz von Halbleiterdetektoren. Die beiden Vielzweckexperimente ATLAS und CMS bei LHC setzen daher Siliziumdetektoren für die Spurrekonstruktion ein.

Üblicherweise werden Streifendetektoren für die Spurrekonstruktion eingesetzt. Bei der hohen Dichte geladener Teilchen in der Nähe des Wechselwirkungspunktes werden viele Mehrfachtreffer auf den Streifendetektoren erzeugt. Mehrfachtreffer erschweren bei Streifendetektoren die Rekonstruktion der Spurpunkte. Bei ATLAS werden daher Pixeldetektoren für die dem Wechselwirkungspunkt am nächsten liegenden Detektorkomponenten verwendet. Diese liefern echte zweidimensionale Ortsinformation und sind daher bei hohen Spurdichten Streifendetektoren überlegen. Aufgrund der hohen Strahlenbelastung in der Nähe des Wechselwirkungspunktes bei LHC muß besonders auf Strahlenschäden beim Betrieb geachtet werden. Pixeldetektoren sind im Allgemeinen weniger anfällig für Strahlenschäden als Streifendetektoren.

In der Hochenergiephysik kommen meistens hybride Pixeldetektoren zum Einsatz; der Sensor ist von der Ausleseelektronik getrennt. Er besteht aus einer Matrix vieler Dioden, die bei einem Teilchendurchgang ein elektrisches Signal liefern. Jede Diode ist

---

<sup>1</sup>Large Hadron Collider

<sup>2</sup>Centre Européen pour la Recherche Nucléaire

über eine kleine Metallkugel (einige  $10 \mu\text{m}$ ) mit der Ausleseelektronik verbunden, die das Signal verstärkt und weiterverarbeitet.

Die hohe Ereignisrate (40 MHz) sowie die hohe Spurdichte in der Nähe des Wechselwirkungspunktes stellen hohe Anforderungen an den Nachweis und die Verarbeitung der elektrischen Signale aus dem Sensor. Die große Anzahl der Pixel erfordert Datenreduktionsmaßnahmen bereits innerhalb der Ausleseelektronik.

Die Nähe des Pixeldetektors zum Wechselwirkungspunkt erlaubt eine optimale Bestimmung des „impact parameter“. Daraus resultiert eine gute Bestimmung von Sekundärvertices und b-Jets. Dies ermöglicht die Suche nach dem Higgs-Boson, sowie die genaue Analyse vieler Details der B-Physik (z.B. CP-Verletzung) und die Suche nach neuer Physik.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für ATLAS an der Entwicklung eines Pixelchip- und Modulprototypen mitgearbeitet. Diese Prototypen sind im Labor und im Teststrahl getestet und die Meßergebnisse analysiert worden. In dieser Arbeit werden die Resultate mit den Anforderungen an den Pixeldetektor verglichen. Dafür werden zunächst in Kapitel 2 die Funktionsweise eines Halbleitersensors und in Kapitel 3 der geplante Aufbau des ATLAS-Detektors erläutert. Der Aufbau und die speziellen Anforderungen des Pixeldetektors werden in Kapitel 4 aufgezeigt. Die Analyse der Meßergebnisse gliedert sich in Laboruntersuchungen (Kapitel 5) und in die Analyse der Teststrahlergebnisse (Kapitel 6).

# Kapitel 2

## Halbleiterdetektoren

Der Nachweis von geladenen Teilchen und von elektromagnetischer Strahlung geschieht durch ihre Wechselwirkung mit Materie. Beim Durchqueren geladener Teilchen von Materie werden Atome ionisiert. Die dadurch entstandenen freien Ladungsträger können gesammelt und verstärkt werden und erzeugen somit ein Signal in einem Nachweisgerät.

Seit den 70er Jahren werden in der Hochenergiephysik Halbleiter als Detektormaterial eingesetzt. Die Fortschritte in der Mikroelektronik ermöglichen kleine Strukturen auf den Halbleitersensoren, mit deren Hilfe eine ortsabhängige Messung von geladenen Teilchen in Halbleitern möglich ist. Durch die zunehmende Miniaturisierung der Halbleiterelektronik ist die Ortsauflösung der Detektoren immer besser geworden, so daß sie aus den Experimenten in der Hochenergiephysik nicht mehr wegzudenken sind. Insbesondere werden Halbleiterdetektoren als Vertex-Detektoren in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunkt eingesetzt, um die Zerfallspunkte schwerer instabiler Teilchen zu bestimmen. Einer der ersten Erfolge war der Nachweis von langlebigen ( $\sim 10^{-12}$  s) Teilchen mit „charm“ 1976.

Dieses Kapitel erläutert das Funktionsprinzip von Halbleiterdetektoren im allgemeinen und das der Pixeldetektoren im speziellen.

### 2.1 Funktionsprinzip des Halbleiterdetektors

Geladene hochenergetische Teilchen ionisieren bei der Durchquerung des Halbleiters die Hüllenelektronen der Gitteratome (Stoßionisation). Die Bethe-Bloch-Formel (2.1) beschreibt den mittleren Energieverlust geladener Teilchen beim Durchgang durch ein Medium [1].

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.1)$$

mit

K	$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,307 \frac{\text{MeV cm}^2}{g}$
$N_A$	Avogadro-Zahl
$r_e$	klassischer Atomradius
$m_e$	Masse des Elektrons
$z$	Ladung des einfallenden Teilchens
$Z$	Ordnungszahl des Materials
$A$	Massenzahl des Materials
$\beta$	Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens (in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit)
$\gamma^2$	$(1 - \beta)^2$
$I$	mittleres Ionisationspotential
$\delta$	Dichtekorrektur
$T_{max}$	maximale kinetische Energie, die in einer einzigen Kollision auf ein freies Elektron übertragen werden kann.

Für ein Teilchen mit Masse  $M$  und Impuls  $M\beta\gamma c$ , kann  $T_{max}$  durch Gleichung (2.2) berechnet werden.

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2} \quad (2.2)$$

Abbildung 2.1 zeigt den Verlauf des mittleren Energieverlustes in Abhängigkeit von  $\beta\gamma = \frac{p}{Mc}$ . Nach einem steilen Abfall steigt der mittlere Energieverlust nur noch leicht an. Teilchen, die in diesem Minimum liegen, werden als minimal ionisierende Teilchen (MIP, engl. minimal ionizing particle) bezeichnet.

Für große Impulse steigt der Energieverlust zunächst mit  $\ln(\beta^2\gamma^2)$  (relativistischer Bereich) an. Der Dichteeffekt reduziert den Anstieg, so daß  $dE/dx$  wie  $\ln(\beta\gamma)$  ansteigt (siehe Vergleich in Abbildung 2.1). Dies führt dazu, daß der Energieverlust durch Ionisation mit wachsendem Impuls nur noch geringfügig ansteigt. In Silizium beträgt der Anstieg etwa 10%. Im folgenden werden alle Teilchen mit einem  $\beta\gamma$ -Wert von größer als 3 als MIP bezeichnet. [1]

Die mittlere Energie, die benötigt wird, um ein Elektron-Loch-Paar in Silizium zu erzeugen, beträgt 3.62 eV. Für dicke Detektoren wird die deponierte Energie eines Teilchens durch eine Gaussverteilung beschrieben. Bei dünnen Detektoren<sup>1</sup> wird die Verteilung asymmetrisch und hat einen Ausläufer zu höheren Energieverlusten, da bei hohen Energieüberträgen Sekundärelektronen erzeugt werden ( $\delta$ -Elektronen), die weitere Ionisierungen in der Materie bewirken. Abbildung 2.2 zeigt für Siliziumdetektoren mit 150  $\mu\text{m}$  Dicke und 300  $\mu\text{m}$  Dicke zwei Wahrscheinlichkeits-Verteilungen. Die Verteilung gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Teilchen ein Signal einer bestimmten

---

<sup>1</sup>Dünn bedeutet, daß die mittlere Energie klein ist gegen  $T_{max}$ , also  $T/T_{max} \ll 1$ , bzw.  $kz^2 \frac{Z}{A\beta^2} \rho x \ll T_{max}$  ( $x$  ist die Dicke des Detektors). Für 120 GeV Pionen ist die Bedingung bei einer Detektordicke kleiner als 12 cm erfüllt [23]. Alle in dieser Arbeit betrachteten Detektoren sind daher „dünn“.

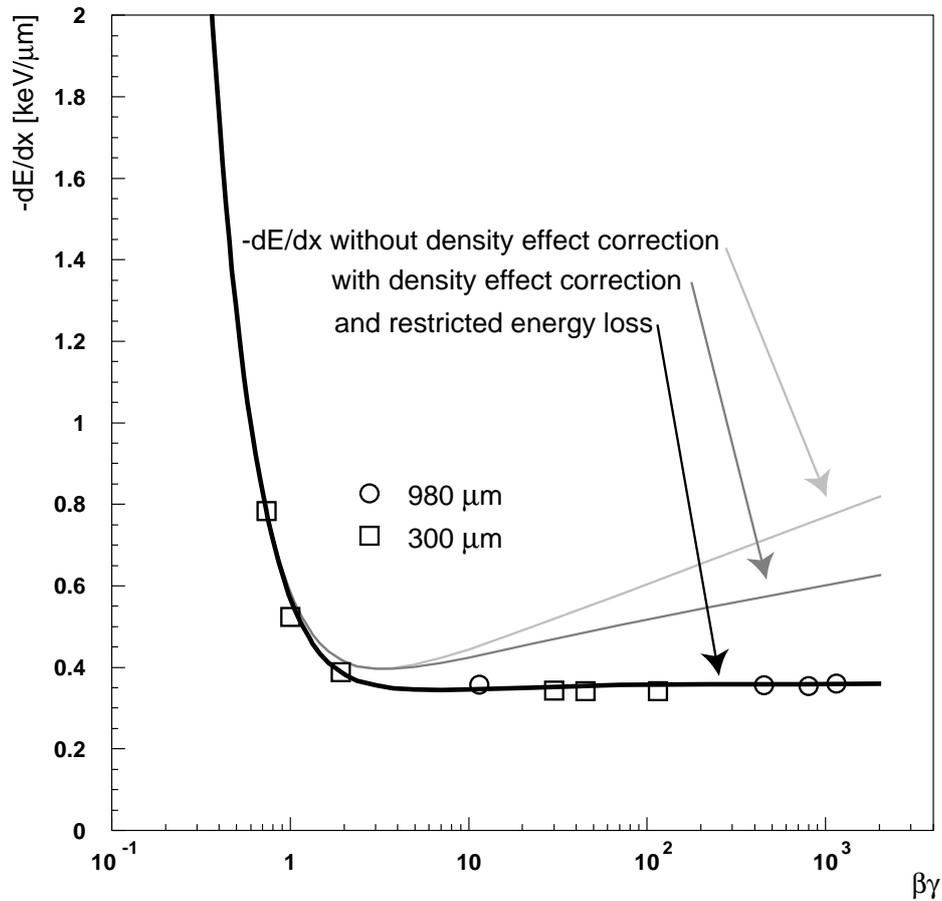


Abbildung 2.1: Der mittlere Energieverlust von geladenen Teilchen in Silizium als Funktion von  $\beta\gamma$ . Es werden die theoretischen Verläufe mit und ohne Dichtekorrektur gezeigt.

Größe erzeugt. Die Form dieser Verteilung wurde von Landau bestimmt und untersucht [2].

Für einen  $300 \mu\text{m}$  dicken Detektor werden im Mittel 32.500 Elektron-Loch-Paar erzeugt, der wahrscheinlichste Wert liegt bei 23.300 Elektron-Loch-Paaren.

## 2.2 Die Halbleiterdiode als Detektor

Die beim Durchgang eines MIP erzeugten Ladungsträgerpaare können zum Nachweis des Teilchens benutzt werden. Dazu müssen die Ladungsträgerpaare durch ein von außen angelegtes elektrisches Feld getrennt werden und zu einer Elektrode driften. Dort können die Ladungen durch ein empfindliches Nachweisgerät gemessen werden.

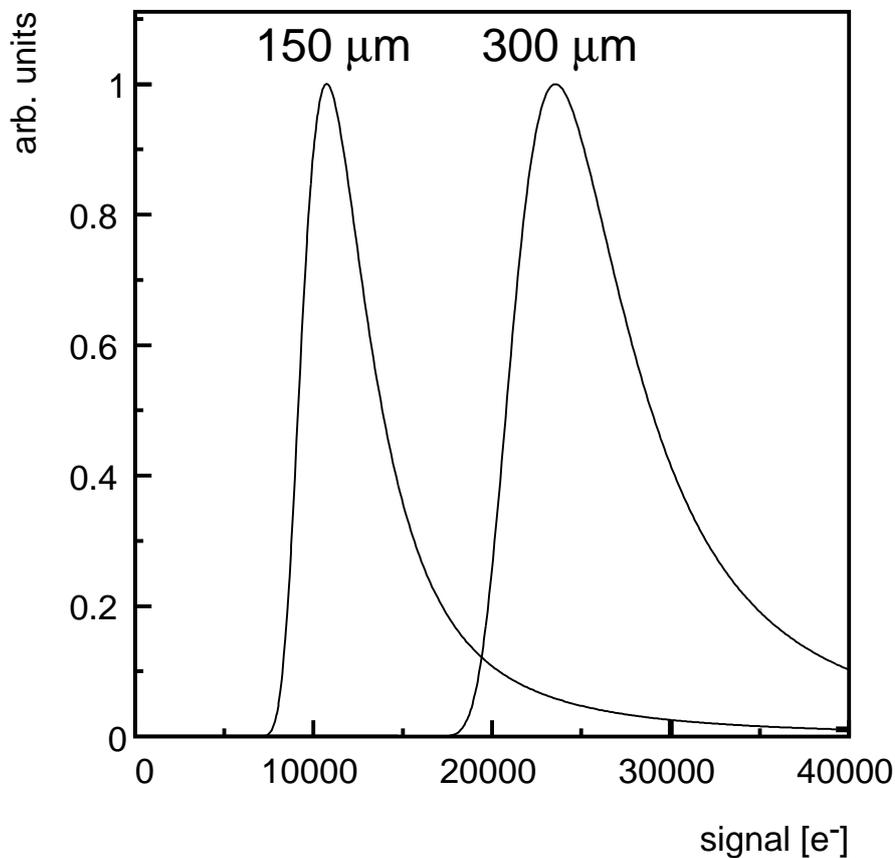


Abbildung 2.2: Die Landau-Verteilungen beschreiben die Wahrscheinlichkeit für den Energieverlust eines Teilchens beim Durchgang durch einen  $150 \mu\text{m}$  bzw.  $300 \mu\text{m}$  dicken Siliziumdetektor gemessen in Elektronen. [23]

Da sich in einem Siliziumkristall bereits bei Zimmertemperatur deutlich mehr Elektronen im Leitungsband befinden als durch ein MIP erzeugt werden, können die durch das MIP erzeugten Ladungsträger nicht direkt nachgewiesen werden. Daher wird kein reiner Siliziumkristall sondern eine Diodenstruktur als Detektor verwendet.

Bei einem pn-Übergang entsteht im Kontaktbereich eine an freien Ladungsträgern verarmte Zone (Abbildung 2.3). Die Majoritätsladungsträger der jeweils einen Zone diffundieren aufgrund des Konzentrationsunterschiedes in die jeweils andere Zone und rekombinieren dort. Dieser Bereich ist elektrisch geladen, da die Donator- bzw. Akzeptorionen ohne die entgegengesetzt geladenen freien Ladungsträger zurückbleiben. Daher

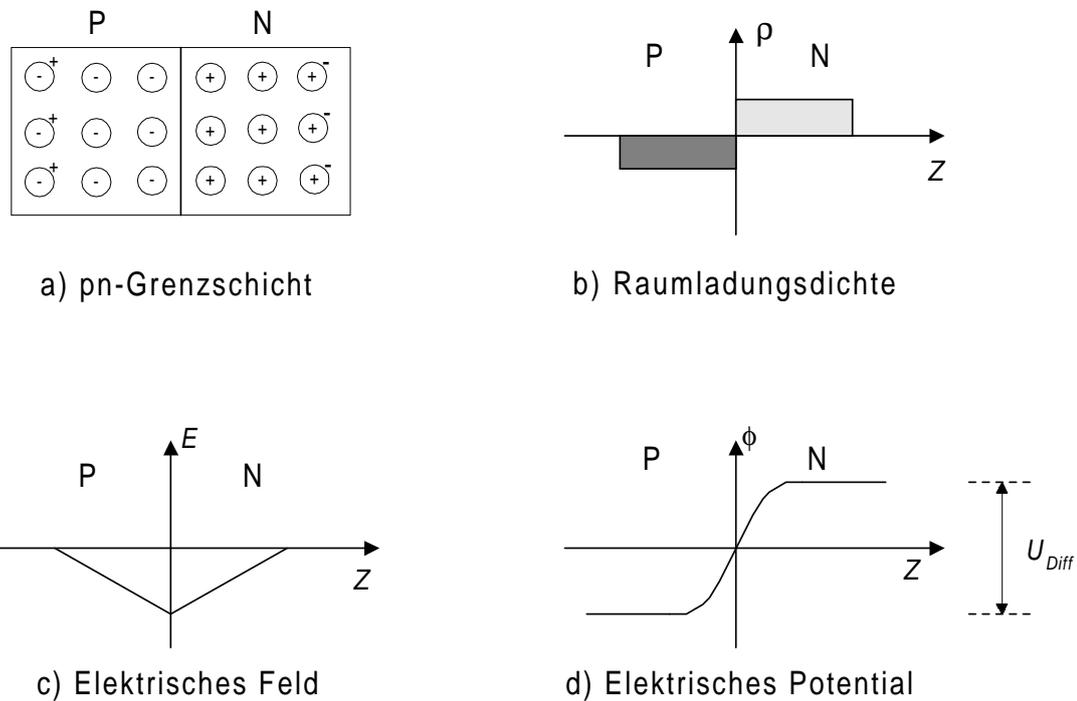


Abbildung 2.3: Skizze eines pn-Übergangs (a), der Raumladungsdichte  $\rho$  (b), dem elektrischen Feld  $E$  (c) und dem elektrischen Potential  $\Phi$  (d)

entsteht ein elektrisches Feld, das der Diffusion entgegenwirkt. Es lässt sich durch das Diffusionspotential  $U_{diff}$  beschreiben. Bei konstanter Donatoren- bzw. Akzeptorenkonzentration erhält man für einen pn-Übergang:

$$U_{diff} = \frac{k_b T}{e} \ln\left(\frac{N_D N_A}{n_i^2}\right) \quad (2.3)$$

- mit
- $k_b$  Boltzmannkonstante
  - $T$  absolute Temperatur
  - $e$  Elementarladung
  - $N_D$  Donatorenkonzentration (n-Seite)
  - $N_A$  Akzeptorenkonzentration (p-Seite)
  - $n_i$  intrinsische Ladungsträgerkonzentration

Die Breite der verarmten Zone kann mit einer externen Spannung verändert werden. Die verarmte Zone wird als Depletionszone bezeichnet. Wird die externe Spannung (Depletionsspannung) in die gleiche Richtung wie die Diffusionsspannung eingestellt,

so vergrößert sich die Verarmungszone. Entstehen in der Verarmungszone Elektron-Loch-Paare, z.B. durch Licht oder Teilchendurchgang, dann werden diese durch die externe Spannung abgesaugt und erzeugen ein Signal auf den Elektroden.

Gleichung 2.4 beschreibt den Zusammenhang zwischen der Tiefe der Raumladungszone und der angelegten Sperrspannung.

$$W = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}}{e} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (U_{ext} + U_{diff})} \quad (2.4)$$

mit

$W$	Breite des depletierten Bereiches
$x_n$	Breite des depletierten Bereiches auf der n-Seite
$x_p$	Breite des depletierten Bereiches auf der p-Seite
$\epsilon_0$	elektrische Feldkonstante
$\epsilon_{Si}$	Dielektrizitätskonstante von Silizium
$U_{ext}$	in Sperrichtung angelegte Spannung
$U_{diff}$	Diffusionsspannung

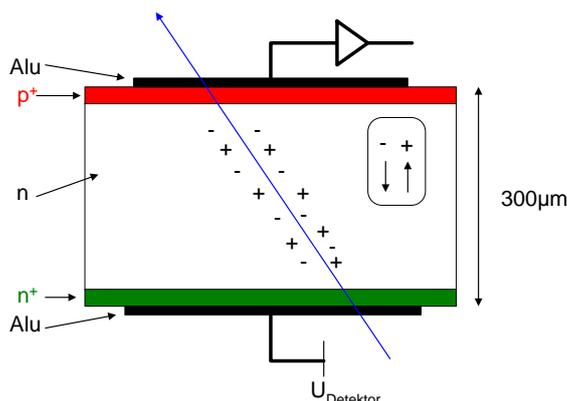


Abbildung 2.4: Schematische Zeichnung eines Halbleiterdetektors. Bei Durchgang eines Teilchens entstehen in dem n-dotierten Bereich Ladungsträgerpaare. Aufgrund des elektrischen Feldes driften die Ladungsträger zu den Elektroden und können dort von einem ladungsempfindlichen Verstärker nachgewiesen werden.

In Abbildung 2.4 ist der schematische Aufbau eines typischen Halbleiterdetektors dargestellt. In diesem Fall ist das Substratmaterial schwach n-dotiert, auf dem sich eine hoch dotierte  $p^+$ -Implantation befindet. Diese bilden die Diodenstruktur. An der Rückseite des Detektors befindet sich eine  $n^+$ -dotierte Schicht, um einen möglichst guten Kontakt zur Aluminiumelektrode zu gewährleisten.

Aufgrund der unterschiedlichen Dotierung ist die Akzeptorkonzentration auf der p-Seite viel höher als die Donatorkonzentration auf der n-Seite der Diode ( $N_A \gg N_D$ ). Aus Gleichung 2.4 folgt, daß sich die Raumladungszone sehr viel weiter in den schwächer

dotierten n-Bereich ausdehnt. Daher kann  $x_p$  bei der Betrachtung der Breite der Verarmungszone vernachlässigt werden. Da gewöhnlich die externe Spannung ( $> 50$  V) sehr viel größer als die Diffusionspannung (ca. 0,5 V) ist, kann  $U_{diff}$  ebenfalls vernachlässigt werden. Aus Gleichung 2.4 folgt dann:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}U}{eN_{eff}}} \quad (2.5)$$

$N_{eff}$  ist dabei die effektive Donatorkonzentration ( $N_{eff} = N_D - N_A$  im n-Silizium).

## 2.3 Ortsmessung mit Halbleiterdetektoren

Für die Verwendung der Halbleiterdetektoren zur Messung von Teilchenspuren muß zusätzlich zu der Information, daß ein Teilchen im Detektor nachgewiesen wurde, die Ortskoordinate des Durchtritts bestimmt werden. In den Experimenten kommen dabei verschiedene Arten von Halbleiterdetektoren zum Einsatz. Sie unterscheiden sich in der Art der Segmentierung und der Auslese. Im folgenden werden einige Konzepte vorgestellt.

### 2.3.1 Pad-Detektoren

Pad-Detektoren bestehen aus einer Anordnung von Siliziumdioden auf einem gemeinsamen Substrat, die einzeln ausgelesen werden. Jede Diode hat eine Verbindung nach außen, die über das Detektorsubstrat geführt wird. Die Dioden sind typischerweise rechteckig mit einer Fläche größer als  $1 \text{ mm}^2$ . Diese Art der Detektoren erlauben eine echte zweidimensionale Ortsbestimmung, allerdings ist die Größe beschränkt, da alle Leitungen auf dem Detektor geführt werden. Abbildung 2.5 zeigt einen Pad-Detektor.

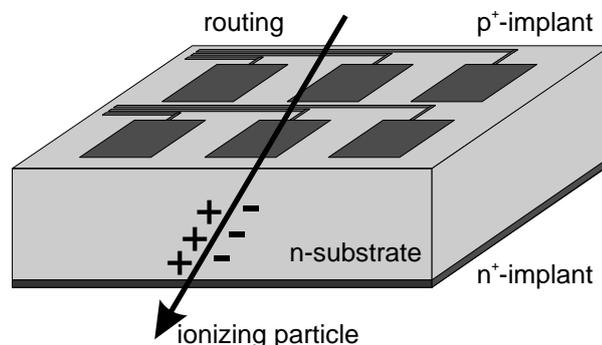


Abbildung 2.5: Schematische Zeichnung eines Pad-Detektors

### 2.3.2 Siliziumstreifen-Detektoren[5][6]

Abbildung 2.6 zeigt einen einseitigen Streifendetektor. Bei diesen Detektoren wird eine Seite des Detektors mit Streifen, die üblicherweise eine Breite von  $10\mu\text{m}$  -  $50\mu\text{m}$  haben, segmentiert. Die Streifen können bis zu einigen Zentimetern lang sein.

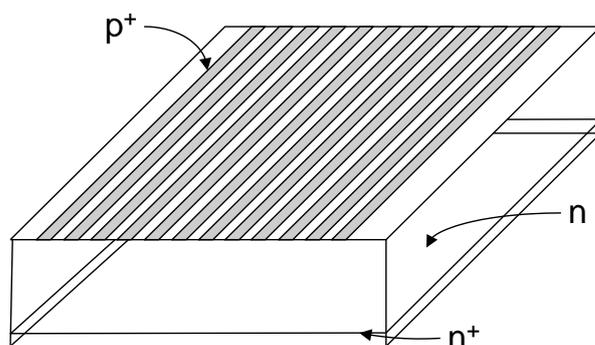


Abbildung 2.6: Schematische Zeichnung eines einseitigen Streifendetektors

Es lässt sich je nach Streifenbreite eine Auflösung von bis zu ca.  $1\mu\text{m}$  erzielen[7]. Mit einseitigen Streifendetektoren lässt sich nur eine Ortskoordinate messen. Um beide Ortskoordinaten des Durchtrittsorts eines Teilchens zu bestimmen, braucht man entweder einen weiteren einseitigen Streifendetektor, dessen Streifen z.B. senkrecht zu den Streifen des ersten Detektors verlaufen, oder man segmentiert auch die Rückseite des Detektors und erhält so einen zweiseitigen Streifendetektor.

Die Ortsinformation der Streifen ist unabhängig voneinander, d.h. im Falle von  $n$  simultanen Teilchendurchgängen, entstehen  $n^2$  Kombinationen der einzelnen Ortskoordinaten. Ohne zusätzliche Informationen ist es nicht möglich, die  $n$  echten Treffer von den  $n^2 - n$  Geistertreffern zu unterscheiden.

In Abbildung 2.7 ist ein Streifendetektor mit zwei Treffern ( $(X1/Y1)$  und  $(X2/Y2)$ ) und den zwei Fehlzuordnungen ( $(X2/Y1)$  und  $(X1/Y2)$ ) dargestellt. Die Treffer können nicht eindeutig zugeordnet werden, da der Detektor nur die getroffenen Streifen meldet (also  $X1$ ,  $X2$  und  $Y1$ ,  $Y2$ ).

Dies limitiert den Einsatz von Streifendetektoren in Umgebungen mit hohen Spurdichten. Eine zweidimensionale Segmentierung verhindert die Doppeldeutigkeiten.

### 2.3.3 Hybride Pixeldetektoren

Pixeldetektoren besitzen eine zweidimensionale Segmentierung. Die Größe der Segmentierung liegt üblicherweise zwischen  $2500\mu\text{m}^2$  und  $0,25\mu\text{m}^2$ . Abbildung 2.8 zeigt eine solche Segmentierung. Eine einzelne ladungssammelnde Elektrode wird Pixel<sup>2</sup> genannt.

<sup>2</sup>Pixel: engl. Kurzform für „picture element“

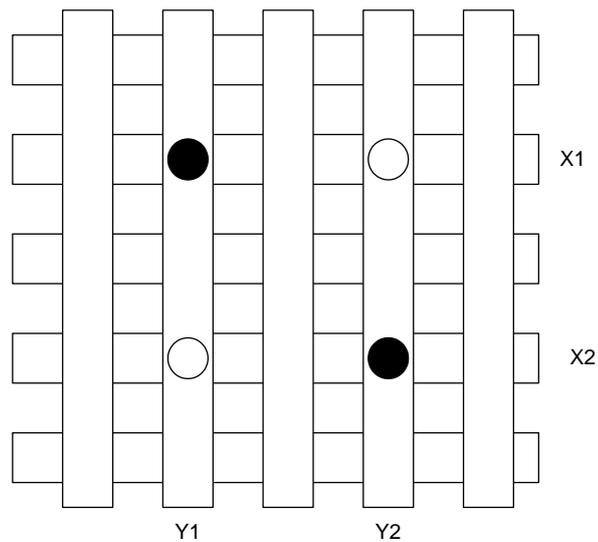


Abbildung 2.7: Doppeltreffer in einem Streifendetektor

Die Ausleseelektronik kann sich dabei auf dem Sensor befinden (monolithisch) oder in einer separaten Lage (hybrid).

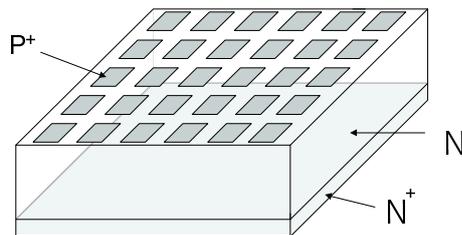


Abbildung 2.8: Segmentierung eines Pixeldetektors

Bei hybriden Pixeldetektoren werden für Detektor und Elektronik verschiedene Substrate benutzt. Dies ermöglicht die Nutzung normaler Mikroelektronik-Techniken für die Herstellung der Elektronik. Detektor und Elektronik müssen nicht dasselbe Substratmaterial haben (z.B. für GaAs-Detektoren). Abbildung 4.7 zeigt den Aufbau eines Pixel in einem hybriden Pixeldetektor. Jeder Pixel in der Ausleseelektronik muß mit einem Pixel auf dem Sensor verbunden werden. Die beiden Substrate werden mit der „flip-chip“-Technologie verbunden. Dabei wird der Sensor<sup>3</sup> kopfüber (d.h. mit der segmentierten Seite) mit dem Elektronikchip über Löt­kügelchen aus PbSn oder In verbunden („bump-bonds“). Abbildung 2.9 zeigt einen hybriden Pixeldetektor.

<sup>3</sup>Im folgenden wird der Begriff „Sensor“ zur Unterscheidung der eigentlichen Halbleitdiode vom Detektorsystem („der Detektor“) benutzt.

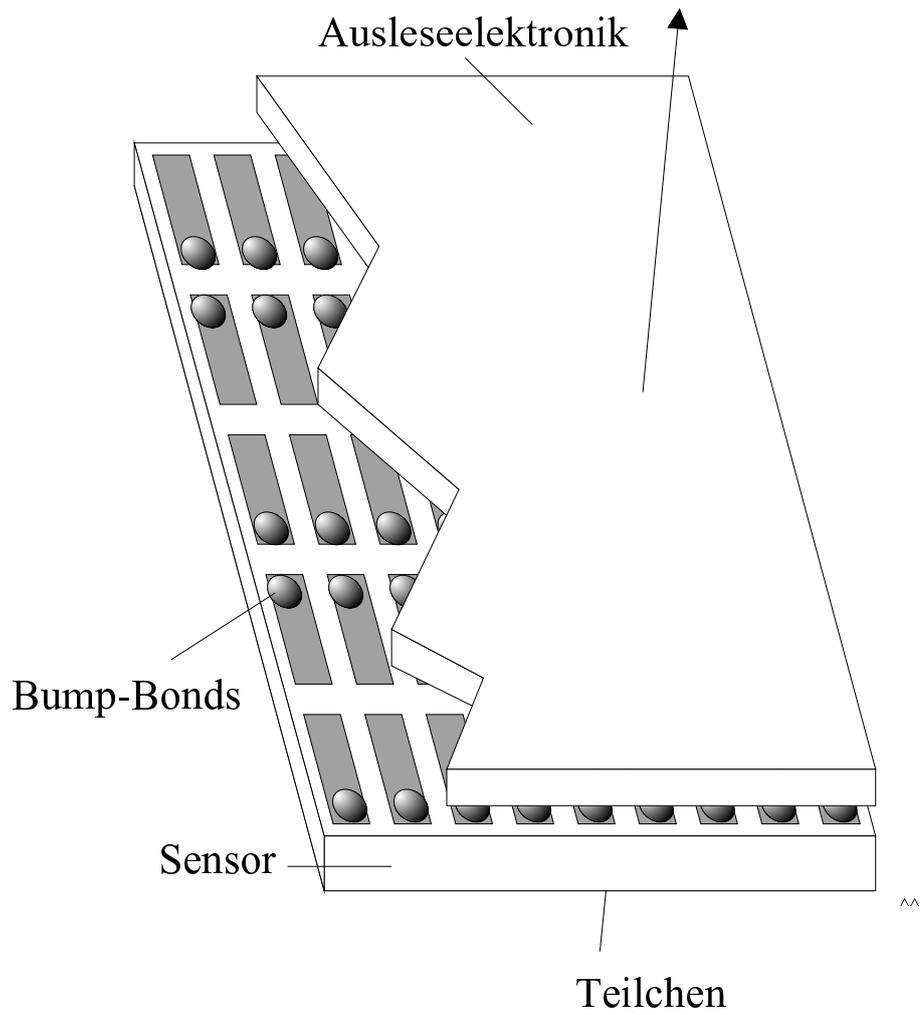


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung eines hybriden Pixeldetektors

# Kapitel 3

## Das ATLAS-Experiment

Das ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider (LHC) soll Vorhersagen des Standardmodells bei sehr hohen Energien überprüfen. Insbesondere ist die Energie am LHC so gewählt, daß ein möglichst großer Massenbereich des vom Standardmodell vorhergesagten Higgs-Bosons abgedeckt wird.

Eine weitere wichtige Motivation ist die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Bei Energien bis zu einigen TeV werden neue Teilchen erwartet, die in supersymmetrischen oder anderen Erweiterungen des Standardmodells erwartet werden.

### 3.1 Der Large Hadron Collider

Von 1989 bis 2000 war am CERN bei Genf der Large Electron-Positron-Collider (LEP) in Betrieb. In einem 27 km langen Tunnel etwa 100 m unterhalb der Erdoberfläche kollidierten Elektronen und Positronen bei Schwerpunktsenergien bis zu 208 GeV. Bis 1995 wurde LEP bei einer Schwerpunktsenergie nahe der Z-Masse (91,1882 GeV/c<sup>2</sup>) betrieben. In den Jahren von 1995 - 2000 wurde die Energie kontinuierlich bis auf 208 GeV gesteigert. Damit wurde bei LEP die Grenze des technisch Machbaren erreicht, da der Energieverlust der Elektronen/Positronen aufgrund der Synchrotronstrahlung stark ansteigt. Bei schwereren beschleunigten Teilchen wie Protonen besteht dieses Problem nicht.

Der Large Hadron Collider (LHC, siehe Skizze 3.1) soll im LEP-Tunnel Protonen bis auf  $2 \times 7$  TeV beschleunigen. Die Protonen werden in Paketen (engl. bunches) mit etwa  $10^{11}$  Teilchen an vier Experimentierstellen zur Kollision gebracht. Der zeitliche Abstand zweier Pakete beträgt 25 ns. Bei einer Kollision zweier Pakete gibt es im Mittel etwa 23 Wechselwirkungen. Diese hohe Luminosität ( $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$ ) ist notwendig, da viele physikalisch interessante Prozesse nur sehr kleine Wirkungsquerschnitte besitzen (Abbildung 3.2).

Der LHC besteht aus zwei Strahlführungsröhren, in denen die Protonen gegenläufig kreisen. Um die Protonen bei einer Energie von 7 TeV auf eine Kreisbahn zu zwingen,

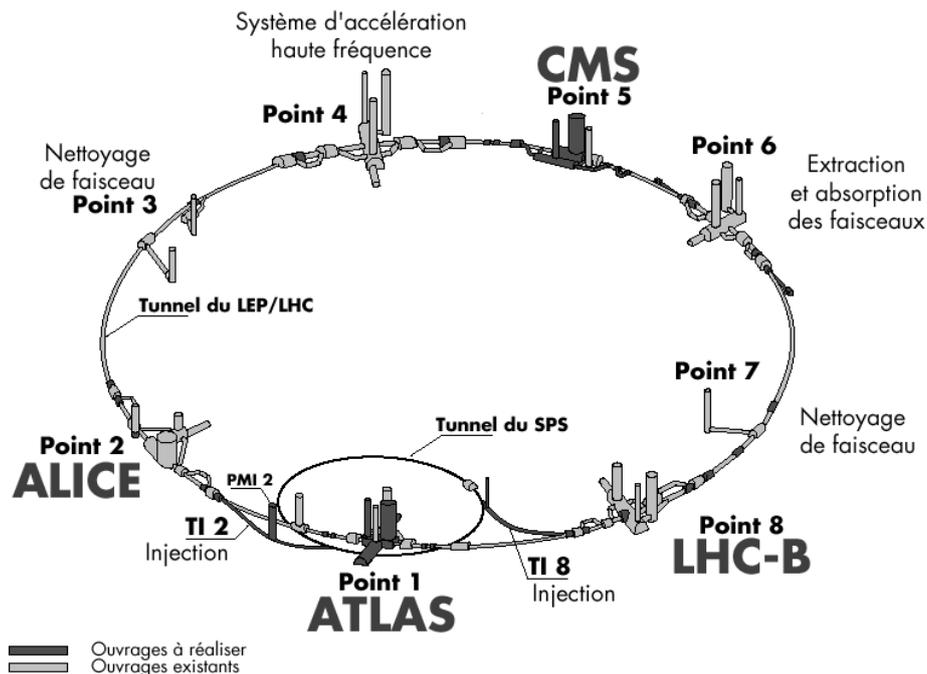


Abbildung 3.1: Lage des Speicherringes

ist ein Magnetfeld mit einer Feldstärke von 8,4 T notwendig. Dieses Magnetfeld wird von supraleitenden Spulen erzeugt.

Am Wechselwirkungspunkt werden die Protonenpakete einen transversalen Radius von etwa  $15 \mu\text{m}$  haben. Die Länge eines Paketes beträgt dagegen etwa 30 cm, was zur Folge hat, daß die Wechselwirkungen über einen relativ großen Bereich (ca. 5,5 cm) entlang der Strahlachse verteilt sind.

Der Beschleuniger wird voraussichtlich die ersten fünf Jahre bei einer geringeren Luminosität ( $10^{33} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ) betrieben, und erst in einer zweiten Stufe auf die nominelle Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$  gebracht.

Tabelle 3.1 zeigt die wichtigsten Parameter des LHC.

## 3.2 Physik am LHC

Die physikalischen Ziele für die Experimente am LHC lassen sich in drei Hauptbereiche unterteilen. Die wohl wichtigste Aufgabe ist die Suche nach dem Higgs-Boson. Mit dem LHC können die Massenbereiche erreicht werden, in denen das Higgs-Boson vermutet wird. Neue Ergebnisse werden auch für t- und b-Quarks erwartet. Das dritte Ziel ist die Antwort auf die Frage, ob es Physik jenseits des Standardmodells gibt.

Im folgenden wird kurz auf diese drei Gebiete eingegangen.

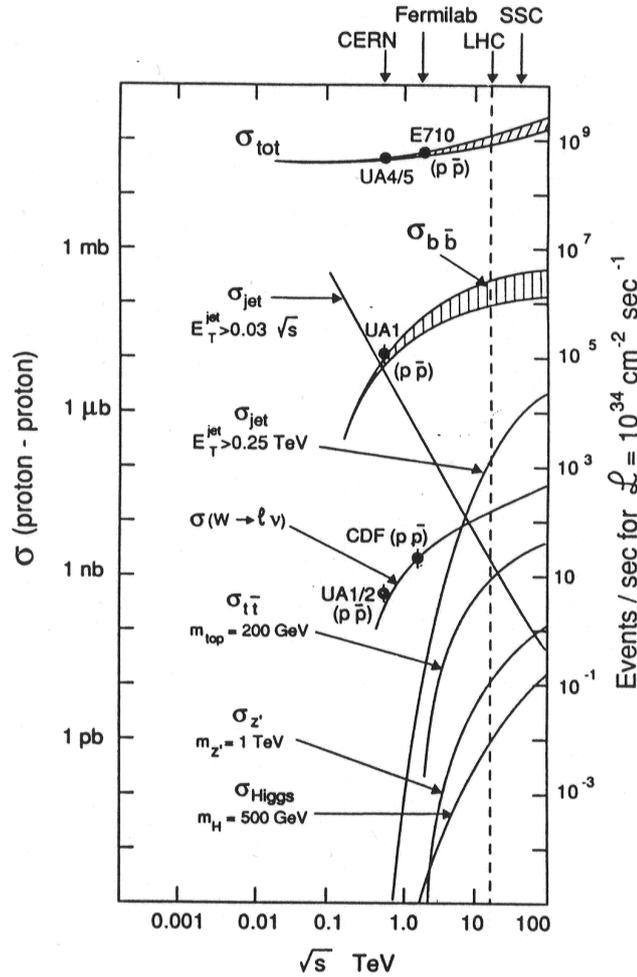


Abbildung 3.2: Wirkungsquerschnitte für verschiedene Prozesse bei LHC

### 3.2.1 Das Higgs-Boson[3] [4]

Der experimentelle Nachweis des Higgs-Bosons ist ein wichtiges Ziel, um die elektroschwache Symmetriebrechung zu verstehen. Die Existenz eines neutralen Teilchens, des Higgs-Bosons  $H$ , hängt im Standardmodell notwendig mit dem Mechanismus der Erzeugung von Massen für die schweren Eichbosonen  $W^\pm$ ,  $Z^0$  zusammen. Die Masse  $m_H$  kann vom Standardmodell allerdings nicht vorhergesagt werden, durch theoretische Überlegungen kann aber eine obere Grenze von einem TeV angegeben werden. Experimentell konnte bei LEP eine untere Grenze von  $m_H > 110$  GeV bestimmt werden.

In den supersymmetrischen Erweiterungen des Standardmodells existiert mehr als nur

Umfang	26.659 m
Feldstärke der Magneten	8,4T
max. Schwerpunktsenergie	14 TeV
im Strahl gespeicherte Energie	334 MJ
Luminosität	$10^{34} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^2 \text{s}}$
Kollisionsfrequenz der Protonenbündel	40 MHz
Anzahl der Protonenbündel	2835
Anzahl der Protonen pro Paket	ca. $10^{11}$
Abstand der Protonenpakete	25 ns
Länge der Protonenpakete	0,257 ns

Tabelle 3.1: Die wichtigsten Parameter des LHC

ein Higgs-Boson. In der minimalen Version, dem sogenannten MSSM Modell, existieren fünf Higgs-Teilchen: zwei CP-gerade Higgs-Bosonen  $h$  und  $H$ , ein CP-ungerades Higgs-Boson  $A$  und zwei geladene Higgs-Bosonen  $H^\pm$ . In diesem Modell ist die Masse des leichtesten Higgs  $m_h$  auf weniger als 150 GeV beschränkt.

In den Proton-Proton Kollisionen am LHC kann das Higgs-Boson erzeugt und über seine Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Dabei kann ein Massebereich von 80 GeV bis 1 TeV erschlossen werden.

Die Detektoren müssen in der Lage sein, charakteristische Zerfallskanäle des Higgs mit sehr hoher Effizienz zu identifizieren. Die Zerfallsprodukte besitzen hohe Transversalimpulse im Bereich von 100 GeV. Die wahrscheinlichsten Zerfallskanäle in Abhängigkeit von der Higgsmasse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

80 GeV	$< m_H < 110$ GeV	:	$H \rightarrow b\bar{b} \rightarrow jj$
95 GeV	$< m_H < 130$ GeV	:	$H \rightarrow \gamma\gamma$
130 GeV	$< m_H < 170$ GeV	:	$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$
600 GeV	$< m_H < 1$ TeV	:	$H \rightarrow ZZ, WW \rightarrow ll\nu\nu, 4l, l\nu jj, lljj$

Die Signifikanz der einzelnen Zerfallskanäle in Abhängigkeit von der Higgsmasse ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Bei einer integrierten Luminosität von  $30 \text{ fb}^{-1}$  ist die Gesamtsignifikanz<sup>1</sup> deutlich über den notwendigen  $5\sigma$ .

### 3.2.2 b- und t-Quark-Physik

Wie in der Abbildung 3.2 zu erkennen ist, werden b- und t-Quarks mit hoher Rate erzeugt. Bereits bei der geringeren Anfangsluminosität werden  $10^{10} b\bar{b}$  Paare im ersten Jahr erzeugt. Dies ermöglicht viele Präzisionsmessungen der Standardmodellvorhersagen.

<sup>1</sup>  $30 \text{ fb}^{-1}$  entsprechen 3 Jahre Betrieb mit der Luminosität von  $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

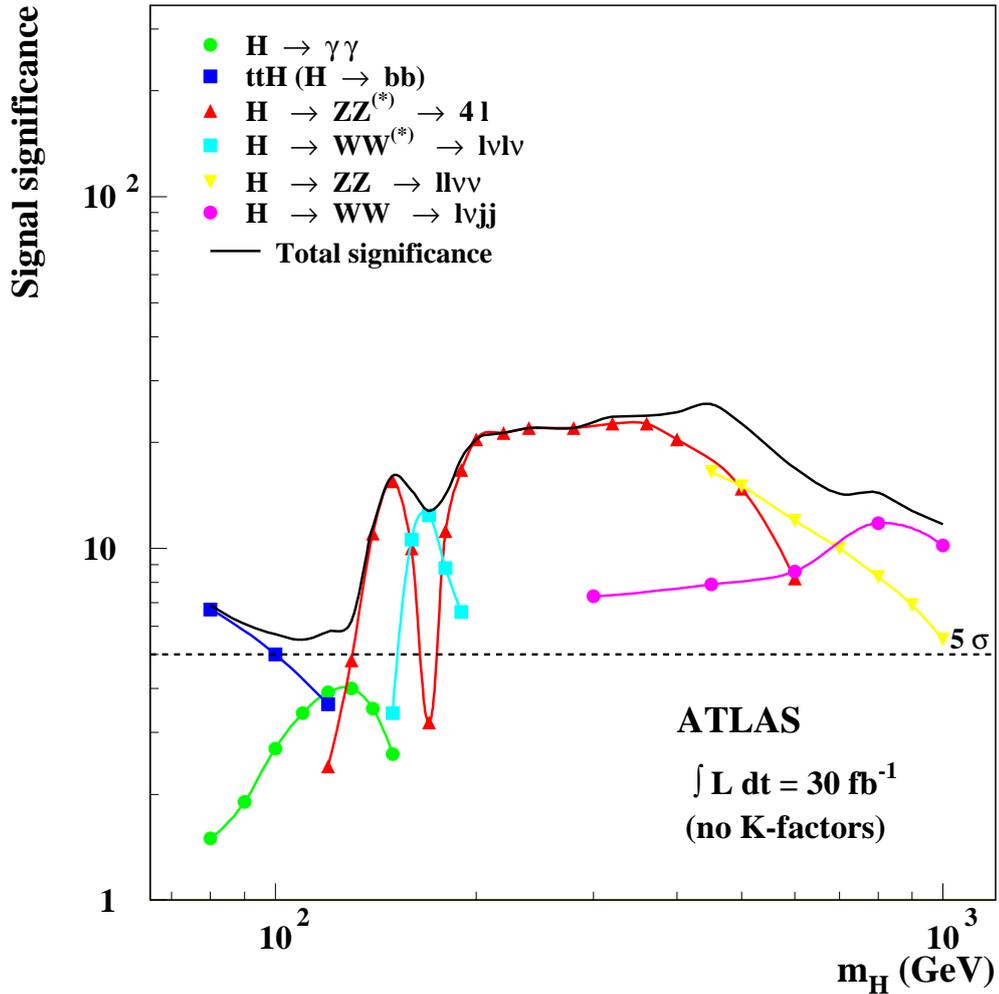


Abbildung 3.3: ATLAS Sensitivität für die Entdeckung eines Standardmodell Higgs-Bosons bei einer integrierten Luminosität von  $30 \text{ fb}^{-1}$ .

Die Vermessung der top-Quark Masse ist eine Aufgabe der Experimente am LHC. Die genaue Kenntnis der top-Quark Masse ermöglicht indirekt eine Einschränkung der Masse des Higgs-Bosons.

Ein Ziel im Bereich der B-Physik ist die genaue Messung der Mischungswinkel im schwachen geladenen Strom. Der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Formalismus (CKM-Matrix) beschreibt die an der schwachen Wechselwirkung teilhabenden Quarkzustände. Der darin enthaltene Phasenwinkel beschreibt die CP-Verletzung u.a. beim Zerfall der B-Mesonen. Aufgrund der hohen Rate von B-Mesonen am LHC werden die Experimente (insbesondere LHC-b) in der Lage sein, die Parameter präziser als bisher zu messen. Die Ergebnisse könnten auch Hinweise auf Physik jenseits des Standardmodells geben (z.B. CP-Verletzung im  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  Zerfall [13]).

Die Mesonen  $B_s^0$  und  $\bar{B}_s^0$  sind Linearkombinationen von zwei Eigenzuständen. Da die

Quarkflavour in der schwachen Wechselwirkung nicht erhalten bleibt, oszillieren die Mesonen zwischen den beiden Zuständen mit einer Rate proportional zur Massendifferenz. Diese Oszillationen konnten bisher nur bei den  $B_d^0, \bar{B}_d^0$  Mesonen direkt beobachtet werden. Für die  $B_s^0$  Mesonen sind nur Grenzwerte bekannt. Die Messung der Oszillationsfrequenz ist ein weiterer Test der Standardmodellvorhersagen.

Ein weiteres Ziel ist die Messung seltener Zerfälle. Z.B. sind Zerfälle der Art  $B_{d,s} \rightarrow \mu\mu(X)$  im Standardmodell stark unterdrückt. Aufgrund der hohen Zahl produzierter  $B_{d,s}$ -Mesonen können diese Zerfälle eventuell beobachtet werden und ihre Rate mit der Standardmodellvorhersage verglichen werden. Auch hier bietet sich ein Ansatzpunkt für neue Physik.

### 3.2.3 Physik jenseits des Standardmodells

Am LHC sollen auch Teilchen gesucht werden, die nicht vom Standardmodell vorhergesagt werden. Es gibt zahlreiche theoretische Erweiterungen des Standardmodells, die neue Teilchen vorhersagen. Eine Klasse sind supersymmetrische Erweiterungen, wie zum Beispiel das minimal supersymmetrische Standardmodell (MSSM). Dieses Modell sagt fünf Higgsbosonen ( $H^-, H^+, H, h, A$ ) voraus. Desweiteren wird jedem Fermion ein bosonischer Partner zugeordnet. Die leichteren dieser Teilchen sollen in einem Massebereich liegen, der mit LHC erschließbar ist.

Es gibt auch Szenarien in denen sehr viele Higgs-Bosonen vorhergesagt werden (z.B. in Stringtheorien). Liegen die Higgs-Bosonen in ihrer Masse so dicht beieinander, daß sie von den Detektoren nicht mehr getrennt werden können, entsteht ein Higgs-Massenkontinuum.

Eine andere Fragestellung, die durch verschiedene Modelle versucht wird zu beschreiben, ist die Frage, ob die Fermionen (Leptonen, Quarks) wirklich elementar sind.

## 3.3 Der ATLAS-Detektor

Wie im Bild 3.1 zu erkennen ist, wird es vier Experimente geben. Bei ATLAS und CMS handelt es sich um Experimente ohne spezialisierte Ausrichtung, während ALICE auf Schwerionenkollisionen und LHC-b auf B-Physik spezialisiert sind. Im folgenden wird der ATLAS Detektor beschrieben.

Der ATLAS-Detektor (**A Toroidal Lhc ApparatuS**) [12] soll die in Abschnitt 3.2 dargestellten physikalischen Fragestellungen eingehend untersuchen können. Die Zerfallsprodukte werden mit möglichst hoher Präzision nachgewiesen. Die einzelnen Komponenten sind in Schichten symmetrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordnet und decken nahezu den gesamten Raumwinkel ab.

In Abbildung 3.4 ist der ATLAS-Detektor in einer schematischen Zeichnung dargestellt. Der Detektor besteht aus einem zylindrischen, parallel zur Strahlachse liegenden

Teil („Barrelbereich“) sowie aus zwei Teilen, die den Vorwärts- bzw. Rückwärtsbereich abdecken. Diese beiden Teile sind baugleich, d.h. der Detektor ist symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt.

Nahe am Wechselwirkungspunkt ermöglicht der Spurdetektor eine präzise Bestimmung der Vertizes sowie eine genaue Messung des transversalen Impulses geladener Teilchen.

Mit dem elektromagnetischen Kalorimeter sollen Elektronen und Photonen getrennt und die Energie von Teilchen bzw. Teilchenbündeln (Jets) bestimmt werden. Die Richtung der Jets und die fehlende Energie wird in den hadronischen Kalorimetern gemessen.

Zum Nachweis von Myonen dient ein eigenes Spektrometer, welches die äußerste Komponente des Detektors bildet.

Der gesamte Detektor wird ca. 7000 Tonnen wiegen und einen Durchmesser von 22 m und eine Länge von 26 m haben.

### ATLAS Detektor

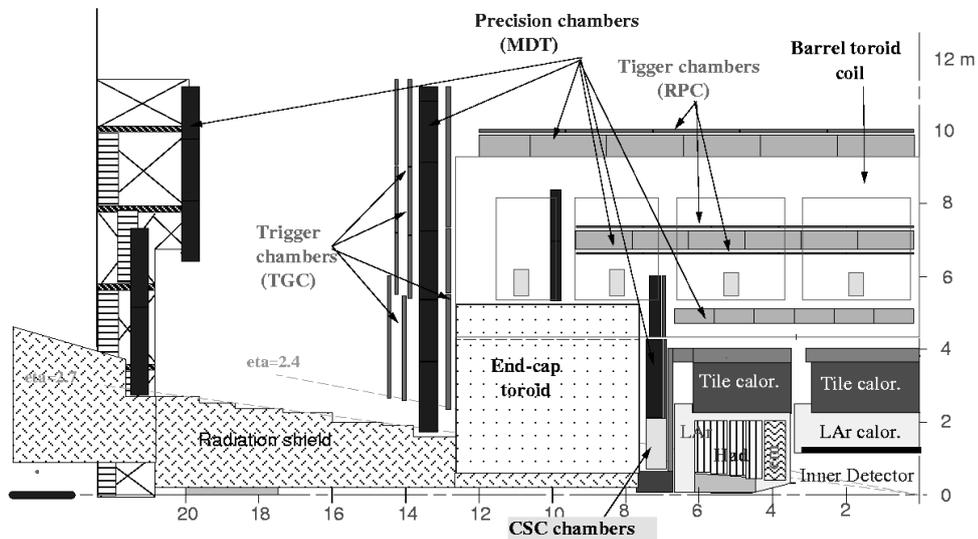


Abbildung 3.4: Querschnitt durch den ATLAS-Detektor, die Zeichnung zeigt ein Viertel des eigentlichen Detektors.

### 3.3.1 Das Myon Spektrometer

Das Myon Spektrometer besteht im zylindrischen Bereich aus 382 sogenannten MDT-Kammern (Monitored Drift Tubes). Im Vorwärtsbereich werden in den inneren Lagen Kathodenstreifenkammern ('CSC') eingesetzt, außen ebenfalls MDT-Kammern. Die äußerste (dritte) Lage im Vorwärtsbereich ist 21 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Mit Luftspulen wird ein toroidales Magnetfeld erzeugt, welches für die Impulsbestimmung benötigt wird. Die damit erreichte Impulsauflösung soll für Impulse um 1 TeV besser als 10 % sein.

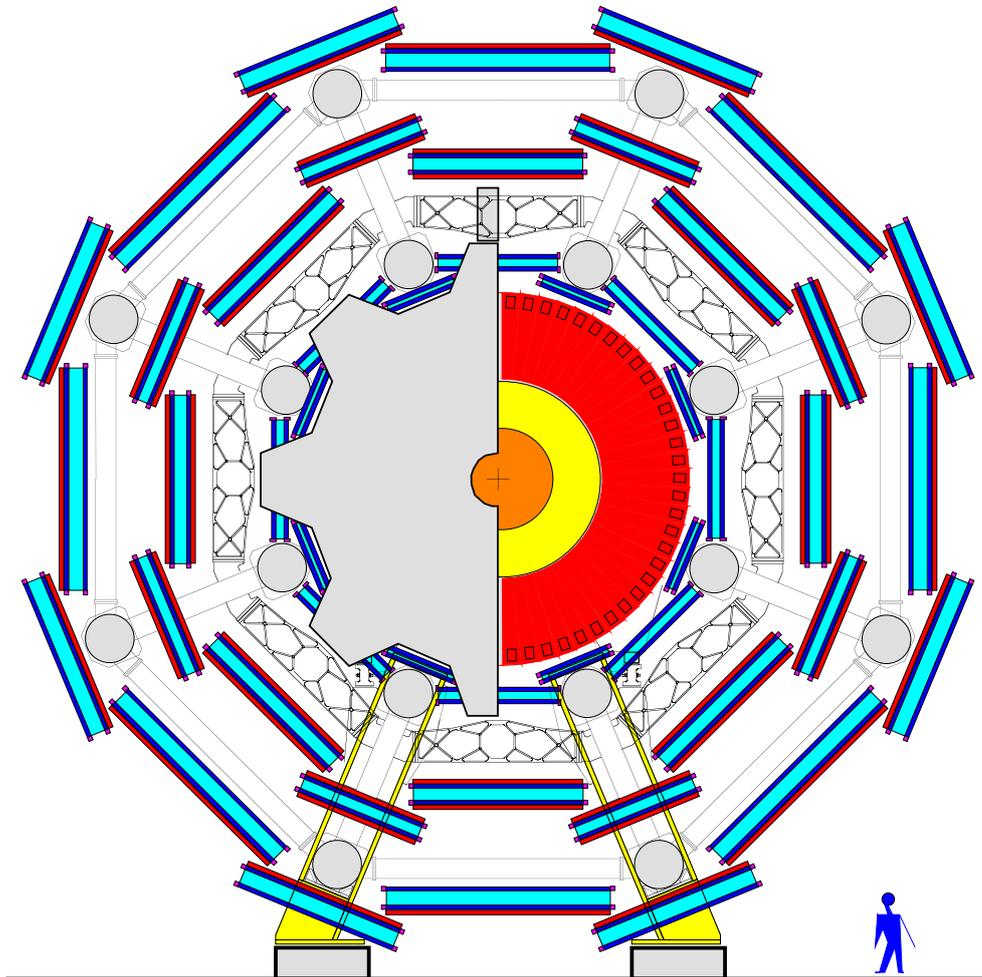


Abbildung 3.5: Querschnitt durch die Myonkammern. (Der Strahl geht senkrecht durch die Papierebene hindurch.)

### 3.3.2 Das Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem liegt im Inneren der Myonkammern. Abbildung 3.6 zeigt einen Aufriß durch das Kalorimetersystem. Es besteht aus einem Hadronkalorimeter (außen) und einem elektromagnetischem Kalorimeter (innen). Der äußere Radius des Systems beträgt etwa 4,3 m. Um den unterschiedlichen Anforderungen in den verschiedenen  $\eta$ -Bereichen<sup>2</sup> zu genügen, sind beide Kalorimeter in drei unterschiedliche Kalorimeter-subsysteme aufgeteilt. In allen Fällen kommen Sampling-Kalorimeter zum Einsatz. Als aktives Medium wird im äußeren Bereich flüssiges Argon eingesetzt. Flüssiges Argon verfügt über eine kurze Signalanstiegszeit und ist sehr strahlungshart. Nur im zylindrischen Bereich des Hadronkalorimeters (bis  $|\eta| < 1.6$ ) werden Plastiksziintillatoren benutzt. Als passives Medium wird je nach Absorptionsbedarf Blei, Kupfer, Eisen oder Wolfram verwendet.

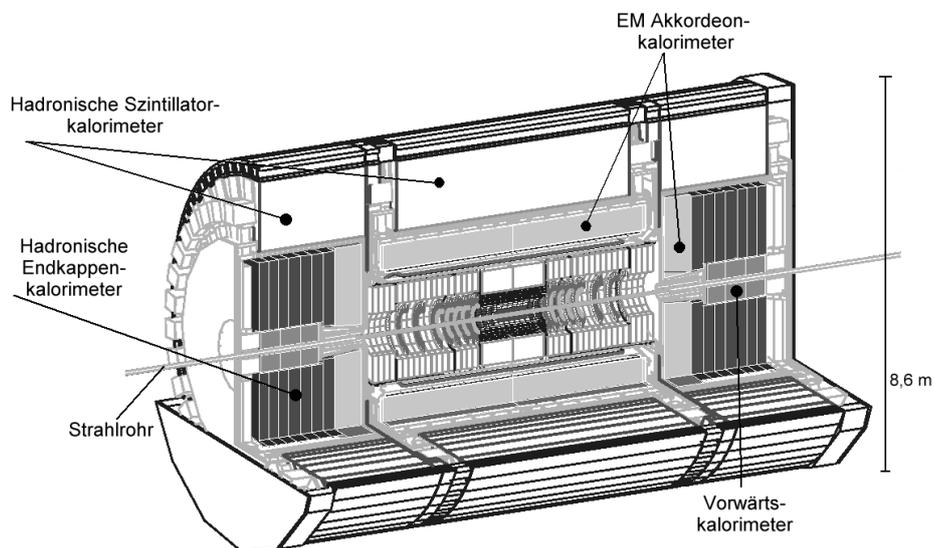


Abbildung 3.6: Aufriß des Kalorimetersystems des ATLAS-Detektors

### 3.3.3 Der Spurdetektor

#### TRT

Die äußerste Schicht des Spurdetektors wird vom Übergangsstrahlungs-Detektor (TRT - transition radiation tracker, siehe Abbildung 3.7) gebildet. Diese Komponente des

---

<sup>2</sup> $\eta$  ist die Pseudorapazität und ist wie folgt definiert  $\eta := \ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$ .  $\theta$  ist Polarwinkel zur Strahlachse

ATLAS-Detektors vereinigt zwei verschiedene Detektortypen: Übergangsstrahlungsdetektor und Gasdriftkammer. Der Übergangsstrahlungsdetektor besteht aus Polypropylen-Schaum, der beim Durchgang von Elektronen Übergangsstrahlung aussendet. In diesen Schaum sind Gasdriftkammern eingelassen, mit denen geladene Teilchen nachgewiesen werden können.

Insgesamt befinden sich im zylindrischen Bereich 50.000 Kanäle und im Vorwärtsbereich 300.000 Kanäle. Diese ergeben bei einem Teilchendurchgang mit einem Transversalimpuls von 0.5 GeV 40 Spurpunkte für  $|\eta| < 2.5$ . Die Ortsauflösung ist dabei besser als  $\sigma = 130 \mu\text{m}$ .

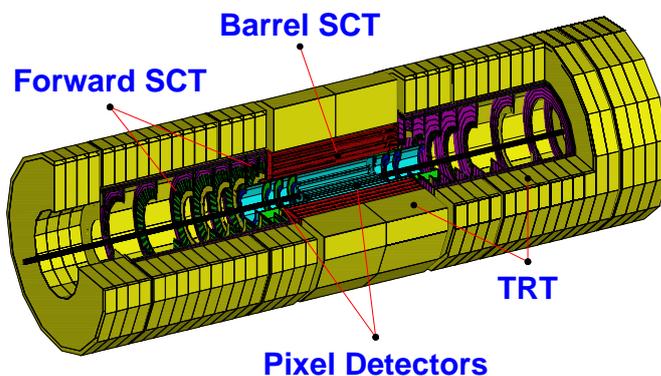


Abbildung 3.7: Darstellung der inneren Detektorkomponenten: TRT, Streifendetektor und Pixeldetektor

### Der Streifendetektor (SCT)

Genauere Spurpunkte liefert der Streifendetektor (Abbildung 3.7). Er besteht aus vier, etwa 150 cm langen Zylindern bei Radien von 30, 37, 45 und 52 cm. Im Vorwärts- und Rückwärtsbereich befinden sich jeweils neun Räder. Zusammen ergibt dies eine aktive Detektorfläche von 63 Quadratmetern bei 6,2 Millionen elektronischen Kanälen.

Im Barrelbereich beträgt der Abstand der Streifen  $80 \mu\text{m}$ . Die Streifen laufen in  $R\phi$ -Richtung. Zur Verbesserung der z-Auflösung werden je zwei Module mit ihren Rücksei-

ten leicht verdreht (40 mrad) aufeinander montiert. Unter Ausnutzung der Pulshöheninformation erreicht der Detektor eine Auflösung von  $\sigma_{R\phi} = 15 \mu\text{m}$  bzw.  $\sigma_z = 770 \mu\text{m}$ .

Im Vorwärtsbereich verlaufen die Streifen der Detektoren senkrecht zur Strahlachse und besitzen daher keinen konstanten Abstand.

### Der Pixeldetektor

Der Pixeldetektor befindet sich am nächsten zum Wechselwirkungspunkt und besteht aus drei Zylindern und je fünf Rädern im Vorwärts- und Rückwärtsbereich. Die aktive Fläche beträgt  $2,2 \text{ m}^2$ . Die Abmessungen eines Kanals (Pixel) betragen  $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$  ( $300 \mu\text{m}$  im B-Layer). Dies entspricht ca.  $1.4 \times 10^8$  Kanälen.

Das genaue Konzept dieses Detektors wird in Kapitel 4 dargestellt.

### 3.3.4 Das Triggersystem

Allein der Pixeldetektor würde bei Auslese aller  $10^8$  Pixel und  $40 \times 10^6$  Kollisionen/s eine Datenrate von über 10 TByte/s erzeugen. Diese Datenmenge wird durch ein mehrstufiges Triggersystem reduziert. Abbildung 3.8 zeigt die Reduzierung der Datenrate durch das Triggersystem.

Ziel des Triggersystems ist es, möglichst früh physikalisch interessante Ereignisse zu selektieren. Nur diese Ereignisse werden von der Datennahme gespeichert. Dazu müssen aber möglichst schnell die Informationen aus den verschiedenen Detektorsystemen, die für den Trigger benötigt werden, vorliegen, da die nicht an der Entscheidung beteiligten Detektorkomponenten die Daten bis zur Datenspeicherung zwischenspeichern müssen. Der Level 1-Trigger (LV1) wertet nur einen Teil der Daten von wenigen Detektorkomponenten aus. Bis zur Entscheidung stehen etwa  $2 \mu\text{s}$  zur Verfügung. Die Zeit zwischen dem Ereignis und dem LV1 Trigger ist fest, so daß die anderen Detektorkomponenten nach Ablauf dieser Zeit ältere Ereignisse verwerfen können.

Für den Pixeldetektor ist der Level 1-Trigger entscheidend, da im Falle einer positiven Entscheidung der komplette Pixeldetektor ausgelesen wird.

Der LV1-Trigger reduziert die Ereignisrate auf etwa 100 kHz. Zusätzlich zum Ereignis wird durch den LV1-Trigger auch der interessante Bereich herausgefiltert. Diese Information wird dann für die Erzeugung des Level 2-Trigger (LV2) benutzt.

Der LV2-Trigger benutzt die Information von (fast) allen Detektoren in dem ausgewählten Bereich. Durch die Wahl des Bereiches wird die Datenmenge, die zur Entscheidung notwendig ist, um einen Faktor 10 reduziert.

Erst der Level 3-Trigger (LV3) benutzt alle Informationen, um das Ereignis dann zur endgültigen Speicherung auszuwählen. Dabei wird die Ereignisrate von ursprünglich 40 MHz auf 10-100 Hz reduziert. Die dabei anfallende Datenmenge beträgt immer noch 10-100 MB/s.

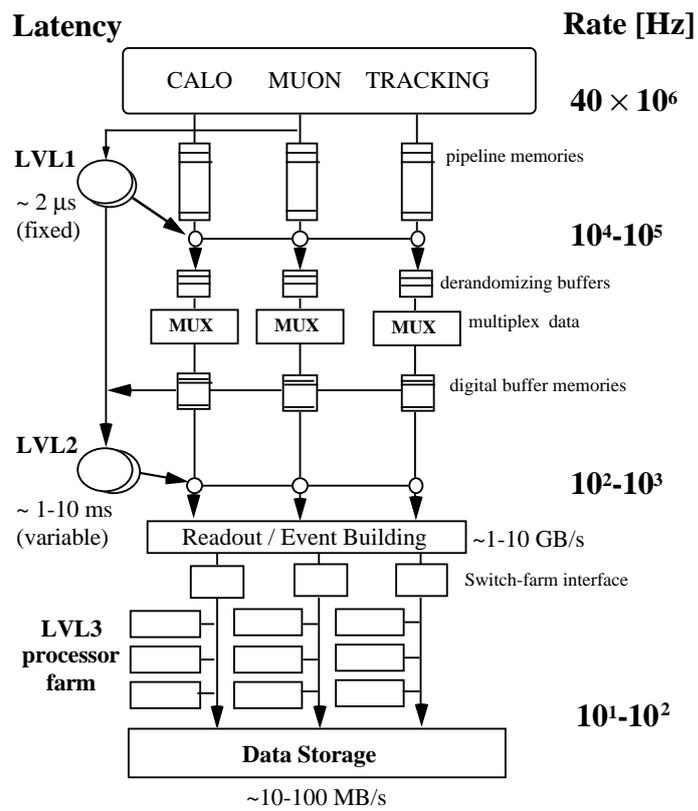


Abbildung 3.8: Das dreistufige ATLAS-Triggersystem

# Kapitel 4

## Der Pixeldetektor

### 4.1 Anforderungen an den Pixeldetektor

Bei der Entwicklung des Pixeldetektors müssen viele verschiedene Anforderungen berücksichtigt werden. Die Anforderungen resultieren aus den physikalischen Aufgaben bzw. Zielen des Pixeldetektors, den Auswirkungen auf das restliche Detektorsystem sowie den Bedingungen durch den Beschleuniger. [14]

#### 1. Anforderungen aus der Sicht der physikalischen Zielsetzung

Die physikalischen Ziele des ATLAS Detektors wurden in Abschnitt 3.2 vorgestellt.

- Für die Vertexrekonstruktion („impact parameter“) ist insbesondere im B-Layer eine möglichst hohe *Ortsauflösung* im  $\mu\text{m}$  Bereich notwendig.
- Für die Mustererkennung zur Spurrekonstruktion und für die Impulsbestimmung werden möglichst viele Spurpunkte benötigt. Daher ist eine hohe *Nachweiseffizienz* erforderlich

#### 2. Anforderungen aus der Sicht des Speicherrings

Im Speicherring kollidieren Protonen-Bündel mit einer Frequenz von 40 MHz und erzeugen im Schnitt pro Wechselwirkung 20 Einzelereignisse mit insgesamt bis zu 2000 geladenen Spuren. Daraus resultieren die folgenden Anforderungen.

- Die 2000 geladenen Spuren ergeben eine extrem hohe Spurdichte. Die Elektronik muß in der Lage sein, die Treffermenge zu verarbeiten.
- Die hohe Frequenz der Kollisionen erfordert eine präzise zeitliche Zuordnung von Treffern zu der jeweiligen Wechselwirkung. Die geforderte *Zeitauflösung* muß daher besser als 25 ns sein.
- Aufgrund der hohen Teilchenrate und der Nähe des Pixeldetektors zur Wechselwirkung ist die Strahlenbelastung für die Komponenten des Pixeldetektors sehr hoch. Der Einsatz von *strahlenharten Komponenten* ist unerlässlich.

### 3. Anforderungen aus der Sicht des gesamten ATLAS-Detektors

- Der Einbau des Pixeldetektors in den Gesamtdetektor hat Auswirkungen auf die restlichen Detektorkomponenten. Dadurch, daß der Pixeldetektor die innerste Detektorkomponente darstellt, beeinflußt er durch das verwendete Material die übrigen Detektorkomponenten. Um die Beeinflussung möglichst gering zu halten, ist das Material auf eine maximale Dicke (*Strahlungslänge*) beschränkt.
- Der innere Detektor muß aufgrund der Strahlenbelastung gekühlt bei einer Temperatur unter minus 6°C betrieben werden. Dies erfordert eine Beschränkung der *Leistungsaufnahme* des Pixelsystems.
- Der Einsatz des dreistufigen Triggersystems verlangt, daß der Pixeldetektor seine Daten bis zum Level 1 Trigger zwischenspeichert. Die *lokale Speicherung* muß in der Lage sein, 2  $\mu\text{s}$  lang Ereignisse aufzunehmen, bevor sie weiter in die Speicher der zweiten Triggerstufe übertragen werden.

Diese Anforderungen werden in den folgenden Abschnitten genauer besprochen. Im weiteren wird das Konzept des Pixeldetektors - im besonderen das der Elektronik - im Hinblick auf diese Anforderungen untersucht.

#### 4.1.1 Ortsauflösung

In einem Pixeldetektor wird die (ideale) Auflösung durch die Größe der einzelnen Pixel bestimmt. Jeder Durchgangsort in einem Pixel ist gleichwahrscheinlich, damit ergibt sich eine Gleichverteilung. Die Standardabweichung einer auf eins normierten Gleichverteilung ist  $\sigma_{Gl} = \frac{1}{\sqrt{12}}$ . Daraus ergibt sich die (einfache<sup>1</sup>) Ortsauflösung eines Pixel, d.h. um eine Auflösung von  $\sigma_x = 10 \mu\text{m}$  zu erreichen, darf der Pixel in x-Richtung etwa  $35 \mu\text{m}$  lang sein.

Aufgrund des Aufbaus eines Pixeldetektors ist die Größe des Pixel aber beschränkt durch die Elektronik, die mit jedem Pixel verbunden ist. Im Falle des ATLAS-Pixeldetektors wurde ein Halbleiter-Prozeß gewählt, dessen minimale Strukturgröße  $0,8 \mu\text{m}$  bei 2 Metallagen beträgt. Mit diesem Prozeß ist unter Berücksichtigung der anderen Anforderungen eine minimale Pixelgröße von  $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$  vorgegeben.

Mit Detektorsimulationen wurde der Einfluß der Ortsauflösung auf die Funktionalität des Gesamtsystems untersucht. Die Auflösung des Pixeldetektors in der  $R\phi$  Ebene dominiert die Genauigkeit des Stoßparameters („impact parameter“). Der Stoßparameter ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß eine Spur von einem Zerfallsvertex

---

<sup>1</sup>Hierbei wird davon ausgegangen, daß ein Teilchen genau einen Treffer in einem Pixel erzeugt (die Pixel sind groß gegen die Breite der Ladungsverteilung). Verteilt sich das Signal des Teilchens hingegen auf zwei Pixel, so kann diese Information zu Verbesserung der Ortsauflösung herangezogen werden.

	intrinsische Auflösung ( $\mu\text{m}$ )	Größe der Zelle ( $\mu\text{m}$ )
$R\phi$	< 15	50
Z-Richtung	< 115	400

Tabelle 4.1: Geforderte Ortsauflösung und daraus resultierende Dimensionen der Zellen des Pixel-Detektors.

stammt. Spurpunkte nahe am Vertex haben großen Einfluß auf die Genauigkeit des Stoßparameters. Die Simulationen haben jedoch auch gezeigt, daß eine Auflösung des Pixeldetektors in der  $R\phi$  Ebene von kleiner als  $10 \mu\text{m}$  aufgrund der Vielfachstreuung keine Verbesserung der Stoßparametermessung mehr ergibt. [15]

Die Auswirkung der Auflösung in der z-Richtung ist schwieriger zu bestimmen. Sie beeinflußt im wesentlichen die 3D-Rekonstruktion der Vertizes. Es wird davon ausgegangen, daß Auflösungen im Bereich von  $\sigma_z = 115 \mu\text{m}$  ausreichen.

Aus der obigen Betrachtung der Ortsauflösung bei Pixeldetektoren folgt, daß mit  $50 \mu\text{m}$  breiten Pixel und binärer Auslese die physikalisch notwendige Ortsauflösung nicht erreicht wird. Allerdings verbessert sich die Ortsauflösung durch die Tatsache, daß das Signal eines Teilchens sich auf zwei benachbarte Pixel aufteilen kann. Dieser Effekt kann durch Neigung der Pixeldetektoren in der  $R\phi$ -Ebene gegenüber dem Teilchen verstärkt werden. Für die Bestimmung des optimalen Neigungswinkel muß die Ablenkung der driftenden Teilchen durch das Magnetfeld berücksichtigt werden. Der Neigungswinkel ist also abhängig von der Pixelgröße, der Signalthöhe, der Komparatorschwelle sowie dem Magnetfeld und kann mit Hilfe der Teststrahlungsmessungen bestimmt werden. [14] Der Neigungswinkel ist allerdings durch die Detektorgeometrie beschränkt.

### 4.1.2 Nachweiseffizienz

Jede Pixellage sollte mit mindestens 95 % Wahrscheinlichkeit bei einem Teilchendurchgang einen Treffer erzeugen, damit für hinreichend viele Teilchen drei Spurpunkte vorhanden sind. Die Effizienz des Pixeldetektors wird durch viele Quellen gemindert. Im folgenden wird auf die wichtigsten eingegangen.

- Durch die Montage kommt es zu nicht sensitiven Stellen zwischen den Elementen in der Detektorfläche. Diese Verluste werden durch eine geschickte, sich überlappende Anordnung der einzelnen Detektormodule minimiert, so daß alle Teilchen mit einem Transversalimpuls  $p_T > 0,5 \text{ GeV}$  die sensitive Detektorfläche jeder Pixellage durchqueren. Dafür muß der Bereich des Elektronikchips, der außerhalb der aktiven Matrix liegt (die „End-of-Column“-Logik, siehe Abbildung 4.9) möglichst klein sein; gefordert wird für den Bereich weniger als  $2,5 \text{ mm}$ .
- Ineffizienzen entstehen auch durch defekte Pixelzellen in der Elektronik oder dem Sensor. Diese Zellen rauschen entweder so stark, daß sie selektiv abgeschaltet

(maskiert) werden müssen, oder sie reagieren gar nicht. Beim Entwurf der Elektronik bzw. des Sensors muß also auf ein möglichst robustes Design geachtet werden, sowie auf die Möglichkeit, einzelne Pixel zu „maskieren“.

- Da jede Verstärkerschaltung rauscht, muß die Nachweisschwelle so gewählt sein, daß möglichst jedes Teilchen noch nachgewiesen werden kann, aber die Wahrscheinlichkeit für einen Rauschtreffer sehr gering ist. Die Rauschrate soll eine Größenordnung kleiner als die Teilchenrate liegen. Da die durchschnittliche Trefferrate pro Pixel pro Ereignis etwa  $10^{-4}$  beträgt, soll die Rauschrate kleiner als  $10^{-5}$  sein. Daraus folgt, daß die Nachweisschwelle größer sein muß als das 4- bis 5-fache des Rauschens.
- Desweiteren können Ineffizienzen entstehen durch *Totzeiten* innerhalb der Elektronik. Zum einen wird bei einem Treffer eine gewisse Zeit benötigt, bis dieser verarbeitet ist, zum anderen können zu viele Treffer nachgewiesen werden, so daß die Treffer-Speicher nicht ausreichen.

### 4.1.3 Zeitauflösung

Bei LHC beträgt der Abstand zwischen zwei Kollisionen 25 ns. Dies erfordert von den Detektoren, daß sie ein Signal auf 25 ns genau einer bestimmten Kollision zuordnen können. Dies ist insbesondere eine Herausforderung für die Verstärkerschaltung, da die Anstiegszeit des verstärkten Signals für kleine Eingangssignale größer ist als für große Eingangssignale (sogenannter „Timewalk“, siehe Abbildung 5.3).

Jeder Treffer bekommt eine Ereignisnummer zugewiesen, damit im Falle eines LV1-Triggers der Treffer dem Ereignis zugeordnet werden kann. Schwankt die Nachweiszeit in der Verstärkerschaltung von mehr als 25 ns, bekommen einige Treffer eine falsche Ereignisnummer zugewiesen. Diese werden dann als Rauschtreffer gezählt, oder sie gehen verloren, je nachdem ob die Kollision zu dieser (falschen) Ereignisnummer durch einen LV1-Trigger ausgewählt wird oder nicht.

Gefordert wird der Nachweis von Ladungen im Bereich von  $\frac{1}{5}Q_{mip}$  und  $1.5 - 2.0 \times Q_{mip}$ . Für diesen Bereich muß der Pixeldetektor in der Lage sein, den Treffer dem richtigen Ereignis zu zuordnen. Dabei muß beachtet werden, daß die im Detektor gesammelte Ladung aufgrund von Strahlenschäden stark absinken kann. Um den dynamischen Bereich zu erhöhen, muß die Schwelle so weit wie möglich gesenkt werden.

### 4.1.4 Strahlenhärte

Die Strahlenbelastung wird durch die in Wechselwirkungen entstandenen geladenen Teilchen und durch Neutronen aus Rückstreuungen verursacht.

Radius	Äquivalenter 1 MeV Neutronenfluß $10^{13} \text{cm}^{-2}/\text{Jahr}$	Ionisierende Strahlungsdosis KGy/Jahr
4,75 cm	50	300
10,55 cm	5	30

Tabelle 4.2: Erwartete jährliche Strahlendosen in den inneren beiden Lagen des Pixel-Detektors bei der nominellen Luminosität [16].

Bei kleinen Radien dominieren dabei die geladenen Teilchen. Die Belastung nimmt mit zunehmenden Radius quadratisch ab, so daß die innerste Lage der höchsten Belastung ausgesetzt ist. Die mittlere Strahlendosis bei der geplanten Luminosität von  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  beträgt bei einem Radius von 11 Zentimetern etwa 25 KGy/Jahr [16]. Die Gesamtbelastung beträgt 300 KGy (3 Jahre geringere Luminosität, 7 Jahre volle Luminosität, Sicherheitsfaktor 1,5). Die Belastung in der innersten Pixellage ist um etwa einen Faktor 10 größer. Die Lebensdauer dieser Lage ist auf fünf Jahre begrenzt. Tabelle 4.2 faßt die jährliche Strahlenbelastung für den B-Layer und den Layer 1 zusammen.

Die Elektronik muß in strahlenharter Technologie hergestellt werden. Es stehen weltweit nur zwei industrielle (nicht militärische) Prozesse zur Verfügung. Die Firma Temic bietet einen strahlenharten  $0,8 \mu\text{m}$  SOI Prozess mit zwei Metallagen an, der neben CMOS-Transistoren auch über bipolare Transistoren verfügt. Die Strahlenhärte ist bis 100 KGy garantiert. Messungen haben aber die Funktionalität bis 300 KGy bestätigt.

Die Firma Honeywell stellt ebenfalls einen strahlenharten  $0,8 \mu\text{m}$  SOI-Prozess zur Verfügung. Dieser Prozeß verfügt über drei Metallagen, hat aber keine bipolaren Transistoren. Der Hersteller garantiert eine Strahlenhärte bis 10 KGy.

Eine weitere Möglichkeit zur Herstellung strahlenharter Elektronik scheinen sogenannte „Deep-Submicron“-Prozesse zu sein. Diese Prozesse haben minimale Strukturgrößen von  $0,25 \mu\text{m}$  und weisen eine hohe natürliche Strahlenhärte auf. Die Nutzung dieser normal industriell erhältlichen Prozesse wird zur Zeit untersucht.

#### 4.1.5 Strahlungslänge

Coulomb-Vielfachstreuung der geladenen Teilchen in den einzelnen Pixellagen beeinträchtigt die Spurauflösung der nachfolgenden Komponenten im inneren Detektor. Für die Kalorimeter ist die Entstehung von elektromagnetischen Schauern vor dem Kalorimeter von Nachteil.

Beim Bau des Pixeldetektors muß daher darauf geachtet werden, daß die verwendeten Materialien möglichst wenig zur Strahlungslänge beitragen. Insgesamt soll die Strah-

lungslänge der einzelnen Lagen nicht über 1,5%  $X_0$  liegen. Die mechanische Trägerstruktur und die Kühlkomponenten sind so zu optimieren, daß sie möglichst wenig Material beitragen. Die Elektronik-Chips und die Sensoren sollen gedünnt werden, um den Materialbedarf zu reduzieren.

#### 4.1.6 Leistungsaufnahme

Der gesamte Pixeldetektor soll auf eine Temperatur von  $-7^\circ\text{C}$  gekühlt werden. Dies garantiert eine längere Lebensdauer der Elektronik und der Detektoren. Um die Materialmenge für das Kühlsystem möglichst klein zu halten, wurde die Leistungsaufnahme des Pixeldetektors auf  $0,6\text{ W/cm}^2$  begrenzt. Dies entspricht nach Abzug der Leistung für die digitale Steuerung  $40\ \mu\text{W}$  Leistung pro Pixelzelle. Diese geringe Leistungsaufnahme hat Konsequenzen für die erreichbare Geschwindigkeit der Elektronik.

#### 4.1.7 Zwischenspeicher

Jeder der ca.  $10^8$  Kanäle im Pixeldetektor wird durchschnittlich einmal pro  $10^4$  Ereignisse getroffen. Bei einer Ereignisrate von  $40 \cdot 10^6\text{ s}^{-1}$  sind das  $4 \times 10^{11}$  Treffer pro Sekunde. Da nur ein Bruchteil dieser Trefferdaten für die Ereignisrekonstruktion benötigt wird, müssen die Daten im Detektor zwischengespeichert werden, bis das Triggersystem über das Ereignis entschieden hat.

Dies bedeutet, daß der Pixeldetektor alle Trefferdaten etwa  $2\ \mu\text{s}$  lang speichern muß. Zur Verringerung der Kommunikationsbandbreite zu den weiteren Komponenten (MCC) muß die Zwischenspeicherung direkt auf dem Verstärker-Chip geschehen.

Der Zwischenspeicher ist eine weitere Quelle für Ineffizienzen. Ist er zu klein, gehen Ereignisse oder Teile davon verloren, weil sie nicht mehr aufgenommen werden können. Insbesondere muß darauf geachtet werden, daß nicht bei bestimmten physikalischen Topologien - wie Jets - die Verluste besonders hoch sind.

## 4.2 Aufbau des Pixeldetektors

Der Pixeldetektor (Abbildung 4.1) besteht aus drei zylindrischen Lagen und jeweils fünf Rädern im Vorwärtsbereich. Tabelle 4.3 listet die Eigenschaften der einzelnen Lagen und der Räder nochmal auf.

Eine zylindrische Lage (engl. Layer) wird aus Stangen (engl. Staves), die parallel zur Strahlachse liegen, aufgebaut. Auf jedem Stave werden 13 Module befestigt (Abbildung 4.2). Ein Modul ist die kleinste Einheit im Pixeldetektor. Es besteht aus einem Silizium-Sensor, einem Kontrolchip (MCC) und 16 Verstärkerchips (Abbildung 4.3). Um das Modul an die Spannungsversorgung und die Steuersignale anzuschließen, sind von beiden Seiten entlang der Stave Leitungen geführt. Die Trefferdaten werden über optische Fasern vom Modul zum ROD („Read Out Driver“) geleitet.

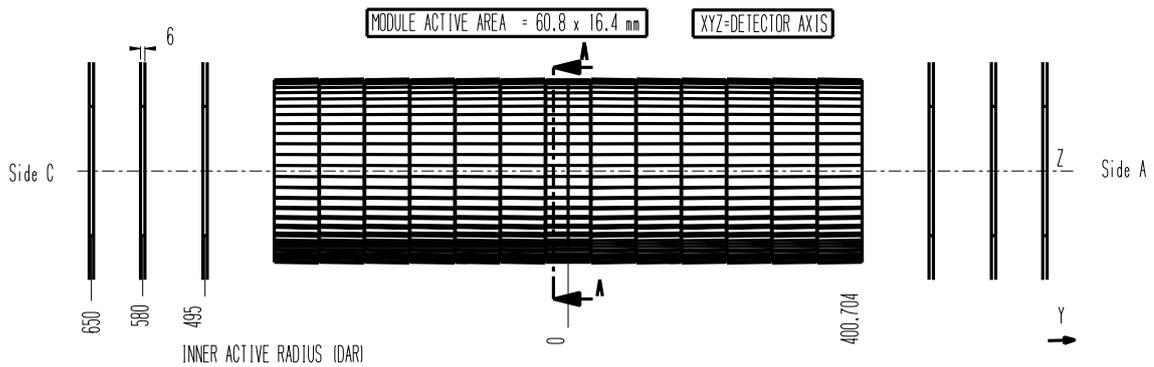


Abbildung 4.1: Querschnitt durch den Pixeldetektor

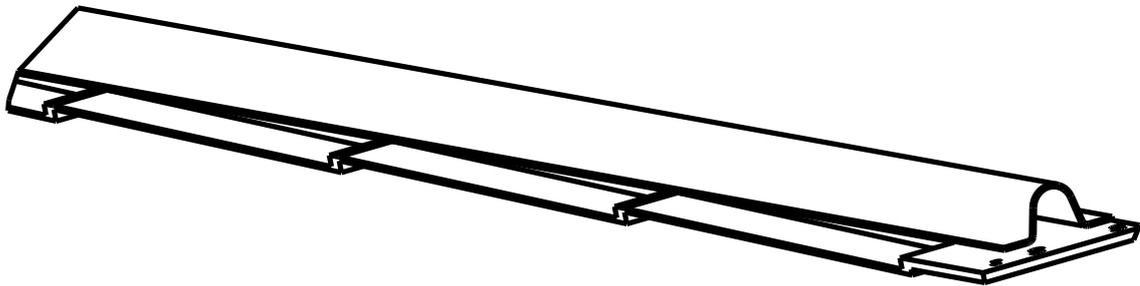


Abbildung 4.2: Ausschnitt einer Stave mit 3 Trägern für Module. Die Module werden auf der Skizze von unten auf die Träger aufgebracht. Um insensitive Bereiche zu vermeiden, überlappen sich die Module. Durch die Halterung für die Modulträger fließt das Kühlmittel.

### 4.2.1 Sensoren

Der Nachweis geladener Teilchen geschieht beim Pixeldetektor mit Siliziumsensoren. Im folgenden werden die Sensorkonzepte für den ATLAS-Pixeldetektor erläutert und die wichtigsten Parameter vorgestellt.

#### Konzept des ATLAS-Pixelsensors

Wie bereits in den vorangegangenen Abschnitten erläutert, ist die Basiseinheit des Detektors das Modul. Dieses besteht aus einem Sensor und der Elektronik.

Lage	$R^b$ (cm)	Anzahl Module in $z$	Anzahl Staves in $R\phi$
B-Layer	4,3	13	18
Layer 1	10,1	13	42
Layer 2	13,2	13	56

Tabelle 4.3: Parameter des zylindrischen Lagen des Pixeldetektors

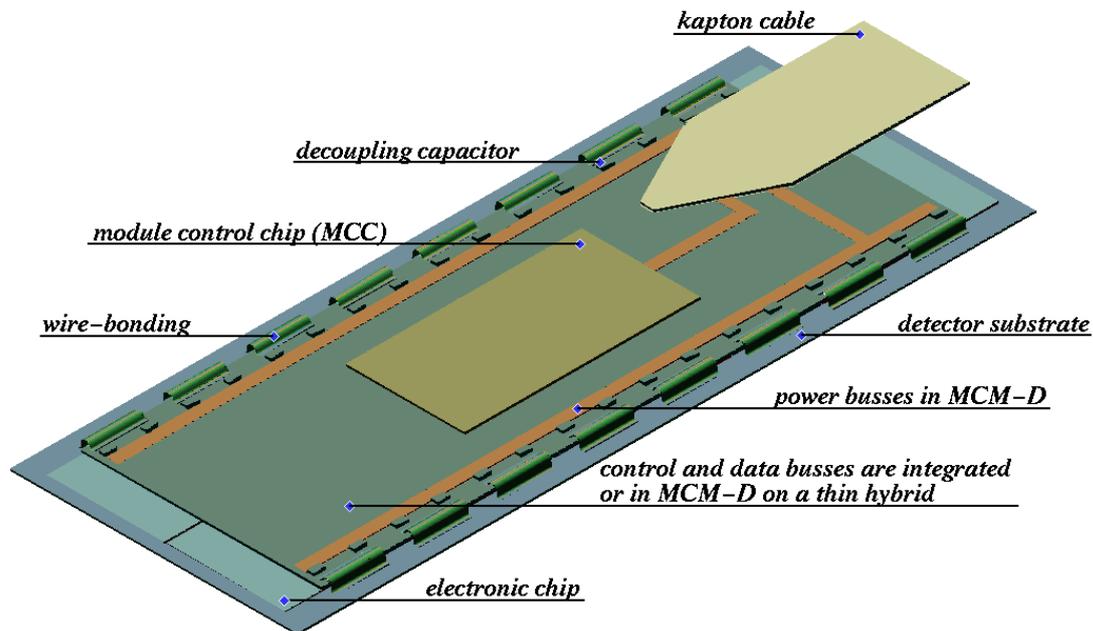


Abbildung 4.3: Schematische Zeichnung eines Moduls

## Geometrischer Aufbau

Der Sensor ist unterteilt in eine Pixelmatrix mit 144 Spalten und 328 Zeilen. Die Pixelgröße beträgt  $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ . Es werden 16 Verstärker-ICs mit diesem Sensor verbunden (siehe Abschnitt 4.2.4)). Diese können nicht aneinander stoßen, sondern brauchen einen Mindestabstand von  $400 \mu\text{m}$ . Dadurch entsteht ein toter Bereich, in dem der Sensor nicht direkt mit der Ausseelektronik verbunden werden kann. Dies wird vermieden, indem die Pixel in den Randspalten (vom Verstärker IC aus gesehen)  $600 \mu\text{m}$  lang sind, d.h. die Spalten 1, 18, 19, 36, 37 usw. In Richtung der Zeilen läßt sich der tote Bereich nicht durch ein Vergrößern der Pixel vermeiden, da die Pixel in diese Richtung nur  $50 \mu\text{m}$  groß sind. Die Sensor-Pixel in dem toten Bereich werden daher zusammen mit anderen Sensor-Pixel im aktiven Bereich an die Elektronik-Pixel angeschlossen (sogenannte „ganged pixel“, siehe Abbildung 4.4). Damit sind Treffer auf diesen Sensor-Pixel nicht mehr eindeutig, aber durch Ausnutzen der übrigen Spurpunkte kann entschieden werden, welches Pixel getroffen wurde.

Es gibt zwei verschiedene Konzepte wie die Versorgungsspannung und Signalleitungen an die Elektronik herangeführt werden soll. Dies resultiert in zwei verschiedenen Modultypen: Tile-1 und Tile-2. Bei Tile-2 Modulen sollen die elektrischen Verbindungen auf dem Sensor bzw. auf einer zusätzlichen Schicht (siehe MCMD) zwischen Sensor und Verstärker-ICs geführt werden. Daher ist dieser Modultyp etwas größer. Die Ab-

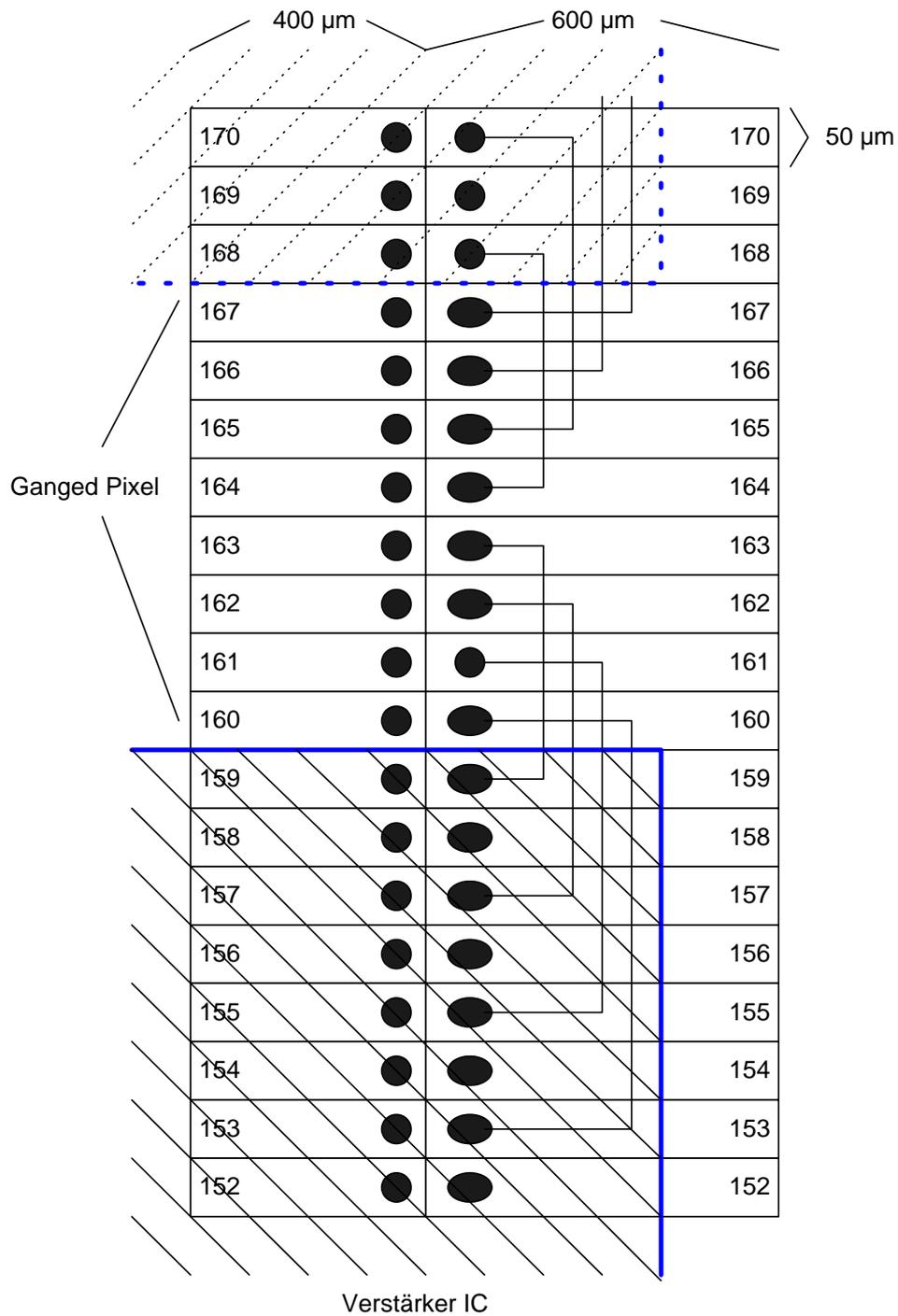


Abbildung 4.4: Schematische Zeichnung des Sensorbereiches zwischen 2 Verstärker ICs in Spalten und Zeilen Richtung

messungen für ein Tile-2 Modul sind  $24,4 \times 62,6 \text{ mm}^2$ , für ein Tile-1 Modul dagegen  $18,6 \times 62,6 \text{ mm}^2$ .

Für Tests der Sensorkonzepte und der Elektronik ist es meistens nicht notwendig ein vollständiges Modul zu betreiben. Daher wurden zusätzlich kleinere Sensoren (single chip sensor) entworfen, die genau auf einen Verstärker-IC passen. Wie beim Modul sind die Sensor-Pixel ab Zeile 160 doppelt angeschlossen, allerdings nur die vier nächsten Pixel. Ebenso sind die Sensorpixel in Spalte 18  $600 \mu\text{m}$  groß, in Spalte 1 sind die Sensorpixel allerdings nur  $400 \mu\text{m}$ .

### Physikalischer Aufbau[27][28]

Bei ATLAS besteht der Sensor des Pixeldetektor aus Silizium und ist in der  $n^+n$  Technologie gefertigt (Abbildung 4.5). Dies bedeutet, daß das Substrat des Sensors aus hochohmigen n-Silizium und die Pixelsegmentierung aus  $n^+$ -Implantationen besteht. Auf der Rückseite befindet sich ein  $p^+$ -Kontakt, der mit dem n-Substrat den pn-Übergang der Detektordiode bildet. Der Rückkontakt darf nicht bis zur Schnittkante reichen, daher ist eine doppelseitige Prozessierung notwendig. Damit die  $n^+$ -Elektroden nicht kurzgeschlossen werden, müssen die Elektroden isoliert werden. Die Techniken werden weiter unten kurz vorgestellt.

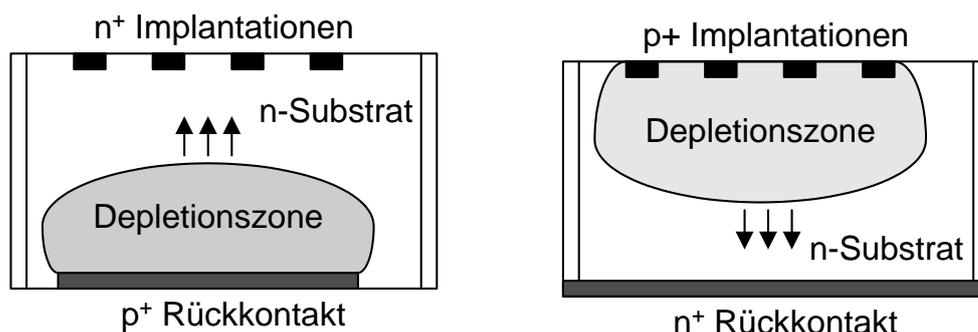


Abbildung 4.5: a) zeigt einen  $n^+n$  Sensor, b) einen  $p^+n$  Sensor

Die  $n^+n$ -Technologie bietet zwei wesentliche Vorteile gegenüber der üblicherweise eingesetzten  $p^+n$ -Technologie (Abbildung 4.5). Zum einen kann der Detektor nach der durch starke Bestrahlung hervorgerufenen Typinversion des n-Substrates mit starker Unterdepletierung betrieben werden. Bei ATLAS ist die maximale Detektorspannung aus technischen Gründen auf  $600 \text{ V}$  beschränkt. Die Strahlenschäden führen dazu, daß Siliziumdetektoren bei den zu erwartenden Schäden nach 10 Jahren bei  $600 \text{ V}$  nicht mehr voll depletiert sind. Da die Elektronik in der Lage ist weitaus kleinere Signale nachzuweisen, ist es wünschenswert die Detektoren auch im unterdepletierten Zustand zu betreiben [29].

Zum anderen können durch die doppelseitige Prozessierung Schutzringe zwischen den Kanten und dem Rückkontakt aufgebracht werden, welche die Detektorkanten auf Erdpotential bringen. Dies erleichtert den Zusammenbau des Sensors mit der Elektronik bzw. mit den Leitungen, die eng an den Detektorkanten vorbeigeführt werden.

Die wichtigsten vier Eigenschaften der Sensoren sind die Kapazität zur Rückseite, die Kapazität zwischen den Pixeln, die maximale elektrische Feldstärke, insbesondere auch nach Strahlenschäden sowie die Ladungssammlung. Die Entwürfe sind hinsichtlich dieser Parameter optimiert, müssen aber verschiedene Kompromisse eingehen.

Die Kapazität eines Pixels sollte möglichst gering sein, da sie die Eingangskapazität für den Vorverstärker darstellt und damit direkte Auswirkungen auf das Rauschen des Vorverstärkers hat. Ebenso sollte die Kapazität zwischen den Pixeln möglichst gering sein, damit Signale in einem Pixel keine Signale in Nachbarpixel induzieren („crosscoupling“ bzw. „Crosstalk“).

Die maximale elektrische Feldstärke im Sensor bestimmt die Durchbruchspannung und begrenzt damit die maximale Depletionsspannung. Bedingt durch Strahlenschäden muß aber die Depletionsspannung erhöht werden, während gleichzeitig im allgemeinen die elektrische Feldstärke im Sensor zunimmt. Bei ATLAS ist technisch die maximale Depletionsspannung auf 600 V begrenzt, d.h. die Sensoren sollen nach der vollen Strahlendosis bei 600 V möglichst voll depletieren und nicht durchbrechen.

Durch den Verlauf des elektrischen Feldes im Pixel kann es zu Bereichen kommen, in denen der Pixel nicht oder weniger sensitiv auf entstehende Ladung ist. Die Ladungssammlung sollte aber möglichst homogen sein.

## 4.2.2 Isolationstechniken

Bei der  $n^+n$  Technologie müssen die  $n^+$  Implantationen voneinander isoliert werden, da durch Oxidladungen eine leitende Elektronen-Akkummulationsschicht gebildet werden kann, die die Pixel kurzschließt. Insbesondere bei hohen Spannungen ist die Wahl der Isolationstechnik der entscheidende Faktor für den Durchbruch des Detektors.

### 1. p-Stop

Üblicherweise werden benachbarte  $n^+$ -Implantationen durch eingefügte  $p^+$ -Implantationen isoliert (Abbildung 4.6). Dies wird als p-Stop Technik bezeichnet.

Der Nachteil besteht in den höheren Fertigungskosten, da für die  $p^+$ -Implantation ein zusätzlicher Prozessierungsschritt notwendig ist. Außerdem müssen die  $p^+$ -Implantationen sehr genau positioniert werden. Eine Überlappung würde zu Zenerdurchbrüchen führen.

### 2. p-Spray

Eine andere Technik zur Isolation ist die sogenannte p-Spray Technik (Abbildung 4.6). Hier wird ein mitteldotiertes Borimplant ohne Maske auf der gesamten  $n^+$ -Seite aufgebracht und an den Stellen der  $n^+$ -Pixel bzw. Streifen durch deren Phosporimplantation überkompensiert. Ein Vorteil dieser Technik ist, daß durch das Fehlen eines photolithographischen Schrittes, die Produktionskosten gesenkt

werden. Nachteilig bei dieser Technik ist die Empfindlichkeit auf die Dotierdosis. Dadurch ist die Spannungsfestigkeit geringer als bei der p-Stop Isolations-technik. Dagegen steigt die Spannungsfestigkeit bei Bestrahlung, d.h. die größte Durchbruchwahrscheinlichkeit liegt vor Bestrahlung. Ein einmal akzeptierter Detektor wird also durch die Strahlenschäden in Bezug auf die Spannungsfestigkeit eher besser als schlechter.

### 3. moderiertes p-Spray

Um die initiale Spannungsfestigkeit der unbestrahlten Detektoren zu erhöhen, wurde eine Variante der p-Spray Isolations-technik entwickelt. Beim sogenannten „moderierten p-Spray“ [30] wird im Übergangsbereich eine niedrigere Dosis implantiert (Abbildung 4.6). Dadurch wird die maximale Feldstärke kleiner. Die steigende Spannungsfestigkeit nach Bestrahlung bleibt jedoch erhalten.

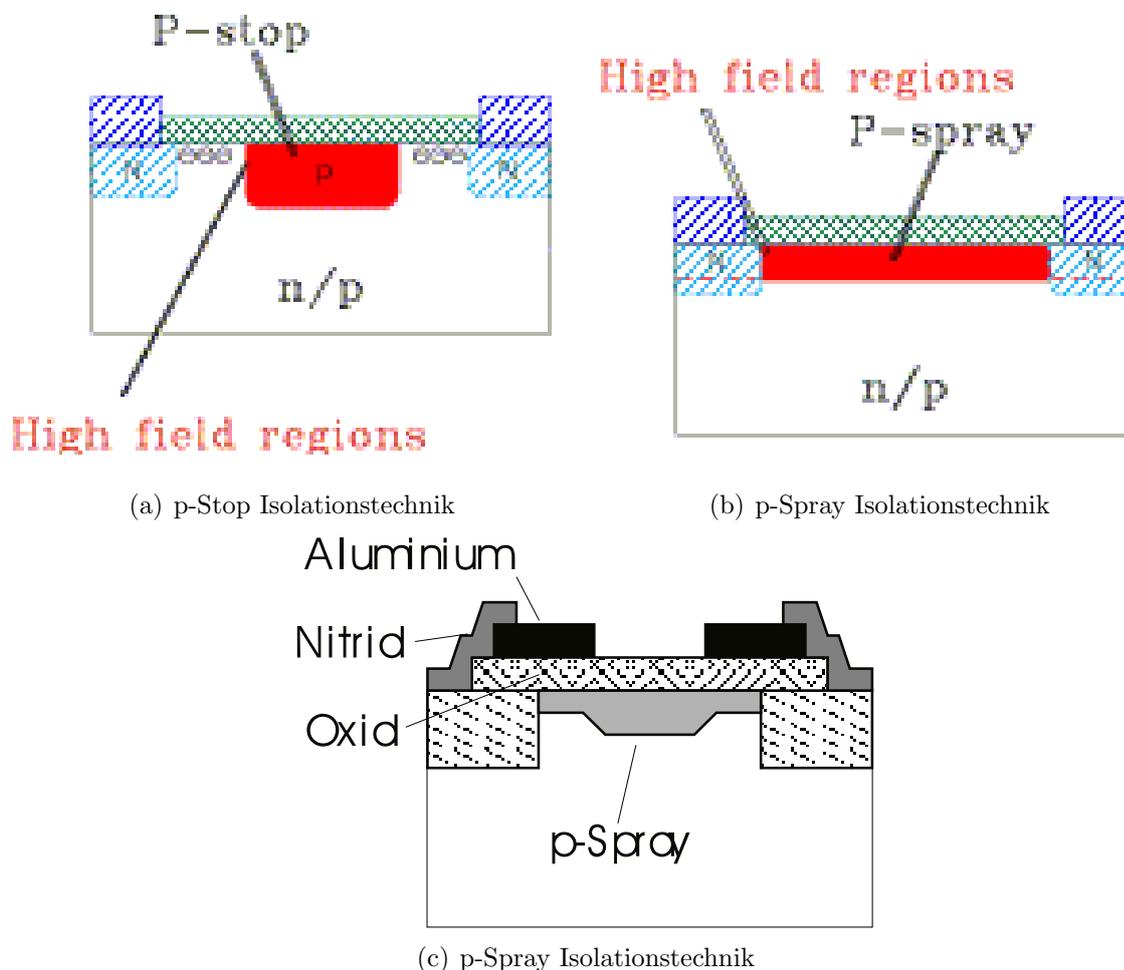


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der verschiedenen Isolations-techniken.

### 4.2.3 Design-Varianten

Da die verschiedenen Parameter starken Einfluß auf die Leistung der Verstärker haben, sind bei der Prototyp Produktion verschiedene Design-Varianten produziert worden [27]. Teststrahlendaten von einigen dieser Varianten sind im Rahmen dieser Arbeit analysiert worden. Daher sollen sie hier kurz vorgestellt werden.

**(S)T1** Die sogenannten Tile-1 Detektoren (ST1 ist die Einzelchipvariante) haben ein p-stop Design.

**(S)T2** Die sogenannten Tile-2 Detektoren haben ein p-Spray Design. Moduldetektoren sind nur als Tile-1 oder Tile-2 Varianten hergestellt worden. Die Begriffe Tile-1 und Tile-2 beziehen sich auf zwei unterschiedliche Aufbauarten. Insbesondere sind die Tile-2 Detektoren groß genug, um einen MCMD-Aufbau zu erlauben. Die Tile-2 Detektoren haben eine  $13\ \mu\text{m}$  breite  $n^+$  Implantation, die umgeben sind von  $6\ \mu\text{m}$  breiten nicht angeschlossene  $n^+$  Ringe<sup>2</sup>.

**SXT** Anti-Crosstalk-Sensor: Hierbei wurde versucht, die Zwischenpixelkapazität so zu verändern, daß das Übersprechen der Signale von einem Pixel auf die benachbarten Pixel minimiert wird.

**SSG** Das „Small Gap Design“ ist ein Tile-2 Sensor, bei dem die  $n^+$ -Implantation  $37\ \mu\text{m}$  breit ist. Der Abstand zwischen den Pixel beträgt  $13\ \mu\text{m}$ .

**SBR** Bricked Pixel: In dieser Designvariante sind die Pixel in einer Spalte jeweils um  $200\ \mu\text{m}$  zu einander versetzt (wie bei einer „Mauer“). Diese Anordnung verbessert die Doppeltrefferauflösung in z-Richtung und reduziert den „Crosstalk“.

### 4.2.4 Bump-Bonding

Die Kontaktierung des Sensors mit der Elektronik ist einer der technologisch herausfordernden Aufgaben beim Bau des ATLAS-Pixeldetektors. Bei jedem der mehr als  $10^8$  Pixel muß der Vorverstärkereingang mit dem Sensor verbunden werden. Dazu wird der Verstärker-Chip kopfüber auf den Sensor gesetzt (sogenannte „flip-chip“-Technologie).

Dabei stellt zwischen dem Sensor-Pixel und dem Elektronik-Pixel eine leitende Kugel (z.B. Indium oder PbSn) die elektrische Verbindung her (sogenanntes „bump bonding“, siehe Abbildung 4.7). Diese Technologie wird bereits erfolgreich in der Industrie eingesetzt, allerdings mit deutlich größeren Strukturen. Für den ATLAS Pixeldetektor müssen im Abstand von  $50\ \mu\text{m}$  eine leitende Kugel mit einem Durchmesser von ca.  $25\ \mu\text{m}$  auf einer  $12\ \mu\text{m}$  großen Öffnung platziert werden. Insgesamt müssen mehr als  $10^8$  solcher bumps gesetzt werden. Dabei sollen weniger als 1 Kontakt-Fehler auf  $10^4$  Pixel gemacht werden.

---

<sup>2</sup>In einer weiteren Version wurden die Ringe weggelassen und die Implantation verbreitert.

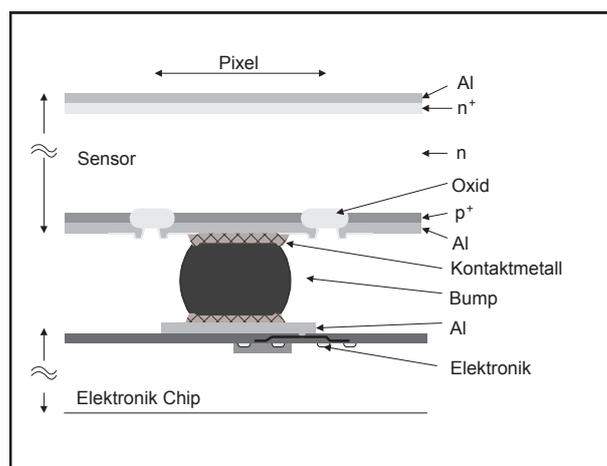


Abbildung 4.7: Skizze eines „Bump-Bonds“ zur Verbindung eines Sensor-Pixel mit einem Elektronik-Pixel.

Nach dem Plazieren der Bump-Bonds auf einer der beiden Komponenten wird die andere Komponente kopfüber auf die Bonds gepresst. Dabei muß eine Alignment der beiden Komponenten mit einer Genauigkeit von wenigen  $\mu\text{m}$  erreicht werden.

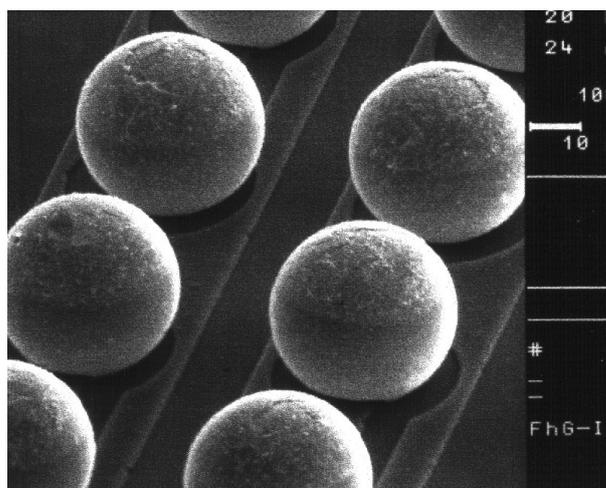


Abbildung 4.8: Photographie von Bump-Bonds in einer Doppelreihe. Der Abstand der Bump-Bonds beträgt  $50 \mu\text{m}$ , der Durchmesser ca.  $25 \mu\text{m}$ .

In der Abbildung 4.8 sind die Bump-Bonds vor dem Verbinden der beiden Komponenten zu sehen.

#### 4.2.5 Elektronik

Im allgemeinen besteht der Verstärker-Chip aus einer Matrix von Verstärkern und Diskriminatoren, die jeweils an den Sensor angeschlossen werden können, sowie einer Logik

für die Trefferverarbeitung. Die Abbildung 4.9 zeigt einen schematischen Aufbau eines Verstärker-Chips. Jede Pixelzelle enthält dabei den Kontakt zum Sensor (bump-bond Pad), sowie einen Verstärker und einen Diskriminator. Die digitale Trefferinformation wird dann an die unten in der Abbildung zu sehende Trefferverarbeitungslogik weitergegeben.

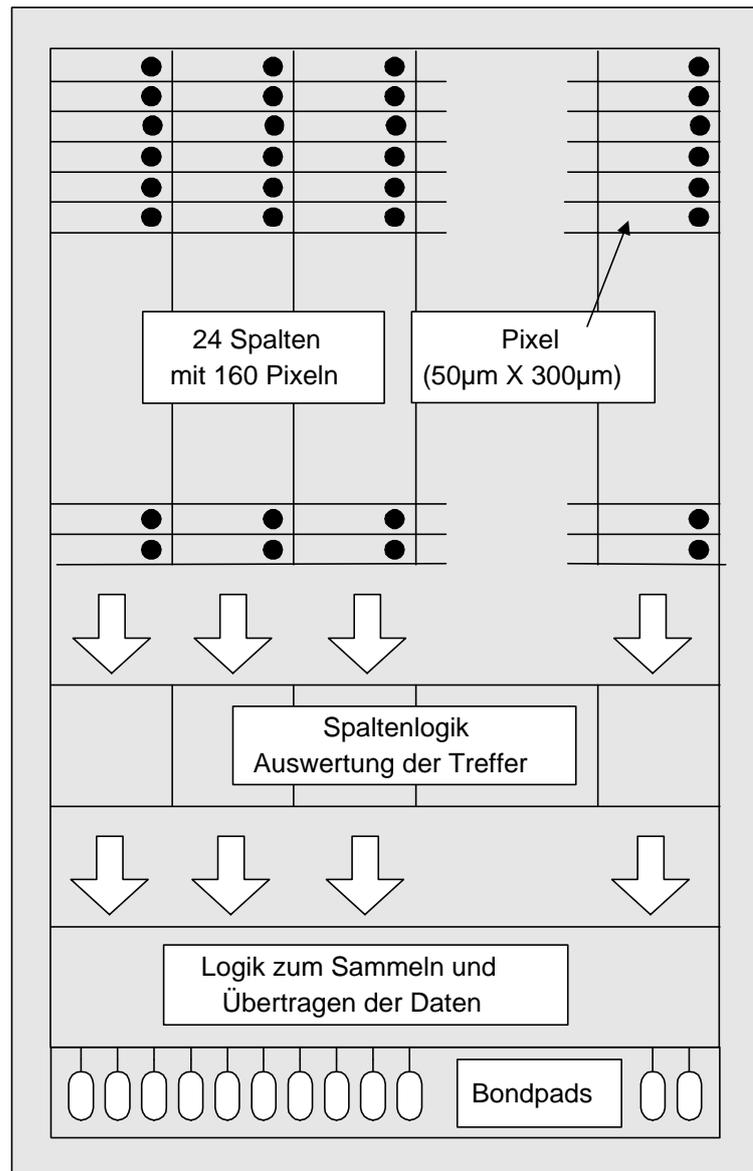


Abbildung 4.9: Schematische Zeichnung der Funktionsweise eines Pixelchips

## Entwicklung der Verstärker Chips

Seit 1995 entwickelt das physikalische Institut der Universität Bonn in Zusammenarbeit mit dem LBNL<sup>3</sup> in Berkeley und dem CPPM<sup>4</sup> in Marseille Verstärker Chips für den ATLAS Pixeldetektor. Zunächst wurden in Diplomarbeiten ([32], [33]) bestehende Prototypen in Hinblick auf die Anforderungen an den ATLAS Pixeldetektor getestet. Diese Tests sollten zunächst nur Aufschluß über die Eigenschaften der Verstärker und über die möglichen Konzepte zur Trefferverarbeitung geben. Abbildung 4.10 zeigt die historische Entwicklung der Verstärker-Chips. Sowohl der BIER ET PASTIS Chip als auch der MareBo<sup>5</sup> wurden zusammen mit dem CPPM entwickelt. Diese Chips enthalten nur die Pixel-Matrix und eine Möglichkeit, alle Treffer auszulesen. Es gibt keine Trefferverarbeitung wie sie bei ATLAS benötigt wird. Aus den Erfahrungen der Tests dieser Chips ist dann die nächste Generation der Prototypen entstanden. Es sind zwei Prototypen entwickelt worden, der FE-A (PIRATE) und der FE-B. Der FE-A basiert auf dem BIER ET PASTIS-Chip, während der FE-B auf dem LBNL-Chip basiert. Beide Prototypen verfügen über identische Ein- und Ausgabe Leitungen und über dasselbe Kommunikationsprotokoll. Ebenso ist die Größe und die Anzahl der Pixel identisch (18 x 160 Pixel a 400 x 50  $\mu m^2$ ). In den folgenden Abschnitten wird die Funktionsweise der Prototypen FE-A und FE-B genauer beschrieben.

### FE-A/C

Der FE-A ist ein Verstärker-IC, der die Ladungssignale eines Sensors in digitale Signalfolgen umwandelt. Er besteht daher aus analoger Elektronik zur Verstärkung und zur Diskriminierung und aus digitaler Elektronik zur Steuerung und Verarbeitung. Der IC ist gemeinsam vom CPPM und dem Physikalischen Institut Bonn entworfen worden und von der Firma AMS mit einem 0,8  $\mu m$  BiCMOS Prozeß gefertigt worden. Der FE-C IC ist eine zweite Variante des FE-As, die ebenfalls von der Firma AMS diesmal mit einem 0,8  $\mu m$  CMOS Prozeß gefertigt wurde. Dabei wurden die bipolaren Transistoren des FE-A durch CMOS-Transistoren ersetzt. Die folgenden Erklärungen gelten für beide ICs.

Die Abbildung 4.11 zeigt den Aufbau des FE-A ICs. Der IC läßt sich in zwei große Blöcke unterteilen. Im oberen Teil der Abbildung befindet sich die Pixelmatrix und im unteren Teil die digitale Logik zur Steuerung des ICs.

Die Pixelmatrix besteht aus insgesamt 2880 Pixel, die in 18 Spalten mit je 160 Zeilen angeordnet sind. In der Abbildung sind mit den gefüllten Kreisen die Verbindungen zum Sensor angedeutet. Wie im Sensorkapitel 4.2.1 erläutert, lassen sich Einzelsensoren sowie Module an den IC anschließen. Jeder Sensorpixel ist an einen Elektronikpixel angeschlossen.

---

<sup>3</sup>UC Lawrence Berkeley National Laboratory

<sup>4</sup>Centre de Physique des Particules de Marseille

<sup>5</sup>Marseille et Bonn

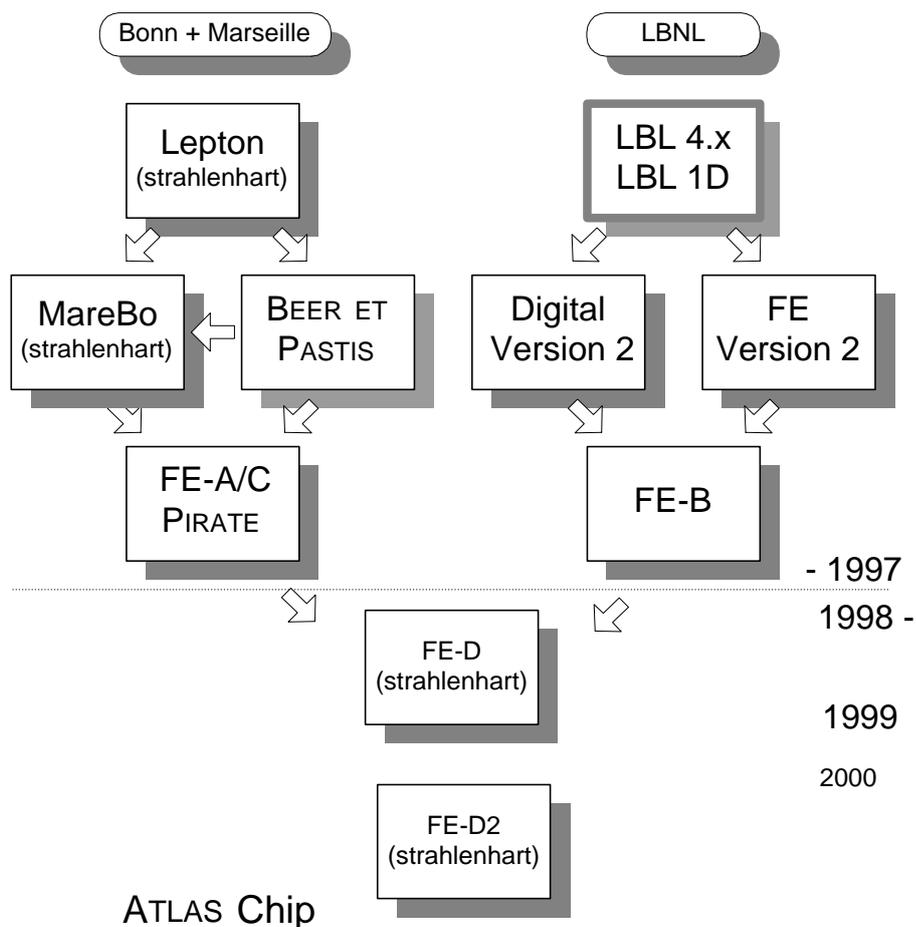


Abbildung 4.10: Der Weg zum ATLAS-Pixelchip

## Pixelzelle

Abbildung 4.13 zeigt eine Elektronikpixelzelle. Das Ladungssignal des Sensors wird in jedem Pixel verstärkt. Das aufintegrierte Signal wird mit einem Diskriminator mit einer von außen eingestellten Schwelle verglichen. Erzeugt ein Ladungssignal ein Spannungssignal, welches größer ist als die eingestellte Schwelle, wird vom Diskriminator ein digitales Signal erzeugt. Dieses Signal zeigt an, daß die Pixelzelle einen Treffer gefunden hat. Der Treffer muß der Trefferverarbeitung mitgeteilt werden. Abbildungen mit Beschreibungen zum Verhalten des Vorverstärker finden sich in Kapitel 5.2.1. Die bisher beschriebene Trefferanzeige besitzt keine Information über die Ladungsgröße, die im Sensor deponiert wurde. Um diese Information zu bekommen und so eine analoge Trefferrekonstruktion durchführen zu können, wird die Ladungsgröße in eine Zeit-Information umgewandelt. Das zeitliche Verhalten des Spannungssignals hinter dem Vorverstärker ist nahezu proportional zur Größe des Signals. In Abbildung 4.13 ist schematisch ein solches Spannungssignal nach dem Vorverstärker gezeigt. Die Zeit, die dieses Signal oberhalb der Schwelle im Diskriminator bleibt, ist also ein Maß für die

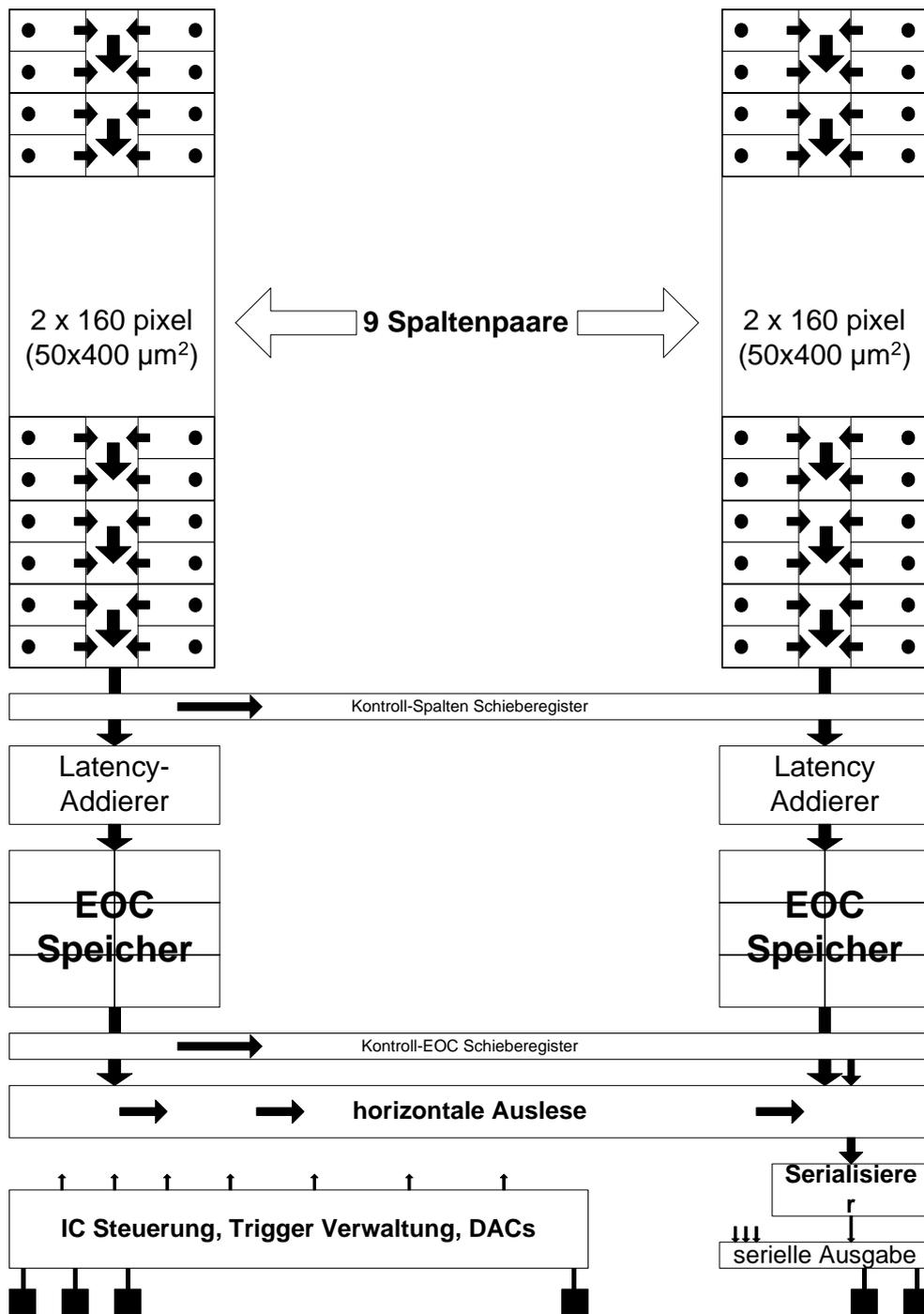


Abbildung 4.11: Konzeptionelle Übersicht der Architektur des FE-A ICs.

deponierte Ladung. Um diese Information weiterzugeben, wird der Trefferverarbeitung der Treffer zweimal zeitlich getrennt mitgeteilt.

Da eine hohe Nachweiseffizienz im Pixeldetektor verlangt, daß möglichst alle Pixel-

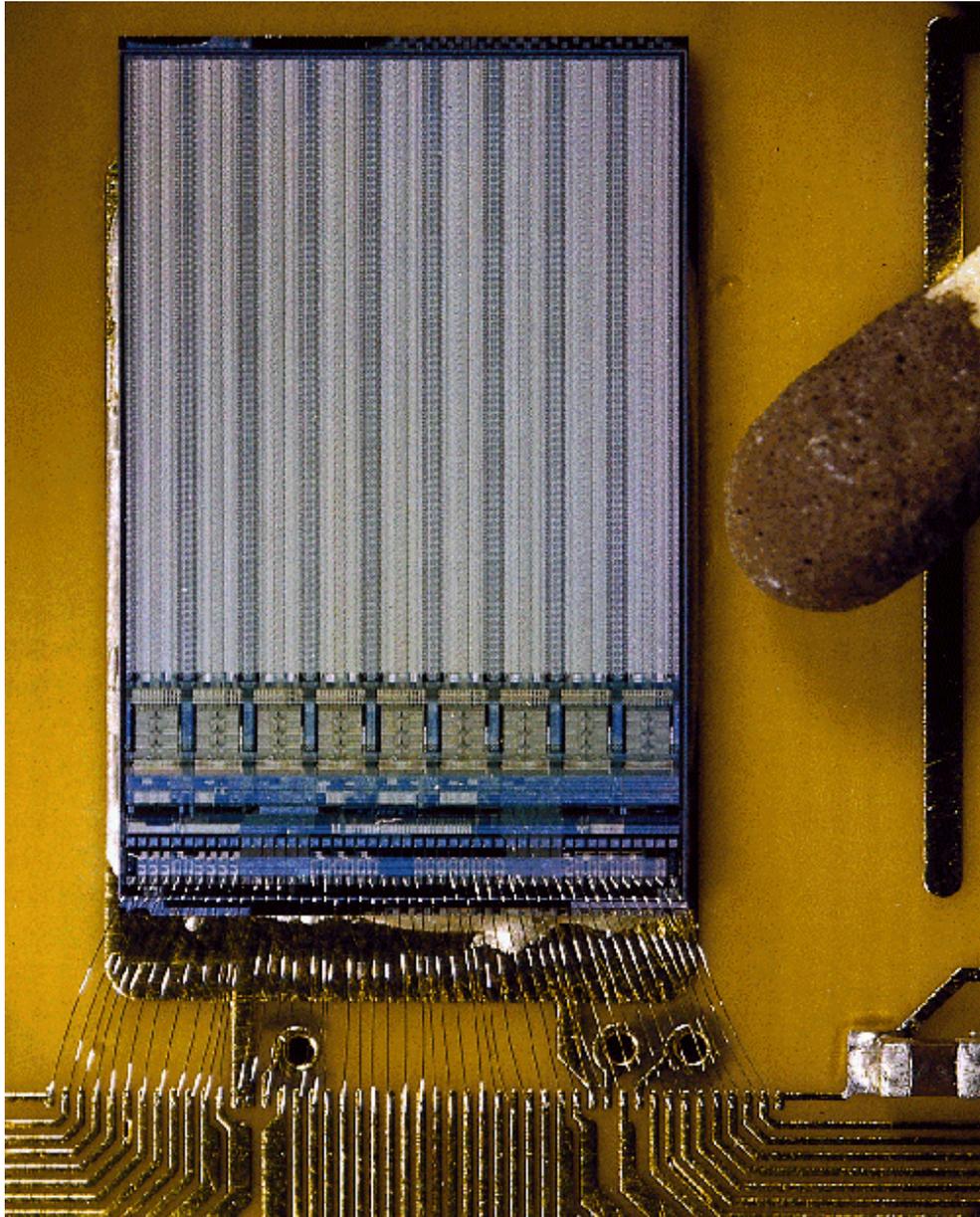


Abbildung 4.12: Photo des FE-A ICs ohne Detektor auf einer Testplatine

zellen funktionieren, sollte jede Pixelzelle einzeln testbar sein. Damit Fehler möglichst frühzeitig erkannt werden können, lassen sich die ICs auch ohne Sensor testen. Dadurch kann sichergestellt werden, daß nur funktionierende ICs bzw. ICs mit einer bekannten Anzahl von Fehler mit den Sensoren verbunden werden.

Im folgenden werden die Eigenschaften der Pixelzelle im FE-A/C aufgelistet.

- Parallel zur Verbindung zum Sensor befindet sich eine Injektionskapazität (etwa 10fF), die in jeder Pixelzelle einzeln einschaltbar ist. Mit einem Spannungspuls

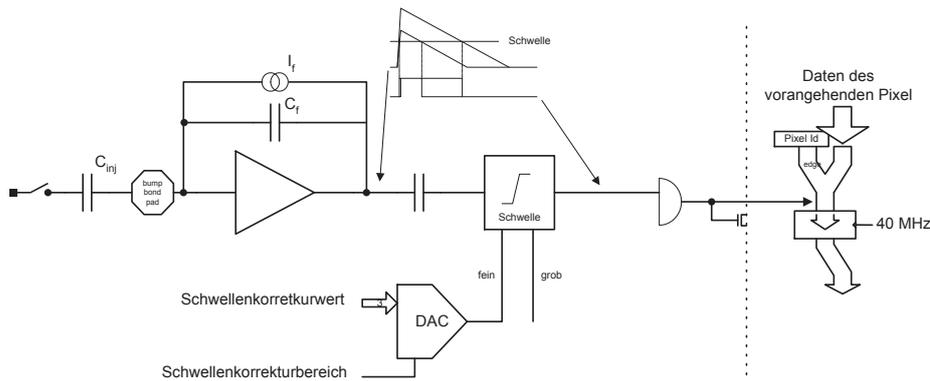


Abbildung 4.13: Schematischer Aufbau einer Pixelzelle

kann von außen eine definierte Testladung in dem Pixel deponiert werden.

- Jede Pixelzelle besitzt einen 3-Bit DAC. Mit diesem läßt sich die Schwelle in jedem Pixel nachregeln, um Unterschiede zwischen den Pixeln auszugleichen.
- Jede Pixelzelle kann einzeln abgeschaltet werden. Treffer aus dieser Zelle werden nicht mehr an die Trefferverarbeitung weitergemeldet.
- Außer der normalen Trefferverarbeitung hat der IC noch eine weitere Möglichkeit, Treffer mitzuteilen. Dafür ist jede Zelle an den Hitbus angeschlossen. Dieser verbindet alle Pixelzellen der Matrix miteinander und wirkt wie ein logisches Oder. Weist eine Zelle einen Treffer nach, wird dieser auf dem Hitbus angezeigt. Es steht keine Information zur Verfügung, die anzeigt, wo der Treffer geschehen ist. Dennoch ist der Hitbus ein ausgezeichnetes Hilfsmittel zum Testen (siehe Kapitel 5).

Jede Pixelzelle besitzt 5 Bits (Injektion, Maskierung, 3 Bit für die Feinjustierung), die über das Pixelschieberegister gesetzt bzw. gelöscht werden können.

Aufgrund der hohen Kollisionsrate bei LHC muß die Trefferverarbeitung die Treffer auf dem IC etwa  $2,5 \mu\text{s}$  zwischenspeichern. Dazu muß neben der Position des Treffers auch der Zeitpunkt bekannt sein. Da aufgrund des beschränkten Platzes in einer Pixelzelle keine Speicherung stattfinden kann, müssen die Treffer in Extraspeicher übertragen werden. Da mehrere Treffer gleichzeitig stattfinden können, müssen alle Treffer einzeln gemeldet werden. Dies geschieht über ein Schieberegister (Abbildung 4.14), welches zwei Pixelspalten miteinander verbindet und aus insgesamt 80 Registern besteht. Zwei Zeilen und zwei Spalten teilen sich jeweils ein Register. Ist in einer Pixelzelle ein Treffer vorhanden, wird die Position der Pixelzelle in die Schieberegisterzelle geschrieben. Die Position wird zur Speicherlogik (Abbildung 4.11 unten) geschoben.

Das Spaltenschieberegister ist mit der Kollisionsrate von LHC (40 MHz) synchronisiert. Das Spaltenschieberegister besteht aus dynamischen Flip-Flops, die ihren Zustand nur

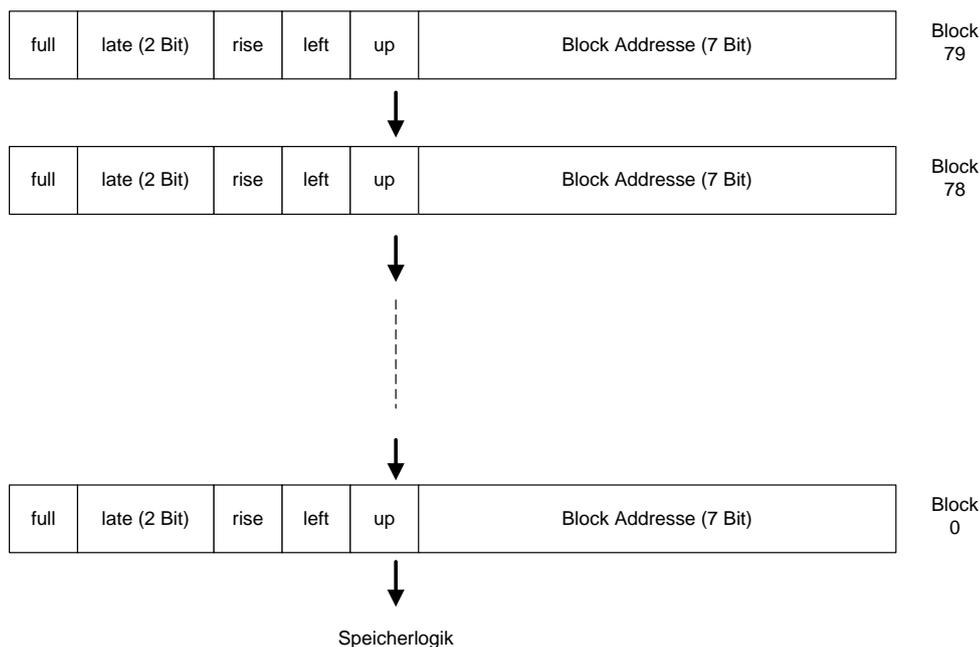


Abbildung 4.14: Die Aufteilung im Spaltenschieberegister

für kurze Zeit speichern können. Einige Takte, nachdem Daten durch eine Schieberegisterzelle getaktet wurden, wird der Takt in dieser Zelle angehalten (sofern keine weiteren Daten folgen). Damit soll der Einfluß der schnellen digitalen Signale auf den empfindlichen Vorverstärker minimiert werden. Da das Schieberegister dynamisch ist, muß dafür gesorgt werden, daß regelmäßig wieder ein Takt an alle Zellen angelegt wird. Dazu wird alle 32.000 Takte in die oberste Zeile eine nicht gültige Position (255) in das Schieberegister geschrieben. Diese wird am Ende wieder herausgefiltert und hat keine Bedeutung für die eigentliche Trefferverarbeitung. Dieser Mechanismus wird „dummy inject“ genannt.

Wenn ein Treffer in eine Schieberegisterzelle geschrieben werden soll, dann kann es passieren, daß bereits Daten, von einem Treffer eines darüber liegenden Pixel in der Zelle vorhanden sind. Damit diese nicht überschrieben werden, wird in den nächsten drei Takten den Treffer in das Schieberegister geschrieben. Falls diese ebenfalls bereits besetzt sind, geht der Treffer verloren. Zwei Bits zeigen die Anzahl der Schreibversuche an (Late-Bits).

### „End-of-Column“

Wird ein Ereignis durch einen Level-1 Trigger selektiert, müssen alle Treffer, die zu diesem Ereignis gehören, dem restlichen Detektorsystem gemeldet werden (siehe Kapitel 3.3.4). Da der Level-1 Trigger in einem festen Abstand zum Ereignis erfolgt, können alle Treffer, die älter sind, verworfen werden. Die Verzögerung zwischen dem Ereignis

und dem Level-1 Signal wird Latency genannt und kann auf dem IC in Viererschritten zwischen 0 und 254 eingestellt werden.

Auf dem FE-A IC wird im Latency Addierer die verbleibende Zeit bis zum erwarteten Eintreffen eines Level-1 Trigger berechnet. Dazu wird von der Latency die Blockadresse und die Anzahl der Schreibversuche abgezogen. Die Position (Blockadresse plus Bits left und up) und die Zeitinformation werden in einen freien Speicher in der EOC (End of Column) geschrieben. Jeder EOC-Speicher besteht aus einem Speicher für die Position, einem Zähler, der die Zeitinformation aufnimmt und einem Speicher für die Ladungsinformation. Die Zähler sind mit der Kollisionsrate von LHC synchronisiert. Ist ein Zähler abgelaufen und erfolgt ein Level-1 Trigger, wird die Zelle für die weitere Verarbeitung markiert. Alle anderen Speicher, bei denen die Zähler abgelaufen sind, werden wieder freigegeben.

Die Ladungsinformation wird durch einen weiteren Treffer in derselben Pixelzelle angezeigt. Das Bit „Rise“ in den Spalteschieberegisterzellen zeigt an, ob der Treffer zu einer steigenden (Rise = 1) oder zu einer fallenden Diskriminatorflanke gehört. Der zeitliche Abstand zwischen den beiden Treffern ergibt die Ladungsinformation in 25 ns Einheiten. Bei einem Treffer, der zu einer fallenden Flanke (Rise = 0) gehört, wird in der EOC die Speicherzelle gesucht, die bereits die Trefferinformation (für Rise = 1) aufgenommen hat. Der Zählerstand ergibt die zeitliche Differenz zwischen beiden Treffern. Dieser wird in der Speicherzelle abgespeichert.

Zur Steuerung und Kontrolle bzw. Datennahme besitzt der IC 48 Ein-/Ausgabeanschlüsse (IO-Pads). Kontaktiert werden können diese durch feine Drähte (Wire-Bonds).

## **Ansteuerung des IC**

Die Ansteuerung des IC geschieht über ein serielles Protokoll. Über eine Leitung (DI) werden Kommandos und Daten an den IC geschickt. Die Daten sind synchronisiert mit dem Kontrolltakt (CCK), während das Signal LD anzeigt, ob Daten oder Befehle geschickt werden. Ein Befehl ist immer 24 Bit lang. Auf einen Befehl folgt immer eine Adresse (5 Bit), die den IC unter maximal 16 ICs auswählt. Das fünfte Bit zeigt an, daß alle ICs gemeint sind (Broadcast). Ein Befehl wird mit einem Wechsel des LD-Signals abgeschlossen. Es können eine beliebige Anzahl von Datenbits folgen, abhängig vom zuvor geschickten Kommando. Tabelle 4.4 listet die wichtigsten Kommandos und die notwendigen Daten auf.

Mit den Kommandos können die Register im FE-A/C beschrieben werden. Ein Register besteht aus einem Schieberegister, in das die Daten über DI geschrieben werden. Mit einem speziellen Befehl wird der Inhalt des Schieberegister in den eigentliche Registerspeicher transferiert. Mit dem Readback-Befehl können die Daten aus dem Register wieder in das Schieberegister geschrieben werden. Dabei lassen sich die folgenden Register beschreiben.

Bit im CmdReg	Name	Beschreibung
1	EN_PIXCLK	aktiviert das Kontrollschieberegister; die Daten werden von DI in das Schieberegister getaktet.
5	LD_DACREG	lädt das DACREG
6	LD_GLOBREG	lädt das GLOBREG
7	READBACK	schreibt Daten aus den Registern in die Schieberegister zurück.
9	EN_INJECT	aktiviert die externe Ladungsinjektion
11	LD_MASK	schreibt den Inhalt des Kontrollschieberegister in das Maskierungsbit in jeder Pixelzelle
12	LD_TUNE0	lädt Bit 0 vom Tune-DAC in jeder Pixelzelle
13	LD_TUNE1	lädt Bit 1 vom Tune-DAC in jeder Pixelzelle
14	LD_TUNE2	lädt Bit 2 vom Tune-DAC in jeder Pixelzelle
15	EN_ANALOG	aktiviert den analogen Testausgang
21	LD_EOCMON	lädt Daten in das EOC Monitoring Register

Tabelle 4.4: Die wichtigsten Kommandos und ihre Bedeutung für den FE-A/C

- GLOBREG - das Globreg enthält allgemeine Steuerungsdaten wie die Ansteuerung für den Ausgabemultiplexer und den Wert für die Latency.
- DACREG - es existieren insgesamt 8 DACs zur Generierung der analogen Steuerströme und Spannungen. Jeder DAC wird mit 8 Bit angesteuert. Das DACREG enthält also  $8 \cdot 8 = 64$  Bits.
- Kontrollschieberegister - Das Kontrollschieberegister verbindet alle Pixel und enthält 1 Bit pro Pixel. Es wird gesondert über das Kommando EN\_PIXCLK aktiviert. (Abbildung 4.15)

Die Ausgabe von Daten geschieht seriell über DO. Ein Multiplexer steuert, welche Daten ausgegeben werden. Ohne Änderung der Einstellung werden die Trefferdaten aus der Pixelmatrix synchronisiert mit der XCK geschrieben. Es kann aber auch der Inhalt der verschiedenen Register ausgegeben werden.

Weitere Eingangssignale sind das Reset-Signal zum Zurücksetzen der digitalen Logik, sowie der Level-1 Trigger, der 40 MHz Takt (XCK) und das Strobe-Signal, welches als ein schnelles, asynchrones Signal für spezielle Tests zur Verfügung steht.

Außer den Kontrollausgängen besitzt der IC nur einen seriellen Ausgang (DO). Die Daten werden mit der XCK synchronisiert ausgegeben. Während der Datennahme werden die zu einem Level-1 gehörenden Treffer über diese Leitung mit einem speziellen Protokoll ausgegeben. Zu jedem Level-1 Signal antwortet der IC mit mindestens einem Datenwort, welches das Ende des Datenstroms anzeigt. Sind Treffer vorhanden, werden diese zuvor ausgegeben. Jeder Treffer besteht aus einer Triggernummer, der

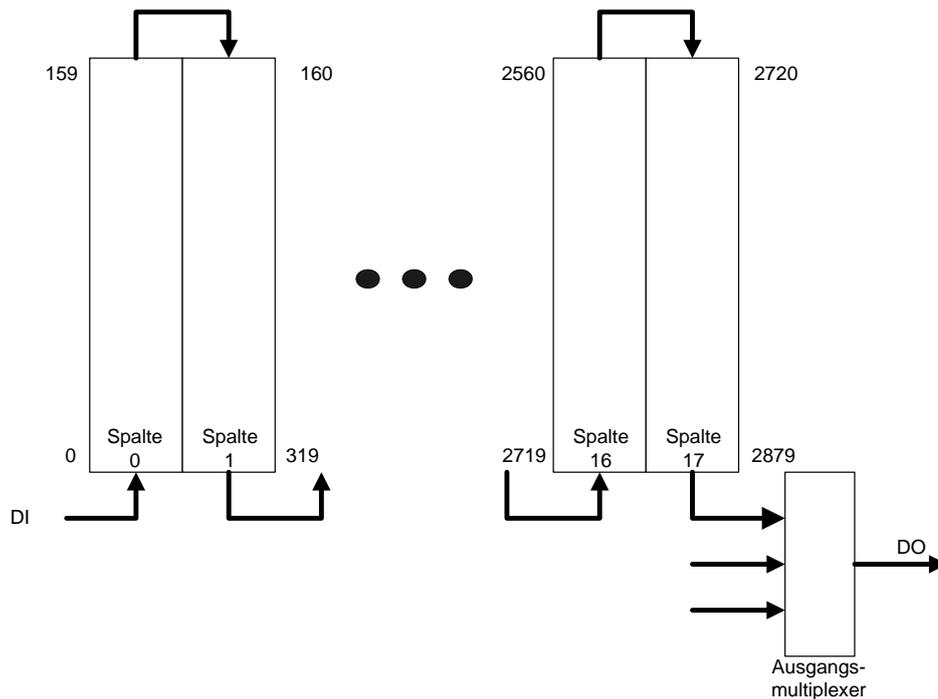


Abbildung 4.15: Skizze des Pixelkontrollschieberegister. Über DI werden mit der CCK die Daten zu dem Kommando EN\_PIXCLK in das Pixelkontrollschieberegister eingetaktet. Über DO können die Daten aus dem Schieberegister wieder zurückgelesen werden. Die Nummern neben den Spalten deuten die Nummerierung der Pixel in einigen Abbildungen an.

Zeile und Spalte sowie der Ladungsinformation. Der IC kann insgesamt Daten zu 16 verschiedenen Level-1 Trigger ausgeben.

Die beiden wichtigsten Kontrollausgänge auf dem IC sind der Hitbus und ein Vorverstärkerausgang. Der Hitbus zeigt an, ob in einer nicht maskierten Zelle ein Treffer vorhanden ist. Der Vorverstärkerausgang ist an den Vorverstärker des Pixel 17/0 (Spalte/Zeile) angeschlossen.

Der IC benötigt eine digitale Versorgungsspannung ( $V_{DDD}$ ), sowie zwei analoge Versorgungen ( $V_{DDA}$  und  $V_{CCA}$ ) und zwei weitere Spannungen ( $V_{comp}$  und  $V_{th}$ ) zum Einstellen der Schwelle in allen Pixel.

## FE-B

Der FE-B IC ist eine Weiterentwicklung des Verstärker-IC des LBNL. Die Ansteuerung des IC und die Größe ist identisch mit der des FE-A ICs. Damit können Testumgebungen und Sensoren zwischen den beiden ICs ausgetauscht werden. Die Implementierung der Pixelzelle sowie das Konzept der Trefferverarbeitung unterscheidet sich allerdings

stark vom Design des FE-A.

Die Ladung wird über den Sensorkontakt oder eine Injektionsleitung am Vorverstärkereingang deponiert. Das Vorverstärkersignal wird von zwei Diskriminatoren mit voreinstellbaren Schwellen verglichen. Der obere Diskriminator ist für die Zeitinformation zuständig und besitzt dementsprechend eine kleinere Schwelle. Der zweite Diskriminator hat eine höhere Schwelle und entscheidet, ob der Treffer gültig ist oder nicht. Wenn ein gültiger Treffer gefunden wurde, wird die Trefferzeit von dem oberen Diskriminator genommen. Damit wird die Zeitvariation in der Pixelzelle minimiert.

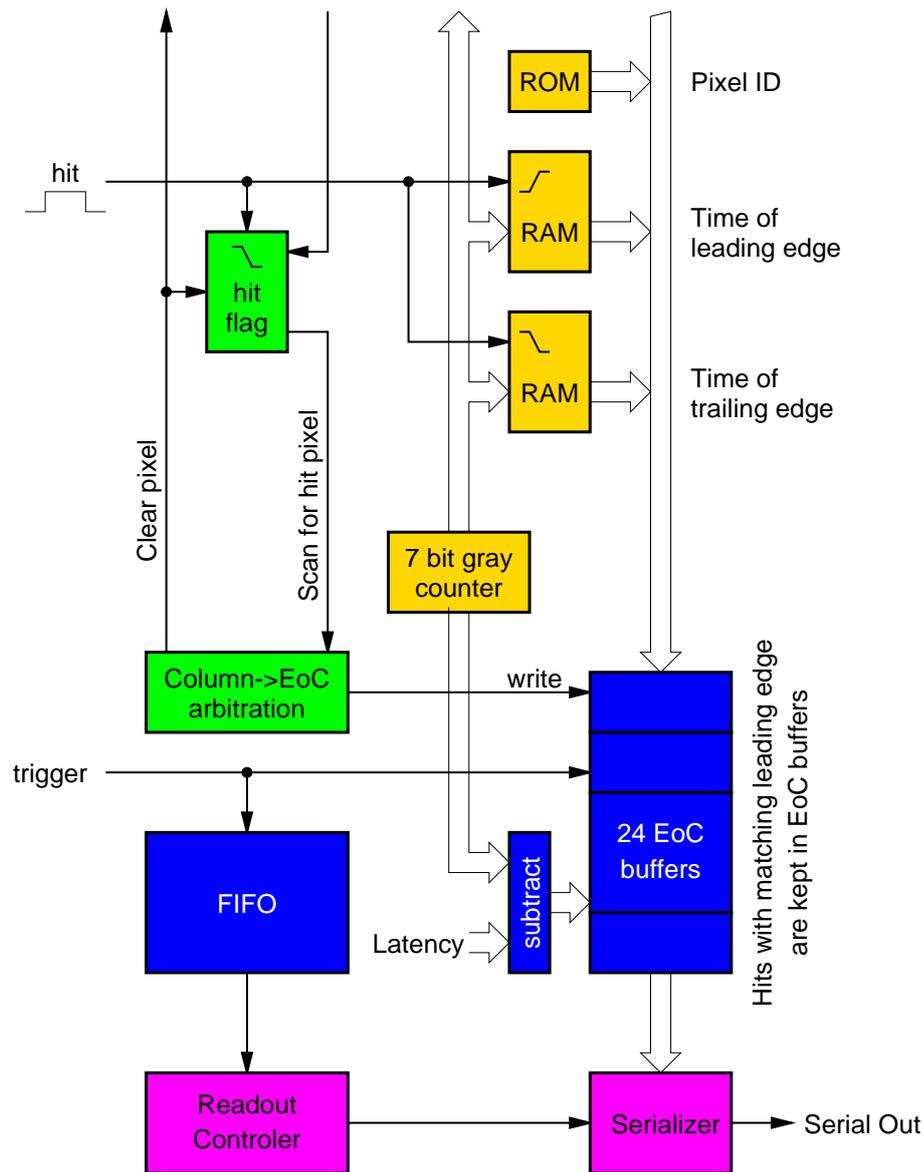


Abbildung 4.16: Konzept der Pixelzelle im FE-B

Die Abbildung 4.16 zeigt schematisch das Konzept der Trefferverarbeitung im FE-B

IC. Der Treffer wird an die End-of-Column (EOC) Logik gemeldet und in der Pixelzelle zwischengespeichert. Im Falle eines Treffers wird ein Scanner in dem Spaltenpaar gestartet, der von oben nach unten alle Treffer aus der Spalte ausliest. Dies geschieht, indem von oben die erste Pixelzelle, die einen Treffer meldet, selektiert wird. Die Adresse der Pixelzelle wird zusammen mit der Trefferzeit in einen freien End-of-Column Speicher geschrieben. Anschließend wird die Pixelzelle als frei markiert und die nächste getroffene Pixelzelle selektiert. Der Scanner läuft mit einer Geschwindigkeit von 10 MHz, d.h. alle 100ns kann ein Treffer in einen End-of-Column Speicher geschrieben werden. Durch eine Anhäufung vieler Treffer in einer Spalte kann es dazu kommen, daß ein Level-1 Trigger gegeben wird, bevor alle Treffer aus der Spalte ausgelesen sind. In diesem Fall gehen die Treffer verloren. Wie beim FE-A werden die gespeicherten Treffer im Falle der Koinzidenz mit dem Level-1 Trigger seriell weggeschrieben. Das Datenformat ist dabei nahezu identisch.

#### 4.2.6 MCC

Auf jedem Modul befinden sich 16 Verstärker ICs, die unabhängig voneinander Treffer registrieren und diese über das serielle Protokoll ausgeben. Sowohl die Ansteuerung der Verstärker-ICs als auch die Ausgabe der ICs muß auf dem Modul koordiniert und zusammengefaßt werden. Dies ist die Aufgabe des Modul-Control-Chip (MCC) [11]. Er wird zusätzlich zum Sensor und zu den 16 ICs auf dem Modul befestigt und regelt die Kommunikation zwischen den einzelnen Verstärker-IC und der Elektronik außerhalb des Detektors.

Der MCC wurde am INFN in Genua entwickelt. Abbildung 4.17 zeigt den Datenfluß im Pixeldetektor. Die in einem Verstärker-Chip nachgewiesenen Treffer werden zunächst an den MCC weitergegeben, der seinerseits die Daten an die ROD weitergibt.

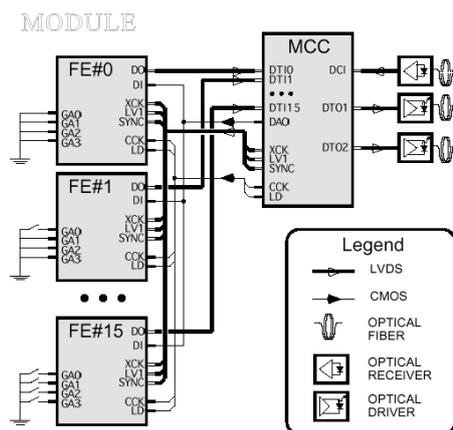


Abbildung 4.17: Datenfluß im Pixeldetektor

Der MCC steuert über eine Datenleitung (DTO) alle Verstärker-ICs, die anhand ihrer geographischen Adresse unterschieden werden. Der MCC hat 16 Dateneingänge (DI0-

DI15), über die er die Trefferinformationen von den Verstärker-ICs erhält. Die Ausgabe der Treffer ist innerhalb der Verstärker-ICs nicht synchronisiert, d.h. ein Ereignis kann in einem Verstärker-IC früher ausgegeben werden als in einem anderen. Daher muß der MCC warten, bis alle Verstärker-ICs auf einen Level-1 Trigger reagiert haben.

#### 4.2.7 Modul (Flex/MCMD)

Für die Zuführung der Signalleitungen und der Spannungsversorgungen wird ein Anschluß an das Modul benötigt. Der MCC muß ebenfalls auf dem Modul befestigt und angeschlossen werden. Für den ATLAS Pixeldetektor werden zwei Techniken diskutiert.

**Flex** Bei der Flex-Technologie werden die Signal- und Versorgungsleitungen auf einer Kaptonfolie geführt. Der MCC wird auf diese Folie oben aufgeklebt, während der Sensor von unten an die Folie geklebt wird. Die Elektronikchips müssen unter dem Sensor hervorschauen. Für jede Verbindung zwischen Elektronikchip und Flex muß ein eigener Wirebond gesetzt werden. Auf der Kaptonfolie können diskrete Bausteine wie Kapazitäten aufgebracht werden. [37]

**MCMD** Die „multi chip module“ Technologie (MCMD) ermöglicht eine drahtlose Verbindung zwischen den Versorgungsleitungen und den einzelnen Chips. Bei der MCMD-Technologie werden auf einem hoch-ohmigen Silizium verschiedene leitenden Lagen, die durch Dielektrika getrennt sind, aufgebracht. Als Leitermaterial wird Aluminium, als Dielektrikum Benzozyklobutan (BCB) verwendet. Die MCMD Schicht soll sich zwischen den Auslesechips und dem Sensor befinden, d.h. die Verbindungen zwischen den einzelnen Elektronik- und Sensorpixel werden durch das MCMD geleitet (Abbildung 4.19). Dies ermöglicht allerdings auch eine Trennung der Sensorgeometrie von der Elektronikgeometrie, da die Verbindungen im Prinzip beliebig auf dem MCMD geführt werden können. Diese Option ist insbesondere für das „bricking“ interessant, da die Geometrie der Elektronikchips dafür nicht geändert werden muß.[36]

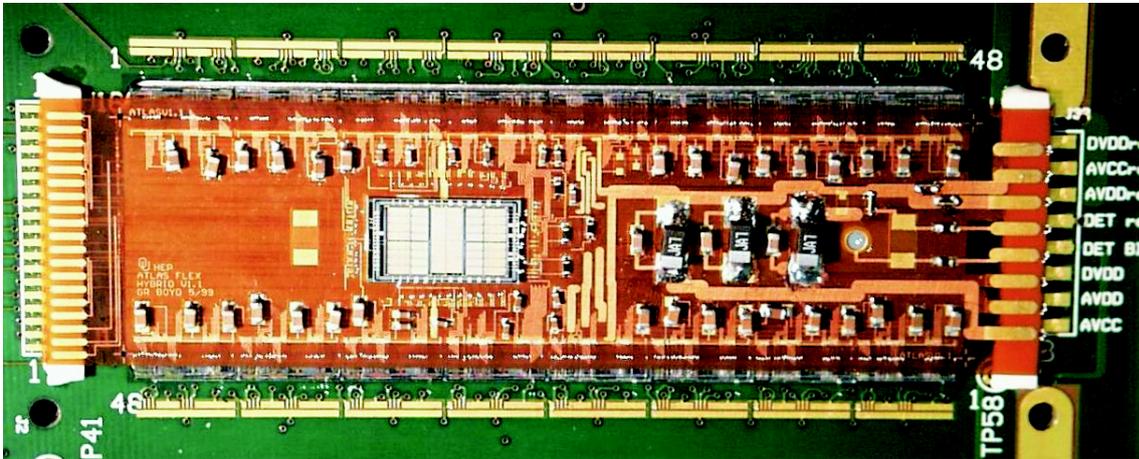


Abbildung 4.18: Photo eines Flex-Moduls.

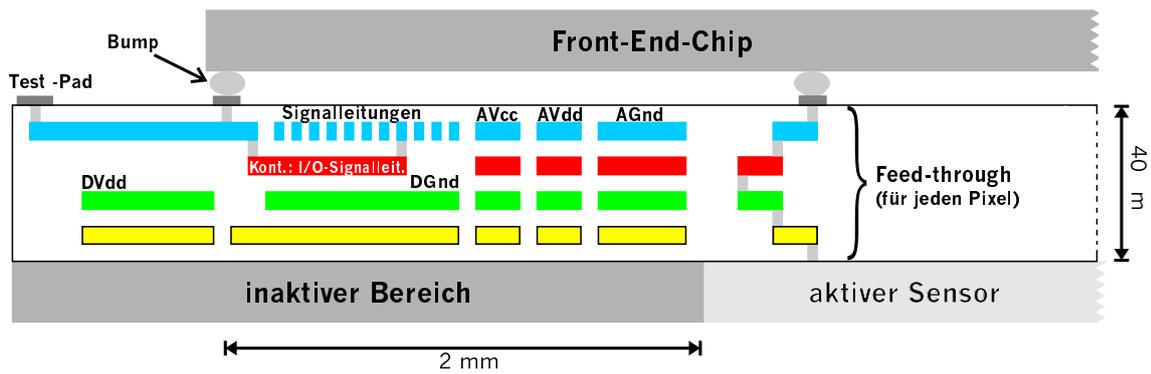


Abbildung 4.19: Querschnitt durch ein MCMD-Modul

# Kapitel 5

## Labor-Messungen

Nach der Entwicklung und der Herstellung der ICs müssen diese überprüft und charakterisiert werden. Zwischen Entwicklung und den ersten Tests mit den ICs liegen etwa zwei bis drei Monate, die die Firmen zur Herstellung brauchen. In dieser Zeit kann das Testsystem aufgebaut und überprüft werden. Sowohl der FE-A IC als auch der FE-B IC sind ungeschnitten auf einem Wafer geliefert worden. Zum Testen wird ein Wafer zerschnitten und die einzelnen ICs auf dem vorbereiteten Testsystem getestet. Zunächst wird die Korrektheit der verschiedenen Schaltungen überprüft. Anschließend wird das Verhalten des ICs ohne Sensor charakterisiert. Parallel wird der FE-A IC beim Fraunhofer Institut IZM und der FE-B bei der Firma Boeing mit Sensoren verbunden (bump-bonding). Für die ersten Tests im Labor und im Teststrahl ist es nicht notwendig, ganze Module mit 16 ICs zu verwenden. Daher werden einzelne ICs mit entsprechend kleineren Sensoren verbunden (siehe Kapitel über Sensordesign). Messungen im Labor zeigen den Einfluß des Sensors auf die Elektronik.

Ein praxisnaher Test für die Pixeldetektoren sind die Messungen im Teststrahl. Diese werden im nächsten Kapitel beschrieben.

### 5.1 Testsysteme

Die Abbildung 5.1 zeigt den schematischen Aufbau der Testkonfigurationen.

Es gibt drei verschiedene Testanwendungen. Die einfachste Variante ist ein einzelner IC mit oder ohne Sensor. Dieser befindet sich auf einer Single Chip Card<sup>1</sup>. Module werden auf einer Module Support Card<sup>2</sup> aufgebracht. Die Anschlußleitungen sind identisch mit denen der Einzel-ICs.

Die dritte Variante besteht aus einer Nadelkarte, die dazu dient, ICs auf einem unzerschnittenen Wafer zu testen. Die Nadelkarte erlaubt eine direkte Kontaktierung der

---

<sup>1</sup>Die Single Chip Card (SCC) wurde am LBNL entwickelt.[34]

<sup>2</sup>Die Module Support Card (MSC) wurde vom INFN Genua entwickelt.[35]

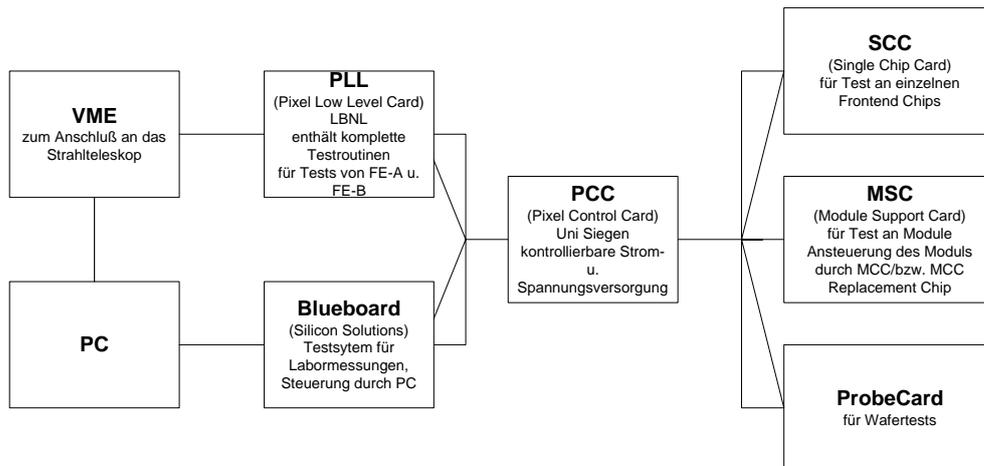


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des Komponenten im Testsystem

ICs (ohne Wirebonds), so daß die ICs nach den Messungen weiterverarbeitet werden können.

Die Testsysteme benutzen die gleichen Signalleitungen, daher können sie von derselben Steuerelektronik bedient werden. Lediglich die Software muß entsprechend eingestellt werden.

Die Spannungsversorgung wird durch die Power-Control-Card<sup>3</sup> gesteuert. Eine genauere Beschreibung findet sich im nächsten Abschnitt.

Für die Steuerung der Messungen stehen zwei Systeme zur Verfügung. Das Blue-Board ist ein in der Uni-Bonn entwickeltes allgemeines Testsystem für ICs. Dieses wird inzwischen von der Firma SiliconSolutions weiterentwickelt. Die PLL ist ein speziell für die Pixel-FrontEnd ICs vom LBNL entwickeltes Testsystem. Beide Systeme lassen sich über einen PC steuern.

### 5.1.1 PCC

Die PCC (Power-Control-Card)[24] versorgt den Verstärker-IC bzw. das Modul mit den notwendigen Spannungen. Die digitalen Signale werden nicht verändert. Bei einigen Signalen besteht die Möglichkeit diese zeitlich um einige Nanosekunden zu verzögern (z.B. LV1). Weiterhin werden die Signale durch einen FPGA geleitet, in dem sie bei Bedarf verarbeitet werden können. Die Spannungsversorgung kann mittels eines Mikrocontrollers gesteuert werden. Es befinden sich drei programmierbare Spannungen mit geringer Stromaufnahme ( $V_{comp}$ ,  $V_{thr}$ ,  $V_{cal}$ ) und vier manuell verstellbare Spannungen ( $V_{ddd}$ ,  $MV_{ddd}$ ,  $V_{dda}$ ,  $V_{cca}$ ) mit hoher Stromaufnahme auf der PCC.

<sup>3</sup>Die Power-Control-Card (PCC) wurde von der Uni-Siegen entwickelt.

### 5.1.2 Blue-Board

Das Blue-Board-System[25] besteht aus einer Hauptplatine, auf der sich ein FPGA zur Kommunikation mit einer PC-Einsteckkarte befindet. Der FPGA kann insgesamt 40 „Slots“ ansteuern, die mit verschiedenen Steuerkarten ausgerüstet werden können. Der Testaufbau für den FE-A IC benötigt nur digitale Steuerleitungen, da alle analogen Signale von der PCC generiert werden. Insgesamt werden 20 digitale Steuerleitungen zur Ansteuerung der PCC und des Frontend-Chips benötigt. Die Steuersequenzen werden mit dem PC generiert; dadurch wird nicht die vorgesehene Geschwindigkeit von 5 MHz (CCK) bei der Ansteuerung der Verstärker-ICs erreicht. Da diese aber im allgemeinen auch bei niedrigeren Geschwindigkeiten funktionieren, ist dies kein Nachteil. Lediglich der MCC läßt sich nicht mit der niedrigen Taktrate betreiben, so daß sich mit diesem Testaufbau kein Modul mit voller MCC Auslese betreiben läßt. Das Photo 5.2 zeigt den verwendeten Aufbau.



Abbildung 5.2: Photo des „Blue-Boards“. Der Aufbau ist unterteilt in drei Bereiche. Links befindet sich der FPGA, in der Mitte die „Slots“ mit einigen Steuerkarten, rechts befindet sich das Testobjekt. Das Flachbandkabel links ist mit dem PC verbunden.

Das Programm zur Ansteuerung des Blue-Board-Systems wurde mit dem C++-Builder der Firma Borland geschrieben und ist ein Windows-95 Programm.

### 5.1.3 PLL

Die PLL[34] ist eine VME-Einsteckkarte. Das Kernstück der PLL ist ein FPGA, der die Verstärker-ICs ansteuert. Die notwendigen Daten für den Verstärker-IC bzw. die Ergebnisse werden in Speichern auf der PLL gespeichert und für den Abruf durch den PC (oder andere an den VME-Bus angeschlossene Geräte) bereit gehalten. Die PLL kann vorprogrammierte Sequenzen ausführen. Es lassen sich selbst komplizierte

Messungen vollständig innerhalb der PLL durchführen. Die Ergebnisse werden direkt als Histogramme auf der PLL gespeichert und können nach Durchführung der Messung vom PC ausgelesen werden.

Die Ansteuerung der PLL erfolgt mittels eines am LBNL entworfenen Testprogramms, welches in der LabWindows (National Instruments) Umgebung erstellt wurde. Ein Teil der in C geschriebenen Routinen werden im Teststrahl-Datennahmesystem wiederverwendet.

## 5.2 Messungen am FE-A/C

Für die meisten Messungen an dem FE-A/C Chips wurde das Blue-Board-System benutzt.

### 5.2.1 Vorverstärker

Mit Hilfe des analogen Testausgangs läßt sich das Verhalten des Vorverstärkers direkt beobachten. Abbildung 5.3 zeigt das Vorverstärkersignal für verschiedene Eingangsladungen. Man erkennt den schnellen Anstieg, der für die unterschiedlichen Eingangsladungen ähnlich steil ist. Die Zeitdifferenz in den Anstiegen ist die Ursache für den „Timewalk“.

Die Amplitude des Vorverstärkersignals ist proportional zur injizierten Ladungsmenge. Der lineare Abfall des Vorverstärkersignals ermöglicht die Messung der Ladungsmenge über die Zeit, die das Vorverstärkersignal oberhalb der Diskriminatorschwelle ist.

Der Abfall des Vorverstärkersignals läßt sich über den „Feedback“strom beeinflussen. Der „Feedback“strom ist der Strom mit dem die Vorverstärkerkapazität entladen wird. In Abbildung 5.4 sind verschiedene Vorverstärkersignale für eine feste Ladung und verschiedene „Feedback“ströme gezeigt. In dieser Arbeit wurde der „Feedback“strom so eingestellt, daß das Vorverstärkersignal nach 500 ns zur Null-Linie zurückkehrt.

### 5.2.2 Schwellen- und Rauschmessungen

Wie in Abschnitt 4.2.5 dargelegt, enthält jede Pixelzelle einen Diskriminator, der das Ausgangssignal des Vorverstärkers mit einer von außen angelegten Spannung vergleicht. Ist das Vorverstärkersignal größer als die angelegte Schwelle, dann ändert der Diskriminator seinen Ausgangszustand.

Die Ladungsmenge, die notwendig ist, um in einem Pixel einen Treffer zu erzeugen, wird als Schwelle bezeichnet. Das verstärkte Ladungssignal ist gerade groß genug, damit der Diskriminator seine Ausgangsspannung ändert. Im Idealfall werden keine Treffer für alle Ladungen kleiner als die Schwelle erzeugt, und für jede Ladung größer als die Schwelle wird ein Treffer erzeugt.

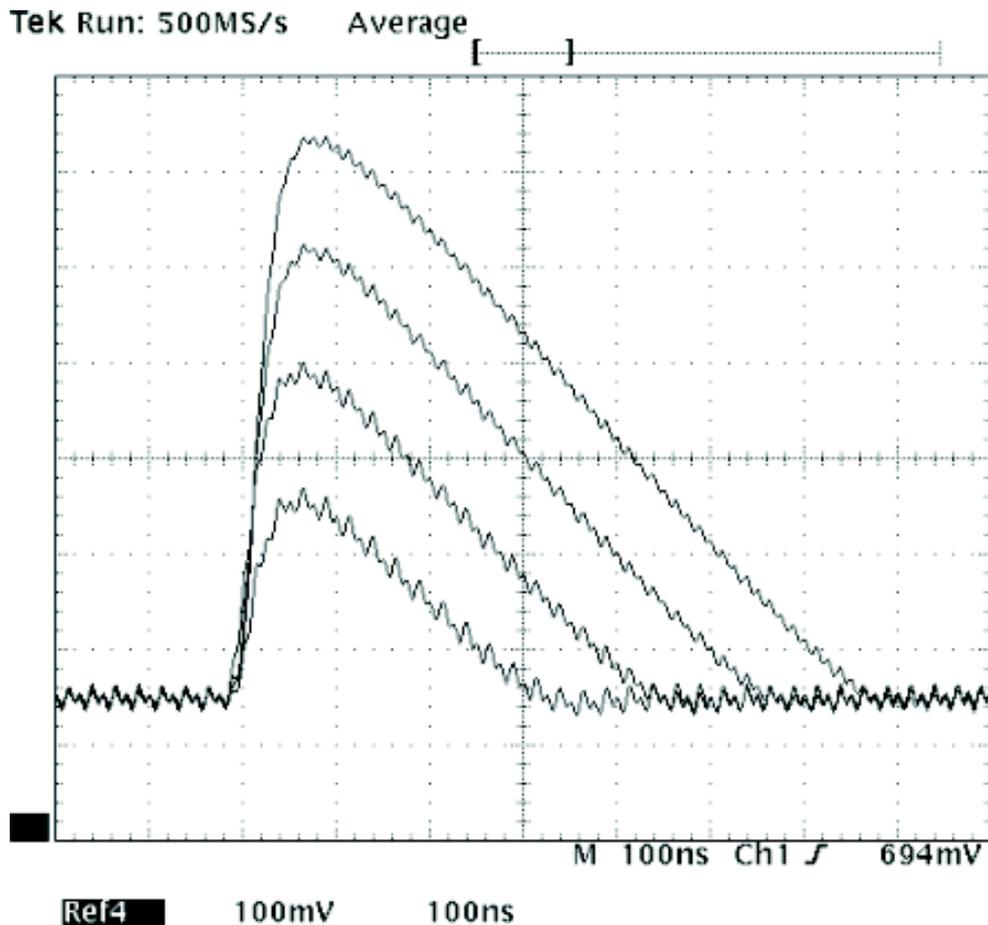


Abbildung 5.3: Ausgangssignal des Vorverstärkers für verschiedene Eingangsladungen

Rauschen der Elektronik und des Sensors führen dazu, daß Ladungen, die etwas kleiner als die Schwelle sind, bereits zu einem Treffer führen können. Genauso können Ladungen, die größer als die Schwelle sind, durch Rauschbeiträge zu keinem Signal führen. Als gemessener Schwellenwert wird daher die Ladung bezeichnet, die in 50% der Fälle zu einem Treffer führt.

Im Labor läßt sich die Schwelle eines Pixel durch Injektionen einer bekannten Ladungsmenge messen. Dazu wird eine Ladung wiederholt in denselben Pixel injiziert und die Anzahl der Treffer gemessen. War die Ladung kleiner als die Schwelle, ergibt sich ein Verhältnis von Treffer zu Injektion kleiner als 50%, ansonsten größer als 50%. Durch Verändern der Ladung kann die sogenannte Antwortfunktion ( $\text{resp}(Q)$ ) in Abhängigkeit der Ladung gemessen werden.

Abbildung 5.5 zeigt eine Schwellenmessung an einem einzelnen Pixel. Dazu wird über die Injektionsleitung zunächst eine Ladung injiziert, die unterhalb der Schwelle liegt. Diese Ladung wird in jedem weiteren Schritt erhöht, bis der Pixel bei jeder Injektion Treffer anzeigt. Jede Ladung wird 100 mal injiziert. In der Messung werden alle anderen

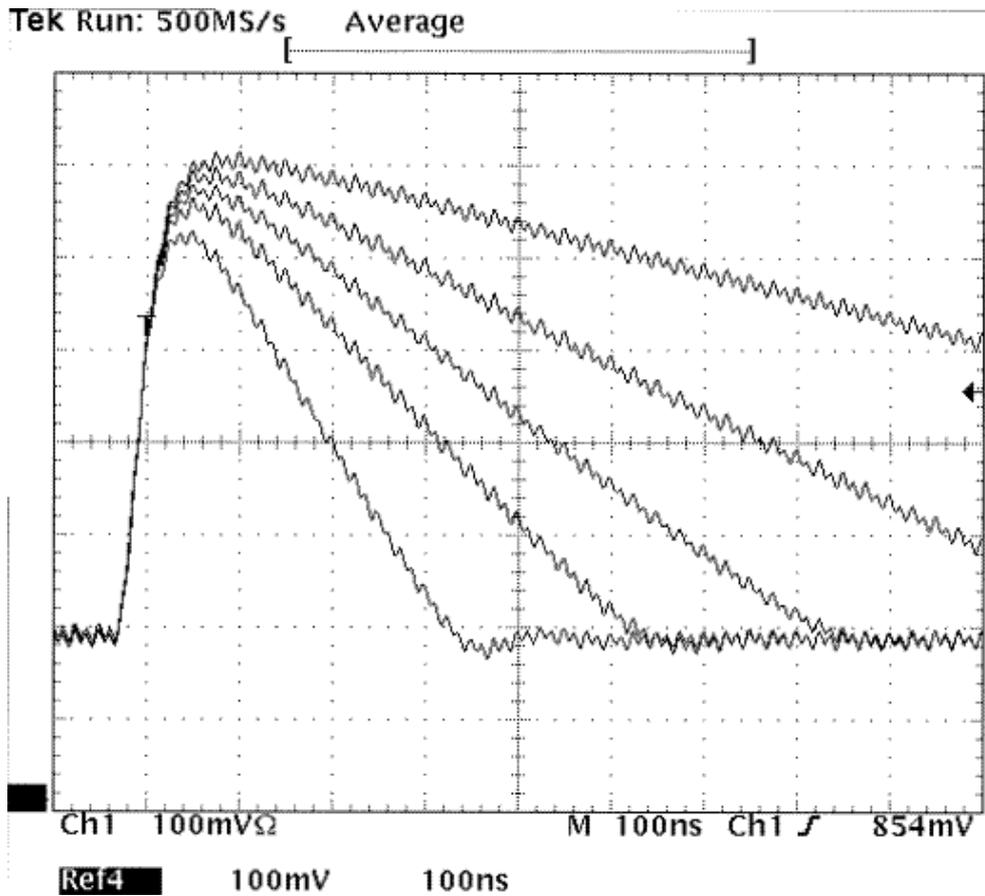


Abbildung 5.4: Ausgangssignal des Vorverstärkers für verschiedene Einstellungen des Shaping-Stromes  $I_f$

Pixel maskiert und die Anzahl der Treffer über die Anzahl der Signale auf dem Hitbus bestimmt.

Im Idealfall sollte die Messung eine Sprungfunktion ergeben. Durch den oben angesprochenen Rauschbeitrag entspricht die Schwellenfunktion jedoch einer Fehlerfunktion ( $Erf(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{1}{2}t^2} dt$ ). Das Rauschen bestimmt die Steigung der Fehlerfunktion. Durch eine Anpassung einer Fehlerfunktion an die Messung kann die Schwelle und das Rauschen bestimmt werden.

Zur Beschleunigung der Messung werden für jeden Pixel lediglich zwei Meßwerte bei ca. 30% und ca. 70% Ansprechwahrscheinlichkeit genommen. Eine Anpassung an die Fehlerfunktion ist im allgemeinen nicht notwendig, da die Messung eine Fehlerfunktion ergeben muß. Lediglich die Parameter der Fehlerfunktion (das Rauschen) muß bestimmt werden. Das Rauschen ergibt sich aus:

$$\sigma = \frac{Q_{70\%} - Q_{30\%}}{Erf(70\%) - Erf(30\%)} \tag{5.1}$$

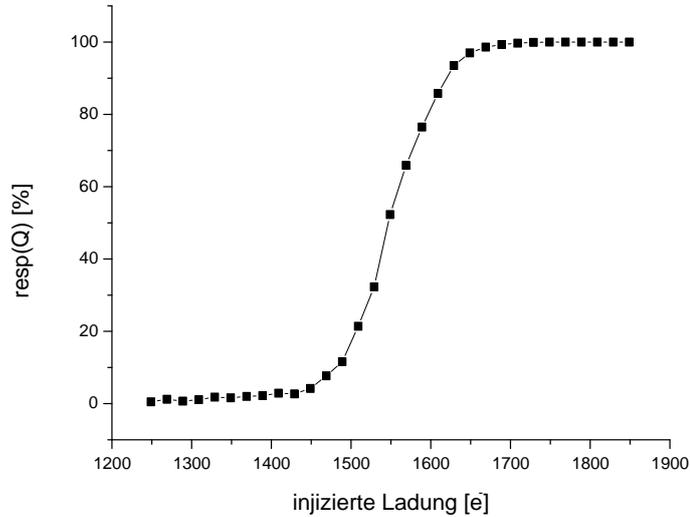


Abbildung 5.5: Schwellenmessung an einem einzelnen Pixel

wobei  $Erf(x)$  die auf 1 normierte Fehlerfunktion ist.

Der Schwellenwert ergibt sich zu:

$$Schwelle = Q_{70\%} - \sigma * Erf(70\%)$$

Mit einer Iteration werden die Ladungen ermittelt, bei der die Ansprechwahrscheinlichkeit bei ca. 30% und bei ca. 70% liegt. Diese Iteration wird mit nur wenigen Messungen pro Ladung durchgeführt und ist daher schnell. Die Messungen bei ca. 30% bzw. 70% werden mit ca. 500 Einzelmessungen wiederholt, um den statistischen Fehler zu minimieren.

Die Bestimmung der Schwelle und des Rauschens wird für jeden Pixel einzeln durchgeführt. Aus den Schwellenwerten kann ein Mittelwert für den Chip mit einer Schwellendispersion berechnet werden.

$$Q_{ThresholdChip} = \sum_1^{2880} Q_{ThresholdPixel_i} / 2880 \quad (5.2)$$

$$\sigma_{ThresholdChip} = \sqrt{\sum (Q_{ThresholdChip}^2 - Q_{ThresholdPixel_i}^2)} \quad (5.3)$$

Die Schwelle für den Diskriminator in jedem Pixel wird bei FE-A/C von außen vorgegeben. Durch Fertigungstoleranzen und Spannungsänderungen auf den Leitungen ist die gemessene Schwelle nicht für jeden Pixel gleich. Daher wurde die Schwelle jedes Pixel für eine festeingestellte Schwellenspannung gemessen.

Abbildung 5.6 zeigt die Verteilung der gemessenen Schwellen bei fest vorgegebener Schwellenspannung für alle Pixel. Auf der x-Achse ist die Pixeladresse aufgetragen. Dabei ist die Nummerierung dem Kontrollschiebregister des FE-A/C angepasst. Pixel 0 liegt in Spalte 0, Zeile 0, Pixel 159 liegt in Spalte 0, Zeile 159 und Pixel 160 liegt in Spalte 1, Zeile 159 (siehe auch Abbildung 4.15). Die Schwankungen der Schwellenwerte der einzelnen Pixel weisen eine geographische Systematik auf (Abbildung 5.7).

Die deutlich nach oben abweichenden Schwellen in den Pixelzeilen 159, 157, 155, 153 sind durch die größere Sensorkapazität dieser Pixel bedingt. Wie in Kapitel 4.2.1 beschrieben sind diese Elektronikpixel an zwei Sensorpixel angeschlossen. Da sich bei der Injektion die Ladung auf die Kapazität zum Sensorpixel und die Vorverstärkerkapazität aufteilt, verbleibt bei diesen Pixeln verhältnismäßig mehr Ladung auf der Kapazität zum Sensorpixel. Daher ist eine höhere Injektionsladung notwendig, um die Schwelle zu erreichen, d.h. die Ladung, die der Vorverstärker sieht, ist geringer.

Weiterhin ist zu erkennen, daß die Schwelle in den unteren Zeilen etwas höher liegt als in den oberen Zeilen. Die Versorgungsleitungen auf dem IC laufen von unten nach oben. Da diese selber Widerstände und Kapazitäten haben, liegt an den unteren Pixeln nicht dieselbe Spannung wie an den oberen Pixeln an. Geringe Änderungen in den Einstellungen für den Vorverstärker führen bereits zu Änderungen in den Ausgangssignalen. In Abbildung 5.4 wird der „Feedback“-Strom verändert, wodurch sich unter anderem auch die Signalhöhe ändert. Dieses Shaping-Loss wirkt sich als Änderung der Schwelle aus.

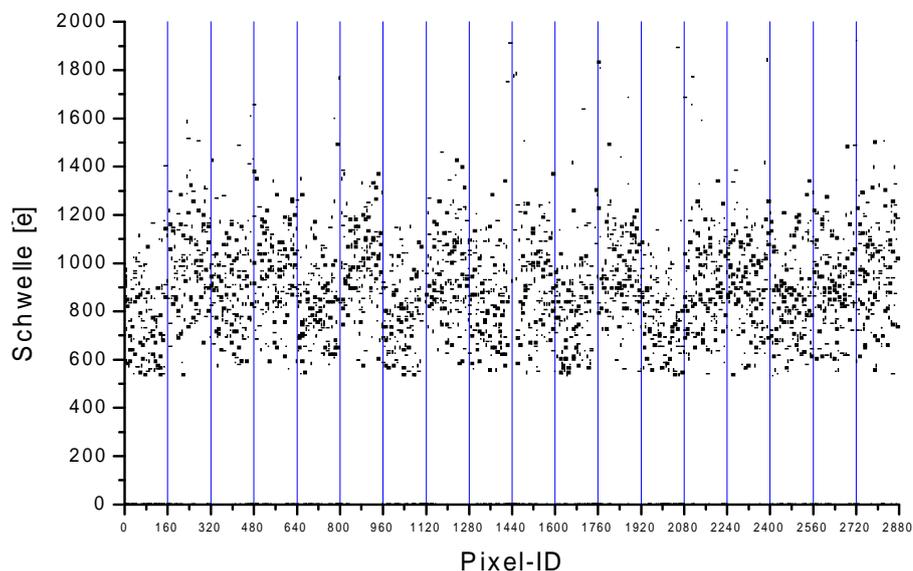


Abbildung 5.6: Schwellenverteilung für eine festeingestellte Schwelle.

Um die Systematik und die kleineren Schwankungen in den Schwellen auszugleichen, wurde die Schwelle aller Pixel justiert. Dafür wird der 3-Bit DAC in jedem Pixel so eingestellt, daß die Schwelle möglichst nahe an dem gewünschten Wert liegt. Abbildung

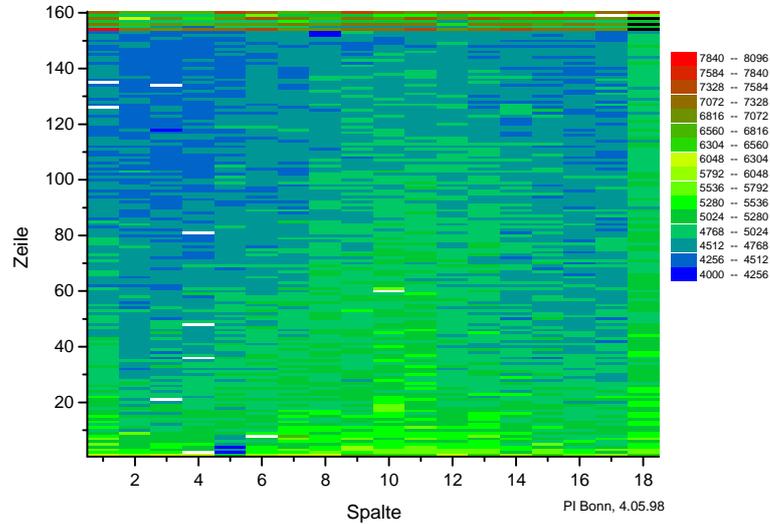


Abbildung 5.7: Zweidimensionale Verteilung der Schwellen

Chip	Schwelle [ $e^-$ ]	Rauschen [ $e^-$ ]
FE-C ohne Sensor	1500 +/- 100	50
FE-C ST2 03	1500 +/- 334	152
FE-A IZM4	1500 +/- 184	98

Tabelle 5.1: Gemessene Schwellenwerte der verschiedenen Einzelchips.

5.8 zeigt die Auswirkung der „tune bits“ des 3-Bit DAC am Beispiel der Schwellenkurve für einen Pixel. Die acht Kurven wurden mit identischen äußeren Parametern aufgenommen, verändert wurde nur der DAC für die Feineinstellung in der Pixelzelle.

Wird der Wert des 3-Bit DACs in jedem Pixel so eingestellt, daß er möglichst nah einen festvorgegebenen Wert erreicht, so lassen sich die Schwellenschwankungen minimieren. Abbildung 5.9 zeigt eine Justierung der Schwelle für  $900 e^-$ . Die Schwellen der doppelt angeschlossenen Pixel lassen sich aufgrund der großen Schwellenabweichung nicht mit dem 3-Bit DAC auf den gewünschten Wert einstellen.

Bei diesen Messungen wird auch das Rauschen der Pixel ermittelt. Abbildung 5.10 zeigt das Rauschen der einzelnen Pixel. Bei dieser Messung betrug das Rauschen etwa  $150 e^-$ . Das Rauschen und die Schwelle ist abhängig von den Einstellungen der Steuerströme für den Vorverstärker und den Diskriminator sowie von dem individuellen Verstärker-Chip und dem darauf befestigten Sensor. In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse für Messungen ohne Detektor sowie Messungen mit verschiedenen Detektortypen gezeigt.

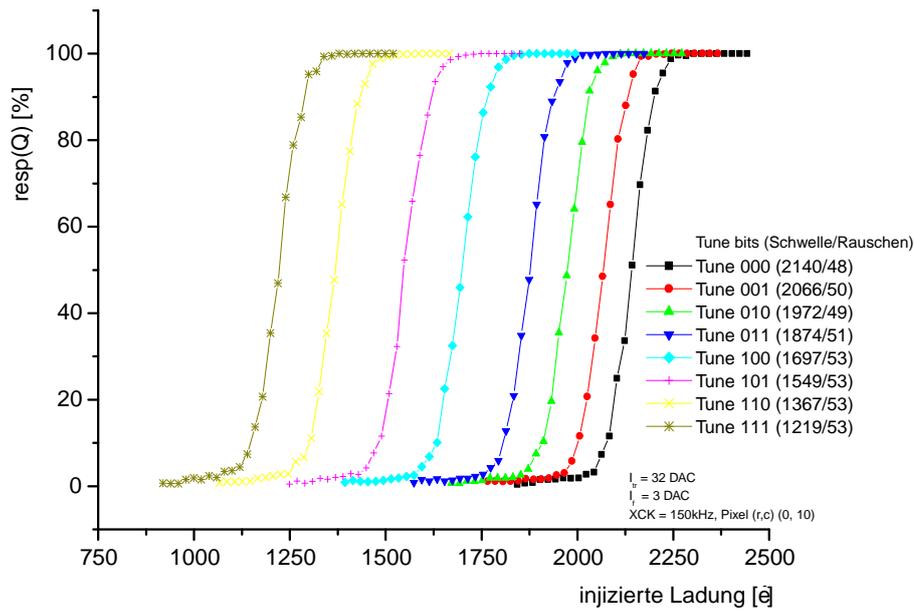


Abbildung 5.8: Verschiebung der Antwortfunktion eines Pixel in Abhängigkeit der „tune bits“.

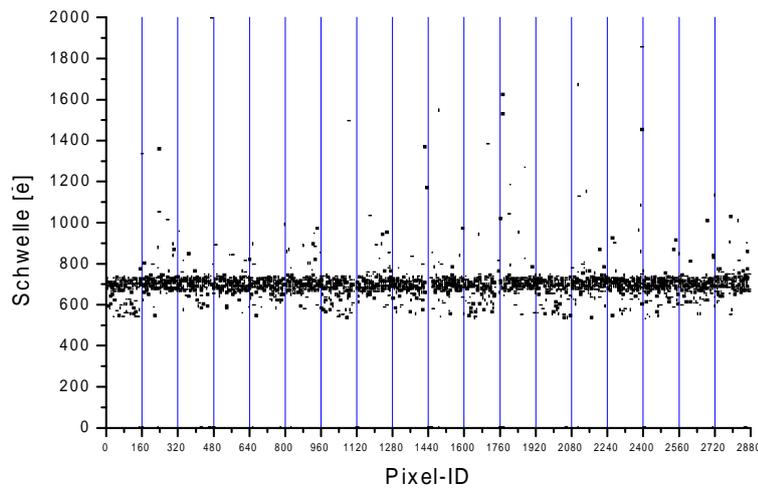


Abbildung 5.9: Schwellenverteilung, nachdem jede Zelle individuell nachgeregelt wurde

### 5.2.3 Amplituden-Messung

Wie in Abschnitt 4.2.5 beschrieben, läßt sich die Amplitude des Sensorsignals über die ToT-Information messen. In Abbildung 5.11 ist der ToT-Wert für verschiedene Ladungen gemessen worden. Im Anfangsbereich ist es fast linear mit der Ladung, bei hohen Ladungen wird ein maximaler Wert erreicht. Dieses Verhalten verhindert, daß bei sehr großen Signalen das Pixel lange nicht mehr ansprechbar ist und der Treffer verloren geht. Mit dieser Messung läßt sich aus einem ToT-Wert der Ladungswert

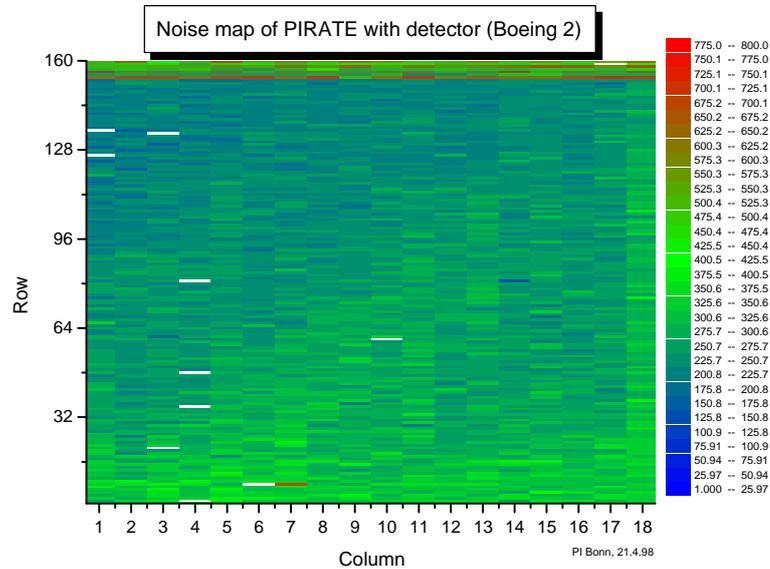


Abbildung 5.10: Zweidimensionale Rauschverteilung

bestimmen. Dazu wird die Funktion

$$tot = \frac{a}{Q + c} + b \quad (5.4)$$

an die Messung angepasst. Aus der Umkehrfunktion wird die Ladung für einen ToT-Wert bestimmt. Der ToT-Wert für eine feste Ladung ist stark abhängig von vielen Parametern wie Schwelle, „Feedback“-Strom, Komparator-Spannung oder Versorgungsspannung für den Analogteil .

Für eine Eichung müssen für jeden Pixel die Parameter  $a$ ,  $b$  und  $c$  der Funktion einzeln bestimmt werden, da die ToT-Werte über den Chip für eine konstante Ladung sehr stark streuen. Abbildung 5.12 zeigt die Streuung der ToT-Werte für eine feste Ladung ( $16.000 e^-$ ).

Abbildung 5.13 zeigt das Spektrum einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle. Die Messung wird dabei wie im Abschnitt 5.2.6 erläutert durchgeführt. Zu jedem Treffer ist die ToT Information gespeichert worden. Mit Hilfe der oben beschriebenen Eichung erhält man das Spektrum der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle[21].

## 5.2.4 Timewalk-Messung

Eine wichtige Anforderung an den FE-Chip ist die zeitliche Auflösung. Möglichst alle Treffer einer Kollision sollen innerhalb eines konstanten Zeitfensters von 25 ns erkannt

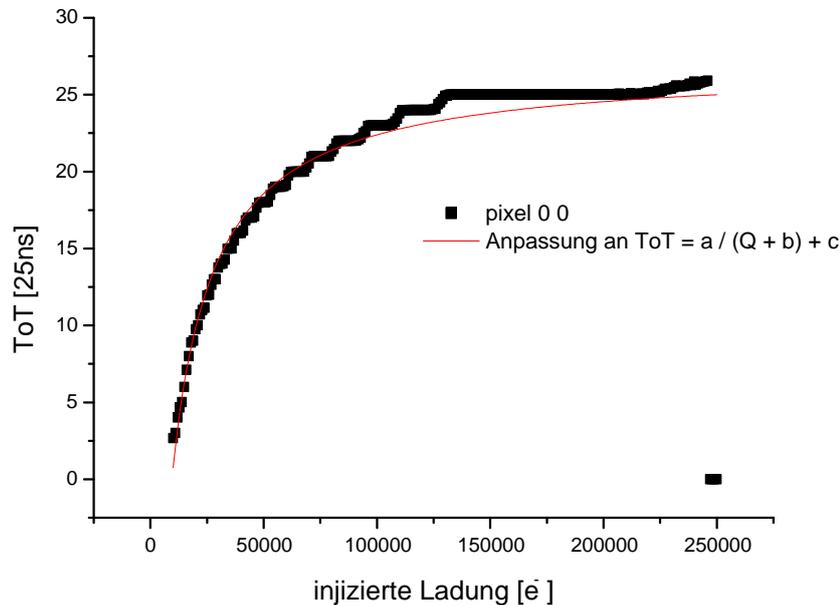


Abbildung 5.11: ToT gegen injizierte Ladung in einem Pixel

werden. Das setzt voraus, daß der Vorverstärker auf kleine und große Signale nahezu gleich schnell reagiert.

In der Zeichnung 5.14 sind schematisch Vorverstärkersignale für verschiedene Ladungen gezeigt. Die verschiedenen Signale überschreiten die angedeutete Schwelle zu unterschiedlichen Zeiten. Dadurch werden die Treffer für verschieden große Signale zu unterschiedlichen Zeiten nachgewiesen. In Abbildung 5.15 ist die injizierte Ladung gegen die Verzögerung aufgetragen. Dabei wird die Verzögerungszeit relativ zu einer hinreichend großen Ladung (hier: 50.000 e<sup>-</sup>) gemessen. Diese Größe wird als Timewalk bezeichnet. Es können nur Treffer der richtigen Kollision zugeordnet werden, die Verzögerungen kleiner als 25 ns haben. Die Messung ergibt also einen Bereich von 3.500 e<sup>-</sup> bis 50.000 e<sup>-</sup>. Signale in diesem Bereich können derselben Kollision zugeordnet werden. Größere und vor allem kleinere Signale werden eine Kollision früher bzw. später zugeordnet und müssen in diesen Kollisionen als Rauschtreffer betrachtet werden. Sie gehen dem eigentlichen Ereignis verloren.

Eine zweite Bedingung, die an den FE-Chip gestellt werden muß, ist eine konstante Reaktionszeit über den Chip. Der Zeitunterschied für eine konstante Ladung zwischen dem schnellsten und dem langsamsten Pixel reduziert die maximal erlaubte Verzögerung entsprechend. Abbildung 5.16 zeigt die Streuung der Antwortzeit für eine konstante Ladung. Je weiter oben der Pixel in der Matrix liegt, desto später antwortet der Pixel auf das Ladungssignal. Dementsprechend ist die Zeit für den Timewalk von 25 ns auf maximal 15 ns herabzusetzen, was einem Bereich von 9400 e<sup>-</sup> bis 50.000

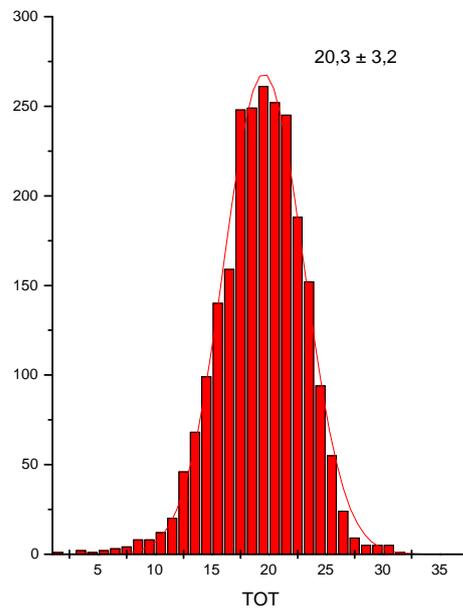


Abbildung 5.12: Verteilung der ToT-Werte für eine feste Ladung

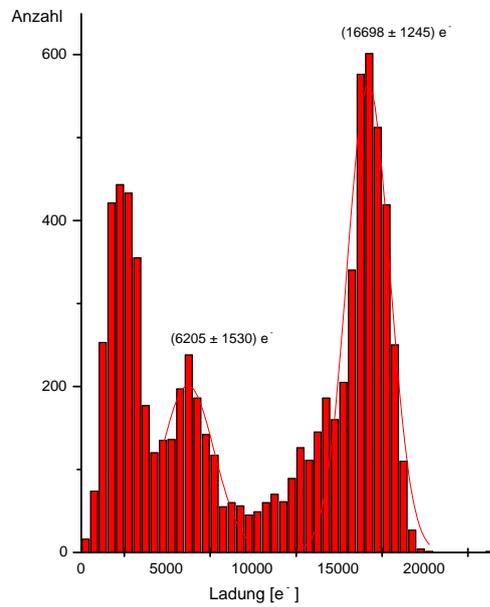


Abbildung 5.13: Ladungsspektrum einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle

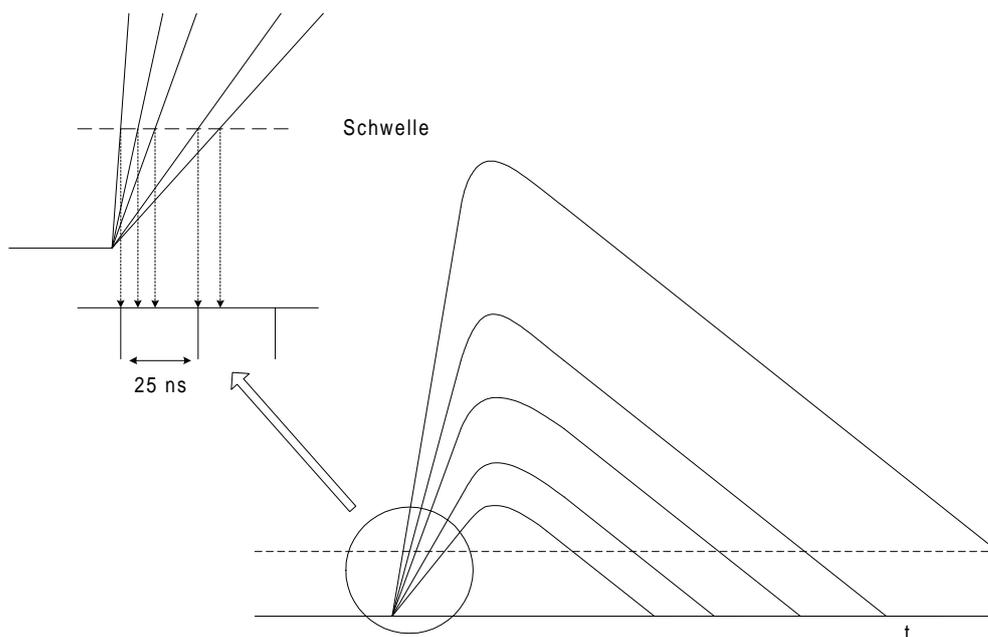


Abbildung 5.14: Differenzen im Antwortverhalten des Vorverstärkers für verschiedene Ladungen

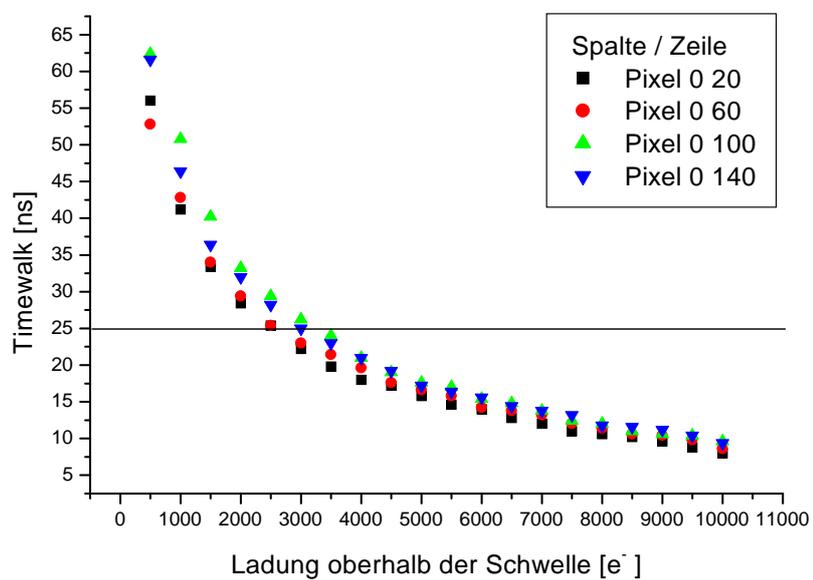


Abbildung 5.15: Antwortzeiten bezogen auf eine feste Referenzladung

$e^-$  entspricht. Die großen Unterschiede in den Pixeln beruhen auf einer nicht konstanten Versorgungsspannung. Durch Leitungswiderstände verändert sich die Spannung, die den Bias-Strom generiert, von unten nach oben. Die Unterschiede im Bias-Strom verändern wiederum das Verhalten des Vorverstärkers/Diskriminators. Da die Variation im FE-A/C zu groß ist, wurde bei der Entwicklung der strahlenharten Version FE-D die Unterschiede in den Zeilen besonders berücksichtigt.

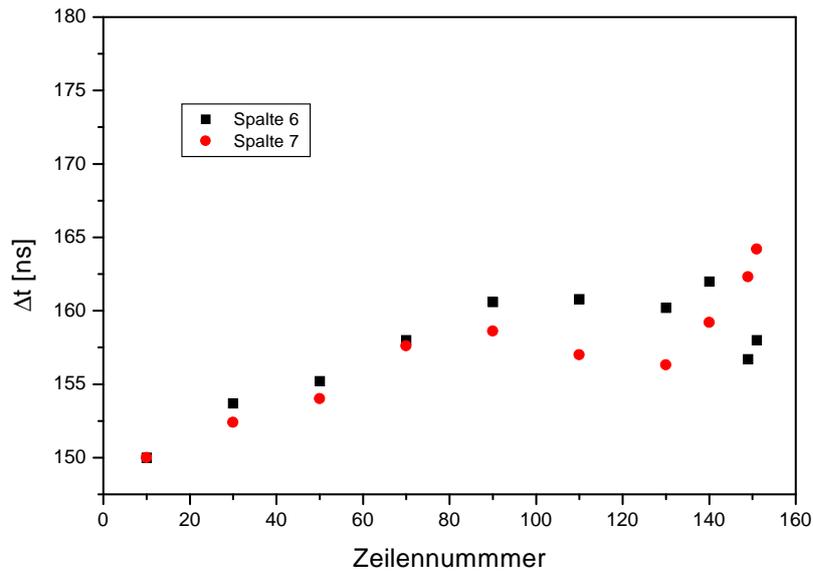


Abbildung 5.16: Antwortzeiten verschiedener Pixel für eine feste Ladung

### 5.2.5 Übersprechen

Kapazitive Kopplungen zwischen den Pixeln führen dazu, daß Ladung in einem Pixel in den benachbarten Vorverstärker ebenfalls Ladung injiziert. Abbildung 5.17 zeigt die Kapazitäten zwischen den Pixeln. Ist diese Ladung groß genug, wird im Nachbarpixel ebenfalls ein Treffer nachgewiesen. Aufgrund der Geometrie der Pixel (und der daraus resultierenden Zwischenpixelkapazität) ist Übersprechen von Pixeln verschiedener Spalten zu vernachlässigen. Wird genügend Ladung in Pixel  $n$  injiziert, erkennen beide Nachbarn ( $n+1$ ,  $n-1$ ) ebenfalls einen Treffer.

Das Verhältnis der Schwelle von Pixel  $n-1/n+1$  zur injizierten Ladung in Pixel  $n$  ergibt den Anteil der übertragenen Ladung (siehe Gleichung 5.5). Dieser Anteil wird als „Crosstalk“ bezeichnet.

$$Xt = \frac{Q_{threshold\ n+1/n-1}}{Q_{inj}} * 100 \quad (5.5)$$

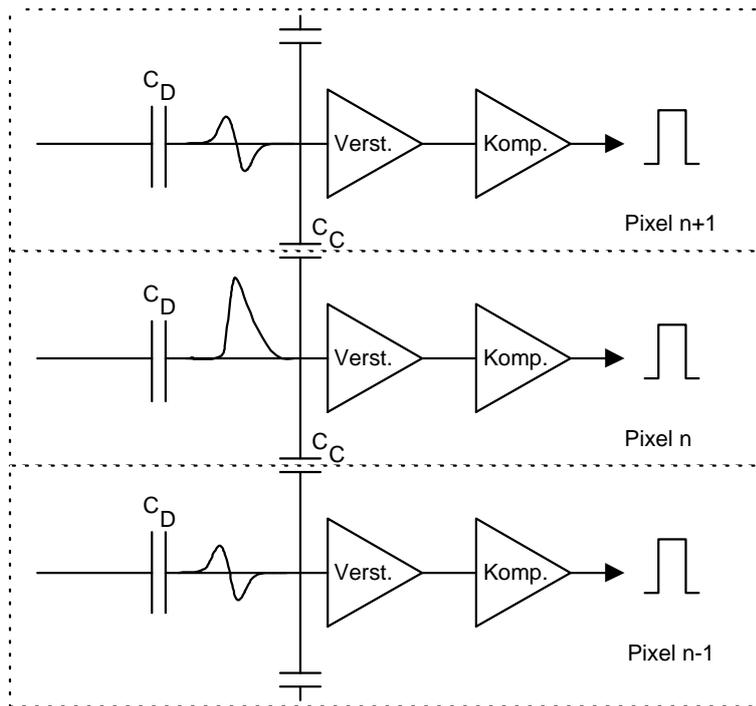


Abbildung 5.17: Kapazitäten zwischen den Pixel. Die Kapazität  $C_C$  ist die Zwischenpixelkapazität,  $C_D$  die Kapazität zum Detektor.

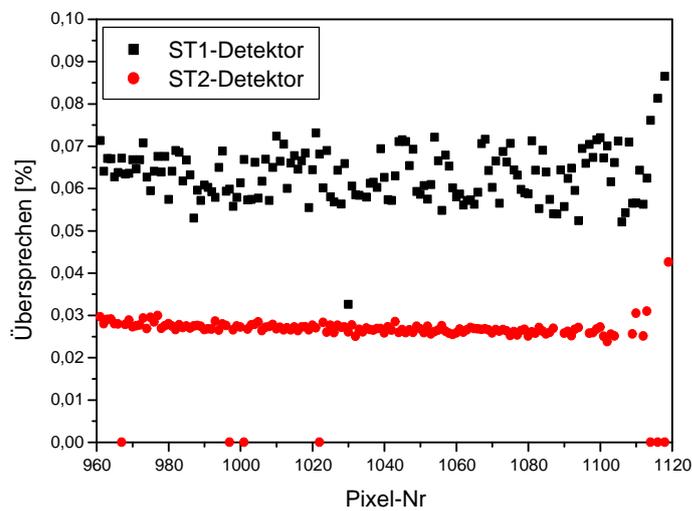


Abbildung 5.18: Übersprechen der Sensordesigns ST1 und ST2 im Vergleich

Ohne Sensor ist dieses Verhältnis kleiner als 0.5 %. Durch die Zwischenpixel-Kapazität im Sensor ergibt sich abhängig vom Sensortyp ein unterschiedliches Übersprechen. Für

die Sensortypen ST1 und ST2 ist in Abbildung 5.18 der „Crosstalk“ für die Pixel einer Spalte aufgetragen. Wie aufgrund der Erläuterungen aus 4.2.1 erwartet, wird für das Sensordesign ST1 aufgrund der geringeren Zwischenpixelkapazität ein besseres Übersprechverhalten als für das Sensordesign ST2 gemessen.

Deutlich ist auch der höhere „Crosstalk“ in den Zeilen 153 - 159 zu erkennen. Die Metallbahnen, die die Pixel 153, 155, 157, 159 mit den entsprechenden Pixel 160-163 verbindet, haben eine zusätzliche Kapazität zu den Pixel, die von der Metallbahn gekreuzt werden.

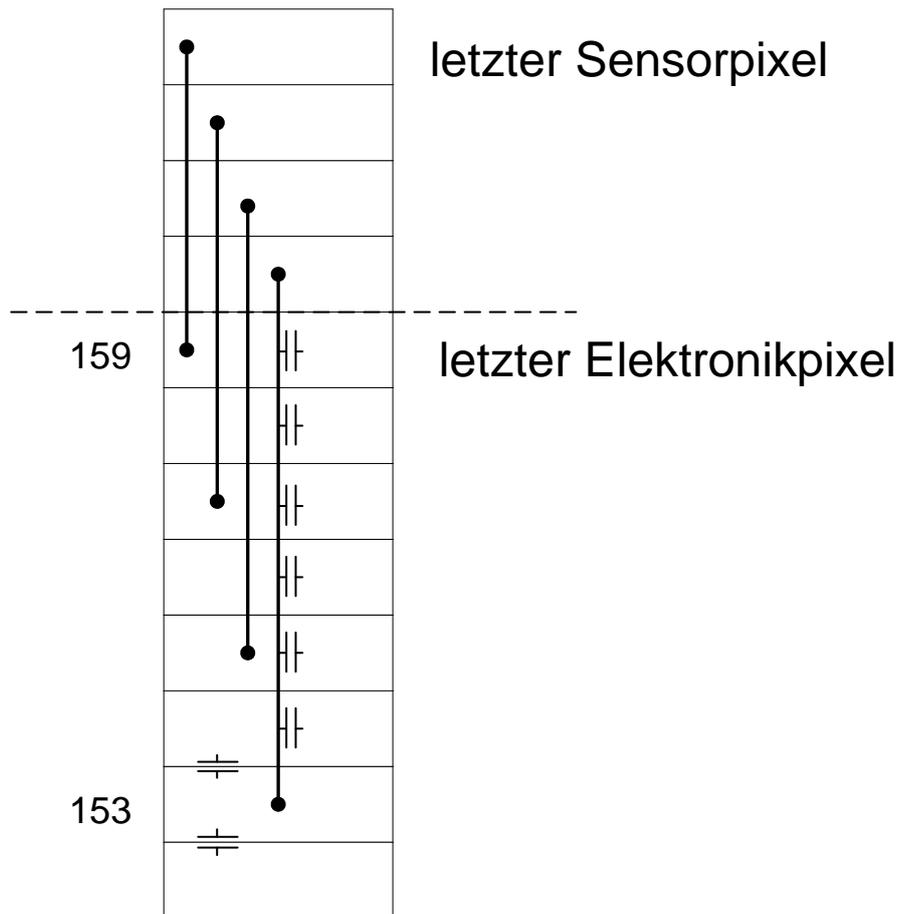


Abbildung 5.19: „Crosstalk“ im „ganged“ Pixel Bereich. Angedeutet sind die Verbindungen der doppelt angeschlossenen Sensorpixel und die Kapazitäten der Leitungen zu den Pixel.

## 5.2.6 Quellenmessung

Wird der Hitbus als Trigger genutzt, können mit dem FE-A/C Quellenbilder aufgenommen werden. Das Hitbus-Signal wird dazu zeitlich verzögert als Level-1 Signal

wieder an den Chip gegeben. Ist die Verzögerung korrekt, kann der Treffer, der das Hitbus-Signal erzeugt hat, ausgelesen werden. Dies entspricht dem ATLAS Betrieb.

Eine solche Messung wurde mit einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle und einer Mutter, die auf den Detektor gelegt wurde, durchgeführt. Das Schattenbild der Mutter ist in Abbildung 5.20 deutlich zu erkennen.

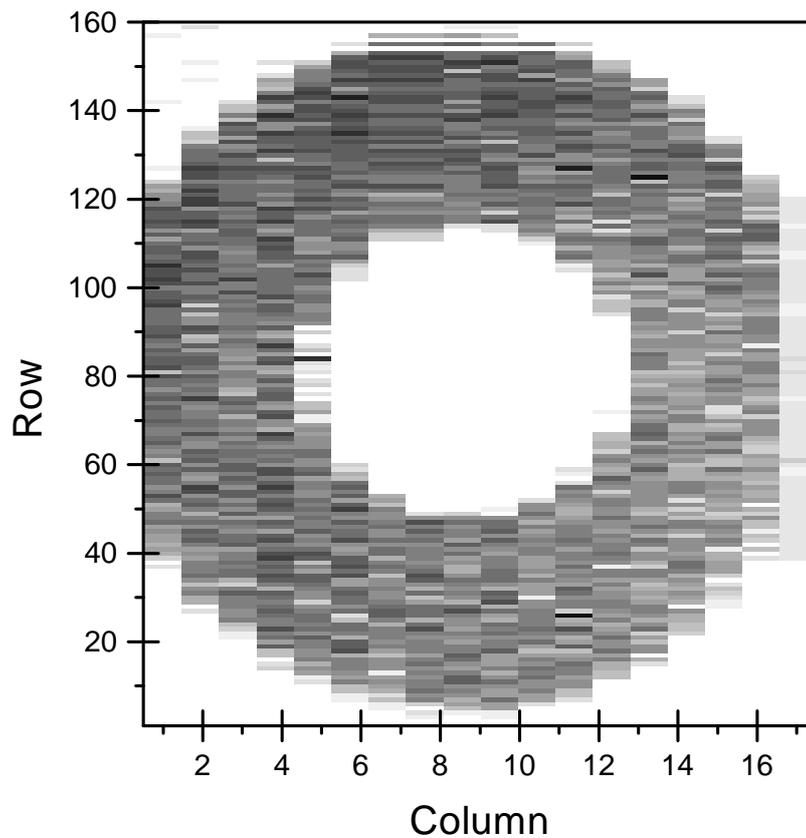


Abbildung 5.20: Schattenbild einer Mutter. Aufgetragen ist die Trefferrate in den Zeilen und Spalten; helle Flächen bedeuten eine höhere Trefferrate, dunklere Flächen bedeuten weniger Treffer. Spalte 18 hat eine erhöhte Rate, da die Pixel  $600\ \mu\text{m}$  lang sind.

Eine weitere Quellenmessung ist in Abbildung 5.21 gezeigt. Die  $^{241}\text{Am}$ -Quelle wurde auf der Grenze zwischen zwei FE-Cs auf einem Modul plaziert. Die Auslese wird wie bei der vorigen Messung mit dem Hitbus durchgeführt. Auch hier ist deutlich die höhere Zählrate im Bereich zwischen Spalte 18 und 19 zu erkennen.

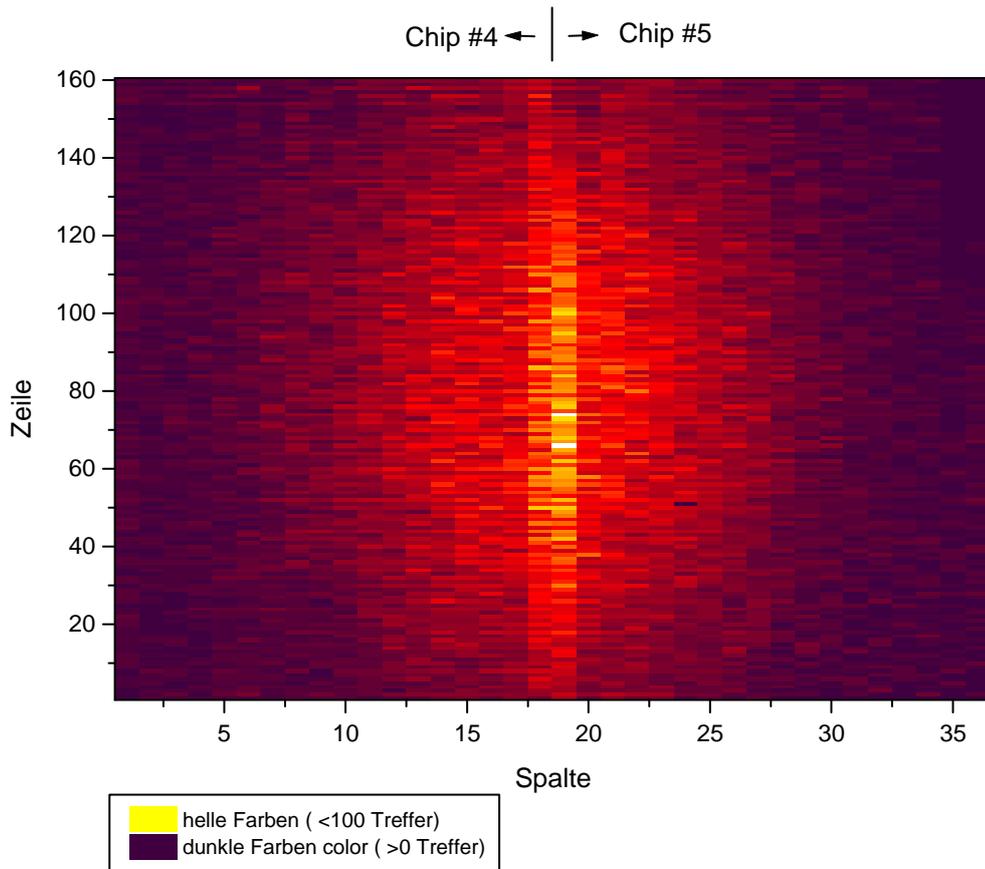


Abbildung 5.21: Strahlfleck einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle, die auf der Grenze zweier Verstärkerchips eines Moduls platziert wurde. Die Spalten 18 und 19 haben eine überhöhte Trefferrate, da die Sensorpixel  $600\ \mu\text{m}$  lang sind. Die Rate ist ca. 1,5 mal so hoch wie auf den daneben liegenden Pixeln.

### 5.2.7 Zusammenfassung

Der FE-A/C erfüllt die wesentlichen Anforderungen, die an die Elektronik des ATLAS-Pixeldetektor gestellt werden. Allerdings sind die Reaktionszeiten der Verstärker zu unterschiedlich, was insbesondere bei der zeitlichen Auflösung zu Problemen führen würde.

# Kapitel 6

## Teststrahlanalyse

Messungen, bei denen die Anzahl der Teilchen und der genaue Durchtrittsort bekannt sein müssen, werden in einem Teststrahl durchgeführt. Mit Hilfe eines Referenzsystems wird jeder Teilchendurchgang durch den Pixeldetektor sowohl räumlich als auch zeitlich festgehalten. Das Referenzsystem wird dabei als 100% effizient angenommen, d.h. Treffer im Pixeldetektor, die nicht im Referenzsystem angezeigt werden, sind Rauschtreffer. Fehlende Treffer im Pixelchip deuten auf Effizienzverluste hin.

### 6.1 Der Teststrahl

Die Teststrahl-Meßperiode fand am H8-Teststrahl am CERN bei Genf statt. Der Strahl bestand aus 180 GeV Pionen. Dabei traten alle 14,4 Sekunden ein Pionen Paket mit 2,6 Sekunden Länge durch den Pixeldetektor hindurch. In den 2 Sekunden werden einige 1000 Ereignisse gezählt, von denen aufgrund der langsameren Datenverarbeitung nur 300 bis 600 ausgelesen werden.

In der Datenverarbeitung werden die Ereignisse durchnummeriert (Event-Nummer). Ein Teilchenpaket wird als „Spill“ bezeichnet. Die „Burst“-Nummer ist dabei die Nummer des Ereignisses innerhalb eines „Spills“ .

Mit dem Teststrahl lassen sich die Pixeldetektorelemente unter realistischen Bedingungen testen. Ein wesentlicher Unterschied zu ATLAS Bedingungen, der sich besonders auf die Analyse auswirkt, ist die fehlende Synchronisation der Ereignisse mit dem 40 MHz Takt der Wechselwirkungen. Um die Auswirkungen einer Synchronisation in der Analyse zu berücksichtigen, wird die Zeitdifferenz zwischen Teilchendurchgang und dem 40 MHz Takt gemessen.

Detektor-Modul	Residuum
Ebene 1 x	3,5 $\mu\text{m}$
Ebene 1 y	3,5 $\mu\text{m}$
Ebene 2 x	5 $\mu\text{m}$
Ebene 2 y	5 $\mu\text{m}$
Ebene 3 x	4,3 $\mu\text{m}$
Ebene 3 y	4,3 $\mu\text{m}$
Ebene 4 x	4,5 $\mu\text{m}$
Ebene 4 y	4,5 $\mu\text{m}$

Tabelle 6.1: Auflösungen der verschiedenen Teleskop-Module

## 6.2 Das Strahlteleskop

Als Referenzsystem wird ein Strahlteleskop [20] benutzt. Eine schematische Zeichnung ist in Abbildung 6.1 zu sehen. Das Teleskop besteht aus vier Modulen, die jeweils zwei einseitige Streifenzähler enthalten. Die Streifen sind dabei orthogonal zueinander angeordnet, so daß mit jedem Modul ein zweidimensionaler Spurpunkt gemessen werden kann. Zwei Fingerzähler vor dem ersten und hinter dem vierten Modul dienen als Trigger. Beide Fingerzähler müssen gleichzeitig ein Teilchen nachweisen, damit die Auslese gestartet wird. Dadurch wird erreicht, daß ein Teilchen auf einer geraden Bahn durch alle vier Teleskopmodule hindurch gegangen ist. In der Zeichnung sind in der Mitte des Teleskopes drei Halterungen für Testdetektoren abgebildet. Im Teststrahl wurden nur zwei Halterungen benutzt, wobei sich eine zwischen Modul 1 und Modul 2, die andere zwischen Modul 3 und Modul 4 befand.

Die Spurpunkte werden auf den acht Einzeldetektoren in einem lokalen Koordinatensystem gemessen. Die Transformation in ein gemeinsames Koordinatensystem ist nicht bekannt und muß aus den Daten selbst ermittelt werden. Dazu wird eine große Anzahl von Spuren genommen und durch Variation der relativen Lagen der Modul-Koordinatensysteme zueinander wird die Qualität der Spuren maximiert. Die Spur eines Teilchens wird dabei ohne Magnetfeld durch eine Gerade beschrieben (unter Vernachlässigung der Vielfachstreuung). Dadurch werden die x,y,z-Koordinaten bezogen auf das erste Detektormodul sowie Dreh- und Verkippungswinkel bestimmt.

Die Auflösung des Strahlteleskops wird durch die Residuen der rekonstruierten Spuren dreier Module und der gemessenen Spurpunkte des vierten Moduls bestimmt. Die Abbildungen 6.2 - 6.5 zeigen die Residuenverteilungen für zwei Detektormodule in x- und y-Richtung. Die gemessenen Auflösungen sind in Tabelle 6.1 dargestellt. Durch Veränderungen am Aufbau bei verschiedenen Datennahmen können sich die genauen Werte für die Auflösung leicht ändern.

Für die Tests an den Pixeldetektoren wurde das Teleskop so vorbereitet, daß zwei Pixeldetektoren zwischen Ebene 1 und 2 und zwischen Ebene 3 und 4 gestellt werden

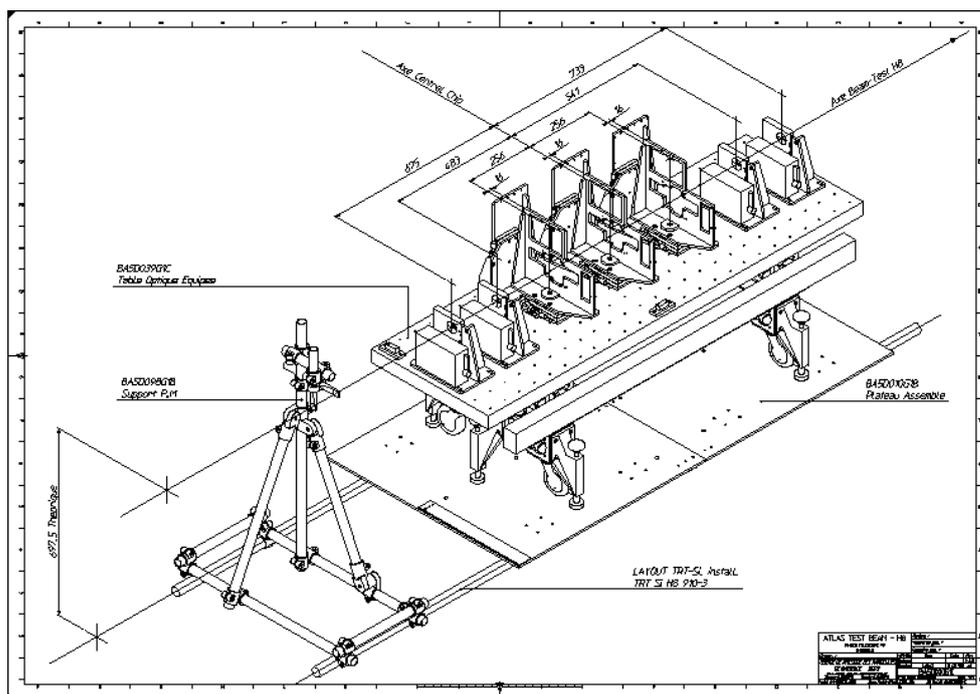


Abbildung 6.1: Schematische Zeichnung des Teleskops. Im Teststrahl Mai/Juni 1999 befanden sich zwei Pixeldetektoren zwischen Ebene 1 und 2 und zwischen Ebene 3 und 4.

konnten. Die beiden Positionen werden als „Dem1“ und „Dem2“ bezeichnet (Demonstrator 1 bzw. Demonstrator 2). Die Halterung für „Dem1“ ist drehbar, so daß winkelabhängige Messungen möglich sind.

Die Datennahme erfolgt wie in Kapitel 5.1 beschrieben. Lediglich die Steuerung geschieht anstatt durch einen PC durch die Teleskop-Software. Der Datennahme-Prozess läuft auf einer VME-CPU ab, während eine Workstation für die Speicherung und die Online-Analyse zuständig ist. Zusätzlich befand sich noch ein TDC<sup>1</sup> in der Datennahme, der die zeitliche Differenz zwischen dem 40 MHz Takt und dem Triggersignal der Fingerzähler bestimmt.

Der Trigger des Teleskopsystems wird von der PLL verzögert und als Level 1 Trigger an den Pixeldetektor weitergegeben. Bei ATLAS ist der Level 1 Trigger ein 25 ns Signal, mit dem das Ereignis auf dem Pixeldetektor selektiert wird. Im Teststrahl wurden 16 Level 1 Trigger hintereinander gegeben, damit alle Ereignisse in der zeitlichen Umgebung des eigentlichen Ereignis ebenfalls ausgelesen werden.

<sup>1</sup>TDC = Time to Digital Converter; Gerät zur Messung von Zeiten zwischen zwei Signalen.

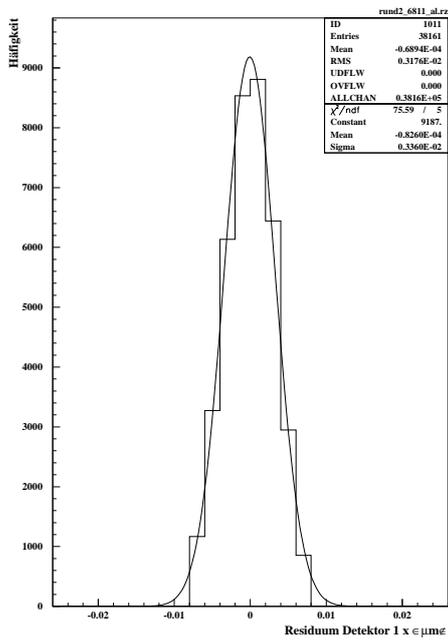


Abbildung 6.2: Residuum für Teleskop Ebene 1 in x-Richtung

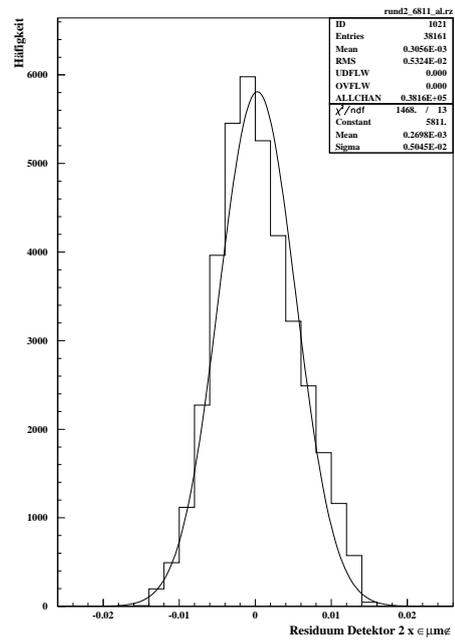


Abbildung 6.3: Residuum für Teleskop Ebene 2 in x-Richtung

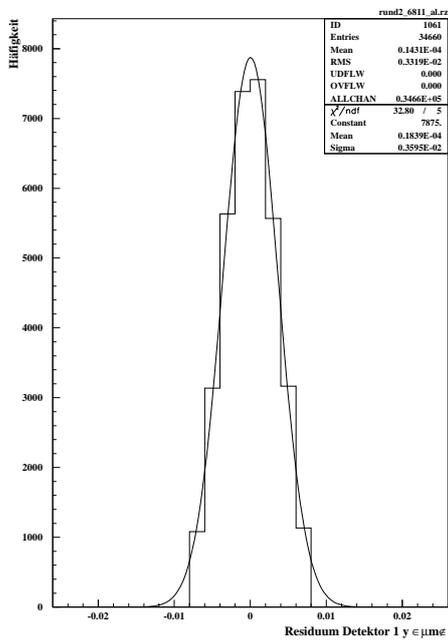


Abbildung 6.4: Residuum für Teleskop Ebene 1 in y-Richtung

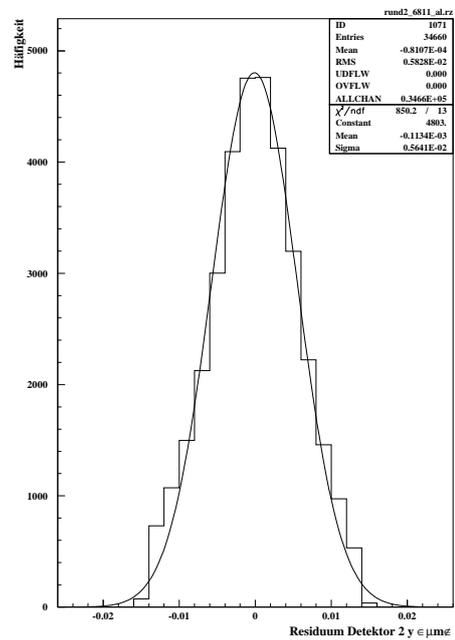


Abbildung 6.5: Residuum für Teleskop Ebene 2 in y-Richtung

## 6.3 Datennahme

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden in den Teststrahlperioden im Mai 1999 und im Juni 1999 genommen. Während einer Teststrahlperiode werden die Daten nicht an einem Stück genommen, sondern in einzelne Abschnitte („runs“) unterteilt. Ein „run“ besteht im allgemeinen aus 100.000 bis 200.000 Ereignissen. Zwischen den „runs“ können die Parameter wie Winkel oder Position verändert, sowie die zu testenden Detektoren gewechselt werden. Tabelle 6.2 listet die einzelnen Detektoren auf, die im Mai und Juni 99 im Teststrahl waren. Hervorgehoben sind die Detektoren, die in dieser Arbeit betrachtet werden.

## 6.4 Analyse

Zur Analyse der Teststrahl Daten müssen zunächst die Daten des Teleskops verarbeitet werden. Dafür existiert in der ATLAS-Pixel Kollaboration ein FORTRAN-Programm. Dieses Programm ermittelt die rauschenden bzw. toten Streifen, berechnet die  $\eta$ -Werte (siehe unten) und die Alignierungsdaten.

Zur Ermittlung der toten bzw. rauschenden Streifen werden alle Treffer auf jedem Streifen gezählt. Ein Treffer auf einem Streifen ist definiert durch den Vergleich des Kanalwertes des Streifens mit einer voreingestellten Schwelle. Die Schwelle läßt sich für jedes Streifenmodul einzeln einstellen. Sind auf einem Streifen in mehr als 5 % aller Ereignisse ein Treffer, dann wird der Streifen als rauschend markiert.

Die Ortsrekonstruktion der Streifendetektoren geschieht mit Hilfe der  $\eta$ -Verteilung ([26]). Der  $\eta$ -Wert berechnet sich wie folgt:

$$\eta := \frac{Q_L}{Q_L + Q_R} \quad (6.1)$$

$Q_L, Q_R$  sind dabei die Ladungen des linken bzw. rechten Nachbarstreifen zu dem Streifen mit der höchsten Ladung in einem Cluster. Die  $\eta$  Werte liegen zwischen 0 und 1, und sind ein Maß für den Durchtrittsort des Teilchens zwischen diesen beiden Streifen.

Wenn man von einer Gleichverteilung der Eintrittsorte ausgeht, kann man aus der Häufigkeitsverteilung der vorkommenden  $\eta$  Werte den Zusammenhang zwischen  $\eta$  und dem Abstand  $x$  des Eintrittsortes von dem jeweils rechten Streifen berechnen.

$$x(\eta) = \frac{d}{N_0} \int_0^\eta \frac{dN}{d\eta'} d\eta' \quad (6.2)$$

$d$  ist der Abstand der Auslestreifen,  $N_0$  die Gesamtzahl der ausgelesenen Streifen. Eine typische  $\eta$ -Verteilung ist in Abbildung 6.7 gezeigt.

Nummer	FE-IC	Sensor	Dicke	Strahlendosis
<b>1</b>	<b>FE-B</b>	<b>SSG</b>	<b>200</b>	-
2	FE-B	SNB	200	-
3	FE-C	SSG	280	-
4	FE-B	ST1	280	-
5	FE-B	ST2	280	$0.5 * 10^{15}$
6	FE-B	ST2	280	$0.5 * 10^{15}$
7	FE-B	ST2	280	$1 * 10^{15}$
8	FE-C	ST2	280	-
<b>9</b>	<b>FE-C</b>	<b>SSG</b>	<b>280</b>	-
<b>10</b>	<b>FE-C</b>	<b>SSG</b>	<b>280</b>	-
<b>11</b>	<b>FE-C</b>	<b>ST2</b>	<b>280</b>	-
<b>12</b>	<b>FE-C</b>	<b>SSG</b>	<b>200</b>	-
13	FE-B	SSG	280	-
14	FE-B	ST2	280	-
15	FE-C	ST1	280	-
16	FE-C	ST2	280	-
17	FE-C	SSG	280	$0.5 * 10^{15}$
18	FE-C	SSG	280	$0.25 * 10^{15}$
19	FE-B	MCMD-ST1	300	-
20	FE-B	MCMD-ST2	300	-
21	FE-C	MCMD-ST1	300	-
22	FE-C	MCMD-ST1	300	-
23	FE-C	MCMD-ST2	300	-
24	FE-B	SAN	280	-
M1	FE-B	Tile-1	280	-
<b>M2</b>	<b>FE-B</b>	<b>Tile-1</b>	<b>200</b>	-
<b>M3</b>	<b>FE-C</b>	<b>Tile-2</b>	<b>300</b>	-
M4	FE-C	Tile-2	200	-
M5	FE-C	Tile-1	280	-

Tabelle 6.2: Tabelle der Frontend-Chips mit den Sensortypen, die im Mai und Juni 1999 im Teststrahl getestet wurden. Hervorgehoben sind die Detektoren, deren Daten in dieser Arbeit analysiert wurden.

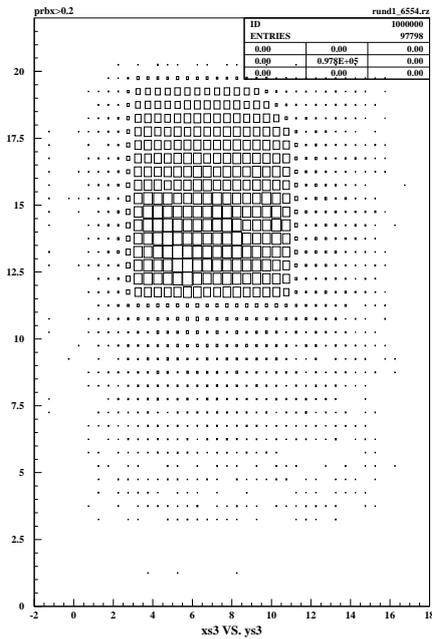


Abbildung 6.6: Strahlfleck eines Teleskopmoduls

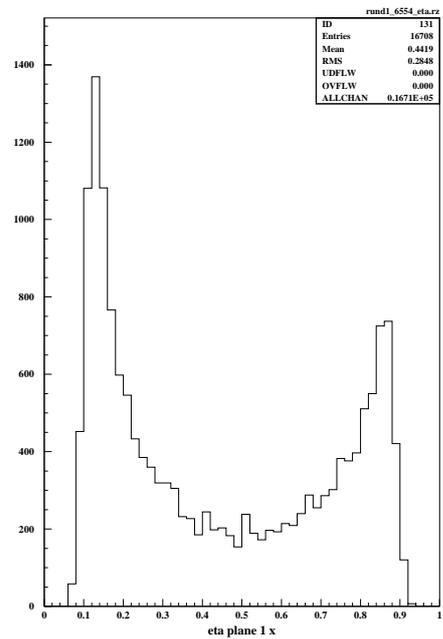


Abbildung 6.7: Typische  $\eta$ -Verteilung eines Strahlteleskopmoduls.

Das „alignment“ wurde weiter oben schon kurz beschrieben. Ergebnis sind die Koordinaten der verschiedenen Detektorbezugsysteme zum ersten Strahlteleskopmodul. In einem weiteren Schritt werden daraus die Spuren sowie die Treffer im Koordinatensystem des Pixeldetektors berechnet. Daher muß für jeden der beiden Pixeldetektoren, das „alignment“ und die Berechnung separat durchgeführt werden.

## 6.5 Ergebnisse

Die Datennahme wurde an verschiedenen Einzelchips durchgeführt. Insbesondere wurden verschiedene Detektortypen getestet. Abbildung 6.8 zeigt die Trefferverteilung eines Moduls. Zu erkennen ist die Abbildung der Fingerzähler auf den Pixeldetektor.

Die im Teststrahl untersuchten Prototypen sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. In dieser Arbeit wurden die Daten der Prototypen 1, 9, 10, 11, 12 sowie M2 und M3 analysiert. Im einzelnen wurde dabei von jedem der Prototypen die Auflösung, die Effizienz, die Ladungssammlungseffizienz, Übersprechen, Clusterbildung sowie das Rauschen untersucht.

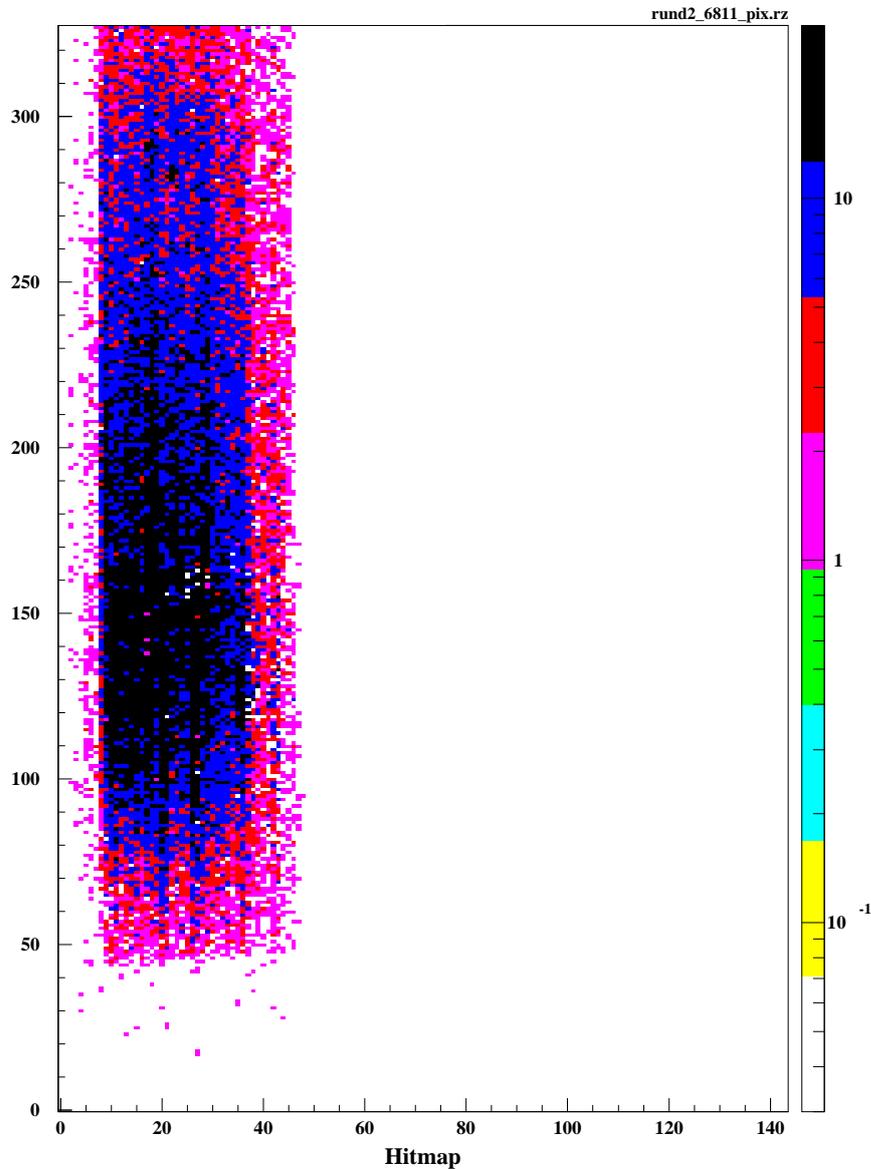


Abbildung 6.8: Trefferverteilung eines Pixelmoduls. Der Strahlfleck trifft nur die vier Chips links auf dem Modul. Die Daten wurden für die doppelt angeschlossenen Pixel in den Zeilen 155 - 172 (ganged pixel) korrigiert.

### 6.5.1 Die Daten des Pixeldetektors

Ein Ereignis im Pixeldetektor besteht aus einer oder mehreren Trefferinformationen sowie den Time-over-Threshold Werten der Treffer. Die Trefferinformationen können von realen Teilchendurchgängen oder durch Rauschtreffer entstehen. Die realen Teil-

chendurchgänge können außer durch das Teilchen, das den Trigger ausgelöst hat, auch noch durch gestreute Teilchen erzeugt werden. Diese ergeben nur Treffer auf einem bzw. wenigen Detektoren, d.h. sie sind nicht mit der vom Teleskop gemessenen Spur korreliert. In den Teststrahlenden steht noch zu jedem Treffer im Pixeldetektor die Information zur Verfügung, zu welchem Pixel-Triggerzeitpunkt der Treffer gehört.

Wie weiter oben bereits beschrieben, löst ein Teilchendurchgang im Teststrahl 16 Pixel-Trigger hintereinander aus. Bei ATLAS erfolgt in jedem Triggerzeitraum ein weiteres Ereignis, so daß ein Ereignis nur aus einem Trigger bestehen kann und darf. Die 16 Pixel-Trigger ermöglichen es, nachträglich in der Analyse ATLAS Bedingungen zu untersuchen und zu ermitteln, welche Daten aus dem jeweiligen Ereignis aufgrund von zeitlichen Problemen verloren gehen.

Abbildung 6.11 zeigt wie oft ein Treffer in einem bestimmten Pixel-Trigger gefunden wurde. Die Pixel-Trigger sind mit 0 bis 15 durchnummeriert. Bei ATLAS können nur die Ereignisse korrekt zugeordnet werden, die zeitlich zu einem Pixel-Trigger gehören. Eine ausführlichere Beschreibung ist in Kapitel 6.5.7 zu finden.

Durch einen Teilchendurchgang können ein oder mehrere Pixel einen Treffer melden. Diese Treffer müssen in der Analyse wieder zu einem Teilchendurchgang rekonstruiert werden. Dies geschieht durch einen Clusteralgorithmus, der alle Treffer in einer bestimmten Umgebung zu einem Cluster zusammenfaßt. Der Schwerpunkt dieses Cluster ist der Durchtrittsort des Teilchens (siehe 6.5.6). Die Rekonstruktion solcher Cluster ist kein eindeutiger Vorgang, da der Ursprung der Treffer nicht bekannt ist. Insbesondere hängt die Form der Cluster von der Auslesearchitektur ab. Im FE-C gehen bei großen Clustern in einem Spaltenpaar leicht einzelne Treffer verloren, ohne daß der gesamte Cluster verloren geht. Es kann allerdings vorkommen, daß durch diese Verluste ein großer Cluster in zwei kleinere gespalten wird.

Abbildung 6.9 zeigt die relative Häufigkeit der Cluster. Für die Clusterhäufigkeit wurden alle Treffer eines Ereignisses genommen, unabhängig von dem Triggerzeitpunkt. Unter ATLAS Bedingungen werden die sichtbaren Cluster wieder kleiner, da durch den Timewalk bedingt Treffer mit geringer Ladung einen Trigger später erscheinen können (und dort als Einzeltreffer bzw. Rauschtreffer verzeichnet werden).

Die Clustergröße hängt u.a. von der eingestellten Schwelle im Pixeldetektor ab. Je niedriger die Schwelle ist, desto größer werden die Cluster.

Die Größe der Cluster ist ebenfalls abhängig vom Einfallswinkel der Teilchen. Zeichnung 6.10 demonstriert diesen Sachverhalt. Ohne Magnetfeld ist das Minimum bei  $0^\circ$ , also bei senkrechtem Teilchendurchgang. Mit Magnetfeld verschiebt sich das Minimum zu einem Winkel ungleich  $0^\circ$  (Lorentzwinkel) aufgrund der Ablenkung der Ladungsträger im Detektor. Der Lorentzwinkel läßt sich durch die folgende Formel beschreiben

$$\tan \alpha_L = \mu B \tag{6.3}$$

wobei  $\mu$  die Beweglichkeit der Ladungsträger und  $B$  die magnetische Feldstärke ist. Eine detaillierte Analyse des Lorentzwinkel findet sich in [22].

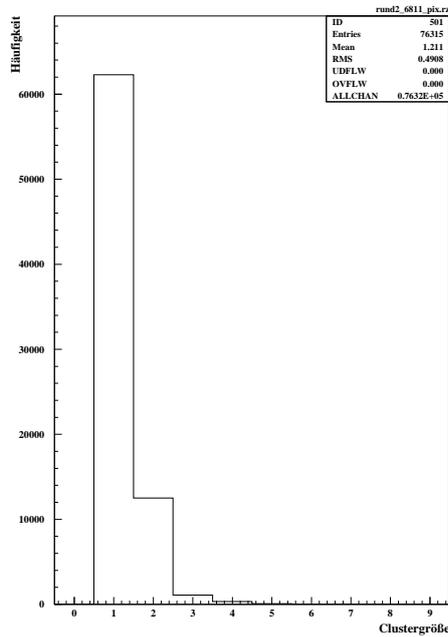


Abbildung 6.9: Relative Häufigkeit der Clustergrößen für  $0^\circ$

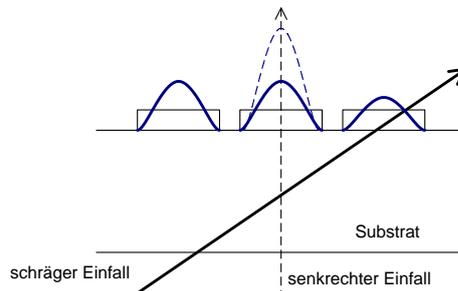


Abbildung 6.10: Skizze eines Teilchendurchgangs durch den Pixeldetektor

### 6.5.2 Bitfehler

Im FE-C werden Treffer mit einem Schieberegister in die Trefferverarbeitung transportiert. Die Zeilennummer bestimmt nicht nur die Position des Treffers, sondern enthält auch die Zeitinformation. Ein Bitfehler in der Adresse bewirkt daher einen Versatz in der Position und zusätzlich eine falsche Zeitinformation. Dies führt dazu, daß der Treffer dem falschen Bunchcrossing zugeordnet wird.

In der Analyse kann dieses daran erkannt werden, daß Treffer zu einem falschen Pixel-Trigger erscheinen. Abbildung 6.11 zeigt die Anzahlen der Treffer zu den Pixel-Triggern. Die erwartete Verteilung sollte ihr Maximum bei zwei aufeinanderfolgenden Triggern haben und dann bis auf Rauschtreffer nach spätestens einem weiteren Trigger ver-

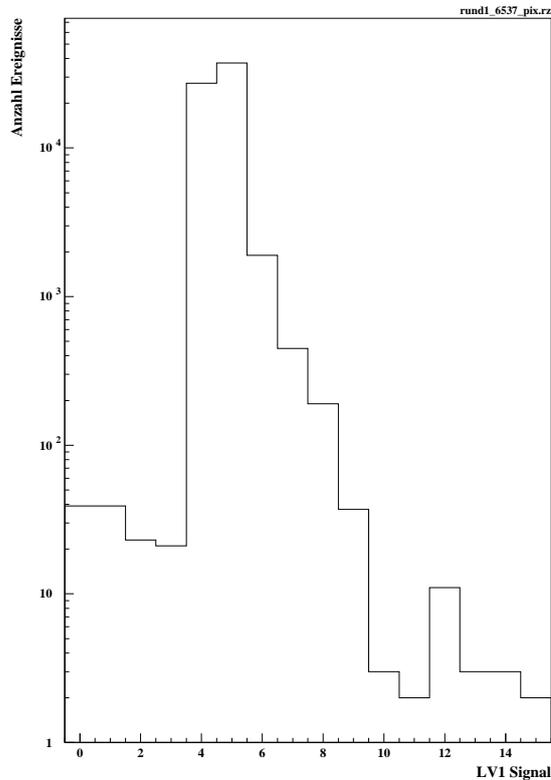


Abbildung 6.11: Verteilung der Triggerzeitpunkte in Pixeldetektor (logarithmische Darstellung)

schwunden sein. Die Abbildung zeigt, daß es zu bestimmten Triggern (6, 7, 8, 9, 12) nach dem Hauptsignal (4, 5) noch Treffer gibt.

Abbildung 6.12 zeigt die Trefferverteilung auf dem Chip zu einem festen Pixel-Trigger (12). Es ist ein deutliches Muster zu erkennen, welches in Zeilenrichtung auf den Zusammenhang zwischen Verzögerung und Bitfehler zurückzuführen ist. Warum nur ungerade Spalten betroffen sind, konnte nicht geklärt werden. Wenn es sich um Bitfehler handelt, sollte eine starke Korrelation der Anzahl der Takte nach dem eigentlichen Treffer und der Entfernung zum Strahl existieren. In Abbildung 6.14 ist diese Korrelation deutlich zu erkennen. Desweiteren wird für Treffer mit Bitfehler keine ToT-Information erwartet, da dafür zweimal derselbe Fehler eintreten müßte. Die Treffer im Peak in Abbildung 6.14 haben tatsächlich keine ToT-Information.

Der Einfluß dieser Fehler wurde durch eine Subroutine minimiert. Dazu wurde, wenn keine ToT-Information, und der zeitliche Abstand vom normalen Trefferzeitpunkt und der Abstand zur tatsächlichen Position des Strahls zusammenpassten, die Adresse entsprechend korrigiert. Abbildung 6.13 zeigt die Auswirkungen der Korrektur auf die Trefferverteilung.

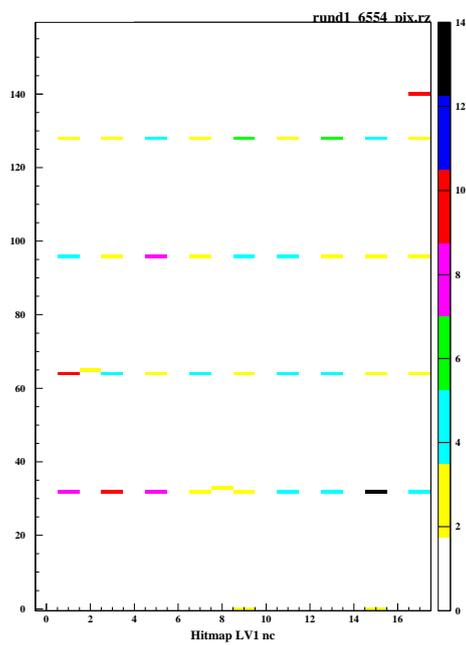


Abbildung 6.12: Trefferverteilung ohne Bitfehlerkorrektur zu einem festen Level-1-Trigger

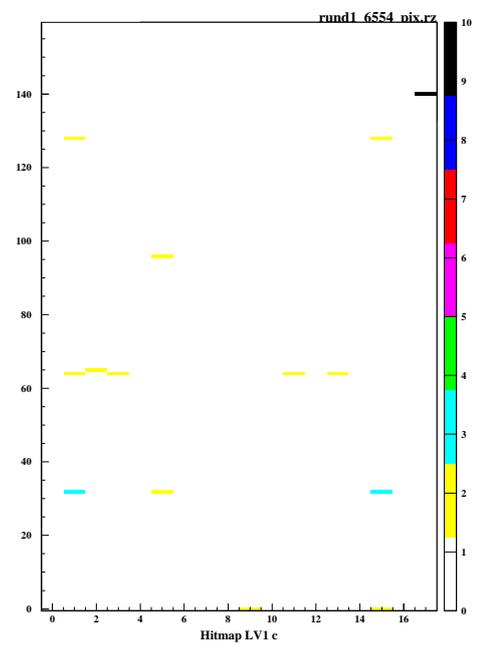


Abbildung 6.13: Trefferverteilung mit Bitfehlerkorrektur zu einem festen Level-1-Trigger

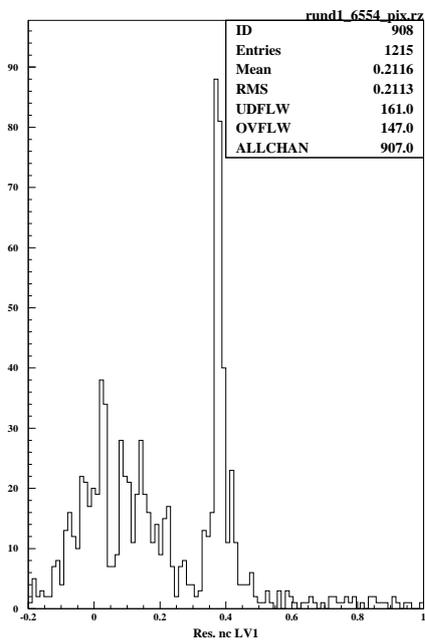


Abbildung 6.14: Residuum der Treffer ohne Bitfehlerkorrektur zu einem festen Level-1-Trigger

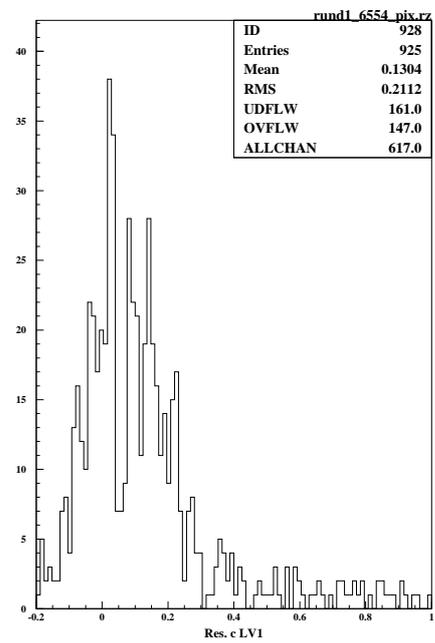


Abbildung 6.15: Residuum der Treffer mit Bitfehlerkorrektur zu einem festen Level-1-Trigger

### 6.5.3 Das „dummy-inject“ Problem

Wie im Abschnitt 4.2.5 beschrieben, wird zur Auffrischung der Daten in den dynamischen Speichern des Spaltenschieberegisters regelmäßig ein ungültiger Treffer in jede Spalte in die oberste Zeile injiziert und in der „End-of-Column“-Logik wieder herausgefiltert. Bereits im Labor wurde festgestellt, daß dieser Mechanismus offensichtlich nicht funktioniert.

Um die Auswirkungen durch den fehlenden „dummy-inject“ zu reduzieren, wurde bei den Teststrahlmessungen mit einem Rechteckgenerator in die oberste Zeile jeder Spalte ein Treffer injiziert. Diese Treffer sind natürlich gültige Treffer und können das Rauschen zusätzlich in dieser Zeile erhöhen.

In den Abbildungen 6.16 - 6.19 sind die Trefferverluste des Pixeldetektors gegen die Burstnummer aufgetragen. Verluste sind Ereignisse, bei denen das Teilchen durch den Pixeldetektor gegangen ist, der Pixeldetektor aber keinen Treffer nachweisen konnte. Die Burstnummer ist die Nummer des Ereignisses innerhalb eines „Spills“. Ohne „dummy inject“ sind die Verluste zu Beginn des „Spills“ größer, weil die dynamischen Speicher im FE-C in ungültigen Zuständen sind<sup>2</sup>. Durch die Treffer werden die dynamischen Speicher erneuert und der Chip bleibt funktionsfähig.

Für Einzelchips ist diese Abhängigkeit durch eine geeignete Einstellung des Rechteckgenerators weitgehend vermieden worden (Abbildung 6.17), während für das Modul die Zahl der verlorenen Treffer zwar deutlich reduziert aber nicht komplett vermieden werden konnte (Abbildungen 6.18 und 6.19).

Bei der Berechnung der Effizienzen muß dieses Problem berücksichtigt werden. Da sich das Problem auf einen Logikfehler innerhalb der Schaltung zurückführen läßt und damit eigentlich leicht behoben werden könnte, werden die Effizienzen immer nur mit „dummy-inject“-Korrektur berechnet.

### 6.5.4 Zwischenchipkorrektur

Die Zwischenpixel sind wie in Kapitel 4.2.1 beschrieben zusammen mit einem normalen Pixel an einen Auslesekanal angeschlossen, so daß in den Daten keine Treffer mit den Nummern der Pixel 160 - 167 zu finden sind. Insbesondere bei der Betrachtung der Moduldaten behindert der tote Bereich zwischen den Frontend-Chips die Analyse. Daher wurde eine Routine entwickelt, die die Treffer im Bereich zwischen den Frontendchips rekonstruiert. Im folgenden wird erklärt, wie diese Routine arbeitet.

Bei Einzeltreffern ist es nicht möglich, nur mit den Pixeldaten zu entscheiden, ob der Treffer im Bereich zwischen den Frontend-Chips war oder in einem normalen Pixel. In

---

<sup>2</sup>Da nur 2 Sekunden von den 14 Sekunden eines „Spills“ Teilchen durch den Detektor hindurchgehen, driften in den verbleibenden 12 Sekunden zwischen zwei Teilchenpaketen die dynamischen Speicher in ungültige Zustände. Dies läßt sich auch sehr gut an der Stromaufnahme erkennen. In ungültigen Zuständen der Speicher fließt ein wesentlich höherer Strom durch die digitale Versorgung. Sobald Teilchen durch den Detektor gehen, verringert sich der Strombedarf des Chips drastisch.

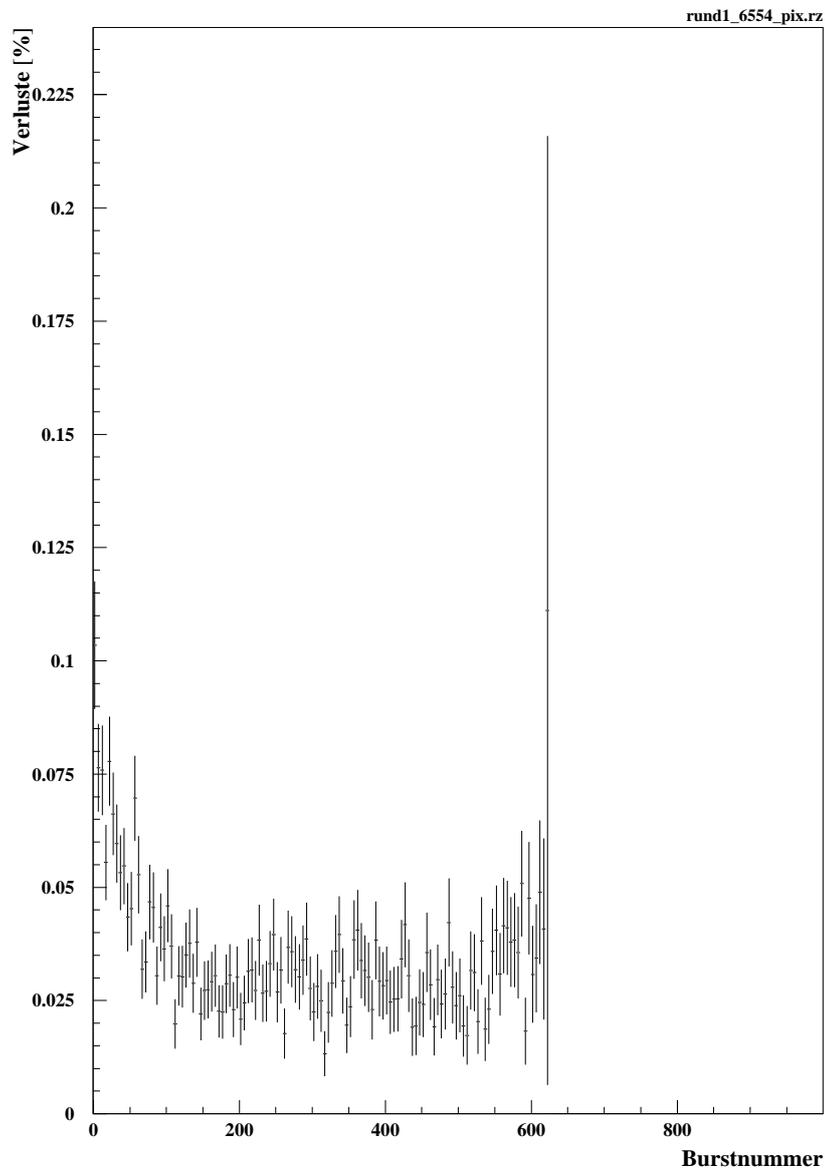


Abbildung 6.16: Trefferverluste in Abhängigkeit der Burst-Nummer ohne „dummy-inject“

diesem Fall wird die Information des Teleskops hinzugenommen. Der Treffer wird dem Pixel mit der kleineren Abweichung zu der berechneten Spur zugeordnet bzw. keinem Pixel, wenn die Abweichung zu beiden Pixel zu groß ist.

Bei Doppeltreffern kann anhand des Musters entschieden werden, welche Pixel wirklich getroffen wurden. Da zwischen zwei doppelt angeschlossenen Pixeln immer ein einfach

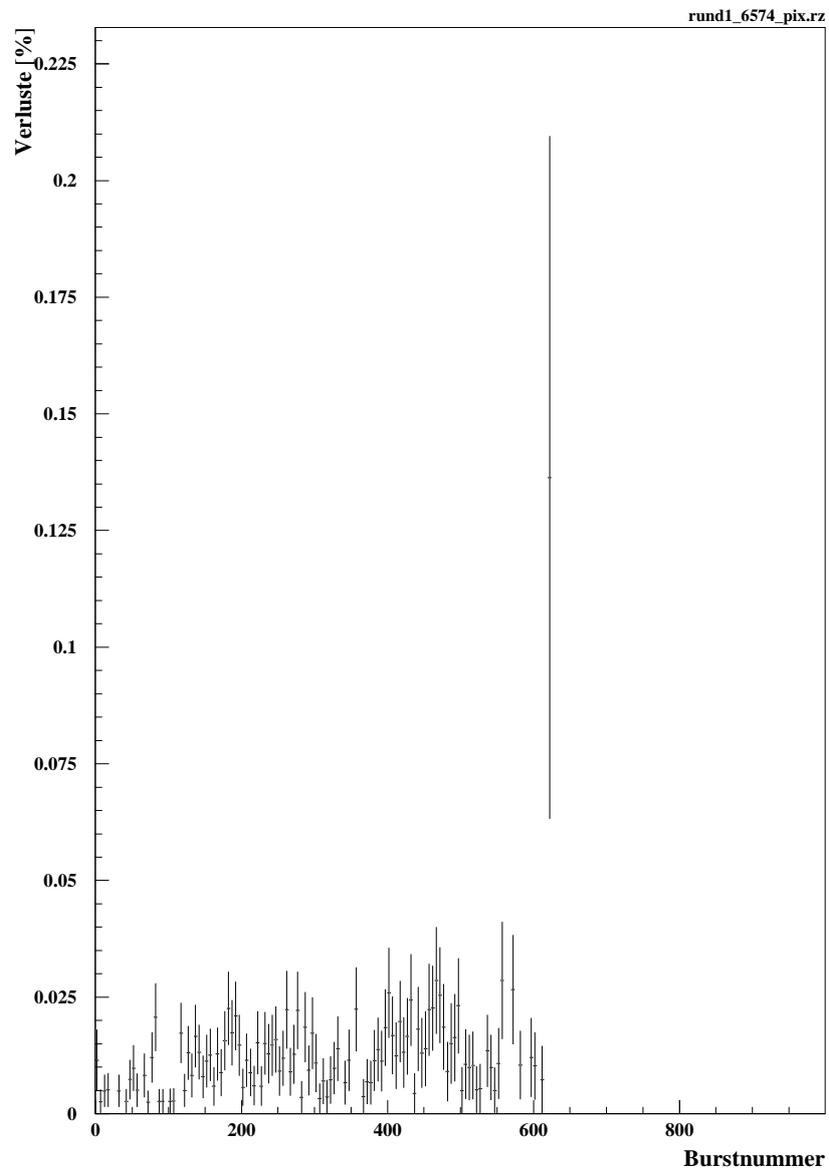


Abbildung 6.17: Trefferverluste in Abhängigkeit der Dauer der „Spills“ mit „dummy-inject“

angeschlossener Pixel liegt (siehe Abbildung 4.4), entsteht bei Treffern im Zwischenchipbereich ein Muster, bei dem ein Pixel in der Mitte fehlt (z.B. Treffer in 157 und 159). In diesen Fällen läßt sich die Trefferposition im Pixeldetektor aus den Pixeldaten ermitteln. Die Tabelle 6.3 zeigt die Häufigkeiten der verschiedenen Fälle sowie die Fälle, bei denen eine Abweichung zum Strahl existiert.

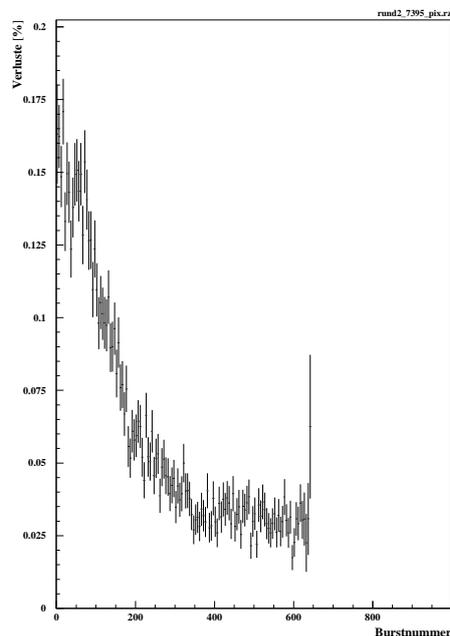
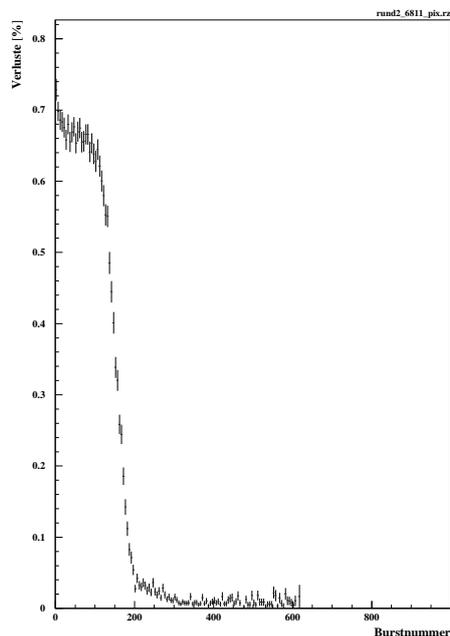


Abbildung 6.18: Trefferverluste in Abhängigkeit der Dauer der „Spills“ für Modul M3 während der Datennahme im Mai 1999

Abbildung 6.19: Trefferverluste in Abhängigkeit der Dauer der „Spills“ für Modul M3 während der Datennahme im Juni 1999

Einzeltreffer (eindeutig)	31,7%
Einzeltreffer (doppelt angeschlossene Pixel)	21,8%
Einzeltreffer (ohne Zuordnung)	3,1%
Doppeltreffer (direkt benachbart)	19,7%
Doppeltreffer (auf 2 doppelt angeschlossenen Pixel)	23,7%

Tabelle 6.3: Relative Häufigkeit der Trefferarten im Bereich zwischen den Chips.

Die Abbildungen 6.20 und 6.21 zeigen den Zwischenchipbereich vor und nach der Korrektur. Für die Betrachtungen von Einzelchips ist diese Korrektur nicht notwendig, da nur Treffer von Zeilen kleiner als 150 in die Analyse einfließen, um Randeffekte zu vermeiden. Bei allen Ergebnissen mit Moduldaten kam diese Routine zum Einsatz.

In Abbildung 6.22 ist das Residuum des Strahls zu der im Pixeldetektor ermittelten Position zu erkennen. Im Nebenpeak sind die falsch zugeordneten Treffer, während der gleichmäßige Untergrund von Rauschtreffern im Zwischenchipbereich stammt. Nach der Korrektur verschwindet das Signal neben dem Hauptsignal (Abbildung 6.23). Durch die Korrektur können auch im Zwischenchipbereich die getroffenen Pixel bestimmt werden.

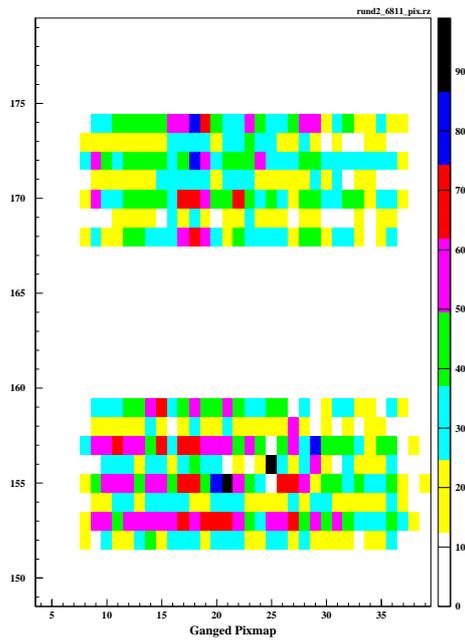


Abbildung 6.20: Trefferverteilung im Zwischenchipbereich ohne Korrektur

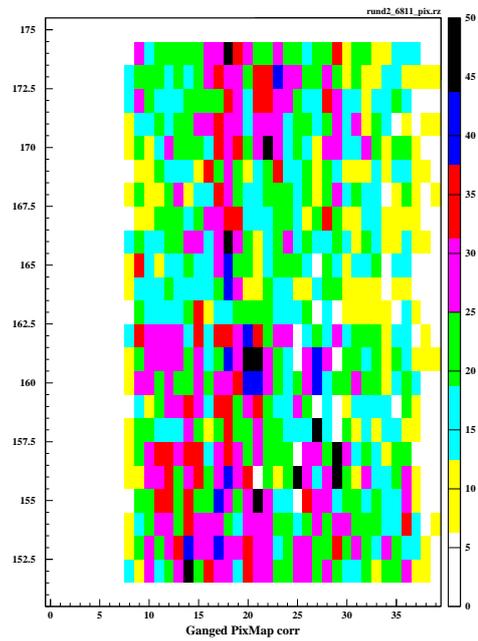


Abbildung 6.21: Trefferverteilung im Zwischenchipbereich mit Korrektur

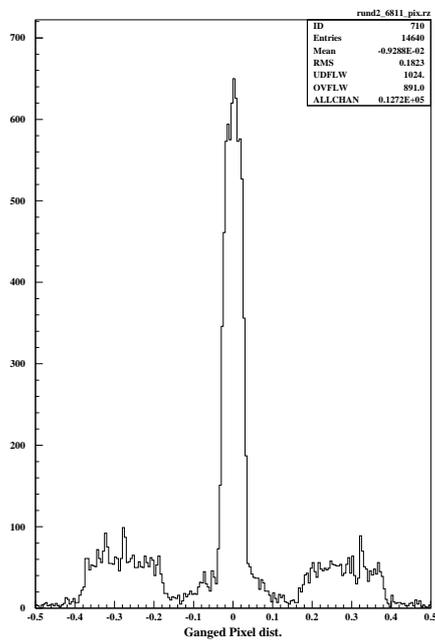


Abbildung 6.22: Residuen-Verteilung im Zwischenchipbereich ohne Korrektur

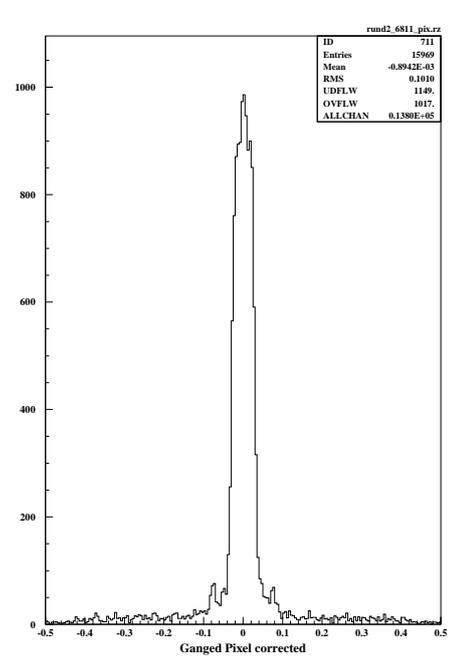


Abbildung 6.23: Residuen-Verteilung im Zwischenchipbereich mit Korrektur

### 6.5.5 ToT

Die ToT-Werte lassen sich mit Hilfe von Labormessungen in die deponierte Ladung umrechnen. Eine solche Messung ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Für die Umrechnung wird an diese Messung eine Funktion  $Q = A + \frac{B}{ToT+C}$  angepasst.

Die von den geladenen Teilchen deponierte Ladung im Pixelsensor (Dicke  $300 \mu\text{m}$ ) entspricht einer Landau-Verteilung mit einem Maximalwert bei etwa  $23000 e^-$  und einem Mittelwert von ca.  $32000 e^-$ . Hohe Ladungen erzeugen bevorzugt Mehrfachtreffer. Dadurch sind hohe Ladungen in der Ladungsverteilung bei Einzeltreffern unterdrückt. Zusätzlich wird dieser Effekt noch dadurch verstärkt, daß die ToT-Werte im FE-C bei großen Ladungen sättigen (vergleiche Abbildung 5.11). In der Abbildung 6.24 ist eine Ladungsverteilung für Cluster gezeigt. Besteht ein Cluster aus mehr als einem Treffer, werden die Ladungen addiert. Die erwartete Landauverteilung ist gut zu erkennen.

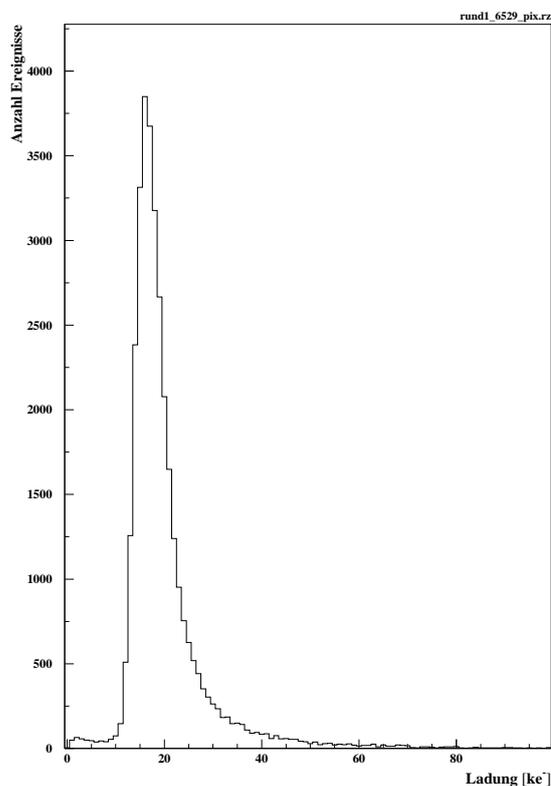


Abbildung 6.24: Im Teststrahl gemessene Ladungsverteilung

Die Ladungsinformation kann dazu dienen, die Auflösung weiter zu verbessern. Sie ist bei Mehrfachtreffern ein Maß dafür, an welcher Stelle das Teilchen den Pixel durchgequert hat. Desweiteren läßt sich die Funktion des Detektors überprüfen. Ein nicht vollständig depletierter Detektor sammelt weniger Ladung für ein geladenes Teilchen.

Durch Strahlenschäden steigt die zur Vollepletion notwendige Spannung mit der Zeit an. Das ToT bietet daher eine Möglichkeit zu überprüfen, ob die Detektoren vollständig depletiert sind bzw. wieviel Ladung verloren geht.

Im Teststrahl bietet sich zudem die Möglichkeit, die Ladungssammlung genauer zu untersuchen. Dazu werden die Pixel in kleinere Bereiche unterteilt (in dieser Arbeit in  $10 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ ) und die Summe der Ladung, die in diesem Bereich für alle Pixel gemessen wurde, bestimmt. Daraus läßt sich die Ladungssammlungseffizienz des Sensors in Abhängigkeit vom Ort bestimmen, d.h. wie homogen der Sensor über der Fläche eines Pixels ist.

Für einen idealen Sensor erwartet man keine Abhängigkeit vom Durchgangsort des Teilchens. Allerdings kann durch Guard-Ringe bzw. durch Implantationen die entstandene Ladung abfließen, ohne im Verstärker nachgewiesen zu werden. Abbildung 6.26 zeigt die Effizienz als Funktion der y-Koordinate. Bei diesem Detektor sind an den Rändern deutlich Verluste in der Größe von 10% zu erkennen.

Durch das Dummy-Injekt Problem erwies sich die Eichung im Labor als äußerst schwierig [21]. Daher konnten nicht alle Einzelchips miteinander verglichen werden. Für einen SSG Detektor und einen ST1 Detektor sind die Ladungssammlungseffizienzen in den Abbildungen 6.25 und 6.26 dargestellt.

### 6.5.6 Ortsauflösung

Eine der wesentlichen Anforderungen an den Pixeldetektor ist die Ortsauflösung (siehe auch 4.1). Wird die rein binäre Trefferinformation von Einzeltreffern genutzt, ist die Ortsauflösung durch die Standardabweichung einer Gleichverteilung gegeben. Daraus resultiert für die x-Richtung  $\sigma_x = 124.7 \mu\text{m}$  und für die y-Richtung  $\sigma_y = 14.4 \mu\text{m}$ . Abbildung 6.27 zeigt diese Gleichverteilung anhand der Trefferverteilung in x-Richtung für Einzeltreffer. Die Kastenform läßt sich deutlich erkennen. In y-Richtung (Abbildung 6.28) ist keine Kastenform zu erkennen, die Verteilung ähnelt einer Gauss-Verteilung. Das liegt daran, daß bei Treffern an den Rändern der Pixel die Ladung auf mehr als einen Pixel aufgeteilt wird. Diese Treffer sind nicht in die obigen Verteilungen einbezogen, da die Information, daß zwei Pixel getroffen wurden, zur Verbesserung der Auflösung genutzt werden kann. Damit liegt keine Gleichverteilung mehr vor.

Dies wird in den Abbildungen 6.29 und 6.30 verdeutlicht. Aufgetragen ist die durch das Teleskop bestimmte Position des Treffers innerhalb eines Pixel für Einzel- und Doppeltreffer. Einzeltreffer sind deutlich seltener am Rand des Pixel, während Doppeltreffer seltener in der Mitte des Pixel zu finden sind. Werden also nur Doppeltreffer betrachtet, so wird der Durchgangsort bei einem Doppeltreffer auf die Pixelgrenze gelegt. Der Bereich, in dem die Doppeltreffer vorwiegend an der Pixelgrenze liegen ist deutlich kleiner als der Bereich für Einzeltreffer. Die für Doppeltreffer bestimmten Ortsauflösungen (Abbildungen 6.33 und 6.34) bestätigen dies.

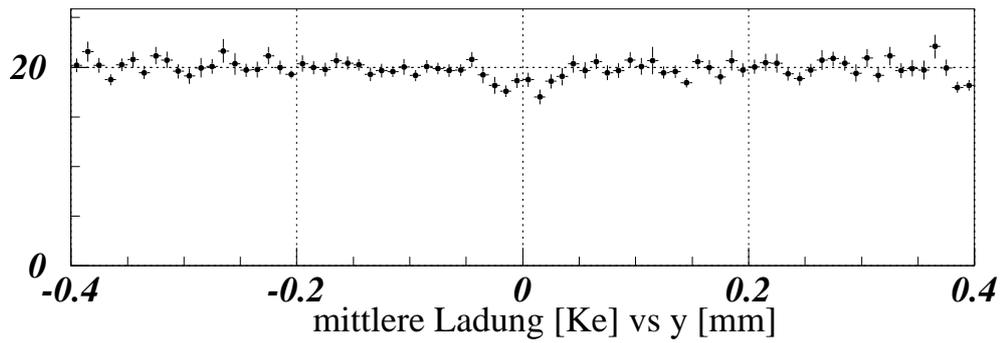


Abbildung 6.25: Ladungssammlungseffizienz für einen SSG Detektor. Dargestellt ist die Projektion der Durchtrittsorte der Teilchen in Richtung der langen Seite für zwei Pixel von  $-400 \mu\text{m}$  bis  $400 \mu\text{m}$  gegen die deponierte Ladung in  $\text{ke}^-$ .

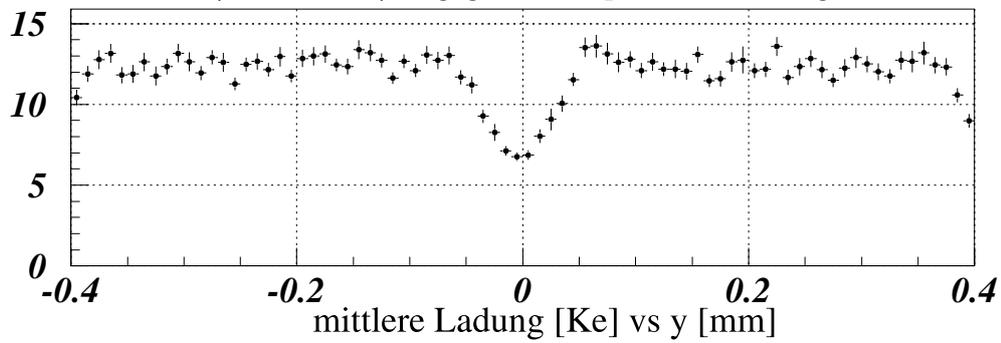


Abbildung 6.26: Ladungssammlungseffizienz für einen ST1 Detektor

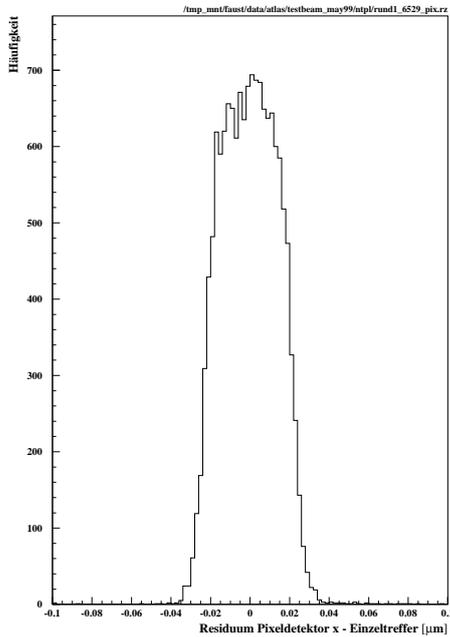


Abbildung 6.27: Auflösung für Einzeltreffer in x-Richtung

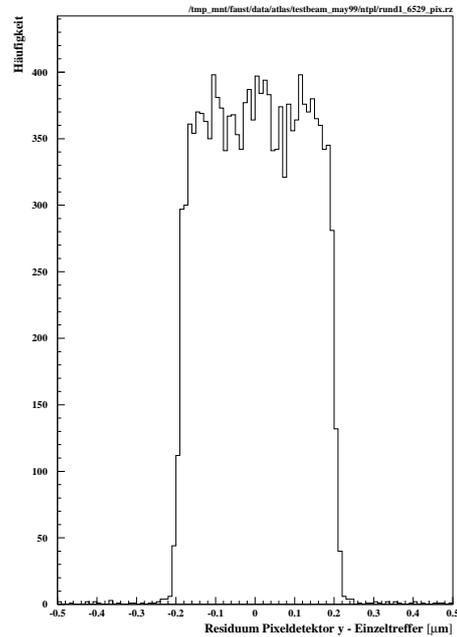


Abbildung 6.28: Auflösung für Einzeltreffer in y-Richtung

Desweiteren läßt sich aus der Abbildung 6.30 die Größe der Ladungswolke im Sensor erkennen. Der maximale Durchmesser der Ladungswolke ist etwa  $20 \mu\text{m}$ . Zusammen mit der Ladungsmenge, die im Pixel deponiert wurde, kann dies zu einer weiteren Verbesserung der Auflösung bei Doppeltreffern beitragen. Anstatt den Durchgangsort genau zwischen die Pixel zu legen, wird der Durchgangsort mit dem Verhältnis der Ladungsmengen in den beiden Pixel verschoben ( $v = 20\mu\text{m} * \frac{Q_i}{Q_i+Q_{i+1}}$ ). Abbildungen 6.35 und 6.36 zeigen die daraus resultierende verbesserte Auflösung.

In Tabelle 6.4 ist die gemessene Ortsauflösung für die verschiedenen Verfahren zusammengefasst. Für die verschiedenen Einzelchips bzw. Module ergeben sich nur kleine Unterschiede. Es zeigt sich, daß sich durch Hinzunahme der Ladungsinformation nur eine leichte Verbesserung erzielen läßt. Es ist allerdings zu erwarten, daß bei größeren Winkeln die Verbesserung durch Bildung des Ladungsschwerpunktes größer wird.

### 6.5.7 Effizienz

Dieser Abschnitt erklärt zunächst den Begriff „Effizienz“ im Zusammenhang mit dem ATLAS-Pixeldetektor. Anschließend werden die Teststrahlergebnisse für Einzelchips und Module gezeigt und diskutiert.

Die Effizienz eines (Teilchen-)Detektors ist definiert als das Verhältnis der Anzahl der nachgewiesenen Teilchendurchgänge zu der Anzahl aller Teilchendurchgänge. Dies ist

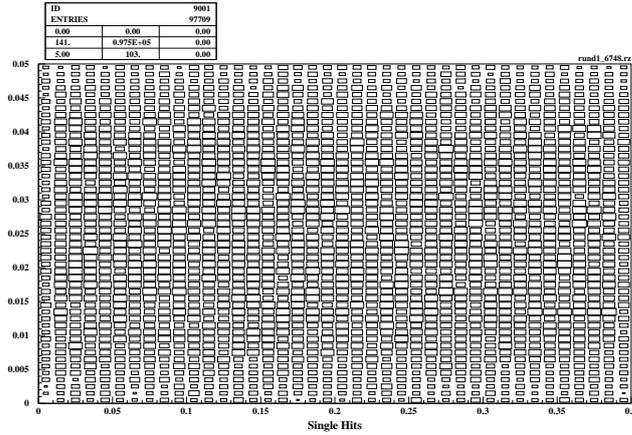


Abbildung 6.29: Verteilung der Einzeltreffer innerhalb eines Pixel

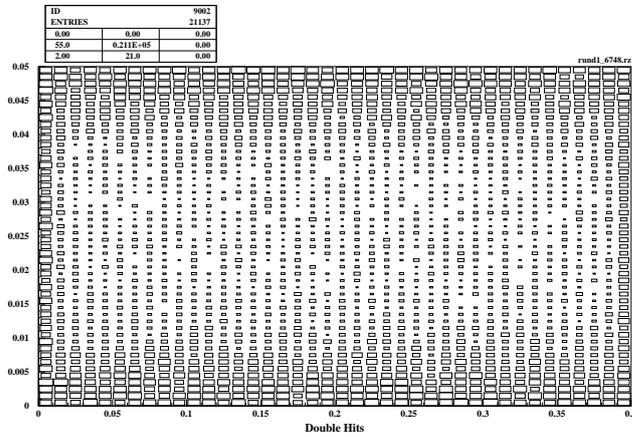


Abbildung 6.30: Verteilung der Doppeltreffer innerhalb eines Pixel

Methode	$\sigma_x$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_y$ ( $\mu\text{m}$ )
Einzeltreffer	13,6	115,6
Doppeltreffer binär	9,5	9,7
Doppeltreffer analog	8,9	9,0
Gesamt binär	12,8	115,0
Gesamt analog	12,6	114,5

Tabelle 6.4: Auflösungen für verschiedene Methoden

die Zahl der Teilchen, die durch das Strahlteleskop gehen und einen Trigger auslösen. Zu jeder Spur des Strahlteleskops wird im Pixeldetektor ein Treffer in der näheren Umgebung des Spurpunktes gesucht.

Bei ATLAS muß zusätzlich zu dieser räumlichen Bedingung noch eine zeitliche Bedingung an den Pixeldetektor gestellt werden. Nur Teilchen, die innerhalb eines Zeit-

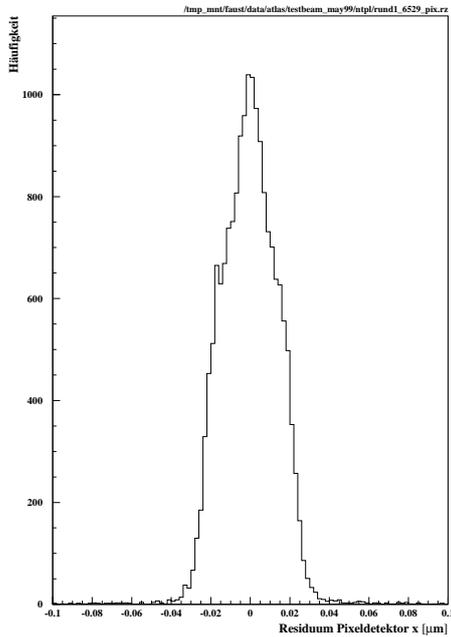


Abbildung 6.31: Auflösung eines Pixel-detektors in x-Richtung

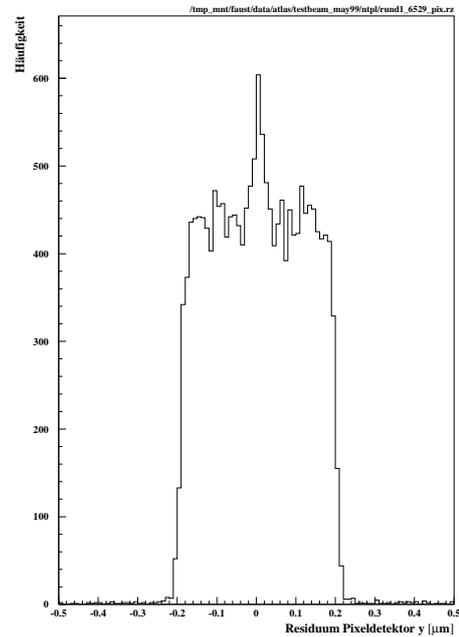


Abbildung 6.32: Auflösung eines Pixel-detektors in y-Richtung

fensters von 25ns nachgewiesen werden, werden der richtigen Kollision zugeordnet. Teilchen, die außerhalb des Zeitfensters liegen, verringern also die Effizienz des Pixel-detektors.

Ein Teilchen, das im Pixelchip nachgewiesen wird, erfährt eine von der Ladungsmenge abhängige zeitliche Verzögerung. Dieser Effekt wird in Abbildung 6.37 erklärt. Durch eine geeignete Verzögerung des LV1-Triggers zum 40 MHz Takt kann aus der Timewalk-Kurve ein Fenster herausgeschnitten werden, d.h. alle Teilchen mit Ladungen innerhalb dieses Fensters werden korrekt nachgewiesen.

Wenn im Teststrahl ein Trigger ausgelöst wird, wird eine konstante Zeit später der Level-1 Trigger erzeugt. Dieser ist nicht wie bei ATLAS 25ns sondern 400ns lang, was 16 Triggern hintereinander entspricht. Der Pixelchip gibt dementsprechend alle Treffer der 16 Ereignisse zurück, die eine definierte Zeit (Latency) zurückliegen. Durch die Nummer des Triggers kann entschieden werden, zu welchem Zeitpunkt der Treffer im Chip gesehen wurde. Abbildung 6.38 zeigt die Triggernummer gegen die Anzahl der Ereignisse. In der linken Abbildung sind alle Ereignisse eingetragen. Die meisten Treffer wurden in diesem Fall mit den Triggernummern vier und fünf gefunden. Vor diesem Zeitraum sollten keine Treffer existieren. Die Treffer mit höheren Triggernummern sind Treffer mit kleinerer Ladung, die durch den Timewalk verzögert wurden bzw. wie in 6.5.2 erklärt Treffer mit Bitfehlern. Bei Doppeltreffern ist der Anteil an Ereignissen für höhere Triggernummern größer, da die Ladungen bei Doppeltreffern kleiner sind

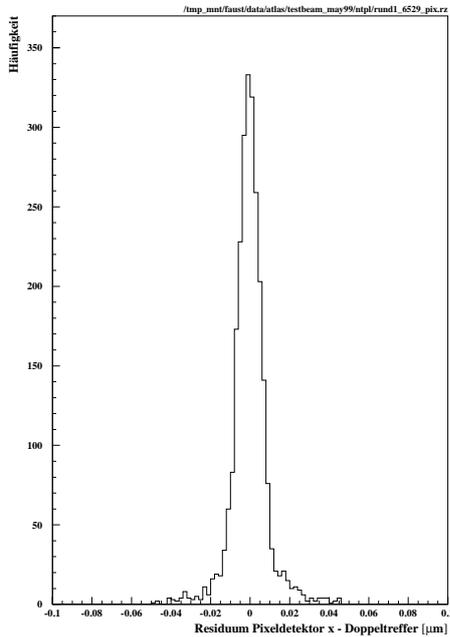


Abbildung 6.33: Auflösung für Doppeltreffer im Pixeldetektor (x-Richtung)

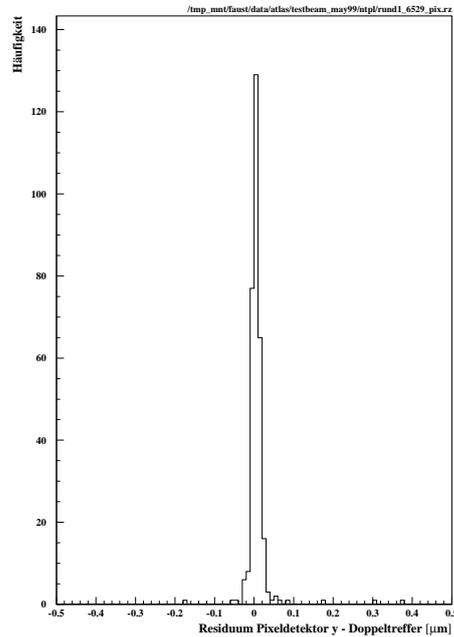


Abbildung 6.34: Auflösung für Doppeltreffer im Pixeldetektor (y-Richtung)

und somit aufgrund des Timewalks später nachgewiesen werden. Abbildung 6.39 zeigt dieses Verhalten in einer dreidimensionalen Darstellung. Auf der x-Achse ist die Triggernummer, auf der y-Achse die Ladung in  $ke^-$  und auf der z-Achse die Anzahl der Ereignisse aufgetragen.

Im Teststrahl ist die Phase zum 40 MHz Takt ( $XCK^3$ ) zwischen dem LV1-Trigger und dem Teilchentrigger nicht fest. Die Teilchen erreichen den Detektor völlig unkorreliert in Bezug auf den 40-MHz Takt, während der LV1-Trigger fest an den 40-MHz Takt gebunden ist. Die TDC-Information liefert die Zeit zwischen dem Teilchentrigger und der fallenden Flanke des 40-MHz Taktes (und damit auch zum LV1-Trigger). Abbildung 6.40 zeigt die TDC-Werte gegen die Anzahl der Ereignisse. Bis auf die Einträge am Rand (ein Problem des TDCs) ist die Verteilung flach, d.h. zu jeder möglichen Phase zwischen des 40MHz Taktes und dem Teilchentrigger sind etwa gleich viele Ereignisse eingetreten.

Die zeitliche Effizienz muß also zu einer festen Phase (TDC-Wert) berechnet werden. Bei ATLAS wird die Verzögerung fest eingestellt, so daß sich eine maximale Effizienz ergibt. Im Teststrahl dagegen werden zu allen möglichen Phasen die Effizienzen berechnet.

Um die beste Einstellung für die Effizienz zu finden, wird für jeden Level-1 Trigger angenommen, daß dieser der gewünschte Zeitpunkt ist. Alle Treffer mit derselben Phase

<sup>3</sup>XCK = bunch crossing clock

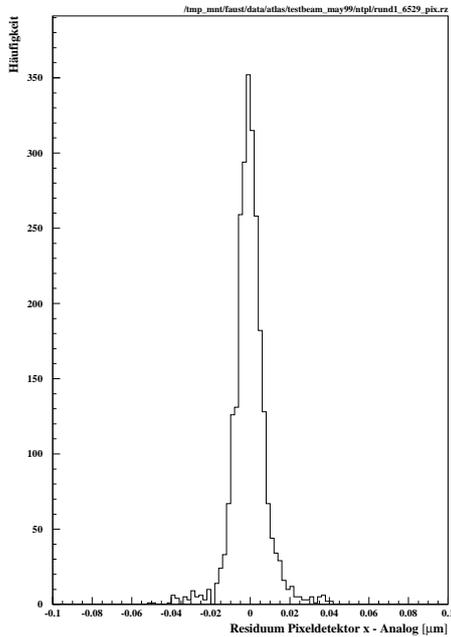


Abbildung 6.35: Auflösung analoge Trefferauswertung im Pixeldetektor (x-Richtung)

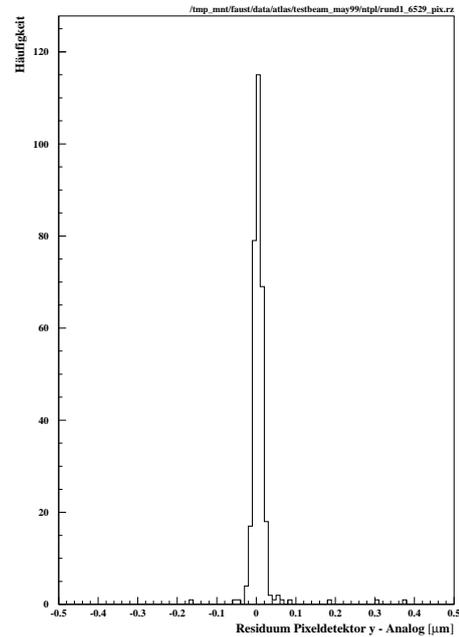


Abbildung 6.36: Auflösung für analoge Trefferauswertung im Pixeldetektor (y-Richtung)

- also mit demselben TDC-Wert -, die zum selben Level-1 Trigger gehören, können bei ATLAS korrekt zugeordnet werden, während die Treffer, die zu einem anderen Level-1 Trigger erscheinen, einem anderen Kollisionszeitpunkt zugeordnet würden. Abbildung 6.42 zeigt die daraus resultierende Verteilung für die Level-1 Trigger 4, 5, und 6. Die besten Werte werden für den Level-1 Trigger 5 gefunden. Bei ATLAS würde also eine Verzögerung zwischen XCK und Level-1 Trigger von 15ns eingestellt. Damit wird eine zeitliche Effizienz von über 99% erreicht.

Bei der räumlichen Effizienz gibt es verschiedene Ineffizienzbeiträge. Ein Teilchen ist im Pixeldetektor gar nicht nachgewiesen worden, oder es gibt einen Treffer, der aber außerhalb der gewählten Umgebung liegt<sup>4</sup>.

In der Analyse wurde der betrachtete Bereich des Sensors eingeschränkt, damit Teilchen, die den Detektor am Rand durchqueren, aufgrund der Unsicherheit am Rand nicht mitgezählt werden. Außerdem ist der Bereich mit den doppelt angeschlossenen Pixeln bei der Einzelchip-Analyse ausgenommen worden.

Abbildung 6.43 zeigt die Effizienz (räumliche und zeitliche Effizienz) eines Einzelchips. Die räumliche Effizienz ist unabhängig von der Phase und wird mit der zeitlichen Effizienz multipliziert. Abbildung 6.44 zeigt die Verteilung der Ineffizienzen im Pixel-detektor. Es sind jeweils die vorhergesagten Durchtrittsorte aufgetragen; die äußeren

<sup>4</sup>Als zulässige Umgebung wurde ein Pixel Abstand zum getroffenen Pixel erlaubt.

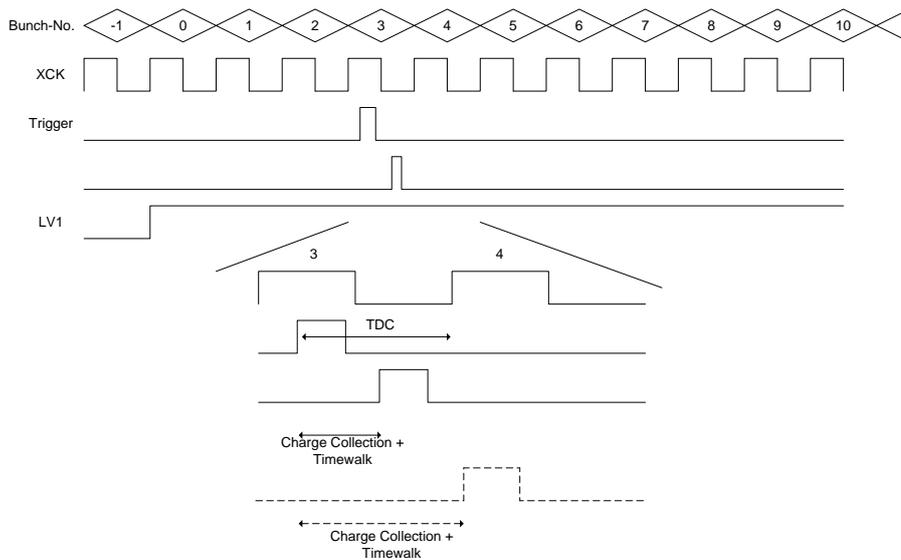


Abbildung 6.37: Schematische Zeichnung der Zeitverhältnisse während der Trefferverarbeitung. Die „Bunch-No.“ ist die interne Durchnummerierung. Sie startet bei einem Level-1 Trigger mit Null. Das Triggersignal ist unkorreliert zur XCK. Das zweite, folgende Signal zeigt die Treffererkennung im Pixel, verzögert um den Timewalk. In der Ausschnittsvergrößerung ist ein zweiter Treffer angedeutet, der mehr als einen Takt später vom Pixelchip nachgewiesen wird. Im LHC-Betrieb geht dieser Treffer verloren.

Spalten bzw. Zeilen sind wie zuvor erläutert nicht betrachtet worden. Es ist zu erkennen, daß die Ineffizienzen gleichmäßig über den untersuchten Bereich des Detektors verteilt sind.

Die Effizienz des Pixeldetektors sind im wesentlichen vom Sensortyp abhängig. Tabelle 6.5 listet die verschiedenen Detektoren mit den Effizienzen bzw. Ineffizienzen auf.

Das Modul M3 hat eine deutlich schlechtere Effizienz, ebenso wie auch Chip 12 während einer älteren Datennahme. In diesen Fällen ist die Effizienz des Pixeldetektor abhängig von der Anzahl der Treffer, die unmittelbar vorher stattgefunden haben. Abbildung 6.16 zeigt die Effizienz gegen die Position des Treffers innerhalb eines Bursts. Die (räumliche) Effizienz nimmt mit der Dauer des Burstes deutlich zu. Die Ineffizienz ist ausschließlich durch fehlende Treffer im Pixeldetektor zu erklären. Die Ursache liegt dabei in dem bereits erwähnten Fehler im FE-C (s.a. 6.5.3).

### 6.5.8 Rauschen

Im Teststrahl macht sich Rauschen in den Pixeln durch zusätzliche Treffer bemerkbar. Eine gezielte Untersuchung des Rauschens wie im Labor ist nicht möglich. Eine einfache Abschätzung über die Rauschrate des Systems läßt sich aus den Teststrahlendennoch ermitteln.

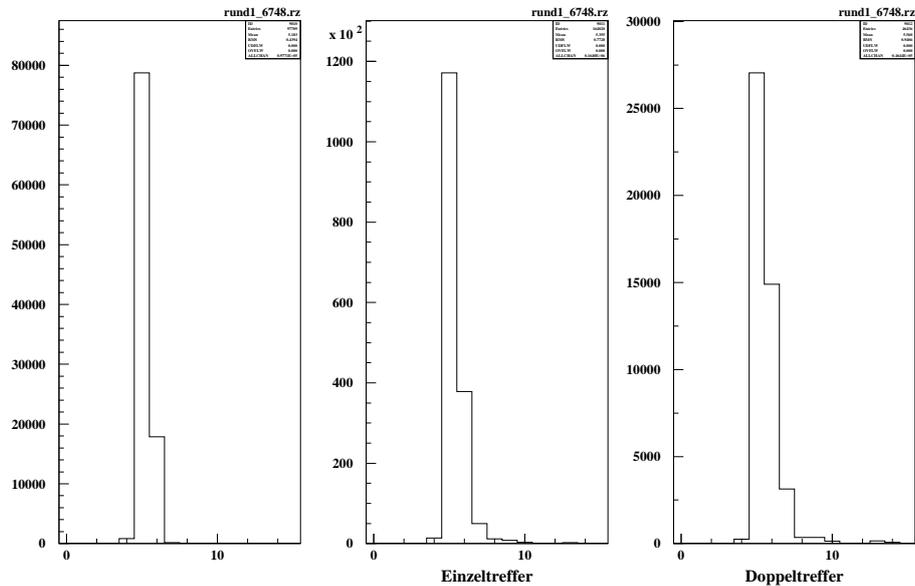


Abbildung 6.38: Anzahl der Treffer zu einer bestimmten Triggernummer für alle Treffer, Einzel- und Doppeltreffer.

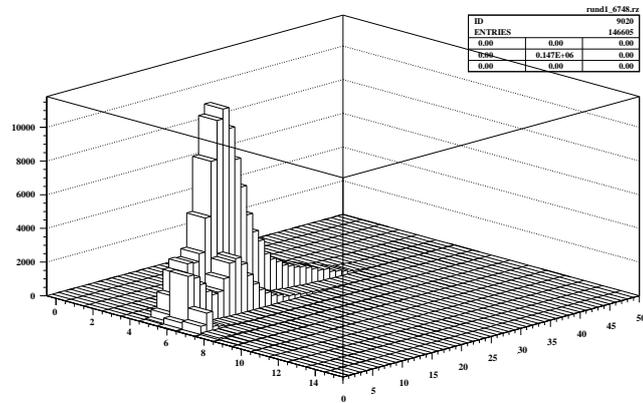


Abbildung 6.39: Treffer mit kleinerer Ladung erscheinen um ein bis zwei Trigger verzögert.

Im folgenden sind die Ereignisse betrachtet worden, in denen zwar ein Teilchen durch das Teleskop hindurchgegangen ist, aber nicht durch den Pixeldetektor. Ein Teleskopereignis ergibt insgesamt 16 Pixeldetektorereignisse, da 16 Level-1 Trigger an den Pixeldetektor im Teststrahl gesendet wurden. Abbildung 6.45 zeigt eine Trefferverteilung für diese Ereignisse. Aufgrund der geringen Ereignismenge (173.424 Ereignisse) sind nur in wenigen Pixeln ein oder zwei Treffer vorhanden. Für diesen Chip (FE-C SS-

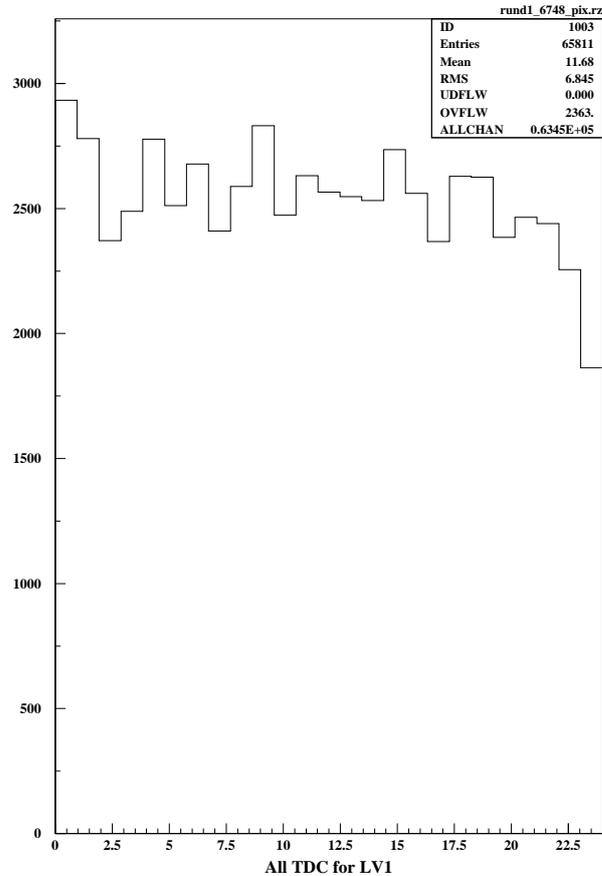


Abbildung 6.40: Die Teilchendurchgänge sind unkorreliert zur XCK.

Gb, #9) wie auch für den FE-B SSGb (#1) kann die Rauschrate pro Pixel mit kleiner  $10^{-5}$  angegeben werden, was den Anforderungen entspricht.

### 6.5.9 Übersprechen

Im Abschnitt 5.2.5 sind die Labormessungen zum Übersprechen vorgestellt worden. Im folgenden wurde untersucht, ob Treffer infolge von Übersprechen in den Teststrahltdaten gefunden werden können.

Ereignisse, bei denen ein Treffer soviel Ladung in die Nachbarpixel durch Übersprechen injiziert hat, sind an ihrer Form zu erkennen. Ist die Ladung groß genug, findet sich in beiden Nachbarn der getroffenen Zelle ein Treffer. In den Daten wurde genau nach dieser Signatur gesucht, d.h. es wurde verlangt, daß das Teilchen durch den mittleren Pixel eines Dreierclusters (drei benachbarte Pixel innerhalb einer Spalte) hindurchgegangen ist. Für die Chips #1, #9 und #12 ist der Anteil dieser Ereignisse kleiner als 0,05

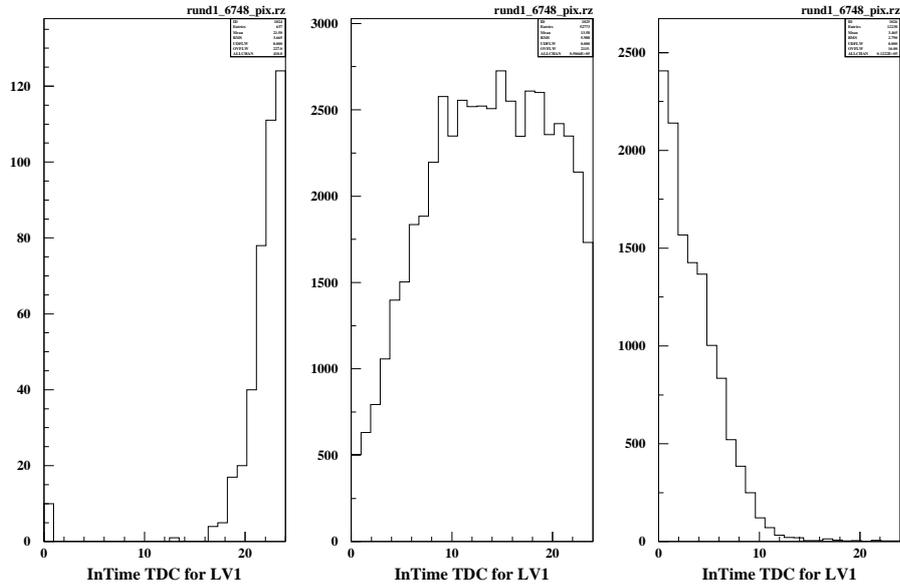


Abbildung 6.41: Der Triggerzeitpunkt für die Level-1 Trigger 4, 5 und 6.

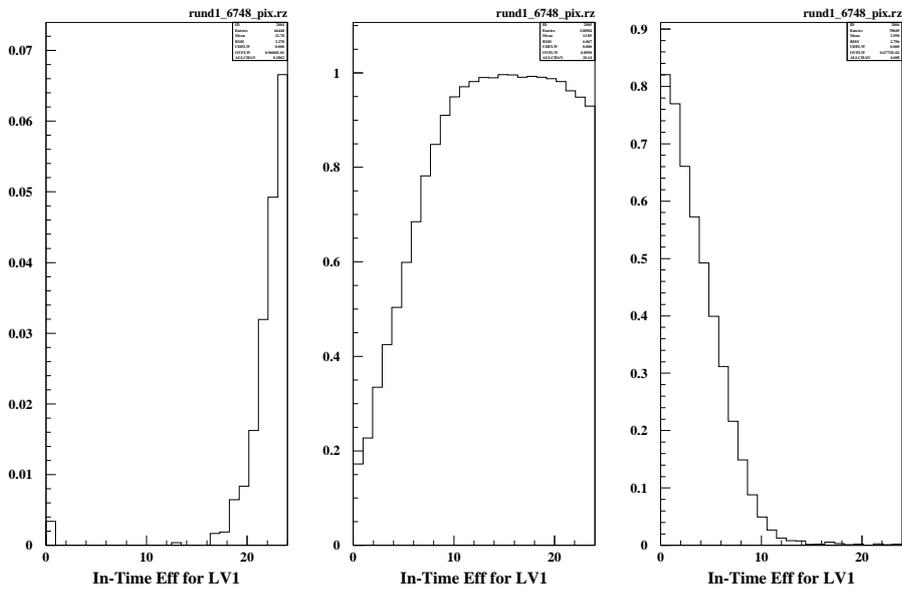


Abbildung 6.42: Die zeitliche Effizienz für verschiedene Phasen für die Trigger 4, 5 und 6.

% an allen Pixelereignissen. Bei diesen Ereignisse könnte es sich um Treffer durch Übersprechen handeln, allerdings ist ihre Zahl so gering, daß Übersprechen in den

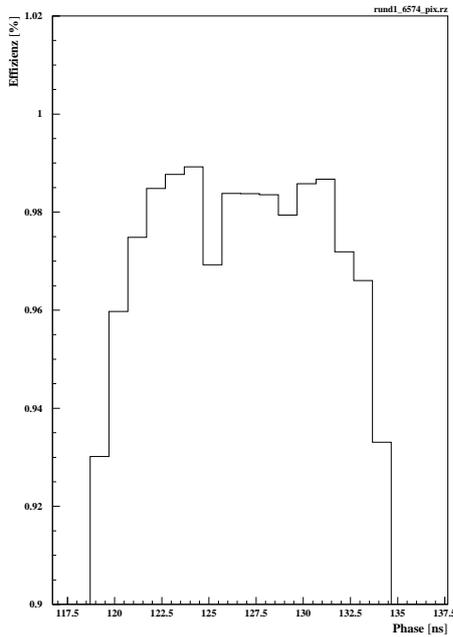


Abbildung 6.43: Effizienz in Abhängigkeit der Phase

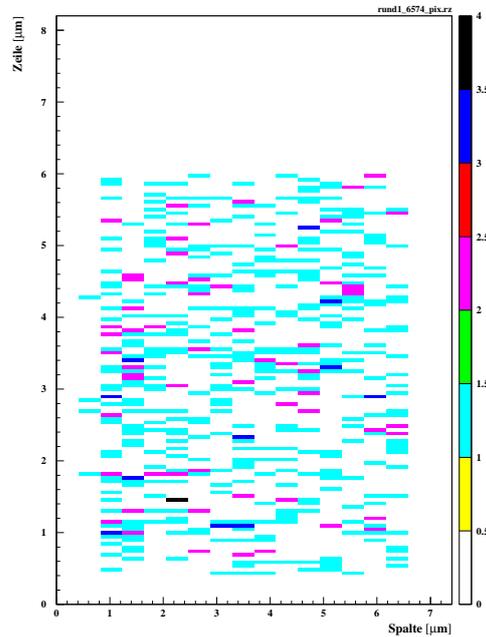


Abbildung 6.44: Verteilung der Ineffizienzen im Detektor.

Detektor	Run	Effizienz	räumliche Effizienz	zeitliche Effizienz	kein Treffer	Treffer nicht in der Umgebung
#1 FE-B SSGb	6529	99,1%	99,21%	99,9%	0,45%	0,34%
ST2-03		98,8%	99,4%	99,4%	0,5%	0,1%
#10 SSG 1b	6554	95,7%	96,0%	99,7%	3,5%	0,1%
#10 SSG 1b	6574	98,2 %	98,5 %	99,7%	1,0%	0,5%
M3	6811		97,5 %		1,5 %	1,0 %
M3	7395	89,1%	95,3%	93,5%	4,0%	0,7%

Tabelle 6.5: Effizienzen der verschiedenen Detektorentwürfe. Die Gesamteffizienz setzt sich aus der räumlichen und zeitlichen Effizienz zusammen. Die räumlich nicht nachgewiesenen Treffer sind in zwei Klassen unterteilt. „Kein Treffer“ bedeutet, daß diese Treffer für den Pixeldetektor verloren gegangen sind. „Treffer nicht in der Umgebung“ bedeutet, daß Treffer im Pixeldetektor vorhanden sind, aber nicht in der Umgebung des vorhergesagten Durchtrittsortes liegen.

Teststrahlendaten keine Bedeutung hat.

Tabelle 6.46 listet die unterschiedlichen Pixelcluster auf und ihren Anteil an allen Pixelereignissen für verschiedene Chips. Die für das Übersprechen relevante Clusterform (Nr. 9) zeigt keine Überhöhung.

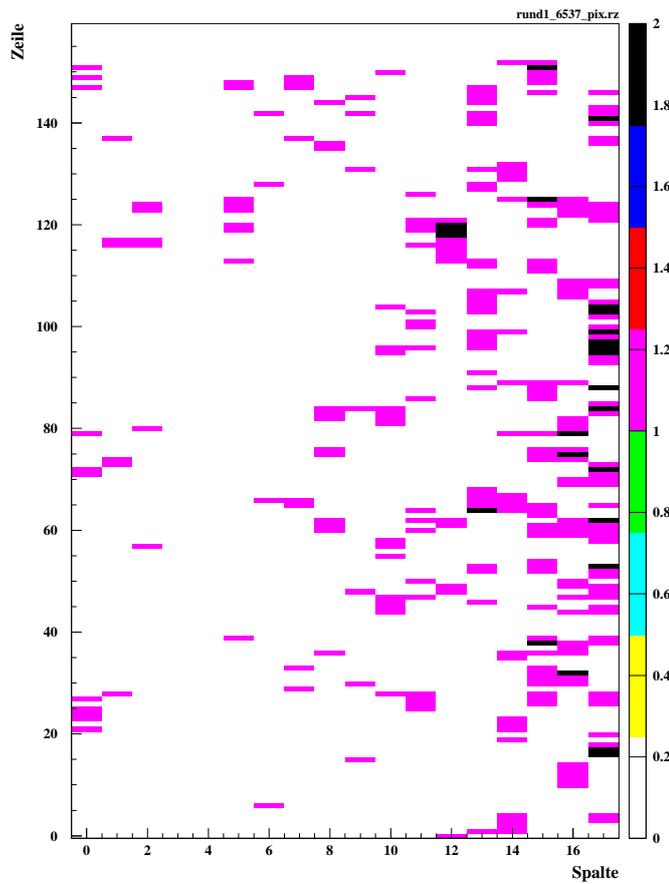


Abbildung 6.45: Trefferverteilung der Rauschtreffer

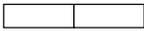
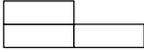
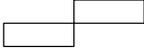
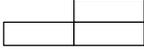
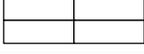
Nummer	Clusterform	in Chip		
		#12	#9	#1
1		86,6%	79,4%	82,8%
2		1,2%	1,7%	1,5%
3		11,0%	16,5%	14,4%
4		0,05%	0,1%	0,07%
5		0,04%	0,1%	0,02%
6		0,09%	0,1%	0,06%
7		0,07%	0,12%	0,08%
8		0,04%	0,02%	0,1%
9		0,3%	0,1%	0,5%

Abbildung 6.46: Clusterformen der Pixelereignisse

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit ist ein Prototyp des Pixelauslesechips für den ATLAS-Pixeldetektor entwickelt und getestet worden. Die Tests lassen sich unterteilen in Labormessungen und in Teststrahlmessungen. Der FE-A bzw. FE-C wurde im Hinblick auf die Anforderungen bei ATLAS getestet.

Dabei hat sich gezeigt, daß

- die Schwelle mit weniger als 2000  $e^-$  ausreichend niedrig einzustellen ist
- die Schwellendispersion sich mit Hilfe der Feineinstellung auf weniger als 50  $e^-$  reduzieren läßt,
- das Rauschen mit ca. 150  $e^-$  ausreichend niedrig ist,
- das Übersprechen mit ca 7% bzw. 2-3 % niedriger als gefordert ist,
- der Timewalk mit ca.  $e^-$  noch größer als gefordert ist,
- die Nachweiseffizienz nur aufgrund bekannter Probleme zu niedrig ist. Korrigiert man die Daten auf diese Fehler, dann liegt die Nachweiseffizienz im akzeptablen Bereich.

Dieser Prototyp erreicht bereits in vielen Punkten die bei LHC gestellten Anforderungen. Eine Weiterentwicklung in einem strahlenharten Prozeß, die die bekannten Probleme beseitigt, sollte die an den Pixelauslesechip gestellten Anforderungen vollständig erfüllen.

# Literaturverzeichnis

- [1] D.E. Groom, S.R.Klein, „The European Physical Journal“(2000) 1, Kapitel 23 „Passage of particles through matter“, available on the PDG WWW pages (URL: <http://pdg.lbl.gov/>).
- [2] L.Landau, J.Phys. (USSR) 8, 201 (1944)
- [3] K. Desch: „Higgs Particle Searches with the OPAL Detector at LEP“, Bonn-HE-97-08 (1997)
- [4] D.E. Groom *et al.*, The European Physical Journal **15** (2000) 1, Kapitel 15 (P. Igo-Kemenes) „Searches for Higgs Boson“available on the PDG WWW pages (URL: <http://pdg.lbl.gov/>).
- [5] siehe beispielsweise in: R. Horrisberger, „Solid state detectors“, in Proceedings of the III ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics, World Scientific, Singapore (1992) 89-120, bzw. PSI-PR-91-38 (1991)
- [6] P. Weilhammer, „Double-Sided Si strip sensors for LEP vertex detectors“ Nucl. Instr. and Meth. A342 (1994) 1-15.
- [7] J. Straver et al., „One micron spatial resolution with Silicon strip detectors“, Nucl. Instr. and Meth. A348 (1994) 485-490.
- [8] Feynman, R. P. (1962) „Quantum Electrodynamics“, Benjamin, New York
- [9] Weinberg, S. (1974) „Recent Progress in the Gauge Theory of the Weak, Electromagnetic and Strong Interactions“, Rev. Mod. Phys. 46, 255
- [10] t’Hooft, G. and Veltman, M. (1973) „Diagrammar“, CERN Report 73-9, CERN, Genf
- [11] Beccherle, R., „The Module Control Chip (MCC) of the ATLAS Pixel Detector“, IEEE TNS
- [12] ATLAS Collaboration, „ATLAS Detector and Physic Perfomance, Technical Design Report Volume I“, CERN/LHCC 99-14

- [13] ATLAS Collaboration, „ATLAS Detector and Physics Performance, Technical Design Report Volume II“, CERN/LHCC 99-15
- [14] K.Desch et al., „Electronics requirements for the ATLAS Pixel Detector“, Version 2.2, unveröffentlicht
- [15] S. Haywood, „Impact parameter resolution in the presences of multiple scattering“, ATLAS internal note, INDET-NO-091 (1995)
- [16] ATLAS Collaboration, „Inner Detector Technical Design Report, Volume 1“, CERN/LHCC/97-16
- [17] ATLAS Collaboration, „Inner Detector Technical Design Report, Volume 2“, CERN/LHCC/97-17
- [18] CMS Collaboration, „Technical Proposal“, CERN/LHCC 94-38
- [19] Blanquart, L., Calvet D., Fischer P., „Marebo, a full radhard pixel detector prototype for ATLAS“,
- [20] [http://marpix1.in2p3.fr/Pixel/telescope/telescope\\_96/telescope.html](http://marpix1.in2p3.fr/Pixel/telescope/telescope_96/telescope.html)
- [21] Stockmans, T., „Messungen am Pixelauslesechip für das ATLAS-Experiment“, Diplomarbeit
- [22] Harenberg, T., „Analyse von ATLAS-Pixeldetektor Teststrahlraten“, Diplomarbeit, WU D 99-17
- [23] P. Middelkamp „Tracking with active pixel detector“ Dissertation an der Bergischen Universität Gesamthochschule Wuppertal, WUB-DIS 96-23 (1996)
- [24] PCC Spezifikation, M. Ziolkowski
- [25] Blue-Board Spezifikation, Silicon Solutions
- [26] E. Belau et al., „Charge Collection in Silicon Strip Detectors“, Nucl. Inst. and Meth. A214,(1983) 253-260
- [27] Fabian Hügging, „Der erste ATLAS Pixelsensor Pototyp - Vorstellung und Analyse des Designs“, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1997)
- [28] The ATLAS Pixel Sensor Group, „Technical Specification for the First Pixel Prototyp Sensors for ATLAS“, ATLPIX-1/97, 1997
- [29] Tilman Rohe, „Planung, Bau und Test des Sensor-Bausteins für einen hybriden Silizium-Pixel-Detektor zum Einsatz unter den extremen Strahlenbelastungen am LHC“, Doktorarbeit am Max-Planck-Institut für Physik München (1999)
- [30] Fabian Hügging, private Mitteilung

- [31] Boris A. Raith, „Entwicklung hybrider Pixel-Detektoren für Proton-Proton Kollisionen im ATLAS Experiment am Large Hadron Collider am CERN“, BONN-IR-98-17
- [32] Chris Berg, „Untersuchungen an Pixelchip - Prototypen für den ATLAS-Pixeldetektor“, Diplomarbeit an der Universität Bonn, 1997
- [33] Eric Marschalkowski, „Untersuchungen zur Entwicklung eines rauscharmen VLSI-Chips zur Auslese von SI-Pixeldetektoren“, Diplomarbeit an der Universität Bonn, 1997
- [34] Informationen zur PLL/SCC unter <http://design.lbl.gov/dao/pixel2.0/index.html>
- [35] Informationen zur MSC unter <http://www.ge.infn.it/ATLAS/Electronics/home.html>
- [36] P.Gerlach et al., „A MCM-D-type Module for the ATLAS Pixel Detektor“, IEEE TNS (1999)
- [37] R.Boyd, „ATLAS Flex Hybrids“, Vortrag für das „Pixel Baseline Review“Nov. 2000

## Danksagung

Mein Dank gilt Prof. Dr. Wermes, der mir die Promotion trotz meiner Nebentätigkeit bei TEDSoft ermöglicht und mir am Ende den nötigen Antrieb gegeben hat, die Promotion zu vollenden.

Bedanken möchte ich mich auch bei

- Dr. Peter Fischer für seine Unterstützung und Motivation
- Markus Keil, Johannes Treis, Boris Raith, Christian Berg für die tolle Zusammenarbeit
- den Mitglieder des FAUST-Labors für die tolle Atmosphäre in den Kellerräumen
- den Kollegen aus Wuppertal und Berkley
- meinen beiden TEDSoft Kollegen Roman Fischer und Thomas Frontzek (danke, für die vielen „Tritte“)

Besonderer Dank gilt natürlich meinen Eltern und meiner Oma für die Unterstützung vor, während und nach dem Studium, sowie meiner Frau Claudia für die viele Geduld trotz der zum Teil sehr anstrengenden Doppelbelastung von Promotion und TEDSoft.