

# UNIVERSITÄT BONN

## Physikalisches Institut

### Charakterisierung von bildgebenden Pixeldetektoren aus Si und CdTe ausgelesen mit dem zählenden Röntgenchip MPEC 2.3

von  
Mario Löcker

Single photon counting detectors with Si- and CdTe-sensors have been constructed and characterized. As readout chip the MPEC 2.3 is used which consists of  $32 \times 32$  pixels with  $200 \times 200 \mu\text{m}^2$  pixel size and which has a high count rate capability (1 MHz per pixel) as well as a low noise performance ( $55 e^-$ ). Measurements and simulations of the detector homogeneity are presented. It could be shown that the theoretical maximum of the homogeneity is reached (quantum limit). By means of the double threshold of the MPEC chip the image contrast can be enhanced which is demonstrated by measurement and simulation. Also, multi-chip-modules consisting of 4 MPEC chips and a single Si- or CdTe-sensor have been constructed and successfully operated. With these modules modulation-transfer-function measurements have been done showing a good spatial resolution of the detectors. In addition, multi-chip-modules according to the Sparse-CMOS concept have been built and tests characterizing the interconnection technologies have been performed.

Post address:  
Nussallee 12  
53115 Bonn  
Germany



BONN-IR-2007-02  
Bonn University  
April 2007  
ISSN-0172-8741



Charakterisierung von bildgebenden Pixeldetektoren  
aus Si und CdTe ausgelesen mit dem  
zählenden Röntgenchip MPEC 2.3

**Dissertation**

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Mario Löcker

aus

Siegen

Bonn 2007



Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen  
Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn  
[http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss\\_online](http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online) elektronisch publiziert.

1. Referent: Prof. N. Wermes
2. Referent: Prof. J. Hormes

Tag der Promotion: 19.06.2007



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b> . . . . .	11
<b>1. Grundlagen der Detektorphysik</b> . . . . .	13
1.1 Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie . . . . .	13
1.2 Halbleiter . . . . .	15
1.2.1 Bändermodell . . . . .	16
1.2.2 Diodendetektor und ohmscher Detektor . . . . .	16
1.3 Hybride Pixeldetektoren . . . . .	23
1.4 Detektoren für die medizinische Bildgebung . . . . .	25
1.5 Charakterisierende Größen der bildgebenden Eigenschaften eines Detektors . . . . .	28
1.5.1 Dynamik und Linearität . . . . .	28
1.5.2 Kontrast, Bildrauschen, Signal-Rausch-Verhältnis und Homogenität . . . . .	29
1.5.3 LSF, MTF und DQE . . . . .	29
<b>2. Der MPEC Chip</b> . . . . .	33
2.1 Allgemeine Beschreibung des MPEC . . . . .	33
2.2 Analogteil des MPEC . . . . .	35
2.2.1 Vorverstärker . . . . .	35
2.2.2 Nachweis negativer Ladungssignale . . . . .	39
2.2.3 Diskriminator . . . . .	41
2.3 Digitalteil des MPEC . . . . .	43
2.3.1 Pulsgenerator und Fensterlogik . . . . .	43
2.3.2 Zähler . . . . .	46
2.4 Charakterisierung des MPEC . . . . .	47
2.4.1 Rauschen und Schwellenverteilung . . . . .	47
2.4.2 Geschwindigkeit . . . . .	51
2.5 Limitierungen des MPEC . . . . .	52
2.5.1 Minimale Schwelle . . . . .	52
2.5.2 Pulsgeneratoren und Fensterlogik . . . . .	55
2.5.3 Bitfehler der Zähler . . . . .	56
2.5.4 Nachweis negativer Ladungssignale . . . . .	56

<b>3. Bildhomogenität</b>	57
3.1 Größen für die Quantifizierung der Bildhomogenität	57
3.2 Monte-Carlo Simulation der Bildhomogenität	59
3.3 Flatfield Korrektur	65
<b>4. MPEC Einzel-Chip Detektoren</b>	69
4.1 Systeme für die Durchführung der Messungen	69
4.1.1 Datennahmesystem	69
4.1.2 Probestation	70
4.1.3 Röntgenmeßplatz	70
4.2 Einzel-Chip Si-Detektor	71
4.2.1 Sensoreigenschaften	71
4.2.2 Energieeichung des Detektors durch Spektren radioaktiver Quellen	74
4.2.3 Rauschen und Schwellenverteilung	78
4.3 Bildhomogenität des Einzel-Chip Si-Detektors	80
4.3.1 Detektor ohne Schwellen-Feinjustierung	81
4.3.2 Detektor mit Schwellen-Feinjustierung – Justierdaten durch Schwellencans ermittelt	82
4.3.3 Detektor mit Schwellen-Feinjustierung – Justierdaten durch integrales Spektrum ermittelt	82
4.3.4 Detektor mit Schwellen-Feinjustierung und Flatfield Korrektur	86
4.3.5 Betrieb des MPECs mit Doppelschwelle	87
4.3.6 Messung der Kontrasterhöhung im Doppelschwellenbetrieb	89
4.3.7 Simulation der Kontrasterhöhung im Doppelschwellenbetrieb	91
4.3.8 Röntgenbilder	94
4.4 Einzel-Chip CdTe-Detektor	95
4.4.1 Sensoreigenschaften	95
4.4.2 Rauschen und Schwellenverteilung	98
4.4.3 Spektroskopische Eigenschaften	98
4.5 Bildhomogenität des Einzel-Chip CdTe-Detektors	101
4.5.1 Detektor ohne Schwellen-Feinjustierung	102
4.5.2 Detektor mit Schwellen-Feinjustierung – Justierdaten durch Schwellencans ermittelt	102
4.5.3 Detektor mit Schwellen-Feinjustierung – Justierdaten durch integrales Spektrum ermittelt	104
4.5.4 Detektor mit Schwellen-Feinjustierung und Flatfield Korrektur	107
4.5.5 Röntgenbilder	109

<b>5. MPEC Multi-Chip-Modul Detektoren</b> . . . . .	111
5.1 Modulaufbau . . . . .	111
5.2 MCM Si-Detektor . . . . .	113
5.2.1 Sensoreigenschaften . . . . .	113
5.2.2 Rauschen und Schwellenverteilung . . . . .	114
5.2.3 Bestimmung der Modulations-Transfer-Funktion (MTF) . . . . .	115
5.2.4 MTF-Meßverfahren . . . . .	115
5.2.5 MTF-Messung . . . . .	121
5.2.6 Röntgenbilder . . . . .	124
5.3 MCM CdTe-Detektor . . . . .	124
5.3.1 Sensoreigenschaften . . . . .	124
5.3.2 Rauschen und Schwellenverteilung . . . . .	127
5.3.3 MTF-Messung . . . . .	127
5.3.4 Röntgenbilder . . . . .	131
<b>6. Sparse-CMOS Detektoren</b> . . . . .	133
6.1 MCM-D Detektoren und Sparse-CMOS . . . . .	133
6.2 Sparse-CMOS Multi-Chip-Modul . . . . .	135
6.3 Gold-Stud Bump-Bonding . . . . .	136
6.4 Flex-Kabel Verbindung . . . . .	137
6.5 Messungen . . . . .	138
<b>Zusammenfassung und Ausblick</b> . . . . .	143
<b>Anhang</b> . . . . .	147
<b>A. Verbindungstechnologien für hybride Pixeldetektoren</b> . . . . .	149
A.1 Solder-Bump Bond-Verfahren . . . . .	149
A.2 Indium-Bump Bond-Verfahren . . . . .	151
A.3 Stud-Bump Bond-Verfahren . . . . .	152
<b>B. Rauschen in elektronischen Systemen</b> . . . . .	157
<b>C. Detektortotzeitverhalten</b> . . . . .	161

<b>D. Rechnungen für die Monte-Carlo Simulation der Bildhomogenität</b> . . . . .	163
D.1 Berechnung des statistischen Fehlers der Bildhomogenität $H_\sigma$ . . . . .	163
D.2 Bildhomogenität $H_{\bar{n}}$ bei statistischen Fluktuationen . . . . .	164
<b>E. Geometrie des MPEC 2.3</b> . . . . .	167
<b>Abbildungsverzeichnis</b> . . . . .	168
<b>Tabellenverzeichnis</b> . . . . .	172
<b>Danksagung</b> . . . . .	183

# Einleitung

In Experimenten der Hochenergiephysik werden Silizium-Pixeldetektoren verwendet, die aufgrund der kleinen Abmessungen der Pixel (Bildzellen) ionisierende Strahlung mit einer sehr hohen Ortsauflösung nachweisen können. Findet ein Teilchennachweis im Detektor statt, liefern die getroffenen Pixel die Trefferinformation an die Ausleseelektronik, so daß jeder Teilchendurchgang zeitlich und räumlich aufgezeichnet wird. Dieses Prinzip, gemäß dem einzelne Treffer nacheinander an die Ausleseelektronik weitergegeben werden, eignet sich jedoch nur bedingt für einen bildgebenden Detektor. Denn bei einer hohen Trefferrate pro Pixel, wie sie beispielsweise bei der Röntgenbildgebung auftritt, ist es nicht mehr möglich die Informationen von vielen Pixeln sequentiell auszulesen. Um dennoch die Technologie von Pixeldetektoren für bildgebende Detektoren nutzen zu können, kann man in jeden Pixel einen eigenen Zähler integrieren. Wird der Detektor dann einem Strahlungssignal ausgesetzt, zählt jeder Pixel selbstständig die Anzahl seiner Treffer, und nach Ablauf der Expositionszeit können alle Zähler nacheinander ausgelesen werden. Die Verteilung der Zählraten ergibt dann ein 2-dimensionales Abbild der nachgewiesenen Strahlungsintensität. Dieser Entwicklungsschritt wurde getätigt, indem man den Prototyp des ATLAS-Pixeldetektor Auslesechips<sup>1</sup> entsprechend modifiziert und den zählenden Pixelchip MPEC (Multi Picture Element Counters) entwickelt hat. Durch diese „Spin-Off“ Anwendung konnten Entwicklungen der Hochenergiephysik der Erforschung neuartiger Prinzipien für die Röntgenbildgebung zur Verfügung gestellt werden. Die Bildgebung durch Zählen von Photonen ist bislang nur in Prototypdetektoren verwirklicht und wird von verschiedenen Gruppen erforscht. Allerdings gibt es mittlerweile auch großflächige (ca. 1600 cm<sup>2</sup>) zählende Pixeldetektoren, die in Kristallographie-Experimenten an Synchrotronlichtquellen zum Einsatz kommen. Durch den Einzelphotonnachweis hat man prinzipiell auch die Möglichkeit, eine Energieinformation über das Photon zu erhalten. Dies geschieht am einfachsten durch zwei verschiedene Energieschwellen, mit deren Hilfe ermittelt wird, ob sich das detektierte Photon innerhalb eines Energiebereichs (Energiefensters) befindet. Eine solche Doppelschwelle ist in dem MPEC Chip integriert.

Die in dieser Arbeit dargestellten Messungen wurden mit dem MPEC der Version 2.3 durchgeführt, der zuvor noch nicht als Pixeldetektor zum Einsatz gekommen ist. Die Charakterisierung dieses Detektors wurde sowohl mit Si-Sensoren als auch mit CdTe-Sensoren durchgeführt. Si ist ein Halbleitermaterial, welches in hoher Qualität verfügbar ist und gute Eigenschaften für den Detektoreinsatz besitzt. Ein großer Nachteil von Si ist jedoch die geringe Absorptionseffizienz für Röntgenstrahlung hoher Energie (Photonenenergien > 15 keV). Dagegen besitzt CdTe (und CdZnTe) aufgrund seiner höheren mittleren Ordnungszahl eine deutlich bessere Absorptionseffizienz in dem gewünschten Energiebereich und ist daher gut für den Einsatz beim medizinischen Röntgen geeignet. Allerdings läßt sich CdTe nicht in so guter Qualität wie Si herstellen und besitzt auch für den Detektoreinsatz weniger günstige mechanische und elektrische Eigenschaften. Neben der Entwicklung und Erforschung von Sensormaterialien und Ausleseelektronik ist für die Detektorphysik auch von Bedeutung, durch geeignete Konzepte großen Flächen (typischerweise einige 10 cm<sup>2</sup>) sensitiv abdecken zu können. Dies erreicht man durch den Aufbau von sogenannten Multi-Chip Modulen, bei denen mehrere Auslesechips mit einem einzelnen Sensor verbunden

---

<sup>1</sup> ATLAS: Experiment am LHC Ringbeschleuniger an der Forschungseinrichtung CERN in Genf, Schweiz.

werden. Die lückenlose Aneinanderreihung mehrerer Multi-Chip Module ermöglicht dann die Abdeckung einer größeren Fläche. Um die Machbarkeit des Modulaufbaus und das Verhalten der Chips im Modulbetrieb zu untersuchen, wurden in dieser Arbeit ebenfalls mehrere Multi-Chip Module aufgebaut (bestehend aus einem Sensor und vier einzelnen MPEC Chips).

Die Arbeit gliedert sich in folgende Kapitel:

- **Kapitel 1: Grundlagen der Detektorphysik**

Hier wird zunächst ein Überblick über die physikalischen Grundlagen der Wechselwirkung von Strahlung mit Materie gegeben. Dann werden die wichtigsten Begriffe und physikalischen Vorgänge für das Verständnis eines Halbleiterdetektors dargestellt. Ebenso werden kennzeichnende Größen für die bildgebenden Eigenschaften eines Detektors zusammengestellt.

- **Kapitel 2: Der MPEC Chip**

Der verwendete Auslesechip wird in seinen wesentlichen Grundzügen erklärt, und die Funktionsweise der wichtigsten Schaltungsblöcke wird erläutert. Insbesondere wird ein „irregulärer“ Betriebsmodus des MPECs für den Nachweis von elektrisch negativen Ladungssignalen diskutiert: Dieser Modus ist nicht beim Chip-Design beabsichtigt worden, ermöglicht aber den Nachweis von Elektronen und damit den Betrieb von CdTe-Detektoren. Es muß jedoch immer berücksichtigt werden, daß der Detektor in diesem Modus nicht mit optimaler Leistungsfähigkeit betrieben werden kann.

- **Kapitel 3: Bildhomogenität**

Bei der Inbetriebnahme von bildgebenden Detektoren stellt man häufig ein inhomogenes Ansprechverhalten über die gesamte Detektorfläche fest, so daß ein einheitliches Eingangssignal zu einer ortsabhängigen Zählratenverteilung führt. Eine verringerte Bildhomogenität kann durch Feinjustierungen der Chipelektronik oder durch nachträgliche Korrekturrechnungen verbessert werden. Um die beeinflussenden Vorgänge auf die Bildhomogenität verstehen und bewerten zu können, werden in diesem Kapitel quantifizierende Größen definiert und Ergebnisse von Detektorsimulationen dargestellt.

- **Kapitel 4: MPEC Einzel-Chip Detektoren**

In diesem Kapitel wird der MPEC-Detektor als Einheit von Auslesechip und Sensor charakterisiert. Die verwendeten Si- und CdTe-Sensoren werden beschrieben, und Homogenitätsmessungen unter Berücksichtigung von verschiedenen Justiermöglichkeiten werden gezeigt. Bei dem Einzel-Chip Si-Detektor werden auch energieaufgelöste Messungen unter Verwendung von zwei Energieschwellen vorgestellt.

- **Kapitel 5: MPEC Multi-Chip-Modul Detektoren**

Der Aufbau und die Inbetriebnahme von Multi-Chip-Modul Detektoren mit Si- und CdTe-Sensoren werden beschrieben. Mit diesen Modulen werden die Ortsauflösenden Eigenschaften der Detektoren durch Messungen der Modulation-Transfer-Funktion charakterisiert.

- **Kapitel 6: Sparse-CMOS Detektoren**

In Zusammenarbeit mit dem Elektronikunternehmen Philips [1], [2] wurde ein Prototypdetektor für ein neuartiges Modulkonzept entworfen. Dieses Sparse-CMOS Konzept ist dadurch gekennzeichnet, daß die Sensorpixel größer als die Pixel des Auslesechips sind, und somit der Modulaufbau flexibler gestaltet werden kann. Zwar konnte der geplante Prototypdetektor nicht vollständig aufgebaut werden, jedoch konnten anhand eines Moduls verschiedene Verbindungstechnologien untersucht werden.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

# 1. Grundlagen der Detektorphysik

Jede Methode, die eine Form von Strahlung für die Ermittlung von Informationen über ein Objekt verwendet, beruht darauf, daß Strahlung mit Materie wechselwirkt. Daher wird zunächst ein kurzer Überblick über elektromagnetische Wechselwirkungsprozesse gegeben, bevor in den darauffolgenden Abschnitten Grundlagen der Physik von Halbleitern und bildgebenden Detektoren erläutert werden.

## 1.1 Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie

Hochenergetische elektromagnetische Strahlung wird von Atomen abgestrahlt, bei denen eine Kernumwandlung oder eine Umordnung von Elektronen in der Atomhülle stattfindet. Photonen, die aufgrund von Kernumwandlung emittiert werden, werden  $\gamma$ -Quanten genannt, und Photonen, die aus der Atomhülle stammen, werden mit Röntgenquanten bzw. Röntgenstrahlung (englisch: X-rays) bezeichnet. Eine andere Art der Erzeugung von hochenergetischen Photonen nutzt den Vorgang der Bremsstrahlung. Im Fall einer Röntgenröhre wird sie erzeugt, indem Elektronen aus einer (Glüh-)Kathode durch ein elektrisches Feld auf hohe Energien beschleunigt werden und auf ein Anodenmaterial treffen. Wenn die Elektronen dort aufgrund von elektromagnetischer Wechselwirkung eine negative Beschleunigung erfahren, kommt es zur Abstrahlung von Röntgenphotonen. Im Gegensatz zu der monoenergetischen  $\gamma$ - und Röntgenfluoreszenzstrahlung besitzt die Bremsstrahlung ein kontinuierliches Energiespektrum. Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie wird durch die drei Prozesse Photoeffekt, Comptonstreuung und Paarbildung bestimmt:

- **Photoeffekt:**

Bei dieser Wechselwirkung wird das einfallende Photon der Energie  $E_\gamma$  von einem in der Atomhülle mit der Energie  $E_b$  gebundenen Elektron absorbiert. Die aufgenommene Energie bewirkt, daß das Elektron aus der Atomhülle geschlagen wird und das Atom mit der kinetischen Energie  $E_\gamma - E_b$  verläßt.

- **Comptonstreuung:**

Ein Photon kann mit einem Elektron ein Stoßprozeß durchführen. Erfährt das Photon dabei nur einen Impulsübertrag ohne Energieverlust, spricht man von elastischer Streuung (oder auch kohärenter Streuung). Findet dagegen auch ein Energieübertrag vom Photon auf das Elektron statt, spricht man von inelastischer (inkohärenter) Streuung, die auch als Comptonstreuung bezeichnet wird. In Abb. 1.1 ist schematisch dargestellt, wie ein Photon auf ein in Ruhe befindliches  $e^-$  trifft und einen Teil seiner Energie auf das  $e^-$  überträgt. Als Folge hat das gestreute Photon eine geringere Energie (= längere Wellenlänge) als vor der Wechselwirkung. Formelmäßig wird die Wechselwirkung als differentieller Wirkungsquerschnitt durch die Klein-Nishina Formel beschrieben (s. [3]). Aus dieser Formel läßt sich die Energieverteilung der gestreuten  $e^-$  berechnen. Wie auch beim klassischen Stoßprozeß gibt es einen maximalen Energieübertrag  $E'_{e,max}$ , der dann auftritt, wenn das Photon der

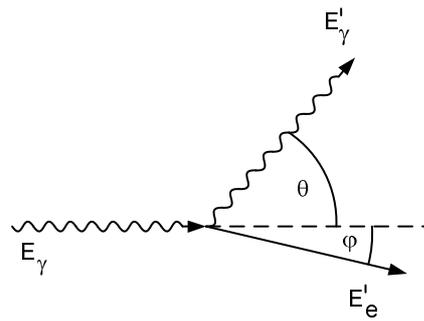


Abb. 1.1: Comptonstreuung als Stoßprozeß zwischen einem in Ruhe befindlichen  $e^-$  und einem Photon der Energie  $E_\gamma$ . Nach der Wechselwirkung besitzt das Photon eine geringere Energie  $E'_\gamma$ , da die Energie  $E'_e = E_\gamma - E'_\gamma$  auf das Elektron übertragen wurde.

Energie  $E_\gamma$  zentral auf das Elektron trifft und genau entgegengesetzt seiner ursprünglichen Bahnkurve zurückgestreut wird.  $E'_{e,max}$  ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$E'_{e,max} = \frac{2\epsilon}{1+2\epsilon} E_\gamma, \quad \epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad (1.1)$$

Dabei bezeichnet  $m_e$  die Elektronmasse und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Die Energieverteilungen der gestreuten  $e^-$  haben ein charakteristisches Aussehen, wie es an den Beispielen in Abb. 1.2 zu sehen ist. Die Sprungstelle am Ende einer solchen Kurve wird Comptonkante genannt.

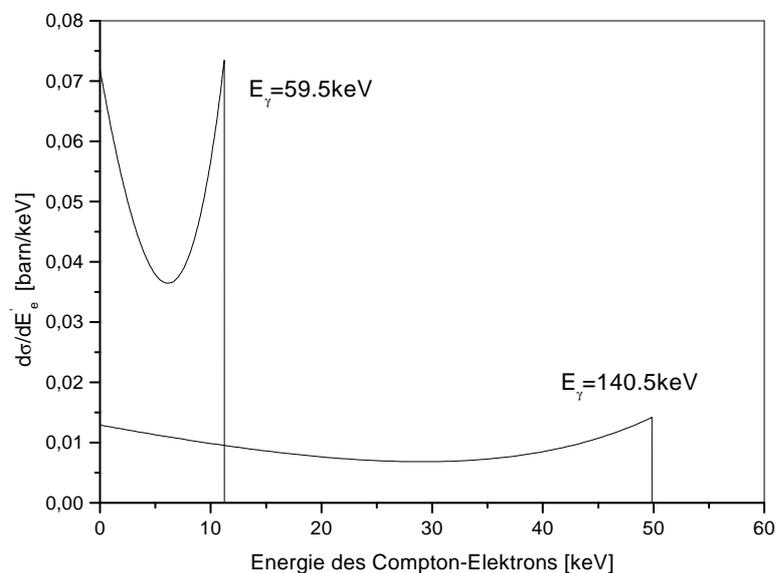


Abb. 1.2: Energieverteilung der beim Comptonprozeß gestreuten  $e^-$  am Beispiel der 59,5 keV Photonen von  $^{241}\text{Am}$  (Comptonkante bei 11,2 keV) und der 140,5 keV Photonen von  $^{99m}\text{Tc}$  (Comptonkante bei 49,8 keV)

- **Paarbildung:**

Die Paarbildung bedeutet die Entstehung eines Elektron-Positron Paares aus einem einzel-

nen Photon. Dies ist erst ab Energien größer als die doppelte Ruhemasse eines  $e^-$  möglich (entsprechend  $1,022 \text{ MeV} = 2 \cdot 511 \text{ keV}$ ). Jedoch liegt der Energiebereich für die in dieser Arbeit behandelten Detektoren bei ca.  $1 - 150 \text{ keV}$ , so daß die Paarbildung nicht weiter berücksichtigt wird.

Diese Wechselwirkungsprozesse bewirken, daß der Photonenfluß der Intensität  $I_0$  beim Durchgang durch Materie in Abhängigkeit der Eindringtiefe  $z$  eine Abschwächung erfährt, die durch das Lambert-Beersches Gesetz beschrieben wird:

$$I(z) = I_0 \cdot \exp(-\beta z), \quad \beta = \text{Absorptionskoeffizient} \quad (1.2)$$

Anstelle von  $\beta$  wird häufig der spezifische Massenabsorptionskoeffizient  $\mu = \beta/\rho$  verwendet, wobei  $\rho$  die Massendichte bezeichnet. Die drei verschiedenen Wechselwirkungsprozesse werden dadurch berücksichtigt, daß jeder Prozeß einen eigenen spezifischen Massenabsorptionskoeffizient besitzt, die in Summe  $\mu$  ergeben:

$$\mu = \mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Paar}} \quad (1.3)$$

Da es sich um eine Summe der Einzelbeiträge handelt, werden die verschiedenen  $\mu_i$  auch als *lineare* spezifische Massenabsorptionskoeffizienten bezeichnet. Alle drei Wechselwirkungsprozesse haben eine charakteristische Energieabhängigkeit, und beispielhaft für Si als schwach absorbierendes Material und für CdTe als stark absorbierendes Material sind die  $\mu_i$  in Abb. 1.3 aufgetragen. Allgemein gilt, daß Materialien mit hoher Kernladungszahl große spezifische Massenabsorptions-

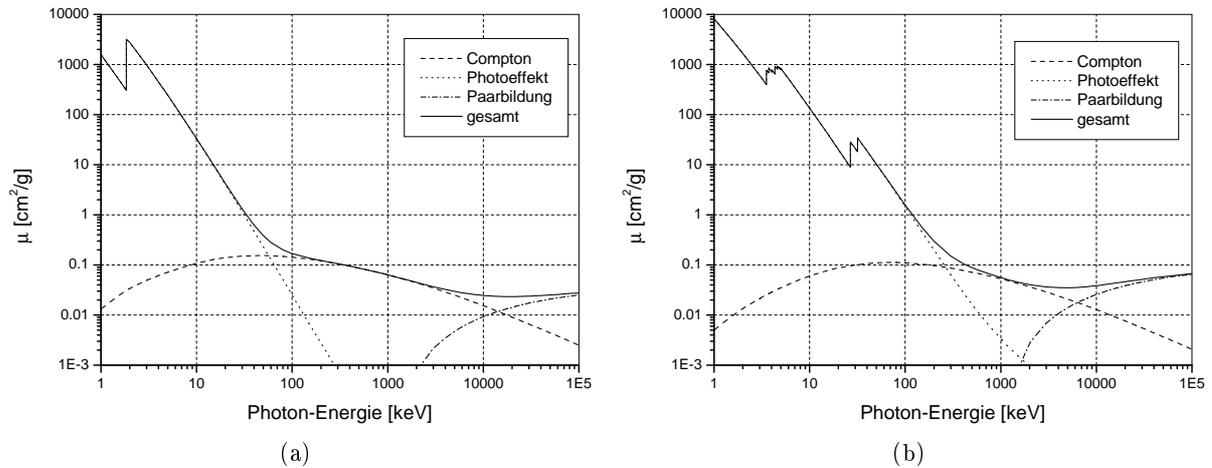


Abb. 1.3: Spezifische Massenabsorptionskoeffizient für Si (a) und CdTe (b) [4]

koeffizienten besitzen. Bzgl. der Energieabhängigkeit gilt als Faustregel, daß bei Energien unter  $50 \text{ keV}$  der Photoeffekt dominiert, während dies im Bereich zwischen  $50 \text{ keV}$  und  $50 \text{ MeV}$  für die Comptonstreuung gilt. Bei Energien über  $50 \text{ MeV}$  spielt die Paarbildung die größte Rolle.

## 1.2 Halbleiter

Um die durch Strahlung bewirkte Ionisation von Materie direkt nachweisen und messen zu können, muß gewährleistet sein, daß die erzeugten Ionen und geladenen Teilchen nicht sofort wieder rekombinieren. Diese Voraussetzung erfüllen Halbleiter, bei denen die Ionisationsprodukte – Elektronen und Löcher – eine genügend große Lebensdauer besitzen und in einem Kristall frei beweglich sind. Eine gute Übersicht über die Physik der Halbleiter ist in [5] gegeben.

### 1.2.1 Bändermodell

Im Bändermodell werden Halbleiter durch Energiebänder beschrieben, die jeweils ein Kontinuum für Energiezustände von Elektronen darstellen. Im Grundzustand (d.h. Temperatur  $\rightarrow 0$  K) ist das Valenzband das höchstenergetische Band, das vollständig besetzt ist. Das darauf folgende Band wird Leitungsband genannt und ist durch eine Bandlücke der Breite  $E_g$  vom Valenzband getrennt. Durch thermische Anregung gelangen Elektronen in das Leitungsband und sind dort frei beweglich. Bei den im Valenzband entstandenen Löchern handelt es sich um Quasiteilchen, die ebenfalls frei beweglich sind und zur Leitfähigkeit beitragen. Der Anteil an Löchern und Elektronen und somit die Leitfähigkeit kann durch Hinzugabe von Fremdatomen beeinflusst werden. Fremdatome, die ein zusätzliches Elektron mitbringen werden Donatoren (n-Dotierung) genannt, und Fremdatome, die einen unbesetzten Bindungszustand mitbringen, werden Akzeptoren (p-Dotierung) genannt (vgl. Abb. 1.4). Für die Erzeugung eines Elektron-Loch Paares, welches

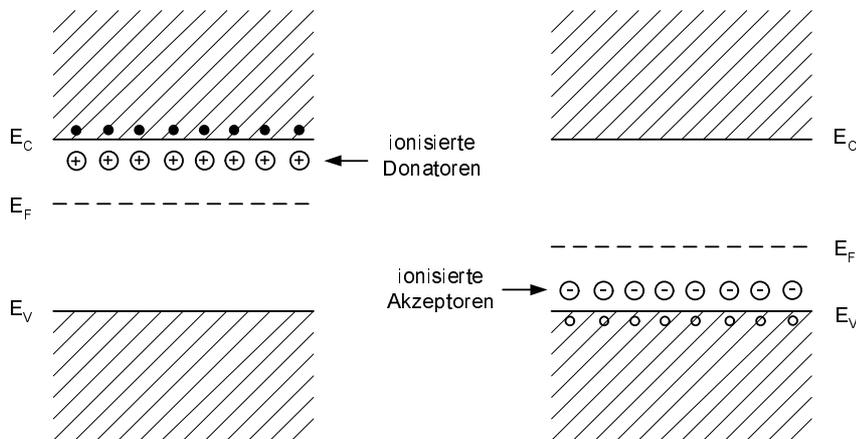


Abb. 1.4: Durch Donatoren und Akzeptoren existieren zusätzliche Elektronen bzw. Löcher die als frei bewegliche Ladungsträger die Leitfähigkeit eines Halbleiters beeinflussen ( $E_C$ =Unterkante des Leitungsbandes,  $E_V$ =Oberkante des Valenzbandes,  $E_F$ =Fermi-Energie, Bandlückenenergie  $E_g = E_C - E_V$ )

durch energetische Anhebung eines Elektrons vom Valenzband ins Leitungsband entsteht, reicht ein Energiebetrag entsprechend der Bandlückenenergie  $E_g$  aus. Jedoch wird *im Mittel* ein deutlich größerer Betrag benötigt, beispielsweise muß im Falle von Si durchschnittlich 3,61 eV für die Entstehung eines Elektron-Loch Paares zugeführt werden, während die Bandlückenenergie nur 1,1 eV beträgt. Dies liegt daran, daß von einem zugeführten Energiebetrag nur ein gewisser Teil in die Erzeugung von Elektron-Loch Paaren übergeht, während der restliche Anteil als Wärmeenergie bzw. Gitterenergie aufgenommen wird. Für einige Anwendungen, bei denen Halbleiter als Detektoren zu Einsatz kommen (z. B. medizinische Bildgebung, Röntgenastronomie), ist eine hohe Absorptionseffizienz des Sensormaterials wünschenswert. Daher werden derzeit intensiv Materialien erforscht, die aus Elementen mit hohen Ordnungszahlen bestehen. Neben den mittlerweile in guter Qualität verfügbaren Halbleiterverbindungen CdTe und CdZnTe (II-VI Halbleiter) sowie GaAs (III-V Halbleiter) sind auch Verbindungen wie HgI<sub>2</sub>, PbI<sub>2</sub> und PbO zu nennen. Eigenschaften einiger Halbleiter sind in Tab. 1.1 aufgelistet.

### 1.2.2 Diodendetektor und ohmscher Detektor

Ein wichtiges Halbleiterschaltungselement ist die Diode. Sie entsteht bei dem Übergang von p- und n-dotiertem Material. Bei der Erstellung dieses pn-Kontaktes kommt es zu einem Ladungs-

Material	Si	a-Si	Ge	GaAs	a-Se	Cd <sub>0,9</sub> Zn <sub>0,1</sub> Te	CdTe	HgI <sub>2</sub>	PbI <sub>2</sub>
Kernladungszahl	14	14	32	31, 33	34	48, 30, 52	48, 52	80, 53	82, 53
mittlere Kernladungszahl	14	14	32	32	34	49.1	50	62	62.7
Dichte $\rho$ [ $\frac{g}{cm^3}$ ]	2.33	2.3	5.33	5.32	4.3	5.78	5.85	6.4	6.2
Bandlückenenergie $E_g$ [eV]	1.12	1.8	0.67	1.43	2.2	1.572	1.5	2.13	2.32
Dielektrizitätszahl $\epsilon$	11.7	11.7	16	12.8	6.6	10.9	11	8.8	—
mittlere Energie pro Elektron-Loch Paar [eV]	3.62	4	2.95	4.2	7	4.64	4.43	4.2	4.9
spezifischer Widerstand $\rho$ [ $\Omega$ cm]	$< 10^4$	$10^{12}$	50	$10^7$	$10^{12}$	$3 \cdot 10^{10}$	$10^9$	$10^{13}$	$10^{12}$
Mobilität Elektronen $\mu_e$ [ $\frac{cm^2}{Vs}$ ]	1400	1	3900	8000	0.005	1000	1100	100	8
Lebensdauer Elektronen $\tau_e$ [s]	$> 10^{-3}$	$6.8 \cdot 10^{-9}$	$> 10^{-3}$	$10^{-8}$	$10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$10^{-6}$	$10^{-6}$
Mobilität Löcher $\mu_h$ [ $\frac{cm^2}{Vs}$ ]	480	0.005	1900	400	0.14	50 – 80	100	4	2
Lebensdauer Löcher $\tau_h$ [s]	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$10^{-3}$	$10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$10^{-5}$	—
$(\mu\tau)_e$ -Produkt Elektronen [ $\frac{cm^2}{V}$ ]	$> 1$	$6.8 \cdot 10^{-8}$	$> 1$	$8 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$3 - 5 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-3}$	$10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-6}$
$(\mu\tau)_h$ -Produkt Löcher [ $\frac{cm^2}{V}$ ]	$\approx 1$	$2 \cdot 10^{-8}$	$> 1$	$4 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-5}$	—

Tab. 1.1: Eigenschaften einiger Halbleiter [6]. Der Zusatz „a-“ vor den Materialnamen Si und Se bedeutet amorph.

trägeraustausch in der Umgebung der Kontaktfläche. Dabei strömen  $e^-$  vom n-dotierten in das p-dotierte Material und Löcher in umgekehrte Richtung. Diese aufgrund von Diffusion bzw. aufgrund eines Konzentrationsgefälles stattfindende Bewegung von Ladungsträgern führt zu einer Verarmung (Depletion) an freien Ladungsträgern und zur Ausbildung einer Raumladung. Das mit dieser Raumladung verbundene elektrische Feld wirkt der Driftbewegung der Ladungsträger entgegen, so daß die Ausbreitung der Ladungsträger und die Ausbildung der Depletionszone zum Stillstand kommt (dynamischer Gleichgewichtszustand). Die Weite der Depletionszone in das jeweilige Halbleitermaterial hinein wird durch den Dotierungsgrad bestimmt, wobei eine hohe Dotierung zu einer geringen Weite der Depletionszone führt. Für die gesamte Weite  $W$  der Depletionszone am pn-Übergang gilt folgende Gleichung [5]:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) (V_{bi} + V_r)} \quad (1.4)$$

Dabei gelten die Bezeichnungen:

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= \text{elektrische Feldkonstante} \\ \epsilon &= \text{Dielektrizitätszahl} \\ q &= \text{Elementarladung} \\ N_A &= \text{Akzeptordichte} \\ N_D &= \text{Donatordichte} \\ V_{bi} &= \text{„built-in“ Spannung} \\ V_r &= \text{Sperrspannung} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Die „built-in“ Spannung  $V_{bi}$  ist diejenige Spannung, die sich aufgrund des Ladungsträgeraustausches in dem pn-Übergang selbstständig ausbildet. Mit  $V_r$  ist diejenige Spannung bezeichnet, die von außen noch zusätzlich angelegt werden kann. Abb. 1.5 zeigt schematisch, wie sich die verschiedenen Größen bei einem pn-Übergang in Abhängigkeit des Ortes verhalten. Mit dem Prinzip des pn-Übergangs kann jetzt die Funktionsweise eines Halbleiter-Diodendetektors verstanden werden. Abb. 1.6 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Si-Detektors. Beim Ausgangsmaterial (Substrat) handelt es sich um sehr schwach n-dotiertes Si, bei dem auf einer Seite eine hohe p-Dotierung aufgebracht ist (z.B. durch Diffusionsverfahren, Ionenimplantationsverfahren). Dadurch entsteht ein pn-Übergang, dessen Depletionszone weit in das n-dotierte Substrat hineinreicht. Bei einer genügend großen Sperrspannung erstreckt sich diese Zone über das gesamte Substrat (vollständige Depletion). Damit gibt es nur noch sehr wenige durch thermische Anregung erzeugte freie bewegliche Ladungsträger, die in Form eines geringen Leckstroms in Erscheinung treten. Wenn nun im Si durch Strahlungsabsorption Elektron-Loch Paare erzeugt werden, können sich diese im Driftfeld der angelegten Sperrspannung frei bewegen und wandern in entgegengesetzter Richtung zu den entsprechenden Elektroden. Die hinzugeschaltete Signalverarbeitungselektronik (ladungsempfindlicher Verstärker) registriert diese Ladungsträger dann in Form eines zur absorbierten Energie proportionalen Spannungspulses.

Neben der pn-Diode gibt es auch die Schottky-Diode, die aus einem Metall-Halbleiter Übergang besteht. Bei diesem Schottky-Übergang kommt es auch zu einem Ladungsträgeraustausch, der eine Bandverbiegung bewirkt. Da im Metall sehr viele freie Ladungsträger zur Verfügung stehen, bildet sich die Raumladungszone fast ausschließlich im Halbleitermaterial aus. Als Folge liegt die Bandverbiegung  $E_b$  nur im Halbleitermaterial vor, und es existiert eine Energiebarriere  $\Phi_b$  zum Metall, die in erster Näherung unabhängig von der angelegten Spannung  $V$  ist (s. Abb. 1.7):

$$\Phi_b = E_b(V) + \Phi_S + qV = \text{const} \quad (1.6)$$

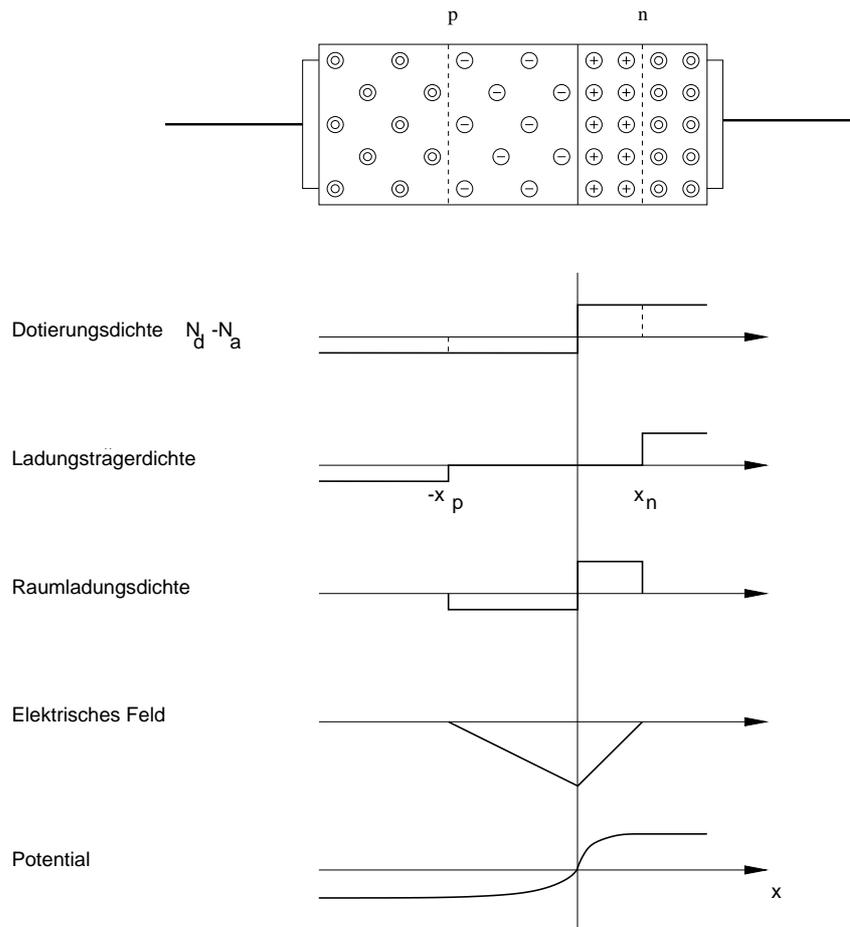


Abb. 1.5: Vereinfachte Darstellung der verschiedenen Größen bei einem pn-Übergang ohne angelegte Spannung in Abhängigkeit des Ortes  $x$ . Für den dargestellten Fall  $N_D > N_A$  ist die Verarmungstiefe  $x_p$  im p-dotierten Halbleiter größer als die Verarmungstiefe  $x_n$  im n-dotierten Halbleiter (Weite der Depletionszone:  $W = x_p + x_n$ ).

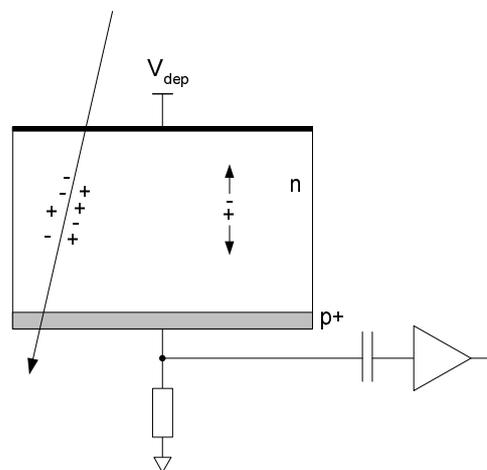


Abb. 1.6: Prinzip eines Halbleiterdetektors: Erzeugte Elektronen und Löcher driften zu den Elektroden, an denen die Depletionsspannung angelegt ist.

Dabei bezeichnet  $q$  die Ladung und  $\Phi_S$  den Abstand von der Unterkante des Leitungsbandes zum Halbleiter-Ferminiveau, vgl. Abb. 1.7. Wird bei dem Metall-Halbleiter Übergang eine positive Spannung an das Metall angelegt, wird die Biegung des Energiebandes  $E_b$  abgebaut (bei konstanter Barriere-Höhe  $\Phi_b$ ) und Elektronen können leicht vom Halbleiter in das Metall gelangen (Durchlaßrichtung). Beim Anlegen einer negativen Spannung an das Metall dagegen gelangen nur wenige Elektronen vom Metall in den Halbleiter (Sperrichtung), da  $\Phi_b$  weiterhin unverändert bleibt ( $E_b$  wird vergrößert). In [7] ist beschrieben, daß je nach Art der am Metall-

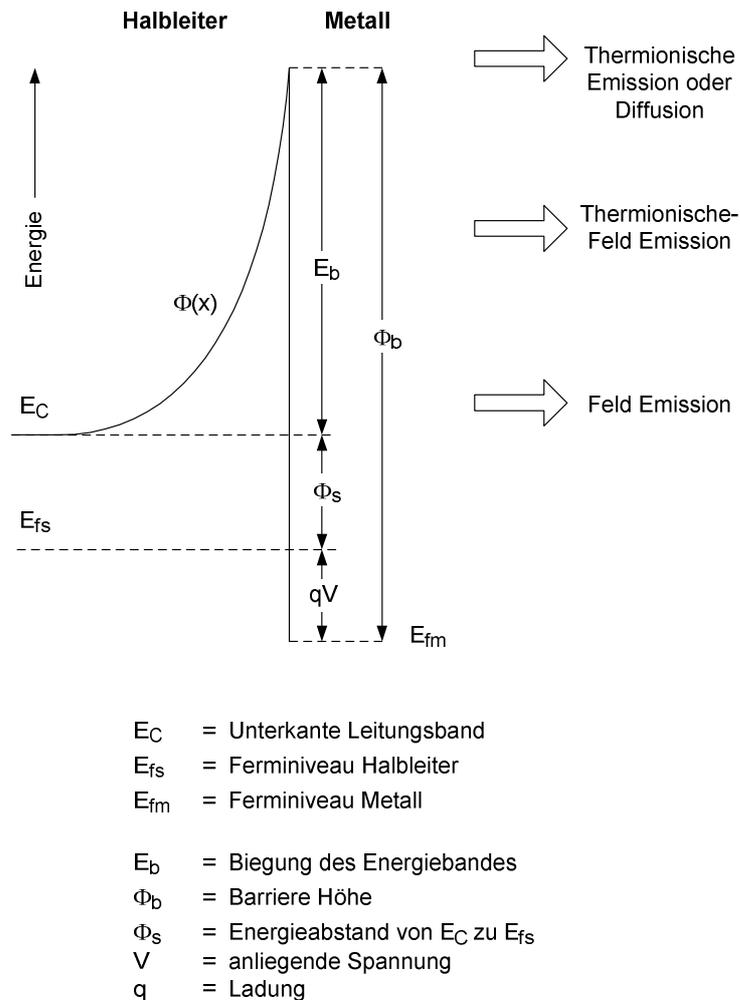


Abb. 1.7: Energiebarriere bei einem Metall-Halbleiterübergang [7]. Nicht berücksichtigt ist die Absenkung und Rundung der Barriere aufgrund von influenzierten Bildladungen (Schottky-Effekt).

Halbleiterübergang ausgebildeten Energiebarriere verschiedene Leitungsmechanismen existieren und den Stromfluss dominieren. Die in Abb. 1.7 eingezeichneten Strompfeile repräsentieren die im folgenden dargestellten drei Leitungsmechanismen :

### 1. Thermionische Emission:

Bei der thermionischen Emission (oder Diffusion) fließen Elektronen, deren kinetische Energie größer als die Energiebarriere ist, von einer Seite zur anderen Seite des Kontaktes.

### 2. Thermionische Feld-Emission:

Mit zunehmender Dotierung wird die Barrierehöhe verringert (Schottky-Effekt) und ihre

Breite wird schmaler. Dadurch wird Elektronen mit genügender thermischer Energie ermöglicht, in der Nähe des Barriere-Maximums zur anderen Seite zu tunneln. Dieser Transportmechanismus ist temperaturabhängig und wird thermionische Feld-Emission genannt. Dieser zusätzliche Strom bewirkt, daß der Sperrstrom ansteigt und der Schottky-Übergang seine gleichrichtende Wirkung verliert.

### 3. Feld-Emission:

Die Feld-Emission tritt auf, wenn die Dotierung des Halbleiters weiter erhöht wird. Dann wird die Barriere so dünn, daß auch Elektronen an der Barriere-Basis zur anderen Seite tunneln können, was zu einem weiteren Anstieg der Stromdichte führt. Die reine Feld-Emission unterscheidet sich von der thermionischen Feld-Emission dadurch, daß keine Temperaturabhängigkeit mehr vorliegt.

Alle drei Transportmechanismen gelten sowohl für Sperrichtung als auch für Durchlaßrichtung. Die deutlichste Auswirkung der beiden Tunnel-Transportmechanismen zeigt sich in der Zunahme des Sperrstroms. Jedoch findet ebenso eine Zunahme des Durchlaßstroms statt. Dadurch erhält man eine Kennlinie, die linearer wird und auch bei kleinen Spannungen und beiden Polaritäten große Ströme liefert. In einem solchen Fall spricht man dann auch von einem *ohmschen Kontakt*. Gemäß [5] ist ein ohmscher Kontakt definiert als Metall-Halbleiter Kontakt, der gegenüber dem Serienwiderstand des Halbleiters einen vernachlässigbaren Kontaktwiderstand hat<sup>1</sup>. Abb. 1.8(a) zeigt schematisch, wie sich die Strom-Spannungskennlinien verhalten, je nachdem welcher Transportmechanismus dominiert. Die Stromdichte wird für den Fall der thermionischen Emission

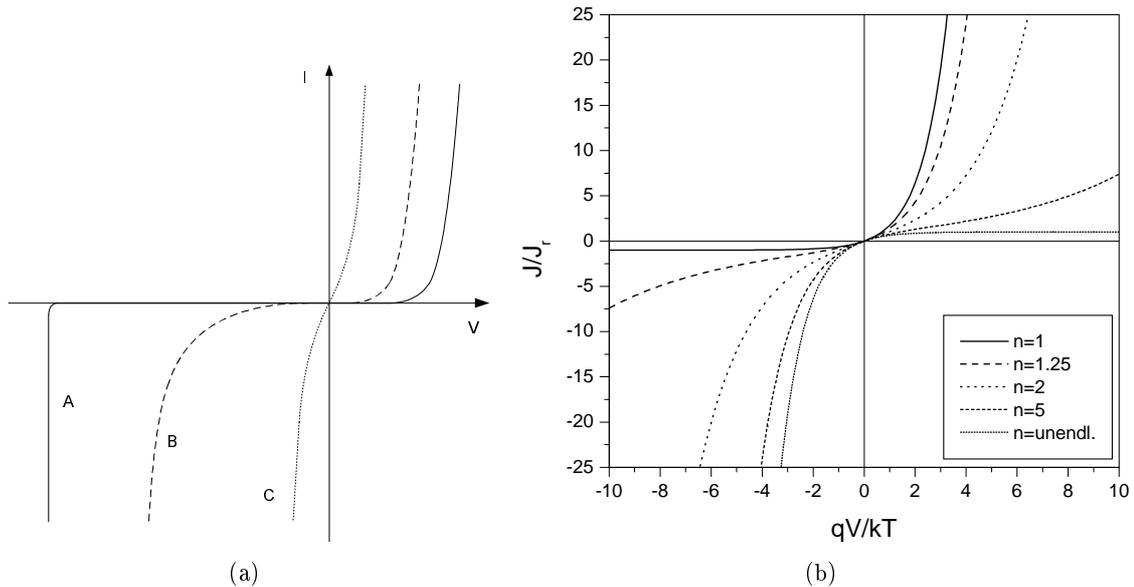


Abb. 1.8: Strom-Spannungskurven bei einem Schottky-Übergang. (a): Schematische Darstellung der Kennlinien bei steigender Halbleiterdotierung: A: thermionische Emission dominiert, B: thermionische Feldemission dominiert, C: Feldemission dominiert [7]. (b): Normalisierte Kennlinien gemäß Gleichung (1.8), die thermionische Emission und thermionische Feldemission berücksichtigt

durch die einfache Form der Diodengleichung beschrieben:

$$j = j_r \left\{ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right\} \quad (1.7)$$

<sup>1</sup> Demnach bedeutet ohmscher Kontakt nicht notwendigerweise, daß ein linearer Zusammenhang zwischen Strom und Spannung gegeben sein muß.

Dabei gilt:

$$\begin{aligned}
 j_r &= \text{Sperrstromdichte} \\
 q &= \text{elektrische Elementarladung} \\
 V &= \text{anliegende Spannung} \\
 k &= \text{Boltzmann-Konstante} \\
 T &= \text{Temperatur}
 \end{aligned}$$

Diese Gleichung kann bei Einführung des Dioden-Idealitätsfaktors  $n$  so erweitert werden, daß sowohl die thermionische Emission als auch die thermionische Feld-Emission berücksichtigt wird [7]:

$$j = j_r \left\{ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - \exp\left(\left(\frac{1}{n} - 1\right)\left(\frac{qV}{kT}\right)\right) \right\} \quad (1.8)$$

Abb. 1.8(b) zeigt nach Gleichung (1.8) berechnete normalisierte Strom-Spannungskennlinien für verschiedene Dioden-Idealitätsfaktoren  $n$ . Man sieht, daß für  $n = 1$  die normale Diodenkennlinie beschrieben wird und daß sich für  $n > 2$  die gleichrichtende Wirkung des Übergangs umkehrt.

Ein Detektor wird als *ohmscher Detektor* bezeichnet, wenn es sich bei den Elektroden um ohmsche Kontakte handelt. Bei ohmschen Detektoren können für die anliegende Depletionsspannung<sup>2</sup> beide Polaritäten verwendet werden, ohne daß es zu einem zu großen Leckstrom kommt. Ein Beispiel für einen ohmschen Detektor ist ein mit Pt-Elektroden kontaktierter CdTe-Kristall. Da bei ohmschen Detektoren keine Raumladungszone existiert, sieht der Verlauf des Driftfeldes im Halbleitermaterial auch anders aus als bei Diodendetektoren. Bei Diodendetektoren bildet sich ein exponentieller Verlauf des Driftfeldes aus, während bei einem idealen ohmschen Detektor (idealer Widerstand) die elektrische Feldstärke konstant ist. Untersuchung zu Feldstärkeverläufen in Halbleitern können mit dem sogenannten TCT-Meßverfahren („Transient Current Technique“) durchgeführt werden. Messungen von Feldstärkeverläufen mit dem TCT-Meßverfahren in den Halbleitern Si, CdTe, CdZnTe und C (Diamant) finden sich in [8], [9], [10].

Ob alle erzeugten freien Ladungsträger von der Elektronik nachgewiesen werden können, hängt u.a. auch mit der Beweglichkeit und Lebensdauer der Ladungsträger zusammen. Denn freie Ladungsträger können in sogenannten „Trapping“ Zentren (Fallen) festgehalten werden, so daß sie für eine Zeit lang unbeweglich sind. Trapping-Zentren sind Energieniveaus innerhalb der Bandlücke eines Halbleiters, die von freien Ladungsträgern besetzt werden können. Die Verweildauer innerhalb der „Trapping“ Zentren hängt von der Lage der Energieniveaus innerhalb der Bandlücke ab. Charakteristische „Trapping“ Zeitkonstanten für Energieniveaus nahe am Leitungs- bzw. Valenzband sind typischerweise kurz („shallow traps“), während die Zeitkonstanten für Energieniveaus in der Mitte der Bandlücke groß sind („deep traps“). Das Vorhandensein von „deep traps“ in einem Halbleiter führt dazu, daß freie Ladungsträger dauerhaft eingefangen werden und dann auch durch die Ausselektronik nicht mehr nachgewiesen werden können. Bei Detektoren aus Halbleitern mit einer hohen Konzentration an „deep traps“ kann daher die erzeugte Ladung nur unvollständig gesammelt werden. Dagegen können die Zeitkonstanten von „shallow traps“ kurz genug sein, so daß die Ladungsträger für den Auslesevorgang nicht verloren gehen. Aber durch das ständige Einfangen und wieder Freigeben („trapping“ und „detrapping“) ist die Beweglichkeit der Ladungsträger nur gering, und die Zeit bis zu einer vollständigen Ladungssammlung entsprechend lang. Ein Beispiel für ein Halbleiter mit vielen Trapping-Zentren ist CdTe. Insbesondere für Löcher, die nur eine geringe Beweglichkeit besitzen, existiert für dieses Material eine hohe Konzentration an Trapping-Zentren.

<sup>2</sup> Strenggenommen trifft der Begriff Depletionsspannung bei einem ohmschen Detektor nicht mehr zu, da ein Verarmen an Ladungsträgern nicht stattfindet. Um die Begriffe zu vereinfachen soll hier aber auch von Depletionsspannung gesprochen werden, die dann allgemein die das Driftfeld erzeugende Spannung bezeichnet.

### 1.3 Hybride Pixeldetektoren

Um von einem Einkanal-detektor zu einem Mehrkanal-detektor zu gelangen, mit dem 2-dimensionale Ortsinformationen aufgezeichnet werden können, muß man den Halbleitersensor in einzelne Bildzellen unterteilen (Pixel=„Picture Element“). Dazu wird die Ausleseelektrode in eine Pixelmatrix strukturiert, die Rückseitenelektrode kann dagegen unstrukturiert bleiben. Bei einer Vielzahl von kleinen Pixeln ist es nicht mehr möglich, jede einzelne Ausleseelektrode mit einer diskreten Schaltung zu verbinden, so daß man eine Vielkanal-Ausleseelektronik in Form eines Auslesechips verwendet. Dieser Auslesechip wird mit dem Sensor über ein sogenanntes „Flip-Chip Bump-Bonding“ Verfahren kontaktiert, wie in Abb. 1.9 schematisch dargestellt ist. Die

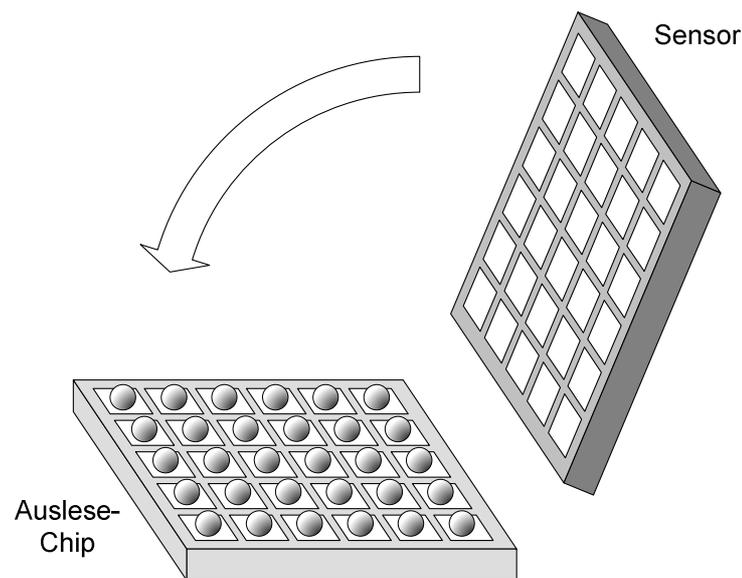


Abb. 1.9: Schema eines hybriden Pixeldetektors: Auslesechip und Sensor sind in geometrisch gleiche Pixel strukturiert und werden beispielsweise durch Lotkugeln elektrisch leitend miteinander verbunden

Pixel des Auslesechips, die die gleiche Geometrie wie die Sensorexel besitzen, enthalten individuell eine vollständige Verstärkungs- und Signalverarbeitungselektronik. Diese Pixel sind über sogenannte „Bumpbondpads“, auf denen leitende Materialien aufgebracht werden (beispielsweise Lotkugeln, s. nächster Abschnitt), elektrisch mit den jeweiligen Sensorexel verbunden. Somit ist ermöglicht, daß die im Sensor entstehenden Ladungen in jeden Pixel hineinfließen können und dort verstärkt und weiterverarbeitet werden können. Um den Auslesechip mit einem Auslesesystem verbinden zu können, besitzt dieser noch sogenannte „Wirebondpads“. Über diese Metallflächen können mit feinen Drähten von wenige 10  $\mu\text{m}$  Durchmesser leitende Verbindungen zu einer Elektronikplatine erstellt werden, indem durch Ultraschallenergie Mikroschweißverbindungen hergestellt werden („Wire-Bonding“). Detektoren, die nach dem Prinzip des „Flip-Chip Bump-Bonding“ aufgebaut sind, werden *hybride* Pixeldetektoren genannt. Der Vorteil dieser Methode ist, daß Auslesechip und Sensor getrennt voneinander entwickelt und hergestellt werden können und daß es möglich ist, mit einem entwickelten Auslesechip auch Sensoren aus unterschiedlichen Halbleitermaterialien betreiben zu können. Für den Einsatz hybrider Pixeldetektoren ist es wichtig, über geeignete Verbindungstechnologien zwischen Auslesechip und Sensor zu verfügen, die alle Pixelzellen von Chip und Sensor zuverlässig miteinander verbinden, ohne daß die Detektionseigenschaften des Systems negativ beeinflusst werden. Für hybride Pixeldetektoren werden hauptsächlich das „Solder-Bump“, das „Indium-Bump“ und das „Stud-Bump“ Bond-Verfahren eingesetzt, die in Anhang A genauer beschrieben sind.

Die elektronische Weiterverarbeitung der im Sensor entstandenen Strompulse geschieht entweder nach dem *integrierenden* oder *zählenden* Prinzip. Beim integrierenden Prinzip wird die durch Teilchenabsorption entstandene Ladung in jedem Pixel beispielsweise auf einer Kapazität gesammelt (integriert). Nach einer gewissen Integrationszeit (bzw. Expositionszeit), die nicht so lange sein darf, daß die Kapazität ihre maximale Ladungsspannung erreicht, werden die einzelnen Pixel ausgelesen. Insbesondere muß dazu die analoge Spannungsinformation in einen digitalen Wert mit einem Analog-Digital-Wandler (ADC) gewandelt werden. Dagegen befindet sich bei zählenden Detektoren in jedem Pixel ein Vorverstärker, (eventuell) ein pulsformender Verstärker (Shaper) und ein Diskriminator. Mit dieser Elektronik wird der Eingangspuls verstärkt und im Falle einer Überschreitung der Diskriminatorschwelle an einen nachgeschalteten Zähler weitergegeben. Bei der Aufnahme eines Bildes geben dann die ausgelesenen Zählerstände aller Pixel die Verteilung der absorbierten Intensität wieder. Weitere Eigenschaften sowie Vor- und Nachteile von zählenden und integrierenden Detektoren sind im Abschnitt 1.4 unter Punkt „Direkte digitale Systeme“ beschrieben. Der in dieser Arbeit in Verbindung mit Si- und CdTe-Sensoren verwendete *MPEC* Auslesechip gehört zu den zählenden Pixeldetektoren und wird in seinen Einzelheiten im Kapitel 2 vorgestellt. Als weitere Projekte, die zählende hybride Pixeldetektoren für bildgebende Anwendungen entwickeln, sind zu nennen:

- **Medipix**

Dieser Chip wird innerhalb eines Forschungsprojektes des CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) entwickelt, an dem 15 europäische Forschungsgruppen beteiligt sind [11]. Die Merkmale der ersten Version des Medipix-Chips sind:  $64 \times 64$  Pixel,  $170 \times 170 \mu\text{m}^2$  Pixelgröße, ein Diskriminator und ein 15-Bit Zähler pro Pixelzelle [12]. Der Nachfolger ist der Medipix2 Chip, bei dem die Pixelgröße auf  $55 \times 55 \mu\text{m}^2$  reduziert wurde bei einer Gesamtpixelzahl von  $256 \times 256$ . In jeder Pixelzelle sind zwei Diskriminatoren und ein 13-Bit Zähler integriert [13]. Durch die geringe Pixelgröße besitzen die mit dem Medipix2 aufgebauten Detektoren eine sehr gute Ortsauflösung, jedoch gelangt man hier auch in einen Bereich, bei dem die Größe der durch ein Photon erzeugten Ladungswolke als nicht mehr vernachlässigbar klein angesehen werden kann. Als Folge kommt es zu einer Aufteilung der bei einer einzelnen Photonwechselwirkung entstandenen Ladung auf mehrere Pixel<sup>3</sup>. Unter anderem wird dieser Sachverhalt und die daraus entstehenden Implikationen für die Bildgebung in den Arbeiten der Forschungsgruppen untersucht.

- **Pilatus**

Der Pilatus Detektor (*Pixel apparatus for the Swiss-Light-Source*) ist ein großflächiger Si-Detektor, der speziell für den Einsatz an dem Swiss-Light-Source Synchrotron des Paul-Scherrer-Instituts (PSI) in Villingen, Schweiz entwickelt wurde [14]. Er kommt in Kristallographie - Experimenten zum Einsatz und ist aus einzelnen Modulen aufgebaut, die insgesamt eine Fläche von  $40 \times 40 \text{ cm}^2$  abdecken. Dabei besteht ein einzelnes Modul aus einem  $300 \mu\text{m}$  dicken Si-Sensor, der mit 16 Auslesechips zu je  $44 \times 78$  Pixeln verbunden ist. Bei einer Pixelgröße von  $217 \times 217 \mu\text{m}^2$  besitzt der Detektor 4 Mio. Pixel, die alle in nur 6,7 ms ausgelesen werden können. Die Signalverarbeitungselektronik jedes Pixels besteht aus Vorverstärker, pulsformenden Verstärker (Shaper), Diskriminator und 15-Bit Zähler.

- **Xpad**

Dieser Detektor ist ebenfalls speziell für Kristallographie-Experimente an einem Synchrotron entwickelt worden [15]. Die beiden Versionen XPAD1 und XPAD2 besitzen  $24 \times 25$  Pixel, die jeweils  $330 \times 330 \mu\text{m}^2$  groß sind. Aus acht aneinandergereihten Chips wird ein

---

<sup>3</sup> Das Phänomen der Ladungsteilung mit seinen Auswirkungen wird in dieser Arbeit noch an anderen Stellen erläutert, z. B. in Abschnitt 1.4 und Abschnitt 4.2.2.

Modul aufgebaut, und acht Module ergeben den vollständigen Detektor, der eine quadratische Fläche von  $\approx 7 \times 7 \text{ cm}^2$  mit  $200 \times 192$  Pixeln abdeckt. Die Chip-Elektronik zeichnet sich durch eine hohe maximale Zählrate aus (10 MHz sollen erreicht werden), und die Totzeit zwischen zwei aufgenommenen Bildern beträgt nur 2 ms.

- **Dixi**

Dieser Detektor ist an der Universität Uppsala, Schweden entwickelt worden und besteht aus  $31 \times 32$  Pixeln mit einer Größe von  $270 \times 270 \mu\text{m}^2$  [16]. Dem Vorverstärker ist ein pulsformender Verstärker nachgeschaltet, der auf einen einstellbaren Diskriminator führt. Dieser kann dann wahlweise einen von zwei verfügbaren Zählern ansteuern.

Eine umfassende Übersicht über Projekte, in denen Halbleiterdetektoren mit Einzelphotonnachweis entwickelt werden, ist auch in [17] dargestellt.

## 1.4 Detektoren für die medizinische Bildgebung

Im Laufe der Geschichte sind immer leistungsfähigere Detektorsysteme für medizinische Untersuchungen entwickelt worden. Beschreibungen der aktuellen Detektorsysteme sind in Lehrbüchern zu finden [18], [19], [20]. Eine schöne Übersicht über bildgebende Systeme der Radiologie wird auch in [21] gegeben, an die sich die folgenden Unterabschnitte anlehnen.

### Analoge Systeme

Beim *Film* handelt es sich um ein analoges System, das den ersten bildgebenden Röntgendetektor darstellte. Als Vorteile des Films sind zu nennen:

- hohe Ortsauflösung
- Detektorfläche kann beliebig groß sein
- kostengünstig

Allerdings existieren auch deutliche Nachteile:

- geringe Absorptionseffizienz von nur ca. 1%
- geringer dynamischer Bereich, der leicht zu Fehlbelichtungen führen kann
- chemischer Entwicklungsschritt wird benötigt, wodurch keine echtzeitfähigen, zeitaufgelösten Messungen möglich sind
- Energie der Strahlung wird integriert, so daß keine Energiedifferenzierung möglich ist

Um den Nachteil der geringen Absorptionseffizienz des normalen Röntgenfilms zu beheben, hat man *Film-Folien Systeme* entwickelt, bei denen auf einem beidseitig beschichteten Film auf Vorder- und Rückseite Verstärkungsfolien aufgebracht sind. Diese Verstärkungsfolien (Dicke typischerweise  $100 \mu\text{m}$ ) verfügen über eine hohe Absorptionseffizienz und wandeln absorbierte Röntgenstrahlung in sichtbares Licht um, das den Film belichtet. Je nach verwendetem System kann eine bildwirksame Absorption von 20 % bis 60 % erreicht werden. Nachteil jedoch ist, daß sich die Ortsauflösung gegenüber dem normalen Röntgenfilm deutlich reduziert.

## Semi-digitale Systeme

Ein dem Film-Folien System ähnliches Detektorkonzept ist das der *Speicherfolien*<sup>4</sup>. Hier handelt es sich nicht mehr um ein rein analoges System, da nach der Bildaufnahme eine Digitalisierung der Bildinformation in einem zweiten getrennten Schritt abläuft. Dennoch handelt es sich um kein vollständig digitales System, so daß man dieses System nur als semi-digital bezeichnen kann. Das Funktionsprinzip der Speicherfolie besteht darin, daß in einem Leuchtstoff durch absorbierte Strahlung Elektronen dauerhaft (einige Tage bis Wochen) in einem angeregten Zustand verweilen. Dies ist dadurch möglich, daß der Leuchtstoff in der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband Energieniveaus besitzt, die als sogenannte Haftstellen wirken. Wenn nun durch Strahlungsabsorption Elektron-Loch Paare erzeugt wurden, können diese im Leuchtstoff diffundieren bis das Elektron in einer solchen Haftstelle festgehalten wird. Nach der Aufnahme des Röntgenbildes folgt das Auslesen der Bildplatte: Jede Stelle der Platte (die einem Pixel entspricht) wird sequentiell mit einem fokussierten Laser bestrahlt, der die festgehaltenen Elektronen wieder anregt und so diese dann mit Löchern des Valenzbandes rekombinieren läßt. Die dabei ausgesendeten optische Photonen werden von einem Photomultiplier nachgewiesen. Durch „Abscannen“ des gesamten Bildes mißt man eine Lichtintensitätsverteilung, die der absorbierten Röntgenstrahlung entspricht. Ein Vorteil der Speicherfolien liegt in ihrem großen dynamischen Bereich. Zwar können auch bei semi-digitalen Systemen fast alle Vorteile der digitalen Bildverarbeitung genutzt werden, allerdings besteht auch weiterhin der Nachteil, daß keine echtzeitfähige digitale Bildgebung durchgeführt wird.

## Indirekte digitale Systeme

Ein digitales System zeichnet sich dadurch aus, daß die Bildinformation sofort elektronisch verarbeitbar zur Verfügung steht. Bei einem indirekten digitalen System wird die Röntgenstrahlung jedoch erst noch in ein Zwischensignal umgewandelt. Typischerweise handelt es sich dabei um ein optisches Zwischensignal, das dann mittels eines weiteren Detektors in ein elektrisches Signal gewandelt wird. Die zum Einsatz kommenden primären Detektoren sind vor allem Szintillatoren (z. B. CsI, NaI) und Röntgenbildverstärker. Ein Röntgenbildverstärker absorbiert die Röntgenstrahlung in einem Eingangsleuchtschirm, der daraufhin optische Photonen emittiert. Diese treffen auf eine nachfolgende Photokathode, aus der die Photonen Elektronen herausschlagen. Die Elektronen können dann beschleunigt und auf einen Ausgangsleuchtschirm fokussiert werden. Dadurch erhält man ein optisches Ausgangsbild, das gegenüber dem Eingangsbild verstärkt wurde und sich nun mit einer Kamera betrachten und digitalisieren läßt.

Werden Szintillatoren für die Röntgenbildgebung eingesetzt, können diese mit verschiedenen optischen Detektoren kombiniert werden. Es werden beispielsweise CCD-Detektoren („Charge Coupled Device“) oder CMOS-Sensoren („Complementary-Metal-Oxyd-Semiconductor“) verwendet. Eine andere Möglichkeit ist die Verwendung der sogenannten „Flat-Panel-Imager“. Diese haben ein ähnliches Funktionsprinzip wie CMOS-Sensoren, allerdings handelt es sich um eine andere Herstellungstechnologie. Anstelle von Planarverfahren mit kristallinen Si-Substraten wird bei den „Flat-Panel-Imagern“ amorphes Si verwendet, auf dem Dünnschichttransistoren und Photodioden aufgebracht werden. Indirekte digitale Systeme stellen sehr leistungsfähige Detektoren dar (wenn auch systemspezifische Nachteile existieren, z.B. nicht-optimaler Füllfaktor<sup>5</sup> bei CMOS-Sensoren bzw. „Flat-Panel-Imagern“). Aber sie haben alle den prinzipiellen Nachteil, daß das optische Zwi-

<sup>4</sup> Im englischen Sprachraum werden die Bezeichnungen „storage plates“, „storage phosphors“ oder „phosphor imager“ verwendet.

<sup>5</sup> Füllfaktor steht für das Verhältnis von aktiver Pixelfläche zur gesamten Pixelfläche.

schensignal eine Wandlungsstufe darstellt, die in der Regel immer einen Verlust an Bildqualität bedeutet.

### Direkte digitale Systeme

Bei diesen Systemen werden sogenannte direkt konvertierende Sensoren verwendet, die die absorbierte Röntgenstrahlung unmittelbar in elektrische Ladungen umwandeln. Neben dem Vorteil, daß die in Licht umwandelnde Detektorkomponente entfällt, ist auch die Anzahl der erzeugten Quanten in einem direkt konvertierenden Material in etwa eine Größenordnung höher, wodurch das Signal-Rausch Verhältnis des Bildes besser ist (mehr zu Bildrauschen s. Abschnitt 3.1). Direkte digitale Systeme können in zwei Gruppen unterteilt werden: *integrierende Systeme*, die die durch Strahlungsabsorption entstandene Ladung über einen Zeitraum integrieren, und *zählende Systeme*, die die absorbierten Röntgenquanten einzeln zählen. Integrierende Systeme sind beispielsweise durch Gasdetektoren (Gase mit hoher Kernladungszahl unter hohem Druck), pn-CCD Detektoren, direkt konvertierende „Flat-Panel-Imager“<sup>6</sup> und hybride Pixeldetektoren verwirklicht. Dagegen stellen zählende Systeme den aktuellsten Entwicklungsschritt dar und sind bislang nur in Form von hybriden Pixeldetektoren realisiert worden. Gegenüber integrierenden Systemen besitzen zählende Systeme wichtige Vorteile:

- Ein großer dynamischer Bereich wird durch entsprechend hohe Zählertiefen erreicht (z. B. 18-Bit Zähler im MPEC Chip).
- Durch das Zählprinzip ist intrinsisch eine optimale Linearität gegeben.
- Durch den Zähler ist automatisch ein Analog-Digital Wandler (ADC) gegeben.
- Die Signalformung durch den Vorverstärker unterdrückt den Einfluß des Sensor-Leckstroms (Unabhängigkeit von dem durch Leckstrom verursachten „Offset“ bzw. „Pedestal-Wert“ eines Detektorkanals).
- Durch ein genügend hohes Signal-Rausch Verhältnis kann die Dunkelrate (Rauschtreffer) beliebig gering gemacht werden, so daß insbesondere Messungen durchgeführt werden können, bei denen ein sehr geringer Photonenfluß vorliegt.
- Falls bei der Röntgenbildgebung mit monochromatischer Strahlung<sup>7</sup> gearbeitet wird, kann durch eine gesetzte Schwelle die Auswirkung von Compton-gestreuten Photonen unterdrückt werden (Compton-gestreuten Photonen haben immer eine niedrigere Energie als die ungestreuten Photonen).
- Die Verwendung von zwei oder mehreren Schwellen ermöglicht, Photonen nach ihrer Energie zu diskriminieren und somit energieaufgelöste Messungen durchzuführen.
- Bei einigen Sensormaterialien existiert nach der Absorption von Röntgenquanten der Effekt des Nachleuchtens („Afterglow“ [22]), was bedeutet, daß der Signalstrom nicht sofort wieder auf Null zurückgeht. Diese Störung wird wiederum durch die Signalformung des Vorverstärkers unterdrückt.

<sup>6</sup> Hier handelt es sich um Detektoren, die technologisch ähnlich den „Flat-Panel-Imagern“ mit Szintillator sind, jedoch wird hier direkt konvertierendes Sensormaterial verwendet, z. B. amorphes Se [18].

<sup>7</sup> Beispielsweise kann monochromatische Röntgenstrahlung mit ausreichend hohem Photonenfluß an einem Synchrotron erzeugt werden.

Allerdings existieren auch Nachteile gegenüber integrierenden Systemen:

- Die mögliche maximale Zählrate beträgt bei den derzeit existierenden Systemen 1 – 10 MHz pro Pixel. Dies ist zwar für viele Anwendungen ausreichend, aber bestimmte Anwendungen wie beispielsweise CT-Röntgen (Computertomographie) erfordern eine höhere Zählrate. Insbesondere muß berücksichtigt werden, daß für eine hohe Nachweiseffizienz der Photonen die maximale Zählrate des Detektors (Elektronik und Sensor) deutlich höher sein muß als die mittlere Photonenrate des Signals (s. dazu Anhang C).
- Werden Photonen im Randbereich eines Pixels absorbiert, kommt es zu einer Ladungsaufteilung auf mehrere Pixel, so daß sogenannte „Split-Events“ entstehen (s. auch Abschnitt 4.2.2). Je nach gesetzter Schwelle kann dies dazu führen, daß in allen oder keinem an der Ladungsteilung beteiligten Pixeln ein Treffer gezählt wird. Demzufolge kann es zu Nachweisinneffizienzen oder zu „Übereffizienzen“ kommen [23], was sich vor allem bei kleinen Pixelgrößen ( $< 200 \mu\text{m}$ ) bemerkbar macht. Ineffizienzen müssen insbesondere bei der medizinische Bildgebung vermieden werden [24].

Um den Nachteilen eines zählenden Systems entgegenwirken zu können, hat man in jüngster Zeit ein Konzept entwickelt, bei dem in jedem Detektorpixel zählende *und* integrierende Elektronik integriert sind. Dies ermöglicht, daß die in einem Sensorpixel erzeugte Ladung gemessen wird und gleichzeitig die Anzahl der zugehörigen Photonen gezählt wird<sup>8</sup>. Dadurch kann man die mittlere Energie pro Photon berechnen und gewinnt so eine zusätzliche Information, die für die Interpretation des Röntgenbildes hilfreich ist. Das Konzept ist mittlerweile erfolgreich in ein Prototypsystem umgesetzt und getestet worden [25], [26].

## 1.5 Charakterisierende Größen der bildgebenden Eigenschaften eines Detektors

In den folgenden Unterabschnitten werden Größen definiert und vorgestellt, die eine quantitative Beschreibung eines Detektorsystems und den Vergleich von verschiedenen Systemen untereinander ermöglichen. Diese Größen werden (fast immer) einheitlich in der Fachliteratur verwendet und sind in Lehrbüchern beschrieben [18], [19], [20].

### 1.5.1 Dynamik und Linearität

Die untere Grenze des dynamischen Bereichs eines Detektors entspricht dem kleinsten vom Rauschen trennbaren Signal und die obere Grenze dem größten nachweisbaren Signal, welches noch von kleineren Signalen unterscheidbar ist. Durch einen großen dynamischen Bereich eines bildgebenden Röntgendetektors wird ermöglicht, daß sowohl sehr stark absorbierende als auch schwach absorbierende Regionen innerhalb einer Aufnahme gleichzeitig dargestellt werden können und dadurch die Gefahr von Über- und Unterbelichtung reduziert wird. Ein Detektorsystem braucht nicht zwingend ein lineares Antwortverhalten bzgl. der Energie aufzuweisen. Jedoch ist eine gute Linearität von Vorteil, da dadurch eine Energieabhängigkeit der Sensitivität vermieden und die Kalibration des Systems vereinfacht wird.

<sup>8</sup> Das Zählen der Photonen ist nach wie vor durch einen hohen Photonenfluß limitiert, jedoch steht die Information der erzeugten Ladung immer zur Verfügung.

### 1.5.2 Kontrast, Bildrauschen, Signal-Rausch-Verhältnis und Homogenität

Die Unterscheidbarkeit zweier Objekte  $A$  und  $B$  hängt von ihrem gegenseitigen Kontrast  $K$  (auch Modulation  $M$  genannt) ab, der folgendermaßen definiert ist:

$$K := \frac{\langle I_A \rangle - \langle I_B \rangle}{\langle I_A \rangle + \langle I_B \rangle} \quad (1.9)$$

Dabei bezeichnen  $\langle I_A \rangle$  und  $\langle I_B \rangle$  die vom Detektor nachgewiesenen mittleren Intensitäten zweier zu unterscheidende Objekte (Mittelung der Intensitäten der Objekt-Pixel). Eine alternative Definition des Kontrastes ist:

$$K' := \frac{\langle I_A \rangle - \langle I_B \rangle}{\langle I_A \rangle} \quad (1.10)$$

Dabei ist  $\langle I_A \rangle$  der Intensität des Hintergrundes zugeordnet, von dem das Objekt mit Intensität  $\langle I_B \rangle$  umgeben ist. Diese Definition (1.10) ist vermutlich häufiger anzutreffen, jedoch wird in dieser Arbeit die Definition (1.9) verwendet. Wie gut ein Objekt wahrgenommen werden kann, hängt jedoch auch von dem Bildrauschen  $\sigma_I$  ab. Dieses ist die Standardabweichung der Intensitätsverteilung über alle Objekt-Pixel bzgl. der mittleren Intensität  $\langle I \rangle$ . Als relatives Maß wird daher das Signal-Rausch-Verhältnis definiert:

$$\text{SNR} := \frac{\langle I \rangle}{\sigma_I} \quad (1.11)$$

In ähnlicher Weise wird durch die Homogenität die Güte eines bildgebenden Systems beschrieben. Zwar kann schon das SNR als ein Maß für die Homogenität dienen, aber in der Regel ist das SNR abhängig von der Zählrate und daher für eine Charakterisierung nicht optimal. Geeignete Größen für die Homogenität und ihre Beschreibung sind in Abschnitt 3.1 aufgeführt.

### 1.5.3 LSF, MTF und DQE

Bei der Ortsrekonstruktion mit einem Pixel-Detektor wird im Normalfall der Auftreffpunkt eines Teilchens dem Zentrum der Fläche des getroffenen Pixels zugeordnet. Das bedeutet, daß der Fehler der Ortsangabe in jeweils einer Dimension von 0 bis zur halben Pixelbreite  $0,5 \cdot p$  variieren kann ( $p$  bezeichnet die Pixelbreite). Nimmt man einen gleichverteilten Photonenfluß über die Pixelfläche an, kann man die Standardabweichung  $\sigma_p$  der Auftreffpunkte vom Pixelzentrum  $\mu$  wie folgt berechnen:

$$\sigma_p = \left\{ \int_{\mu - \frac{p}{2}}^{\mu + \frac{p}{2}} (x - \mu)^2 \frac{1}{p} dx \right\}^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{12}} p \quad (1.12)$$

Doch es sollte darauf hingewiesen sein, daß es sich hier um den *Fehler der Ortsrekonstruktion* handelt und *nicht* um die Größe eines Objektes, das vom dem System aufgelöst werden kann. Nützlicher ist es, wenn man das Antwortverhalten des Systems bezüglich aller möglicher Frequenzen  $f$  eines Eingangssignals kennt<sup>9</sup>. Das Signal, welches alle Frequenzen gleichzeitig beinhaltet, ist die  $\delta$ -Funktion. Die Antwort des Systems auf die  $\delta$ -Funktion wird *Punktbildfunktion PSF* („Point-Spread-Function“) genannt und beinhaltet prinzipiell alle Informationen über das räumliche Wiedergabevermögen des Systems. In manchen Fällen kann die PSF eines Systems durch eine Gaußkurve wiedergegeben werden:

$$\text{PSF}_{\text{Gauss}}(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} \quad (1.13)$$

<sup>9</sup> Mit Frequenzen  $f$  sind bei bildgebenden Systemen die 2-dimensionalen Ortsfrequenzen des Objektes oder des Bildes gemeint.

Dabei ist dann  $\sigma$  ein kennzeichnender Parameter, der in diesem Beispiel sowohl für x- als auch y-Dimension gilt. Oft ist man an der Beschreibung eines Systems in nur einer Dimension interessiert. Dann geht man über zu der *Linienbildfunktion LSF* („Line-Spread-Function“), die sich aus Integration über eine Koordinate ergibt und durch das Integral in beiden Dimensionen normiert wird:

$$\text{LSF}(x) := \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \text{PSF}(x, y) dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{PSF}(x, y) dx dy} \quad (1.14)$$

Es bietet sich jedoch an, anstelle der LSF (bzw. PSF) die *Modulation-Transfer-Funktion MTF* („Modulation-Transfer-Function“) als eine das System charakterisierende Größe zu verwenden. Sie ist im Frequenzraum definiert und ist der Betrag der Fouriertransformierten der LSF :

$$\text{MTF}(f) := | \mathcal{F} \{ \text{LSF}(x) \} | = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \text{LSF}(x) e^{-i2\pi f x} dx \right| \quad (1.15)$$

Zu dieser Definition gibt es noch eine alternative äquivalente Definition<sup>10</sup>:

$$\text{MTF}(f) := \frac{M_{\text{Bild}}(f)}{M_{\text{Objekt}}(f)} \quad (1.16)$$

Dabei ist mit  $M(f)$  die Modulation (oder Kontrast gemäß (1.9)) bzgl. einer Sinuswelle der Frequenz  $f$  gemeint, so daß die MTF das Verhältnis von Bildkontrast zu Objektkontrast ist. Neben dem Vorteil, daß die MTF eine Angabe über den „Kontrasttransfer“ jeder einzelnen Frequenz liefert, vereinfacht die MTF auch die Behandlung von zusammengesetzten Systemen. Denn setzt sich ein System aus mehreren Untersystemen  $i$  zusammen, erhält man die  $\text{MTF}_{\text{ges}}$  des Gesamtsystems durch Multiplikation der  $\text{MTF}_i$  der Untersysteme:

$$\text{MTF}_{\text{ges}} = \text{MTF}_1 \cdot \text{MTF}_2 \cdot \text{MTF}_3 \cdots \quad (1.17)$$

Würde man die  $\text{PSF}_i$  der Untersysteme verwenden wollen, so müßte die  $\text{PSF}_{\text{ges}}$  durch Faltung der  $\text{PSF}_i$  berechnet werden, was aufwendiger als eine einfache Multiplikation im Frequenzraum ist. Um ein System, für das die MTF bestimmt wurde, durch einem numerischen Wert bewerten zu können, wird das *Noise Equivalent Passband NEP* angegeben [27], [28]:

$$\text{NEP} := 2 \int_0^{\infty} \text{MTF}^2(f) df \quad (1.18)$$

Das NEP bezeichnet eine Frequenz, die gut mit einer noch als subjektiv „scharf“ empfundenen abgebildeten Frequenz korrespondiert. Da im Normalfall das NEP in etwa der Frequenz  $f_{0,3}$  entspricht, bei der die MTF den Wert 0,3 annimmt, kann man auch vereinfachend  $f_{0,3}$  als kennzeichnenden Systemwert angeben. Die Frequenz  $f_{0,3}$  zeichnet sich auch dadurch aus, daß Strukturen, die eine Modulation von 0,3 besitzen, noch vom menschlichen Auge wahrgenommen werden können [29]. D. h., daß Objektstrukturen der Frequenz  $f_{0,3}$  mit Kontrast 1 (= maximaler Objektkontrast) noch im Bild, das durch das System geliefert wird, erkannt werden können. Weitere Erläuterungen zur MTF sowie deren Messung sind in Abschnitt 5.2.4 gegeben.

Eine weitere Größe für die Charakterisierung eines Detektorsystems ist das *Rausch-Leistungsspektrum NPS* (Noise-Power-Spectrum), das auch *Wiener Spektrum* genannt wird. Es beschreibt

<sup>10</sup> Die Äquivalenz gilt nur dann, wenn es nicht wie im Falle von Pixel-Detektoren zu „Aliasing“ Effekten kommt (s. dazu Abschnitt 5.2.4).

die Varianz der Messwertamplitude aufgrund von Rauschen in Abhängigkeit der Frequenz  $f$  und ist im Falle von kontinuierlichen Variablen folgendermaßen definiert [18]:

$$\text{NPS}(u, v) = \lim_{X, Y \rightarrow \infty} \frac{1}{2X \cdot 2Y} \left\langle \left| \int_{-X}^X \int_{-Y}^Y [I(x, y) - \bar{I}] e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy \right|^2 \right\rangle \quad (1.19)$$

Dabei bezeichnen  $u$  und  $v$  die 2-dimensionale Ortsfrequenz,  $X$  und  $Y$  die Koordinaten des untersuchten Bildausschnittes,  $I(x, y)$  die ortsabhängige Bildintensität und  $\bar{I}$  die Untergrundintensität. Die spitzen Klammern  $\langle \dots \rangle$  bedeuten Mittelwertbildung über verschiedene Messungen. Gemäß der angenommenen Gleichheit von Zeit- und Scharmittelwert (Ergodizität) kann es sich dabei um die zeitliche Mittelung einer ROI (= „Region of Interest“, untersuchter Bildausschnitt) handeln oder um Mittelung über verschiedene gleichwertige ROI. Durch den Limes für die Integrationsgrenzen in x- und y-Richtung soll ausgedrückt werden, daß eine möglichst große Detektorfläche erfaßt werden soll. Denn bei einer zu kleinen ROI werden die tiefen Frequenzen nicht gut im berechneten NPS repräsentiert. Im Falle von diskreten Variablen  $x_i, y_i$  (digitale Systeme) sind die 2-dimensionalen Ortsfrequenzen durch  $u_n$  und  $v_k$  gegeben und die entsprechende Formulierung der NPS lautet:

$$\begin{aligned} & \text{NPS}(u_n, v_k) \\ &= \lim_{N_x, N_y, M \rightarrow \infty} \frac{\Delta x \Delta y}{M \cdot N_x N_y} \sum_{m=1}^M \left| \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} [I(x_i, y_j) - S(x_i, y_j)] e^{-2\pi i(u_n x_i + v_k y_j)} \right|^2 \end{aligned} \quad (1.20)$$

Die Mittelung wird durch die Summe über  $m$  und den Faktor  $1/M$  durchgeführt, und anstelle der Untergrundintensität  $\bar{I}$  tritt im allgemeinen Fall das nichtstochastische Signal  $S(x_i, y_j)$ . Bei einem Signal ohne Einheiten hat das NPS die Einheit einer Fläche und wird typischerweise in  $\text{mm}^2$  angegeben. Erläuterungen zur praktischen Durchführung der Messungen des  $\text{NPS}(u_n, v_k)$  finden sich in [18]. Das NPS eignet sich jedoch nicht gut dafür, um die Rauscheigenschaften von verschiedenen Detektorsystemen durch eine absolute Zahlenangabe miteinander vergleichen zu können. Daher führt man zunächst die Größe *Noise Equivalent Number of Quanta NEQ* ein, die folgendermaßen berechnet wird:

$$\text{NEQ}(u, v) = \frac{\text{MTF}^2(u, v)}{\text{NPS}(u, v) / \bar{d}^2} \quad (1.21)$$

Dabei bezeichnet  $\bar{d}$  die mittlere Anzahl der vom System gemessenen Photonen pro Flächeneinheit, so daß durch den Nenner  $\text{NPS}(u, v) / \bar{d}^2 = \text{NNPS}(u, v)$  die normalisierte NPS gegeben wird. Anschaulich ausgedrückt, beschreibt das NEQ die Anzahl der gaußförmig verteilten Photonen, die bei einem idealen Detektor (d.h. 100% Absorptionseffizienz, keine weiteren Rauschquellen) zu dem gleichen SNR führen würde wie bei dem realen Detektor, der  $\bar{d}$  Photonen nachgewiesen hat. Allerdings hat man durch das NEQ nur eine Größe erhalten, die die Rauscheigenschaften eines *Bildes* kennzeichnen und die insbesondere abhängig von der Anzahl der eingestrahnten Photonen ist. Um eine Größe zu erlangen, die ein *Detektorsystem* in entsprechender Weise charakterisiert, definiert man die *Detective Quantum Efficiency DQE*:

$$\text{DQE}(u, v) := \frac{\text{NEQ}(u, v)}{\bar{q}} \quad (1.22)$$

Mit  $\bar{q}$  ist die mittlere Anzahl der eingestrahnten Photonen pro Flächeneinheit bezeichnet (die Energie der Photonen wird dabei nicht berücksichtigt). Wird NEQ gemäß (1.21) ersetzt, erhält man einen praktischen Ausdruck für die DQE:

$$\text{DQE}(u, v) = \frac{\bar{d}^2 \text{MTF}^2(u, v)}{\bar{q} \text{NPS}(u, v)} \quad (1.23)$$

Die DQE trägt keine Einheiten, kann maximal den Wert 1 annehmen und ist bei einem idealen Detektorsystem unabhängig von der eingestrahlten Intensität. Anschaulich beschrieben, liefert die DQE den frequenzabhängigen Bruchteil der eingestrahlten gaußförmig verteilten Photonen, der effektiv zum SNR beiträgt. Eine alternative Aussage ist, daß die DQE beschreibt, zu welchem Bruchteil  $\text{SNR}_{in}$  als  $\text{SNR}_{out}$  genutzt wird (genauer: der quadrierte Bruchteil). Daher wird die DQE auch manchmal folgendermaßen definiert:

$$\text{DQE}(u, v) = \text{SNR}_{out}^2(u, v) / \text{SNR}_{in}^2(u, v) \quad (1.24)$$

Diese Definition ist jedoch nicht so allgemein wie (1.22) und gilt nur für den Fall, daß  $\text{SNR}_{out}^2(u, v) = \bar{d}^2 \text{MTF}^2(u, v) / \text{NPS}(u, v)$  und  $\text{SNR}_{in}^2(u, v) = \text{SNR}_{ideal}^2(u, v) = \bar{q}$ . Der Fall, daß es sich beim  $\text{SNR}_{in}^2$  um den Idealwert  $\bar{q}$  handelt, trifft für einen zählenden Detektor zu, weniger für einen integrierenden Detektor. Für das DQE-Meßverfahren existiert inzwischen auch ein Internationaler Standard (IEC 62220-1), und die Bestimmung der DQE gehört zu der routinemäßigen Charakterisierung von kommerziell verfügbaren Detektorsystemen. Beispiele für Detektorsysteme, für die DQE-Messungen durchgeführt wurden: Integrierender CdTe Pixel-Detektor (Multi-Chip-Modul) [30], integrierender PbO Pixel-Detektor [31], Angiographie-System an einer Synchrotronstrahlungsquelle (Zeilendetektor) [32], zählende Si-Pixeldetektoren [33], [34].

## 2. Der MPEC Chip

### 2.1 Allgemeine Beschreibung des MPEC

Der MPEC Chip ist ein Pixelchip, mit dem bildgebende Strahlungsdetektoren ausgelesen und betrieben werden können. Der Name MPEC ist ein Akronym für *Multi Picture Element Counters* und verdeutlicht, daß in jeder Bildzelle des Chips Zähler für die Registrierung von einzelnen Photonen integriert sind. Im Jahr 1998 wurde der MPEC Chip der Version 1.0 vorgestellt und war damit der erste zählende Pixelchip für den bildgebenden Einzelphotonnachweis [35]. Die Grundlage dieses Chips bildete der Prototyp-Chip *Bier&Pastis* für den Pixeldetektor des ATLAS-Experiments am LHC [36]. Von diesem wurden der ladungsempfindliche Vorverstärker mit der damals neuartigen Stromrückkopplung sowie der Diskriminator übernommen. Anstelle der Signalverarbeitungselektronik für den ATLAS-Detektor wurde dann ein Zähler nachgeschaltet. Die erste Version des MPECs wurde innerhalb einer Diplomarbeit entwickelt [37]. Es folgten weitere MPEC-Versionen, deren Entwurf und Charakterisierung aus einer Doktorarbeit [21] und aus verschiedenen Diplomarbeiten hervorgingen [29], [38], [39], [40]. Im folgenden sind alle MPEC-Versionen aufgelistet, die alle in Veröffentlichungen vorgestellt wurden [41], [42], [43], [23], [44], [45], [46], [47]:

- **MPEC 1.0:**  
Dieser erster MPEC-Chip hatte noch rechteckige Pixel der Größe  $433,4 \times 50 \mu\text{m}^2$ , deren Dimension von dem Atlas-Pixeldetektor Prototyp-Chip übernommen wurde. Ein 15-Bit Zähler war in jeder Pixelzelle integriert.
- **MPEC 1.1:**  
Kleinere Korrekturen wurden gegenüber der Version 1.0 vorgenommen, und mit diesem Chip wurden hybride Pixeldetektoren mit GaAs- und Si-Sensor aufgebaut.
- **MPEC 1.D:**  
In diesem Testchip wurden in jede Pixelzelle zwei unabhängige Diskriminatoren und zwei unabhängige 15-Bit Zähler integriert, so daß mit einer doppelten Schwelle eine Energiediskriminierung ermöglicht wurde.
- **MPEC 2.0:**  
Dieser Testchip, der in Kollaboration mit dem Fachbereich Physik der Universität GH Wuppertal entwickelt wurde, verfügte erstmals über quadratische Pixel der Größe  $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ , sowie einen 18-Bit Zähler.
- **MPEC 2.1:**  
Die Entwicklungsschritte des MPEC 1.D und MPEC 2.0 wurden zu einem  $32 \times 32$  Pixel großen Chip zusammengefaßt, so daß in jeder der  $200 \times 200 \mu\text{m}^2$  großen Pixelzellen zwei unabhängige 18-Bit Zähler für die Energiediskriminierung integriert waren. Dieser Chip wurde erfolgreich mit einem CdTe-Detektor betrieben.

- **MPEC 2.2:**  
Kleine Verbesserungen der Version 2.1 wurden vorgenommen. Aufgrund eines Produktionsfehlers des Chipherstellers konnte dieser Chip jedoch nicht in Betrieb genommen werden.
- **MPEC 2.3:**  
Diese Version ist nahezu identisch zum MPEC 2.2 und konnte erfolgreich getestet werden.

Der für den Betrieb aller in dieser Arbeit vorgestellten Detektoren verwendete Chip ist der MPEC 2.3. Mit seinen  $32 \times 32$  Pixeln der Größe  $200 \times 200 \mu\text{m}^2$  deckt er eine sensitive Fläche von  $6,4 \times 6,4 \text{ mm}^2$  ab. Jede der Pixelzellen enthält einen schnellen Vorverstärker, der eine Zählrate von ca. 1 MHz ermöglicht. Ein Blockschaltbild einer Pixelzelle des MPEC 2.3 Chips zeigt Abb. 2.1. Das „Bumpbondpad“ stellt die Verbindung von Sensorpixel zum Vorverstärkereingang

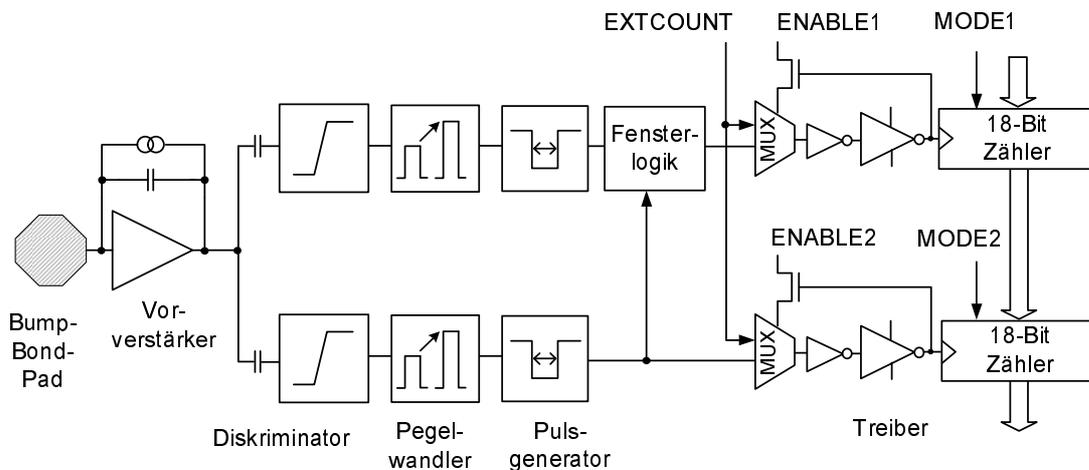


Abb. 2.1: Blockschaltbild einer Pixelzelle des MPEC 2.3 Chips [21]

her. Dieser ladungsempfindliche Vorverstärker ist durch eine Stromquelle zurückgekoppelt (mehr Einzelheiten zur Stromrückkopplung s. Abschnitt 2.2.1). Danach folgen zwei unabhängige Diskriminatoren, die durch einen Kondensator an den Vorverstärker gekoppelt sind (AC-Kopplung). Diskriminator und Vorverstärker werden von separaten analogen Spannungsversorgungen gespeist, so daß ein Pegelwandler eingefügt wird, um den Digitalteil anzusteuern. Der nachfolgende Pulsgenerator sorgt u.a. für eine definierte Mindestlänge der erzeugten Pulse, denn zu kurze Pulse können bei digitalen Zählern zu Fehlern führen. Im weiteren Verlauf der Signalkette wird eine sogenannte Fensterlogik eingefügt. Diese bewirkt, daß der Signalpuls des Diskriminators mit niedriger Schwelle nicht weitergeleitet wird, falls der Diskriminator mit höherer Schwelle ebenfalls ein Signal liefert<sup>1</sup>. Dies macht Sinn, da das Vorhandensein eines Signals vom oberen Diskriminator immer bedeutet, daß auch der untere Diskriminator ein Signal liefert. Die Unterdrückung dieser redundanten Information hat den Vorteil einer reduzierten digitalen Aktivität des Chips und reduziert somit störenden Einfluß des Digitalteils (z. B. Übersprechen in den Analogteil). Die Fensterlogik und die Pulsgeneratoren sind die einzigen Teile der Gesamtschaltung, an dem eine Verbindung der beiden Signalketten existiert. Die beiden 18-Bit Zähler werden von einem Treiber („Buffer“) angesteuert, dem ein Multiplexer vorgeschaltet ist. Über diesen Multiplexer kann ausgewählt werden, ob die Diskriminatorpulse oder von außen zugeführte digitale Testpulse (EXTCOUNT-Leitung) auf die Zähler geführt werden. Schließlich existiert noch die MODE-Leitung, die einen von zwei Modi des Zählers auswählt: Zählmodus und Schiebemodus. Im Zählmodus werden eingehende Pulse gezählt, während im Schiebemodus alle Zähler von 128

<sup>1</sup> Im folgenden werden Schaltungselemente, die sich auf die niedrigere Schwelle beziehen mit *untere*, die sich auf die höhere Schwelle beziehen mit *obere* bezeichnet (z. B. unterer und oberer Diskriminator).

Pixelzellen (entspricht 4 Spalten) seriell zu einem einzigen Schieberegister hintereinandergeschaltet werden. Dadurch können die Zählerstände von 128 Pixeln über einen digitalen Ausgangskanal an das Datennahmesystem übergeben werden. Abb. 2.2 zeigt einen MPEC 2.3 Chip, der auf eine Platine aufgeklebt ist. Vom unteren Rand des 500  $\mu\text{m}$  dicken Chips gehen „Wirebond“ Drähte

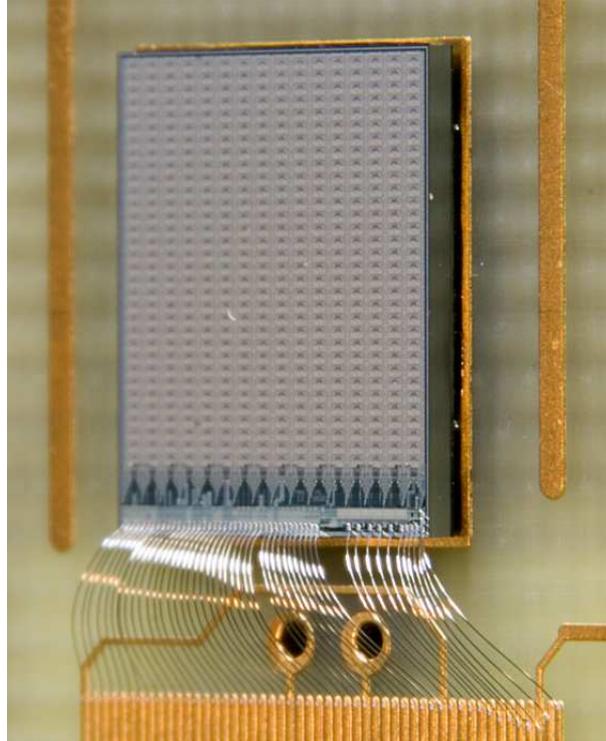


Abb. 2.2: Photo eines MPEC 2.3 Chips, der auf einer Platine aufgeklebt und mit „Wirebond“ Drähten kontaktiert ist (Chipdicke 500  $\mu\text{m}$ )

an die Leiterbahnen der Platine. Die einzelnen Pixel des Chips bilden den oberen quadratischen Teil des Chips und sind als periodisches Muster sichtbar.

Eine ausführliche Beschreibung des MPEC 2.3 sowie dessen Vorgänger MPEC 2.1 findet sich in [21], so daß in den folgenden Abschnitten 2.2 und 2.3 nur die wesentlichen Aspekte des MPEC 2.3 zusammengestellt werden. Wenn nicht explizit die Versionsnummer des MPEC-Chips genannt ist, ist im weiteren Verlauf der Arbeit mit MPEC immer die Version 2.3 gemeint.

## 2.2 Analogteil des MPEC

### 2.2.1 Vorverstärker

Bei dem Vorverstärker handelt es sich um einen invertierenden Verstärker mit Stromrückkopplung, der für den Nachweis eines positiven Ladungssignals konzipiert wurde [48]. Ein Schaltbild des als gefaltete Kaskode mit einem nachgeschalteten Source-Folger realisierten Vorverstärkers zeigt Abb. 2.3. VDDA ist die Hauptspannungsversorgung des Analogteils und VCCA die Kaskodenspannung. VCCA stellt den Kaskodentransistor T2 ein und nimmt auch den durch den Eingangstransistor T1 fließenden Strom auf<sup>2</sup>. Über verschiedene Digital-Analog Wandler (Digital-

<sup>2</sup> In dieser Arbeit wird die technische Stromrichtung verwendet, d.h. positive Ströme fließen vom positiven zum negativen Potential.

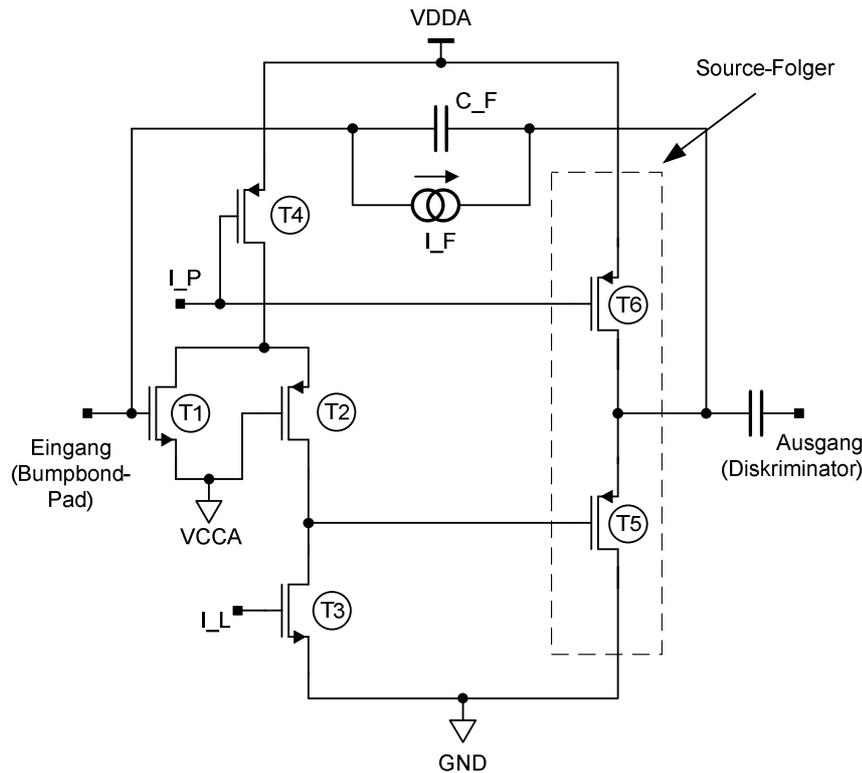


Abb. 2.3: Schaltbild des MPEC Vorverstärkers: Die Transistoren T1 bis T4 bilden eine gefaltete Kaskode und die Transistoren T5 und T6 bilden den nachfolgenden Source-Folger

to-Analog Converter, DAC), die auf dem Chip integriert sind, können für  $I_P$ ,  $I_L$ ,  $I_F$  Stromwerte vorgegeben werden, die den Arbeitspunkt der jeweiligen Transistoren einstellen:

- $I_P$  regelt die Transistoren T4 und T6. Sie sind Stromquellen, die die Arbeitspunkte des Eingangstransistors T1, der Kaskode und des Source-Folgers einstellen ( $P \rightarrow$  englisch Power: Leistung).
- $I_L$  stellt den als Widerstand funktionierenden Transistor T3 ( $L \rightarrow$  englisch Load: Last) ein.
- $I_F$  beeinflusst den Entladestrom im Rückkoppelzweig, wobei die Stromrückkopplung in Abb. 2.3 nur durch ein Stromquellensymbol angedeutet ist ( $F \rightarrow$  englisch Feedback: Rückkopplung).

Die genauere Anordnung der Stromrückkopplung ist in Abb. 2.4 dargestellt, in der der Rest des Vorverstärkers durch das Schaltsymbol eines invertierenden Verstärkers zusammengefaßt ist. Im folgenden soll die Funktionsweise der Stromrückkopplung nur qualitativ verdeutlicht werden, eine quantitative Beschreibung findet man in [21], S. 43f. Zunächst wird der Leckstrom  $I_{Leck}$  unberücksichtigt gelassen. Im Ruhezustand ist das Eingangspotential und Ausgangspotential des Verstärkers gleich groß, und es fließt kein Strom durch den Transistor T7. Der Transistor T9 dient als Stromquelle, und der dadurch eingestellte Strom  $I_F$  fließt auch durch den in Diodenkonfiguration geschalteten Transistor T8, dessen Gatespannung sich entsprechend eingestellt hat. Gelangt nun eine Signalladung  $Q_{Sig}$  bei einem Teilchennachweis an den Eingang des Verstärkers, wird der Ausgang des Verstärkers negativer und  $Q_{Sig}$  wird auf der Integrationskapazität  $C_F$  gesammelt. Als Folge existiert eine Spannungsdifferenz über T7, die einen Stromfluß erzeugt, der die Integrationskapazität  $C_F$  wieder entlädt. Die Größe dieses Stromes beträgt  $I_F$ , da

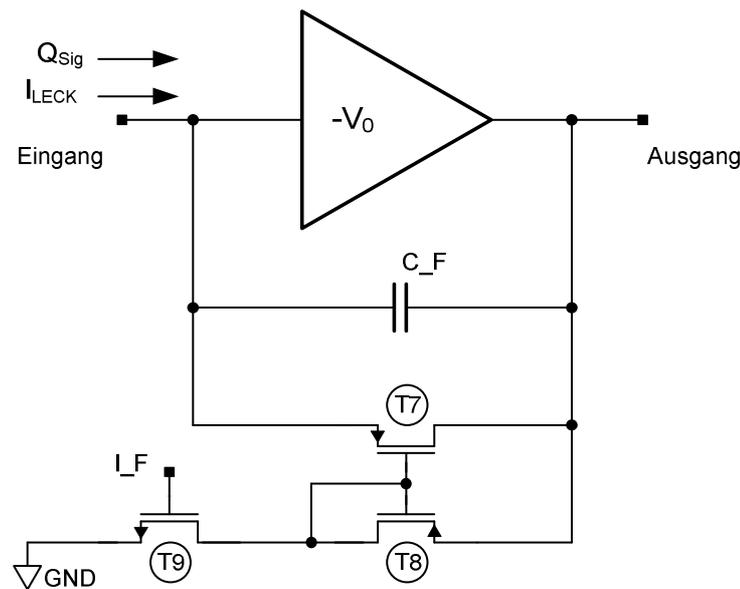


Abb. 2.4: Stromrückkopplung des MPEC Vorverstärkers

die den Stromfluß bestimmende Gate-Source-Spannung gemäß einer Stromspiegelschaltung von T8 vorgegeben ist. Berücksichtigt man jetzt noch den Leckstrom  $I_{Leck}$  am Eingang, so ändern sich die beschriebenen Verhältnisse nicht wesentlich. Im Ruhezustand ist der Verstärkerausgang dann nur wenig negativer als der Verstärkereingang, und der Leckstrom des mit einer positiven Depletionsspannung betriebenen Sensors fließt vom Verstärkereingang durch T7 in den Verstärkerausgang. Entscheidend ist, daß der Leckstrom nicht so groß sein darf, daß T7 im Ruhezustand seinen linearen Bereich verläßt. Es läßt sich zeigen, daß  $I_{Leck} < 3I_F$  gelten muß. In diesem Fall reagiert dann der Vorverstärker bei einem Teilchennachweis genau so wie im oben beschriebenen Falle ohne Leckstrom. Leckstrom und Signalstrom haben sich im Rückkoppelzweig addiert, aber die Amplitude des Verstärkerpulses gibt nur die Änderung aufgrund des Signalstroms wieder bei gleichzeitiger Kompensation des Leckstroms. Das Sammeln der erzeugten Ladung und das anschließende Entladen der Rückkoppelkapazität führt zu einem Signalverlauf am Vorverstärkerausgang, der der Form eines unsymmetrischen Dreiecks gleicht. Dieser Entstehungsvorgang ist zusammen mit dem Signalverlauf nochmals schematisch in Abb. 2.5 gezeigt.

Die Stromrückkopplung hat folgende Vorteile gegenüber einer einfachen durch einen Widerstand (einzelner Transistor) realisierten Rückkopplungsschaltung:

- Die beim Signalnachweis geladene Integrationskapazität wird mit einem konstanten Strom entladen, so daß die Entladungszeit proportional zur gesammelten Ladung ist. Diese Information kann genutzt werden, um eine Aussage über die Energie des nachgewiesenen Teilchens zu machen, wie es bei dem Pixeldetektorchip für das ATLAS-Experiment der Fall ist („Time-Over-Threshold“ oder ToT-Wert).
- Der Entladestrom kann verschieden gewählt werden, so daß die Entladegeschwindigkeit veränderbar ist. Dadurch ist das Verstärkersignal in gewisser Weise vorgeformt, und ein sonst üblicher nachfolgender formender Verstärker (englisch: Shaper) kann eingespart werden. Außerdem hat man bei einem hohen Entladestrom einen sehr schnellen Verstärker, der nur eine geringe Detektortotzeit erzeugt. Zählraten bis typischerweise 1 MHz können so erreicht werden.

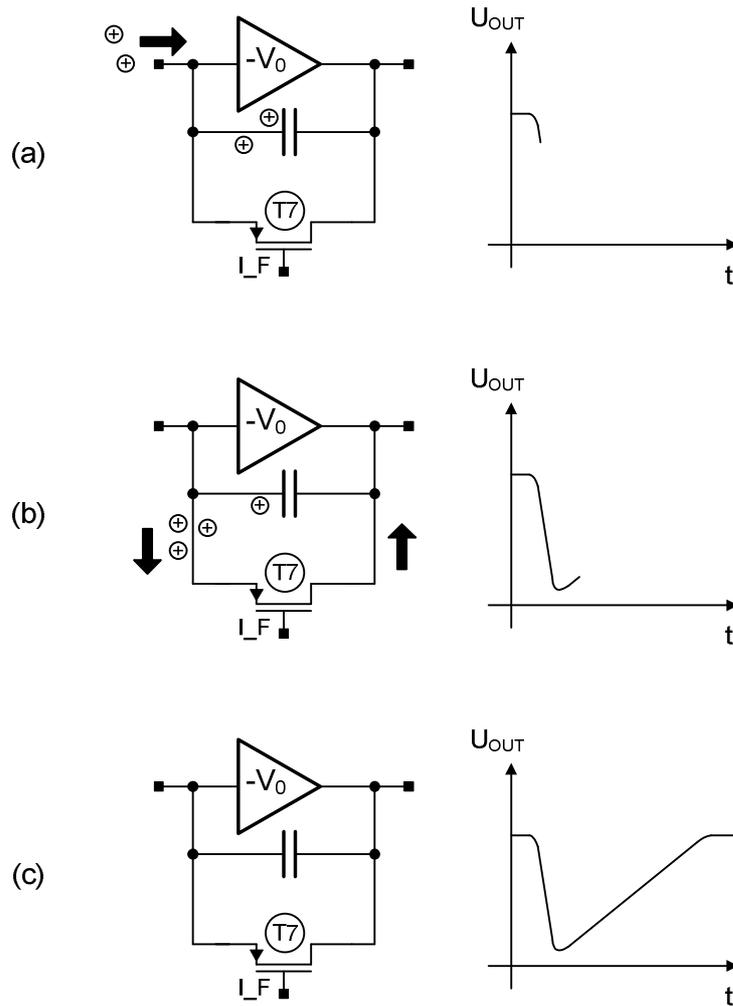


Abb. 2.5: Signalentstehung durch positives Ladungssignal: (a) Positive Ladungsträger erzeugen einen negativen Abfall des Vorverstärkerausgangs. (b) Die gesammelten positiven Ladungsträger fließen von der Integrationskapazität über den Transistor  $T_7$  ab. (c) Nachdem die gesamte Ladung abgeflossen ist, erreicht der Vorverstärker wieder seinen Grundzustand.

Jede Pixelzelle kann mit analogen Spannungspulsen, die dem Chip durch einen externen Pulser zugeführt werden, getestet werden. Dazu gibt es eine globale Injektionsleitung, die an jeden Pixel führt und die über einen Kondensator direkt in den Vorverstärkereingang des Pixels eingekoppelt wird. Zusätzlich hat man die Möglichkeit durch einen dem Kondensator vorgeschalteten Transistor jeden beliebigen Pixel für den Injektionspuls zu selektieren oder zu deselektieren. Prinzipiell kann jeder Pixel nur digitale Informationen in Form der Zählerstände an den Benutzer geben. Allerdings sind bei dem sogenannten Testpixel, der sich in der rechten unteren Ecke des Chips befindet, auch das analoge Ausgangssignal des Vorverstärkers sowie die Diskriminatorausgänge nach außen geführt. Dieser Pixel ermöglicht den Test und die Darstellung von verschiedenen Vorverstärkereinstellungen. In Abb. 2.6(a) ist die Vorverstärkerantwort für verschieden große injizierte Ladungsmengen bei einem konstanten  $I_F$ -Wert dargestellt, und man sieht deutlich, wie die Amplitude variiert, aber die Abnahme des Signals gleichbleibend linear erfolgt. Dagegen zeigt Abb. 2.6(b) das Vorverstärkerverhalten für verschiedene  $I_F$ -Werte und einem gleichbleibenden

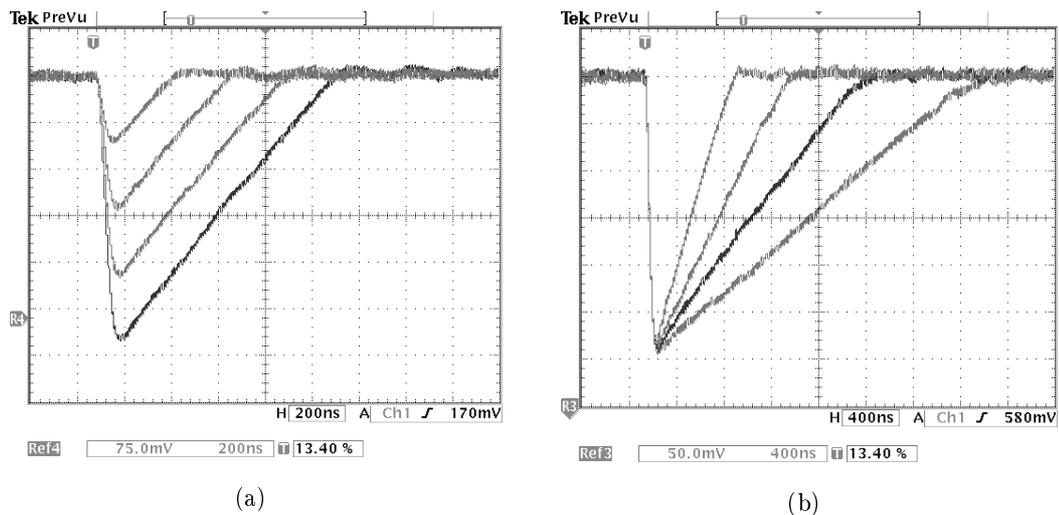


Abb. 2.6: Vorverstärkersignal: (a) bei verschiedenen Injektionsladungen und konstantem Rückkoppelstrom  $I_F$ , (b) bei verschiedenen Rückkoppelströmen  $I_F$  und konstanter Injektionsladung

Injektionspuls: Abgesehen von einem geringen ballistischen Defizit<sup>3</sup> wird eine gleiche Amplitude erreicht, aber die Steilheit und Länge der zur Grundlinie zurückführenden Signalflanken sind verschieden.

### 2.2.2 Nachweis negativer Ladungssignale

Der MPEC Vorverstärker ist zwar ein für positive Ladungssignale entworfener Verstärker, jedoch ist es durch eine unbeabsichtigte Besonderheit der Stromrückkopplung möglich, auch negative Ladungssignale nachzuweisen und als gezählte Ereignisse zu registrieren. Um dieses Verhalten des Vorverstärkers zu verstehen, ist in Abb. 2.7 die Abfolge der Signalentstehung dargestellt. Erreichen bei negativer Depletionsspannung des Sensors negative Ladungssignale<sup>4</sup> den Vorverstärkereingang, reagiert der Vorverstärker zunächst wie ein invertierender Verstärker, indem der Ausgang positiver wird (Abb. 2.7(a)). Wenn jedoch der Ausgang positiver als der Eingang wird, wird die Funktion von Source und Drain des p-Kanal Transistors T7 vertauscht, und die Spannungsdifferenz zwischen seinem Gate und seiner „neuen“ Source entspricht nicht mehr der eines im linearen Bereich sondern der eines im Sättigungsbereich betriebenen Transistors. Dies hat zur Folge, daß nun ein Strom (positive Ladungen) vom Ausgang des Verstärkers in den Eingang fließen (Abb. 2.7(b)). Diese positiven Ladungen kompensieren nicht nur die zuvor gesammelten negativen Ladungsträger, sondern es liegt ein deutlicher Überschuß an positiven Ladungen vor. Diese überschüssigen positiven Ladungen stellen nun wieder ein „normales“ positives Ladungssignal dar, und der Ausgang des Verstärkers wird wieder negativer. Wird er dann irgendwann negativer als der Eingang, ist Transistor T7 wieder in seinem normalen Betriebsmodus. Damit erzeugt der Vorverstärker einen normalen Puls, der an den Diskriminator weitergegeben wird und vom Zähler gezählt werden kann (Abb. 2.7(c)). Dieser Vorgang der Signalerzeugung wird auch in einem Oszillogramm des Vorverstärkerausgangs sichtbar, welches in Abb. 2.8(a) dargestellt ist. Dort sieht man, wie nach dem negativen Injektionspuls zunächst ein positiver Ausschlag des

<sup>3</sup> Ballistisches Defizit: Die maximale Amplitude ist reduziert, da schon mit Beginn des Signalanstiegs eine Entladung der Integrationskapazität durch den Rückkoppelzweig stattfindet.

<sup>4</sup> Ein negatives Ladungssignal können zum Verstärker driftende Elektronen oder entgegengesetzt driftende Löcher sein.

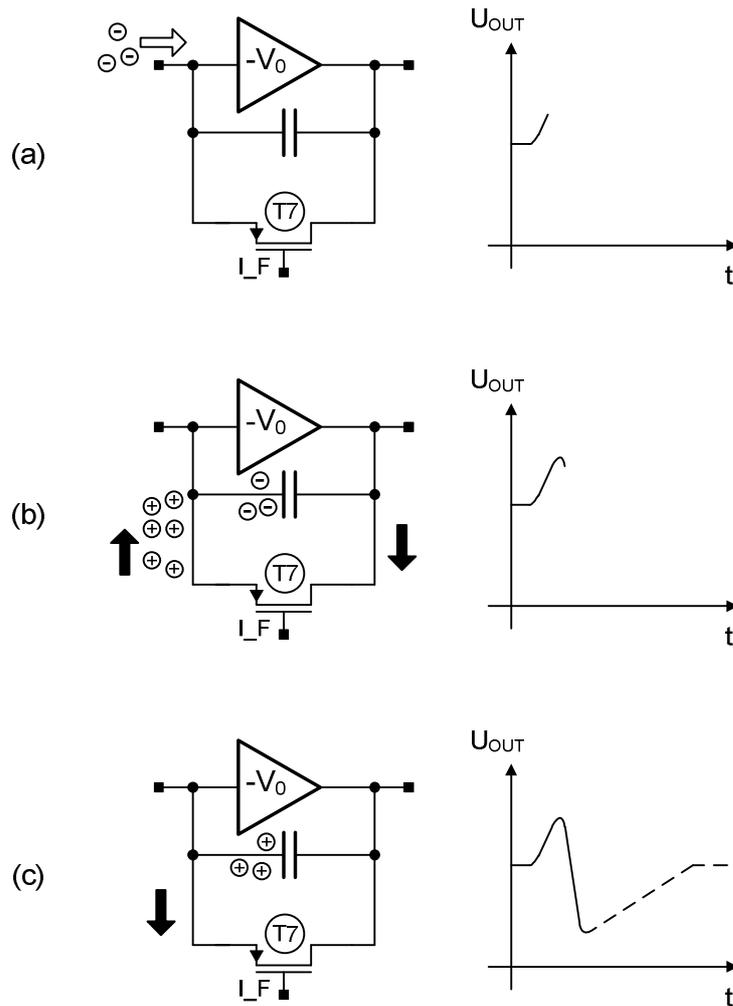
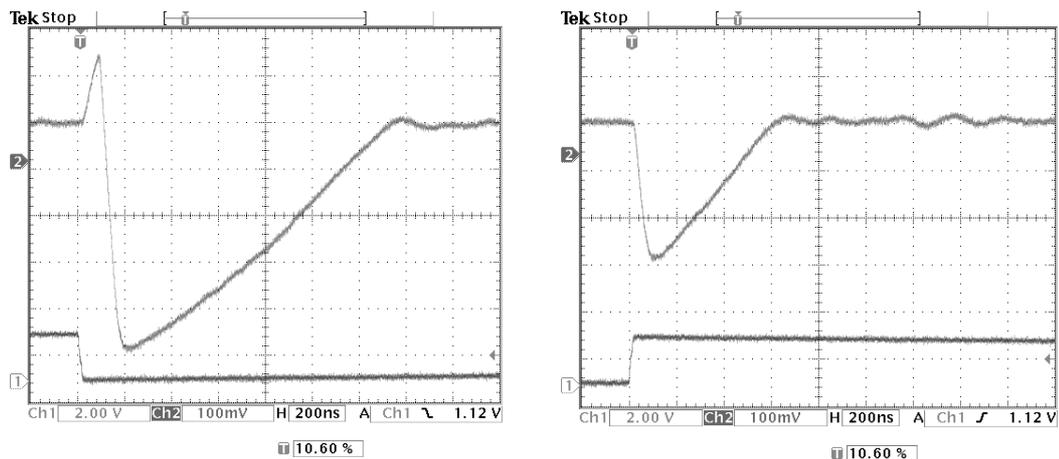


Abb. 2.7: Signalentstehung durch negatives Ladungssignal: (a) Negative Ladungsträger erzeugen einen positiven Anstieg des Vorverstärkerausgangs. (b) Positive Ladungsträger werden vom Vorverstärkerausgang in den Vorverstärkereingang injiziert. (c) Ein Überschuss an positiven Ladungsträgern wird als „normales“ Signal detektiert.

Vorverstärkers auftritt und anschließend der normale negative Ausschlag folgt (Zum Vergleich: Abb. 2.8(b) zeigt das reguläre Vorverstärkerverhalten bei einem positivem Injektionspuls). Durch dieses „bipolare“ Verhalten des MPEC wird ermöglicht, auch Elektronen als Ladungssignal sammeln zu können (erforderlich beim Betrieb von CdTe-Detektoren). Allerdings ist dieser irreguläre Modus dadurch gekennzeichnet, daß die Signalamplitude verrauschter ist und der Verstärker eine starke Nicht-Linearität aufweist. Denn durch die Injektion von positiven Ladungen vom Verstärkerausgang in seinen Eingang wird der Signalanstieg (primärer positiver Puls des Ausgangs) abgebrochen, so daß der Verstärker nicht seinem Zeitverhalten entsprechend auf das primäre Ladungssignal reagieren kann. Nur aufgrund einer determinierten (nicht-linearen) Relation zwischen primärem Puls und nachfolgendem sekundären Puls (negativer Puls des Ausgangs), wird ein Rückschluß auf die gesammelte Ladungsmenge ermöglicht. Diese Relation ist verständlicherweise (da im Schaltungsentwurf nicht berücksichtigt) nicht optimal und führt zu Rauschen und einem weniger guten Antwortverhalten des Verstärkers.



(a) Vorverstärkerantwort (oben) bei negativem Injektionspuls (unten)

(b) Vorverstärkerantwort (oben) bei positivem Injektionspuls (unten)

Abb. 2.8: Vorverstärkerverhalten bei verschiedenen Injektionspulsen

### 2.2.3 Diskriminator

Aufgabe des Diskriminator ist, einen für die digitale Weiterverarbeitung geeigneten Puls zu erzeugen, falls der Vorverstärker ein Signal geliefert hat, das eine bestimmte Größe überschritten hat. Ein Prinzipschaltbild des Diskriminators und die Realisierung durch Transistoren zeigt Abb. 2.9. Die Versorgungsspannungen des Diskriminators sind  $V_{TH}$  und  $V_{CCD}$ . Eine mit der Spannung

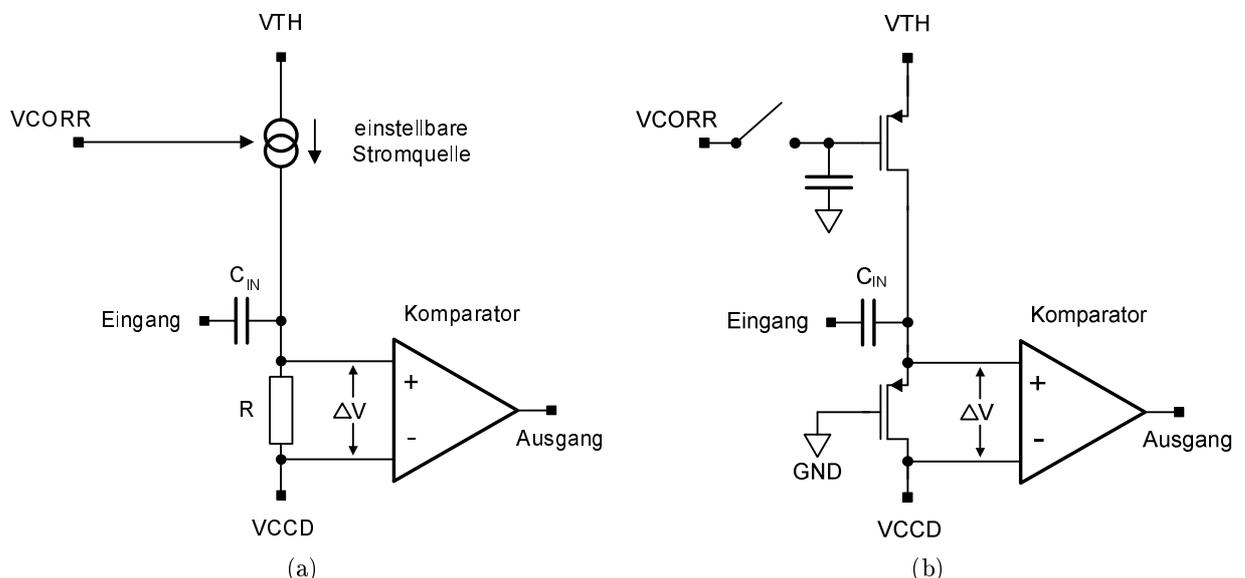


Abb. 2.9: Diskriminator: (a) Prinzipschaltbild, (b) Realisierung durch Transistoren

$V_{CORR}$  regelbare Stromquelle sorgt für einen Stromfluß durch den Widerstand  $R$ . Als Folge liegt eine Spannungsdifferenz  $\Delta V$  an dem Komparator an. Der Komparator ist hier nur durch das Operationsverstärkersymbol angedeutet, im Chip ist er als Differenzverstärker mit einem differentiellen Paar verwirklicht. Bei einem Differenzverstärker handelt es sich um einen schnellen Verstärker, der einen Ausgangspuls erzeugt, sobald sich das Vorzeichen von  $\Delta V$  geändert hat. Wenn nun durch den Vorverstärker in die Einkoppelkapazität  $C_{IN}$  ein genügend großer negativer Puls gegeben wird, wird das Potential hinter der Kapazität negativer als  $V_{CCD}$  und es findet ein

Vorzeichenwechsel von  $\Delta V$  statt. Daraufhin schaltet der Komparator und gibt das Signal weiter. Wie groß das Eingangssignal sein muß, damit ein Vorzeichenwechsel von  $\Delta V$  stattfindet, hängt zum einen von der Größe des Widerstands  $R$  und zum anderen von der Größe des durch die Stromquelle vorgegebenen Stroms ab: Je größer der Strom und je größer der Widerstand umso größer die eingestellte Schwelle und umgekehrt. Realisiert ist die Stromquelle durch einen in Sättigung betriebenen Transistor und der Widerstand durch einen im linearen Bereich betriebener Transistor (s. Abb. 2.9(b)). Der grobe Wert der gewünschten Schwelle ist durch Wahl von  $V_{TH}$  und  $V_{CCD}$  gegeben und gilt somit für alle Pixelzellen gleichermaßen (globale Schwelleneinstellung). Allerdings kann für jeden Pixel die Einstellung der Stromquelle individuell vorgenommen werden, indem eine mit dem Transistorgate der Stromquelle verbundenen Kapazität mit einer Korrekturspannung  $VCORR$  aufgeladen wird. Die Aufladung geschieht bei geschlossenem vorgeschalteten Schalter (realisiert durch einen weiteren Transistor) und ist gespeichert, wenn der Schalter wieder geöffnet ist. Diese Feineinstellung der Diskriminatoren aller Pixel ist notwendig, da durch herstellungsbedingte Schwankungen der Transistorparameter die Schwellenwerte der einzelnen Pixel mehr oder weniger stark von einem Mittelwert abweichen (Schwellendispersion). Da es sich bei  $VCORR$  um eine analoge Größe handelt, die sehr genau und nahezu kontinuierlich eingestellt werden kann, ist mit dieser Methode die Einstellung der Schwellen für jeden Pixel auf einen individuellen und sehr präzisen Wert möglich. Außerdem ist der Variationsbereich von  $VCORR$  groß, so daß auch Pixel mit einer stark abweichenden Schwelle auf einen gewünschten Wert korrigiert werden können. Die Feinjustierung über das Speichern der Korrekturspannung  $VCORR$  auf einer Kapazität bedingt jedoch auch den Nachteil, daß die Schwelle einer zeitlichen Drift unterliegt, da der Kondensator seine gespeicherte Ladung mit der Zeit verliert. Um diesem Effekt entgegenzuwirken, wurde in [21] eine Schaltung entwickelt, die für eine sehr geringe Ladungsdrift von dem Kondensator sorgt (s. Abb. 2.10). Die Idee dieser Schaltung ist, einen

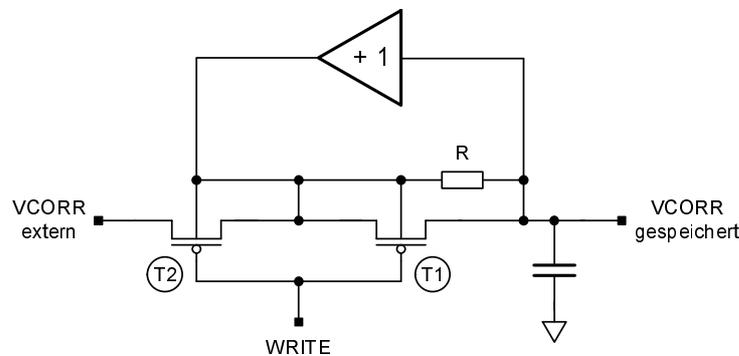


Abb. 2.10: Driftkompensationsschaltung mit einem 1-fach Spannungsverstärker und 2 Schalttransistoren. Der Widerstand  $R$  symbolisiert die Verbindung von Speicherkapazität zum Bulk des Schalttransistors  $T1$ .

Stromfluß von der Kapazität in den Bulk und den Kanal des vorgeschalteten Transistorschalters  $T1$  zu verhindern. Dazu wird ein zweiter Transistor  $T2$  vorgeschaltet, und beide Bulkkontakte sowie der Kanal von Transistor  $T1$  werden mittels eines Spannungsverstärkers der Verstärkung 1 auf das Potential der gespeicherten Spannung  $VCORR$  gelegt. Durch diese Schaltung konnte die Ladungsdrift bzw. Schwellendrift stark reduziert werden. In Abb. 2.11 ist die Schwellendrift für eine Spalte (32 Pixel) über den Zeitraum von 1 Stunde dargestellt. Man erkennt, daß sich die Schwellen der Pixel mit maximal  $0,2 e^-/s$  ändern. Daß eine Änderung vorliegt, die für jeden Pixel linear, aber mit verschiedenen Steigungen verläuft, legt die Vermutung nahe, daß diese Schwellendrift durch „Off-Set“-Spannungen der Spannungsverstärker verursacht ist. Dadurch erzeugt ein solcher Verstärker eine Spannung ungleich  $VCORR$ , und dieser Spannungsunterschied führt dann zu einer Auf- oder Entladung der Kapazität. Da die Schwellendrift nicht vollständig

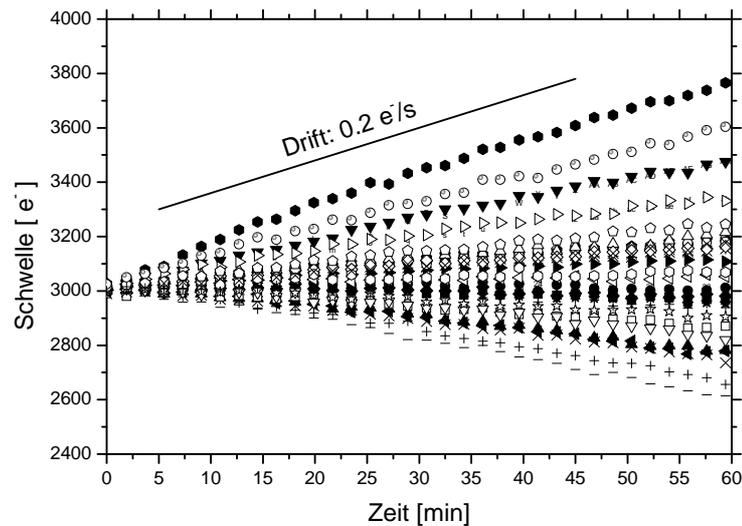


Abb. 2.11: Schwellendrift der Pixel einer Spalte [40]

vermieden werden kann, ist ein regelmäßiges Auffrischen der VCORR-Werte von allen Pixeln erforderlich. Berücksichtigt man jedoch den geringen Wert der typischen Schwellendrift ( $0,2 \text{ e}^-/\text{s}$ ), braucht das Auffrischen nur in großen Zeitabständen durchgeführt zu werden. Als Alternative zu diesem dynamischen Auffrischen der Schwellen wird in anderen Pixelchips in jeden Pixel ein DAC integriert, der einen zeitlich stabilen Korrekturwert erzeugt.

## 2.3 Digitalteil des MPEC

### 2.3.1 Pulsgenerator und Fensterlogik

Nachdem die Ausgangssignale der Diskriminatoren durch einen Pegelwandler von der analogen Spannungsversorgung VDDA auf die digitale Spannungsversorgung VDDD übertragen wurden, werden sie auf die Eingänge der Pulsgeneratoren gegeben (vgl. Signalfolge in Abb. 2.1). Der Pulsgenerator sorgt für die Einhaltung folgender Bedingungen:

- Ein Puls darf eine gewisse Mindestlänge nicht unterschreiten, da dieser dann nicht mehr korrekt vom nachfolgenden Zähler verarbeitet werden kann.
- Zwischen zwei Pulsen muß ein Mindestzeitabstand eingehalten werden, da sonst wieder zu kurze Pulse entstehen.
- Die Ausgänge der Pulsgeneratoren von oberer und unterer Schwelle müssen zeitlich synchronisiert sein, damit sie von einer nachfolgenden Logikschaltung (Fensterlogik) verarbeitet werden können.

Der untere und obere Pulsgenerator sind in Abb. 2.12 und Abb. 2.13 dargestellt. Der genaue Funktionsablauf der Pulsgeneratoren wird nur bei einer detaillierten Analyse der Signalfolge ersichtlich, die [21] entnommen werden kann. An dieser Stelle sollten nur wichtige Aspekte erwähnt werden. Ein wichtiges Detail der Schaltung für den oberen Pulsgeneratoren ist, daß dieser zum Eingangssignal IN noch ein Synchronisationssignal SYNC erhält, bei welchem es sich um das Ausgangssignal des unteren Diskriminatoren handelt. Durch diese zusätzliche Signalverarbeitung

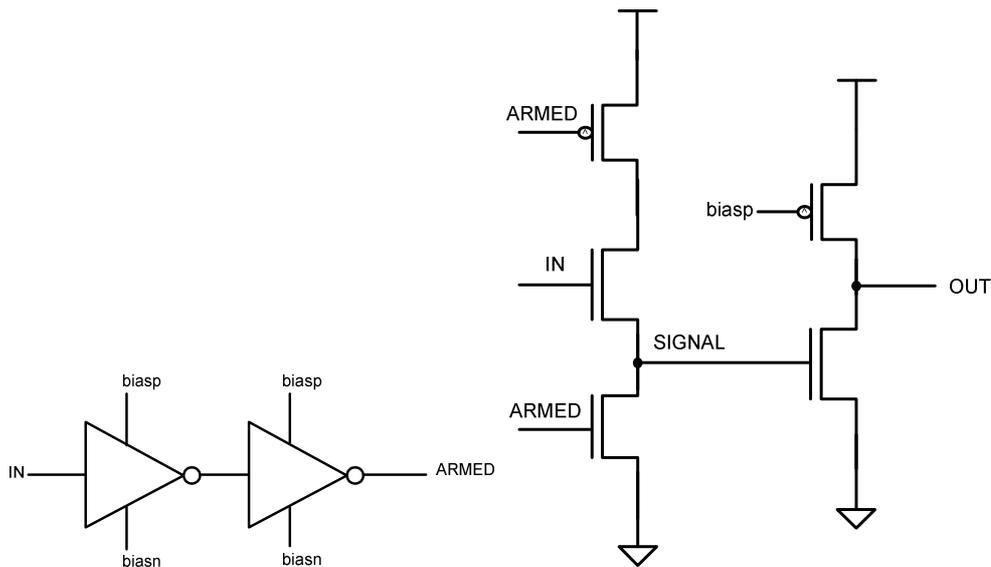


Abb. 2.12: Schaltungsblöcke des Pulsgenerators der unteren Schwelle [21]

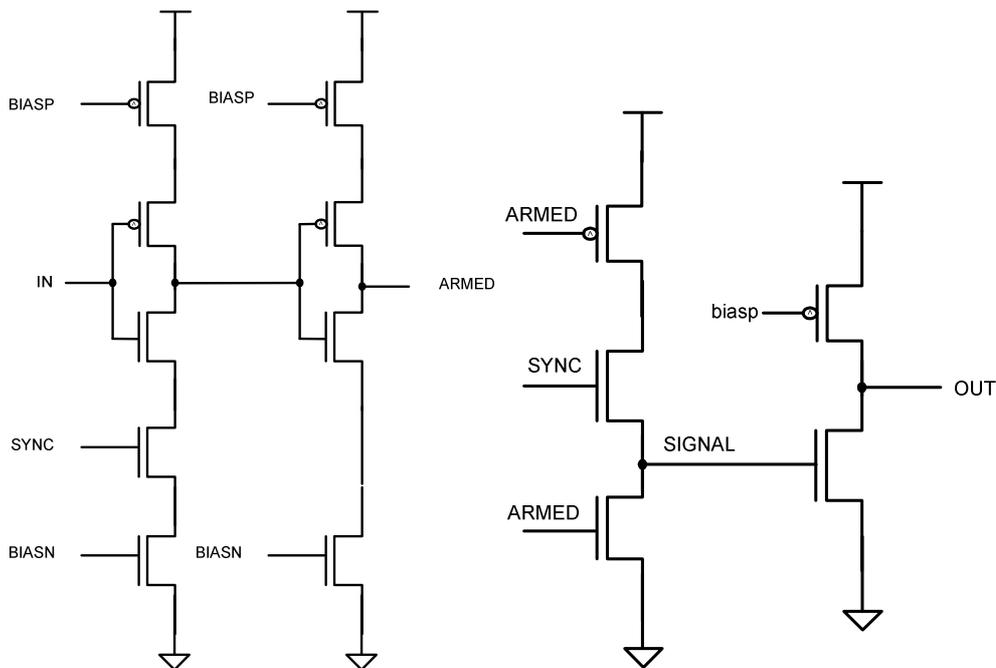


Abb. 2.13: Schaltungsblöcke des Pulsgenerators der oberen Schwelle. Zusätzlich zum IN-Signal wird noch das SYNC-Signal benötigt, welches durch das Ausgangssignal des unteren Diskriminators bereitgestellt wird [21].

wird erreicht, daß die Ausgangspulse des oberen und unteren Pulsgenerators zum gleichen Zeitpunkt erzeugt werden. Bei dieser Synchronisation wird die Tatsache ausgenutzt, daß das Signal des unteren Diskriminators immer vor dem des oberen Diskriminators erzeugt wird. Dies ist dadurch bedingt, daß der Vorverstärkerpuls immer zuerst die untere Schwelle erreicht, was in Abb. 2.14 in Form eines schematischen Signalverlaufs verdeutlicht wird. Ebenso wird bei der Synchronisationsschaltung ausgenutzt, daß bei der Rückkehr des Vorverstärkersignals in den Grundzustand die untere Schwelle nach der oberen Schwelle überquert wird. Als Ergebnis liefern die beiden Pulsgeneratoren zur gleichen Zeit jeweils einen Puls, wenn die zugehörige Schwelle

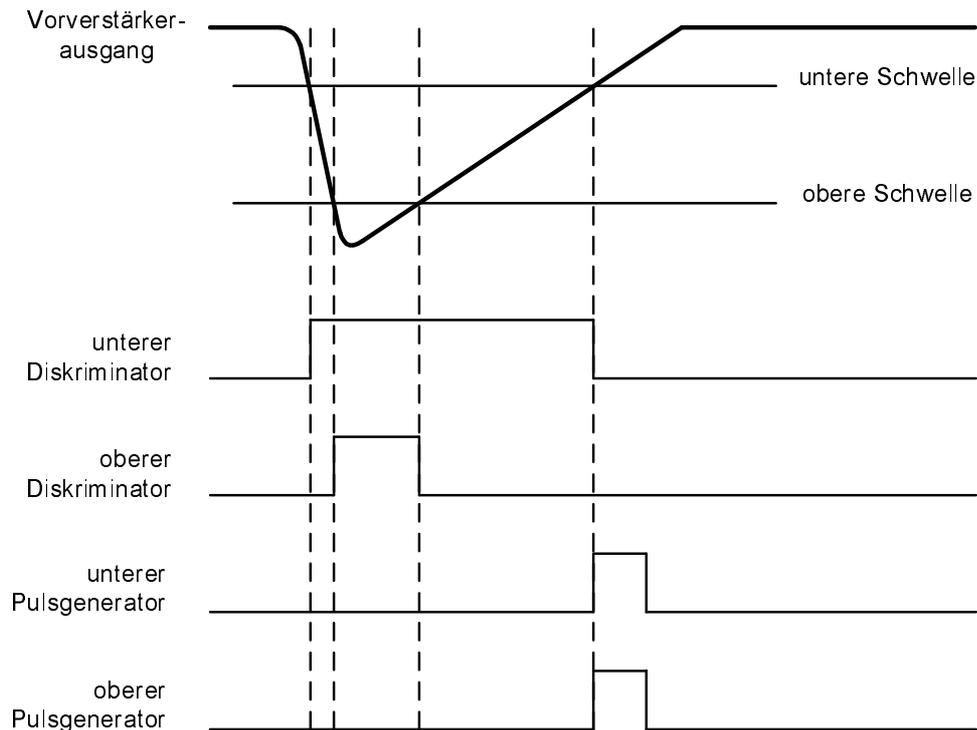


Abb. 2.14: Zeitliche Schaltfolge der Pulsgeneratoren der oberen und unteren Schwelle

überschritten wurde. Anschließend wird der Ausgang des oberen Pulsgenerators an den oberen Zähler weitergeliefert. Der Ausgang des unteren Pulsgenerators wird jedoch zunächst auf eine Logikschaltung gegeben. Diese sogenannte Fensterlogik ist in Abb. 2.15 dargestellt und sorgt dafür, daß Pulse der unteren Schwelle nicht gezählt werden, wenn die obere Schwelle ebenfalls überschritten wurde (Unterdrückung der redundanten Information, s. Abschnitt 2.1). Für diese

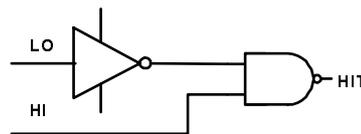


Abb. 2.15: Schaltung der Fensterlogik. LO: Signal des unteren Pulsgenerators, HI: Signal des oberen Pulsgenerators, HIT: Puls für den unteren Zähler (alle Signale haben „active-low“ Logik) [21].

Funktion benötigt die Fensterlogik daher auch das Ausgangssignal des oberen Diskriminators. Anschließend gelangt das Ausgangssignal der Fensterlogik auf den unteren Zähler.

Da sich die Fensterlogik nicht deaktivieren läßt, beeinflussen sich im Normalfall beide Zähler gegenseitig. Um die obere und untere Signalkette jeweils für sich alleine untersuchen zu können, kann man jedoch die Diskriminatoren getrennt voneinander abschalten, da sie jeweils über eine eigene Spannung VCCD bzw. VTH verfügen. Bei  $VCCD = 0\text{ V}$  funktioniert der entsprechende Diskriminator nicht mehr, und folglich werden von diesem auch keine Pulse an die Fensterlogik weitergegeben. So kann dann der eine Diskriminator unabhängig von Einflüssen des anderen betrieben und getestet werden. Dieser Modus wird *Einzelschwellenbetrieb* genannt, und anderenfalls spricht man vom *Doppelschwellenbetrieb*.

### 2.3.2 Zähler

Die Zähler sind nach dem Prinzip des linear rückgekoppelten Schieberegisters verwirklicht, die besonders platzsparend in die Pixelzellen integriert werden können. Ein solches Register ist ein Pseudo-Zufallszahlen Generator, d.h. mit jedem Takt werden paarweise voneinander verschiedene und zufällig verteilte Bitmuster erzeugt [49]. Die Zuordnung der Bitmuster zu einer Zahl geschieht dann mittels einer Dekodiertabelle in dem Datennahmeprogramm. Als Beispiel zeigt Abb. 2.16 einen 4-Bit Zähler, bei dem das höchstwertigste Bit mit dem 3. Bit durch ein XNOR auf den Eingang des 1. Bits zurückgekoppelt wird. Bei diesem Beispiel handelt es sich um Zähler

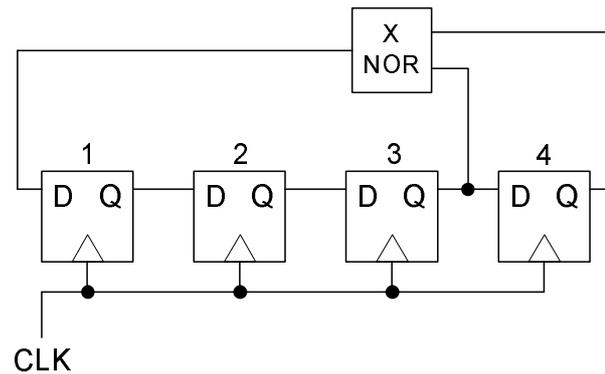


Abb. 2.16: 4-Bit Zähler als linear rückgekoppeltes Schieberegister [21]

maximaler Länge, was bedeutet, daß  $2^n - 1$  verschiedene Zahlen nacheinander erzeugt werden können. Bei anderen Werten von  $n$  müssen andere und gegebenenfalls mehrere Bits rückgekoppelt werden, um maximale Länge zu erreichen. Für den MPEC 2.3 wurde ein 18-Bit Zähler maximaler Länge verwendet, bei dem das 7. Bit zusammen mit dem Ausgang über ein XNOR an den Eingang zurückgekoppelt wird. Ein einzelnes Bit des Zählers besteht aus einem D-Flip-Flop, dessen Schaltplan in Abb. 2.17 dargestellt ist. Es handelt sich um ein dynamisches Flip-Flop, welches

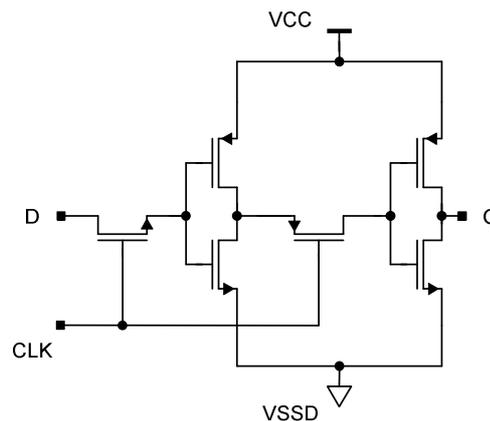


Abb. 2.17: D-Flip-Flop als 1 Bit Speicherzelle (D=Eingang, Q=Ausgang, CLK=Takt)

mit einem Taktsignal angesteuert wird. In diesem Fall bedeutet dynamisch, daß die Zählerstände von Zeit zu Zeit aufgefrischt werden müssen, damit es nicht zu einem Verlust der Bit-Information kommt. Das Auffrischen wird dadurch erreicht, indem ein digitaler Zählpuls gegeben wird, der alle Bits des Zählers wieder in einen stabilen Zustand versetzt. Die Zähler halten ihre Stände bis zu 5 s, so daß Auffrischraten im Hertz-Bereich ausreichend sind, bzw. das Auffrischen kann entfallen, wenn die nachgewiesene Photonennrate pro Zähler im Hertz-Bereich liegt. Dem Nachteil

des Auffrischens steht der Vorteil der platzsparenden Realisierung der Flip-Flops gegenüber, die aus nur 6 Transistoren aufgebaut sind. Eine Besonderheit der Zähler ist, daß die digitale Versorgungsspannung VCC der Flip-Flops um ca. eine Transistorschwellenspannung niedriger als VDDD ist, und die andere digitale Versorgungsspannung VSSD um ca. eine Transistorschwellenspannung höher als DGND liegt. Dies ist notwendig, damit das Taktsignal für die Flip-Flops mit VDDD und DGND erzeugt werden kann. Zusätzlich entsteht der Vorteil, daß durch die geringere Betriebsspannung der Flip-Flops Stromspitzen reduziert werden, die digitale Störpulse erzeugen können.

## 2.4 Charakterisierung des MPEC

### 2.4.1 Rauschen und Schwellenverteilung

Zwei wichtige Größen für die Charakterisierung eines Pixelchips sind das Rauschen und die Schwellenverteilung. Das Rauschen eines Detektorsystems ist ein Maß dafür, wie stark das Detektorsignal allein aufgrund statistischer Fluktuationen in den Vorgängen des Signalentstehungsprozesses von einem nominellen Wert abweichen kann. Eine Übersicht über vorhandene Rauschquellen in einem Halbleiterdetektor und eine Erklärung der quantifizierenden Größe ENC („Equivalent Noise Charge“) mit der zugehörigen Einheit  $e^-$  (Elektron) findet sich in Anhang B. Als weiterer kennzeichnender Parameter beschreibt die Schwellenverteilung die Streuung der Schwellen aller Pixel eines Chips um einen Mittelwert. Diese Streuung sollte möglichst klein sein, damit alle Pixel ein vergleichbares Ansprechverhalten besitzen. Um Schwelle und Rauschen eines Pixels zu bestimmen, führt man einen sogenannten Schwellenscan durch (s. Abb. 2.18). Mittels

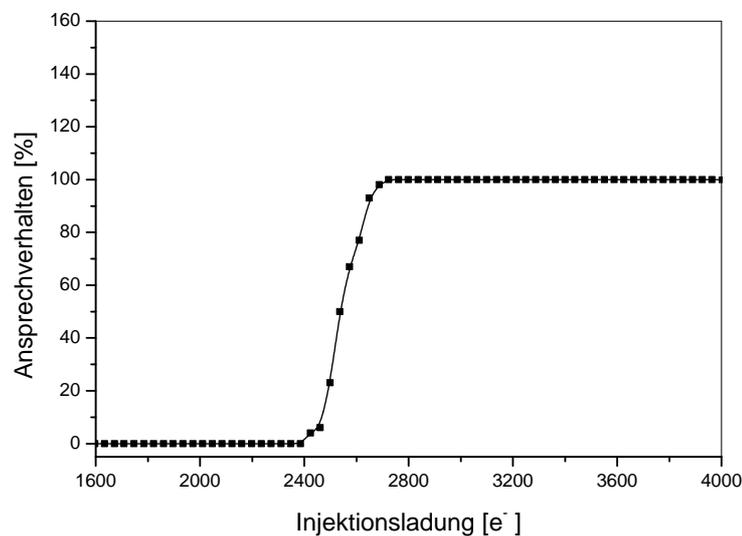


Abb. 2.18: Schwellenscan eines Pixels

eines Pulsengenerators wird eine feste Anzahl Spannungspulse der Höhe  $U$  auf die Injektionskapazität<sup>5</sup>  $C_{inj}$  eines Pixels gegeben, wodurch der Vorverstärker Pulse der Ladung  $Q = C_{inj} U$  erhält. Anschließend wird durch Auslesen des Zählers die Anzahl der nachgewiesenen Pulse ermittelt. Durch Wiederholung dieses Vorgangs bei gleichzeitigem Ändern der Spannungsamplitude wird der Bereich, in dem die Schwelle liegt, durchfahren („gescannt“). Liegen die durch die Testpulse erzeugten Signale deutlich unter der Schwelle, wird keiner der Pulse nachgewiesen. Liegen die

<sup>5</sup> An den Vorverstärkereingang eines jeden Pixels ist parallel eine Injektionskapazität  $C_{inj}$  geschaltet.

Signale deutlich über der Schwelle, werden alle Pulse nachgewiesen. Bei einem idealen Detektor würde man dort, wo die Schwelle überschritten wird, eine Sprungantwort von 0 % auf 100 % sehen. Da bei einem realen Detektor jedoch Rauschen vorliegt, ist der Bereich der Schwelle durch eine ansteigende Kurve gekennzeichnet, die in jedem ihrer Meßpunkte die Nachweiswahrscheinlichkeit für die betreffende Ladungsmenge angibt. Unter der Annahme, daß es sich bei dem Detektorrauschen um ein gaußförmig verteiltes Rauschen handelt, wird die Kurve durch die sogenannte Fehlerfunktion<sup>6</sup> beschrieben:

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}} dt \quad (2.1)$$

Die Schwelle ist nun durch den Ladungswert definiert, der den 50 %-Wert der Fehlerfunktion ergibt. Das Rauschen ist durch den Parameter  $\sigma = \text{ENC}$  gegeben. Demnach entspricht das Rauschen einer Verringerung bzw. Erhöhung der Schwelle auf den Wert, an dem die Kurve des Schwellenscans den 32 % - bzw. 68 % - Wert erreicht (entspricht der  $1\sigma$ -Umgebung der gaußschen Glockenkurve). Als Alternative zur Anpassung der Fehlerfunktion an die Schwellenkurve kann auch im Bereich der Schwelle eine Gerade angepaßt werden. Die Ladungsmenge, bei der die Gerade den 50 %-Wert erreicht, wird wiederum als Schwelle definiert, und aus der Geradensteigung  $m$  wird das Rauschen gemäß  $\text{ENC} = 1/(m\sqrt{2\pi})$  berechnet (s. auch [37]). Vorteil dieser Methode ist, daß die Geradenanpassung durch einen einfachen und robusten Algorithmus erfolgen kann. Nachteil ist, daß der Fehler der Geradensteigung (Fehler einer Einzelmessung) relativ groß ist, und somit die Rauschwerte eine große Streuung aufweisen.

Bei der Durchführung der Schwellenscans muß auch berücksichtigt werden, daß der MPEC sowohl auf positive Injektionssignale (regulärer Modus) als auch auf negative Injektionssignale (irregulärer Modus) reagiert. Das bedeutet, daß bei der Verwendung eines normalen Rechteckpulses als Injektionssignal der MPEC sowohl bei der steigenden als auch fallenden Flanke ein Ereignis zählt. Um dies zu vermeiden und um damit zwischen dem Antwortverhalten von regulärem und irregulärem Modus zu unterscheiden, wurden die Schwellenscans mit asymmetrischen Pulsen durchgeführt (s. Abb. 2.19). Ermöglicht wurden die asymmetrischen Pulse durch Verwendung des Signalgenerators Agilent 33250 A [50].

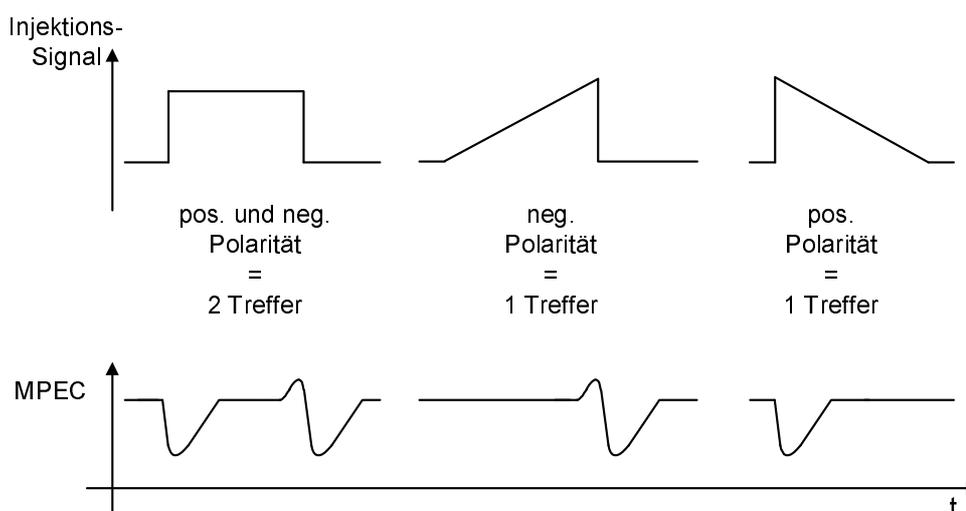


Abb. 2.19: Ein Rechteck-Puls führt fälschlicherweise zu zwei gezählten Treffern, während asymmetrische Injektionssignale richtig nur einen Treffer liefern

<sup>6</sup> Die Ableitung der Fehlerfunktion ist die gaußsche Glockenkurve.

Die Rauschwerte des MPEC für alle Pixel ergeben als Histogramm aufgetragen eine gaußförmige Verteilung um einen Mittelwert, der die Maßzahl für das Rauschen des Chips ist. Abb. 2.20 zeigt das Meßergebnis für den Vorverstärker bei Verwendung des oberen und unteren Diskriminators. Man sieht, daß sich in beiden Fällen ein (nahezu) gleicher Rauschwert ergibt, der mit  $56 e^-$  sehr gering ist und das gute rauscharme Verhalten des Vorverstärkers nachweist. Ebenso ergeben

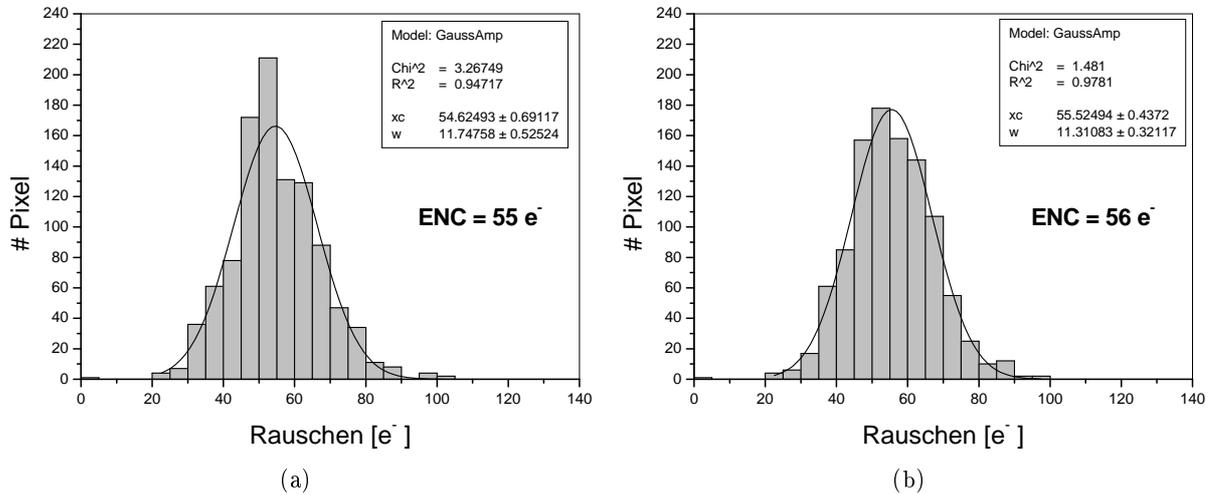


Abb. 2.20: Verteilung der Rauschwerte aller Pixel eines MPEC mit (a) unterem und (b) oberem Diskriminator

die Schwellen als Histogramm aufgetragen eine gaußförmige Verteilung, deren Mittelwert die eingestellte Schwelle bezeichnet. Die  $1 \sigma$ -Breite dieser Verteilung ist das Maß für die Streuung der einzelnen Schwellenwerte und wird Schwellendispersion  $\sigma_S$  genannt. Diese Verteilung ist in Abb. 2.21 für die untere und obere Schwelle aufgetragen, wobei Abb. 2.21(a) den Fall ohne und Abb. 2.21(b) den Fall mit Feinjustierung wiedergibt. Man sieht, daß die Schwellendispersion durch Feinjustierung von  $170 e^-$  auf den sehr geringen Wert von  $7 e^-$  reduziert werden kann. Diese Auswirkung der Feinjustierung ist in Abb. 2.22 nochmals auf andere Weise dargestellt,

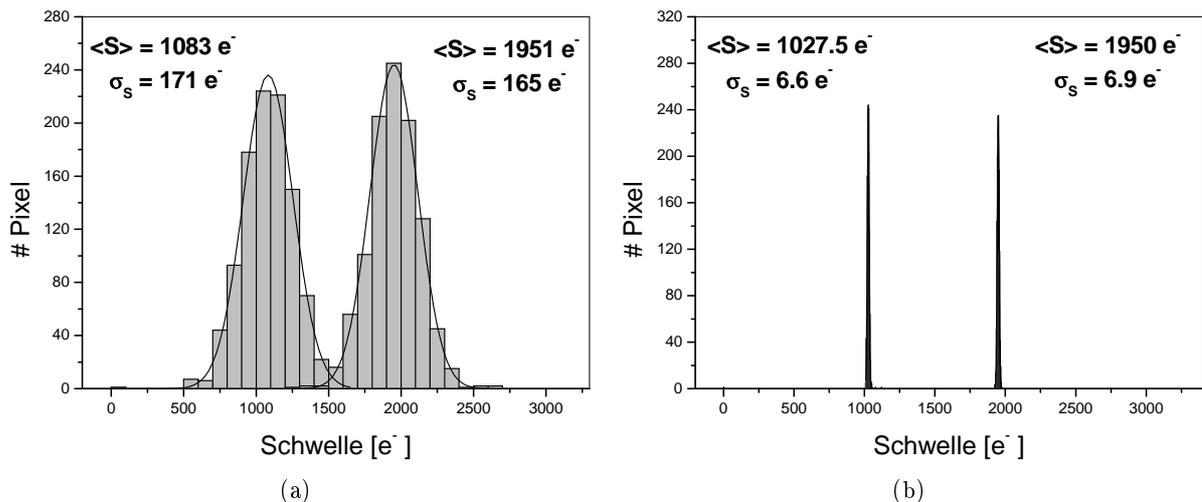


Abb. 2.21: Schwellenverteilung beider Diskriminatoren (a) ohne und (b) mit Feinjustierung

indem die Schwellenwerte beider Diskriminatoren vor und nach Feinjustierung als Funktion der Pixelnummern dargestellt sind. Die sehr geringe Schwellendispersion bei Feinjustierung ist mit  $7 e^-$  klein gegenüber dem Rauschen von  $56 e^-$ . Dies ist für den Betrieb des Chips von Vorteil,

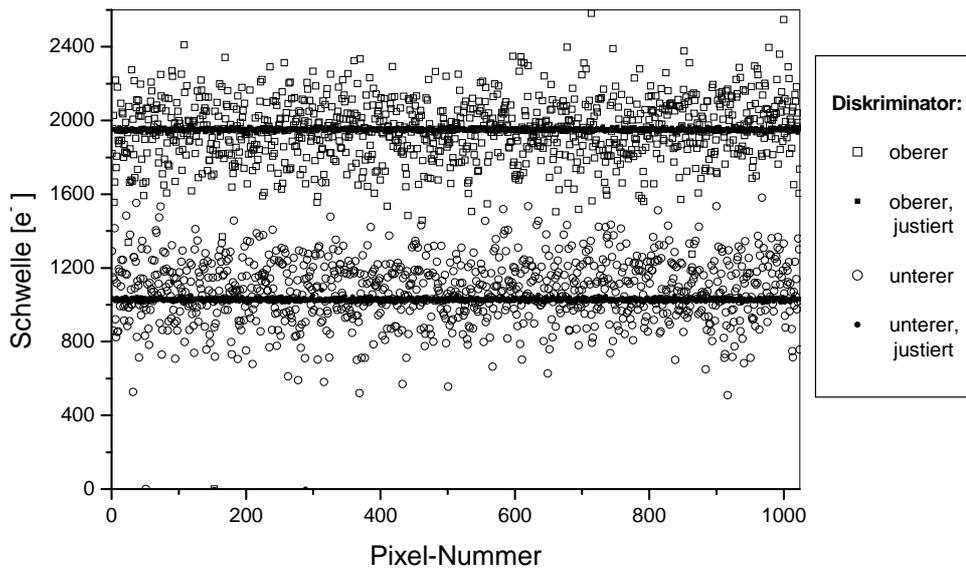


Abb. 2.22: Schwellenverteilung beider Diskriminatoren mit und ohne Feinjustierung als Funktion der Pixelnummer

da sich die Schwellendispersion wie ein zusätzlicher Rauschbeitrag verhält und sich mit dem Rauschen  $ENC$  quadratisch (da statistisch unabhängig) zu einem effektiven Gesamttrauschen  $ENC_{\text{eff}}$  addiert:

$$ENC_{\text{eff}}^2 = ENC^2 + \sigma_S^2 \quad (2.2)$$

$ENC_{\text{eff}}$  ist die relevante Größe, die bei der Einstellung einer möglichst geringen Schwelle beachtet werden muß: Um Zählereignisse aufgrund von Rauschen zu vermeiden, sollte die eingestellte Schwelle mindestens 5  $ENC_{\text{eff}}$  betragen. Eine Zusammenstellung von Rauschen und Schwellenverteilung des MPEC zeigt Tab. 2.1. Diese Werte beziehen sich auf den Einzelschwellenbetrieb, in

	Rauschen $ENC$ [ $e^-$ ]	Schwellendispersion $\sigma_S$ [ $e^-$ ]	
		ohne Feinjustierung	mit Feinjustierung
Untere Schwelle ( $\approx 1000 e^-$ )	$55 \pm 1$	$171 \pm 4$	$6,6 \pm 0,2$
Obere Schwelle ( $\approx 2000 e^-$ )	$56 \pm 1$	$165 \pm 4$	$6,9 \pm 0,2$
Mittelwert	$56 \pm 1$	$168 \pm 3$	$6,8 \pm 0,2$

Tab. 2.1: Rauschen und Schwellenverteilung des MPEC im Einzelschwellenbetrieb

dem die obere und untere Signalkette getrennt voneinander charakterisiert werden können. Auch im Doppelschwellenbetrieb können mit dem MPEC-Chip gleichwertige Rausch- und Schwellenwerte erreicht werden, wie Tab. 2.2 zeigt.

Abb. 2.23 zeigt einen Schwellenscan eines Pixels im Doppelschwellenbetrieb. Man sieht, wie beim Überschreiten des oberen Diskriminators der untere durch die Fensterlogik abgeschaltet wird und folglich die steigende „Scan-Flanke“ des oberen Diskriminators eine abfallende „Scan-Flanke“ des unteren erzeugt. Die Funktionsfähigkeit der Fensterlogik zeigt sich dadurch, daß die Summe beider Zählerstände 100 % der Testpulse ergibt. Denn im Bereich dieser beiden Flanken wird jeder Puls, der nicht vom oberen Zähler nachgewiesen wird, gemäß Design vom unteren Zähler registriert, der sich in seinem Bereich des 100-%-Ansprechverhaltens befindet.

	Rauschen ENC [ e <sup>-</sup> ]	Schwellendispersion $\sigma_S$ mit Feinjustierung [ e <sup>-</sup> ]
Untere Schwelle ( $\approx 1000$ e <sup>-</sup> )	$51 \pm 1$	$6,3 \pm 0,2$
Obere Schwelle ( $\approx 2000$ e <sup>-</sup> )	$53 \pm 1$	$6,7 \pm 0,2$
Mittelwert	$52 \pm 1$	$6,5 \pm 0,2$

Tab. 2.2: Rauschen und Schwellenverteilung des MPEC im Doppelschwellenbetrieb

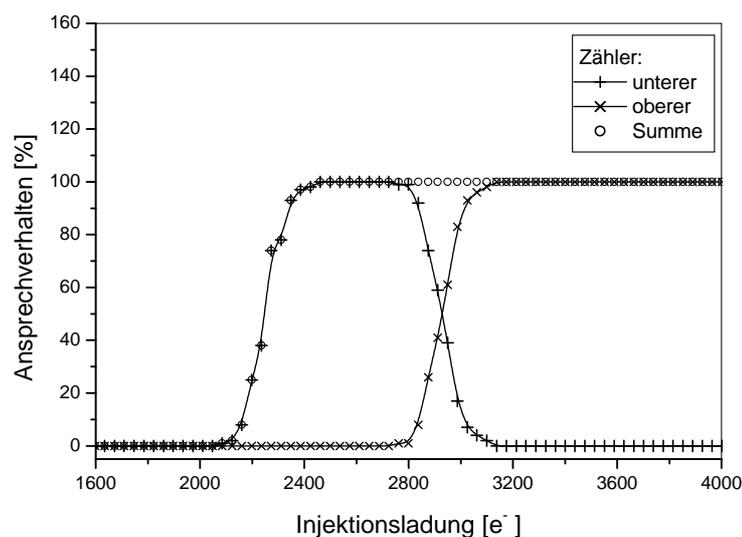


Abb. 2.23: Schwellenscan eines Pixels im Doppelschwellenbetrieb

### 2.4.2 Geschwindigkeit

Die maximale Zählrate, die pro Pixel als Treffer gezählt werden kann, beträgt ca. 1 MHz. Sie ist limitiert durch die Zeit, die der Vorverstärker benötigt, um nach der Signalgebung wieder seinen Grundzustand zu erreichen. Bei einem Photonenfluß  $> 1$  MHz bzw. bei Abstandszeiten zwischen zwei Photonen  $< 1$   $\mu$ s kommt es zu einer Überlagerung der Signale („Pile-up“ Effekt), die dann nicht mehr getrennt und korrekt durch den Diskriminator erfaßt werden können. Man muß jedoch auch noch berücksichtigen, daß eine maximale Zählrate von 1 MHz nicht bedeutet, daß ein Photonenfluß mit einer mittleren Photonenrate von 1 MHz verarbeitet werden kann. Denn bei zufälliger Verteilung der Zeitabstände zwischen den Photonen haben ca. 2/3 der Photonen einen Zeitabstand  $< 1$   $\mu$ s zueinander. Dieser Zusammenhang von maximaler Detektorzählrate und detektierbarem Anteil des Photonenflusses kann errechnet werden (s. Anhang C). Beispielsweise muß bei einer Detektor-Nachweiseffizienz von 90 % die maximale Detektor-Zählrate 10-mal größer sein als die mittlere Photonenrate.

Die Totzeit des MPEC-Chips bei der Auslese der Zähler ist bedingt durch die Anzahl der Zähler und deren maximaler Taktfrequenz. Bei einer Taktfrequenz von 10 MHz dauert die Auslese aller Zähler ca. 500  $\mu$ s (8 parallelen Auslesekanäle werden genutzt). Die maximale mögliche Bildrate hängt neben dieser Totzeit auch noch davon ab, wie klein das Verhältnis von aktiver Zeit zur gesamten Meßzeit (Duty-Cycle) für einen sinnvollen Detektorbetrieb gewählt werden kann. Kann man beispielsweise noch mit einem 50 % Duty-Cycle arbeiten, ist bei 500  $\mu$ s Totzeit

eine Bildrate von 1 kHz möglich<sup>7</sup>. Allerdings ist beim verwendeten Datennahmesystem (USB-System, s. Abschnitt 4.1.1) die Auslesezeit nicht optimiert und man mißt für einen Auslesezyklus 50 ms. Dann ist bei einem 50 % Duty-Cycle immerhin noch eine Bildrate von 10 Hz möglich.

Für die Schwellenfeineinstellung ist ein dynamisches Prinzip gewählt worden, das ein regelmäßiges Auffrischen der Schwellen erfordert (s. Abschnitt 2.2.3). Das Auffrischen aller Schwellen eines Chips kann jedoch sehr schnell durchgeführt werden, und theoretisch wird dafür nur ein Zeitraum von 35 ms benötigt<sup>8</sup>. Dabei ist der begrenzende Faktor die Einstellzeit des externen DACs (15  $\mu$ s), und das Verwenden von schnelleren und mehreren parallel arbeitenden DACs würde die Zeit weiter verringern. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen ist man jedoch auf eine Minimierung der Auffrischzeit nicht angewiesen, und das verwendete Datennahmesystem führt das Auffrischen der Schwellen in ca. 230 ms durch.

Eine Übersicht über die wichtigsten Eigenschaften des MPEC gibt Tab. 2.3.

Pixelgröße	$200 \times 200 \mu\text{m}^2$
Pixelzahl	$32 \times 32$
Rauschen	$55 e^-$
Schwellendispersion, unjustiert	$170 e^-$
Schwellendispersion, justiert	$7 e^-$
max. Schieberegistertakt	$> 10 \text{ MHz}$
min. Auslesezeit	$\approx 500 \mu\text{s}$
min. Schwellen-Justierdauer	35 ms
Leistungsaufnahme	$\approx 100 \text{ mW}$
Technologie	AMS $0.8\mu\text{m}$ CMOS

Tab. 2.3: Eigenschaften und Kenngrößen des MPEC. Bei Verwendung eines Si- bzw. CdTe-Sensors vergrößert sich das Rauschen um ca.  $30 e^-$  bzw.  $20 e^-$  und die Schwellendispersionen mit Feinjustierung liegen bei ca.  $10 e^-$  (s. Abschnitt 4.2.3 bzw. 4.4.2).

## 2.5 Limitierungen des MPEC

Trotz der sehr guten elektronischen Eigenschaften des MPEC gibt es einige Einschränkungen, die sich beim Betrieb des Chips problematisch bemerkbar machen.

### 2.5.1 Minimale Schwelle

Die minimal einstellbare Schwelle eines Chips ist dann erreicht, wenn alle Pixel gerade keine Ereignisse mehr aufgrund von Rauschtreffern nachweisen. Normalerweise wird diese Schwelle bei

<sup>7</sup> Prinzipiell ermöglicht eine Zwei-Zähler Architektur aber auch, daß bei Verzicht auf die Doppelschwelle die Totzeit auf sehr kleine Werte (Schaltdauer eines Multiplexer) reduziert werden kann, indem ein Zähler ausgelesen wird, während der andere aktiv geschaltet ist.

<sup>8</sup> Prinzipiell kann das Auffrischen sogar während einer Messung erfolgen.

dem 5 fachen des Gesamttrauschens  $ENC_{\text{eff}}$  festgelegt. Demnach sollte ein MPEC-Chip ohne Sensor mit einer Schwelle von  $5 \cdot 56 e^- \approx 300 e^-$  betrieben werden können. In der Praxis konnte der Chip jedoch nur mit einer Minimalschwelle von  $600 e^-$  betrieben werden. Dieser Widerspruch wird dadurch erklärt, daß falsche Ereignisse nicht aufgrund von Rauschen sondern als Folge von digitalen (oder analogen) Störpulsen registriert werden. Denn Signale von digitalen Schaltvorgängen können sich durch das Chipsubstrat ausbreiten und in die Vorverstärker der Pixelzellen einkoppeln. Dieses digital-analog Übersprechen („digital-analog crosstalk,“) kann nicht nur durch die digitale Aktivität innerhalb eines Pixels zustande kommen, sondern auch durch das Schalten von digitalen Signalen, die für die Auslese des Chips benötigt werden und deren Leitungen über den gesamten Chip verlaufen. In Abb. 2.24(a) ist gezeigt, wie der Vorverstärker des Testpixels auf das Schalten der ENABLE-Leitung reagiert<sup>9</sup>. Man erkennt, daß das digital-

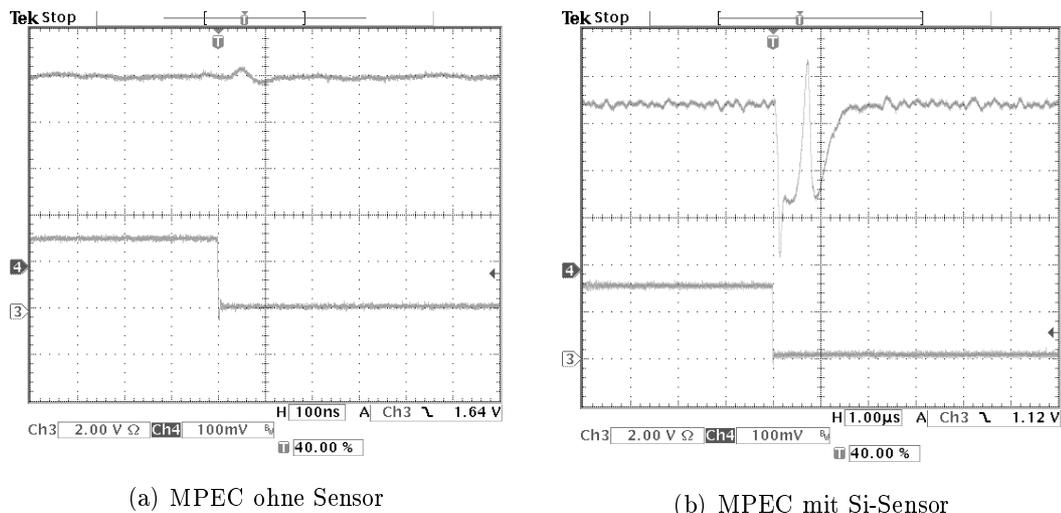


Abb. 2.24: Der Vorverstärker des Testpixels (oberer Kanal) reagiert auf das Schalten der ENABLE-Leitung (unterer Kanal) aufgrund von digital-analog Übersprechens.

analog Übersprechen dieser Leitung zu einem Signal des Vorverstärkers führt. Dieses Signal wird dann an den Zähler weitergegeben und als falsches Ereignis registriert. Um diese Signale nicht zu zählen, muß die Schwelle entsprechend hoch gesetzt werden. In Abb. 2.24(b) ist die Auswirkung des Übersprechens für einen MPEC mit Si-Sensor gezeigt. Dort sieht man, daß der Störpuls sehr viel ausgeprägter ist, da der Ausbreitungsvorgang des Übersprechens noch zusätzlich verstärkt durch das Sensormaterial stattfindet. Es zeigt sich, daß selbst bei Schwelleneinstellungen von ca.  $5000 e^-$  noch immer Pixel Zählereignisse aufgrund von digital-analog Übersprechen nachweisen. Eine deutliche Reduzierung des Problems konnte jedoch dadurch erreicht werden, daß die Auslesesequenz des MPECs abgeändert wurde. Dazu wird vor dem Schalten der ENABLE-Leitung der Diskriminator deaktiviert, indem die Diskriminatorspannung  $V_{\text{CCD}}$  auf  $0 \text{ V}$  geschaltet wird. Durch den deaktivierten Diskriminator wird verhindert, daß der Störpuls an den Zähler weitergegeben wird. Zwar verursacht das Aus- und Einschalten des Diskriminators auch gewisse analoge Störsignale, die allerdings zu einem deutlich geringeren Übersprechen führen wie Abb. 2.25 zeigt. Aufgrund dieser geänderten Auslesesequenz konnte eine minimale Schwelleneinstellung für eine Single-Chip Si-Sensor von  $950 e^-$  erreicht werden, was im Vergleich zu anderen Pixelchips sehr gering ist (typischerweise werden Schwelleneinstellungen von wenigen  $1000 e^-$  gewählt). Diese geringe Schwelle ermöglicht die Detektion von  $6 \text{ keV}$  Photonen von  $^{55}\text{Fe}$ , die ca.  $1600$  Elektron-Loch Paare in Si erzeugen (s. dazu Messung in Abschnitt 4.3.8). Für einen Single-Chip CdTe-Detektor konnte die niedrigste Schwelle nur auf  $1200 e^-$  eingestellt werden. Dies

<sup>9</sup> Die ENABLE-Leitung schaltet den Diskriminators Ausgang an den Zählereingang durch, s. Abb. 2.1.

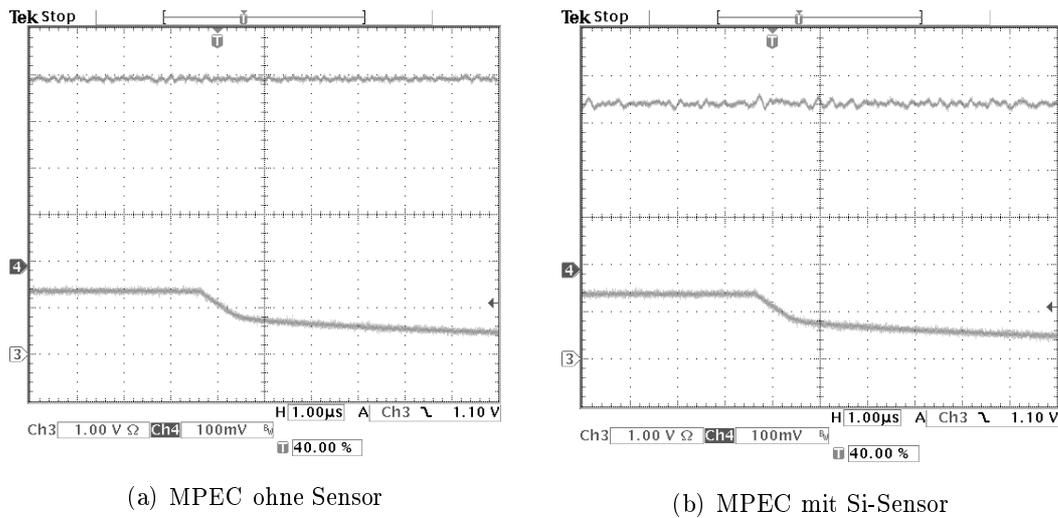


Abb. 2.25: Beim Abschalten der VCCD-Spannung des Diskriminators (unterer Kanal) ist kein Störsignal des Testpixel-Vorverstärkers (oberer Kanal) mehr erkennbar.

liegt daran, daß für einen CdTe-Sensor das Goldstud Bondverfahren verwendet wird anstelle des Solder-Bump Bond-Verfahrens für einen Si-Sensor. Denn zum einen sind die Goldstuds größer und stellen eine größere parasitäre Einkoppelkapazität dar, und zum anderen befindet sich zwischen Chip und Sensor noch ein Kleber, der als Dielektrikum wirkt und ebenfalls die kapazitive Übertragung von Störsignalen begünstigt. Normalerweise wird beim Chipentwurf der Effekt des Signal-Übersprechens durch das elektrische Abschirmen von empfindlichen Schaltungselementen mit Metallflächen stark reduziert. Jedoch stellt der Herstellungsprozeß des Chips (AMS 0.8  $\mu\text{m}$ ) nur 2 Metallagen zur Verfügung. Da diese hauptsächlich für die Verbindung von Schalt- und Versorgungsleitungen des gesamten Chips verwendet werden, stand keine Metallage zur Abschirmung mehr zur Verfügung. Eine andere wirkungsvolle Möglichkeit zur Reduzierung des Übersprechens ist die größtmögliche räumliche Trennung von Analog- und Digitalteil einer Pixelzelle, was beim MPEC auch berücksichtigt wurde. Dazu bietet sich an, eine Doppelspaltenstruktur anzulegen, wie in Abb. 2.26 skizziert ist. Die Pixel der zwei benachbarten Spalten einer Doppelspalte sind

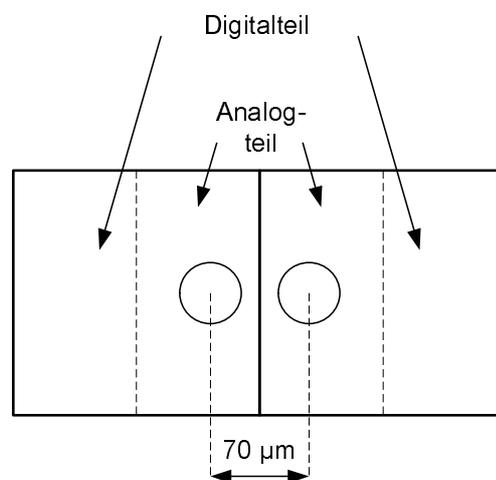


Abb. 2.26: Schema der Doppelspaltenstruktur des MPEC: Durch Trennung von Analog- und Digitalteil beträgt der Pitch zwischen zwei „Bumpbondpads“ innerhalb einer Doppelspalte nur 70  $\mu\text{m}$  (Schema des gesamten Chips s. Abb. E.1 in Anhang E).

spiegelsymmetrisch zueinander aufgebaut, so daß die Analogteile mit dem empfindlichen Vorverstärkereingang direkt beieinander liegen und die Digitalteile entsprechend entfernt sind. Diese Anordnung hat allerdings auch zur Folge, daß die „Bumpbondpads“ dichter zusammenrücken. Daher hat der MPEC in x-Richtung zwei verschiedene Pitch-Abstände<sup>10</sup> der „Bumpbondpads“ : 70 µm innerhalb einer Doppelspalte und 330 µm zu den benachbarten Pixeln. Die Entfernung der „Bumpbondpads“ in y-Richtung bleibt unberührt und hat den normalen „Pixelpitch“ von 200 µm.

### 2.5.2 Pulsgeneratoren und Fensterlogik

Wie in Abschnitt 2.3.1 vorgestellt, handelt es sich bei den Pulsgeneratoren in Verbindung mit der Fensterlogik um eine Schaltung, die den Puls des unteren Diskriminators nicht weitergibt, wenn auch die obere Schwelle überschritten wurde. Diese Schaltung funktioniert jedoch nicht für alle Pixel einwandfrei. Das beobachtbare Verhalten ist recht unterschiedlich, z. B.:

- Die Summe aus oberen und unteren Zähler entspricht nicht der Anzahl der eingepulsten Signale. Dabei können sowohl mehr als auch weniger Ereignisse gezählt werden.
- Die Funktion eines Zählers ist komplett unterdrückt.
- Es treten verstärkt Bitfehler auf (s. Abschnitt 2.5.3).
- Das Funktionieren der Schaltung kann zwar durch die Einstellung des  $I_{TUNE}$ -DACs, der die Schaltgeschwindigkeit von einigen Transistoren der Schaltung steuert, beeinflusst werden, allerdings findet sich kein DAC-Wert bei der alle Fehler komplett behoben werden.
- Wie gut die Schaltung funktioniert hängt davon ab, ob und welcher Sensor auf dem Chip aufgebracht ist.

Ein eindeutiger Grund für die eingeschränkte Funktion der Schaltung konnte nicht gefunden werden, jedoch scheint die Schaltung von der genauen zeitlichen Einhaltung und Synchronisation der Signalschaltfolge abzuhängen. Kritisch muß hier die Funktion der Fensterlogik betrachtet werden. Die Fensterlogik ist darauf angewiesen, daß beide Eingangssignale gleichzeitig eintreffen. Um das sicherzustellen ist die Generation dieser beiden von den Pulsgeneratoren stammenden Signale synchronisiert, aber man kann annehmen, daß unvermeidliche Laufzeitunterschiede in den Signalwegen ausreichen, um eine Fehlfunktion herbeizuführen. Diese Vermutung wird vor allen Dingen dadurch bestärkt, daß das Vorhandensein eines aufgebrauchten Sensors eine Rolle spielt. Die Kontaktierung des Sensors erfordert das Aufbringen von Verbindungsmaterial auf der Chipoberfläche (Blei-Zinn Kügelchen, Gold-Studs, Kleber). Zusätzliches Material auf den nicht abgeschirmten Schaltungselementen verursacht jedoch Streukapazitäten, die die Laufzeit von Signalen beeinflussen können.

Es sollte jedoch darauf hingewiesen sein, daß diese Problematik nicht die normale Zählfunktion des Chips betrifft und nur Auswirkungen auf den Doppelschwellenbetrieb hat. Denn bei Benutzung von nur einer Schwelle wird die Funktion der Fensterlogik umgangen, und ein problemloser Betrieb ist möglich.

---

<sup>10</sup> Das englische Wort pitch bedeutet *Abstand* und umfaßt den Abstand zwischen zwei Elementen inklusive einer Elementbreite.

### 2.5.3 Bitfehler der Zähler

Die Zähler des MPEC sind mit dynamischen Speicherzellen realisiert (s. Abschnitt 2.3.2). Obwohl während des Betriebs des Chips die maximale Speicherzeit nicht überschritten wird, kommt es vor, daß Zählwerte geliefert werden, die nicht den erwarteten Meßdaten entsprechen, sondern einen Zufallswert darstellen. Es ist ein bekannter Sachverhalt, daß insbesondere asynchrone Zähler<sup>11</sup> ein falsches Bitmuster erzeugen, wenn der Eingangspuls fehlerhaft ist (i.d.R. zu kurz ist) und als Folge nicht alle Flip-Flops ihr Schaltsignal erhalten. Der hier verwendete mit Pseudo-Zufallszahlen arbeitende Zähler erzeugt dann im Falle eines fehlerhaften Ereignisses irgendeine Zahl aus seinem Zahlenbereich. Ein solcher Fehler kann auch nicht mehr zurückverfolgt und korrigiert werden, denn man weiß nicht, wann ein Bitfehler in einer Serie von Zählereignissen aufgetreten ist. Allerdings kann man die Bitfehler indirekt korrigieren, wenn man über einen längeren Zeitraum mißt und ein zeitlich konstanter Photonenfluß vorliegt. Unter solchen Umständen kann man die Zähler schon nach einem Zeitintervall auslesen, in dem nur eine im Vergleich zum Zahlenbereich von 18 Bit  $\hat{=}$  262144 geringe Photonenzahl nachgewiesen wurde, z. B. 1000. Da Bit-Fehler eine zufällige Zahl im Bereich von 0 bis 262144 erzeugen, ist es wenig wahrscheinlich, daß diese Zahl zwischen 1 und 1000 liegt. Somit sind Zählerstände, die deutlich größer als 1000 sind, mit großer Wahrscheinlichkeit fehlerhaft und können verworfen werden. Unterteilt man nun die gesamte Meßzeit in konstante derartige Zeitintervalle, kann man ein verworfenen Zählerstand durch einen fehlerfreien Zählerstand eines anderen Zeitintervalls ersetzen (bzw. durch den Mittelwert der fehlerfreien Zählerstände von mehreren Zeitintervallen).

Bitfehler treten im Einzelschwellenbetrieb nur sehr vereinzelt auf, im Doppelschwellenbetrieb können sie unter ungünstigen Umständen jedoch sehr häufig sein.

### 2.5.4 Nachweis negativer Ladungssignale

Wie schon in Abschnitt 2.2.2 dargestellt, können trotz des Designs für ausschließlich positive Signale auch negative Ladungssignale mit dem MPEC nachgewiesen werden, allerdings hat der Chip in diesem Modus eine verminderte Leistungsfähigkeit. Das Rauschen ist gegenüber den Werten aus Tab. 2.1, die sich auf den normalen Betriebsmodus beziehen, um ca.  $20 e^-$  erhöht und beträgt:

$$\text{ENC} = 74 \pm 1 e^- \quad (2.3)$$

Die Schwellendispersion ohne Feinjustierung ist mit typischerweise  $150 e^-$  vergleichbar mit derjenigen des normalen Betriebsmodus. Bei Feinjustierung der Schwellen erhält man ebenfalls eine sehr geringe Schwellendispersion:

$$\sigma_S = 8,8 \pm 0,2 e^- \quad (2.4)$$

Obwohl diese Werte weiterhin für ein sehr gutes Verhalten des Chips bei Elektronensammlung sprechen, muß dennoch berücksichtigt werden, daß der Vorverstärker in diesem irregulären Modus eine empfindliche Abhängigkeit von der zeitlichen Formung des Eingangspulses hat (s. Abschnitt 2.2.2) und daß eine Nicht-Linearität der Vorverstärkeramplitude bezüglich des Eingangssignals vorliegt (s. Abschnitt 4.4.2). Beobachtbar wird diese Einschränkung durch eine weniger gute Energieauflösung des Chip beim Photonennachweis. Dieser Sachverhalt und die sich daraus ergebenden Folgen sind in Abschnitt 4.4.3 beschrieben.

<sup>11</sup> Asynchron bedeutet, daß die Schaltelemente kein gemeinsames Taktsignal erhalten.

## 3. Bildhomogenität

### 3.1 Größen für die Quantifizierung der Bildhomogenität

Für die Beurteilung eines Detektorsystems ist von Bedeutung, wie gleichmäßig oder homogen alle Pixel auf ein gleiches Strahlungssignal reagieren bzw. wie stark bei gleichem Signal die Zählereignisse aller Pixel vom Mittelwert abweichen. Ein gleichmäßiges Antwortverhalten ist wünschenswert, damit bei Aufnahme eines Bildes Objektteile mit gleichen Absorptionseigenschaften für den Betrachter gleichwertig erscheinen oder Objektetails innerhalb ihrer Umgebung erkennbar werden. Im Idealfall sollte für ein zählendes System gelten, daß alle Pixel bei gleichem Signal den gleichen Zählerstand liefern. Jedoch muß man verschiedene Faktoren berücksichtigen, die in den Pixeln zu unterschiedlichen Zählereignissen führen:

- **Strahlungssignal:**

Die Zeitabstände  $t$  der auf das Objekt treffenden Photonen sind statistisch zufällig verteilt. Die zugehörige Wahrscheinlichkeitsdichte der Zeitabstände wird durch die Exponentialverteilung  $p(t) = f \exp(-ft)$  beschrieben, wobei  $f$  den mittleren Photonenfluß bezeichnet. Dies führt dazu, daß die Zahl der innerhalb einer Meßzeit  $T$  gemessenen Zählereignisse gaußförmig verteilt ist mit dem Mittelwert  $\bar{n} = fT$  und der Streuung  $\sigma_n = \sqrt{\bar{n}}$ . Selbst wenn man einen Photonenfluß erzeugen könnte, bei dem alle aufeinanderfolgende Photonen den gleichen Zeitabstand besitzen, würde der Absorptionsprozeß in Objekt und Detektor bewirken, daß die Zeitabstände der Photonen im detektierten Photonenfluß wiederum statistisch verteilt sind.

- **Auslesechip:**

Die Analog-Elektronik in jeder Pixelzelle führt zu individuellen Eigenschaften jedes Pixels, die z. B. in Form einer Schwellendispersion sichtbar werden. Unterschiedliche Schwellen führen bei einem kontinuierlichen Röntgenspektrum als Strahlungssignal zu verschiedenen Zählraten, da jeder Pixel gemäß seiner Schwelle einen verschieden großen Anteil des Spektrums nachweist. Weitere Parameter, die zu unterschiedlichen Zählraten führen können, sind die Detektortotzeit und das Rauschen.

- **Sensor:**

Obwohl ein Sensor konstanter Dicke für alle Pixel das gleiche Absorptionsvermögen hat, können unterschiedliche Ladungssammlungseffizienzen der Pixel (Charge Collection Efficiency, CCE) zu Zählratenschwankungen führen, die größer als die statistischen Schwankungen sind. Verschiedene Ladungssammlungseffizienzen entstehen aufgrund von Defekten und nicht-idealen Eigenschaften des Sensormaterials (z. B. Gitterfehler im Kristall oder hohe Konzentrationen an „Trapping“ Zentren). Ebenso können bei der Sensorverarbeitung (Aufbringung der Elektroden) und beim „Flip-Chip Bump-Bonding“ Beeinträchtigungen entstehen, die zu unterschiedlichem Ansprechverhalten der Pixel führen.

Die Schwankungen der Pixelzählraten führen zu einem Bildrauschen, das als Standardabweichung der Zählraten aller Pixel  $n_i$  bzgl. des Mittelwertes  $\bar{n}$  definiert wird. Bezeichnet  $N$  die Anzahl der

Pixel, ist das Bildrauschen  $\sigma_n$  folgendermaßen definiert:

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\bar{n} - n_i)^2} \quad (3.1)$$

Um dieses Bildrauschen relativ zum Signal beurteilen zu können, kann man das Signal-Rausch-Verhältnis verwenden:

$$\text{SNR}_b := \frac{\bar{n}}{\sigma_n} \quad (3.2)$$

Diese Größe ist jedoch unter der Annahme, daß es sich um gaußförmig verteilte Fluktuationen der Zählraten handelt, von  $\bar{n}$  abhängig. Denn mit  $\sigma_n = \sigma_{Gauss} = \sqrt{\bar{n}}$  gilt  $\text{SNR}_b = 1/\sqrt{\bar{n}}$ . Somit kann  $\text{SNR}_b$  dadurch verbessert werden, indem ein möglichst hoher Photonenfluß angewendet wird<sup>1</sup>. Neben der Größe  $\text{SNR}_b$  ist die Homogenität  $H_\sigma$  eine geeignete Größe, um das Bildrauschen eines Detektors zu quantifizieren, die wie folgt definiert wird:

$$H_\sigma := \frac{\sqrt{\bar{n}}}{\sigma_n} \quad (3.3)$$

$H_\sigma$  kann aufgefaßt werden als  $\text{SNR}_b$  normiert auf ein gaußförmig verteiltes Bildrauschen:

$$\frac{\text{SNR}_b}{\sigma_{Gauss}} = \frac{\bar{n}}{\sigma_n} \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} = \frac{\sqrt{\bar{n}}}{\sigma_n} = H_\sigma \quad (3.4)$$

Ist das Bildrauschen allein durch die Schwankungen des Strahlungssignal verursacht, gilt  $\sigma_n = \sigma_{Gauss}$ , und man erhält:

$$H_\sigma = \frac{\sqrt{\bar{n}}}{\sigma_{Gauss}} = \frac{\sqrt{\bar{n}}}{\sqrt{\bar{n}}} = 1 \quad (3.5)$$

Dies ist die obere Grenze von  $H_\sigma$ , denn bei zusätzlichen Fluktuationen vergrößert sich das gemessene Bildrauschen  $\sigma_n$  und es gilt  $H_\sigma \leq 1$ . Anschaulich ausgedrückt besagt  $H_\sigma$ , um welchen Faktor das durch ausschließlich statistische Fluktuationen bedingte  $\sigma_{Gauss}$  kleiner als das gemessene Bildrauschen  $\sigma_n$  ist.  $H_\sigma$  ist insbesondere dann sinnvoll verwendbar, wenn das gemessene Bildrauschen  $\sigma_n$  nur geringfügig von  $\sigma_{Gauss}$  abweicht. Ein Wert nahe bei 1 zeigt dann, daß der Detektor keine größeren Fluktuationen erzeugt und nur durch das statistische Rauschen der Signalquelle limitiert ist (das „Quantenlimit“ wird erreicht). In diesem Fall ist  $H_\sigma$  auch (nahezu) unabhängig von der mittleren Zählrate  $\bar{n}$ .

Werden jedoch von Sensor und Auslesechip Zählratenfluktuationen erzeugt, die sehr viel größer als die rein statistisch bedingten sind, ist die Homogenität  $H_{\bar{n}}$  für die Quantifizierung der Abweichungen eine besser geeignete Größe als  $H_\sigma$ . Sie ist wie folgt definiert:

$$H_{\bar{n}} := 1 - \left\langle \frac{|n_i - \bar{n}|}{\bar{n}} \right\rangle = 1 - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{|n_i - \bar{n}|}{\bar{n}} \quad (3.6)$$

$H_{\bar{n}}$  liefert eine Größe, deren Abweichung von 1 ausdrückt, um welchen Anteil von  $\bar{n}$  im Mittel alle Pixel abweichen. Beispielsweise bedeutet  $H_{\bar{n}} = 0,95$ , daß im Mittel die Zählraten um 5% von  $\bar{n}$  abweichen. Dadurch wird ein direkte Vorstellung vermittelt, wie stark sich die Pixel in

<sup>1</sup> Diese Maßnahme ist natürlich beim medizinischen Röntgen nicht angebracht, da mit einer möglichst geringen Patientendosis gearbeitet werden muß.

ihrem Ansprechverhalten relativ zueinander unterscheiden. Liegen überhaupt keine Zählratenschwankungen vor, nimmt  $H_{\bar{n}}$  den maximal möglichen Wert 1 an. Ist das Bildrauschen nur durch statistische Fluktuationen der Signalquelle verursacht, gilt für  $H_{\bar{n}}$  die folgende Abhängigkeit<sup>2</sup>:

$$H_{\bar{n}} = 1 - \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} \quad (3.7)$$

Das bedeutet, daß auch bei dieser Größe für einen idealen Detektor eine Zählratenabhängigkeit  $\sim 1/\sqrt{\bar{n}}$  vorliegt, so daß bei hohen Zählraten  $H_{\bar{n}}$  einen Wert immer näher an 1 annimmt. Wie jedoch im folgenden Abschnitt ersichtlich wird, ist bei großen Zählratenschwankungen die Zählratenabhängigkeit gering.

### 3.2 Monte-Carlo Simulation der Bildhomogenität

Um limitierende Einflüsse auf die Bildhomogenität nicht nur qualitativ zu verstehen, wurde eine Monte-Carlo Simulation der Zählratenverteilung eines Pixeldetektors durchgeführt. Die Simulation berücksichtigt folgende Aspekte:

- Simulation einzelner Photonen
- Energieverteilung der Photonen gemäß einem realistischen Röhren-Spektrum
- Poisson- (bzw. Gauß-) verteilter Photonenfluß
- Detektortotzeit eines blockierbaren Detektors (s. Anhang C)
- elektronisches Rauschen
- Schwellendispersion
- 280  $\mu\text{m}$  dicker Si-Sensor mit homogenen Ladungssammlungseigenschaften
- Anzahl Pixel:  $32 \times 32 = 1024$

In der Simulation wurde nicht berücksichtigt:

- Comptonstreuung
- Ladungsteilung zwischen Pixeln
- Dispersion des Verstärkerrauschens

Der Absorptionsprozeß im Sensor ist nicht als Einzelphotonereignis simuliert. Denn der Absorptionsprozeß im Sensormaterial unterliegt nur der statistischen Gesetzmäßigkeit und wird nicht zu einer Erhöhung der Intensitätsschwankungen von Pixel zu Pixel führen. Anders ausgedrückt: Wenn Photonen mit einer mittleren Rate  $f$  zeitlich zufällig verteilt auf einem Sensor auftreffen und im Sensor zufällig absorbiert werden, erhält man wiederum einen zeitlich zufällig verteilten absorbierten Photonenfluß mit einer mittleren Absorptionsrate  $f_{abs}$ . Daher wird direkt aus der gegebenen Verteilung des Röhrenspektrums mit dem Lambert-Beerschen Gesetz (1.2) das im Sensor absorbierte Spektrum berechnet. Ausgehend von diesem Absorptionsspektrum wird dann die eigentliche Monte-Carlo Simulation einzelner Photonen durchgeführt. In Abb. 3.1(a) ist das verwendete Röhrenspektrum und das im Si-Sensor absorbierte Spektrum dargestellt (das

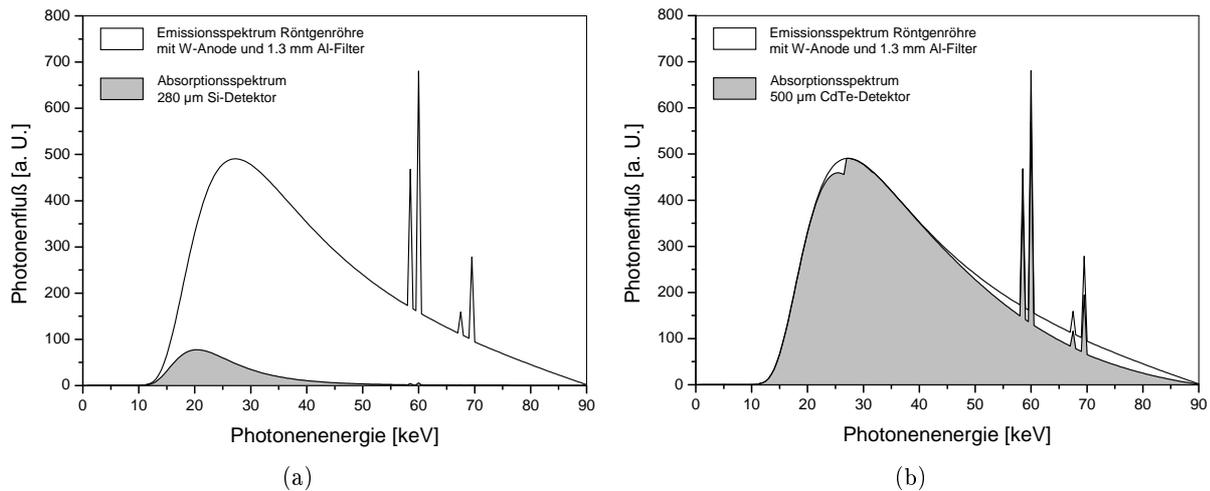


Abb. 3.1: Emissionsspektrum einer Röntgenröhre mit 90 kV Endpunktenergie sowie die Absorptionsspektren in einem 280  $\mu\text{m}$  dicken Si-Sensor (a) und in einem 500  $\mu\text{m}$  dicken CdTe-Sensor (b). Der Einfluß der Absorptionskante der K-Schale von Cd bei 26,7 keV ist durch den Sprung im Absorptionsspektrum erkennbar.

in einem CdTe-Sensor absorbierte Spektrum zum Vergleich in Abb. 3.1(b)). Die Differenz der Flächen beider Kurven stellt ein Maß für die nicht absorbierten Photonen dar. Es wird deutlich, daß Si nur einen kleinen Teil aller Photonen absorbiert und daher für medizinisches Röntgen kaum geeignet ist.

Zunächst wurde die Bildhomogenität hinsichtlich Einflüssen untersucht, die durch das Strahlungssignal und durch den Auslesechip bedingt sind:

- **Schwellendispersion und Elektronisches Rauschen:**

Pixel mit verschiedenen Schwellen weisen verschieden große Anteile des Spektrums nach, wodurch sich ihre Zählraten unterscheiden. Elektronisches Rauschen beeinflusst noch zusätzlich für jeden Pixel den Anteil des nachgewiesenen Spektrums. Die Simulation soll quantitative Aussagen liefern, wie diese Parameter die Homogenität beeinflussen.

- **Detektortotzeit:**

Die Detektortotzeit verhindert, daß alle absorbierten Photonen nachgewiesen werden. Dadurch wird die Verteilung der Photonen gemäß Gauß-Statistik gestört, und es entsteht die Frage, ob sich dies auf die Zählratenverteilung auswirkt.

Da zu erwarten ist, daß diese Parameter die statistischen Fluktuationen nicht sehr stark beeinflussen, wurde für die Untersuchung dieser Parameter in den Simulationen  $H_\sigma$  (s. Definition (3.3)) als Maßangabe für die Homogenität gewählt. Um beurteilen zu können, ob die Bildhomogenität insbesondere im Zusammenhang mit der Schwellendispersion auch von der Position der Schwelle hinsichtlich der Spektrenform abhängt, wurden die Simulationen auch bei verschiedenen Schwellen durchgeführt. Abb. 3.2 zeigt das Absorptionsspektrum in Si, in das die Positionen von drei verschiedenen Schwellen eingezeichnet sind. Die niedrige Schwelle (4300  $e^-$ ) ist dort positioniert, wo das Spektrum eine steigende Flanke besitzt, die mittlere Schwelle (5600  $e^-$ ) befindet sich im Bereich des Emissionsmaximums, wo sich das Spektrum relativ wenig ändert, und die hohe Schwelle (7500  $e^-$ ) ist in der fallenden Flanke positioniert. Das Ergebnis der Simulation, bei der Einfluß von Rauschen und Schwellendispersion untersucht wurde, zeigt Abb. 3.3. In den

<sup>2</sup> Herleitung s. Anhang D, Abschnitt D.2

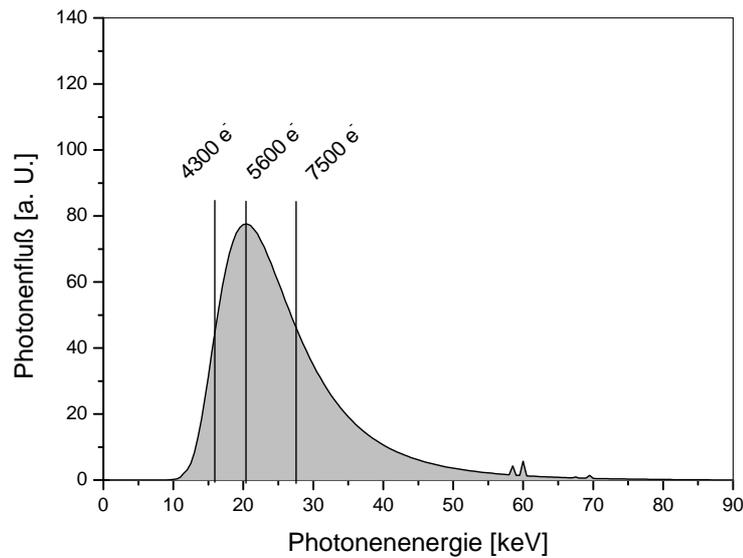
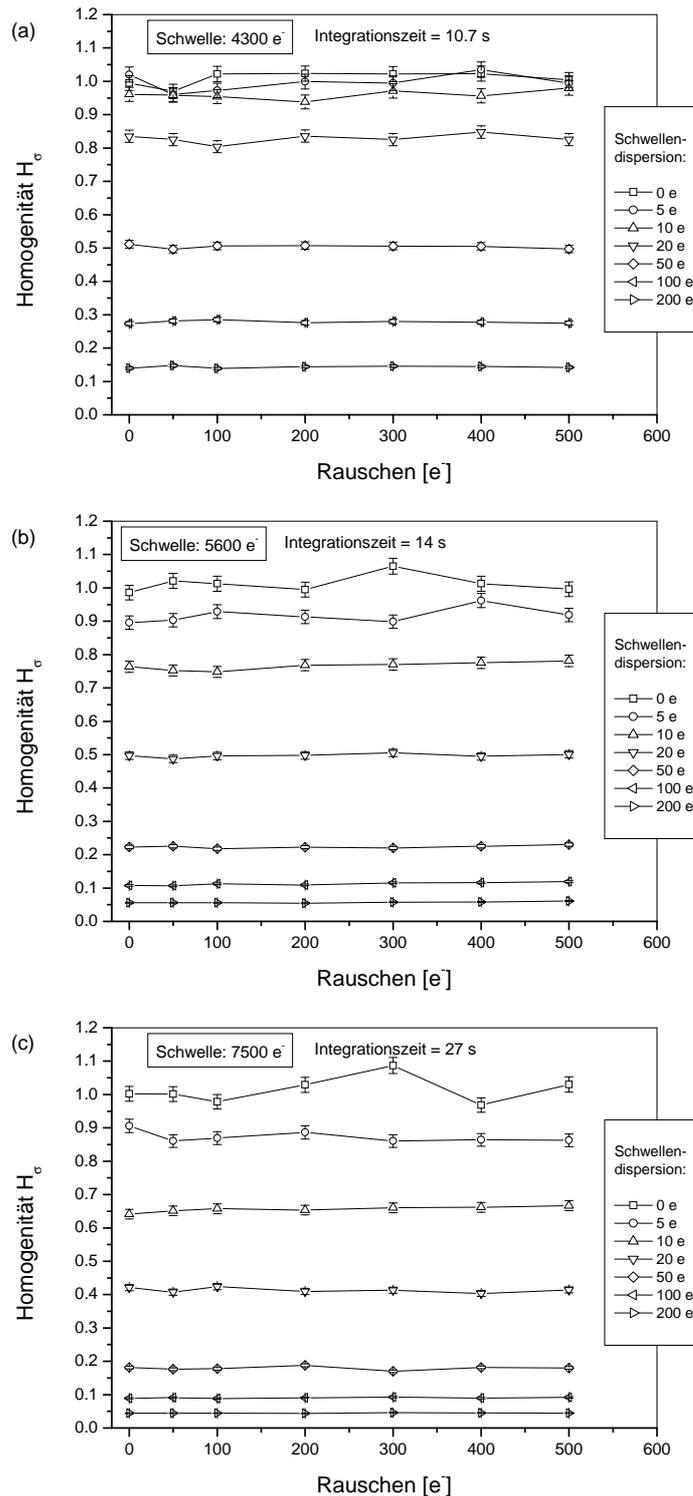


Abb. 3.2: Absorptionsspektrum in Si mit den Positionen von drei verschiedenen Schwellen: niedrige Schwelle = 4300 e<sup>-</sup>, mittlere Schwelle = 5600 e<sup>-</sup>, hohe Schwelle = 7500 e<sup>-</sup>

drei Diagrammen ist  $H_\sigma$  als Funktion des Rauschens aufgetragen und die Schwellendispersion ist der variierende Kurvenparameter. Die eingezeichneten Fehlerbalken stellen die zu erwartenden statistischen Fehler dar<sup>3</sup>. Man erkennt, daß alle Kurven einen parallelen Verlauf zur x-Achse haben, was bedeutet, daß das Rauschen keinen signifikanten Einfluß auf die Bildhomogenität hat. Dies ist auch dadurch einzusehen, daß das Rauschen zunächst nur zu einer Änderung der mittleren Zählrate eines Pixels führt. Diese Änderung liegt daran, daß durch das Rauschen auch zu einem gewissen Teil Photonen mit einer Energie kleiner als der Schwellenwert nachgewiesen werden bzw. Photonen mit einer Energie größer als der Schwellenwert nicht nachgewiesen werden. Solange das Spektrum nicht „flach“ ist (d.h. konstant mit der Energie) ändert sich dadurch die mittlere Zählrate eines Pixels. Da aber alle Pixel das gleiche Rauschen haben, wirkt sich die Zählratenänderung auf alle Pixel gleichermaßen aus, und die rein statistischen Schwankungen bleiben unverändert. Dagegen hat die Schwellendispersion einen deutlichen Einfluß auf die Homogenität  $H_\sigma$ . Die Kurven zeigen, daß  $H_\sigma$  mit steigender Schwellendispersion abnimmt und damit die Zählratenschwankungen zunehmen. Diese Zunahme wirkt sich umso stärker aus, je höher die globale Schwelleneinstellung des Detektors ist, da die Änderungen des nachgewiesenen Spektrums von Pixel zu Pixel relativ zu dem gesamten „sichtbaren“ Spektrum zunehmen. Somit wird beispielsweise bei einer Schwellendispersion von 50 e<sup>-</sup> und einer globalen Schwelle von 4300 e<sup>-</sup> eine Homogenität  $H_\sigma = 0,5$  erreicht, während bei einer globalen Schwelle von 7500 e<sup>-</sup> und gleicher Schwellendispersion  $H_\sigma$  nur 0,18 beträgt. Allgemein läßt sich als Ergebnis festhalten, daß die Schwellendispersion nur wenige 10 e<sup>-</sup> betragen darf, damit sich die Zählratenfluktuationen im Bereich der statistischen Schwankungen bewegen.

Um den Einfluß der Detektortotzeit  $\tau_{tot} = 1/f_{max}$  beurteilen zu können, wurde ein idealer Detektor mit  $f_{max} = 1$  MHz simuliert und dabei der mittlere Photonfluß  $f$  im Bereich von 0,1 % bis 200 % von  $f_{max}$  variiert. Das Ergebnis in Abb. 3.4 zeigt, daß ab ca. 10 MHz die Homogenität  $H_\sigma$  Werte größer 1 annimmt. Für  $f \approx f_{max}$  erreicht  $H_\sigma$  das Maximum ( $\approx 2$ ) und geht dann wieder auf niedrigere Werte zurück. Ein Wert von  $H_\sigma > 1$  bedeutet, daß das gemessene Bildrauschen  $\sigma_n$  kleiner als  $\sqrt{\bar{n}}$  ist. Dies ist jedoch kein Widerspruch, da bei Photonflüssen, die vergleichbar mit  $f_{max}$  sind, ein nicht vernachlässigbarer Teil der Photonen nicht nachgewiesen wird und dadurch die Verteilung der Zeitabstände zwischen den Photonen abgeändert

<sup>3</sup> Berechnung des statistischen Fehlers s. Abschnitt D.1 in Anhang D



Simulationparameter: max Detektorzählrate  $f_{max} = 1/\tau_{tot} = 1 \text{ MHz}$   
 mittlere Photonenrate = 10 kHz

Abb. 3.3: Homogenität  $H_\sigma$  in Abhängigkeit des Rauschens mit Schwelldispersion als Kurvenparameter: (a) Schwelle = 4300 e<sup>-</sup>, (b) Schwelle = 5600 e<sup>-</sup>, (c) Schwelle = 7500 e<sup>-</sup>. Durch die verschiedenen Integrationszeiten ergibt sich für jede der drei Schwellen eine gezählte Photonenzahl von ca.  $10^5$  Photonen/Pixel.

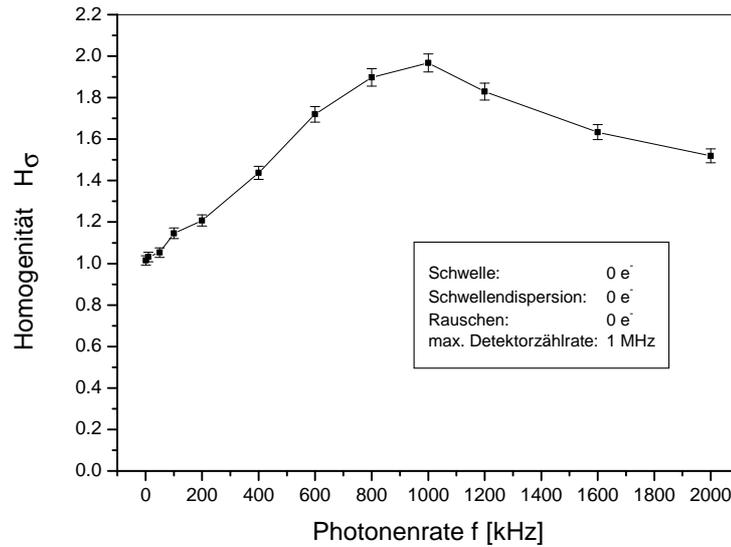
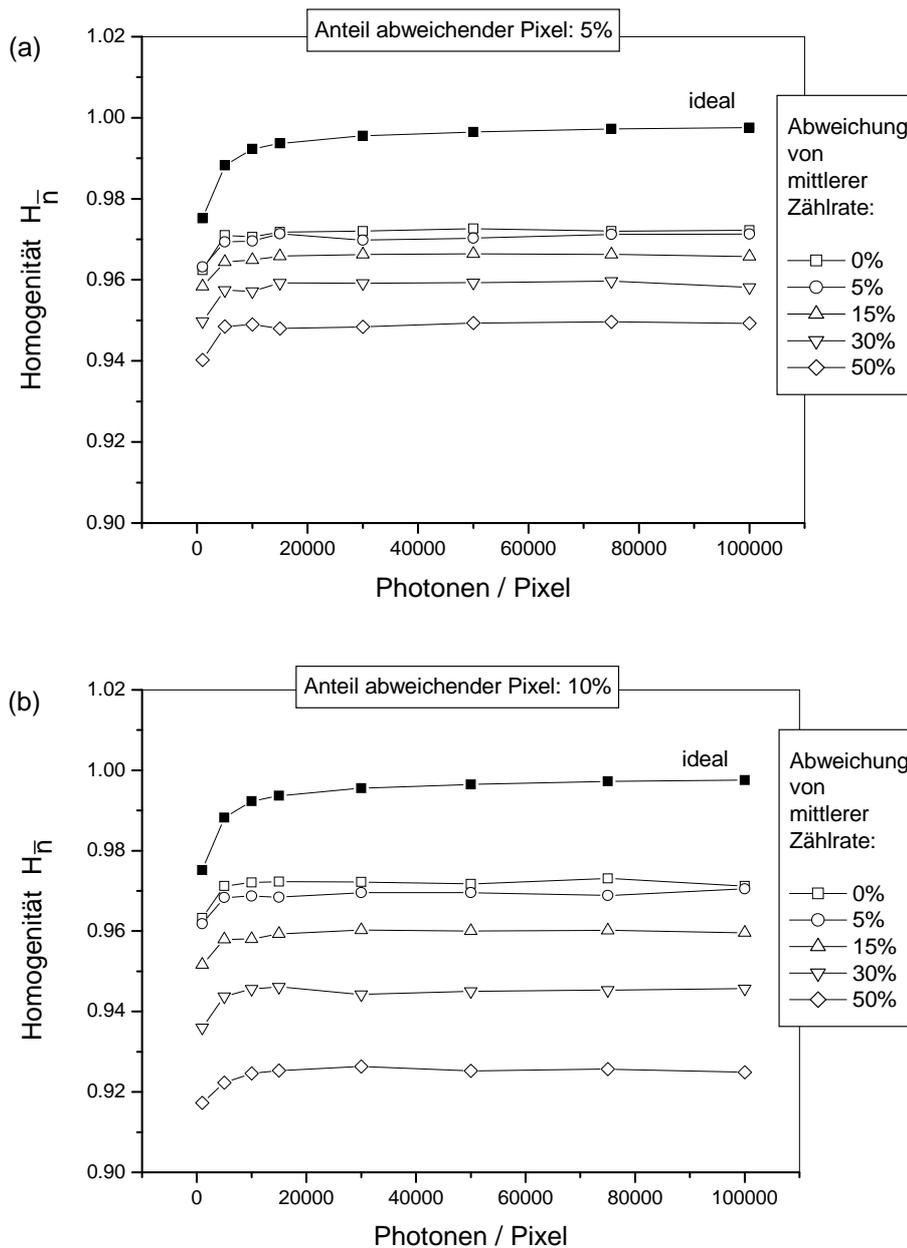


Abb. 3.4: Homogenität  $H_\sigma$  eines idealen Detektors als Funktion des mittleren Photonenflusses  $f$

wird. Dieses Verhalten, daß bei der Anwesenheit von einer Detektortotzeit gezählte Photonen „regelmäßiger“ verteilt sind [22], ist formelmäßig in [51] dargestellt, wo allerdings der Fall eines nicht-blockierbaren Detektors behandelt wird. Die Eigenart, daß  $H_\sigma > 1$  sein kann, ist auch in Abb. 3.3(a) für eine Schwellendispersion von  $0 e^-$  sichtbar. Jedoch wird sich dieser Effekt kaum bei einem realen Detektor bemerkbar machen. Denn bei Anwendungen realer bildgebender Detektoren sollte der Photonенfluß  $f$  deutlich kleiner als  $f_{max}$  sein. Darüberhinaus ist das Vorhandensein einer exakt definierten Totzeit nicht zu erwarten, und unterschiedliche Totzeiten, die beispielsweise bei verschiedenen Signalhöhen des Vorverstärker vorliegen, sollten wieder zu einer eher gaußförmigen Zählratenverteilung führen.

Nach der Untersuchung der Faktoren, die typischerweise durch Strahlungssignal und Auslesechip bedingt sind, sollen nun Einflüsse des Sensors untersucht werden. Durch unterschiedliche Ladungssammlungseffizienzen der Pixel oder Schädigungen von Pixeln beim Detektoraufbau besitzen die Pixel ein unterschiedliches Ansprechverhalten, was zu systematisch unterschiedlichen Zählraten führt. Auch sind hierzu solche Effekte zu zählen, bei denen die verwendete „Flip-Chip Bump-Bonding“ Methode Arbeitspunkte und Schwellen einiger Auslesepixel besonders stark verändert. Solche stärkeren Abweichungen von der mittleren Zählrate durch systematische Effekte werden dann am besten durch die Größe  $H_{\bar{n}}$  (s. Definition (3.6)) beschrieben. In der Simulation werden die systematischen Abweichungen der fehlerhaften Pixel dadurch berücksichtigt, indem zunächst ein gewisser Anteil an fehlerhaften Pixeln festgelegt wird (typischerweise zwischen 5% und 10%) und dann diesen Pixel eine stark abweichende Schwelle zugeordnet wird. Diese stark abweichenden Schwellen führen dann dazu, daß die Pixel Zählraten liefern, die im Mittel um einen festen prozentualen Wert von der mittleren Zählrate aller Pixel abweichen. In Abb. 3.5 ist das Ergebnis der Simulation für einen Detektor mit Rauschen=100  $e^-$  und Schwellendispersion=100  $e^-$  gezeigt, bei dem der Anteil an abweichenden Pixeln einmal 5% und 10% beträgt. In den Diagrammen ist  $H_{\bar{n}}$  als Funktion der Zählrate aufgetragen, und der variierende Kurvenparameter ist die für die fehlerhaften Pixel gewählte konstante prozentuale Abweichung von der mittleren Zählrate. In der Realität trifft es zwar nicht zu, daß alle fehlerhaften Pixel die gleiche Abweichung von der mittleren Zählrate besitzen, aber durch diese Festlegung liefert die Simulation ein vorstellbares Verhalten der fehlerhaften Pixel und vermittelt einen Eindruck, wie eine typische Beeinträchtigung des Detektors aussieht. Als Referenzkurve ist in beiden Diagrammen  $H_{\bar{n}}$  eines idealen Detektors mit Rauschen=0  $e^-$  und Schwellendispersion=0  $e^-$  eingezeichnet. Man sieht,



<i>Simulationsparameter:</i>	max Detektorzählrate $f_{max} = 1/\tau_{tot}$	=	1 MHz
	Schwelle	=	7500 e <sup>-</sup>
	Schwellendispersion	=	100 e <sup>-</sup>
	Rauschen	=	100 e <sup>-</sup>

Abb. 3.5: Homogenität  $H_{\bar{n}}$  in Abhängigkeit der Zählrate für 5 % fehlerhafte Pixel (a) und 10 % fehlerhafte Pixel (b). Mit fehlerhaften Pixeln sind solche Pixel gemeint, die eine festgelegte große Abweichung von der mittleren Zählrate haben. Wie stark diese Abweichung ist, ist als Kurvenparameter in der Legende der Graphen in % aufgeführt. Die mit „ideal“ bezeichnete Referenzkurve stellt das Verhalten eines Detektors ohne fehlerhafte Pixel, ohne Rauschen und ohne Schwellendispersion dar. Die statistischen Fehler  $\Delta H_{\bar{n}}$  sind aufgrund ihrer geringen Größe nicht eingezeichnet und liegen gemäß der Fehlerformel (D.17) bei ca.  $10^{-4}$  bis  $10^{-3}$ .

daß für diesen idealen Detektor ab 10000 Photonen/Pixel die Homogenität  $H_{\bar{n}}$  einen Wert  $> 0,99$  annimmt. Dagegen erreicht  $H_{\bar{n}}$  für einen Detektor mit Rauschen=100 e<sup>-</sup> und Schwellendispersi-on=100 e<sup>-</sup> nur Werte von  $\approx 0,97$ . Da dies ist auch der Fall ist, wenn die Zählratenabweichungen 0% betragen, ist die maximale Beschränkung von  $H_{\bar{n}}$  auf 0,97 damit allein durch die Schwellendispersion bedingt. Betrachtet man die Abhängigkeit von  $H_{\bar{n}}$  bei zunehmendem prozentualen Anteil an Zählratenabweichungen, stellt man fest, daß erwartungsgemäß  $H_{\bar{n}}$  abnimmt. Ebenso ergeben sich für  $H_{\bar{n}}$  erwartungsgemäß kleinere Werte, wenn der Anteil an abweichenden Pixeln von 5 % auf 10 % zunimmt.

### 3.3 Flatfield Korrektur

Die Bildhomogenität eines Detektors kann auch nachträglich verbessert werden, sofern die durch Sensor und Chip bedingten Einflüsse, die zu systematischen Zählratenunterschieden führen, zeitlich konstant sind. Dann kann für jeden Pixel  $i$  die Nachweiseffizienz  $\epsilon_i$  durch die Aufnahme eines „Flatfields“ bestimmt werden. Bei der Aufnahme eines Flatfields werden alle Pixel des Detektors einem räumlich homogen verteilten Photonenfluß ausgesetzt. Die Nachweiseffizienz  $\epsilon_i$  kann dann errechnet werden, indem die mittlere Zählrate aller Pixel  $\bar{n}$  durch die Zählrate  $n_i$  des Pixels geteilt wird:

$$\epsilon_i = \bar{n}/n_i \quad (3.8)$$

Mit den  $\epsilon_i$  kann dann eine „Flatfield Korrektur“ eines unabhängigen Datensatzes durchgeführt werden. Dieser unabhängige Datensatz ist wiederum ein Flatfield, dessen Pixelzählraten  $m_i$  mit den zuvor berechneten  $\epsilon_i$  gewichtet werden:

$$l_i = m_i \cdot \epsilon_i \quad (3.9)$$

Dadurch erhält man Zählraten  $l_i$ , die eine wesentlich homogenere Verteilung aufweisen. Bei der Bestimmung der Flatfield Korrekturfaktoren  $\epsilon_i$  muß darauf geachtet werden, daß die Anzahl der nachgewiesenen Photonen  $n_i$  groß genug ist, um den Fehler der  $\epsilon_i$  so klein wie erforderlich zu halten. Denn der unvermeidbare statistische Fehler der  $\epsilon_i$  wirkt sich auf die Korrektur des Datensatzes  $m_i$  der eigentlichen Homogenitätsmessung aus, was im folgenden gezeigt werden soll. Die verwendeten Größen sind:

$$\begin{aligned} N & : \text{Anzahl der Pixel} \\ n_i & : \text{Zählrate } i\text{-ter Pixel, Datensatz für Korrekturfaktoren} \\ \Delta n_i = \sqrt{n_i} & : \text{Fehler der } n_i \\ \bar{n} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_i & : \text{Mittelwert der } n_i \\ \Delta \bar{n} = \sqrt{\bar{n}/N} & : \text{Fehler von } \bar{n} \\ \epsilon_i = \bar{n}/n_i & : \text{Korrekturfaktor des } i\text{-ten Pixels} \\ m_i & : \text{Zählrate } i\text{-ter Pixel, Datensatz für Homogenitätsmessung} \\ \Delta m_i = \sqrt{m_i} & : \text{Fehler der } m_i \\ l_i = m_i \cdot \epsilon_i & : \text{Zählrate } i\text{-ter Pixel, korrigierter Datensatz} \end{aligned}$$

Der Fehler der Korrekturfaktoren  $\epsilon_i$  ist:

$$\Delta \epsilon_i = \epsilon_i \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta \bar{n}}{\bar{n}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta n_i}{n_i}\right)^2} = \epsilon_i \cdot \sqrt{\left(\frac{\sqrt{\bar{n}/N}}{\bar{n}}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{n_i}}{n_i}\right)^2} \quad (3.10)$$

$$= \epsilon_i \cdot \sqrt{\frac{1}{\bar{n}N} + \frac{1}{n_i}} \quad (3.11)$$

Dabei wurde angenommen, daß  $\bar{n}$  und  $n_i$  bei großer Pixelzahl statistisch unabhängig voneinander sind und sich daher ihre relativen Fehler in der Berechnung von  $\Delta\epsilon_i$  quadratisch addieren. Dies ist nicht exakt richtig, da in die Berechnung von  $\bar{n}$  auch das jeweilige  $n_i$  miteinfließt. Dennoch sollte diese Näherung gültig sein, da für große  $N$  (z. B. 1024) die Korrelation von  $\bar{n}$  und  $n_i$  nur gering ist. Unter den zutreffenden Annahmen, daß  $\bar{n} \approx n_i$  und  $N \gg 1$  liefert der Term  $1/n_i$  in dem Wurzel Ausdruck von (3.11) den deutlich größeren Beitrag, so daß sich folgende Vereinfachung ergibt:

$$\Delta\epsilon_i = \epsilon_i \cdot \sqrt{\frac{1}{n_i}} \quad (3.12)$$

Damit und mit  $\Delta m_i = \sqrt{m_i}$  läßt sich dann der Fehler der  $l_i$  folgendermaßen ausdrücken:

$$\Delta l_i = l_i \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta m_i}{m_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\epsilon_i}{\epsilon_i}\right)^2} \quad (3.13)$$

$$= l_i \cdot \sqrt{\frac{1}{m_i} + \frac{1}{n_i}} \quad (3.14)$$

Wäre der Fehler von  $l_i$  allein durch statistische Fluktuationen bestimmt, würde man einen Fehler  $\Delta l_i^{stat} = \sqrt{l_i}$  erwarten. Unter der weiteren Annahme, daß die Korrekturfaktoren  $\epsilon_i$  nahe bei 1 liegen, gilt  $l_i \approx m_i$ , und man erhält schließlich:

$$\Delta l_i = \sqrt{l_i} \cdot \sqrt{\frac{l_i}{m_i} + \frac{l_i}{n_i}} \quad (3.15)$$

$$= \Delta l_i^{stat} \cdot \sqrt{1 + \frac{m_i}{n_i}} \quad (3.16)$$

Dies zeigt, daß die  $l_i$  – also der korrigierte Datensatz – eine Verteilung, deren Breite durch den rein statistischen Fehler begrenzt ist, nur annehmen kann, wenn  $n_i \gg m_i$ . Wählt man beispielsweise bei der Messung für die Flatfield Korrekturfaktoren eine 10-fach höhere Zählrate als bei der anschließenden Homogenitätsmessung, so vergrößert sich der Fehler nur um einen Faktor  $\sqrt{1,1} \approx 1,05$ .

Auch sollte man bei der Verwendung der Flatfield Korrektur berücksichtigen, daß die Anwendung der Korrekturfaktoren für eine Messung mit einem Spektrum nur dann genau gelten, wenn das Spektrum identisch zu dem ist, das für die Bestimmung der Korrekturfaktoren benutzt wurde. Denn wenn die Form des Röhrenspektrums verändert wird, z. B. durch Veränderung der Beschleunigungsspannung oder durch Wechsel des durchstrahlten Absorbermaterials (Objekt), sind die Korrekturfaktoren nicht mehr gültig, wie anhand Abb. 3.6 veranschaulicht werden soll. Dort sind zwei verschiedene Spektren gezeigt mit jeweils den Schwellen  $S_i$  und  $S_j$  zweier verschiedener Pixel  $i$  und  $j$ . Bei allen anderen Eigenschaften wird von idealen Pixeln ausgegangen, so daß sich die folgende Argumentation allein auf die Auswirkungen von verschiedenen Schwellen bezieht. Jeder Pixel weist gemäß seiner Schwelle einen Anteil des Spektrums nach (in Form der Zählrate), der durch die jeweilige Kurvenfläche oberhalb der Schwellen repräsentiert ist. Im Fall der Abb. 3.6(a) weist der Pixel  $i$  die Fläche  $A_1 + B_1$  nach, während Pixel  $j$  nur die Fläche  $B_1$  nachweist. Solche unterschiedlich großen Flächen führen zu verschiedenen Zählraten, und dieser Einfluß wird durch die Flatfield Korrekturfaktoren herausgerechnet. Bei einem idealen Sensormaterial sind in erster Näherung die Korrekturfaktoren aller Pixel proportional zu den jeweiligen Flächen, und das Verhältnis der beiden Korrekturfaktoren  $\epsilon_i$  und  $\epsilon_j$  ist gegeben durch das Verhältnis der Flächen  $(A_1 + B_1)/B_1 = A_1/B_1 + 1$ . Wenn nun wie im zweiten Fall (Abb. 3.6(b))

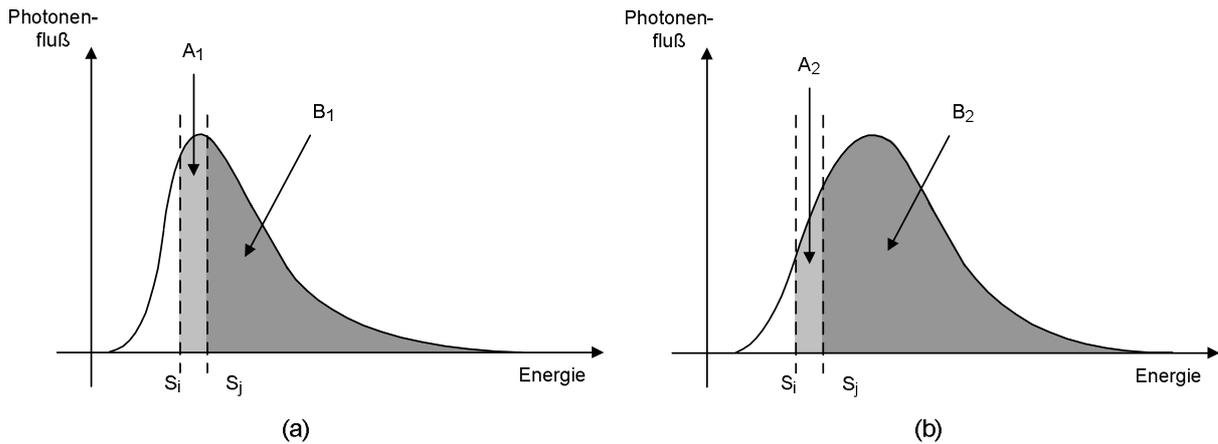


Abb. 3.6: Die zu den Schwellen  $S_i$  und  $S_j$  gehörenden Korrekturfaktoren  $\epsilon_i$  und  $\epsilon_j$  sind in Fall (a) und (b) unterschiedlich, da auch die Flächenverhältnisse  $A_1/B_1$  und  $A_2/B_2$  unterschiedlich sind

das Spektrum deutlich verändert ist, muß weiterhin das Verhältnis der Korrekturfaktoren durch das Flächenverhältnis  $(A_2 + B_2)/B_2 = A_2/B_2 + 1$  gegeben sein. Da aber in diesem Fallbeispiel offensichtlich  $A_1/B_1 \neq A_2/B_2$  gilt, können die Korrekturfaktoren der ersten Messung nicht für die zweite Messung übernommen werden. Ein weiterer Umstand, bei dem die Korrekturfaktoren ihre Gültigkeit verlieren, liegt vor, wenn die globale Schwelle des Detektors verändert wird. Zum einen wird dadurch wieder die detektierbare Form des Spektrums verändert, aber das Hauptproblem entsteht dadurch, daß der Analogteil jedes Pixels (Vorverstärker + Diskriminator) eine individuelle Eichgerade besitzt. Mit einem Parameter (dem Korrekturfaktor) kann diese nur in einem Punkt mitberücksichtigt sein, nicht aber über einen ganzen Energiebereich.

Für die beiden Aspekte – Notwendigkeit einer ausreichenden Zählrate für Korrekturfaktorberechnung und die nur eingeschränkte Anwendbarkeit von Korrekturfaktoren bei Röntgenspektren – wurden zugrunde liegende Erklärungen gegeben. Messungen, die diese Abhängigkeiten aufzeigen, wurden von der Medipix-Kollaboration durchgeführt. In [52] ist gezeigt, daß ein Wert für  $H_\sigma$  nahe 1 durch eine Flatfield Korrektur erst dann erreicht werden kann, wenn für die Korrekturfaktorberechnung eine bis zu 100-fach höhere Zählrate verwendet wurde. Ebenso wurde dort anhand eines aufgenommenen Röntgenbildes gezeigt, wie Objektdetails verloren gehen, wenn Korrekturfaktoren verwendet werden, die einem anderem Röntgenspektrum entsprechen. In [53] sind weitere Diskussionen und Messungen bezüglich dieser Thematik aufgeführt.



## 4. MPEC Einzel-Chip Detektoren

### 4.1 Systeme für die Durchführung der Messungen

#### 4.1.1 Datennahmesystem

Für den Betrieb aller in dieser Arbeit vorgestellten Detektoren wurde das in [40] entstandene und in dieser Arbeit weiterentwickelte Datennahmesystem verwendet. Dabei handelt es sich um ein kompaktes aus mehreren Platinen bestehendes System, welches durch eine USB-Schnittstelle<sup>1</sup> gesteuert wird (s. Abb. 4.1). Wird die Depletionsspannung durch ein Batterie-Paket erzeugt,

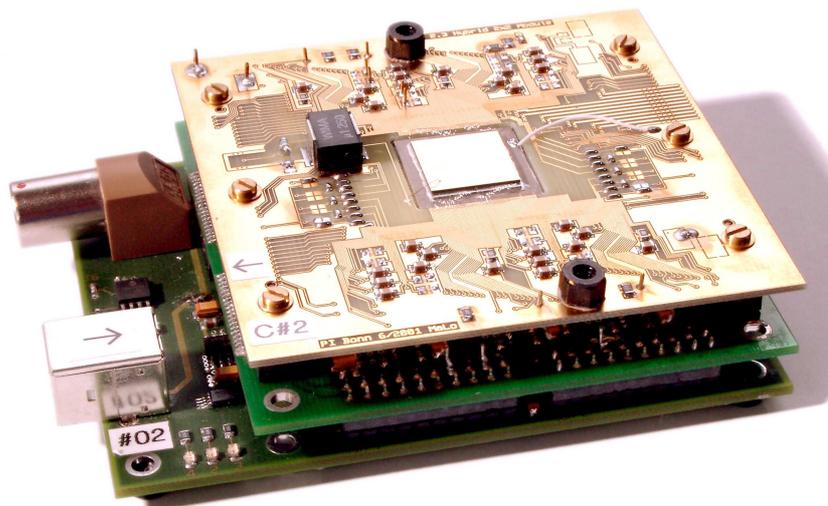


Abb. 4.1: USB-gestütztes Datennahmesystem für die MPEC-Detektoren. Gezeigt ist das komplette aus drei Platinen bestehende System mit einem 2x2 Multi-Chip-Modul CdTe-Detektor.

reicht für den Detektorbetrieb allein ein PC oder Laptop, der auch die Stromversorgung über die USB-Schnittstelle zur Verfügung stellt. Damit ist ein flexibler und mobiler Einsatz des Detektors möglich bei einfacher Handhabung. Die genauere Anordnung der verwendeten Platinen ist in Abb. 4.2 dargestellt. Drei verschiedene Platinen sind übereinander angeordnet und mit Steckern verbunden. Ganz unten befindet sich die USB-Controller Platine, die die Verbindung zum Computer herstellt und die beiden anderen Platinen ansteuert. In der Mitte ist die Analog-Platine, mit der alle notwendigen Versorgungsspannungen erzeugt werden und eingestellt werden können. Den Abschluß bildet die Detektor-Hybrid Platine<sup>2</sup>, auf der sich der Detektor und passive Bauelemente befinden. Mittels Schrauben werden die Verbindungsleitungen der Detektor-

<sup>1</sup> Universal-Serial-Bus, verbreitete Schnittstelle zwischen PC und elektrischen Geräten.

<sup>2</sup> Der Name *Hybrid* deutet darauf hin, daß auf der Platine sowohl der Detektor als auch Elektronikkomponenten aufgebracht sind.

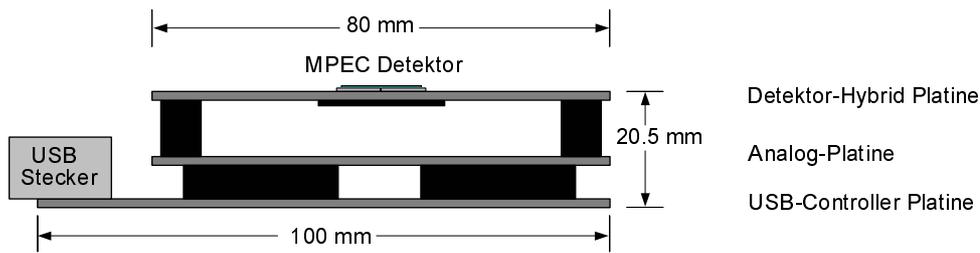


Abb. 4.2: Schematische Darstellung des Datennahmesystems

Hybrid Platine auf Federkontaktstecker der Analog-Platine gedrückt, so daß das Auswechseln der Detektor-Hybrid Platine (und somit des gesamten Detektors) problemlos und nahezu frei von Scherkräften durchgeführt werden kann. Das in C++ geschriebene Datennahmeprogramm steuert alle Detektorfunktionen und zeigt die vom Detektor gelieferten Daten in Echtzeit an.

#### 4.1.2 Probestation

Bevor MPEC Chips für den Detektoraufbau verwendet werden können, werden die Chips auf Fehler getestet. Es ist unvermeidlich, daß es bei den vielen Prozessschritten während der Chip-Herstellung zu kleineren Fehlern kommt, die beispielsweise zu einem defekten Transistor führen können. Daher müssen nichtfunktionsfähige Chips gefunden und aussortiert werden. Für diesen Selektionstest kann man die Chips nicht auf Platinen kleben und mit „Wirebonds“ kontaktieren, da sie noch für den Detektoraufbau weiterbearbeitet werden müssen. Deshalb verwendet man eine sogenannte Probestation (s. Abb. 4.3). Die Chips werden mit einer Vakuumhalterung auf einem kleinen Tisch befestigt, der mit einer  $\mu\text{m}$ -Genauigkeit positioniert werden kann. Um die „Chippads“ alle auf einmal kontaktieren zu können, wird eine Nadelkarte verwendet, die für jedes zu kontaktierende „Chippad“ eine eigene Kontaktnadel besitzt. Das Aufsetzen der Nadelkarte wird unter Zuhilfenahme eines Mikroskops durchgeführt.



Abb. 4.3: Foto der Probestation mit Nadelkarte und MPEC-Chip

#### 4.1.3 Röntgenmeßplatz

Um die bildgebenden Eigenschaften der Detektoren bestimmen zu können, braucht man eine Röntgenröhre, die einen entsprechend hohen Fluß an Photonen im gewünschten Energiebereich

erzeugt. Es wurde das Röntgengerät Benchmate der Fa. Phoenix-Xray [54] verwendet, welches aus einer Schutzkabine besteht, in deren unteren Teil eine Mikrofocusröhre eingebaut ist. Die Beschleunigungsspannung kann zwischen 20 kV und 90 kV variiert werden bei Strömen zwischen 10  $\mu\text{A}$  und 250  $\mu\text{A}$ . In die Schutzkabine wurden Halterungswände mit Paßstiften eingebaut, so daß der auf einem Trageblech montierte Detektor in variabler Höhe positioniert werden kann. Eine Foto des Meßplatz zeigt Abb. 4.4.

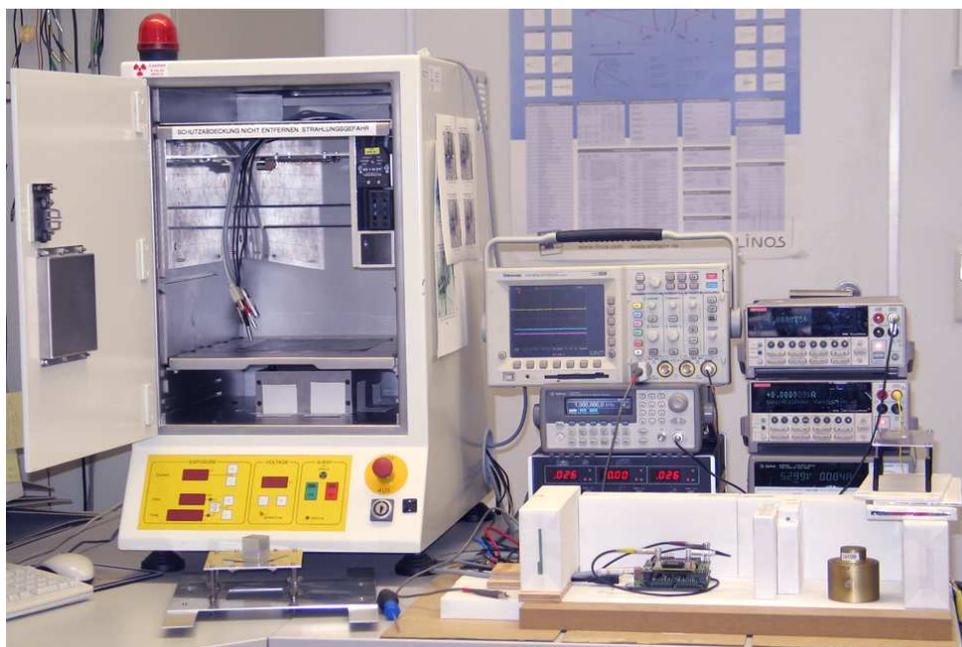


Abb. 4.4: Röntgenmeßplatz

## 4.2 Einzel-Chip Si-Detektor

### 4.2.1 Sensoreigenschaften

Der Si-Sensor wurde auf Wafern<sup>3</sup> mitproduziert, die für die Sensorproduktion des ATLAS-Pixeldetektors hergestellt wurden. Es handelt sich um 280  $\mu\text{m}$  dickes hochohmiges  $n^-$  dotiertes Silizium, das auf der Vorderseite durch  $p^+$  Implantationen<sup>4</sup> in Pixel strukturiert ist und auf der Rückseite mit Aluminium metallisiert ist. Außen um die Pixel-Matrix herum verläuft ein sogenannter „guard ring“, der durch ein „Chippad“ angeschlossen wird. Der „guard ring“ hat die Aufgabe, Ströme, die nicht im aktiven Sensorvolumen entstehen (z. B. Oberflächenströme) aufzunehmen, so daß die Randpixel nicht von diesen unerwünschten Strömen beeinflusst werden. In Abb. 4.5 ist eine Ausschnitt der Sensorunterseite mit den verschiedenen Implantationen dargestellt. Man erkennt die quadratischen Pixel-Implantationen und verschiedene Kontaktflächen („Bumpbondpads“) in den Pixeln, über die die Pixel des Auslesechips kontaktiert werden. Für den universellen Einsatz mit anderen Auslesechips wurden mehrere „Bumpbondpads“ pro Pixel vorgesehen, aber am Ende wird jede Pixelzelle über ein „Bumpbondpad“ angeschlossen. Direkt um die Pixelmatrix herum verläuft der „guard ring“ gefolgt von einer Anzahl weiterer Ringe,

<sup>3</sup> Wafer ist der übliche Name für runde Halbleitermaterial-Scheiben, aus denen Chips oder Sensoren hergestellt werden.

<sup>4</sup> Der Zusatz + und - bei Dotierangaben bedeutet stark bzw. schwach dotiert.

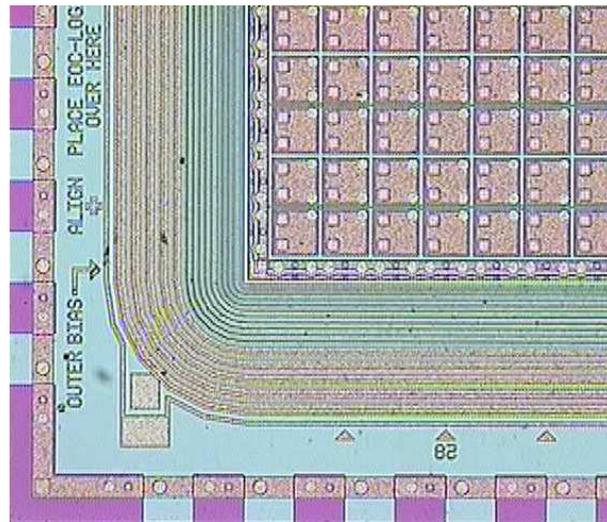


Abb. 4.5: Foto einer Ecke der Si-Sensorunterseite (Größe der Pixel:  $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ )

sogenannter „Bias“ Ringe. Diese Ringe haben die Aufgabe, das hohe Depletionspotential, welches im Randbereich des Sensors existiert, kontrolliert auf Vorverstärkerpotential abzubauen. MPEC-Chip und Si-Sensor wurden durch ein Solder-Bump Bond-Verfahren<sup>5</sup> verbunden, welches vom Fraunhofer Institut für Zuverlässigkeit und Mikrointegration [55] durchgeführt wurde. Bei diesem Prozeß, mit dem auf jeden Pixel des Auslesechips ein PbSn-Kügelchen aufgebracht wird, handelt es sich um ein Planarverfahren, für das komplette Wafer benötigt werden. Da jedoch bei Prototypentwicklungen Chips nur in kleinen Stückzahlen hergestellt werden, liegen die MPEC-Chips als Einzelstücke vor und müssen für das Verfahren speziell vorbereitet werden. Dazu wird in einen Si-Wafer („Dummy-Wafer“) ein Loch geschnitten, in das ein einzelner MPEC Chip exakt hineinpaßt. Dieser Wafer kann dann mit den Solder-Bump Verfahrensschritten weiterverarbeitet werden, und am Ende wird der mit den PbSn-Kügelchen versehene Chip wieder entnommen. Anschließend werden Auslesechip und Sensor durch „Flip-Chip Bump Bonding“ miteinander kontaktiert. In diesem Verfahren wurde ein einziger Einzel-Chip Si-Detektor aufgebaut, da nur wenige Sensoren zur Verfügung standen. Abb. 4.6 zeigt den Detektor, der auf der Detektor-Hybrid Platine aufgeklebt und mit „Wirebonds“ kontaktiert ist.

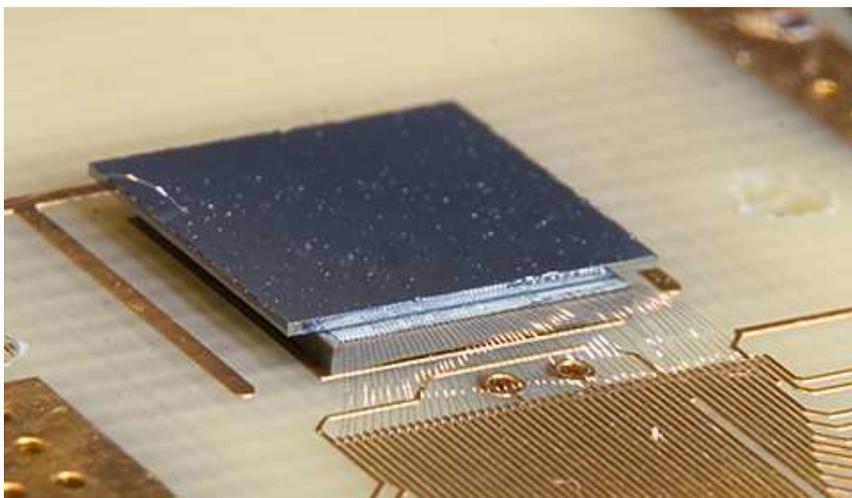


Abb. 4.6: Einzel-Chip Si-Detektor

<sup>5</sup> Beschreibung des Verfahrens s. Abschnitt A.1

Für den Betrieb des Detektors wird eine positive Spannung an die Rückseite des Sensors angelegt, so daß die p-Implantationen der Pixel mit dem n-dotierten Material des restlichen Sensors eine in Rückwärtsrichtung gepolte Diode ergeben. Ein solcher Diodendetektor (Dicke 280  $\mu\text{m}$ ) ist bei Spannungen ab ca. 80 V vollständig depletiert, d.h. im gesamten Sensormaterial liegen dann nahezu keine freien Ladungsträger mehr vor. Es existiert nur noch ein geringer Leckstrom aufgrund von verbleibenden Störstellen und von thermisch angeregten Ladungsträgerpaaren. Dieser Leckstrom ist jedoch äußerst gering, typischerweise wenige 10 nA/cm<sup>2</sup>. In Abb. 4.7 ist der Leckstrom  $I_{Leck}$  im sensitiven Volumen des Sensors und der Leckstrom  $I_{Guard}$  in den „guard ring“ als Funktion der Depletionsspannung dargestellt.

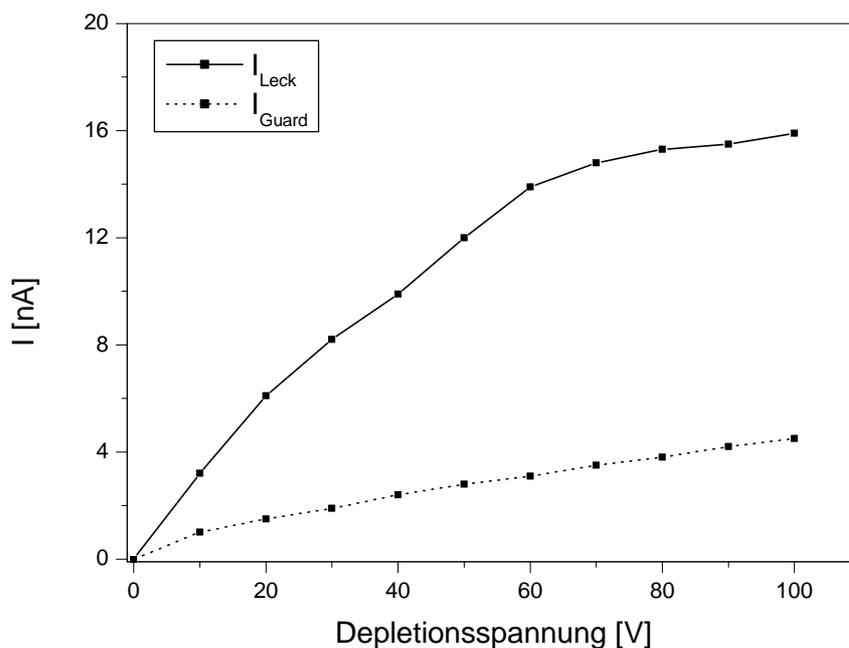


Abb. 4.7: Leckstrom  $I_{Leck}$  im sensitiven Volumen des Sensors und der Strom  $I_{Guard}$  in den „guard ring“ als Funktion der Depletionsspannung. Die Summe beider Ströme ist der Gesamtstrom, der in den Rückkontakt des Sensors fließt.

Die Aufnahme eines Flatfield Bildes bei Verwendung der Röntgenröhre zeigt Abb. 4.8. Bei diesem Radiogramm sind die Pixelzählraten Grauwert-kodiert, und es gilt wie bei allen in dieser Arbeit gezeigten Radiogrammen wenn nicht explizit anders vermerkt:

- Die Skalierung der Zählraten ist linear.
- Die dunkle Grundfarbe (schwarz) bedeutet eine geringe Zählrate, die helle Grundfarbe (weiß) eine hohe.
- Pixel, die die maximale Zählrate übersteigen haben die gleiche Farbe wie das Zählratenmaximum (weiß).
- Pixel, die die minimale Zählrate unterschreiten bzw. die die Zählrate 0 haben (typischerweise „tote“ Pixel) haben die gleiche Farbe wie das Zählratenminimum (schwarz).

Da bei einer Flatfield Aufnahme alle funktionierenden Pixel eine vergleichbare Zählrate aufweisen, können defekte Pixel mit zu geringer oder zu hoher Zählrate als schwarze bzw. weiße Pixel identifiziert werden. Beim vorliegenden Si-Detektor erkennt man 22 „tote“ Pixel und keine

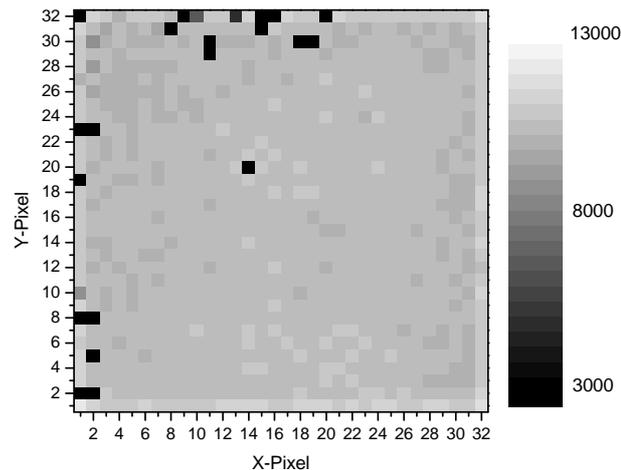


Abb. 4.8: Aufnahme eines Flatfields des Si-Detektors mit der Röntgenröhre (mit Schwellen-Feinjustierung)

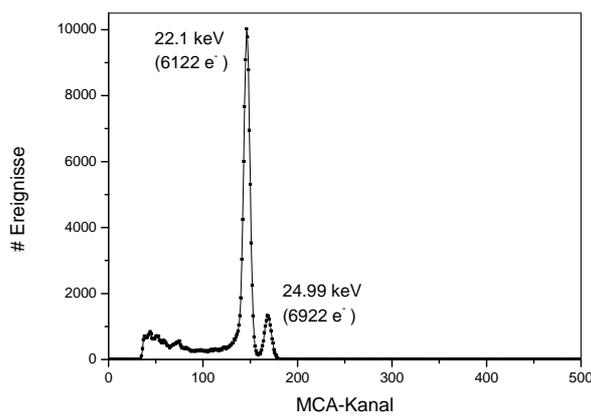
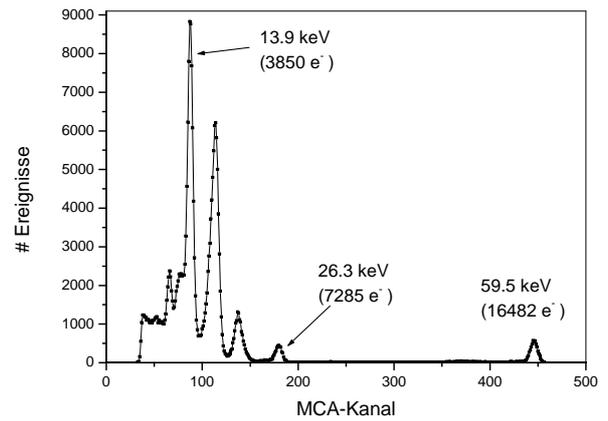
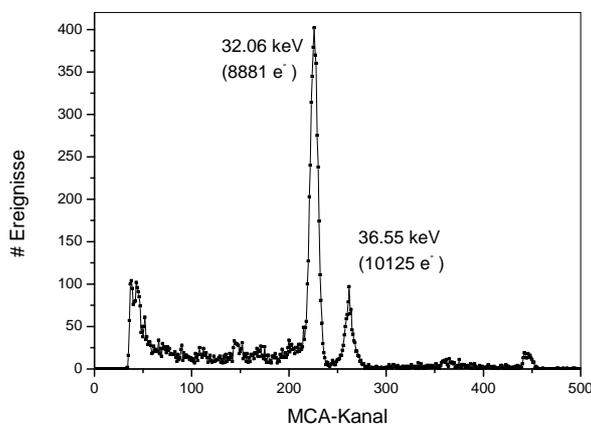
Rausch-Pixel (Rausch-Pixel sind Pixel, die aufgrund von defekter Elektronik beständig Treffer liefern). Das Verhältnis von funktionierenden Pixeln zur Anzahl aller Pixel wird „bump yield“ genannt und beträgt hier 97,9 %. Dieser Wert ist für einen Prototypdetektor gut, vor allem unter Berücksichtigung der speziellen mechanischen Handhabung der einzelnen Chips während des „Bump-Bonding“ Verfahrens (Verwendung eines Dummy-Wafers). Insbesondere ist bei der Handhabung der Randbereich des Detektors kritisch, wo sich folglich auch die meisten defekten Pixel befinden. Allerdings sollte erwähnt werden, daß dieses Bump-Bond Verfahren bei Verwendung ganzer Elektronik-Chip Wafer mittlerweile sehr erfolgreich angewendet wird. Im Rahmen der Produktion der Multi-Chip Module für den ATLAS-Pixeldetektor wurde standardmäßig ein „bump yield“ von  $> 99,9$  % erreicht, wobei mit einem im Vergleich zum MPEC noch geringeren „Pixelpitch“ von  $50 \mu\text{m}$  gearbeitet wurde.

#### 4.2.2 Energieeichung des Detektors durch Spektren radioaktiver Quellen

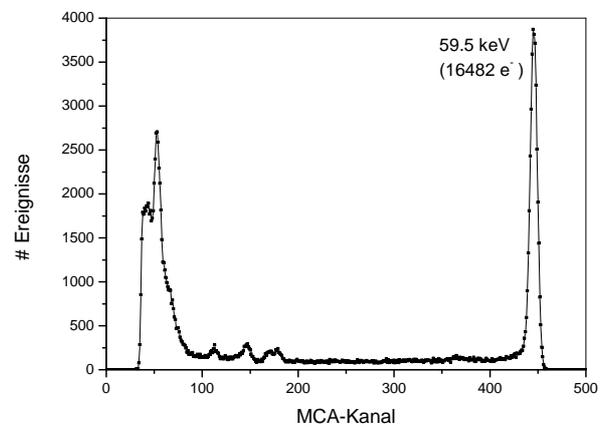
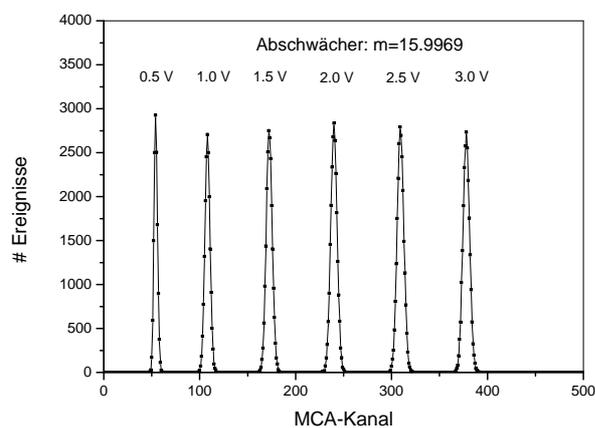
Der Testpixel des Si-Detektors erlaubt die Aufzeichnung der Vorverstärkeramplitude, so daß Spektren von radioaktiven Quellen als Pulshöhenhistogramme aufgenommen werden können. Durch Vergleich der Lage der Gamma- bzw. Röntgenlinien mit Linien, die durch Injektionspulse aufgenommen werden, kann eine Eichung der Injektionskapazität erfolgen. Erst der genaue Wert der Injektionskapazität ermöglicht die absolute Eichung der Schwellenscans. Für die Erstellung der Pulshöhenhistogramme wird ein Multi-Channel-Analyser (MCA) verwendet, der mittels eines selbstauslösenden Analog-Digital Wandlers (ADC) automatisch die Amplitude des Vorverstärkerpulses mißt und in einem Histogramm abspeichert<sup>6</sup>. Für die Aufzeichnung muß das Vorverstärkersignal des Testpixels zunächst verstärkt werden. Dies geschieht mit zwei hintereinandergeschalteten auf dem Chip integrierten Sourcefolgern (Widerstand des 2. Sourcefolgers ist ein externer Widerstand auf der Detektor-Hybrid Platine) und einem invertierenden schnellen Spannungsverstärker (Operationsverstärker Burr-Brown OPA 621 [57]). Abb. 4.9 zeigt verschiedene Spektren, die mit diesem System aufgenommen wurden.

Die  $^{241}\text{Am}$ -Spektren von Abb. 4.9(b) und 4.9(d) wurden mit zwei Präparaten aufgenommen, die jeweils eine andere Kapselung besitzen. Das Präparat, welches zu Abb. 4.9(b) gehört, ist in einem wenig absorbierenden Kunststoffplättchen eingesetzt, so daß die niederenergetischen Photonen

<sup>6</sup> Als MCA wurde die PC-Einsteckkarte Trump-PCI von Ortec [56] verwendet.

(a) Spektrum  $^{109}\text{Cd}$ (b) Spektrum  $^{241}\text{Am}$  („Kunststoffplättchen“)

(c) Röntgenfluoreszenz-Spektrum Ba

(d) Spektrum  $^{241}\text{Am}$  („Messingbalken“)

(e) Durch Injektionspulse erzeugtes Spektrum

Abb. 4.9: Mit dem MPEC-Testpixel und MCA-System aufgenommene Spektren

weniger stark unterdrückt sind als bei dem anderen  $^{241}\text{Am}$ -Präparat. Beim dem Ba-Spektrum (Abb. 4.9(c)) handelt es sich um die beiden Röntgenfluoreszenzlinien der K-Schale ( $K_\alpha$  und  $K_\beta$ ). Diese werden erzeugt, indem ein Ba-Plättchen mit den 60 keV Photonen einer  $^{241}\text{Am}$  Quelle

bestrahlt wird<sup>7</sup>. Ein Teil dieser primären 60 keV Photonen, die nicht vom Ba absorbiert wurden, ist auch im Spektrum als Linie mit geringer Höhe zu erkennen. Bei allen dargestellten Spektren erkennt man, daß die Linien eine geringe Breite haben und daß sie relativ symmetrisch bezüglich ihrer jeweiligen ansteigenden und abfallenden Flanke sind. Die geringe Breite deutet auf ein geringes Rauschen des Detektorsystems hin (quantitative Aussagen dazu s. Abschnitt 4.2.3), und die Liniensymmetrie sagt aus, daß eine fast vollständige Ladungssammlung vorliegt. Denn bei unvollständiger Ladungssammlung werden Ereignisse, die normalerweise an der Linienposition eingeordnet würden, solchen Kanalzahlen zugeordnet, die zu niedrigeren Energien gehören. Als Folge wäre die Linienflanke zu niedrigen Energien hin stark verbreitert und der Bereich zwischen verschiedenen Linien besitzt viele Einträge (englisch: Peak-Tail). Unvollständige Ladungssammlung liegt vor, wenn beispielsweise Ladungsträger im Sensormaterial in „Trapping“ Zentren eingefangen werden. Auch kann unvollständige Ladungssammlung nicht vermieden werden, wenn ein Detektor sehr kleine Pixel besitzt (s. z. B. [58]). Denn bei einer typischen Größe einer Ladungswolke von 10 – 20  $\mu\text{m}$  (je nach Photonenenergie und Driftstrecke im Detektor) kommt es zu Ladungsteilung auf mehrere Pixel, wenn die Ladungsträger im Randbereich eines Pixels erzeugt werden („Split-Events“).

Um nun die Bestimmung der Injektionskapazität  $C_{inj}$  vornehmen zu können, werden einige der Linienpositionen gegen die entsprechenden Photonenenergien aufgetragen (s. Abb. 4.10(a)). Ebenso werden Spannungswerte der Injektionspulse aufgetragen (s. Abb. 4.10(b)), wobei im Experiment die Injektionspulse auf einen resistiven Spannungsteiler gegeben werden, bevor sie zum Chip gelangen. Die Verwendung eines Spannungsteilers bringt den Nutzen, daß der Pulser hohe Spannungswerte liefern kann (Größenordnung: einige 100 mV bis wenige Volt), die erst unmittelbar vor dem Chip durch den Spannungsteiler auf die gewünschten kleinen Werte reduziert werden. Der Vorteil eines hohen Pulser-Spannungswertes, der erst am Chip heruntergeteilt wird, liegt in dem besseren Signal-Rausch Verhältnis des Pulses, der dann in den Chip gelangt. Für die weitere Auswertung werden an die Kurven normalerweise Ausgleichsgeraden angepaßt. Jedoch tritt in dem hier verwendeten Datennahmesystem eine deutliche Nichtlinearität auf. Diese Nichtlinearität ist durch den MCA verursacht, der außerhalb seiner Spezifikationen verwendet werden muß<sup>8</sup>. Denn normalerweise müssen die von dem MCA zu verarbeitenden Pulse eine Zeitkonstante (bzw. „Peaking Time“ oder Anstiegszeit) von mindestens 250 ns haben. Die vom MPEC erzeugten Pulse unterschreiten diese Zeitkonstante jedoch um ca. einen Faktor 2 (insbesondere bei kleinen Pulshöhen), was zu dieser Nichtlinearität führt. Trotz der Nichtlinearität kann mit dem MPEC-MCA System dennoch die Größe der Injektionskapazität  $C_{inj}$  ermittelt werden, da die Eigenschaft der Injektionskapazität – nämlich der proportionale Zusammenhang zwischen Spannung und Ladung – unberührt bleibt. Um  $C_{inj}$  berechnen zu können, wird daher an die Eichkurven der Abb. 4.10 jeweils ein Polynom 2. Grades angepaßt:

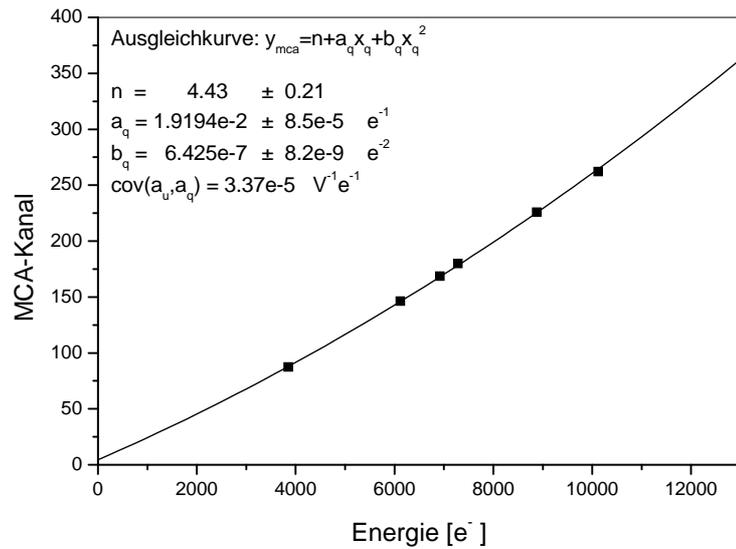
$$y_{mca} = n + a_q x_q + b_q x_q^2 \quad (4.1)$$

$$y_{mca} = n + a_u x_u + b_u x_u^2 \quad (4.2)$$

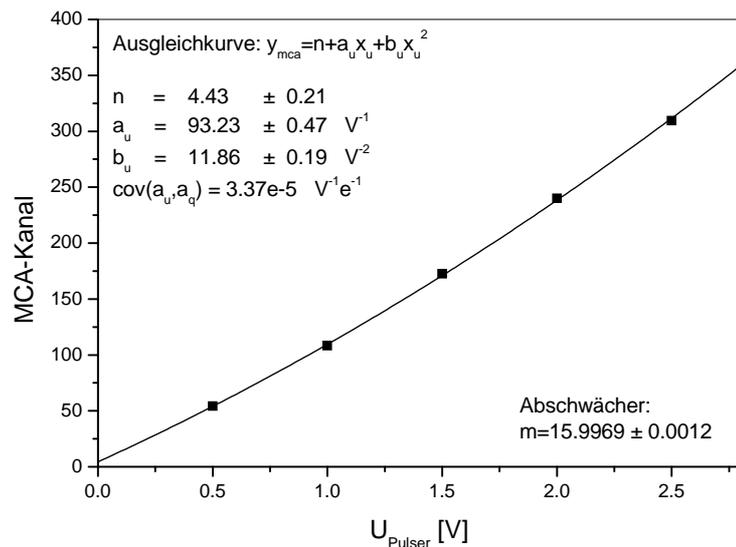
Dabei bezeichnet  $x_q$  die Ladungsmenge, die durch ein absorbiertes Photon im Sensor deponiert wird, und  $x_u$  die Pulserspannung, die über den Spannungsteiler mit Teilungsverhältnis  $m = U_{in}/U_{out}$  an die Injektionskapazität  $C_{inj}$  angelegt wird. Da sowohl bei der Quellenmessung als auch bei der Aufnahme der Injektionspulse das System den gleichen „Nullpunkt“ haben sollte, ist sowohl in der Anpassungskurve für die Quellenmessung (4.1) als auch in der Anpassungskurve für die Injektionspulse (4.2) der gleiche Achsenabschnitt  $n$  gewählt. Dadurch sind

<sup>7</sup> Mittels eines Drehrads können auch Plättchen anderer Materialien ausgewählt werden, so daß man durch die verschiedenen Röntgenfluoreszenzlinien eine „variable“ Röntgenquelle erhält.

<sup>8</sup> Die Linearität des MPEC-Vorverstärkers allein ist in dem betrachteten Energiebereich hinreichend gut, vgl. Abb. 4.11 am Ende dieses Abschnitts.



(a) Eichkurve für die Umrechnung  $e^-$  in MCA-Kanäle (Datenpunkte s. Abb. 4.9)



(b) Eichkurve für die Umrechnung Injektionsspannung  $U_{\text{Pulser}}$  in MCA-Kanäle (Datenpunkte s. Abb. 4.9)

Abb. 4.10: Polynome 2. Grades als Anpassungskurven für die Datenpunkte der Eichmessung (Fehler der Datenpunkte sind zu klein, um eingezeichnet zu werden)

beide Gleichungen nicht mehr unabhängig voneinander, und der Algorithmus für die Bestimmung der Koeffizienten muß beide Ausgleichskurven gleichzeitig optimieren (mittels eines  $\chi^2$ -Fits). Um nun die Injektionskapazität  $C_{inj}$  berechnen zu können, wird der bei einer Kapazität proportionale Zusammenhang zwischen Spannung und Ladung folgendermaßen formuliert:

$$C_{inj} = \frac{x_q}{x_u/m} \quad (4.3)$$

Wird nun  $x_q$  in (4.1) durch (4.3) ersetzt, erhält man:

$$y_{mca} = n + a_q \frac{C_{inj}}{m} x_u + b_q \left( \frac{C_{inj}}{m} \right)^2 x_u^2 \quad (4.4)$$

Durch Vergleich der Koeffizienten der linearen Terme von (4.2) und (4.4) erhält man für  $C_{inj}$  folgenden Ausdruck:

$$C_{inj} = \frac{a_u}{a_q} m \quad (4.5)$$

Der Koeffizientenvergleich der quadratischen Terme wird in die Berechnung von  $C_{inj}$  nicht miteinbezogen, da die Koeffizienten der quadratischen Terme einen größeren Fehler besitzen. Berechnet man nun ausgehend von (4.5) den Fehler  $\Delta C_{inj}$ , so ist dieser von den beiden Parametern der Ausgleichskurven  $a_u$ ,  $a_q$  und dem Abschwächer  $m$  bestimmt. Da der Abschwächer auf  $10^{-4}$  genau vermessen wurde, sind in der Fehlerrechnung nur  $a_u$  und  $a_q$  berücksichtigt, deren Fehler in der Größenordnung  $10^{-3}$  liegen. Die beiden Parameter  $a_u$  und  $a_q$  sind miteinander korreliert, so daß als Fehlerformel verwendet wird [59]:

$$(\Delta C_{inj})^2 = \left( \frac{\partial C_{inj}}{\partial a_u} \Delta a_u \right)^2 + \left( \frac{\partial C_{inj}}{\partial a_q} \Delta a_q \right)^2 + 2 \frac{\partial C_{inj}}{\partial a_u} \frac{\partial C_{inj}}{\partial a_q} \text{cov}(a_u, a_q) \quad (4.6)$$

Nach numerischer Berechnung der Ausgleichskurven (Ergebnisse für die Kurvenparameter s. Abb. 4.10) erhält man mit (4.5) und (4.6) als Wert für die Injektionskapazität:

$$C_{inj} = 12,448 \pm 0,034 \text{ fF} \quad (4.7)$$

Durch diese Messung ist jedoch nur die Injektionskapazität eines einzelnen Pixels bestimmt worden. Möchte man eine Angabe machen über die Unsicherheit des Wertes der Injektionskapazitäten aller Pixel eines Chips, muß man berücksichtigen, daß eine Streuung der Kapazitätswerte aufgrund von Schwankungen im Herstellungsprozeß existiert. Diese Streuung kann man typischerweise mit 1 % abschätzen, die folglich auch maßgeblich für die Kenntnis des mittleren Wertes aller Injektionskapazitäten ist. Demnach gilt dann bezüglich des gesamten Chips:

$$\bar{C}_{inj} = 12,45 \pm 0,12 \text{ fF} \quad (4.8)$$

Um eine Aussage über die Linearität des MPEC-Vorverstärkers ohne MCA-System machen zu können, mißt man die Vorverstärkeramplitude des Testpixels mit Hilfe eines Oszilloskops als Funktion der eingepulsten Ladungsmenge. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 4.11 dargestellt. Man erkennt eine gute Linearität bis ca. 3400 mV (entspricht ca. 16000  $e^-$  bzw. 60 keV Photonen). Für höhere Energien ist der Detektor aber ebenfalls geeignet, auch wenn nicht mehr die gleiche Linearität vorliegt.

### 4.2.3 Rauschen und Schwellenverteilung

Das Rauschen und die Schwellenverteilung wird wie bei den Messungen ohne Sensor durch Schwellenscans bestimmt. Obwohl es beim MPEC im Doppelschwellenbetrieb zu Problemen mit der Fensterlogik kommt (vgl. Abschnitt 2.5.2), konnte bei diesem vorliegenden Einzel-Chip Si-Detektor durch Variation der Versorgungsspannungen ein Arbeitspunkt gefunden werden, bei dem die Fensterlogik für die allermeisten Pixel funktioniert. Dabei zeigte sich, daß die digitalen Versorgungsspannungen deutlich höher eingestellt werden mußten, obwohl niedrige digitale Versorgungsspannungen für ein reduziertes Digital-Analog Übersprechen von Vorteil sind. Die Rausch- und Schwellendispersionswerte des Detektors faßt Tab. 4.1 zusammen. Man sieht, daß die Schwellendispersion des Si-Detektors ohne Feinjustierung vergleichbar ist mit der eines MPEC ohne Sensor (vgl. Tab. 2.2), und mit Feinjustierung können wiederum sehr kleine Werte erzielt werden. Das Rauschen ist mit 85  $e^-$  sehr niedrig, und die Zunahme gegenüber dem Rauschen eines Chips ohne Sensor (52  $e^-$ ) liegt daran, daß durch den vorhandenen Sensor und zu einem

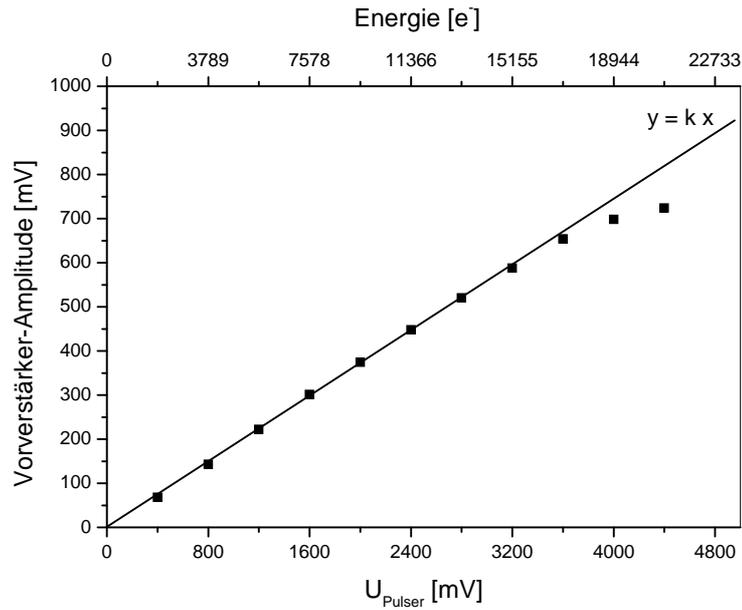


Abb. 4.11: Linearität des MPEC-Vorverstärkers mit Si-Detektor gemessen am Testpixel

	Rauschen ENC [ e <sup>-</sup> ]	Schwellendispersion $\sigma_S$ [ e <sup>-</sup> ]	
		ohne Feinjustierung	mit Feinjustierung
Untere Schwelle ( $\approx 2000$ e <sup>-</sup> )	$82 \pm 1$	$149 \pm 1$	$9,9 \pm 0,4$
Obere Schwelle ( $\approx 3000$ e <sup>-</sup> )	$88 \pm 1$	$166 \pm 5$	$9,9 \pm 0,3$
Mittelwert	$85 \pm 3$	$158 \pm 9$	$9,9 \pm 0,2$

Tab. 4.1: Rauschen und Schwellenverteilung des Einzel-Chip Si-Detektors im Doppelschwellenbetrieb

geringeren Teil auch durch die auf dem MPEC aufbrachten Blei-Zinn Kügelchen eine größere Lastkapazität am Vorverstärkereingang anliegt. Die Zunahme des Rauschwertes ENC mit der Detektorkapazität  $C_D$  kann durch eine lineare Beziehung beschrieben werden:

$$\text{ENC} = \text{ENC}_0 + k \cdot C_D \quad (4.9)$$

Dabei bezeichnet  $\text{ENC}_0$  das Rauschen des Verstärkers ohne Sensor. Mit dem für den MPEC-Vorverstärker in [21] bestimmten Wert  $k = (0,32 \pm 0,05)$  e<sup>-</sup>/fF errechnet man als Detektorkapazität:

$$C_{D, Si} = 103 \pm 16 \text{ fF} \quad (4.10)$$

Das Rauschen kann auch aus einem aufgenommenen Spektrum einer radioaktiven Quelle bestimmt werden unter der Annahme, daß die Linienbreite vom elektrischen Rauschen dominiert wird. Abb. 4.12 zeigt das Spektrum von <sup>109</sup>Cd als Pulshöhenhistogramm aufgenommen mit dem Testpixel. Durch Anpassen einer Gauß-Funktion an die Hauptlinie bestimmt man ihre  $\sigma$ -Breite, die dem Rauschen des Pixels entspricht:

$$\text{ENC}_{\text{Peak}} = 128 \pm 2 \text{ e}^- \quad (4.11)$$

Um die Konsistenz dieses Meßwertes mit dem Ergebnis der Schwellenscan-Messungen beurteilen zu können, sollte dieser Wert nicht mit dem Rausch-Mittelwert von  $85$  e<sup>-</sup> aus Tab. 4.1

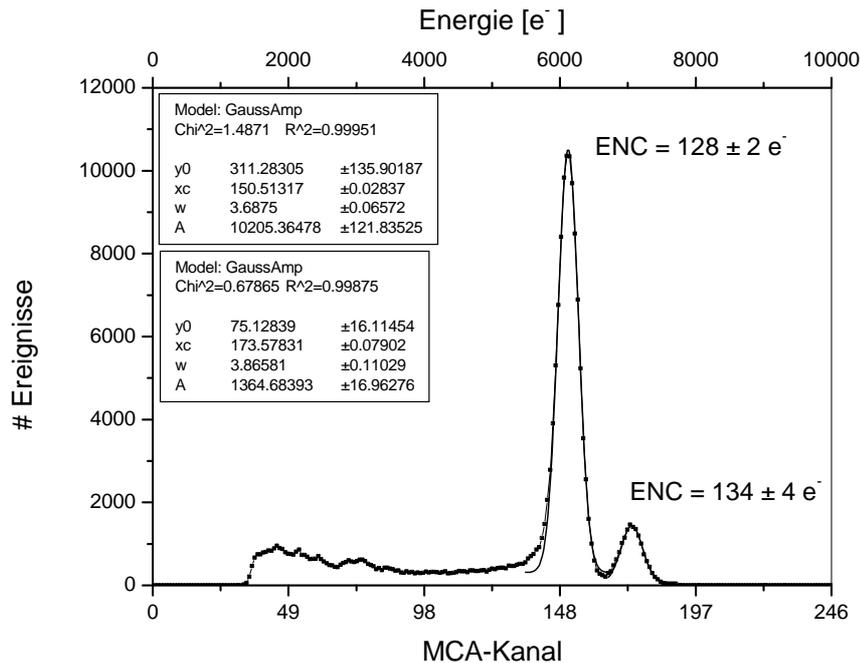


Abb. 4.12: Spektrum von  $^{109}\text{Cd}$ . An die 22,1 keV ( $6122 e^-$ ) und 24,99 keV ( $6922 e^-$ ) Linie wird jeweils eine Gaußkurve angepaßt. Durch die beiden Linien wird automatisch eine Eichung des MCAs gegeben, was eine direkte Berechnung der  $\sigma$ -Breite als ENC-Rauschwert ermöglicht.

verglichen werden, sondern mit dem Wert, den man für einen Schwellenscan des Testpixels bei der gegebenen Linienenergie von ca.  $6500 e^-$  erhält. Denn zum einen haben die Randpixel eine größere effektive Fläche und dadurch eine größere Detektorkapazität, und zum anderen ist beobachtbar, daß Rauschen und Schwellendispersion zu höheren Energien hin zunehmen. Mit dem Schwellenscan mißt man bei ca.  $6500 e^-$  für den Testpixel ein Rauschen von  $115 \pm 6 e^-$ . Dieser Wert ist kleiner als der, den die Spektrenmessung liefert. Dies kann dadurch begründet werden, daß die zusätzlichen Verstärkerstufen des Testpixels für die Aufnahme des Analogsignals noch einen weiteren Rauschbeitrag liefern (die zusätzlichen Verstärkerstufen werden nicht für die Schwellenscan-Messung benötigt). Zwar befinden sich normalerweise die dominierenden Rauschquellen am Eingang des Vorverstärkers, aber zusätzliches Rauschen oder der Einfang von Störsignalen läßt sich bei einer mehrstufigen Verstärkerschaltung nicht immer vermeiden.

### 4.3 Bildhomogenität des Einzel-Chip Si-Detektors

Für die Charakterisierung eines bildgebenden Detektorsystems ist die Bildhomogenität von Bedeutung (Definition der Homogenität  $H_\sigma$  bzw.  $H_{\bar{n}}$ : s. Abschnitt 3.1). Die Bildhomogenität wurde unter vier verschiedenen Bedingungen vermessen:

1. Detektorbetrieb ohne Schwellen-Feinjustierung
2. Detektorbetrieb mit Schwellen-Feinjustierung, wobei die Einstellungen der Schwellen durch Schwellenscans bestimmt wurde.
3. Detektorbetrieb mit Schwellen-Feinjustierung, wobei die Einstellungen der Schwellen durch ein integrales Spektrum bestimmt wurde (Erläuterung des integralen Spektrums folgt in Unterkapitel 4.3.3).

## 4. Detektorbetrieb mit Feinjustierung der Schwellen und zusätzlicher Flatfield Korrektur

In allen Fällen wurde der Detektor mit einem kontinuierlichem Spektrum der Röntgenröhre (Beschleunigungsspannung  $U_B=90$  kV, Filtermaterial 1,5 mm Al) beleuchtet. Bei einer typischen Zählrate von 1 kHz/Pixel wurde die Expositionszeit so gewählt, daß die mittlere Ereigniszahl ca. 10000 Photonen/Pixel betrug. Die globale Schwelle wurde auf ca. 6100  $e^-$  eingestellt, was der 22,1 keV Linie von  $^{109}\text{Cd}$  entspricht. Diese Schwelle wurde gewählt, da sich  $^{109}\text{Cd}$  gut für die Aufnahme eines integralen Spektrums eignet (s. Abschnitt 4.3.3). Die Meßergebnisse der einzelnen Verfahren werden nun in den folgenden Unterkapiteln vorgestellt.

## 4.3.1 Detektor ohne Schwellen-Feinjustierung

Das aufgenommene Flatfield sowie das Histogramm der Zählraten zeigt Abb. 4.13. Mit Hilfe des

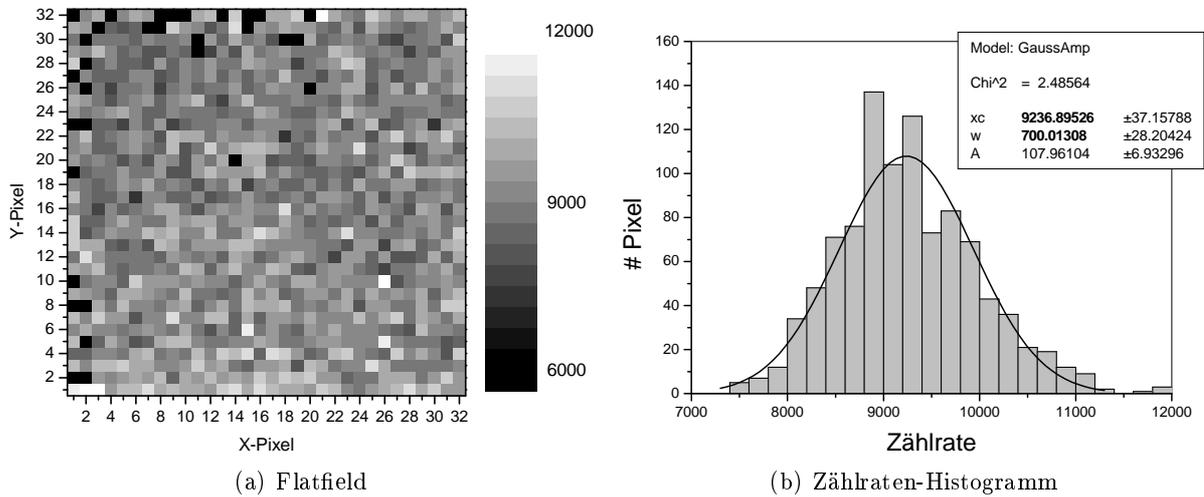


Abb. 4.13: Messung der Homogenität des Detektors ohne Schwellen-Feinjustierung

Histogramms erkennt man Abweichungen von der Normalverteilung der Zählraten, und man kann defekte Pixel, die Zählraten außerhalb des für die Homogenitätsberechnung in Frage kommenden Bereichs liegen, durch eine minimale und maximale Begrenzung herausnehmen. Mit (3.3) und (3.6) ergeben sich folgende Homogenitäten<sup>9</sup>:

$$H_{\sigma} = 0,137 \pm 0,003 \quad (4.12)$$

$$H_{\bar{n}} = 0,94 \pm 0,002 \quad (4.13)$$

Die dieser Messung zugrunde liegende Schwellendispersion beträgt  $\approx 200 e^-$  bei der globalen Schwelle von 6100  $e^-$ . Betrachtet man die Ergebnisse der Simulationen in Abb. 3.3(b) in Abschnitt 3.2, so ist der gemessene niedrige Wert für  $H_{\sigma}$  zu erwarten. Zum Vergleich die berechneten Werte eines idealen Detektors:

$$H_{\sigma,ideal} = 1 \pm 0,02 \quad (4.14)$$

$$H_{\bar{n},ideal} = 0,992 \pm 0,0002 \quad (4.15)$$

<sup>9</sup> Als Fehler sind die nach (D.10) bzw. (D.17) errechneten statistischen Fehler angegeben.

### 4.3.2 Detektor mit Schwellen-Feinjustierung – Justierdaten durch Schwellenscans ermittelt

Für diese Messung wurde der Detektor auf eine Schwelle von  $\approx 6120 e^-$  justiert mit einer Schwellendispersion von  $11 e^-$ . Flatfield Bild und zugehöriges Histogramm zeigt Abb. 4.14. Für die

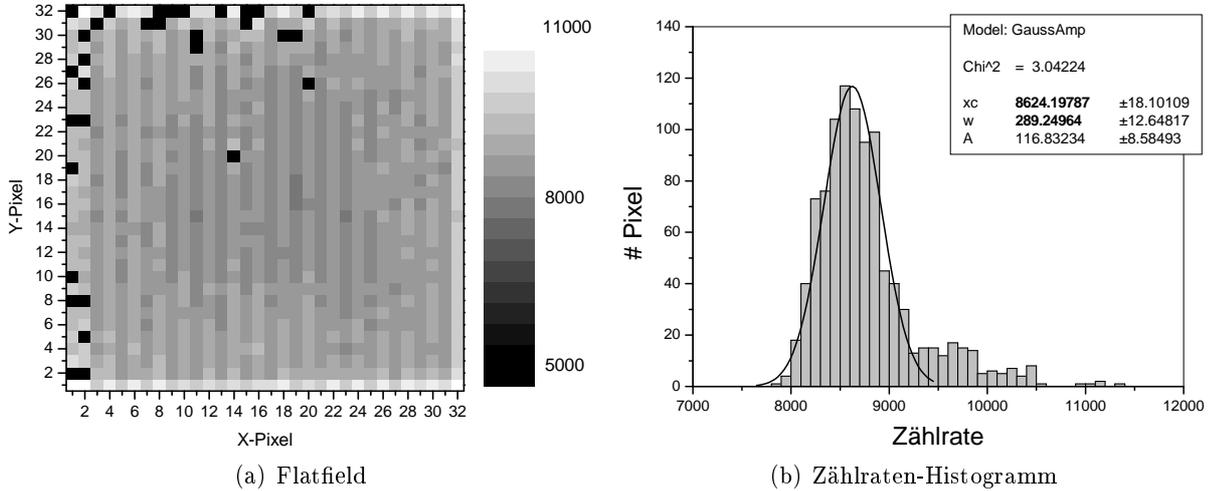


Abb. 4.14: Messung der Homogenität des Detektors mit Schwellen-Feinjustierung (Justierdaten durch Schwellenscans bestimmt)

Homogenitäten ergibt sich:

$$H_{\sigma} = 0,32 \pm 0,008 \quad (4.16)$$

$$H_{\bar{n}} = 0,9712 \pm 0,0007 \quad (4.17)$$

Die Homogenitätswerte haben deutlich zugenommen, aber es gibt auch Auffälligkeiten. Die den Detektor umrahmenden Pixel haben eine erhöhte Zählrate, was auch im Zählraten-Histogramm durch eine zu höheren Zählraten hin auslaufende Flanke der Gaußverteilung erkennbar ist. Diese Zählratenabweichung hat allerdings ihre einfache Ursache in der größeren effektiven Fläche der Randpixel. Darüberhinaus ist aber in der Abbildung des Flatfields eine Spaltenstruktur zu erkennen. Spalten mit geraden Nummern haben eine gegenüber Spalten mit ungeraden Nummern erhöhte Zählrate. Außerdem nimmt die Zählrate zum Zentrum des Detektors hin ab. Weiterhin fällt beim Vergleich mit den Simulationsergebnissen auf, daß bei einer Schwellendispersion von nur  $11 e^-$  für  $H_{\sigma}$  ein ungefähr doppelt so großer Wert um 0,7 zu erwarten wäre bzw. daß die Schwellendispersion ca.  $50 e^-$  betragen müßte (vgl. Abb. 3.3(b) bzw. Abb. 3.3(c)). Diese Abweichungen zu der erwarteten Zählratenverteilung werden im Zusammenhang mit einer anderen Methode der Schwellen-Feinjustierung im nächsten Abschnitt erklärt.

### 4.3.3 Detektor mit Schwellen-Feinjustierung – Justierdaten durch integrales Spektrum ermittelt

Um ein integrales Spektrum zu bestimmen, nimmt man die Zählraten zu einer Reihe von Diskriminatoreinstellungen auf, die in gleichmäßigen Abständen über einen Bereich variiert wurden. Beginnt man bei einem hohen Schwellenwert als Referenzpunkt und verfährt die Schwelle schrittweise zu niedrigen Werten, wird das Integral des eingestrahnten Spektrums als Funktion der Schwelle bzw. Diskriminatoreinstellung dargestellt. Dabei ist der Referenzpunkt die obere Grenze des Integrals, und die Schwelle ist als Funktionswert die untere Grenze des Integrals. Abb.

4.15(a) zeigt das integrale Spektrum von  $^{109}\text{Cd}$ , das mit einem einzelnen Pixel aufgenommen wurde. Da die Kurve durch statistische Schwankungen der Zählrate verrauscht ist, ist eine geglättete

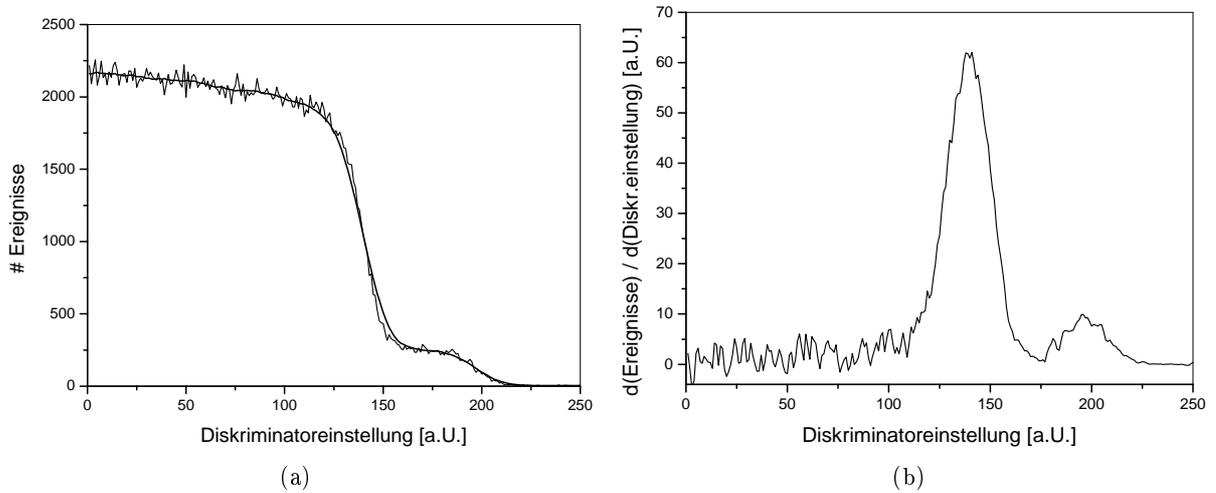


Abb. 4.15: Integrales Spektrum (a) von  $^{109}\text{Cd}$ . Neben den Meßwerten ist eine geglättete Kurve eingezeichnet. Wird diese differenziert, erhält man das ursprüngliche Spektrum (b) von  $^{109}\text{Cd}$ .

Kurve berechnet und miteingezeichnet worden. Wird diese Kurve dann differenziert, erhält man die Form des ursprünglichen Spektrums wieder, wie in Abb. 4.15(b) gezeigt. Anhand solcher Meßkurven kann für jeden Pixel die zur 22,1 keV Linienposition zugehörige Schwelle bestimmt werden, wodurch dann eine absolute Energieeichung jedes Pixels gegeben ist. Idealerweise würde man mit einem Algorithmus für jeden Pixel den Maximalwert der geglätteten und differenzierten Meßkurve bestimmen und dann daraus den Schwellenwert ermitteln. Es wird jedoch die Annahme gemacht, daß sich bei einem Si-Sensor die Pixel in ihren Effizienzen kaum unterscheiden, und somit vergleichbare Spektren liefern. Dann kann für alle Pixel eine absolute Energieeichung auch dadurch erreicht werden, indem für jeden Pixel der Schwellenwert bestimmt wird, der zu einer fest gewählten Zählrate des integrierten Spektrums gehört. Dabei ist es günstig, die Diskriminatoreinstellung zu wählen, bei der die Zählratenänderung am größten ist. Diese Stelle entspricht dem Maximum des Spektrums, d.h. der Stelle wo sich die Linienposition befindet. Mit dieser Methode wurde der Detektor auf  $\approx 6120\text{ e}^-$  justiert und ein Flatfield Bild aufgenommen. Das Ergebnis zeigt Abb. 4.16. Visuell ist schon ein homogeneres Ansprechverhalten des Detektors zu erkennen, und aus den Meßdaten errechnet man:

$$H_{\sigma} = 0,62 \pm 0,01 \quad (4.18)$$

$$H_{\bar{n}} = 0,9872 \pm 0,0003 \quad (4.19)$$

Stellt man dem Wert  $H_{\sigma} = 0,62$  die Simulationsergebnisse von Abb. 3.3(b) bzw. Abb. 3.3(c) gegenüber, läßt sich sagen, daß in der Messung eine Feinjustierung von ca.  $10\text{ e}^-$  erreicht wurde. Daher kann davon ausgegangen werden, daß der hier verwendete Datensatz an Diskriminatoreinstellungen zu genauer bestimmten Schwellen führt als der Datensatz, der das Ergebnis (4.16) des vorhergehenden Abschnitts liefert. Um zu diesen unterschiedlichen Ergebnissen Erklärungen finden zu können, werden die Differenzen beider Datensätze aufgetragen, und man erhält die in Abb. 4.17 gezeigte 2-dimensionale Verteilung als Funktion der Pixelposition. Die positiven Werte geben das Maß an, um wieviel die Schwellen, die mit Schwellenscans bestimmt wurden, höher sind als die Schwellen des „besseren“ Datensatzes, der zu einer höheren Homogenität führt. Es zeigt sich, daß eine systematische Abweichung der Schwellenwerte existiert. Man sieht eine Spaltenstruktur, bei der Spalten mit geraden Nummern einen stärkeren Unterschied aufweisen als

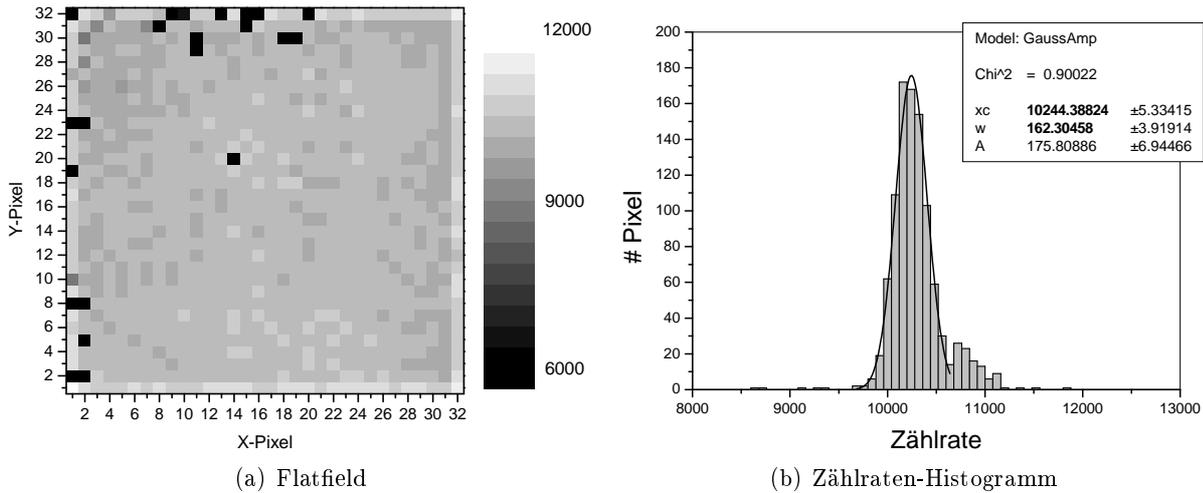


Abb. 4.16: Messung der Homogenität mit Schwellen-Feinjustierung (Justierdaten durch integrales Spektrum bestimmt)

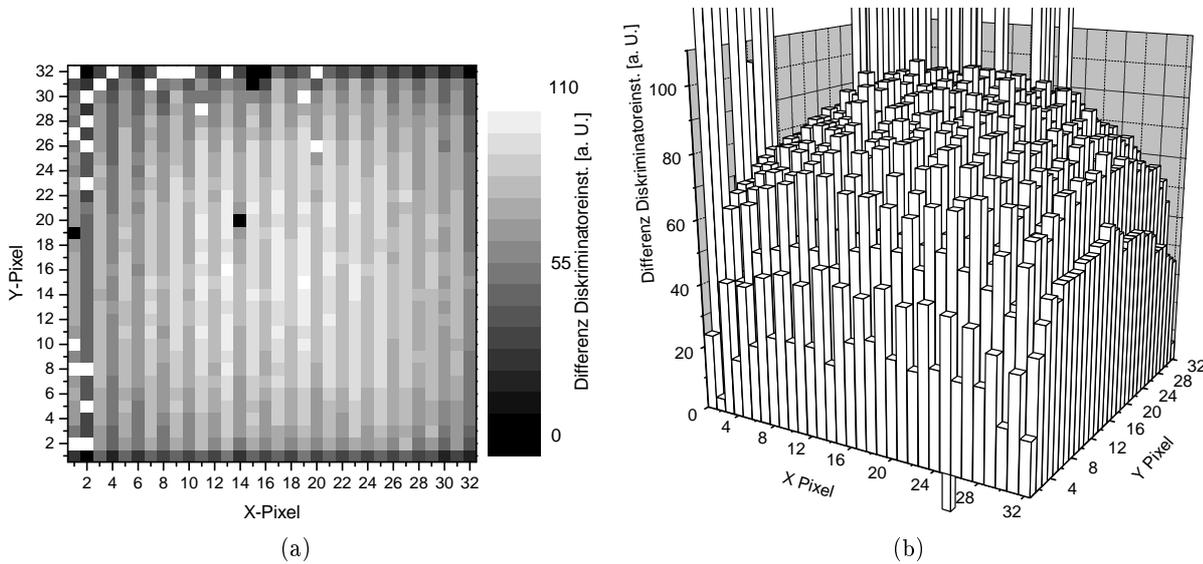


Abb. 4.17: Differenzen der Diskriminatorereinstellungen beider Datensätze als Grauwert-kodierte Darstellung (a) und als Säulendiagramm (b)

Spalten mit ungeraden Nummern. Außerdem ist zu erkennen, daß die Abweichungen zur Mitte des Detektors hin zunehmen. Diese systematischen Abweichungen entsprechen den Auffälligkeiten des Flatfield Bildes in Abb. 4.14(a) und liefern eine Erklärung für diese. Denn die Pixel, die eine stärkere Abweichung zu einer fehlerhaften hohen Schwelle haben (in Abb. 4.17(a) sind das die hellen Pixel) führen zu einer verringerten Zählrate (in Abb. 4.14(a) entspricht das den dunklen Pixeln).

Die Zählratenunterschiede in Abb. 4.14, die bei benachbarten Spalten existieren, können ebenfalls mit der Betrachtung von integralen Spektren erklärt werden. Dazu nimmt man von zwei benachbarten Spalten mit justierten Diskriminatoren die integralen Spektren auf. In Abb. 4.18(a) sind diese von 10 Pixeln für den Fall gezeigt, bei dem der Diskriminator-Datensatz durch Schwellenscans bestimmt wurde, und Abb. 4.18(b) zeigt diese für den Fall, bei dem der Diskriminator-Datensatz durch integrale Spektren bestimmt wurde. Es ist erkennbar, daß im Fall des „bes-

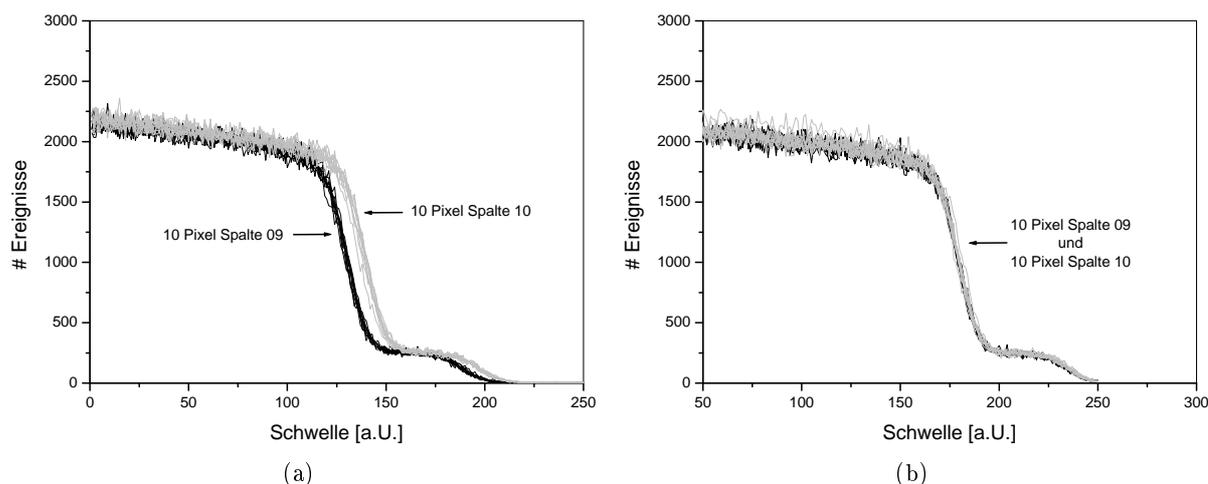


Abb. 4.18: Integrale Spektren von jeweils 10 Pixeln zweier benachbarter Spalten: (a) Justierdaten durch Schwellenscan bestimmt, (b) Justierdaten durch integrale Spektren bestimmt.

seren“ Datensatzes (Diskriminator-Datensatz durch integrale Spektren bestimmt) die Pixel von beiden benachbarten Spalten gleich justiert sind und somit die Spektren aufeinander liegen (Abb. 4.18(b)). Im Fall des durch Schwellenscans bestimmten Datensatzes (Abb. 4.18(a)) sieht man, daß die Pixel der gleichen Spalte zwar untereinander gleich justiert sind, aber daß eine systematische Verschiebung zwischen beiden Spalten existiert.

Es entsteht die Frage, ob die beobachteten systematischen Abweichungen durch den Sensor oder durch den MPEC-Chip verursacht sind. Die Abnahme der Zählraten zum Zentrum des Detektors hin verhält sich rotationssymmetrisch und könnte daher durch den Sensor beeinflusst sein, der in beiden Dimensionen gleich aufgebaut ist. Die unterschiedlichen Zählratenverteilungen bei benachbarten Spalten können jedoch aufgrund dieser Sensorsymmetrie nicht erklärt werden. Dagegen hat der MPEC Chip aufgrund der Doppelspaltenstruktur (vgl. Abschnitt 2.5) eine unterschiedliche Symmetrie in x- und y-Richtung. Abb. 4.19 zeigt, daß zwischen zwei Pixeln einer Doppelspalte drei globale Leitungen verlaufen. Die Injektionsleitung (INJECT), die den Injektionspuls zu den

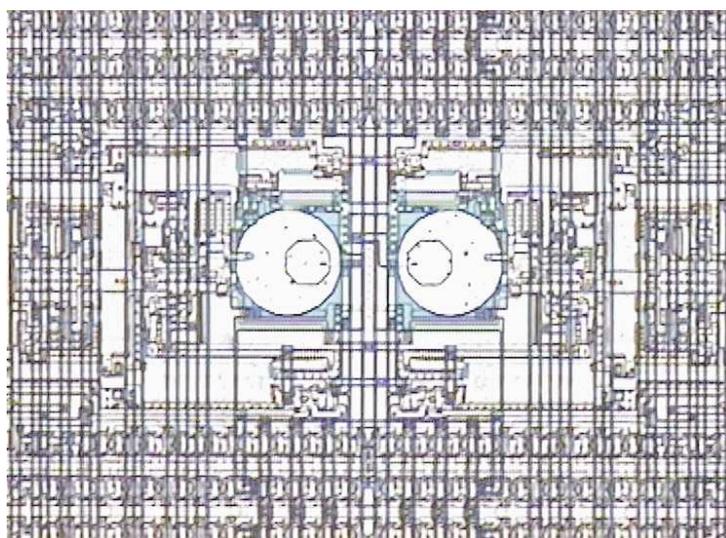


Abb. 4.19: Mitte einer Doppelspalte: Zwischen den beiden „Bumpbondpads“ verlaufen drei globale Leitungen (v.l.n.r.): INJECT, VCORR, ENABLE-INJECT

Injektionskapazitäten führt, verläuft links und ist dadurch näher bei den Spalten mit ungeraden Nummern gelegen. Dieser geringere Abstand führt dazu – insbesondere in Verbindung mit den aufgetragenen Lotkugeln und dem Sensor –, daß die linken Pixel einer Doppelspalte eine größere parasitäre Streukapazität zu der Injektionsleitung besitzen, die dann als zusätzliche parallele Injektionskapazität auftritt. Eine vergrößerte effektive Injektionskapazität führt jedoch bei gleichen Injektionspulsen zu einer höheren Diskriminatoreinstellung und damit zu einer geringeren Zählrate, wie es auch in der Flatfield Aufnahme zu sehen ist. Dieser Effekt könnte am besten dadurch vermieden werden, wenn die Zuleitungen der Injektionsspannung durch zusätzliche Metallagen von dem Vorverstärkereingang abgeschirmt werden. Dies ist jedoch wie schon in Abschnitt 2.5.1 erwähnt aufgrund des verwendeten Chip-Herstellungsprozesses nicht möglich.

Die Ergebnisse dieses Abschnitts haben gezeigt, daß eine genaue Eichung der Schwellen am besten durch ein integrales Spektrum gelingt, da bei der Verwendung von Injektionspulsen Nebeneffekte mit subtilen Auswirkungen auftreten können. Auch andere Projekte, die mit zählenden Pixelchips arbeiten, verwenden integrale Spektren zur Bestimmung der absoluten Schwellenposition [60], [15].

#### 4.3.4 Detektor mit Schwellen-Feinjustierung und Flatfield Korrektur

Schließlich besteht die Möglichkeit, auf ein aufgenommenes Flatfield Bild noch eine Flatfield Korrektur anzuwenden (vgl. Abschnitt 3.3). Die zugehörige Messung, bei der eine Flatfield Aufnahme (die mit justierten Schwellen gemäß integralem Spektrum aufgenommen wurde) mit einem unabhängigen Flatfield Bild mit 100fach höhere Zählrate korrigiert wurde, zeigt Abb. 4.20. Wiederum

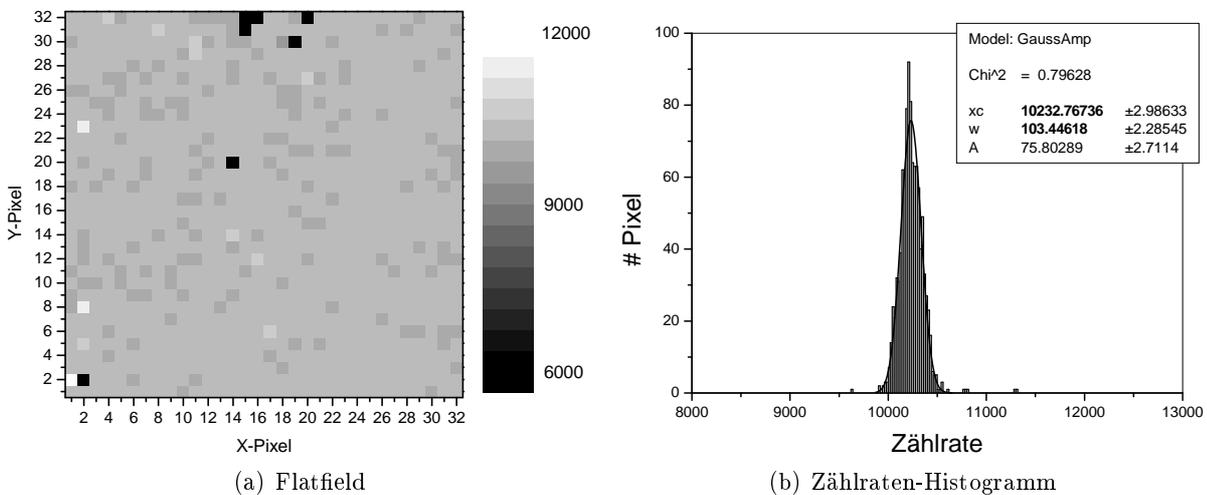


Abb. 4.20: Messung der Homogenität mit Schwellen-Feinjustierung (Justierdaten durch integrales Spektrum bestimmt) und Flatfield Korrektur

ist visuell eine Zunahme der Homogenität zu erkennen und die Berechnung führt zu folgenden Werten:

$$H_{\sigma} = 0,98 \pm 0,02 \quad (4.20)$$

$$H_{\bar{n}} = 0,9918 \pm 0,0002 \quad (4.21)$$

Beide Werte liegen sehr dicht bei den maximal möglichen Werten (4.14) und (4.15). Dies zeigt, daß das homogene Ansprechverhalten des Detektors nur durch statistische Fluktuationen limitiert ist. Es ist auch erkennbar, daß die höheren Zählraten der Randpixel durch die Korrekturfaktoren

herausgerechnet werden und dann nicht mehr als abweichende Pixel sichtbar sind. Aus dem Vergleich mit den Simulationen (vgl. Abb. 3.3(b)) resultiert, daß durch die Flatfield Korrektur eine entsprechende Schwellendispersion erzielt wird, die kleiner als  $5 e^-$  ist.

### 4.3.5 Betrieb des MPECs mit Doppelschwelle

Die beiden unabhängig voneinander arbeitenden und einstellbaren Diskriminatoren erlauben, nur Photonen mit Energien innerhalb eines gewählten Energiefensters nachzuweisen. Diese Möglichkeit der Energiediskriminierung wurde in einem bildgebenden zählenden Detektor erstmals mit dem MPEC 1.D (Testchip) und MPEC 2.1 realisiert. In [21] konnten jedoch noch keine Messungen mit einer Strahlungsquelle durchgeführt werden, da noch kein Detektor mit geeignetem Sensor aufgebaut worden war. Bei dem nun vorliegenden Einzel-Chip Si-Detektor konnte die Doppelschwellenfunktion des MPEC erfolgreich demonstriert werden, indem die  $\gamma$ -Linie einer radioaktiven Quelle spektral vermessen wurde. Dazu wird jeweils die Zählrate einer bestimmten Schwelleneinstellung bestimmt und anschließend das eingestellte Energiefenster über einen Energiebereich verfahren, so daß die Linienform „abgetastet“ wird (Energiefenster-Scan). Abb. 4.21 zeigt das Ergebnis eines solchen „Scans“, bei dem die 22,1 keV und 24,99 keV Linie von  $^{109}\text{Cd}$  mit einem  $200 e^-$  breitem Energiefenster in  $100 e^-$  Schrittweite mit einem Pixel vermessen wurde. Die Linien sind deutlich voneinander getrennt, und ihr Verlauf entspricht dem  $^{109}\text{Cd}$  Spektrum,

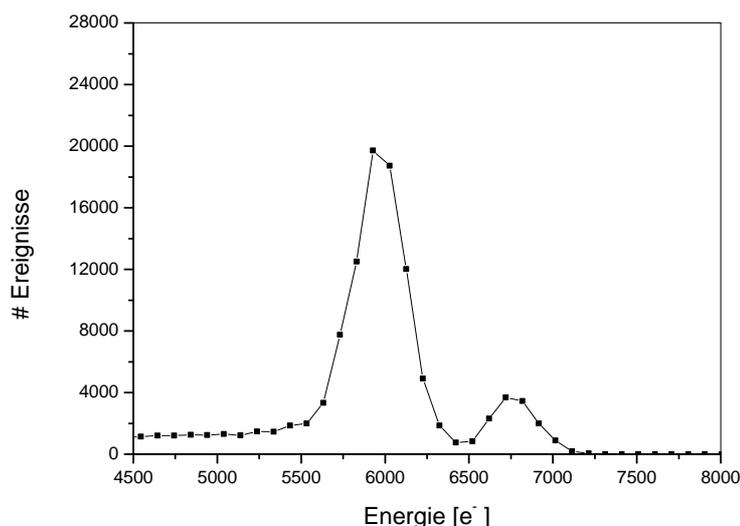


Abb. 4.21: Energiefenster-Scan der 22,1 keV und 24,99 keV Linie von  $^{109}\text{Cd}$  im Doppelschwellenbetrieb (Energiefensterbreite  $200 e^-$ , Schrittweite  $100 e^-$ )

das mit dem Testpixel aufgenommen wurde (vgl. Abb. 4.12). Zwar hat die Scan-Messung eine breitere Linienform, jedoch muß man berücksichtigen, daß es sich dabei um eine Faltung der Linie mit der  $200 e^-$  breiten Fensterfunktion der Doppelschwelle handelt und dadurch eine Verbreiterung des Spektrums auftritt. Untersucht man die Linienformen von verschiedenen Pixeln, indem man die Meßergebnisse von den Pixeln einer kompletten Spalte aufträgt, wird eine Verschiebung der Linienpositionen erkennbar. Abb. 4.22(a) zeigt, daß bei den Pixeln in der Mitte einer Spalte die Linien dicht beieinander liegen, während in Abb. 4.22(b) die Linien der oberen und unteren Randpixel systematisch zueinander verschoben sind. Zur genaueren Unterscheidung sind die Linienpositionen als Funktion der Pixelposition innerhalb einer Spalte in Abb. 4.23 aufgetragen. Dort sieht man, daß sich die Linienposition in der Spaltenmitte nur um wenige  $10 e^-$  nach oben bewegen, bei den Randpixel die Werte jedoch stärker ansteigen. Diese Abhängigkeit der Schwellenänderung von der Pixelposition entspricht dem bei den Homogenitätsmessungen in Abschnitt

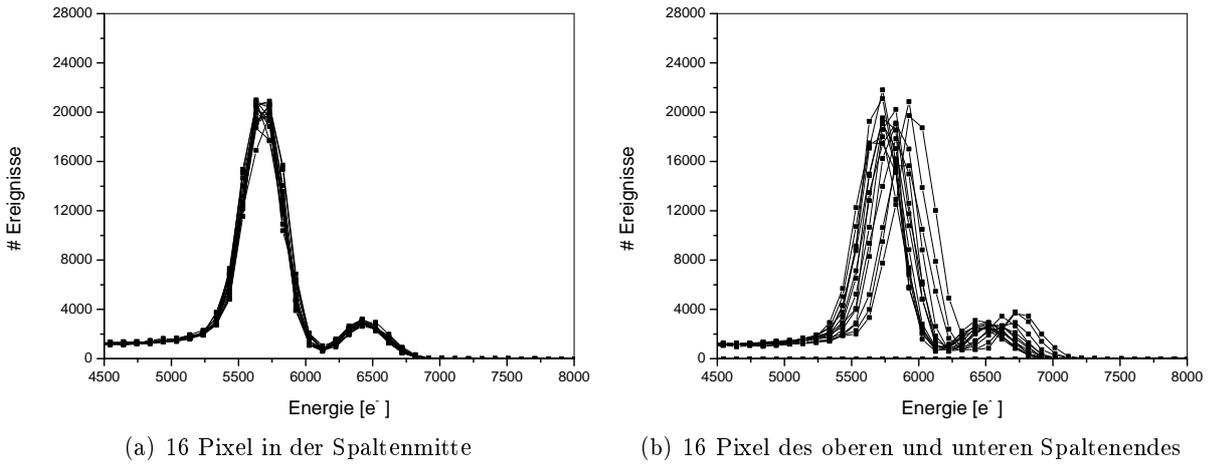


Abb. 4.22: Energiefenster-Scan mit den Pixeln einer kompletten Spalte: Die  $^{109}\text{Cd}$ -Linien liegen für Pixel in der Mitte einer Spalte dicht beieinander (a) während die Linienpositionen bei den Randpixeln systematisch zueinander verschoben sind (b).

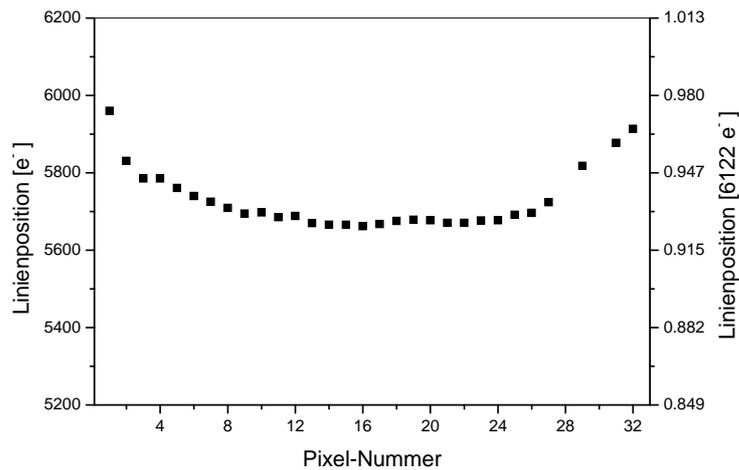


Abb. 4.23: Variation der Position der 22,1 keV Linie von  $^{109}\text{Cd}$  mit der Pixelnummer einer Spalte. Die rechte Achsenbeschriftung gibt die Position normiert auf die Linienenergie ( $6122 \text{ e}^- \hat{=} 22,1 \text{ keV}$ ) an.

4.3.3 beobachteten Verhalten. Dort ist ebenfalls beobachtet worden, daß sich die durch Injektionspulse (Schwellenscans) bestimmten Schwellen vom Rand zum Zentrum hin verschieben. Die Energie-Scan Messung zeigt auch, daß der für die Randpixel gemessene Wert (z.B.  $5960 \text{ e}^-$  für Pixel 1) besser mit dem Energiewert von  $6122 \text{ e}^-$  der 22,1 keV Photonen übereinstimmt als der Wert für die zentral gelegenen Pixel (z.B.  $5660 \text{ e}^-$  für Pixel 16). Dies weist nach, daß für die zentralen Pixel Schwellen eingestellt wurden, die höher als die durch den Schwellenwert bezeichneten Wert sind. Denn wenn in den Diagrammen die Linienpositionen zu niedrigeren Energien hin verschoben erscheinen, war der Schwellenwert zu hoch (Anders ausgedrückt: Um die „Linien spitze“ zu treffen, muß die Schwelle erniedrigt werden, also ist ihre ursprüngliche Einstellung zu hoch gewesen).

### 4.3.6 Messung der Kontrasterhöhung im Doppelschwellenbetrieb

Durch die Verwendung von zwei Schwellen kann eine Kontrasterhöhung bei der Röntgenbildung erreicht werden, was anhand Abb. 4.24 verdeutlicht werden soll. In Abb. 4.24 sind die

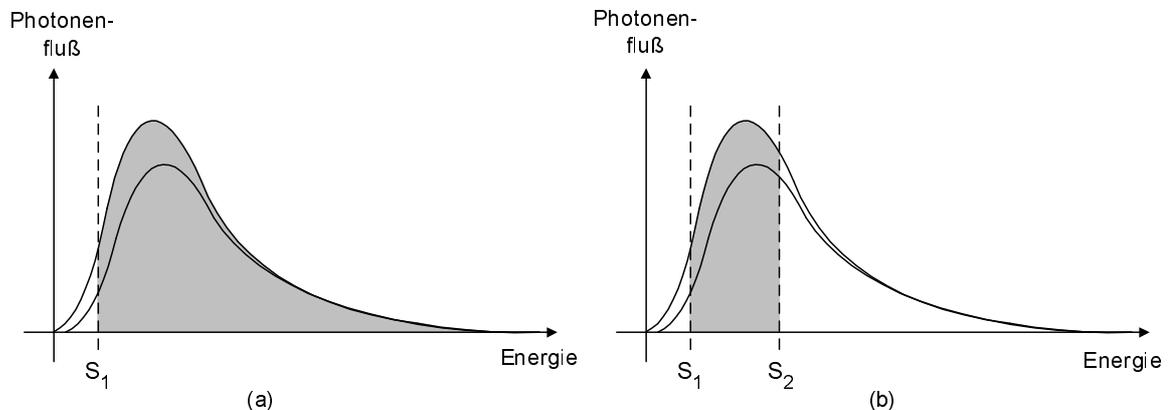


Abb. 4.24: Die in beiden Diagrammen eingezeichneten zwei Spektrenkurven zeigen die transmittierte Intensität hinter zwei verschiedenen Objekten. In (a) ist der nachgewiesene Spektrenanteil (grau schraffierter Bereich) durch eine Schwelle  $S_1$ , in (b) durch zwei Schwellen  $S_1$  und  $S_2$  festgelegt. Der größere Flächenunterschied bei (b) führt zu einer Kontrasterhöhung.

transmittierten Spektren hinter zwei verschiedenen Objekten dargestellt, die von einer Röntgenröhre durchstrahlt werden. Die gesetzte Schwelle  $S_1$  eines Detektors ist ebenfalls eingezeichnet, und der Bildkontrast, den der Detektor liefert, ist gegeben durch das Verhältnis der Flächen  $A$  und  $B$  unter den Spektrenkurven, die jeweils durch die Schwelle begrenzt sind. In Abb. 4.24 ist zusätzlich eine zweite Schwelle  $S_2$  eingezeichnet. Damit besteht die Möglichkeit, die Spektrenanteile  $A'$  und  $B'$  auszuwählen. Da  $A'/B' > A/B$  erhält man somit einen größeren Objektkontrast. Diese Situation, bei der sich die Absorption zweier Objekte innerhalb eines Energiefensters stärker unterscheidet, kann auftreten, wenn es sich um ein stark absorbierendes Objekt geringer Dicke (z. B. dünner Knochen) und um ein weniger stark absorbierendes Objekt größerer Dicke (z. B. Gewebe) handelt. Bei dieser Methode der Kontrasterhöhung muß man jedoch berücksichtigen, daß das gewählte Energiefenster nicht zu klein ist. Denn dann wird das Signal-Rausch-Verhältnis ( $\text{SNR}_b$ , Definition s. (3.2)) aufgrund der geringeren Anzahl an detektierten Photonen zu klein, und die durch Kontrasterhöhung verbesserte Objekterkennbarkeit wird durch ein zu großes Bildrauschen zunichte gemacht<sup>10</sup>. Man sollte auch beachten, daß bei einer Röntgenaufnahme nicht nur die Photonen im Energiefenster gezählt werden, sondern auch die des restlichen Spektrums. Denn es kann in dem gewählten Bildbereich Regionen geben, bei denen man das komplette Spektrum für die Bildgebung anwenden möchte. Die Verwendung von Energiefenster und komplettem Spektrum ist nur dann möglich, wenn der Auslesechip über zwei Diskriminatoren und Zähler verfügt. Dies ist in dem MPEC-Chip verwirklicht, bei den Chips anderer Projekte, die in Abschnitt 1.3 aufgeführt sind, ist das nicht der Fall.

In dieser vorliegenden Arbeit kann nun erstmals mit dem MPEC 2.3 und Si-Sensor eine Messung zur Kontrasterhöhung vorgestellt werden. Dazu wurden zwei Materialproben mit ähnlichen Absorptionseigenschaften gewählt: Ein 540  $\mu\text{m}$  dicker Streifen Si und ein 780  $\mu\text{m}$  dicker Streifen Al. Wie in Abb. 4.25 schematisch gezeigt, werden beide Proben nebeneinander gelegt und von der Röntgenröhre durchstrahlt. Im detektierten Röntgenbild werden dann jeweils eine Region

<sup>10</sup> Die Verringerung der Photonenzahl um einen Faktor  $a$  bedeutet eine Abnahme des  $\text{SNR}_b$ -Wertes um den Faktor  $\sqrt{a}$ .

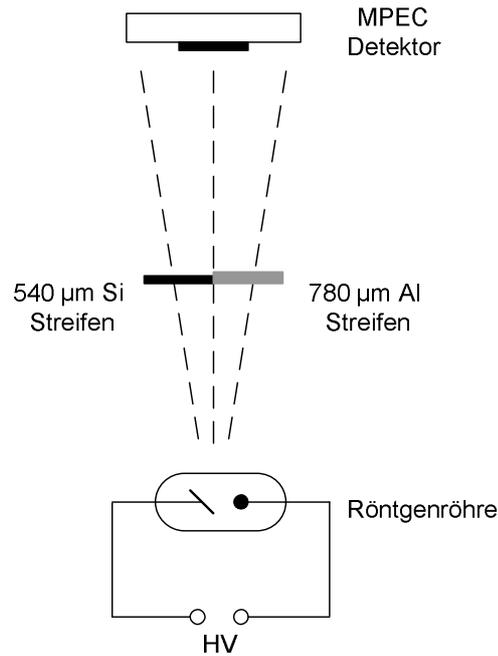


Abb. 4.25: Anordnung zweier Objekte mit ähnlichen Absorptionseigenschaften für eine Messung zur Kontrasterhöhung

(ROI=region of interest) von 126 Pixeln im Si und im Al ausgewählt. Das Signal im Energiefenster und das Signal über das gesamte Spektrum wird als Zählratenmittelwert der 126 Pixel bestimmt. Um die Richtigkeit des Ergebnisses des Doppelschwellenbetriebs zu überprüfen, wird nochmals dasselbe Experiment durchgeführt, bei dem dann jedoch in zwei aufeinanderfolgenden Messungen mit jeweils einer der beiden Schwellen gearbeitet wird und das Signal im Energiefenster durch Subtraktion der Einzelmessungen bestimmt wird (2x Einzelschwellenbetrieb). Alle aufgenommenen Bilder wurden mit einem Flatfield, das ohne Absorber aufgenommen wurde, korrigiert. Normalerweise gelten Korrekturfaktoren nur dann exakt, wenn sie mit gleichem Absorber aufgenommen wurden (vgl. Abschnitt 3.3), jedoch ist im allgemeinen das durchstrahlte Objekt unbekannt und man ist gezwungen, mit einer Korrektur zu arbeiten, die nur annähernd dem durchstrahlten Objekt entspricht. Das Ergebnis der gesamten Meßreihe, bei der als untere Schwelle  $\approx 3900 e^-$  und als obere Schwelle  $\approx 5900 e^-$  (Energiefenster  $\approx 2000 e^-$ ) gewählt wurde, zeigt Tab. 4.2 und Tab. 4.3.

	Doppelschwellenbetrieb		2x Einzelschwellenbetrieb	
	Al	Si	Al	Si
$I_{fns}$	3780	4680	3570	4530
$I_{ges}$	10400	11820	10120	11620
$I_{fns}/I_{ges}$	36,3 %	39,6 %	35,3 %	39,0 %

Tab. 4.2: Mit Energiefenster gemessene Intensitäten  $I_{fns}$  und mit gesamtem Spektrum gemessene Intensitäten  $I_{ges}$  sowie prozentuales Intensitätsverhältnis (Intensitäten angegeben als Zählraten)

Man sieht, daß die Werte, die im Doppelschwellenbetrieb und die im 2x Einzelschwellenbetrieb

	Doppelschwellenbetrieb	2x Einzelschwellenbetrieb
$K_{fns}$	0,106	0,119
$K_{ges}$	0,064	0,069

Tab. 4.3: Mit Energiefenster ermittelter Kontrast  $K_{fns}$  und mit gesamtem Spektrum ermittelter Kontrast  $K_{ges}$  (Kontrastdefinition gemäß (1.9))

gemessen wurden, übereinstimmen bzw. dicht beieinander liegen. Abweichungen sind dadurch zu erklären, daß die Einzelschwelleneinstellungen nicht exakt mit der eingestellten Doppelschwelle zusammenfallen. Insbesondere ist gezeigt, daß der Kontrast von  $K_{ges} = 0,064$  auf  $K_{fns} = 0,106$  um ca. 70 % erhöht werden konnte. Außerdem ist das Energiefenster so groß gewählt worden, daß ca. 38 % des Photonenflusses für den Kontrastgewinn beigetragen haben, was einer Abnahme des  $SNR_b$  nur um den Faktor  $\sqrt{0,38} \approx 0,6$  entspricht.

#### 4.3.7 Simulation der Kontrasterhöhung im Doppelschwellenbetrieb

Die im vorangegangenen Abschnitt gemessene Kontrasterhöhung soll an dieser Stelle durch eine Simulationsrechnung verifiziert werden. Als besonders kritische Größe ist hier die genaue Kenntnis des Röhrenspektrums anzusehen. Abb. 4.26(a) zeigt das simulierte Spektrum<sup>11</sup> und gleichzeitig das mit dem Testpixel des MPEC als Pulshöhenhistogramm aufgenommene Spektrum. Die Spektren ähneln einander, doch gerade im niederenergetischen Bereich, der für die Kontrastgewinnung verwendet wird, sind stärkere Abweichungen zu erkennen. Für die Simulationsrechnung wurde daher das vom Testpixel vermessene Spektrum gewählt. Dennoch sollte man berücksichtigen, daß es sich bei dem Testpixel um einen Randpixel (mit größerer effektiver Pixelfläche) handelt, und folglich kann das Spektrum für die Pixel der restlichen Matrix ein etwas anderes Aussehen haben (bedingt beispielsweise durch einen anderen Anteil an Split-Events, vgl. Abschnitt 4.2.2). Schließlich wird das für die Simulation der Kontrasterhöhung benötigte Emissi-

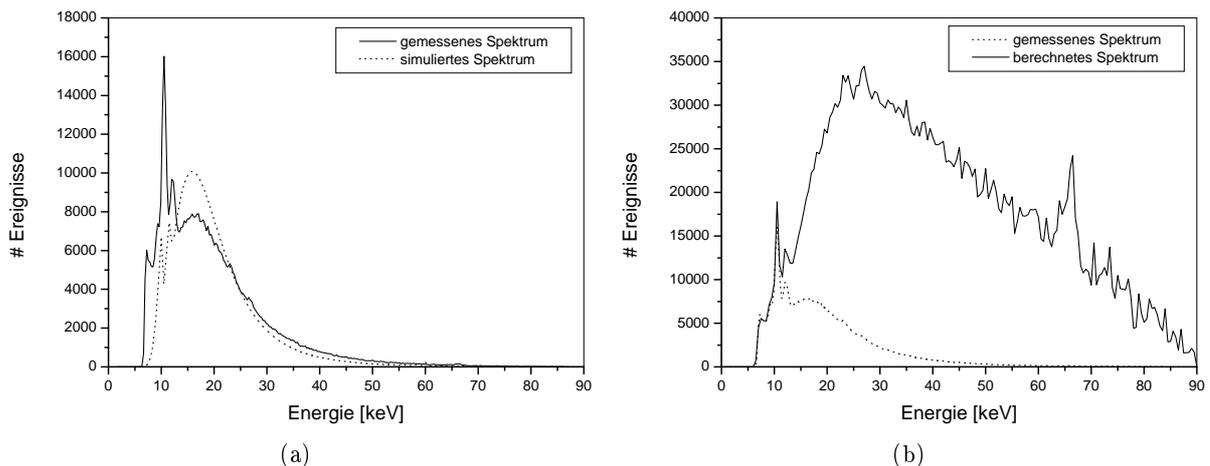


Abb. 4.26: (a): Simuliertes und gemessenes absorbiertes Röhrenspektrum. (b): Gemessenes absorbiertes Röhrenspektrum und daraus berechnetes Emissionsspektrum der Röhre

onsspektrum der Röhre aus dem Testpixel-Spektrum durch Rückrechnung bestimmt. Dazu wird

<sup>11</sup> Die Simulationsdaten wurden freundlicherweise vom Hersteller des Röntgengeräts Phoenix-Xray [54] zur Verfügung gestellt.

zu jedem Energieintervall  $i$  (Intervallgröße 0,5 keV) durch Umkehrung des Lambert-Beerschen Absorptionsgesetzes (1.2) die Emissionsintensität  $I_{E,i}$  der Röhre aus der im Si-Sensor absorbierten Intensität  $I_{A,i}$  berechnet:

$$I_{E,i} = I_{A,i} \cdot \exp(\mu_i \rho z) \quad (4.22)$$

Die Si-Sensordicke  $z$  beträgt 280  $\mu\text{m}$ , die Dichte  $\rho$  von Si beträgt 2,33  $\text{g}/\text{cm}^3$  und die Absorptionskoeffizienten  $\mu_i$  sind in [4] zu finden. Bei den Absorptionskoeffizienten ist nur der Photoeffekt berücksichtigt, da die durch Compton-Streuung erreichte Energiedeposition im Sensor (fast) ausschließlich unterhalb der unteren Schwelle liegt: Der Energieübertrag von ca. 3900  $e^-$  (entsprechend der unteren Schwelle) durch Compton-Streuung findet erst bei Photonenenergien ab  $\approx 65$  keV statt. Dort ist der Anteil an Wechselwirkungen etwa mit dem Anteil durch Photoeffekt vergleichbar und dieser ist ab 65 keV sehr gering, wie man ab Absorptionsspektrum in Abb. 4.26(a) erkennen kann. Das so rückgerechnete Röhrenspektrum zeigt Abb. 4.26(b). Mit diesem ermittelten Spektrum wird nun eine Simulationsrechnung der Messung gemacht, die im vorangegangenen Abschnitt beschrieben wurde. Dabei wird für die Berechnung der Transmission durch die Si-Probe (540  $\mu\text{m}$ ) bzw. Al-Probe (780  $\mu\text{m}$ ) die Intensitätsabschwächung aufgrund von Photoeffekt und Comptoneffekt berücksichtigt. Als Ergebnis zeigt Abb. 4.27(a) die im Si-Sensor absorbierten Spektren, bei denen dann wiederum aus dem bereits erwähnten Grund nur der Photoeffekt berücksichtigt wurde. Man sieht, daß sich die absorbierten Spektren am stärksten

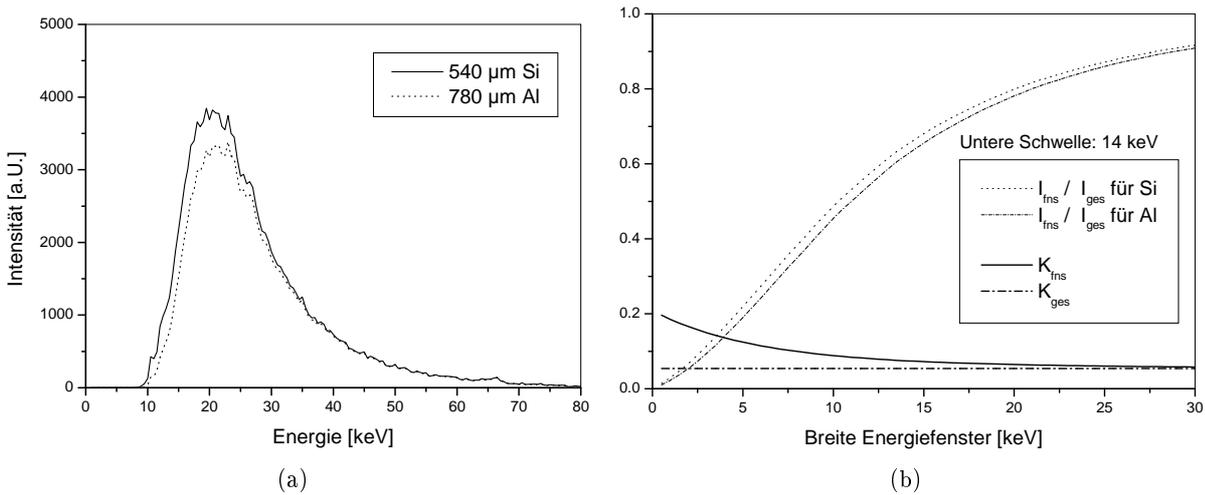


Abb. 4.27: Ergebnisse der Simulationsrechnung. (a): Im Si-Sensor absorbierte Spektren nach Transmission durch 540  $\mu\text{m}$  Si bzw. 780  $\mu\text{m}$  Al. (b): Kontrast mit Energiefenster  $K_{fns}$  und Kontrast mit gesamtem Spektrum  $K_{ges}$  sowie das Verhältnis der Intensitäten  $I_{fns}/I_{ges}$

im Bereich von 10 keV bis 25 keV unterscheiden und daß bei den anderen Energien der relative Unterschied zwischen den Spektren gering ist. In Abb. 4.27(b) sind als Funktion der Fensterbreite der Kontrast mit Energiefenster  $K_{fns}$  und der Kontrast mit gesamtem Spektrum  $K_{ges}$  ( $K_{ges}$  ist eine Konstante, da unbeeinflusst vom Energiefenster) sowie die zugehörigen relativen Intensitäten aufgetragen. Man sieht, wie eine kleine Fensterbreite den Kontrast steigert und bei großer Fensterbreite  $K_{fns}$  gegen  $K_{ges}$  läuft. Anhand der relativen Intensitäten  $I_{fns}/I_{ges}$  erkennt man, daß Kontrastgewinn und genutzte Intensität zwei gegenläufige Größen sind und daß die Wahl des Energiefensters davon abhängt, welche Größe optimiert werden soll.

Um die Simulation mit der durchgeführten Messung vergleichen zu können, sind die Kontrastwerte und Intensitätsverhältnisse für die in der Messung verwendete Fensterbreite (2000  $e^-$ ) in Tab. 4.4 aufgelistet. Der Vergleich mit den Ergebnissen der Messung (Tab. 4.2 und Tab. 4.3)

Kontrast mit Energiefenster:	$K_{fns} = 0,103$
Kontrast mit gesamtem Spektrum:	$K_{ges} = 0,054$
prozentuales Intensitätsverhältnis Si:	$I_{fns}/I_{ges} = 35,7 \%$
prozentuales Intensitätsverhältnis Al:	$I_{fns}/I_{ges} = 32,3 \%$

Tab. 4.4: Ergebnis der Simulationsrechnung bei einer Fensterbreite von ca. 7,5 keV ( $\approx 2000 e^-$ ) und unteren Schwelle von 14 keV ( $\approx 3900 e^-$ )

zeigt eine relativ gute Übereinstimmung. Während  $K_{fns}$  für Messung und Rechnung dicht beieinander liegen (mittlere Abweichung  $< 10 \%$ ), weicht das errechnete  $K_{ges}$  von den Meßwerten um ca. 20 % ab. Ebenfalls existieren Abweichungen bei den Intensitätsverhältnissen. Dort liefert die Rechnung um ca. 10 % zu kleine Werte. Eine detaillierte Fehlerrechnung ist schwer durchzuführen, da die berechneten Werte sehr stark von den Eingabeparametern abhängen und daher große systematische Fehler auftreten. Zu den Eingabeparametern gehören beispielsweise die Streifendicken von Al und Si, die nur auf  $\approx 20 \mu\text{m}$  genau gemessen werden konnten. Es zeigt sich, daß eine Variation der Streifendicken um  $20 \mu\text{m}$  die berechneten Kontrastwerte um ca. 15 % ändert. Eine andere Fehlerquelle ist die nicht genau bekannte Spektrenform für Pixel, die nicht am Rand liegen (das Spektrum wurde mit einem Randpixel vermessen, der eine größere effektive Fläche besitzt). Schließlich verursacht die bei der Messung durchgeführte Flatfield Korrektur eine systematische Unsicherheit, da die Korrekturfaktoren aus einer unabhängigen Messung ohne Absorbermaterialien bestimmt wurden.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß durch die Simulation die Meßergebnisse bestätigt wurden und daß mit dem gesetzten Energiefenster des MPEC Chips eine quantitative Kontrasterhöhung zwischen zwei Objekten erzielt wird. Eine Erhöhung des Kontrastes und eine Verbesserung des  $\text{SNR}_b$  durch Verwendung eines Energiefensters wurden auch von anderen Gruppen gemessen und damit verbundene Auswirkungen auf die Bildgebung untersucht, wobei der MEDIPIX-II Chip verwendet wurde [61], [62], [63]. Schließlich kann das Prinzip der Kontrasterhöhung noch erweitert werden, indem das gesamte Spektrum in einzelne Energiebereiche  $E_i$  eingeteilt wird, die dann jeweils ein eigenes Bildsignal liefern. Als Teilsignale werden sie dann zu einem Gesamtsignal verrechnet, so daß die gesamte Intensität des Spektrums genutzt wird. In [64], [65], [66] ist die Methode der Energie-Wichtung beschrieben („Energy weighting technique“), bei der diese einzelnen Bildsignale mit einem Faktor  $w_i$  gewichtet und dann aufsummiert werden. Wird  $w_i = \text{konst}$  gewählt, ist dadurch das Meßverhalten eines zählenden Systems wiedergegeben, denn jedes Photon wird unabhängig von seiner Energie als einzelnes Zählereignis verrechnet. Wird dagegen  $w_i \sim E$  gewählt, erhält man den anderen Grenzfall des rein integrierenden Systems. Dort wird dann jedem Photon ein Faktor entsprechend der im Detektor erzeugten Ladungsmenge zugeordnet. Das rein zählende System liefert ein besseres  $\text{SNR}_b$  als das integrierende System, aber es läßt sich zeigen, daß ein maximales  $\text{SNR}_b$  für eine bestimmte Wahl der  $w_i$  erreicht wird. Diese optimierten Faktoren  $w_i$ , die von der Energie und den Absorptionskoeffizienten abhängen, können durch eine Funktion  $\sim 1/E^3$  angenähert werden<sup>12</sup>. Die mit den optimierten Faktoren  $w_i$  erreichte Verbesserung der Bildqualität bzw. Verringerung der Strahlendosis konnte in Simulationen und Messungen mit dem MEDIPIX-II Chip gezeigt werden [67], [68]. Darüberhinaus wird dort ausgesagt, daß ein großer Anteil des gesamten möglichen Kontrastgewinns schon mit wenigen Energiebereichen erzielt werden kann, und daß ein Detektor mit 4 – 8 Energieschwellen sinnvoll für die Methode der Energie-Wichtung eingesetzt werden kann.

<sup>12</sup> Dies gilt für Objekte, die typischerweise beim medizinischen Röntgen untersucht werden, z. B. Kalkablagerungen in Körpergewebe.

### 4.3.8 Röntgenbilder

Für die Aufnahme von Röntgenbildern ist Si aufgrund des geringen Absorptionsvermögens nur für den niederenergetischen Bereich bis ca. 15 keV Photonenenergie geeignet. Daher ist auch von Bedeutung, eine möglichst niedrige Schwelle einstellen zu können, um alle Photonen mit geringer Energie detektieren zu können. Die niedrigste einstellbare Schwelle ist durch das digital-analog Übersprechen der globalen Schaltungen limitiert, jedoch konnte mit der geänderten Auslesesequenz für den Einzel-Chip Si-Detektor eine niedrigste Schwelleneinstellung von  $950 e^-$  erreicht werden (vgl. Abschnitt 2.5.1). Abb. 4.28 zeigt eine Mücke, von der ein Radiogramm aufgenommen wurde. Da der Insektenkörper ein sehr wenig absorbierendes Objekt darstellt, wurden für die

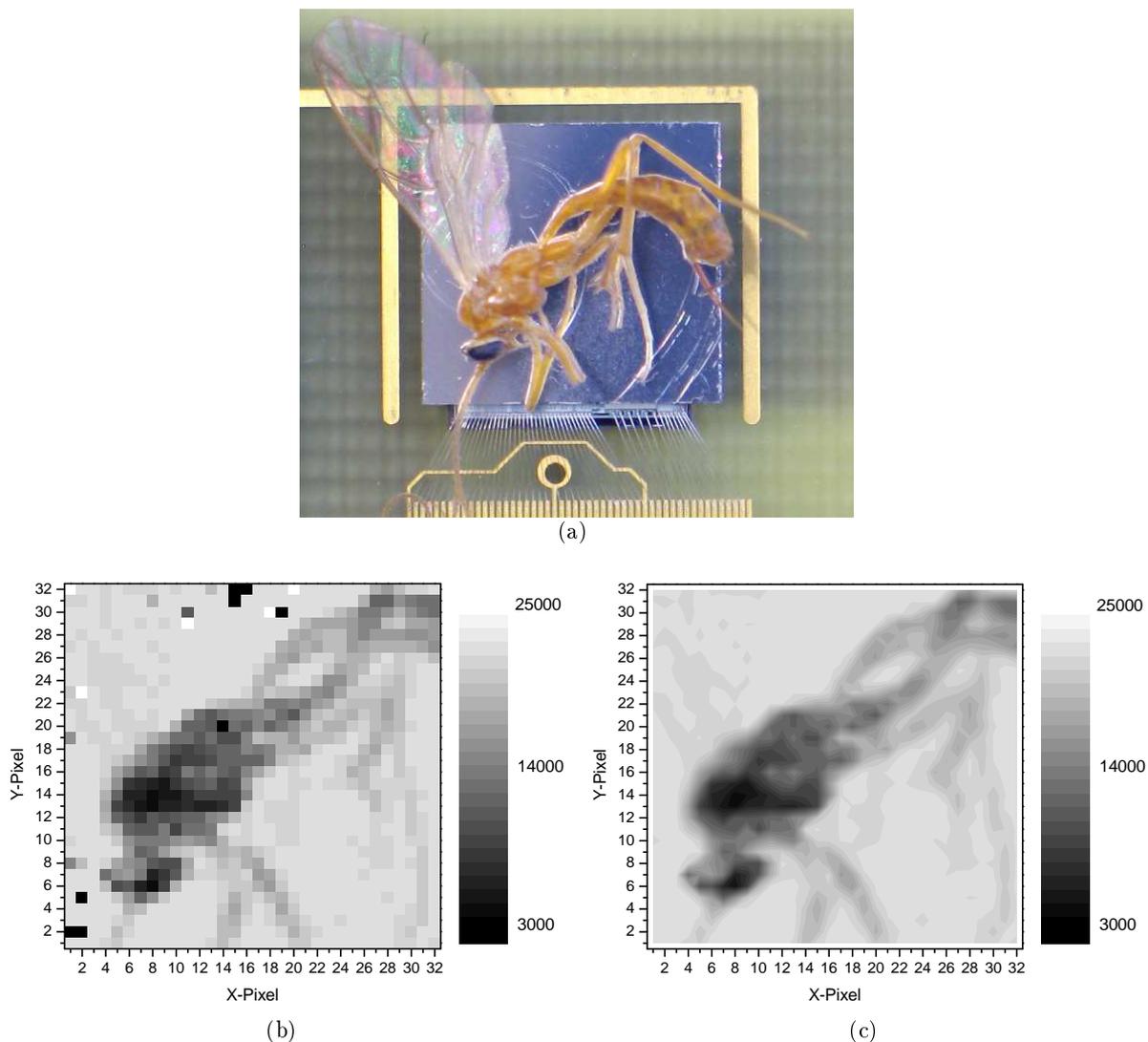


Abb. 4.28: Radiogramm einer Mücke erstellt mit 6 keV Photonen von  $^{55}\text{Fe}$  bei einer feinjustierten Schwelle von  $950 e^-$ . (a): Photo, (b): Flatfield korrigiertes Radiogramm, (c): Konturzeichnung mit interpolierten Daten von defekten Pixeln

Durchleuchtung 6 keV Photonen von  $^{55}\text{Fe}$  verwendet. Die eingestellte und feinjustierte Schwelle von  $950 e^-$  ermöglicht eine gute Detektion der 6 keV Photonen, die in Si 1600 Elektron-Loch Paare erzeugen. Abb. 4.28(b) zeigt die Flatfield korrigierten Daten des Radiogramms, und in Abb. 4.28(c) sind die Daten durch einen Interpolationsalgorithmus aufbereitet. Bei diesem Al-

gorithmus werden die Zählraten von defekten Pixeln durch den Mittelwert der Pixel in ihrer nächsten Umgebung ersetzt. Anschließend wird mit einem Datenverarbeitungsprogramm dieser geänderte Datensatz als Konturzeichnung ausgegeben.

#### 4.4 Einzel-Chip CdTe-Detektor

Das Sensormaterial CdTe (bzw. CdZnTe) hat wieder verstärktes Interesse gefunden, da es mittlerweile in guter Qualität hergestellt werden kann. Aufgrund der hohen Kernladungszahl ( $Z=48/50$ ) besitzt es eine hohe Absorptionseffizienz für Röntgenstrahlung und gehört zu den Materialien, die derzeit am intensivsten für die Röntgenbildgebung erforscht und erprobt werden (sowohl für die medizinische Bildgebung als auch für die Röntgenastronomie). Viele Forschungsgruppen untersuchen die Eigenschaften und Verwendbarkeit von CdTe und CdZnTe, beispielsweise [69], [70], [71], [72], [73]. Mittlerweile kann mit speziellen Detektortypen (CdTe mit Schottky-Kontakt) ein sehr gutes Energieauflösungsvermögen im Bereich von  $\approx 1\%$  erreicht werden [74]. Mit dem MPEC 2.1 Chip wurde schon ein CdTe erfolgreich in Betrieb genommen [46], und auch andere zählende Detektoren wurden mit einem CdTe-Sensor aufgebaut [75].

##### 4.4.1 Sensoreigenschaften

Bei allen in dieser Arbeit verwendeten CdTe-Sensoren handelt es sich um ohmsche Detektoren, die die Elektrodenkonfiguration Pt/CdTe/Pt besitzen. In Zusammenarbeit mit dem Institute for Space and Astronautical Science in Japan (ISAS [76]) wurde der Detektor durch ein speziell entwickeltes „Goldstud Bond-Verfahren“ mit dem MPEC-Chip kontaktiert. Bei dem CdTe handelt es sich um ein vergleichbares Material, das schon für einen Detektor mit MPEC 2.1 Chip verwendet wurde, und das in [46] mit folgenden Eigenschaften beschrieben wurde:

- Hochohmiges Material mit spezifischem Widerstand  $\sigma = 3 - 4 \cdot 10^9 \Omega \text{ cm}$
- 300 nm dicke Pt-Elektroden auf beiden Seiten des Detektors (Depositionsverfahren: Electroless Plating)
- 200 nm Goldschicht als Abschlußmetallisierung der Elektroden
- Sensordicke: 0,5 mm
- Wafer-Material stammt von Einkristallen, die gemäß dem THM-Verfahren („Traveling Heater Method“) hergestellt wurden
- Hersteller ACRO RAD [77]

Die Elektrode der Pixelseite des Sensors ist wiederum in  $32 \times 32$  Pixel strukturiert, und die gesamte Pixelmatrix ist von einem „guard ring“ umgeben. Beim verwendeten „Goldstud Bump-Bonding“ Verfahren wird auf die Spitze des Goldstuds noch zusätzlich eine dünne Schicht Indium aufgebracht<sup>13</sup>. Durch diese Schicht Indium können die verschiedenen Höhen der Studs ausgeglichen werden, und das weiche Indium ermöglicht einen mechanisch wenig belastenden elektrischen Kontakt mit den Pixelelektroden. Die Herausforderung beim Aufbringen der Goldstuds auf den MPEC besteht darin, daß in einer Doppelspalte zwischen den Goldstuds nur ein Freiraum von  $15 - 20 \mu\text{m}$  existiert (Goldstud Bond-Verfahren: s. Abschnitt A.3). Eine weitere Schwierigkeit ist

<sup>13</sup> Diese spezielle Methode wurde von ISAS in Zusammenarbeit mit Mitsubishi Heavy Industry, Japan entwickelt.

dadurch gegeben, daß CdTe sehr leicht bricht und somit der nur 0,5 mm dicke Sensor mechanisch wenig belastbar ist. Abb. 4.29 zeigt die Goldstuds in Doppelreihenordnung auf einem MPEC-Chip, und Abb. 4.30 zeigt einen kompletten Einzel-Chip CdTe-Detektor, von denen insgesamt zwei Stück aufgebaut wurden. Die Strom-Spannungskennlinie eines MPEC CdTe-Detektors ist

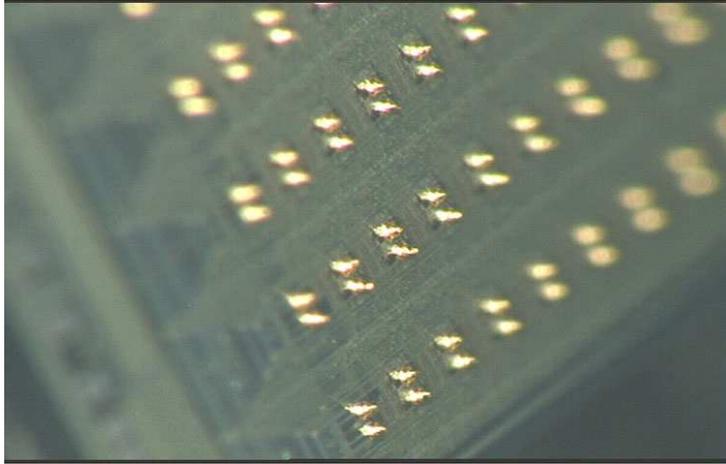


Abb. 4.29: Goldstuds auf einem MPEC 2.1 Chip [76]

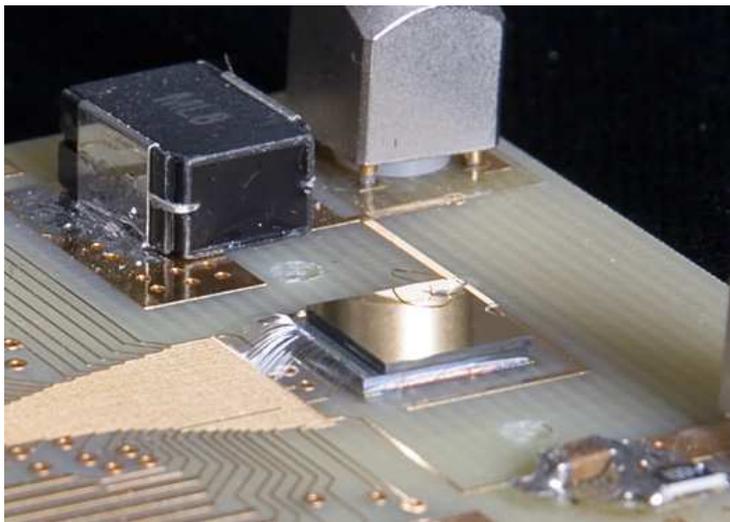


Abb. 4.30: Einzel-Chip CdTe-Detektor auf einer Hybrid-Adapterplatine

in Abb. 4.31 ist aufgetragen. Dabei handelt es sich jedoch nicht um die Charakteristik eines einzelnen Pt-CdTe Übergangs, sondern die gezeigte Kennlinie beschreibt das Verhalten von zwei gegeneinander geschalteten Elektroden (Vorder- und Rückseitenkontakt des Sensors), die durch einen Widerstand (das Sensormaterial CdTe) miteinander verbunden sind. Aufgrund dieses symmetrischen Aufbaus sollte auch die Kennlinie symmetrisch verlaufen. Dies ist jedoch nur für einen kleinen Spannungsbereich der Fall (-40 V bis +40 V), und bei höheren positiven Spannungen kommt es zu einem starken Stromanstieg. Dies ist nicht unmittelbar verständlich, aber es kann vermutet werden, daß durch die Verbindung des Sensors mit dem MPEC durch das Goldstud Bond-Verfahren eine Beeinflussung einiger Pixelelektroden stattfindet (Vorderseitenkontakt), die dann nicht mehr das gleiche Verhalten wie der Rückseitenkontakt aufweisen. Als weitere Besonderheit ist zu nennen, daß nach Anlegen einer Depletionsspannung der Leckstrom kontinuierlich geringer wird und sich erst nach relativ langer Zeitdauer auf einen konstanten Wert einstellt (einigen Stunden). Daher wurde bei der Aufnahme der Strom-Spannungskennlinie in Abb. 4.31

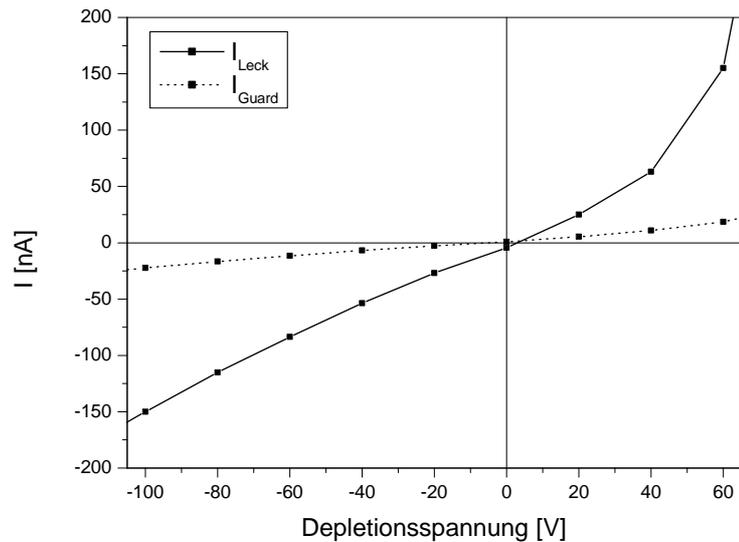
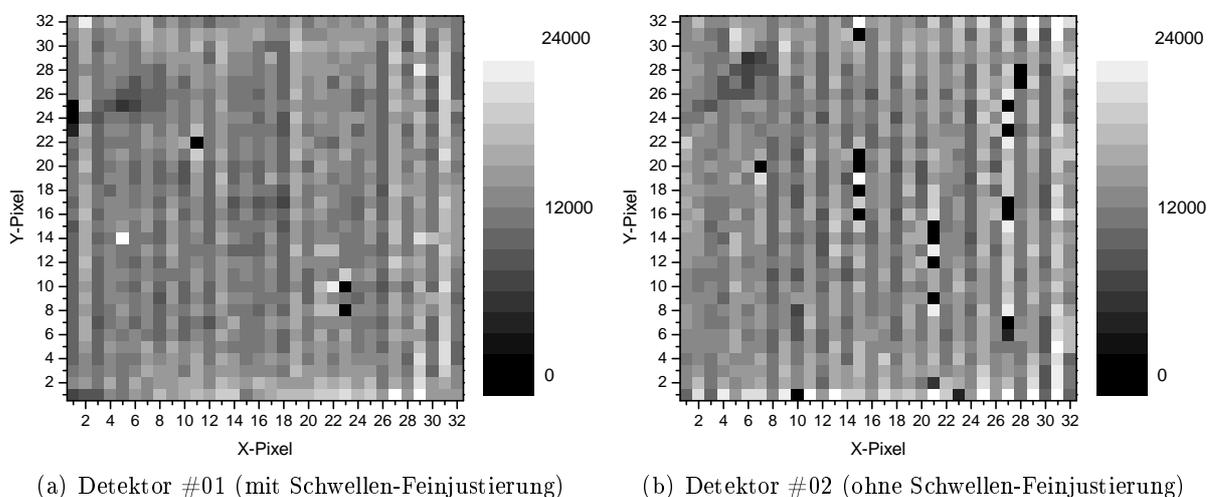


Abb. 4.31: Leckstrom  $I_{Leck}$  im sensitiven Volumen des Sensors und der Strom  $I_{Guard}$  in den „guard ring“ als Funktion der Depletionsspannung. Die Summe beider Ströme ist der Gesamtstrom, der in den Rückkontakt des Sensors fließt (Wartezeit zwischen einzelnen Meßpunkten: eine Stunde).

zwischen jedem Meßpunkt eine Stunde gewartet. Insgesamt gesehen wird jedoch anhand der Kennlinie deutlich, daß es sich nicht um einen Diodendetektor, sondern um einen Detektor mit ohmschen Kontakten handelt. Für eine typische Depletionsspannung von  $-100\text{ V}$  bestimmt man für den Strom  $-150\text{ nA}$ , der einer Stromdichte von  $\approx 350\text{ nA/cm}^2$  entspricht. In Abb. 4.32 sind Flatfield Aufnahmen der zwei aufgebauten CdTe Single-Chip Detektoren gezeigt, die einen relativ guten „bump yield“ erkennen lassen. Bei Detektor #02 sind von den insgesamt 1024 Pixeln 15 nicht funktionsfähig („bump yield“: 98,5%), und bei Detektor #01 sind lediglich 4 Pixel defekt („bump yield“: 99,6%).



(a) Detektor #01 (mit Schwellen-Feinjustierung)

(b) Detektor #02 (ohne Schwellen-Feinjustierung)

Abb. 4.32: Flatfield Aufnahmen mit CdTe-Detektoren und Röntgenröhre

#### 4.4.2 Rauschen und Schwellenverteilung

In Abschnitt 1.2.2 ist erklärt, daß eine vollständige Ladungssammlung und damit ein sinnvoller Betrieb von CdTe-Detektoren nur bei Elektronensammlung möglich ist. Der Nachweis des Elektronensignals ist auch mit dem MPEC-Verstärker möglich, wobei man diesen dann jedoch in dem irregulären Modus betreiben muß (vgl. Abschnitt 2.2.2 und Abschnitt 2.5.4). Daher wird der MPEC mit CdTe Sensor nur im irregulären Modus charakterisiert, auch wenn dieser gegenüber dem regulären Modus weniger gute elektrische Eigenschaften besitzt. Tab. 4.5 faßt das Rauschen und die Schwellenverteilung des Detektors zusammen (bestimmt durch Schwellenmessungen). Das Rauschen hat um ca. 20 e<sup>-</sup> gegenüber dem Rauschen des Si-Detektors (85 e<sup>-</sup>,

	Rauschen ENC [ e <sup>-</sup> ]	Schwellendispersion $\sigma_S$ [ e <sup>-</sup> ]	
		ohne Feinjustierung	mit Feinjustierung
Untere Schwelle ( $\approx 2500$ e <sup>-</sup> )	$103 \pm 1$	$173 \pm 5$	$11,7 \pm 0,4$
Obere Schwelle ( $\approx 3500$ e <sup>-</sup> )	$105 \pm 1$	$212 \pm 8$	$12,2 \pm 0,4$
Mittelwert	$104 \pm 1$	$193 \pm 5$	$12,0 \pm 0,3$

Tab. 4.5: Rauschen und Schwellenverteilung des Einzel-Chip CdTe-Detektors im Einzelschwellenbetrieb

s. Tab. 4.1) zugenommen, was durch den irregulären Modus verursacht ist. Denn die Rauschmessung des CdTe-Detektors im normalen Modus führt zu einem Wert von  $74 \pm 1$  e<sup>-</sup>. Aus dem Rauschen im normalen Modus kann nach dem in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Verfahren die Pixelkapazität berechnet werden. Man erhält:

$$C_{D,CdTe} = 69 \pm 11 \text{ fF} \quad (4.23)$$

Ein weiteres Kriterium für die Beurteilung des Detektors ist seine Linearität. Wie in Abschnitt 2.2.2 dargestellt, zeigt der Verstärker bei Elektronensammlung zunächst eine positive Amplitude und anschließend durch Rückkopplung eine negative Amplitude (vgl. Abb. 2.8(a)). Diese Funktionsweise des irregulären Modus führt zu einer eingeschränkten Linearität der negativen Amplitude von der injizierten Ladungsmenge, was in Abb. 4.33 erkennbar ist. Bei geringen Energien sieht man einen linearen Anstieg, der jedoch ab ca. 10000 e<sup>-</sup> in Sättigung gelangt. Diese schnelle Sättigung bzw. Nichtlinearität beeinträchtigt zwar nicht die Funktion des Verstärkers, aber sie schränkt den dynamischen Bereich sowie die Fähigkeit der Energieauflösung ein.

#### 4.4.3 Spektroskopische Eigenschaften

Das Detektionsvermögen des MPEC kann man am besten durch Aufnahme von Spektren mit dem Testpixel untersuchen (Beschreibung des Meßverfahrens s. Abschnitt 4.2.2). Als Referenzspektrum soll das <sup>241</sup>Am-Spektrum in Abb. 4.9(d) dienen, welches mit dem Si-Detektor aufgenommen wurde. Dort ist deutlich zu erkennen, daß die 60 keV Linie die größte Intensität hat (dabei ist zusätzlich zu berücksichtigen, daß Si für die 60 keV Photonen gegenüber den Linien mit geringerer Energie eine deutlich geringere Absorptionseffizienz hat). Vergleicht man jedoch dagegen die mit dem CdTe-Detektor aufgenommenen Spektren in Abb. 4.34, erkennt man eine deutliche Veränderung der 60 keV Linie. In den vier Spektren ist die Depletionsspannung  $V_{dep}$  von -200 V bis -50 V variiert worden, und nur ab -100 V wird die 60 keV Linie erkennbar. Mit

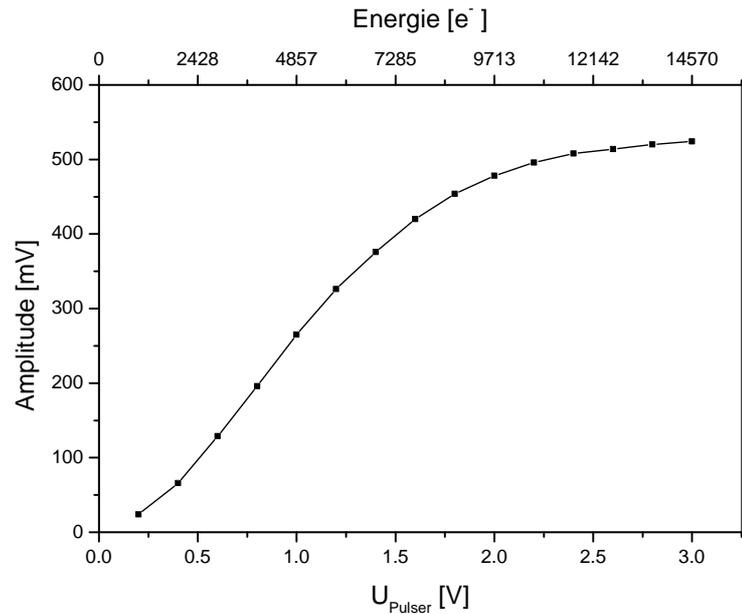


Abb. 4.33: Linearität des MPEC-Detektors im irregulären Modus (Elektronensammlung)

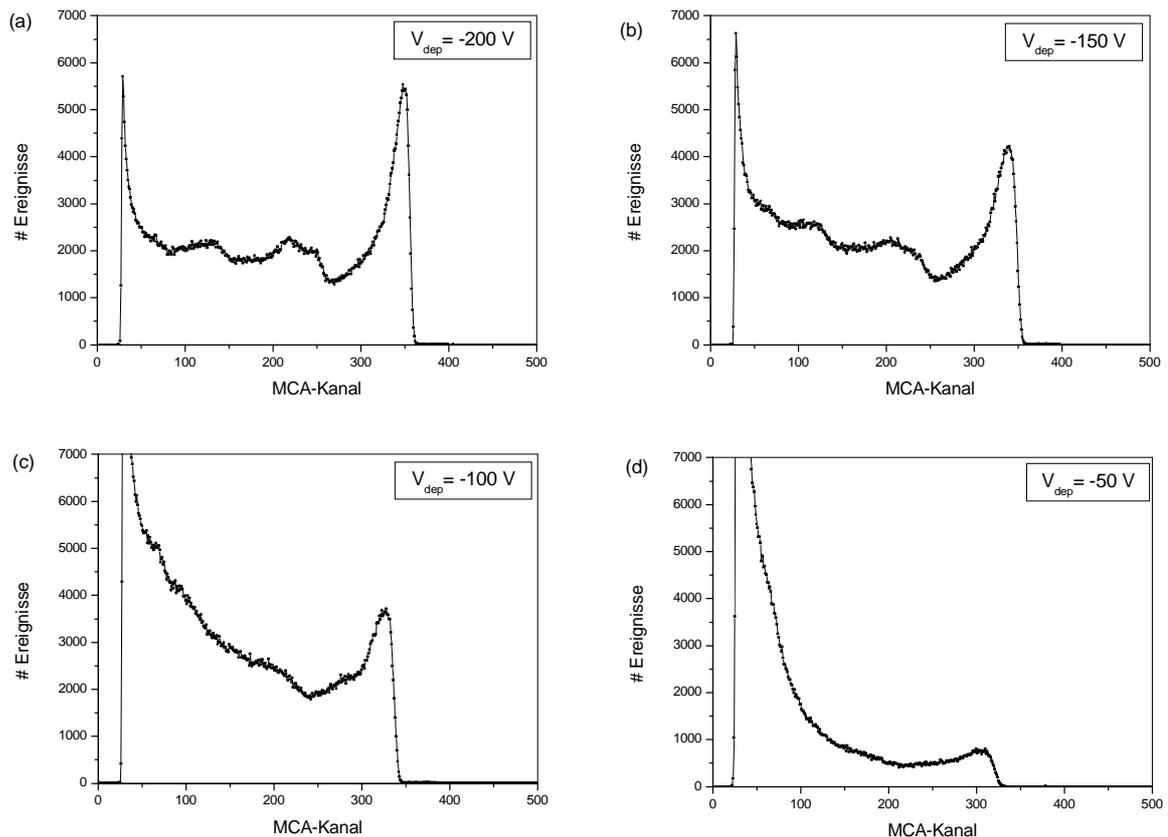


Abb. 4.34: Mit dem Testpixel des CdTe-Detektors aufgenommene Spektren

abnehmendem Betrag der Depletionsspannung geht die Linienform immer mehr verloren bis sie schließlich bei  $V_{dep} = -50 \text{ V}$  in den „kontinuierlichen“ Teil des Spektrums übergeht, der ebenfalls seine ursprüngliche Form verloren hat. Dieses Verhalten bedeutet, daß die Ladungssammlung von Photon zu Photon variiert bzw. unvollständig ist, und ähnlich wie bei den „Split-Events“

führt dies zu dem „Tailing-Effekt“ der Linie und zu einem Verlaufen des Spektrums (Erklärung von „Split-Events“ und „Tailing-Effekt“ s. Abschnitt 4.2.2.). Bei der Beurteilung der Ladungssammlung in einem Halbleitermaterial muß man sowohl den Beitrag von Elektronen als auch von Löchern berücksichtigen. In CdTe haben Elektronen eine Lebensdauer von  $\tau_e=3\ \mu\text{s}$  bei einer großen Beweglichkeit von  $\mu_e=1100\ \text{cm}^2/\text{Vs}$  (vgl. Tab. 1.1), so daß die Elektronenladung mit typischen Depletionsspannungen (-100 bis -200 V) vollständig gesammelt werden kann. In [9] wurde die Ladungssammlungseffizienz in Abhängigkeit der Depletionsspannung für Elektronen mit einem Einkanal CdTe-Detektor untersucht, der mit  $500\ \mu\text{m}$  die gleiche Dicke wie der MPEC-Sensor hat (Meßmethode: TCT-Messungen mit  $\alpha$ -Teilchen). Die Abhängigkeit der Ladungssammlung für Elektronen in dem Einkanal CdTe-Detektor von  $V_{dep}$  ist in Abb. 4.35 dargestellt, und man findet bestätigt, daß erst bei Depletionsspannungen ab  $|-100|\ \text{V}$  eine vollständige Ladungssammlung stattfindet. Entsprechende Ladungssammlungszeiten wurden ebenfalls in [9] vermessen, und

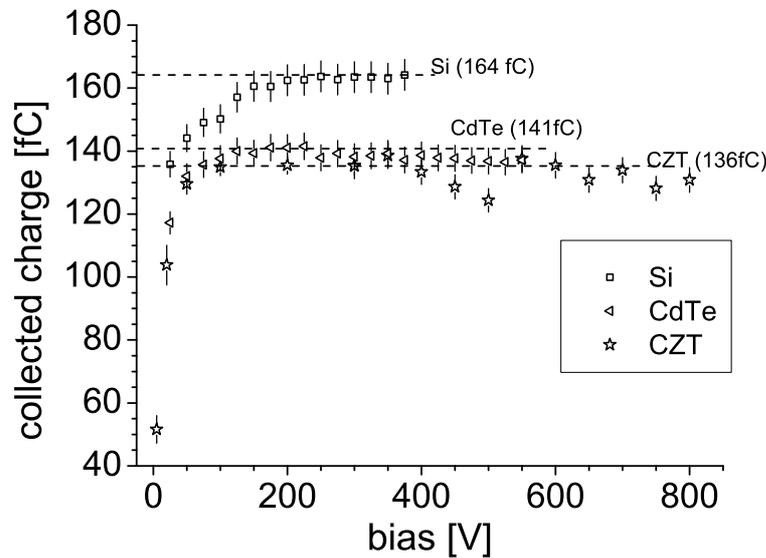


Abb. 4.35: Gesammelte Ladungsmenge in verschiedenen Halbleitermaterialien in Abhängigkeit der Depletionsspannung. Bei „CdTe“ handelt es sich um einen  $500\ \mu\text{m}$  dicken Einkanal CdTe-Detektor, für den eine vollständige Ladungssammlung erst ab Depletionsspannungen  $|-100|\ \text{V}$  auftritt ([8], [9]).

für eine Depletionsspannung von -200 V erhält man  $15 - 20\ \text{ns}$  (diese Zeiten gelten für die gesamte Detektordicke von  $500\ \mu\text{m}$  als Driftstrecke). Bei Betrachtung der Ladungssammlungseffizienz für Löcher sehen die Verhältnisse jedoch anders aus. Zwar besitzen Löcher in CdTe eine relativ lange Lebensdauer von  $\tau_e=2\ \mu\text{s}$ , jedoch ist die Beweglichkeit mit  $\mu_e=100\ \text{cm}^2/\text{Vs}$  ungefähr eine Größenordnung geringer als die für Elektronen. Da sich die Driftzeit umgekehrt proportional zur Beweglichkeit verhält, ist dann auch mit einer um eine Größenordnung längeren Driftzeit zu rechnen. Bei Driftzeiten von  $150 - 200\ \text{ns}$  kann jedoch der MPEC-Vorverstärker, der in dem irregulären Modus betrieben wird, das Ladungssignal nicht mehr korrekt nachweisen (vgl. Abb. 2.8(a): Man sieht, daß nach ca.  $100\ \text{ns}$  der Rückkoppelmechanismus einsetzt und dadurch die Signalentstehung abgebrochen wird). Hinzu kommt, daß die Driftzeit mit  $150 - 200\ \text{ns}$  nicht mehr als vernachlässigbar klein gegenüber der mittleren Lebensdauer von  $2\ \mu\text{s}$  angesehen werden kann und auch daher keine vollständige Ladungssammlung für Löcher erzielt werden kann. Das Gesamtsignal, das auf der Elektrode eines Detektors entsteht, setzt sich aus den Beiträgen von Elektronen und Löchern zusammen. Insbesondere ist der jeweilige Anteil davon abhängig, wie

groß die Driftstrecke der Ladungsträger ist, und somit besteht eine Abhängigkeit des Gesamtsignals vom Absorptionsort eines Photons. Das Verstehen und die Beschreibung der Signalentstehung an der Detektorelektrode bedarf einer detaillierten Analyse, die an dieser Stelle jedoch nicht durchgeführt wird<sup>14</sup>. Ausführlich beschrieben wird die Signalentstehung aufgrund von driftenden Ladungsträgern beispielsweise in [78], [21], [9]. Zusammenfassend kann man sagen, daß die Ladungssammlungseffizienz bei einem CdTe-Detektor durch die geringe Beweglichkeit (bzw. „Trapping“) der Löcher nicht vollständig ist und sie dadurch eine Abhängigkeit vom Absorptionsort des Photons besitzt. Dies führt zu nicht optimalen spektroskopischen Eigenschaften, die im Falle des CdTe MPEC-Detektors nochmals wegen des irregulären Betriebsmodus reduziert sind.

Das Ladungssammlungsverhalten kann verbessert werden, wenn durch Anlegen von höheren Depletionsspannungen kürzere Driftzeiten erreicht werden. Dies wird insbesondere bei CdTe-Detektoren durch Verwendung von Schottky-Kontakten ermöglicht, die für einen sehr geringen Leckstrom sorgen [74]. Bei den für den MPEC verwendeten ohmschen Detektoren kann  $V_{dep}$  jedoch nicht deutlich über -200 V hinausgehen, da ansonsten der Leckstrom zu groß wird und dann nicht mehr mit dem Rückkoppelzweig des Vorverstärkers kompensiert werden kann. Außerdem muß bei  $V_{dep}=-200$  V für  $I_F$  (Parameter für den Strom im Rückkoppelzweig) schon ein relativ großer Wert gewählt werden, um den Leckstrom zu kompensieren. Dies hat jedoch den Nebeneffekt, daß die Vorverstärkerrückkoppelkapazität schneller entladen wird, obwohl eigentlich ein langsamerer Entladungsvorgang für ein verbessertes Ladungssammlungsverhalten wünschenswert wäre. Aus diesem Grund<sup>15</sup> wurde bei allen in dieser Arbeit durchgeführten Messungen mit CdTe-MPEC Detektoren keine höhere Depletionsspannung als -200 V verwendet. Es ist noch anzumerken, daß die Veränderung der Spektrenform im irregulären Modus nicht durch die Zunahme des Detektorrauschens verursacht ist. Denn wie die Schwellenscan-Messungen des vorhergehenden Abschnitts zeigen, ist die Zunahme des Rauschens nicht sehr stark, und die relativ steilen Flanken am hochenergetischen Ende der Linien in den aufgenommenen Spektren (s. Abb. 4.34) bestätigen das geringe Rauschen.

## 4.5 Bildhomogenität des Einzel-Chip CdTe-Detektors

Die Untersuchung der Bildhomogenität soll wiederum unter den verschiedenen Bedingungen gemacht werden, die schon in Abschnitt 4.3 beschrieben wurden:

1. Detektorbetrieb ohne Schwellen-Feinjustierung
2. Detektorbetrieb mit Schwellen-Feinjustierung, wobei die Einstellungen der Schwellen durch Schwellenscans bestimmt wurde.
3. Detektorbetrieb mit Schwellen-Feinjustierung, wobei die Einstellungen der Schwellen durch ein integrales Spektrum bestimmt wurde.
4. Detektorbetrieb mit Feinjustierung der Schwellen und zusätzlicher Flatfield Korrektur

Ebenso wurde für die Messungen wieder das kontinuierliche Spektrum der Röntgenröhre (Beschleunigungsspannung  $U_B=90$  kV, Filtermaterial 1,5 mm Al) verwendet bei einer Zählrate von

<sup>14</sup> Als Stichworte sind zu nennen: gewichtendes Potential, Ramo-Theorem, Hecht-Gleichung, „Small-Pixel“ Effekt.

<sup>15</sup> Ein weiterer Grund für die Beschränkung von  $V_{dep}$ : Da  $V_{dep}$  am Sensorrand nicht durch eine Biasring-Struktur wie beim Si-Detektor (vgl. Abschnitt 4.2.1) kontrolliert auf Vorverstärkerpotential reduziert wird, besteht die Gefahr, daß zu hohe Spannungen an der Oberfläche des MPECs die Chipelektronik beschädigen können.

1 – 2 kHz/Pixel und einer mittleren Ereigniszahl von ca. 10000 Photonen/Pixel. Die globale Schwelle wurde auf ca. 5000 e<sup>-</sup> eingestellt, was der 22,1 keV Linie von <sup>109</sup>Cd entspricht.

#### 4.5.1 Detektor ohne Schwellen-Feinjustierung

Bei einer Schwelle von 5000 e<sup>-</sup> besitzt der Detektor ohne Feinjustierung eine Schwellendispersion von 300 e<sup>-</sup>. Das mit dieser Einstellung aufgenommene Flatfield sowie das Histogramm der Zählraten zeigt Abb. 4.36.

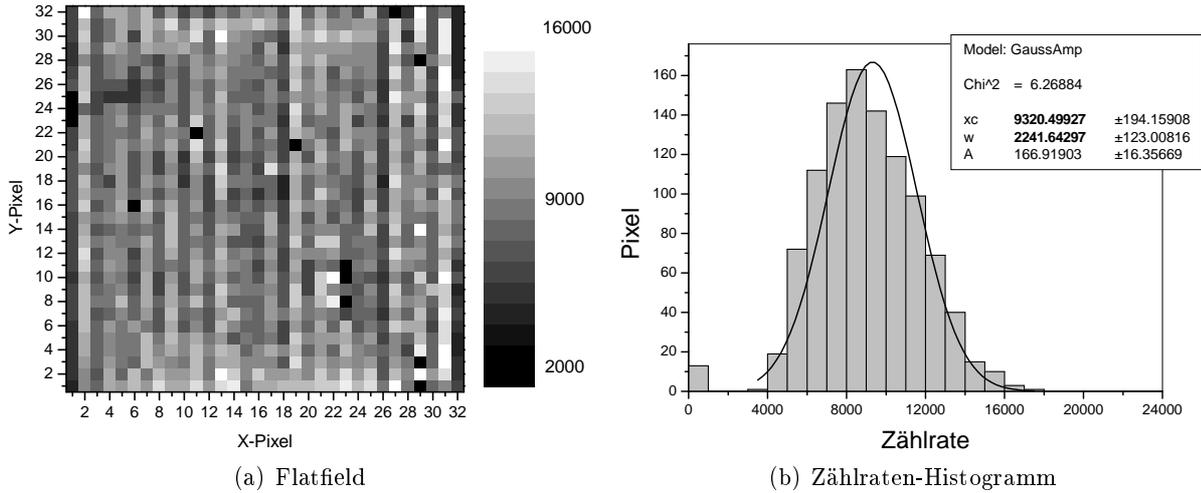


Abb. 4.36: Messung der Homogenität des Detektors ohne Schwellen-Feinjustierung

Für die Homogenität berechnet man:

$$H_{\sigma} = 0,044 \pm 0,001 \quad (4.24)$$

$$H_{\bar{n}} = 0,783 \pm 0,006 \quad (4.25)$$

Der geringe Wert von  $H_{\sigma}$  weist auf starke systematische Abhängigkeiten hin, die zu Zählratenschwankungen führen, die deutlich größer als die statistischen Schwankungen sind. Der Wert von  $H_{\bar{n}}$  besagt, daß die Zählraten im Durchschnitt um 22 % vom Zählratenmittelwert abweichen. Darüberhinaus erkennt man in der Aufnahme des Flatfields wiederum eine Spaltenstruktur, bei der linke und rechte Seiten einer Doppelspalte systematisch verschiedene Zählraten aufweisen. Die Erklärung hierfür wird sich in den folgenden Unterabschnitten bei der Behandlung der anderen Justiermethoden ergeben.

#### 4.5.2 Detektor mit Schwellen-Feinjustierung – Justierdaten durch Schwellenscans ermittelt

Für diese Messung wurde der Detektor auf eine Schwellendispersion von 15 e<sup>-</sup> justiert. Jedoch ist eine Verbesserung der Homogenität in Abb. 4.37 nicht zu erkennen, und auch die berechneten Werte ergeben nur eine geringfügige Verbesserung:

$$H_{\sigma} = 0,046 \pm 0,001 \quad (4.26)$$

$$H_{\bar{n}} = 0,823 \pm 0,005 \quad (4.27)$$

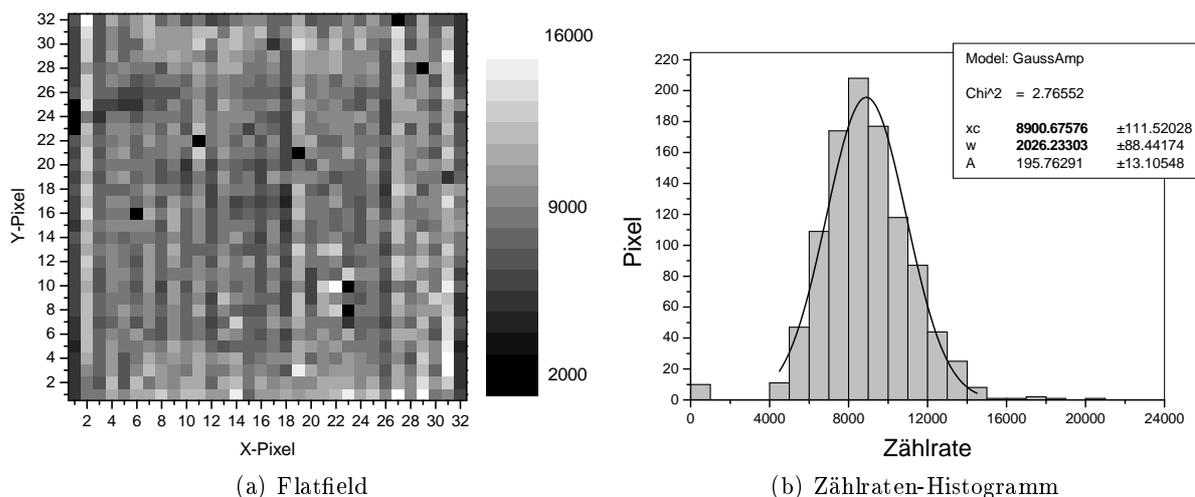


Abb. 4.37: Messung der Homogenität des Detektors mit Schwellen-Feinjustierung (Justierdaten durch Schwellenscans bestimmt)

Um zu verstehen, warum es hier zu keiner Verbesserung der Homogenität kommt, sollen zunächst wieder integrale Spektren betrachtet werden, die wiederum mit der  $^{109}\text{Cd}$ -Quelle aufgenommen wurden (eine Linie einer radioaktiven Quelle ist für ein integrales Spektrum besser geeignet als ein kontinuierliches Röhrenspektrum). Abb. 4.38 zeigt das integrale Spektrum eines Pixels sowie dessen Ableitung, die wieder das ursprüngliche Spektrum von  $^{109}\text{Cd}$  ergibt. Vergleicht man die-

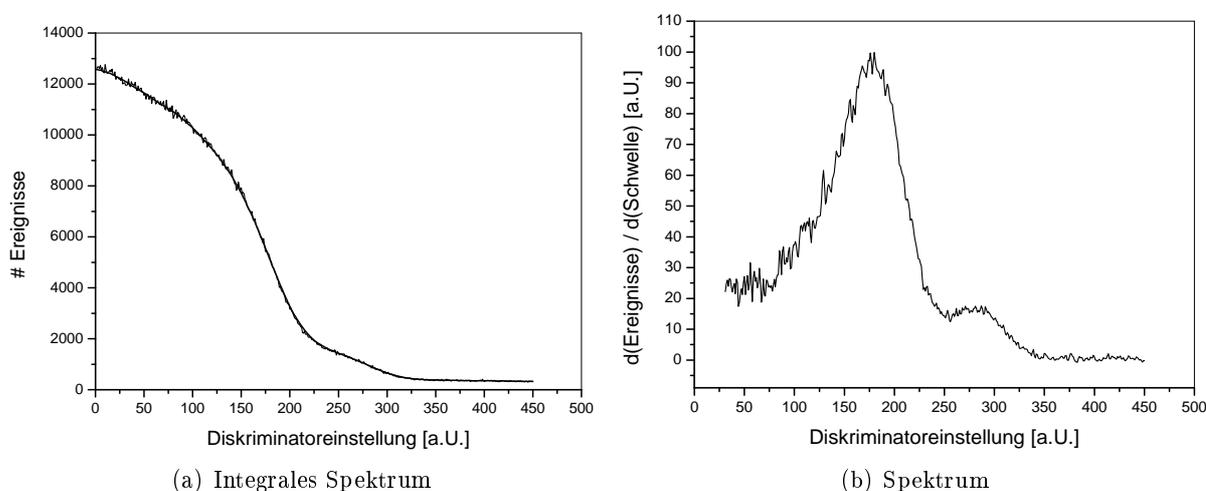


Abb. 4.38: An das integrale Spektrum (a) ist eine geglättete Kurve eingezeichnet, deren Ableitung das ursprüngliche Spektrum (b) von  $^{109}\text{Cd}$  ergibt.

se Spektren mit den Spektren der Abb. 4.15, die mit einem Si-Detektor aufgenommen wurden, sieht man, daß die beiden Linien nicht mehr deutlich voneinander getrennt sind. Darüberhinaus sind zu den niedrigen Energien hin viele Einträge zu sehen, wo im Idealfall keine zu erwarten sind. Diese Spektrenform ist dadurch begründet, daß bei einigen Ereignissen nur unvollständige Ladungssammlung vorliegt. Die veränderte Spektrenform ist jedoch zunächst noch keine Begründung für die inhomogene Zählratenverteilung. Denn sollten die integralen Spektren aller Pixel die gleiche Form haben, würden alle Pixel auch bei gleicher Schwelle die gleiche Zählrate haben. In Abb. 4.39 sind die integralen Spektren von zehn Pixeln einer Spalte aufgetragen, wobei alle Pixel die gleiche Energieeichung (gemäß Schwellenscan) besitzen sollten. Man erkennt jedoch

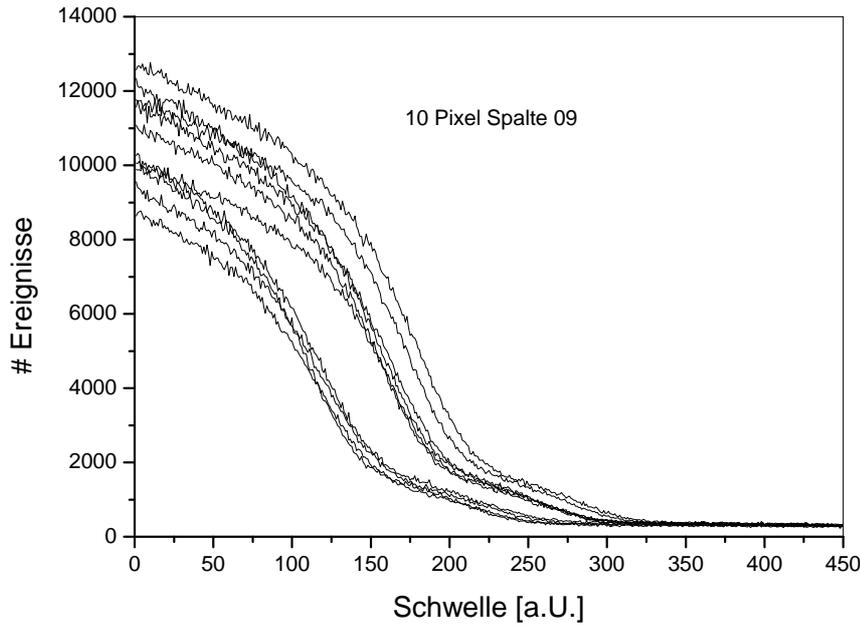


Abb. 4.39: Integrale  $^{109}\text{Cd}$ -Spektren von 10 benachbarten Pixeln einer Spalte

direkt, daß sich die erste<sup>16</sup> ansteigende Flanke, die der kleinen Linie des Spektrums entspricht, bei allen Pixeln an verschiedenen Positionen befindet. Das bedeutet, daß die Pixel verschiedene Schwellen haben und damit auch verschiedene Zählraten liefern. Somit läßt sich sagen, daß die Justierdaten, die durch Schwellenscans bestimmt wurden, keine signifikante Schwellenangleichung bewirkt haben und dadurch weiterhin eine geringe Homogenität existiert. Die weitere Diskussion dieser Beobachtungen im Zusammenhang mit den integralen Spektren folgt im nächsten Unterabschnitt.

#### 4.5.3 Detektor mit Schwellen-Feinjustierung – Justierdaten durch integrales Spektrum ermittelt

Bei dieser Messung wurden wie in Abschnitt 4.3.3 beschrieben die integralen  $^{109}\text{Cd}$ -Spektren von allen Pixeln aufgenommen und dann für jeden Pixel diejenige Diskriminatoreinstellung gewählt, die zu einer für alle Pixel gleichen Zählrate führt. Der mit diesen Diskriminatoreinstellungen justierte Detektor liefert bei Beleuchtung durch die Röntgenröhre das in Abb. 4.40 dargestellte Flatfield Bild. Für die zugehörige Homogenität ergibt sich:

$$H_{\sigma} = 0,047 \pm 0,001 \quad (4.28)$$

$$H_{\bar{n}} = 0,819 \pm 0,005 \quad (4.29)$$

Wiederum ergibt sich keine signifikante Verbesserung des Detektoransprechverhaltens. Um dies zu verstehen, werden ebenso wieder die zugehörigen integralen Spektren betrachtet. Abb. 4.41 zeigt die integralen Spektren von jeweils zehn Pixeln zweier benachbarter Spalten. Die Justierung wurde auf eine Zählrate von 1100 vorgenommen, was in etwa einer Energie zwischen den beiden Linien entspricht. Man sieht, daß bei diesem Eichwert wie beabsichtigt alle integralen Spektren dicht aufeinander liegen. Zu niedrigen Schwellenwerten hin wird jedoch erkennbar, daß die Kurven auseinanderlaufen. Dementsprechend unterscheiden sich auch die Ableitungen der Kurven und

<sup>16</sup> Betrachtung von hohen Schwellenwerten her kommend.

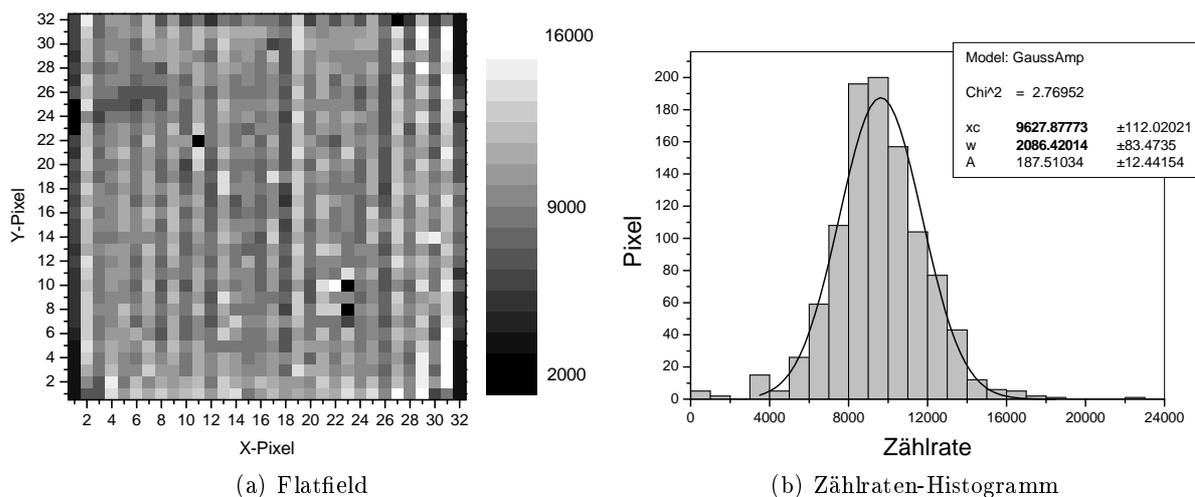


Abb. 4.40: Messung der Homogenität mit Schwellen-Feinjustierung (Justierdaten durch integrales Spektrum bestimmt)

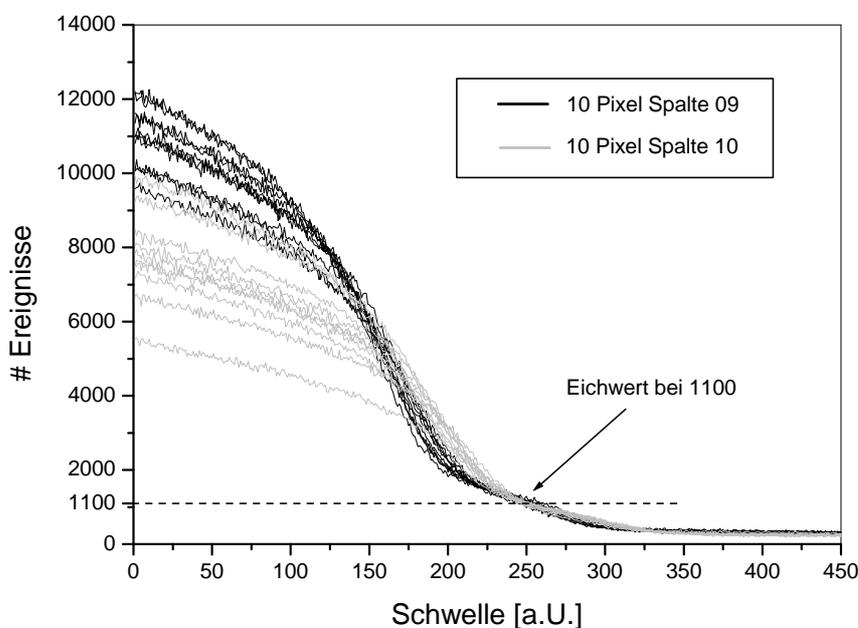


Abb. 4.41: Integrale  $^{109}\text{Cd}$ -Spektren von jeweils zehn Pixeln zweier benachbarter Spalten

damit auch die ursprünglichen Spektren. Man kann sagen, daß jeder Pixel gemäß seinem individuellen Ansprechverhalten – d.h. seiner individuellen Empfindlichkeit für die Ladungssammlung – ein eigenes Spektrum nachweist (jeder Pixel „sieht“ sein eigenes Spektrum). Denn aufgrund der Verschiedenheit von Elektron- und Lochsignal (vgl. Abschnitt 4.4.3) ist der zeitliche Verlauf des induzierten Signals bei verschiedenen Absorptionstiefen im Detektor sehr unterschiedlich, und man muß annehmen, daß die Pixel des Auslesechips, die sich alle aufgrund von Schwankungen im Herstellungsprozeß in ihren elektronischen Eigenschaften leicht untereinander unterscheiden, jeweils ein sehr individuelles Verhalten in dem irregulären Ladungssammlungsmodus besitzen. Dadurch wird auch klar, warum die Justierung mittels Schwellenscan keine Verbesserung bringt. Denn durch die Injektionspulse wird in den Vorverstärker ein Signal mit einer ganz speziellen zeitlichen Formung injiziert, und alle Pixel haben dann bzgl. nur dieses speziellen Signals das gleiche Ansprechverhalten. Betrachtet man dagegen die integralen Spektren des Si-Detektors

(normaler Betriebsmodus) in Abb. 4.18, erkennt man bei allen Pixeln einen nahezu identischen Spektrenverlauf, so daß für die Pixel des Si-Detektors ein gleiches Ladungssammlungsverhalten angenommen werden kann.

Da bei dem CdTe-Detektor für jeden Pixel die Form des nachgewiesenen Spektrums individuell verschieden ist, ist die geringe Homogenität der Zählratenverteilung nicht verwunderlich. Die Justierdaten wurden durch integralen Spektren von  $^{109}\text{CdTe}$  bestimmt, während das Flatfield Bild in Abb. 4.40 mit der Röntgenröhre aufgenommen wurde. Somit stellt das kontinuierliche Röhrenspektrum eine andere Photonenquelle dar, für die die einzelnen Pixel wiederum ein individuelles Antwortverhalten besitzen. Dagegen sollte eine Steigerung der Homogenität erreicht werden, wenn die Homogenitätsmessung mit derselben Photonenquelle durchgeführt wird, die auch bei der Ermittlung der Justierdaten verwendet wurde. Dadurch ändert sich zwar weiterhin das Antwortverhalten der Pixel nicht, aber es wird für jeden Pixel die Einstellung verwendet, die zu einer gleichen Zählrate führt. Einen solchen Fall zeigt Abb. 4.42, bei dem Homogenitätsmessung und Justierdatenbestimmung mit der  $^{109}\text{CdTe}$ -Quelle durchgeführt wurden. Es fällt auf,

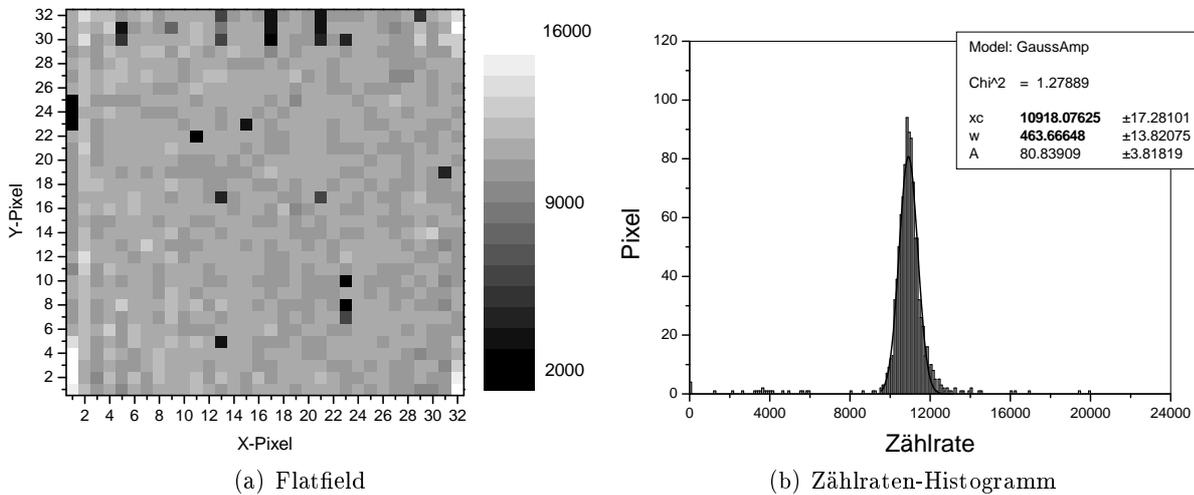


Abb. 4.42: Messung der Homogenität mit Schwellen-Feinjustierung (Justierdaten durch integrales Spektrum bestimmt). Im Unterschied zu Abb. 4.40 wird hier für die Aufnahme des Flatfield Bildes anstelle des Röhrenspektrums das  $^{109}\text{CdTe}$ -Spektrum benutzt.

daß einige Pixel stärker abweichen (erkenntlich als schwarze und weiße Pixel), aber insgesamt ist ein deutlich homogeneres Ansprechverhalten zu erkennen. Die Berechnung der Homogenitäten liefert folgende Werte:

$$H_{\sigma} = 0,227 \pm 0,005 \quad (4.30)$$

$$H_{\bar{n}} = 0,9641 \pm 0,0008 \quad (4.31)$$

Diese Werte erreichen zwar nicht die theoretisch maximalen Werte (vgl. (4.14), (4.15)), aber es liegt eine deutliche Annäherung vor. Bei Betrachtung der Flatfield Aufnahme ist auch noch geringfügig die Spaltenstruktur erkennbar. Daraus kann man schließen, daß weiterhin eine systematische Beeinflussung der Zählraten vorliegt. Diesen systematischen Einfluß kann man ebenfalls in Abb. 4.41 wiederfinden, wo die integralen Spektren von zwei benachbarten Spalten gezeigt sind. Man erkennt, daß jeweils die Pixel einer Spalte Spektren mit vergleichbarer Form liefern, während die Spektrengruppe der einen Spalte sich von der anderen unterscheidet. Dieses Verhalten läßt vermuten, daß die Doppelspaltenstruktur des MPEC in Verbindung mit dem Goldstud Bond-Verfahren die elektronischen Eigenschaften (insbesondere des irregulären Modus) der Pixel beeinflusst. Die Goldstuds, die eine gewisse Fläche des Pixels (auch über die „Bumpbondpads“

hinaus) bedecken sowie der Kleber, der sich zwischen Sensor und MPEC befindet und ein Dielektrikum darstellt, verursachen parasitäre Kapazitäten. Als Folge kann das Vorverstärkerverhalten unterschiedlich beeinflusst sein, je nachdem ob die Pixelelektronik links oder rechts in der Doppelpalte angeordnet ist.

#### 4.5.4 Detektor mit Schwellen-Feinjustierung und Flatfield Korrektur

Schließlich wurde noch mit dem feinjustierten Detektor ein Flatfield Bild aufgenommen, das mit einem unabhängigen Flatfield Bild mit 50fach höherer Zählrate korrigiert wurde. Das Ergebnis in

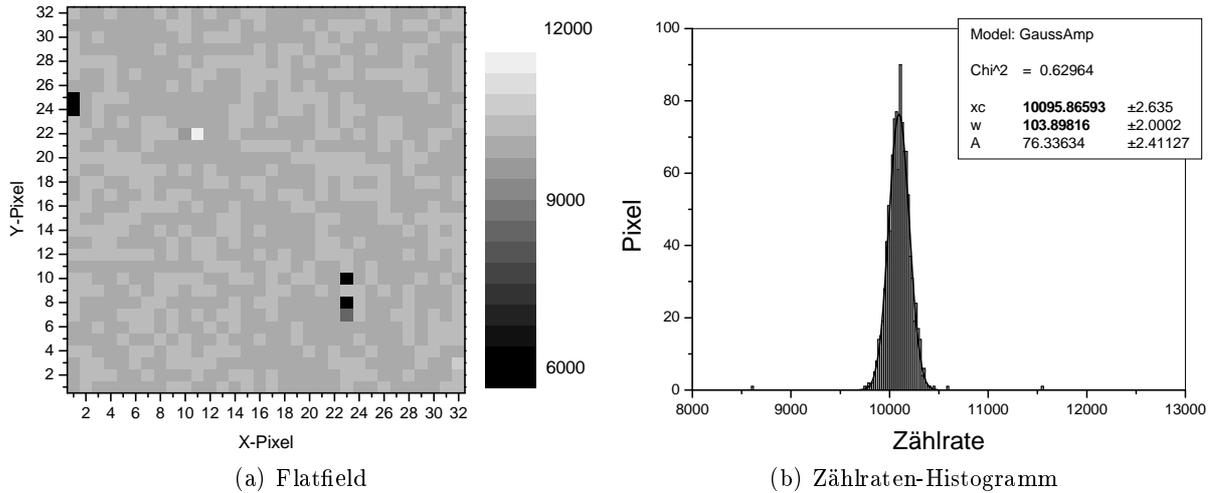


Abb. 4.43: Messung der Homogenität mit Schwellen-Feinjustierung (Justierdaten durch integrales Spektrum bestimmt) und Flatfield Korrektur

Abb. 4.43 zeigt eine sehr homogene Zählratenverteilung. Insbesondere ist gegenüber den anderen Flatfield Abbildungen des CdTe-Detektors noch der Bereich der Zählratenskala um einen Faktor  $\approx 2$  verkleinert, was die visuelle Wahrnehmung von Zählratenunterschieden verbessert (der Skalenbereich entspricht hier demjenigen, der für den Si-Detektor in Abschnitt 4.3 verwendet wurde.). Für die Homogenität ergibt sich:

$$H_{\sigma} = 0,97 \pm 0,02 \quad (4.32)$$

$$H_{\bar{n}} = 0,9917 \pm 0,0002 \quad (4.33)$$

Demnach erreicht die Homogenität nahezu den Maximalwert, und man kann sagen, daß keine systematischen Zählratenabweichungen vorliegen. In einer weiteren Meßreihe wurde  $H_{\sigma}$  in Abhängigkeit von  $V_{dep}$  untersucht. Die Werte von Tab. 4.6 zeigen, daß sich  $H_{\sigma}$  erst mit hohen  $|V_{dep}|$  dem maximalen Wert 1 annähert. Denn bei kleineren  $|V_{dep}|$  sind die Ladungssammleigenschaften wie in Abschnitt 4.4.3 beschrieben weniger gut, und für  $|V_{dep}| < 100V$  werden systematische Zählratenabweichungen deutlich. Allerdings erlaubt das Ergebnis  $H_{\sigma} \approx 1$  nur die

$V_{dep}$ [V]	-50	-100	-150	-200
$H_{\sigma}$	0,702	0,877	0,888	0,982

Tab. 4.6: Homogenität des CdTe-Detektors mit Flatfield Korrektur in Abhängigkeit von  $V_{dep}$

Aussage, daß das Detektorsystem bestehend aus CdTe-Sensor und MPEC für alle Pixel Zählraten liefert, die keinen systematischen zeitlichen Schwankungen unterliegen, die größer als die

statistischen Zählratenschwankungen sind (gilt für kleine Zeiträume). Insbesondere kann man mit diesem Detektorsystem keine Aussage darüber machen, wie eventuelle systematisch bedingte Schwankungen der Detektionseigenschaften des CdTe über die gesamte Sensorfläche aussehen. Denn die Diskussion der integralen Spektren in den vorhergehenden Abschnitten zeigt, daß jeder Pixel des MPEC ein sehr individuelles Ansprechverhalten hat und dadurch eine starke systematische Beeinflussung der Zählraten entsteht. Ob und in welchem Maße darin jedoch eventuelle systematische Inhomogenitäten des CdTe enthalten sind, läßt sich nicht sagen. Dies kann nur mit einem Detektorsystem gemacht werden, das für alle Pixel des Auslesechips ein gleiches Ansprechverhalten auf ein negatives Ladungssignals besitzt. Man kann jedoch annehmen, daß das hier verwendete CdTe durch relativ homogene Detektionseigenschaften gekennzeichnet ist. In [74] wurden Messungen mit einem Einkanal-Detektor vorgestellt, der aus vergleichbarem CdTe-Material hergestellt ist und ebenfalls eine Dicke von 500  $\mu\text{m}$  besitzt. Diese Messungen belegen qualitativ eine gute Homogenität der Detektionseigenschaften. Allerdings handelte es sich um einen Schottky-Detektor, der bei  $-20^\circ\text{C}$  und einer Depletionsspannung von 300 V betrieben wurde.

In [40] wurden ähnliche Messungen mit einem MPEC Chip und CdTe-Sensor gemacht, die durch die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen bestätigt werden. Zwar wurde in [40] noch nicht mit den integralen Spektren einzelner Pixel gearbeitet, jedoch konnte gezeigt werden, daß die Zählratenschwankungen für individuelle Pixel nur durch die statistischen Schwankungen der Photonenquelle bedingt sind, und daß durch eine Flatfield Korrektur für den gesamten Detektor  $H_\sigma \approx 1$  erreicht werden kann. Darüberhinaus wurde dort für den Fall von großen systematischen Zählratenschwankungen eine Beschreibung für die mittlerer Zählrate  $\bar{n}$  und für das Bildrauschen  $\sigma_n$  (s. (3.1)) gegeben, die die einzelnen Nachweiswahrscheinlichkeiten bzw. Quanteneffizienzen  $p_i$  aller Pixel berücksichtigt. Die  $p_i$  berücksichtigen alle Faktoren, die aufgrund von gesetzter Schwelle, Absorptionswahrscheinlichkeit, Sensorinhomogenitäten etc. zu Nachweisverlusten führen. Es gilt dann [40]:

$$\bar{n} \approx \bar{p} \bar{n}_q \quad (4.34)$$

$$\sigma_n \approx \sigma_p \bar{n}_q \quad (4.35)$$

Dabei bezeichnen  $\bar{p}$  und  $\sigma_p$  den Mittelwert bzw. die Standardabweichung der Nachweiseffizienzen  $p_i$ , und  $\bar{n}_q$  steht für die mittlere Photonenzahl des einfallenden Strahlungssignals. Mit diesen Größen ergibt sich dann für  $H_\sigma$  [40]:

$$H_\sigma = \frac{\sqrt{\bar{p} \bar{n}_q}}{\sigma_p \bar{n}_q} = \frac{\sqrt{\bar{p}}}{\sigma_p \sqrt{\bar{n}_q}} \quad (4.36)$$

Dadurch zeigt sich, daß  $H_\sigma$  bei großen systematischen Zählratenschwankungen (wie es bei dem CdTe-Detektor ohne Flatfield Korrektur der Fall ist) nicht mehr unabhängig von der Zählrate ist und mit steigender Zählrate abnimmt.

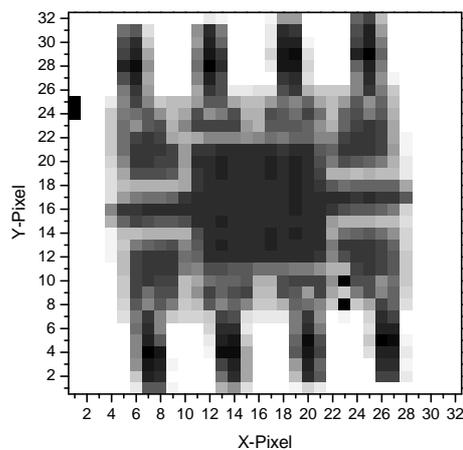
Abschließend kann man sagen, daß das Vorhandensein von Goldstuds und Kleber bei geringer elektrischer Abschirmung der Pixelzellen ( $\Rightarrow$  parasitäre Kapazitäten) die Arbeitspunkte für die Schwelleneinstellung und das Ansprechverhalten der individuellen Pixel stark beeinflusst. Darüberhinaus wurde in weiteren Messungen festgestellt – die an dieser Stelle nicht weiter beschrieben werden –, daß der CdTe-Sensor auch die Funktion der Pulsgeneratoren bzw. der Fensterlogik des MPEC beeinträchtigt (Vermutung: parasitäre Kapazitäten beeinflussen das Synchronisationsverhalten). Daher ist der MPEC mit CdTe-Sensor hier nur im Einzelschwellenbetrieb charakterisiert worden.

### 4.5.5 Röntgenbilder

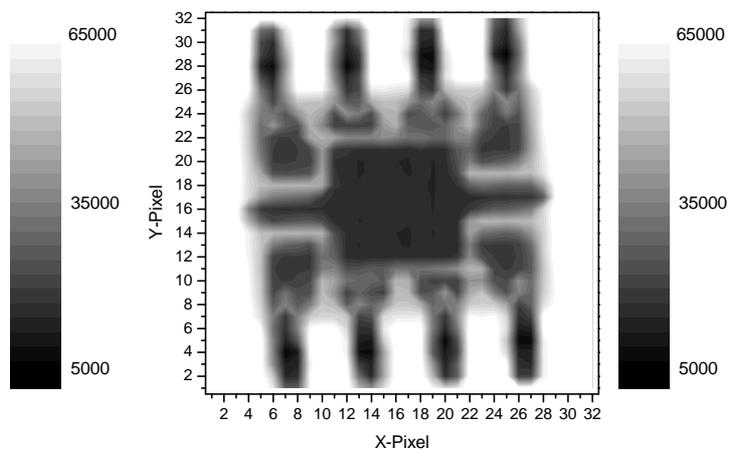
Ein mit der Röntgenröhre aufgenommenes Radiogramm zeigt Abb. 4.44, wo eine integrierte elektrische Schaltung durchleuchtet wurde. Die Flatfield korrigierten Daten des Radiogramms zeigt Abb. 4.44(b), und in Abb. 4.44(c) sind die Daten wiederum durch einen Interpolationsalgorithmus aufbereitet, bei dem die Zählraten von defekten Pixeln durch den Mittelwert der Pixel in ihrer nächsten Umgebung ersetzt werden. Im Radiogramm sind deutlich die Metallstrukturen zu erkennen, die sich im Inneren des Kunststoffgehäuses fortsetzen.



(a)



(b)



(c)

Abb. 4.44: Radiogramm einer integrierten elektrischen Schaltung (IC), die in einem Kunststoffgehäuse untergebracht ist (Schwelle ca.  $2100\text{ e}^-$ , Beschleunigungsspannung der Röntgenröhre  $60\text{ kV}$ ). Auf dem Photo (a) erkennt man das dunkle Gehäuse mit den Anschlußkontakten („Pins“), und in dem Flatfield korrigierten Radiogramm (b) wird sichtbar, wie Metalleitungen weiter zum Träger des eigentlichen Bauteils führen. In (c) ist eine Konturzeichnung mit interpolierten Daten von defekten Pixeln dargestellt.



## 5. MPEC Multi-Chip-Modul Detektoren

Für die Bildgebung mit einem Pixeldetektor ist auch von Bedeutung, daß eine genügend große Fläche abgebildet werden kann. Dies kann jedoch nicht einfach dadurch erreicht werden, daß Sensor und Auslesechip durch Vergrößerung der Pixelzahl ausgedehnt werden. Denn bei der Produktion der Chips auf einem Wafer entstehen auch immer lokale Defekte, die zu nicht funktionsfähigen Chips führen („chip yield“). Ebenfalls ist bzgl. der Verbindungstechnologie von Auslesechip und Sensor („Bump-Bonding“) der entsprechende „yield“ zu berücksichtigen. Um daher bei einem defekten Chip nicht zu viel wertvolles Material zu verlieren, beschränkt man sich auf kleinere Chips, die eine Fläche von ca.  $1\text{ cm}^2$  abdecken [78]. Dagegen können die Sensoren als größere Einheiten gefertigt werden. Mehrere Auslesechips werden dann mit einem Sensor verbunden und bilden ein sogenanntes Multi-Chip-Modul<sup>1</sup>. Beispielsweise werden für den ATLAS-Pixeldetektor 16 Auslesechips mit einem ca.  $1,6 \times 6\text{ cm}^2$  großen Si-Sensor verbunden. Durch eine überlappende Anordnung dieser Module können dann entsprechend große Flächen abgedeckt werden. Um die Eigenschaften eines bildgebenden Systems mit mehreren MPEC-Chips zu untersuchen, wurden in dieser Arbeit MCMs mit Si- und CdTe-Sensoren aufgebaut, die jeweils mit vier MPECs in quadratischer Anordnung betrieben werden (sog. 2x2-Module).

### 5.1 Modulaufbau

Der Aufbau von MCMs ist im Vergleich zu Einzel-Chip Detektoren aufwendiger und schwieriger. Dies liegt vor allem daran, daß die einzelnen Auslesechips sehr dicht aneinandergereiht werden. Hinzu kommt noch die Einschränkung, daß aus fertigungstechnischen Gründen die Randpixel der Auslesechips nicht den geometrischen Rand des Chips darstellen, sondern daß der Chip immer noch einen ca.  $100\text{ }\mu\text{m}$  breiten nicht nutzbaren zusätzlichen Rand besitzt. Damit dann die Aneinanderreihung der Chips noch möglich ist, müssen beim Sensor in dem sogenannten Zwischen-Chip Bereich größere Pixel vorgesehen werden. Abb. 5.1 zeigt schematisch, wie die Pixelstruktur bei einem 2x2-Modul aussieht. Dort, wo zwei MPEC Chips aneinandergrenzen, befinden sich auf der Sensorseite Doppel-Pixel, die in der entsprechenden Dimension eine doppelte Seitenlänge haben. Im Zentrum des Sensors, wo alle vier Chips zusammentreffen, müssen 4fach-Pixel eingefügt werden, die in beiden Dimensionen die doppelte Seitenlänge besitzen und dadurch die 4fache Fläche eines normalen Pixels haben. Durch diese Vergrößerungen der Pixel wird dann ein Aneinanderreihen der Auslesechips möglich. Dabei beträgt der Zwischenraum zwischen zwei aneinandergrenzenden Chips nur  $200\text{ }\mu\text{m}$ .

Bei der weiteren Kontaktierung der Module mit der Detektor-Hybrid Platine muß die Auflagefläche, auf die das MCM geklebt wird, besondere Eigenschaften besitzen. Sie muß zum einen für die mechanische Stabilität sehr steif sein, und zum anderen sollte sie einen vergleichbaren Temperatureausdehnungskoeffizienten wie die Auslesechips bzw. das Sensormaterial besitzen. Denn im Gegensatz zu einem Einzel-Chip Detektor ist das MCM an vier verschiedenen Stellen mit der Auflagefläche kontaktiert, und bei verschiedenen Temperatureausdehnungskoeffizienten können Scherkräfte entstehen, die die Bumpbond-Verbindung von Sensor und Auslesechips beein-

---

<sup>1</sup> Eine geläufige Abkürzung für Multi-Chip-Modul ist *MCM*, die im weiteren Verlauf verwendet wird.

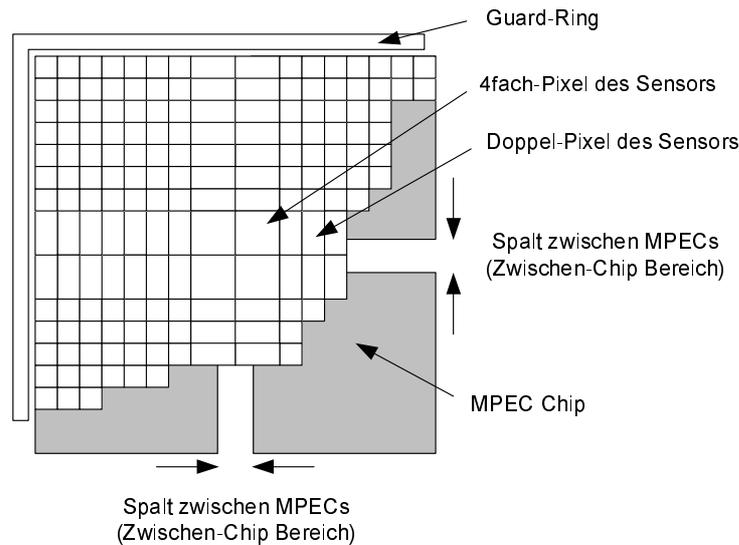


Abb. 5.1: Schematische Darstellung der Sensorpixel bei einem 2x2-MCM

trächtigen können. Ein für diesen Zweck geeignetes Material ist Keramik (Aluminiumoxid), das darüberhinaus noch eine gute Wärmeleitfähigkeit besitzt und so die Verlustleistung der MPEC Chips gut ableiten kann. Zwar ist es möglich, (mehrlagige) Platinen aus Keramik fertigen zu lassen, doch sind diese sehr viel teurer als normale Platinen. Daher wurde eine Platine konstruiert, die die Vorteile von beiden Materialien kombiniert (s. Abb. 5.2). In eine normale Platine, auf der

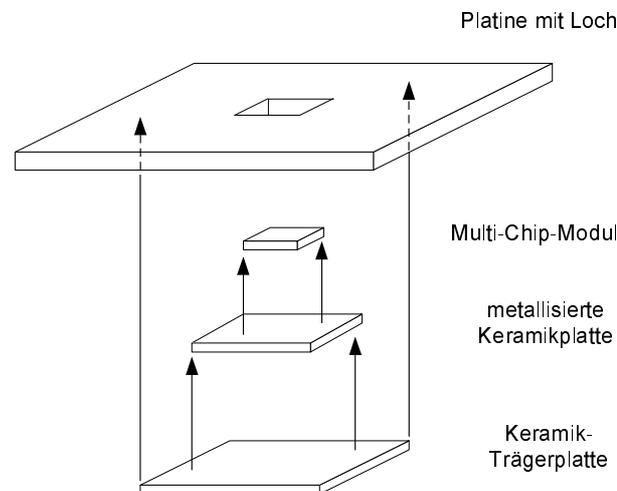


Abb. 5.2: Konstruktion der Detektor-Hybrid Platine: Eine Platine mit Loch wird mit einer Keramikfläche als Auflage für das MCM versehen.

die Leiterbahnen und elektronischen Bauteile untergebracht sind, ist ein Loch der Größe eines MCMs herausgefräst. Dieses Loch wird von unten mit einer Bodenplatte aus Keramik verschlossen. Als Höhenausgleich wird noch eine weitere Keramikplatte aufgeklebt, die die selbe Dimension wie das Loch hat. Als Ergebnis erhält man eine ebene Platine aus Standardplatinenmaterial mit einer Keramikfläche im Zentrum, auf die das MCM aufgeklebt werden kann. Die Keramikplatte, auf die das MCM geklebt wird, ist zusätzlich noch metallisiert, damit diese auf ein definiertes Potential gelegt werden kann und ein rauscharmer Betrieb des MCMs gewährleistet ist<sup>2</sup>.

<sup>2</sup> Die Metallisierung dient nicht dazu, den Chipbulk zu kontaktieren, da der Si-Chip auf seiner Unterseite selbst

## 5.2 MCM Si-Detektor

### 5.2.1 Sensoreigenschaften

Der verwendete Sensor entspricht dem Sensor, der für den Einzel-Chip Detektor verwendet wurde (s. Abschnitt 4.2.1), d.h. er besitzt folgenden Eigenschaften:

- 280  $\mu\text{m}$  dickes hochohmiges  $\text{n}^-$  dotiertes Si
- $\text{p}^+$  Implantationen als Pixelelektroden, Al-metallisierter Rückseitenkontakt
- „guard ring“ zur Aufnahme aller nicht im aktiven Sensorvolumen erzeugten Leckströme
- „Bias“ Ringe zum Abbau des Depletionspotentials am Rand
- Solder-Bump Bond-Verfahren (auch hier müssen die MPECs in Dummy-Wafern verarbeitet werden)

Es wurden zwei MCM Si-Detektoren aufgebaut, ein Foto eines Detektors mit Detektor-Hybrid Platine zeigt Abb. 5.3. Der „bump yield“ der MCMs kann wiederum am besten durch Identifizie-

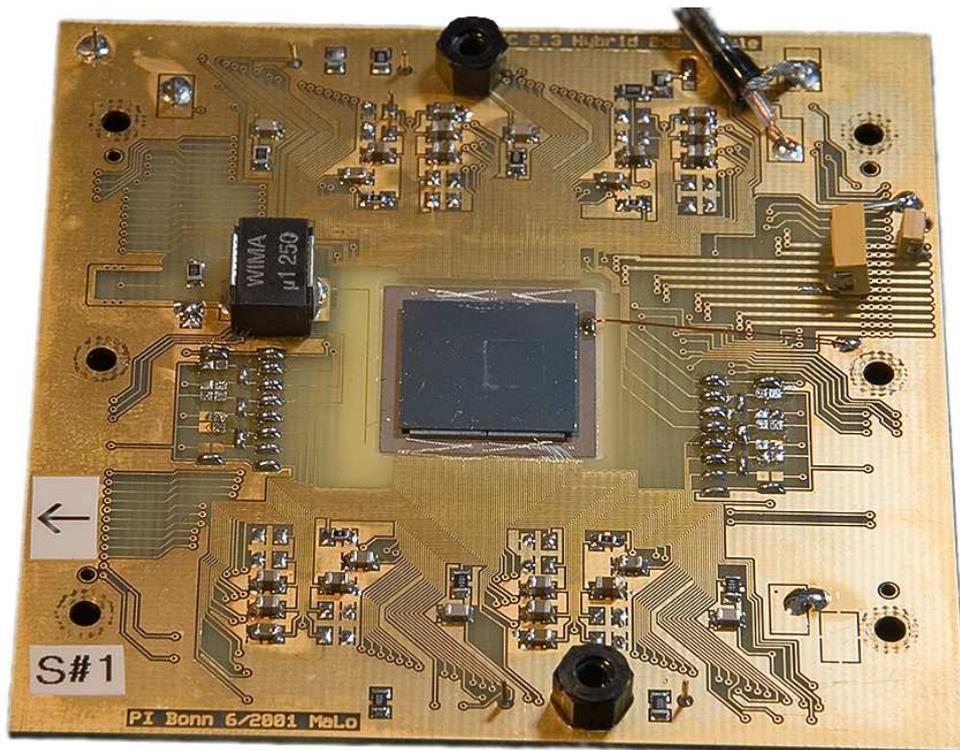


Abb. 5.3: MCM Si-Detektor #01

rung von toten Pixeln mittels einer Flatfield Aufnahme ermittelt werden. Im Abb. 5.4 erkennt man für beide MCMs Bereiche, in denen nicht funktionsfähige (schwarze) Pixel gehäuft auftreten. Dies ist für Modul #01 besonders im Zentrum und entlang des Zwischen-Chip Bereichs der Fall. Weiter fällt auf, daß entlang der Zwischen-Chip Bereiche nahezu alle Pixel ein sehr hohe Zählrate besitzen (weiße Pixel). Dabei handelt es sich nicht um defekte Pixel (Rausch-Pixel), sondern nicht metallisiert ist und Si in der Regel mit einem Metall keine (ohmsche) leitende Verbindung eingeht.

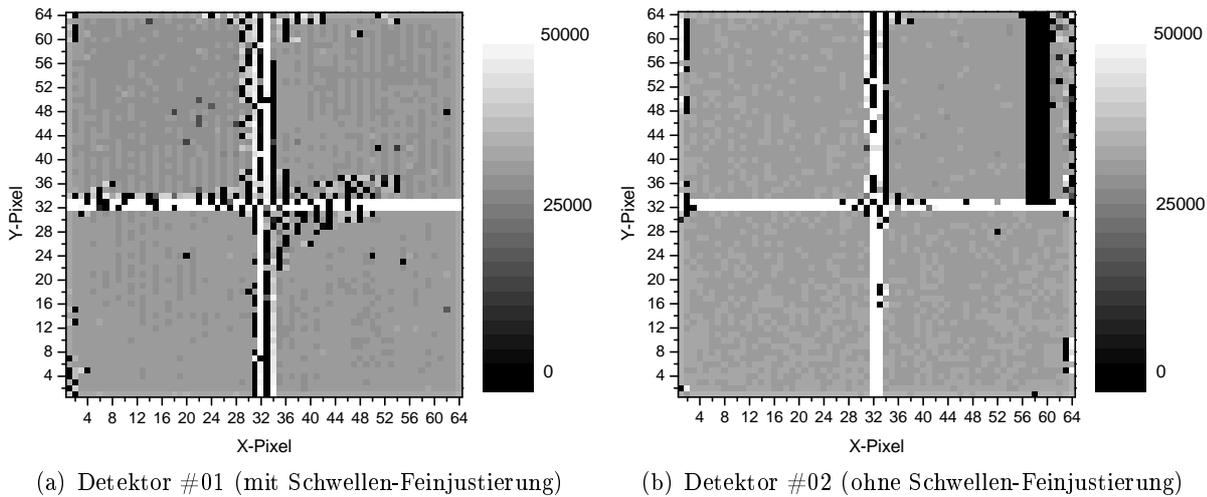


Abb. 5.4: Flatfield Bilder der beiden MCM Si-Detektoren aufgenommen mit der Röntgenröhre

um die Zwischenpixel, deren zugehörige Sensorpixel eine größere Fläche haben und daher eine höhere Zählrate liefern (vgl. Abb. 5.1). Bei Modul #02 ist erkennbar, daß der Zwischen-Chip Bereich deutlich weniger tote Pixel besitzt, aber bei dem rechten oberen MPEC funktionieren vier benachbarte Spalten nicht. Da jeweils vier Spalten beim MPEC über einen Ausgangskanal ausgelesen werden, liegt hier die Vermutung nahe, daß der Grund für die nicht funktionsfähigen Pixel ein Defekt der Elektronik des Ausgangskanals ist. Für Modul #01 errechnet man einen „bump yield“ von 94 % und für Modul #02 einen Wert von 97 % (die vier toten Spalten ausgenommen). Zwar werden für die MCMs des ATLAS-Pixeldetektor sehr viel höhere Werte erreicht („bump yield“  $> 99,9\%$ ), jedoch stellen Werte von 94 % bzw. 97 % für Prototyp MCMs, die mit einer speziellen Prozedur unter Verwendung von Dummy-Wafern aufgebaut wurden, ein akzeptables Ergebnis dar. Die Sensorleckströme  $I_{dep}$  nehmen erwartungsgemäße Werte von ca. 60 nA bei 100 V Depletionsspannung an (entsprechend der viermal so großen Fläche ist der Leckstrom auch ungefähr viermal so groß wie der eines Single-Chip Detektors, vgl. Abb. 4.7). Allerdings liegt bei beiden Modulen ein Defekt in einem (oder mehreren) MPECs vor, der zu einer erhöhten digitalen Stromaufnahme führt. Diese bewirkt eine Erwärmung der entsprechenden Chips im Modul, die dann die Wärme auch an den Sensor abgeben. Als Folge beobachtet man einen nach dem Einschalten der Chips langsam ansteigenden Sensorleckstrom, der schließlich bei ca. dem 4- bis 5-fachen des Ausgangswertes sättigt.

## 5.2.2 Rauschen und Schwellenverteilung

Das Rauschen und die Schwellenverteilung des MCM Si-Detektors wurde wieder durch Schwellenscans bestimmt. Der Vergleich der Meßwerte von Tab. 5.1 mit den Meßwerten für einen Einzel-Chip Si-Detektor (s. Tab. 4.1) zeigt, daß das Rauschen um ca. 10 bis 20  $e^-$  zugenommen hat. Die Zunahme des Rauschens kann durch die verwendete Detektor-Hybrid Platine begründet sein, die gegenüber der für die Single-Chip Detektoren verwendeten Detektor-Hybrid Platine ein komplexeres Design besitzt. Aber auch ein  $ENC \approx 100 e^-$  bedeutet, daß es sich weiterhin um ein sehr rauscharmes Detektorsystem handelt. Die Schwellenfeinjustierung nimmt ebenfalls wieder sehr geringe Werte an, wobei jedoch die Schwellendispersion ohne Justierung mit 270  $e^-$  gegenüber dem Wert von 170  $e^-$  für einen Single-Chip Si-Detektor zugenommen hat. Dies ist dadurch bedingt, daß ohne Justierung die Diskriminatoren aller vier Chips die gleiche globale Spannungsversorgung erhalten. Da aber jeder Chip bei der gleichen globalen Spannungsversorgung einen etwas anderen Arbeitspunkt hat, ergibt sich eine Verbreiterung der Schwellenverteilung.

	Rauschen ENC [ e <sup>-</sup> ]		Schwellendispersion $\sigma_S$ [ e <sup>-</sup> ]	
	Untere Schwelle	Obere Schwelle	Untere Schwelle	Obere Schwelle
Chip 1	102 ± 2	106 ± 2	14,5 ± 0,7	15,7 ± 0,7
Chip 2	101 ± 2	102 ± 1	14,4 ± 0,8	15,5 ± 1,0
Chip 3	98 ± 2	97 ± 2	13,1 ± 0,6	15,5 ± 0,8
Chip 4	94 ± 1	93 ± 1	12,3 ± 0,6	13,5 ± 0,7
Mittelwert der Chips 1 – 4	99 ± 2	100 ± 3	13,6 ± 0,5	15,0 ± 0,5

Tab. 5.1: Rauschen und Schwellenverteilung des MCM Si-Detektor #01 im Einzelschwellenbetrieb mit Schwellen-Feinjustierung bei  $\approx 3000$  e<sup>-</sup> (untere Schwelle) und  $\approx 3700$  e<sup>-</sup> (obere Schwelle)

### 5.2.3 Bestimmung der Modulations-Transfer-Funktion (MTF)

Grundlagen der MTF wurden in Abschnitt 1.5.3 beschrieben. Bevor nun Meßergebnisse mit dem MCM Si-Detektor gezeigt werden, erläutert der nächste Unterabschnitt die praktische Durchführung des MTF-Meßverfahrens und diskutiert die Besonderheiten, die bei einem digitalen Pixel-Detektor existieren. Diese Informationen finden sich in einer guten Darstellung in Kapitel 3 in [18], wo auch weitere nützliche Literaturangaben aufgeführt sind.

### 5.2.4 MTF-Meßverfahren

Man kann die MTF eines Detektorsystems direkt messen, indem man den Detektor einem sinusförmigen Bestrahlungsmuster aussetzt. Da die Erzeugung einer sinusförmigen Modulation schwierig ist, kann man auch ein Phantom mit Linienmustern verschiedener Frequenzen verwenden und eine Umrechnung durchführen. Dies geschieht dadurch, indem man die MTF durch die Transferfunktion  $MTF'$ , die das Systemverhalten bzgl. einer rechteckförmigen Modulation beschreibt, folgendermaßen approximiert:

$$MTF(f) = \frac{\pi}{4} \left[ MTF'(f) + \frac{1}{3}MTF'(3f) - \frac{1}{5}MTF'(5f) + \dots \right] \quad (5.1)$$

Da die Bestimmung der Modulation jedoch nicht immer einfach ist und für eine Frequenz  $f$  auch deren Vielfache benötigt werden, ist diese Methode nicht sehr präzise. Einfacher ist daher die Methode, die eine Abbildung eines Spaltes oder einer Kante verwendet. Dabei wird zunächst die LSF des Detektors ermittelt und anschließend durch diskrete Fouriertransformation die MTF berechnet (vgl. 1.15). Bevor diese Methoden beschrieben werden, müssen erst noch einige Eigenschaften von digitalen Detektorsystemen betrachtet werden.

Ein digitales aus Pixeln bestehendes Detektorsystem tastet das im Sensor entstandene Bild ab. Es läßt sich zeigen, daß Bildfrequenzen nur eindeutig bis zur sogenannten Nyquist-Frequenz  $f_{Ny}$  registriert werden können (Shannonsches Abtasttheorem). Die Nyquist-Frequenz entspricht gerade der halben Frequenz, die durch den „Pixelpitch“  $p$  gegeben ist, also  $f_{Ny} = 0,5 \cdot f_p = 1/(2p)$ . Frequenzen oberhalb  $f_{Ny}$  werden jedoch auch vom System nachgewiesen, allerdings kommt es dabei zu dem „Aliasing“ Effekt. Darunter versteht man die Spiegelung von Frequenzen  $f > f_{Ny}$

an  $f_{Ny}$  in das Frequenzband von 0 bis  $f_{Ny}$ . Damit sind die hohe Frequenzen zwar erfaßt, aber sie werden falschen, zu kleinen Frequenzen zugewiesen (sie sind „umbenannt“  $\rightarrow$  „alias“). Liegt diese Unterabtastung vor, entsteht das Problem, daß die LSF nicht mehr eindeutig definiert ist. Sie ist nämlich nicht mehr translationsinvariant, da eine Verschiebung des Anregungssignals um einen anderen Wert als ein Vielfaches des „Pixelpitch“  $p$  zu einem anderen Antwortverhalten und damit zu einer anderen LSF führt. Abb. 5.5 zeigt drei verschiedene LSF, die durch das gleiche Anregungssignal zustande gekommen sind, welches jedoch an drei verschiedenen Positionen innerhalb desselben Pixels eingestrahlt wurde.

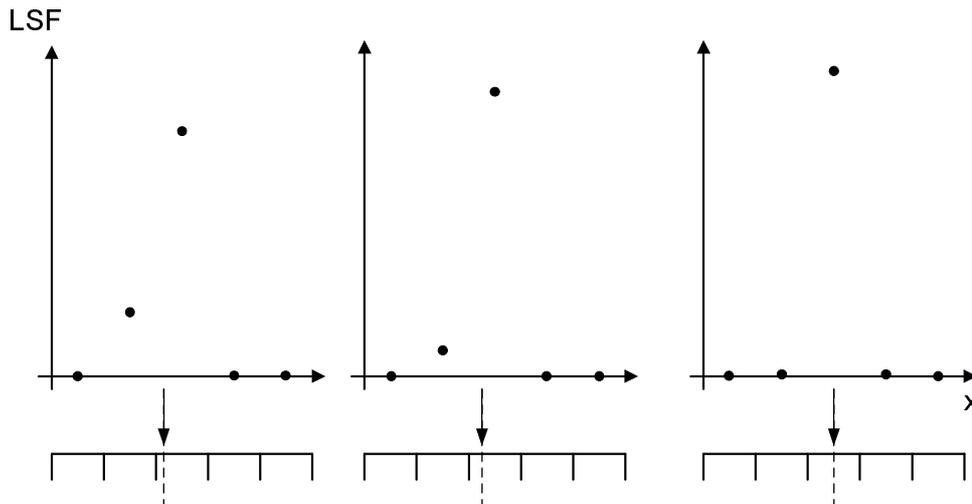


Abb. 5.5: Verschiedene Einstrahlpositionen des Anregungssignals (dargestellt durch den Pfeil) führen zu verschiedenen LSFs

Zwar ähneln sich die LSFs, jedoch weisen sie unterschiedliche Werte auf, da das abtastende System jeweils eine andere Phasenlage zum Anregungssignal hat. Um dennoch eine Art LSF des Systems ermitteln zu können, kann man eine „Expectation“ Modulations-Transfer-Funktion EMTF erstellen, die dann als Mittelung über alle Phasenlagen das gemittelte Antwortverhalten eines breitbandigen Eingangssignals unter Einbeziehung von „Aliasing“ Effekten wiedergibt (s. [18]). Eine andere Alternative ist die Ermittlung der „presampled“ Modulations-Transfer-Funktion PMTF, die das Systemverhalten beschreibt, welches alle Systemkomponenten *vor* der Abtastung beinhaltet. Im Ortsraum ausgedrückt, handelt es sich dabei um die LSF des Sensormaterials, die mit einer Apertur-Funktion gefaltet ist. Bei Pixeldetektoren ist die Aperturfunktion typischerweise die Form der aktiven Pixelfläche. Im Gegensatz zur EMTF beschreibt die PMTF die Systemantwort auf eine einzelne sinusförmige Anregung, auch für den Fall wenn  $f > f_{Ny}$  (im bildgebenden Detektorbetrieb tritt natürlich weiterhin der „Aliasing“ Effekt für  $f > f_{Ny}$  auf).

Meßmethoden der PMTF sind die Spalten- und Kantenmethode, die im weiteren Verlauf beschrieben werden (zur Vereinfachung der Begriffe wird die PMTF jetzt immer mit MTF bezeichnet). Für die MTF-Messung muß man ein breitbandiges Eingangssignal erzeugen, das möglichst viele gleichverteilte Frequenzen beinhaltet. Idealerweise geschieht dies durch eine  $\delta$ -Funktion, die jedoch in der Praxis nicht erzeugt werden kann. Daher verwendet man ein Rechtecksignal mit entsprechend kleiner Breite. Das Rechtecksignal  $r(x)$  der Breite  $d$  und das zugehörige Frequenzspektrum  $h(f)$  werden durch folgende Funktionen dargestellt:

$$r(x) = \begin{cases} 1 & : |x| < \frac{d}{2} \\ 0 & : \text{sonst} \end{cases} \quad (5.2)$$

$$h(f) = \mathcal{F}\{r(x)\} = d \frac{\sin(\pi df)}{\pi df} = d \operatorname{sinc}(\pi df) \quad (5.3)$$

Der Verlauf von  $h(f)$  ist in Abb. 5.6 dargestellt. Dort ist erkennbar, daß die niedrigen Frequenzen

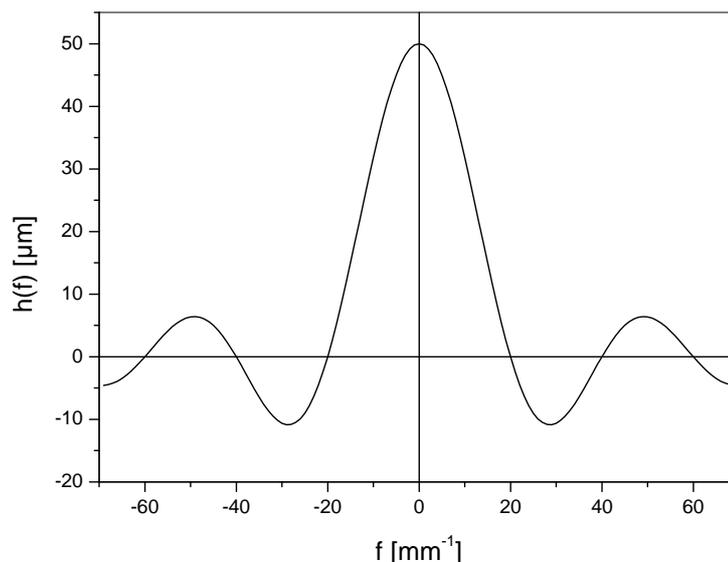


Abb. 5.6: Zu einer Rechteckfunktion der Breite  $d$  gehört die Fouriertransformierte  $h(f) = d \operatorname{sinc}(\pi df)$ . Mit  $d=50 \mu\text{m}$  liegt die erste Nullstelle bei  $f = 1/d = 20 \text{ mm}^{-1}$ .

mit hoher Intensität verteilt sind und daß es dann zu einem Abfall kommt, der zu der ersten Nullstelle bei  $f=1/d$  führt. Demnach kann eine große Bandbreite mit einer gleichmäßigen Verteilung der Frequenzen durch eine geringe Breite  $d$  erreicht werden. Ein solches Rechtecksignal wird in der Praxis durch ein Spalt-Phantom erzeugt, das als Blende vor den Detektor gebracht wird und gleichmäßig ausgeleuchtet wird (die Spaltbreite sollte typischerweise  $1/4$  der Pixelbreite betragen). In [79] ist die Vorgehensweise der Spaltmethode beschrieben, und es wird dargestellt, wie die MTF durch Fouriertransformation der sogenannten feinabgetasteten LSF („finely sampled“ LSF oder „composite“ LSF) bestimmt wird. Bei diesem Verfahren werden die Meßdaten ermittelt, indem das Bild eines leicht schräggestellten Spaltes ( $1,5 - 3^\circ$  Abweichung von einer senkrechten Ausrichtung) aufgenommen wird. Die Idee bei diesem Verfahren ist, daß das Abtastintervall der Antwortfunktion „künstlich“ erhöht wird, indem das Spaltbild in jeder Zeile<sup>3</sup> immer leicht versetzt aufgenommen wird. Jedem Pixel wird dann ein Abstand zum Spalt zugeordnet, der dem Abstand vom Spaltzentrum zur Pixelmitte entspricht. Dann werden die Zählraten der Pixel gegen den Abstand vom Spaltzentrum aufgetragen. Wie diese Anordnung der Pixel am besten durchgeführt wird, ist schematisch in Abb. 5.7 gezeigt. Dabei muß beachtet werden, daß der Spalt in horizontaler Richtung mindestens einmal eine Detektorspalte überstreicht. Bevor die Zählraten der Pixel aufgetragen werden, werden die Meßdaten noch normalisiert. Dazu wird jeweils für eine Zeile die Gesamtintensität aller Pixel ermittelt (Aufsummierung der Werte aller Pixel einer Zeile,

<sup>3</sup> Hier ist die Orientierung so gewählt, daß die Spaltachse in vertikaler Orientierung zu den Zeilen ausgerichtet ist, um die MTF in Richtung der Zeilen zu bestimmen. Analog kann das Verfahren jedoch auch für Spalten angewandt werden.

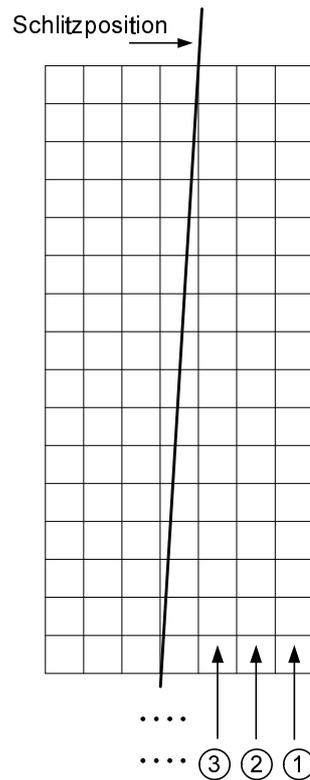


Abb. 5.7: Schema für die 1-dimensionale Neuordnung der Pixelreihenfolge, um die feinabgesteuerte MTF zusammenzustellen. Nachdem man einen Ausschnitt festgelegt hat, ordnet man zuerst die Pixel der rechten Spalte mit dem untersten Pixel beginnend an (Position ①). Ist der oberste Pixel der rechten Spalte erreicht, wird die Anordnung bei dem untersten Pixel der benachbarten linken Spalte fortgesetzt (Position ②) usw.

d.h. senkrecht zur Spaltachse). Anschließend werden dann die Zählraten der Pixel der betreffenden Zeile durch die Gesamtintensität einer Zeile dividiert. Durch diese Normalisierung werden nicht ideale Eigenschaften des Spaltes, wie bspw. die Schwankungen der Spaltbreite, korrigiert. Allerdings macht es nicht immer Sinn, die Normalisierung auf diese Art durchzuführen. Denn wenn man beispielsweise Ineffizienzen der Pixel untersuchen und durch die MTF-Messung sichtbar machen will, dürfen diese nicht durch die Normalisierung herausgerechnet werden (vgl. dazu Meßergebnisse in Abschnitt 5.2.5 und 5.3.3). Schließlich muß noch ein geeigneter Datenbereich ausgewählt werden, bei dem der Spalt in horizontaler Richtung eine Detektorspalte überstreicht. Um diesen Bereich zu identifizieren, ist es günstig, eine so große Ausdehnung des Spaltes entlang seiner Achse zu haben (und auch eine entsprechend große Detektorfläche), daß mehrere Detektorspalten durch den Spalt überstrichen werden. Man trägt dann von jeder Zeile den maximalen Intensitätswert eines Pixels in Abhängigkeit der Zeilennummer auf. Dies liefert eine periodische Funktion, bei der die Maxima denjenigen Zeilennummern entsprechen, bei denen die Spaltmitte genau mit der Pixelmitte zusammenfällt. Die Minima dagegen repräsentieren den Fall, wo der Spalt genau in der Mitte zwischen zwei Pixeln zu liegen kommt. Anhand dieser periodischen Funktion kann man dann bestimmen, nach wieviel Zeilen  $n$  der Spalt eine Pixelbreite  $p$  überstrichen hat. Aus geometrischen Überlegungen folgen dann für die effektive Abtastweite  $p'$  und den Winkel  $\alpha$ , um den der Spalt schräggestellt ist, die Relationen:

$$p' = p/n \quad (5.4)$$

$$\alpha = \arctan(1/n) \quad (5.5)$$

Diese Angaben sind in der Regel nur Näherungen der tatsächlichen Werte, da normalerweise der Spalt nach  $n$  Zeilen nicht exakt eine Pixelbreite überschritten hat. Erst eine genaue absolute Bestimmung von Spaltlage (Ursprung und Winkel) ermöglicht die exakte Berechnung von  $p'$ , welches die „Eichung“ der Fouriertransformation festlegt. Allerdings sind die Abweichungen bei einem hinreichend großen  $n$  (d.h. kleiner Winkel  $\alpha$ ) gering, so daß auch mit den Näherungswerten eine Charakterisierung des Detektors erfolgen kann. Ein Beispiel für die feinabgetastete LSF und die durch diskrete Fouriertransformation erhaltene MTF zeigt Abb. 5.8. Eventuell muß die MTF

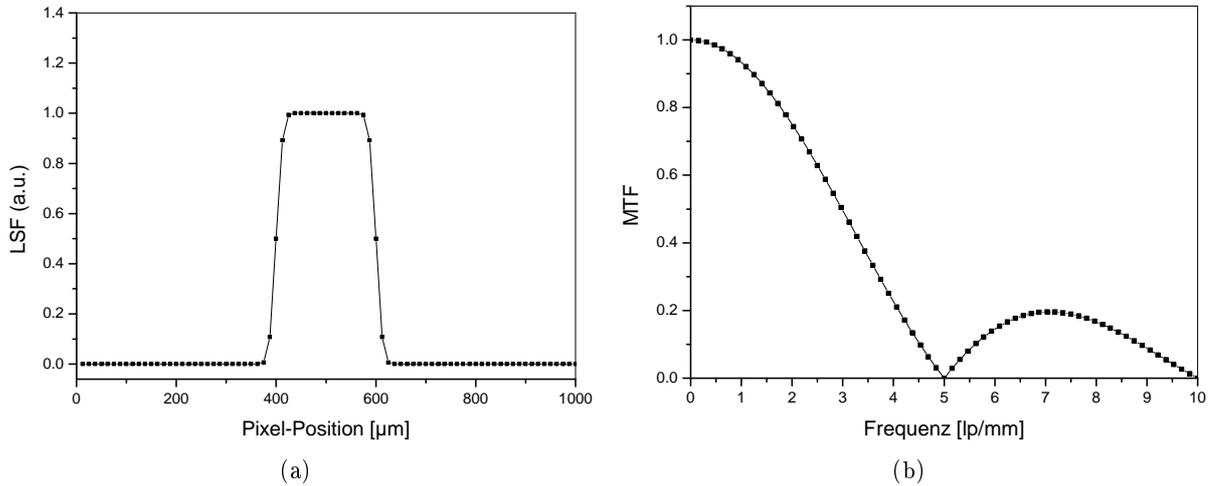


Abb. 5.8: Beispiel einer feinabgetasteten LSF (a) und die durch diskrete Fouriertransformation erhaltene MTF (b) (simulierte Daten)

noch auf die Spaltbreite  $d$  korrigiert werden. Dies wird dann durchgeführt, wenn  $d$  im Vergleich zum „Pixelpitch“  $p$  nicht klein genug ist. Denn die gemessene  $MTF_{mess}$  setzt sich als Produkt aus der gesuchten MTF und der  $MTF_{Sp}$  des Spaltes zusammen.  $MTF_{Sp}$  ist jedoch bekannt und durch (5.3) gegeben, so daß die gesuchte MTF leicht berechnet werden kann:

$$MTF = \frac{MTF_{mess}}{MTF_{Sp}} \quad (5.6)$$

Anstelle der Abbildung eines Spaltes kann man auch das Abbild einer Kante aufnehmen und daraus die MTF berechnen [80], [81]. Die Abbildung einer Kante liefert eine *Sprungfunktion* ESF („Edge-Spread-Function“), die mit der LSF in folgendem Zusammenhang steht:

$$\frac{dESF(x)}{dx} = LSF(x) \quad (5.7)$$

Analog zur Spaltmethode wird die Kante um einem kleinen Winkel gedreht und gleichmäßig beleuchtet. Anschließend wird wieder durch Anordnen der Pixelwerte als Funktion des Abstandes von der Kante eine feinabgetastete ESF erstellt. Durch Differenzieren wird dann die LSF gewonnen und durch Fouriertransformation die MTF bestimmt. Spalt- und Kantenmethode haben verschiedene Vor- und Nachteile:

- Für die Kantenmethode ist eine Differenzierung notwendig, die sehr sensitiv auf Rauschbeiträge ist. Daher erhält man schon für kleine Rauschbeiträge relativ große Fehler, die besonders für hohe Frequenzen ausgeprägt sind. Für eine sinnvolle Bestimmung der MTF müssen daher Glättungs- und/oder Mittelungsverfahren auf die Meßdaten angewandt werden.

- Die Spaltmethode liefert ungenaue Werte für die niedrigen Frequenzkomponenten. Denn für diese ist die genaue Kenntnis der Flankenausläufer der LSF wichtig. Da aber in den Flanken nur wenig Signalintensität vorhanden ist, ist dieser Bereich stärker verrauscht bzw. muß abgeschnitten werden. Um Fehler in der MTF zu vermeiden, die auf ein Abschneiden der Flankenausläufer der LSF beruhen, kann man die Flanken durch eine Kurvenform extrapolieren (typischerweise eine abfallende Exponentialfunktion). Dadurch macht man jedoch schon Annahmen über das Verhalten der MTF, was eigentlich erst untersucht werden soll.
- Falls der Spalt nicht genügend schmal gegenüber der Pixelbreite ist, muß das Ergebnis gemäß (5.6) noch auf die Spaltbreite hin korrigiert werden.
- Für beide Methoden ist eine präzise Herstellung der Phantome notwendig. Für die Spaltmethode müssen allerdings zwei identische Kanten hergestellt werden, die dazu noch exakt zueinander ausgerichtet werden müssen. Außerdem haben Abweichungen in der Fertigungsgenauigkeit beim Spalt viel größere Auswirkungen auf die MTF als Fertigungsungenauigkeiten bei einer einzelnen Kante (Spalte sind typischerweise nur wenige 10 µm breit; allerdings können Spaltbreitenabweichungen auch durch die oben beschriebene Normalisierung korrigiert werden).
- Bei sehr kleinen Pixelgrößen kommt für das Spaltverfahren neben dem Problem der Fertigung noch die Schwierigkeit hinzu, genügend Signalintensität durch den Spalt auf den Detektor zu bringen. Daher ist für sehr kleine Pixelgrößen die Kantenmessung das geeignete Verfahren.
- Beide Verfahren erfordern eine sehr genaue Ausrichtung der Phantome. Die Schrägstellung der Phantome um einen kleinen Winkel bzgl. der Spalten (oder Zeilen) ist dabei nicht das Problem, sondern die Vermeidung einer Kippung der Phantome gegenüber der Detektorebene. Bei einem Spaltphantom ist das Verhältnis von Blendendicke zur Spaltbreite sehr groß, da die Blenden außerhalb des Spaltes stark absorbierend sein müssen<sup>4</sup>. Bei einer Verkippung gegenüber dem parallelen Strahlengang wird die effektive Spaltbreite kleiner und die Intensität des Strahls verringert sich bzw. ist nicht mehr genügend groß. Allerdings wird in [18] gesagt, daß eine brauchbare Abbildung des Spaltes erst dann entsteht, wenn der Spalte richtig ausgerichtet ist. Demzufolge kann der Spalt ohne weitere Hilfsmittel nur aufgrund seines Abbildes ausgerichtet werden. Dagegen beeinflusst eine Verkippung einer einzelnen Kante bei der Kantenmethode die auf den Detektor gelangte Intensität nicht, aber die Justiermethode scheint aufwendiger zu sein. Denn die Selbstjustage aufgrund des Abbildes ist nicht möglich, und man muß ein zusätzliches System verwenden. Beispielsweise wird in [80] die exakte Ausrichtung einer Kante mit Hilfe eines reflektierten Laserstrahls beschrieben.

Eine Alternative für die Bestimmung der MTF aus den Meßwerten, die durch die Spaltmethode aufgenommen wurden, ist die Anpassung einer Ausgleichskurve. In [82] ist beschrieben, daß an die LSF eine Ausgleichskurve einer bestimmten analytischen Form angepaßt wird. Es ergibt sich, daß für die in [82] untersuchten Speicherfolien-Digitalisierungsgeräte das beste Resultat durch Verwendung einer Kombination von Gaußkurve und abfallender Exponentialfunktion erzielt wird:

$$\text{LSF}_{fit}(x) = a_2 \exp\left(-\frac{(x - a_1)^2}{2a_3^2}\right) + a_4 \exp\left(-\frac{|x - a_1|}{a_5}\right) \quad (5.8)$$

<sup>4</sup> Beispielsweise ist ein Spalt-Phantom aus Wolfram 60 µm breit bei einer Blendendicke von 2,5 mm, womit sich ein Dicken-Breiten Verhältnis von  $\approx 42$  ergibt (Ansicht-Verhältnis oder „Aspect-Ratio“).

Für jede LSF, die sich aus einer Zeile ergibt, werden die Parameter  $a_i$  der Ausgleichskurve optimiert und anschließend für jeden Parameter der Mittelwert bestimmt. Die MTF (bei der es sich auch hier um die „presampled“ MTF handelt) ist dann durch die analytisch bestimmte Fouriertransformierte der LSF<sub>fit</sub> gegeben:

$$\text{MTF}_{fit}(x) = \frac{\sqrt{2\pi} a_2 a_3 \exp(-2\pi^2 a_3^2 u^2) + 2 a_4 a_5 / (1 + 4\pi^2 a_5^2 u^2)}{\sqrt{2\pi} a_2 a_3 + 2 a_4 a_5} \quad (5.9)$$

Nachteil dieses Verfahren ist jedoch, daß man durch Wahl der Funktionen schon im voraus Annahmen über die Form der LSF und insbesondere des Flankenverlaufs (d.h. über die hohen Frequenzen) macht. Bei einem Pixeldetektor beispielsweise ist die MTF vorrangig durch eine Rechteckfunktion gegeben, so daß die Anpassungskurve mit einer Gaußfunktion nicht sinnvoll ist.

### 5.2.5 MTF-Messung

Die MTF des Si-Detektors wurde mit der Spaltmethode gemessen. Eine Photographie des verwendeten Spalt-Phantoms zeigt Abb. 5.9. Es besteht aus zwei 2,5 mm dicken Wolfram-Blenden,



Abb. 5.9: Zwei Wolfram-Blenden (2,5 mm dick), die auf einem Messingrahmen aufgeschraubt sind, bilden einen 60  $\mu\text{m}$  breiten Spalt

zwischen denen ein ca. 60  $\mu\text{m}$  breiten Zwischenraum existiert<sup>5</sup>. Für die Messung wurde das kontinuierliche Spektrum der Röntgenröhre bei einer Beschleunigungsspannung von 90 kV verwendet. Zwar betrug der Abstand des Spaltes vom Fokus der Röntgenröhre nur  $\approx 360$  mm, da jedoch der Spalt selbst von der Detektoroberfläche nur  $\approx 7$  mm entfernt war, kann von einem parallelen Strahlengang durch den Spalt ausgegangen werden und eine Strahlaufweitung hinter dem Schlitz vernachlässigt werden. Die Ausrichtung des Spaltes erfolgte durch einen über Schrauben verstellbaren Positioniertisch. Eine Abschätzung ergab, daß der Spalt auf ca.  $\pm 0,3^\circ$  zum parallelen Strahlengang ausgerichtet werden kann. Aufgrund des großen Dicken-Breiten Verhältnis von  $\approx 42$  bedeutet diese Verkippung schon eine deutliche Verkleinerung des effektiven Spaltbildes von 60  $\mu\text{m}$  auf ca. 40  $\mu\text{m}$ . Dies muß bei der Bewertung der gemessenen MTF-Kurven berücksichtigt werden, indem bei der Berechnung der theoretisch zu erwartenden MTF-Kurven die Spaltbreite von 40  $\mu\text{m}$  bis 60  $\mu\text{m}$  zu variieren ist.

<sup>5</sup> Die Anfertigung der Wolfram-Blenden wurde freundlicherweise von der Firma Philips [1] vorgenommen.

Zunächst wurden die LSFs für den Fall einer relativ niedrigen Schwelle von  $\approx 13$  keV sowohl für die Zeilen- als auch für die Spaltenrichtung aufgenommen, wobei auf die Spaltbilder eine Flatfield Korrektur angewendet wurde. Anschließend wurden die zugehörigen MTFs durch diskrete Fouriertransformation berechnet. Eine Normalisierung der Meßdaten (vgl. Abschnitt 5.2.4) wurde sowohl bei dieser als auch bei allen anderen in dieser Arbeit dargestellten MTF-Messungen nicht durchgeführt, um fehlerhaftes Detektionsverhalten der Pixel nicht herauszukorrigieren. Die graphische Auftragung in Abb. 5.10 zeigt, daß keine signifikanten Unterschiede zwischen vertikaler und horizontaler Pixeldimension existieren. Somit besitzt der Detektor ein isotropes Verhalten bzgl. der Ortsauflösenden Eigenschaften, was auch bei allen weiteren Messungen bestätigt wird. Die LSFs nehmen erwartungsgemäß eine relativ rechteckförmige Gestalt an, und dementspre-

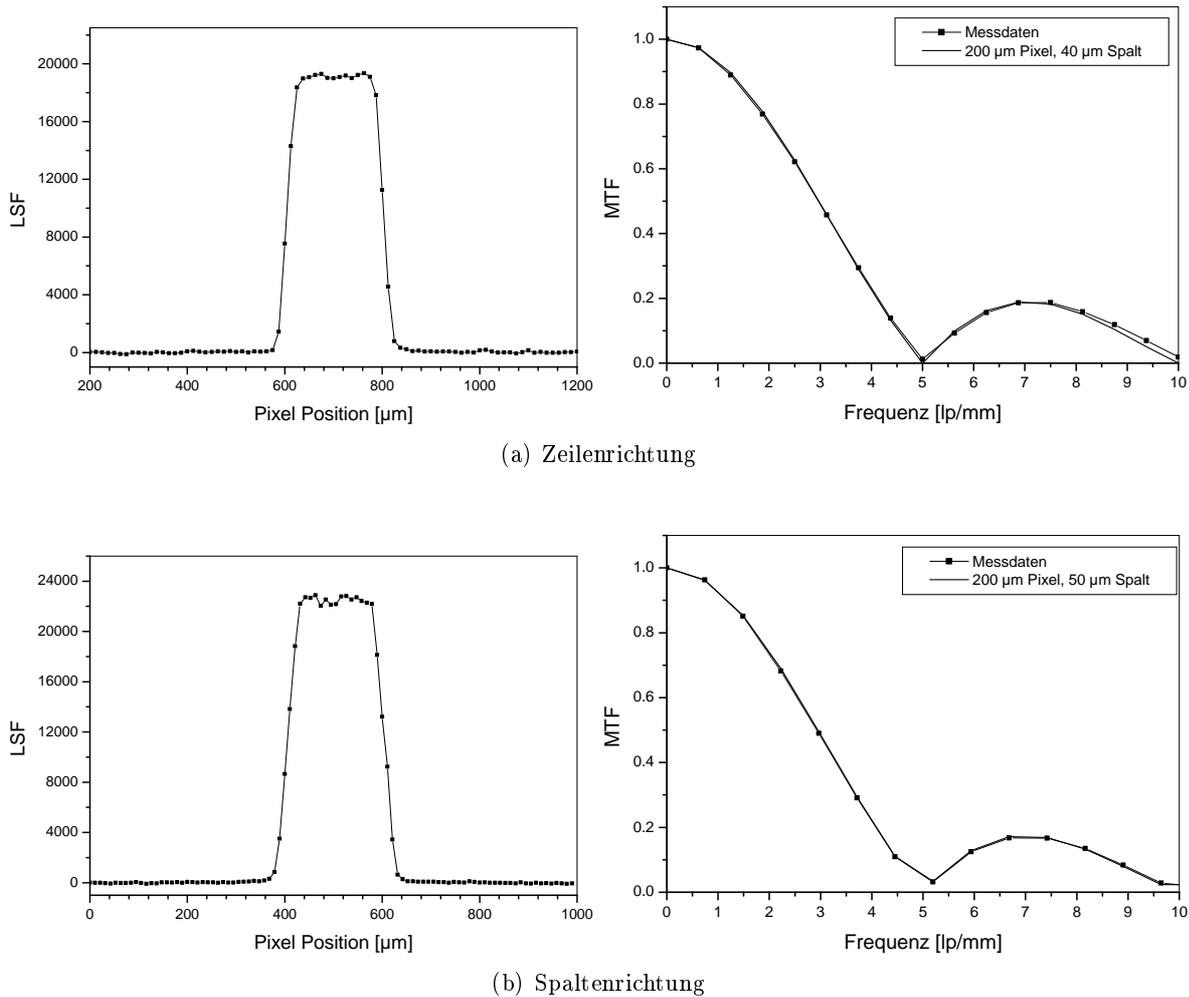


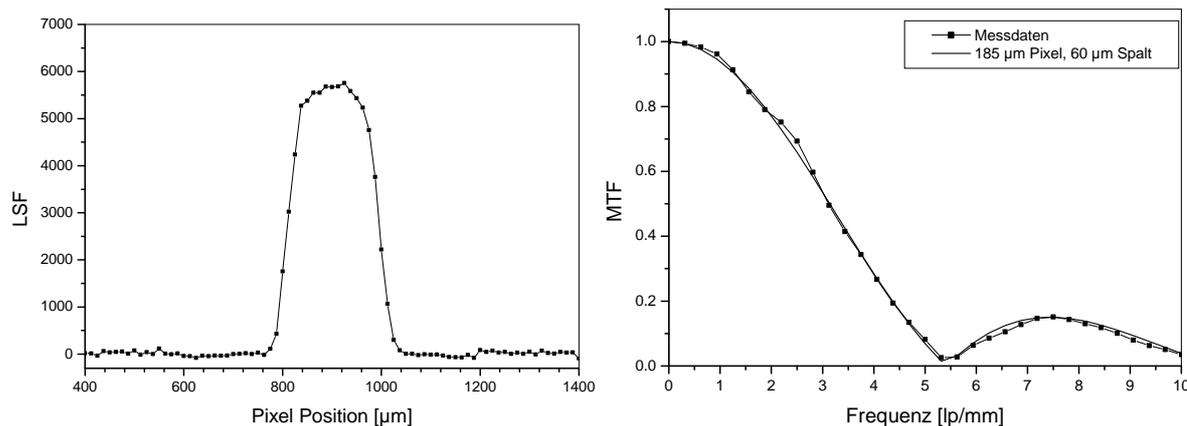
Abb. 5.10: LSF- und MTF-Kurven des Si-Detektors in Zeilenrichtung (a) und Spaltenrichtung (b) bei einer Schwelle von  $\approx 13$  keV und einer Beschleunigungsspannung von 90 kV

chend verhalten sich die MTF-Kurven. Sie stimmen gut mit der Annahme überein, daß es sich um Pixel mit 200  $\mu\text{m}$  aktiver Längsdimension handelt (entsprechend der Pixelgeometrie von Sensor und MPEC), die durch einen 40 bzw. 50  $\mu\text{m}$  breiten Spalt beleuchtet wurden. (Anmerkung: Bei den MTF-Kurven bezeichnen Linien mit Punkten die durch Messung gewonnenen Werte, während die Linien ohne Punkte die theoretischen Werte von idealen Pixeln bei entsprechender Seitenlänge und Spaltbreite beschreiben.) Für eine quantitative Charakterisierung der MTF-Kurven kann man das NEP verwenden (typischerweise gilt:  $\text{MTF}(\text{NEP})=0,3$ , vgl. Kapitel 1.5.3).

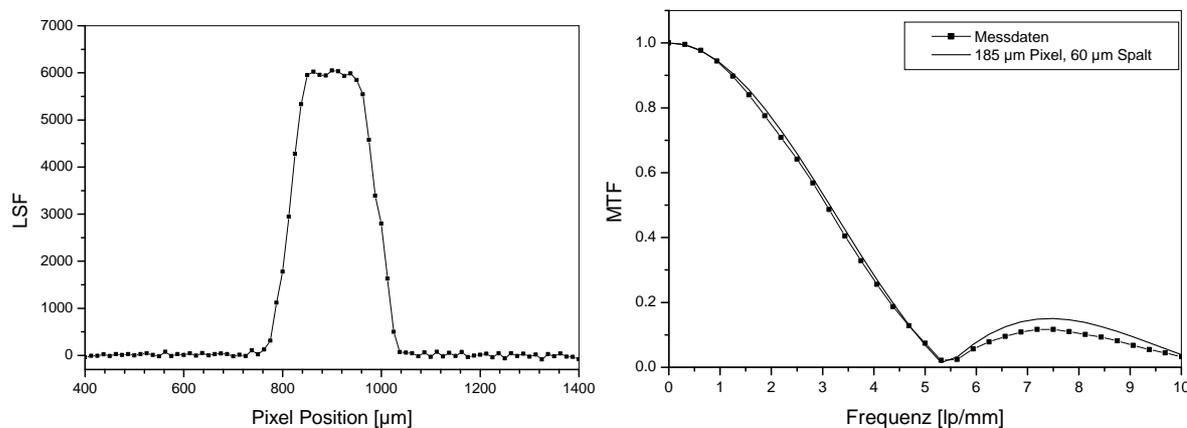
Um diese Angabe machen zu können, rechnet man durch Division den Einfluß der endlichen Spaltbreite heraus (vgl. (5.6)), und man erhält<sup>6</sup>:

$$\text{NEP}_{\text{Si}} = 3,8 \text{ lp/mm} \quad (5.10)$$

Dies stimmt mit dem Wert eines idealen Pixeldetektors mit  $200 \mu\text{m}$  Pixeln überein, für den ebenfalls  $\text{NEP} = 3,8 \text{ lp/mm}$  gilt. Eine Änderung der Eigenschaften ergibt sich dann, wenn man eine höhere Schwelle einstellt. Abb. 5.11 zeigt die gleiche Messung, wobei jedoch die Schwelle auf  $\approx 42 \text{ keV}$  erhöht wurde. Man erkennt, daß die LSFs schmaler geworden sind und stärker von einer



(a) Zeilenrichtung



(b) Spaltenrichtung

Abb. 5.11: LSF- und MTF-Kurven des Si-Detektors in Zeilenrichtung (a) und Spaltenrichtung (b) bei einer Schwelle von  $\approx 42 \text{ keV}$  und einer Beschleunigungsspannung von  $90 \text{ kV}$

Rechteckform abweichen. Dieses Verhalten spiegelt sich auch entsprechend in den MTFs wider: Die Kurven können zwar durch Pixel, die durch einem  $60 \mu\text{m}$  breiten Spalt beleuchtet wurden, gut angenähert werden, jedoch beträgt die Kantenlänge nur  $185 \mu\text{m}$  anstelle der erwarteten  $200 \mu\text{m}$ . Dies wird in den Graphen unmittelbar dadurch erkennbar, daß die erste Nullstelle über  $5 \text{ lp/mm}$  hinausgeht ( $5 \text{ lp/mm}$  entsprechen der doppelten Nyquist-Frequenz von  $200 \mu\text{m}$  breiten idealen Pixeln). Die Verkleinerung der aktiven Pixelfläche und damit die Reduzierung des Füllfaktors auf Werte  $< 1$  ist auf das Vorhandensein von „Split-Events“ zurückzuführen<sup>7</sup>:

<sup>6</sup> Die Einheit lp bedeutet Linienpaare und lp/mm bezeichnet die Einheit der Ortsfrequenz.

<sup>7</sup> Erklärung von „Split-Events“ s. Abschnitt 4.2.2.

Aufgrund einer hohen Schwelle werden die im Randbereich des Pixels absorbierten Photonen nicht gezählt, da ein Teil der erzeugten Ladung in benachbarten Pixeln gesammelt wurde. Diese Ineffizienz des Randbereichs gegenüber dem zentralen Pixelbereich führt dazu, daß die LSF entsprechend schmaler wird. Da dies aber ein Effekt ist, der durch das Prinzip eines zählenden Detektors bedingt ist, sollte man sich bei der Angabe der ortsauflösenden Eigenschaften auf das Ergebnis (5.10) beziehen, das für den Fall einer niedrigen Schwelle gilt. Davon ausgehend kann man insgesamt für den Si-Detektor feststellen, daß die LSF sich sehr gut der idealen Rechteckform eines Pixeldetektors annähert und eine entsprechend gute MTF ergibt.

### 5.2.6 Röntgenbilder

Messungen mit der Doppelschwelle konnten mit dem MCM Si-Detektor nicht durchgeführt werden. Obwohl wie beim Single-Chip Si-Detektor auch das Solder-Bump Bond-Verfahren verwendet wurde, zeigte sich, daß durch den Si-Sensor bzw. durch die Solder-Bumps die Funktionsfähigkeit der Pulsgeneratoren und der Fensterlogik beeinträchtigt wurde. Daher wurden auch nur Röntgenaufnahmen im Einzelschwellenbetrieb durchgeführt. Abb. 5.12 zeigt das Röntgenbild einer Hornisse, die mit der Röntgenröhre bestrahlt wurde. In Abb. 5.12(b) sind die Flatfield korrigierten Daten dargestellt, und in Abb. 5.12(c) ist wiederum die Bildbearbeitung durchgeführt worden, bei der defekte Pixel durch den Mittelwert der Pixel ihrer nächsten Umgebung ersetzt werden und anschließend der geänderte Datensatz als Konturzeichnung ausgegeben wird.

## 5.3 MCM CdTe-Detektor

### 5.3.1 Sensoreigenschaften

Das für den Sensor verwendete CdTe ist vergleichbar mit dem für den Single-Chip Detektor verwendeten CdTe (s. Abschnitt 4.4.1). Zusammenfassend lauten die wichtigsten Kennzeichen des CdTe-Sensors:

- 500  $\mu\text{m}$  dickes CdTe
- ohmscher Detektor, Pt-Elektroden auf beiden Seiten, Abschlußmetallisierung Gold
- „guard ring“ zur Aufnahme aller nicht im aktiven Sensorvolumen erzeugten Leckströme
- Kontaktierung mit „Goldstud Bump-Bonding“ Verfahren

Die Zwischen-Chip Bereiche bei den CdTe MCM unterscheiden sich von dem am Anfang des Kapitels beschriebenen Modulaufbau dadurch, daß die 2fach und 4fach Pixel nochmals in jeder Dimension um 50  $\mu\text{m}$  vergrößert wurden. Der somit um 100  $\mu\text{m}$  erweiterter Zwischenraum wurde benötigt, um das „Flip-Chip Bump-Bonding“ durchführen zu können. Insgesamt wurden drei MCM CdTe-Detektoren aufgebaut, die alle erfolgreich in Betrieb genommen werden konnten. Einer dieser Detektoren ist in Abb. 5.13 dargestellt. Anhand der spiegelnden Oberfläche der Abschlußmetallisierung ist erkennbar, daß die Sensoroberfläche nicht vollständig eben ist, sondern daß eine 4fach Teilung entlang der Zwischen-Chip Bereiche existiert. Es ist anzunehmen, daß der Sensor während des Modulaufbaus (insbesondere „Flip-Chip Bump-Bonding“) geringfügig mechanisch verformt wurde. Diese Verformung wirkt sich entsprechend auf die Funktionsfähigkeit des Sensors aus, was bei der Betrachtung einer Flatfield Aufnahme deutlich wird. Abb. 5.14 zeigt die Zählratenverteilung eines MCM CdTe-Detektors, der gleichmäßig mit der Röntgenröhre beleuchtet wurde. In der linearen Skalierung (Abb. 5.14(a)) erkennt man sehr deutlich, daß

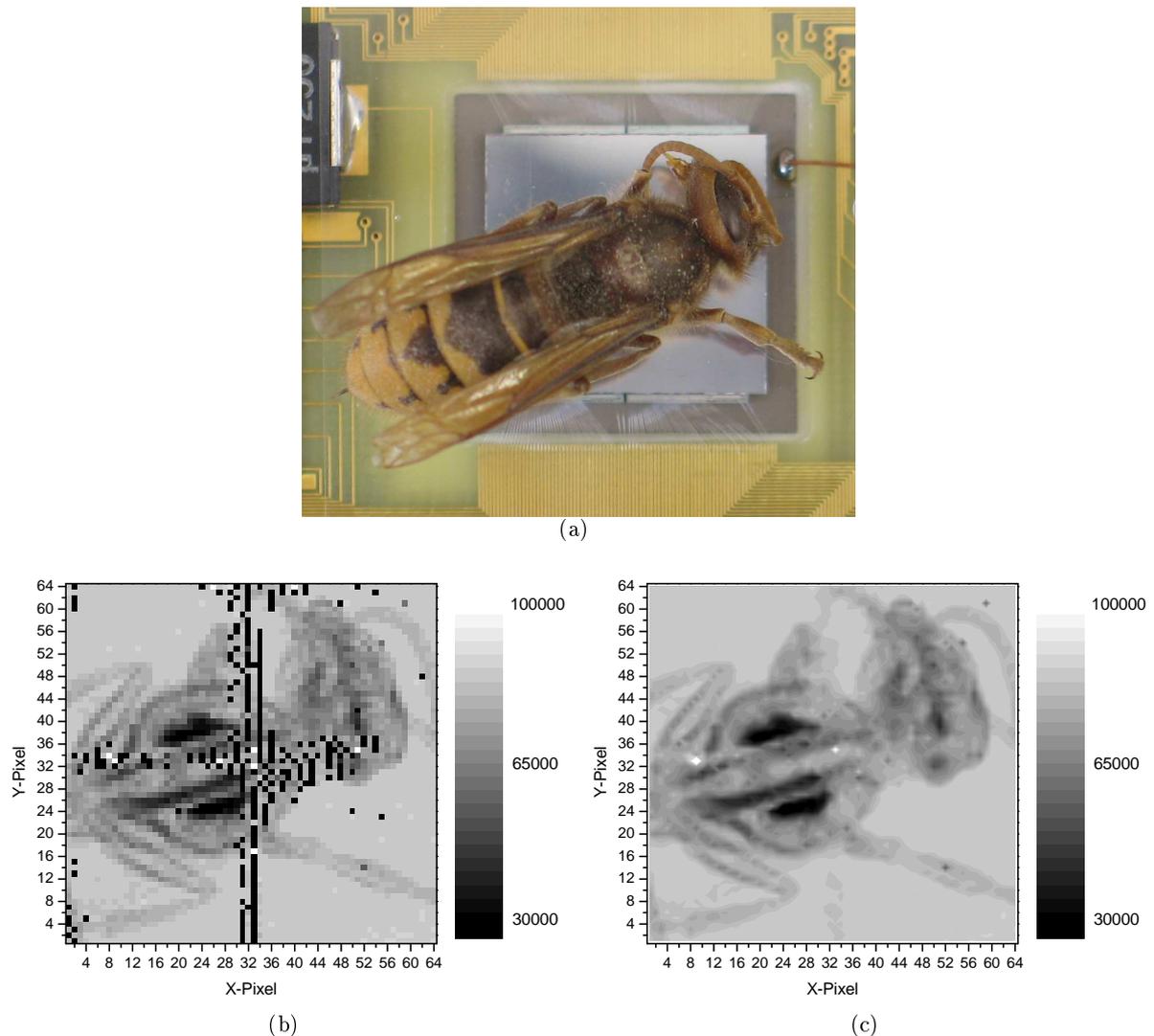


Abb. 5.12: Radiogramm einer Hornisse. Für die Durchleuchtung wurde eine Beschleunigungsspannung der Röntgenröhre von 20 kV gewählt bei einer Schwelleneinstellung des Detektors von ca.  $2400 \text{ e}^-$ . (a): Photo, (b): Flatfield korrigiertes Radiogramm, (c): Konturzeichnung mit interpolierten Daten von defekten Pixeln

entlang der Zwischen-Chip Bereiche, in denen die mechanische Belastung stattgefunden hat, die Zählraten wesentlich niedriger sind. Allerdings sind die betreffenden Pixel nicht vollständig „tot“, was bei Betrachtung der gleichen Zählratenverteilung in logarithmischer Skalierung deutlich wird (Abb. 5.14(b)). Dort erscheinen Pixel, die eine sehr geringe Zählrate und damit deutliche Nachweisineffizienzen besitzen, nicht mehr als völlig schwarz sondern als dunkelgrau. Schwarz sind nur solche Pixel, die keine Zählrate aufweisen, und demnach nicht kontaktiert sind bzw. elektronisch defekt sind. Die Pixel mit geringen Zählraten müssen als deutlich geschädigt gewertet werden, aber um dem „bump yield“ festzustellen, sollte man nur die schwarzen Pixel (Zählrate  $< 1 \%$ ) berücksichtigen. Damit errechnet man einen „bump yield“ von 98,9 %. Bei den anderen geschädigten Pixeln wird das CdTe durch Mikrobrüche oder Gitterverschiebungen eine stark reduzierte Ladungssammlungseffizienz besitzen, so daß nur Photonen, die in bestimmten Pixelbereichen absorbiert wurden vom Auslesechip gezählt werden. Bei der Messung des Leckstroms stellt man fest, daß die Leckstromdichte gegenüber der eines Single-Chip Detektors ( $\approx 350 \text{ nA/cm}^2$  bei -100

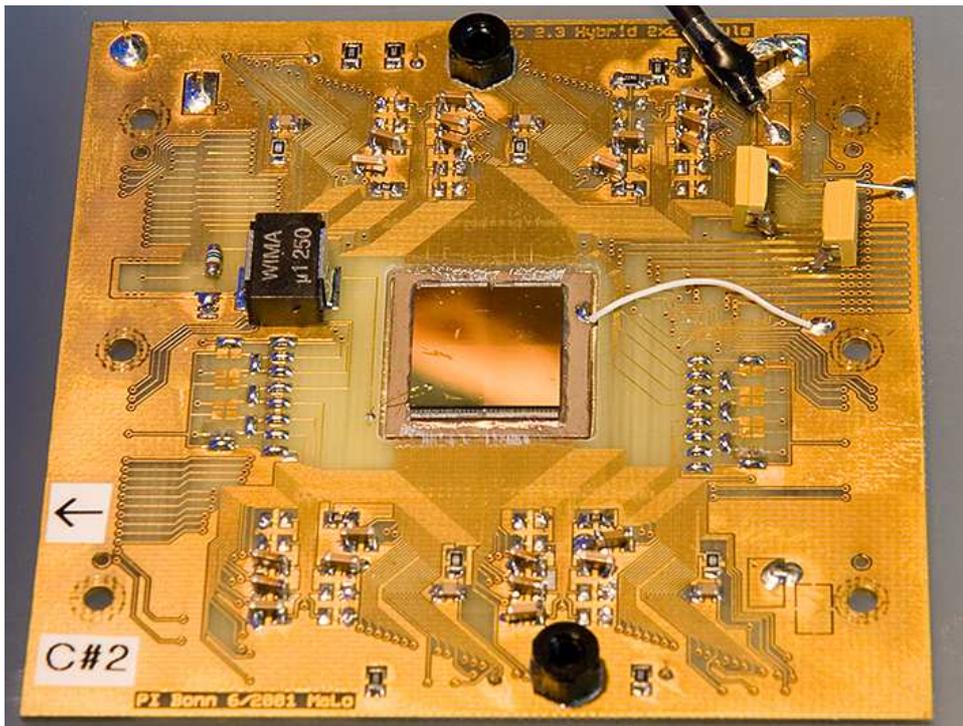


Abb. 5.13: MCM CdTe-Detektor #02

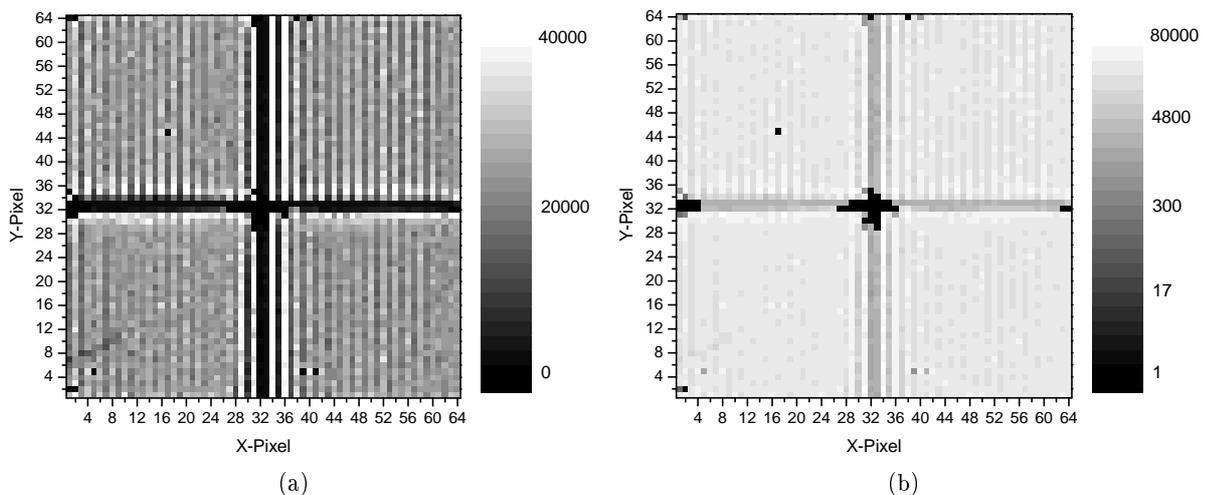


Abb. 5.14: Flatfield Bild eines MCM CdTe-Detektors (ohne Schwellen-Feinjustierung) mit linearer Skala (a) und logarithmischer Skala (b)

V, s. Abschnitt 4.4.1) deutlich zugenommen hat (typischerweise doppelt so hoch). Dies ist jedoch nicht verwunderlich, da die mechanische Schädigung des  $2 \times 2$ -Sensors im Zwischen-Chip Bereich zu Störstellen im Material und damit zu einer Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit führt. Die Untersuchung der anderen beiden CdTe-MCM Detektoren liefert ähnliche Ergebnisse. Bei allen ist die Kreuzstruktur über den gesamten Sensor sowohl bei Betrachtung der Sensoroberfläche als auch bei der Darstellung einer Flatfield Aufnahme sichtbar. Allerdings hat jedes der beiden Module einen größeren Defekt: Bei einem sind vier benachbarte Spalten defekt (liegt vermutlich wieder an dem Ausgangskanal der vier Spalten), und bei dem anderen ist der Sensorleckstrom sehr stark überhöht.

### 5.3.2 Rauschen und Schwellenverteilung

Das Rauschen und die Schwellendispersion des Moduls wurden wie beim MCM Si-Detektor durch Schwellenscans bestimmt, und die erhaltenen Werte sind in Tab. 5.2 zusammengefaßt (Messung im irregulären Modus). Vergleicht man das Rauschen von  $\approx 160 e^-$  mit dem Rauschen von  $\approx 104 e^-$  des Einzel-Chip CdTe-Detektor (s. Abschnitt 4.4.2), ist dieser Wert relativ hoch. Jedoch zeigte sich auch schon beim MCM Si-Detektor eine Zunahme des Rauschens gegenüber dem Einzel-Chip Si-Detektor (mögliche Begründung durch das komplexere Design der Detektor-Hybrid Platine, s. Abschnitt 5.2.2). Führt man die Schwellenscans des MCM CdTe-Detektors im regulären Modus durch, erhält man für das Rauschen  $\approx 93 e^-$ , wodurch gezeigt ist, daß auch hier wieder ein rauscharmes Detektormodul vorliegt. Bzgl. der Schwellendispersion läßt sich ebenfalls wieder feststellen, daß geringe Werte erzielt werden (ausgehend von einer Schwellendispersion ohne Feinjustierung von  $\approx 240 e^-$ ).

	Rauschen ENC [ $e^-$ ]		Schwellendispersion $\sigma_S$ [ $e^-$ ]	
	Untere Schwelle	Obere Schwelle	Untere Schwelle	Obere Schwelle
Chip 1	$136 \pm 2$	$144 \pm 2$	$16,0 \pm 0,7$	$17,8 \pm 0,4$
Chip 2	$205 \pm 3$	$219 \pm 3$	$24,1 \pm 0,8$	$25,7 \pm 0,6$
Chip 3	$148 \pm 3$	$162 \pm 3$	$18,5 \pm 0,4$	$18,7 \pm 0,5$
Chip 4	$127 \pm 2$	$139 \pm 2$	$16,3 \pm 0,4$	$17,0 \pm 0,4$
Mittelwert der Chips 1 – 4	$154 \pm 18$	$166 \pm 18$	$19 \pm 2$	$20 \pm 2$

Tab. 5.2: Rauschen und Schwellenverteilung des MCM CdTe-Detektor #02 im Einzelschwellenbetrieb mit Schwellen-Feinjustierung der unteren Schwelle bei  $\approx 2300 e^-$  und der oberen Schwelle bei  $\approx 2700 e^-$  (irregulärer Modus)

### 5.3.3 MTF-Messung

Um die ortsauflösenden Eigenschaften des CdTe-Detektors zu charakterisieren, wurden ebenfalls MTF-Messungen gemacht, die nach der in Abschnitt 5.2.4 beschriebenen Spaltmethode durchgeführt wurden. Es wurden die gleichen Versuchsbedingungen gewählt, wie sie bei der Charakterisierung des Si-Detektors vorlagen (vgl. Abschnitt 5.2.5), d.h. Verwendung des kontinuierlichen Röntgenspektrums, effektive Spaltbreite zwischen  $40 \mu\text{m}$  und  $60 \mu\text{m}$ , Flatfield Korrektur der Spaltbilder, keine Normalisierung der Meßdaten. Die LSF-Kurven und die durch diskrete Fouriertransformation ermittelten MTF-Kurven für eine Schwelleneinstellung von ca. 10 keV und eine Beschleunigungsspannung von 90 kV zeigt Abb. 5.15. Wie beim Si-Detektor erkennt man auch hier, daß die Meßergebnisse (und alle weiteren Meßergebnisse) keine signifikanten Abweichungen von einem isotropen Ortsauflösungsvermögen aufweisen. Aber im Unterschied zum Si-Detektor fällt auf, daß die LSF-Kurven zwar eine Form ähnlich einer Rechteckfunktion annehmen, jedoch sind die Flanken zu den Seiten hin verbreitert. Entsprechend weichen die MTF-Kurven auch deutlich von dem idealen Verlauf ab. Die der Sinc-Funktion entsprechenden eingezeichneten Kurven gelten für einen  $60 \mu\text{m}$  breiten Spalt und einer effektiven Pixellänge von  $205 \mu\text{m}$ . Demnach führt die Verbreiterung der Flanken zu einer Vergrößerung der effektiven Pixelfläche

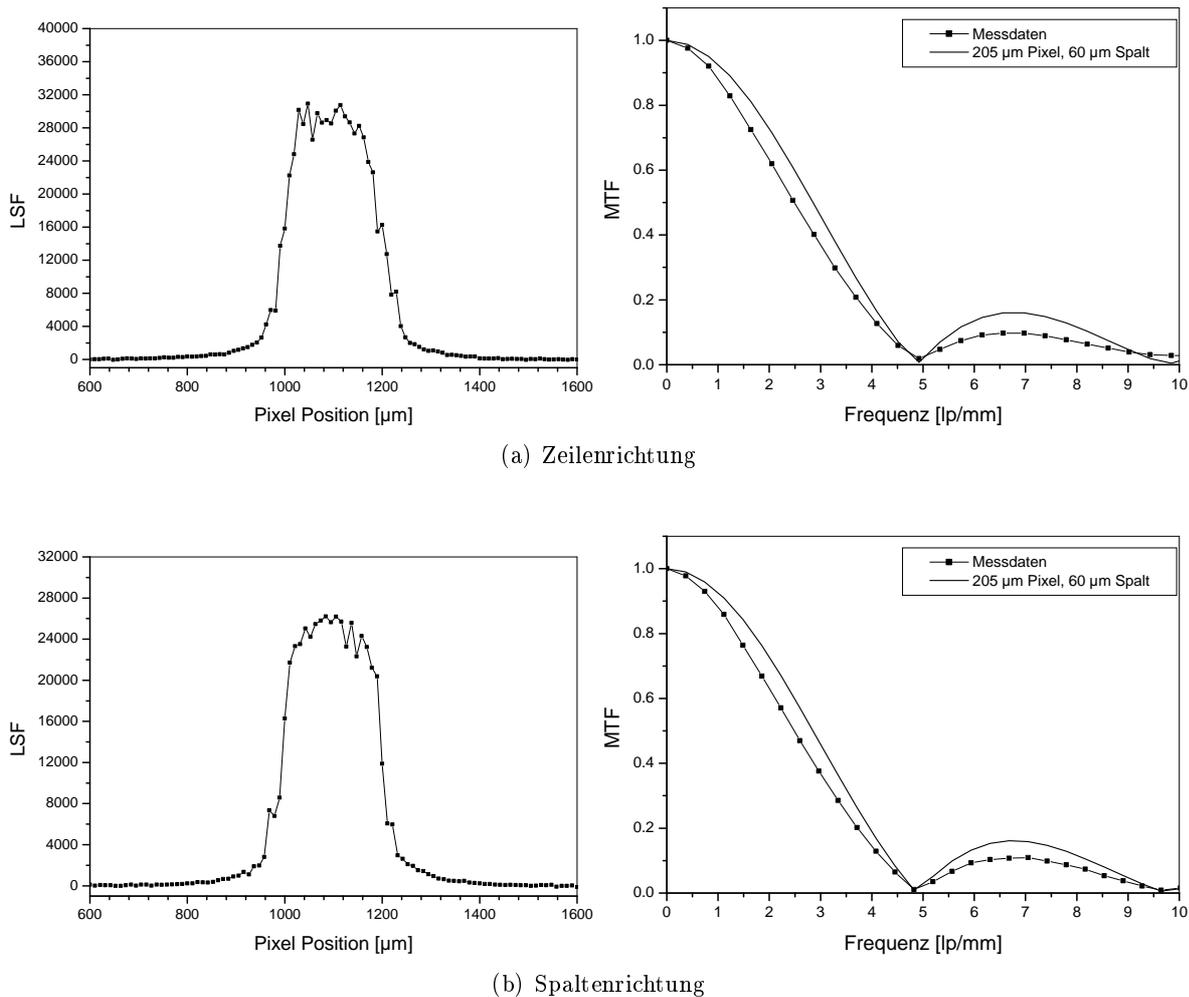


Abb. 5.15: LSF- und MTF-Kurven des CdTe-Detektors in Zeilenrichtung (a) und Spaltenrichtung (b) bei einer Schwelle von  $\approx 10$  keV und einer Beschleunigungsspannung von 90 kV

über die geometrische Pixelfläche hinaus. Diese Verbreiterung ist darauf zurückzuführen, daß es im Sensormaterial zur Emission von Röntgenfluoreszenzphotonen kommt. Sie entstehen dadurch, daß aus der K-Schale eines Cd- oder Te-Atoms ein Elektron durch primäre Photon-Ionisation herausgeschlagen wird und anschließend beim Wiederbesetzen des freien Platzes durch ein anderes Elektron ein Röntgenfluoreszenzphoton emittiert wird. Die Ionisationsenergie der K-Schale beträgt bei Cd 26,7 keV und bei Te 31,8 keV [83]. Die Photonen dieser Energie werden zwar in unmittelbarer Umgebung wieder vom Material absorbiert, aber immerhin ist ihre freie Weglänge so groß, daß sie auch in einen benachbarten Pixel gelangen können. Dieses Problem der Röntgenfluoreszenz bei der Verwendung von CdTe (bzw. von Elementen mit hoher Ordnungszahl als Sensor oder auch als „Bump-Bonding“ Verbindungsmaterial) wird auch bei anderen Detektoren beobachtet (s. z. B. [84], [85], [63]). Um den Einfluß der Röntgenfluoreszenz genauer zu untersuchen, wurde die Messung wiederholt jedoch bei einer Beschleunigungsspannung von nur noch 20 kV. Das Ergebnis in Abb. 5.16 läßt deutlich erkennen, daß die Flanken steiler verlaufen und nicht mehr verbreitert sind. Denn die maximale Energie der auftreffenden Photonen beträgt nur noch 20 keV, so daß die K-Schale von Cd oder Te nicht mehr ionisiert werden kann und keine Röntgenfluoreszenzphotonen mehr entstehen. Allerdings zeigt sich in den MTF-Kurven, daß die effektive Pixelfläche mit 185  $\mu\text{m}$  bzw. 190  $\mu\text{m}$  Seitenlänge kleiner geworden ist als die erwartete

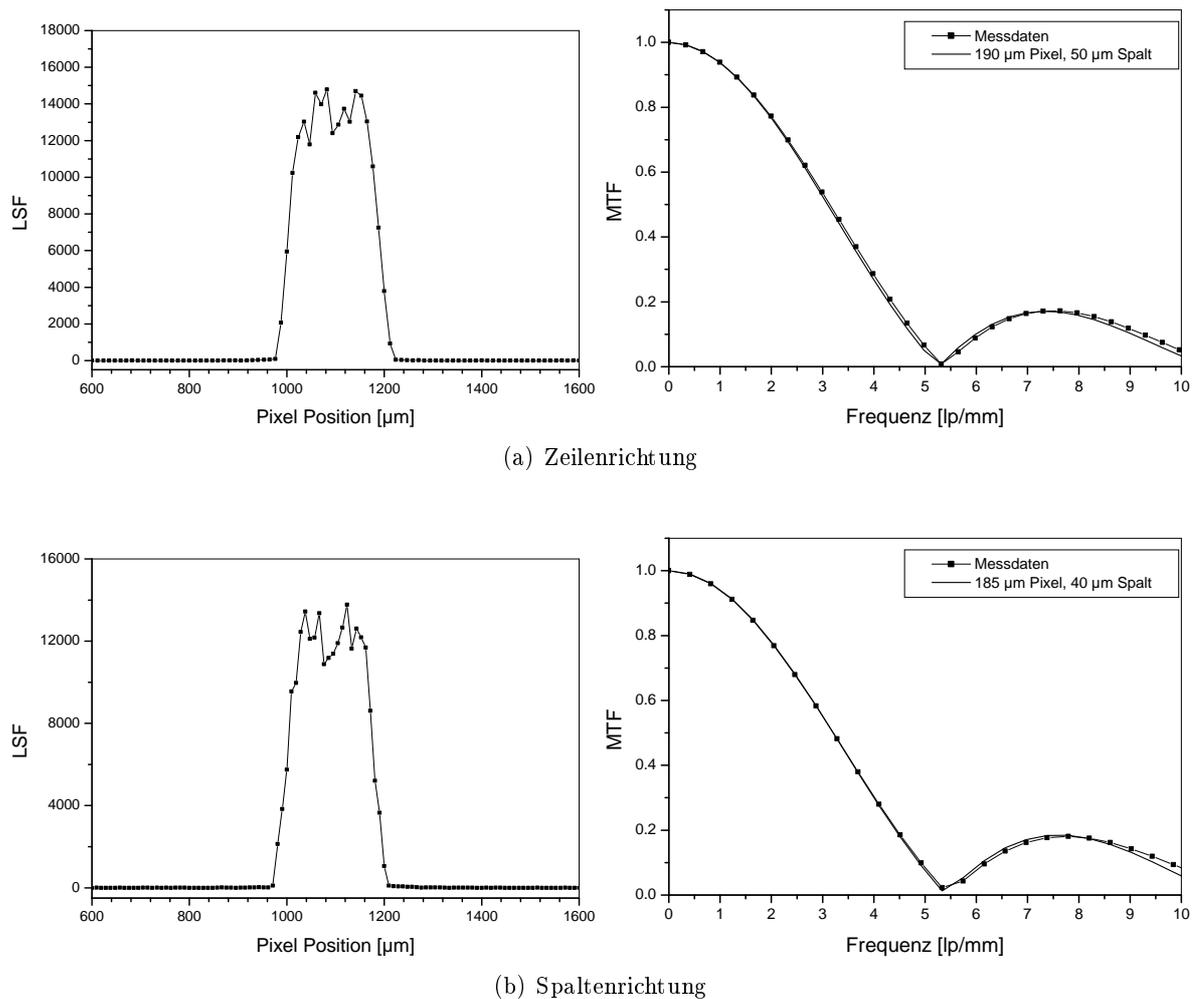


Abb. 5.16: LSF- und MTF-Kurven des CdTe-Detektors in Zeilenrichtung (a) und Spaltenrichtung (b) bei einer Schwelle von  $\approx 10$  keV und einer Beschleunigungsspannung von 20 kV

geometrische Pixelfläche (200  $\mu\text{m}$  Seitenlänge). Dies läßt sich wiederum durch die vorhandenen Split-Events begründen. Denn die Auswirkung der Split-Events hängt nicht allein von der Photonenenergie oder der eingestellten Schwelle ab, sondern von dem Verhältnis von beiden. Bei monoenergetische Photonen ist in [23] gezeigt worden, daß die beste Effizienz (also weder Unter- noch Übereffizienz) vorliegt, wenn die Schwelle auf die Hälfte der Photonenenergie gesetzt ist. Bei einem kontinuierlichem Spektrum sehen die Verhältnisse komplexer aus. Allerdings läßt sich sagen, daß bei einer Beschleunigungsspannung von 20 kV für den größten Teil der Photonen die eingestellte Schwelle von 10 keV deutlich über der Hälfte ihrer Energie liegt und somit eine Ineffizienz bei Split-Events in den Randbereichen entsteht. Die Auswirkung der Röntgenfluoreszenzphotonen kann auch dadurch untersucht werden, daß man anstelle der Verringerung der Beschleunigungsspannung die Schwelle entsprechend höher stellt. Für diesen Fall wurde die Beschleunigungsspannung auf 90 kV und die Schwelle auf  $\approx 42$  keV eingestellt. Das Ergebnis zeigt Abb. 5.17. Man sieht, daß die LSF-Graphen im Bereich ihres Maximums nicht sehr regelmäßig sind und daß insbesondere die LSF für die Zeilenrichtung von dem erwarteten Plateau einer Rechteckform abweicht. Dies überrascht, da durch die angewendeten Flatfield Korrekturen alle Pixel ein gleichmäßiges Ansprechverhalten haben sollten. Jedoch kann man hier die Vermutung äußern, daß eine Flatfield Korrektur nicht ohne weiteres auf Pixel angewandt werden kann, von

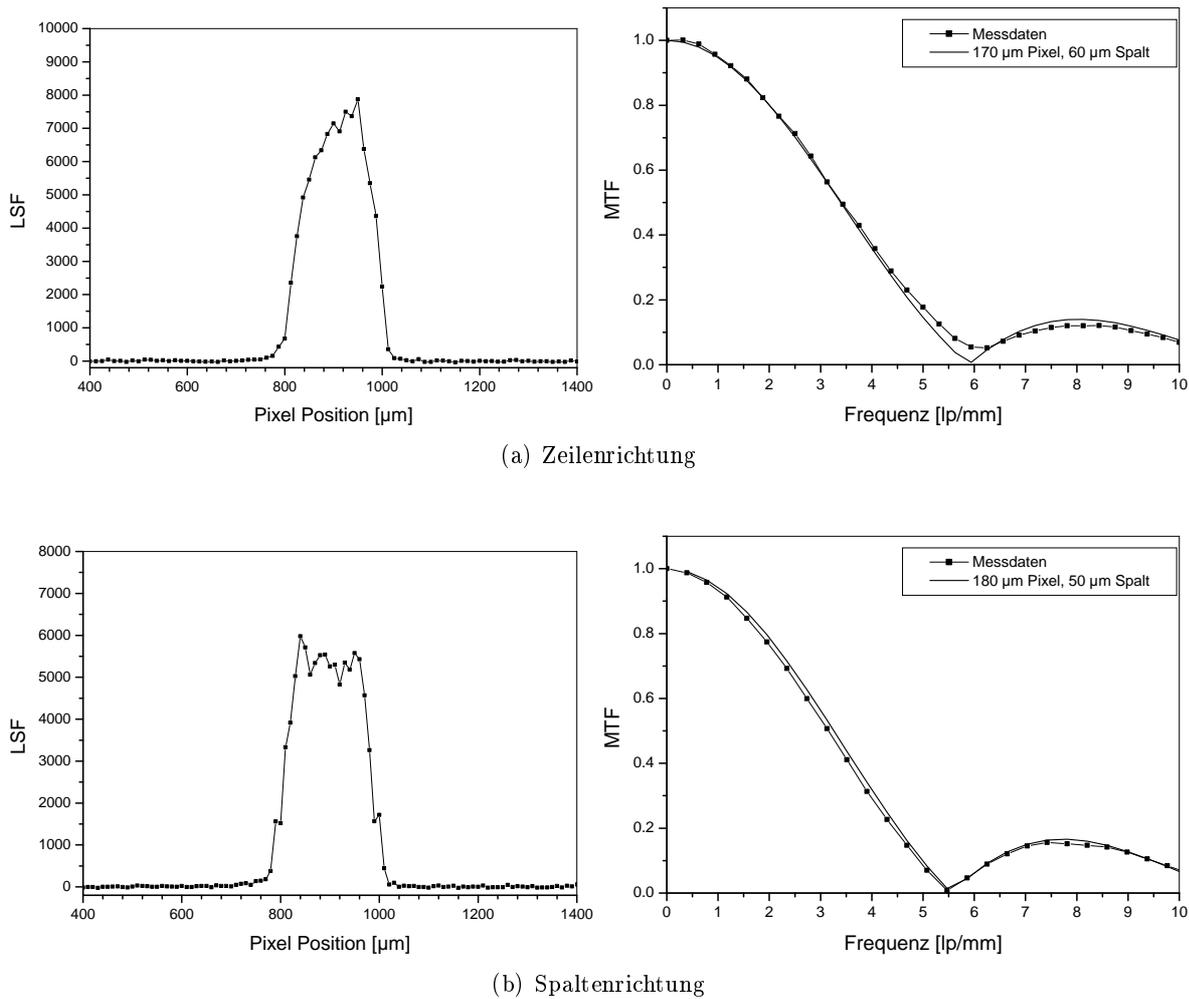


Abb. 5.17: LSF- und MTF-Kurven des CdTe-Detektors in Zeilenrichtung (a) und Spaltenrichtung (b) bei einer Schwelle von  $\approx 42$  keV und einer Beschleunigungsspannung von 90 kV

denen nur maximal ein Viertel bis ein Drittel ihrer Fläche während der Spaltaufnahme der Strahlung ausgesetzt war (60  $\mu\text{m}$  Spaltbreite bei 200  $\mu\text{m}$  Pixelbreite). Dies scheint besonders auf den Fall des MPEC-Detektors, der bei CdTe nur im irregulären Modus arbeitet, zuzutreffen. Aber unabhängig von der abweichenden Form im Bereich ihres Maximums haben die LSFs keine stark auslaufenden Flanken mehr. Dies zeigt, daß die Auswirkungen der Röntgenfluoreszenz durch eine genügend hohe Schwelle verhindert werden können. Allerdings wird bei den MTF-Graphen auch wieder deutlich, daß die Detektionseffizienz aufgrund der Split-Events deutlich abgenommen hat, so daß die Seitenlängen der effektiven Pixelfläche nur noch 170 bzw. 180  $\mu\text{m}$  betragen.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß die Röntgenfluoreszenzstrahlung in CdTe zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung führt. Für eine quantitative Aussage kann man wiederum das NEP verwenden (typischerweise gilt:  $\text{MTF}(\text{NEP})=0,3$ , vgl. Kapitel 1.5.3). Dabei sollte man sich auf die Messungen beziehen, bei denen die Flankenverbreiterung stattfindet. Denn bei den anderen Messungen führen die Detektionsineffizienzen zu einer „künstlichen“ Verringerung der Pixeldimension, die das Ortsauflösungsvermögen nicht verbessert. Nach dem Herausrechnen der endlichen Spaltbreite (vgl. (5.6)), erhält man aus dem Meßergebnis der Abb. 5.15:

$$\text{NEP}_{\text{CdTe}} = 3,5 \text{ lp/mm} \quad (5.11)$$

Zum Vergleich: Für einen idealen Pixeldetektor mit  $200\ \mu\text{m}$  Pixelbreite gilt  $\text{NEP}=3,8\ \text{lp}/\text{mm}$ .

### 5.3.4 Röntgenbilder

Als Beispiel für ein Radiogramm, das mit dem MCM CdTe-Detektor aufgenommen wurde, zeigt Abb. 5.18 einen Ausschnitt aus einem Uhrwerk. Deutlich zu erkennen sind Zahnräder und

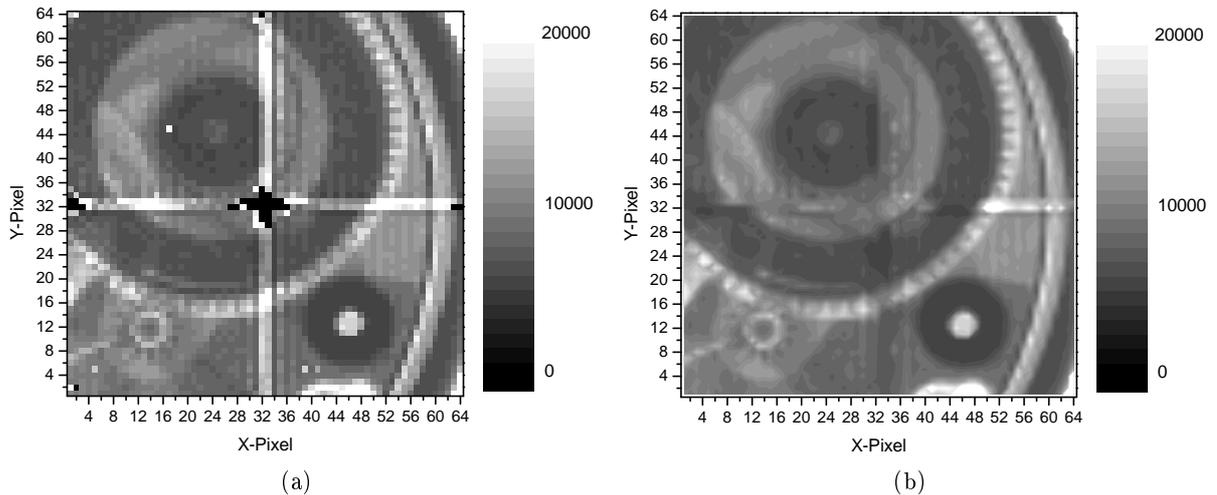


Abb. 5.18: Radiogramm eines Uhrwerks. Der Ausschnitt zeigt den Rand der Uhr, und man erkennt Zahnräder und runde Bauteile (Schwelle ca.  $2300\ e^-$ , Beschleunigungsspannung der Röntgenröhre  $90\ \text{kV}$ ). (a): Flatfield korrigiertes Radiogramm, (b): Konturzeichnung mit interpolierten Daten von defekten Pixeln

runde Bauteile des Uhrwerks. Die auffällige Struktur des hellen Kreuzes ist durch die Defekte im Zwischen-Chip Bereich bedingt und stammt nicht vom durchleuchteten Objekt.



## 6. Sparse-CMOS Detektoren

### 6.1 MCM-D Detektoren und Sparse-CMOS

Um den Aufbau von MCM-Detektoren zu vereinfachen und flexibel gestalten zu können, sind spezielle Modul-Konzepte entwickelt worden. Dazu gehört die MCM-Deposited Technologie (MCM-D) [86], [78]. Bei dieser Technologie dient der Si-Sensor selbst als Trägermaterial, auf das in mehreren Lagen zwischen Sensor und Auslesechip Verbindungsleitungen aufgebracht werden. Dies geschieht durch ein Planarverfahren (Dünnschichtverfahren), bei dem die Metallagen durch ein Isolationsmaterial (z. B. BCB=Benzocyclobuten) voneinander getrennt sind. Um die Leiterbahnen der einzelnen Metallagen miteinander verbinden zu können, werden in die Isolationschicht Verbindungslöcher (sog. Vias) durch ein lithographisches Verfahren eingebracht, die beim Aufbringen der darauffolgenden Metallschicht mit Metall gefüllt werden. Eine Querschnitt-Skizze des MCM-D Konzepts ist in Abb. 6.1 gezeigt. Man erkennt, daß der Sensor etwas (ca. 2-3 mm)

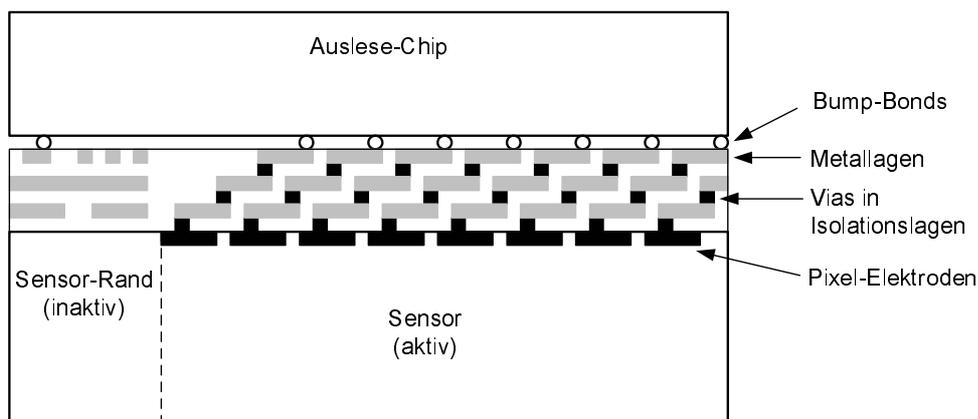


Abb. 6.1: Schema der MCM-D Technologie: Während über der aktiven Sensorfläche die Verbindungsleitungen der Pixel liegen, können über dem inaktiven Randbereich des Sensors Verbindungsleitungen und Bus-Systeme untergebracht werden (Skizze zeigt nur einen Detektorausschnitt, Pixelstruktur setzt sich nach rechts fort).

über seinen aktiven Bereich hinaus vergrößert ist, so daß er bis zum Rand des Auslesechips reicht. Während auf der Fläche, die dem aktiven Sensorbereich entspricht, die Pixelverbindungen untergebracht sind, können in dem Randbereich Bus-Systeme und globale Verbindungsleitungen (Versorgungs-, Auslese- und Steuerleitungen) der Auslesechips untergebracht werden. Die Auslesechips selbst werden weiterhin durch „Flip-Chip Bump-Bonding“ aufgebracht, wobei dies nicht nur die Pixelverbindungen sondern auch die Anbindung an die globalen Leitungen betrifft. Dadurch können die „Wirebond“ Verbindungen entfallen, was eine Vereinfachung für den Modulaufbau bedeutet. Ein weiterer Vorteil ist, daß bei der Verwendung von MCM-D Modulen der Aufbau eines aus vielen einzelnen Modulen bestehenden großflächigen Detektors einfacher zu handhaben ist. Im Gegensatz zum herkömmlichen Modulaufbau muß der Sensor aber auch in seiner Längsrichtung um einige mm verlängert werden, um zusätzliche Elektronik („Modul-

Control-Chip“) unterbringen zu können.

Eine Erweiterung des MCM-D Prinzips ist das Sparse-CMOS Konzept, bei dem es sich um eine Entwicklung der Philips Forschungslaboratorien [1] handelt. Beim Sparse-CMOS Prinzip werden ebenso wie bei der MCM-D Technologie direkt auf das Sensormaterial Leiterbahnen und Isolationsschichten aufgebracht. Jedoch kommt hinzu, daß die Pixelgröße des Auslesechips kleiner als die des Sensors ist<sup>1</sup>. Das bedeutet, daß die Verbindungsleitungen aufgefächert werden müssen, um alle Auslese- und Sensorpixel miteinander verbinden zu können. Demnach reichen für die Kontaktierung der zentralen Pixel kurze Verbindungsleitungen, während für die äußeren Pixel lange Leitungen benötigt werden. Eine Prinzipskizze als Querschnittansicht zeigt Abb. 6.2. Zu

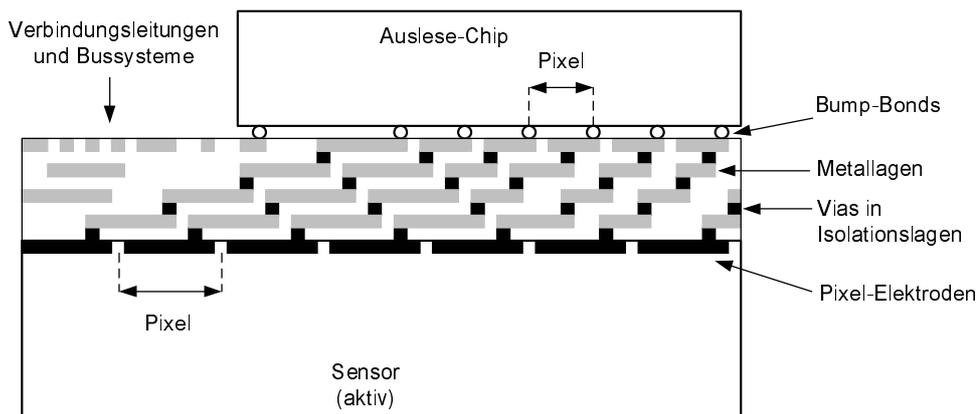


Abb. 6.2: Schema des Sparse-CMOS Aufbaus: Pixelgröße von Auslese- und Sensorchip sind unterschiedlich, so daß die durch mehrere Lagen gehenden Verbindungsleitungen aufgefächert werden müssen (Skizze zeigt nur einen Detektorausschnitt, Pixelstruktur setzt sich nach rechts fort).

den Vorteilen, die schon bei der MCM-D Technologie existieren, kommen für das Sparse-CMOS Prinzip noch weitere hinzu:

- Dadurch daß die benötigte Fläche an CMOS-Elektronik kleiner als die Sensorfläche ist, werden Kosten gespart.
- Detektormodule können so gestaltet werden, daß kein inaktiver Randbereich mehr existiert und prinzipiell eine lückenlose Aneinanderreihung von Modulen möglich ist.
- Man hat die Möglichkeit, den Randbereich des Chips zu vergrößern, um noch zusätzliche Elektronik zu integrieren.
- Der Zwischen-Chip Bereich läßt noch Platz, um weitere Kontaktierungen des Moduls vornehmen zu können (z. B. zusätzliche Steuerchips, Kabelverbindungen, weitere Bauteile).
- Das „Flip-Chip Bump-Bonding“ gestaltet sich bei großen Zwischen-Chip Bereichen einfacher, und auch eventuelle Reparaturarbeiten (Auswechseln von defekten Chips) können einfacher vorgenommen werden.
- Man hat die Möglichkeit, denselben Auslesechip für Sensoren mit anderen Pixelgrößen verwenden zu können. Es muß lediglich die Verteilung der Verbindungsleitungen angepaßt werden.

<sup>1</sup> „Sparse“ bedeutet verstreut, spärlich und soll aussagen, daß die in einem CMOS-Prozeß gefertigten Auslesechips weniger Fläche als die des Sensors bedecken.

Ein Sparse-CMOS Aufbau verlangt aber auch einige besondere Eigenschaften des Auslesechips. Aufgrund der Verbindungsleitungen, die vom Pixel des Auslesechips zum Sensorpixel gehen, muß der Vorverstärker mit einer zusätzlichen Lastkapazität von bis zu einigen 100 fF arbeiten können. Darüberhinaus ist aber auch noch eine starke Streuung der Kapazitätswerte gegeben. Denn während zentrale Pixel kurze Verbindungsleitungen besitzen, sind bei äußeren Pixeln die Verbindungsleitungen länger, was zu entsprechend größeren Lastkapazitäten führt. Daher sollte ein Auslesechip relativ unempfindlich gegen Schwankungen der Eingangskapazität sein bzw. durch Feinjustiermöglichkeiten (des Vorverstärkers bzw. Diskriminators) die auftretenden Unterschiede ausgleichen können. Abb. 6.3 zeigt beispielhaft, wie eine Anordnung des Auslesechips („Readout Chip“) und der Verbindungsleitungen zu den Sensorpixeln aussehen kann.

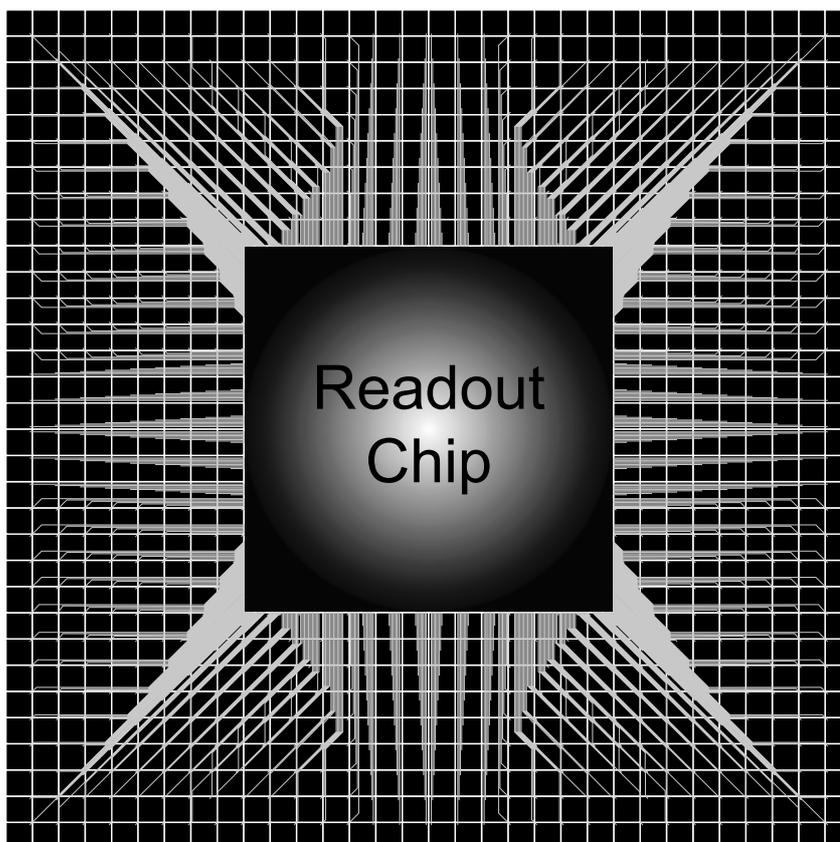


Abb. 6.3: Anordnung von Auslesechip („Readout Chip“) und Verbindungsleitungen bei einem Sparse-CMOS Detektor

## 6.2 Sparse-CMOS Multi-Chip-Modul

In einem gemeinsamen Projekt von Philips Forschungslaboratorien [1] und Philips Applied Technologies [2] sowie der Universität Bonn wurde ein Sparse-CMOS Prototyp-Detektor aufgebaut. Es wurde ein MCM entworfen, bei dem vier MPEC Chips auf einen  $32 \times 32 \times 3 \text{ mm}^3$  großen CdZnTe-Sensor (CZT) aufgebracht werden sollen (CZT-Hersteller: [87]). Das bedeutet, dass die  $200 \mu\text{m}$  großen MPEC-Pixel mit  $500 \mu\text{m}$  großen Sensorpixeln verbunden werden müssen. Dabei kamen der Universität Bonn hauptsächlich die Aufgaben zu, die MPEC-Chips bereitzustellen, das MCM in ein Auslesesystem zu integrieren und die Aufbauschritte durch Testmessungen zu kontrollieren. Abb. 6.4 zeigt eine schematische Querschnittansicht des Detektormoduls. In der

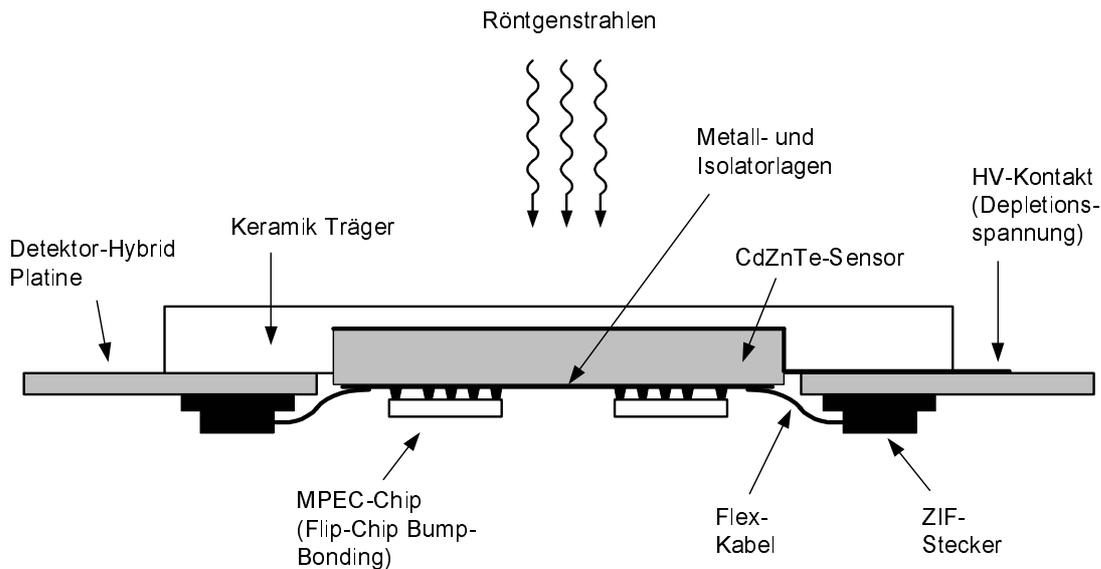


Abb. 6.4: Schematische Querschnittansicht des CZT-Detektormoduls

Mitte befindet sich der CZT-Sensor mit den durch „Bump-Bonding“ aufgebrachtten MPEC Chips. Der Sensor ist in einen Keramik-Träger geklebt, der auf der Eintrittsseite der Röntgenstrahlung nur eine geringe Dicke besitzt. Durch die geringe Dicke und den geringen spezifischen Absorptionskoeffizienten von Keramik (Aluminiumoxid) wird nur ein sehr geringer Teil der einfallenden Röntgenstrahlung im Träger absorbiert. Der Träger erfüllt nicht nur den Zweck, das Detektormodul auf der Detektor-Hybrid Platine zu befestigen, sondern stellt auch eine geeignete Halterung dar, in der das CZT zuvor für den Schichtaufbau prozessiert werden kann. Für die elektrische Kontaktierung des Moduls an die Detektor-Hybrid Platine wurden sogenannte Flex-Kabel gewählt (Erläuterung s. Abschnitt 6.4). Eine besondere Herausforderung für das Projekt bestand darin, daß der CdZnTe-Sensor mit seinen Elektroden keinen hohen Temperaturen ausgesetzt werden darf. Daher ist man bei den für diesen Sparse-CMOS Aufbau notwendigen Prozessschritten darauf angewiesen, daß nur Materialien zu Einsatz kommen können, deren Verarbeitungstemperatur deutlich unter  $200^{\circ}\text{C}$  liegt. Dies ist eine besondere Schwierigkeit, da dann eine Reihe routinemäßig verwendeter Materialien entfallen und neue Verfahrensschritte entwickelt werden müssen. Die damit verbundenen Forschungsarbeiten wurden von Philips Applied Technologies durchgeführt. Bei der Umsetzung des Schichtaufbaus im Dünnschichtverfahren von zwei Metallagen und zwei Isolationslagen auf CZT konnten zwar Erfolge verzeichnet werden, jedoch konnte in dem vorgesehenen Rahmen des Projektes der Sensoraufbau nicht so weit geführt werden, daß ein „Flip-Chip Bump-Bonding“ mit MPEC Chips erfolgen konnte. Dagegen wurden zwei sogenannte „Dummy-Module“ aufgebaut, bei denen der CZT-Sensor durch eine Glassubstrat ersetzt wurde und nur die oberste Metallage aufgebracht wurde. Mit Hilfe dieser Dummy-Module konnten die gewählten Verbindungstechnologien umgesetzt und getestet werden. Dies betraf insbesondere die Kontaktierung der MPEC Chips durch Gold-Stud Bump-Bonding (s. Abschnitt 6.3) und die Verbindung zur Detektor-Hybrid Platine durch die Flex-Kabel (s. Abschnitt 6.4).

### 6.3 Gold-Stud Bump-Bonding

Für die Kontaktierung der MPEC Chips mit dem Sensor wurden Gold-Studs in Verbindung mit einem Thermokompressionsverfahren gewählt. Im Unterschied zu den bisher mit dem MPEC Chip verwendeten Verfahren mußten auch hier die Ein- und Ausgangskanäle des Chips (Auslese-,

Versorgungs- und Steuerleitungen) mit Goldstuds kontaktiert werden. Die leitende Verbindung wird wie bei der Pixelkontaktierung allein dadurch hergestellt, daß die Goldstuds auf die „Bumpbondpads“ des Sensors aufgedrückt werden und ein Kleber den notwendigen Anpressdruck aufrecht erhält. Der Kleber wird NCF-Kleber genannt („non-conducting film“), was ausdrückt, daß es sich um einen nicht-leitenden Kleber handelt, der in Form eines Films aufgetragen wird. Die gute Funktionsfähigkeit der Dummy-Module (Messungen dazu s. Abschnitt 6.5) zeigt, daß die elektrische Verbindung der Ein- und Ausgangskanäle der MPEC Chips durch die Goldstuds ohne Probleme funktioniert. Über die Verbindung der Pixel zum Sensor kann jedoch keine Aussage gemacht werden, da das Dummy-Modul nicht ermöglicht, von außen Ladungen in die Pixel des „Sensors“ (Glassubstrat) zu bringen, die eine elektrische Leitfähigkeit nachweisen könnten. Der „bump yield“, der hier die Anzahl der erfolgreich auf den MPEC Chips aufgebrachten Goldstuds beziffert, ist sehr hoch, und auch die Beschädigungen der Chips durch das gesamte Verfahren waren gering und vergleichbar mit denen, die bei anderen „Bump-Bonding“ Verfahren auftreten. Eine Ansicht eines MPEC durch das Glassubstrat hindurch zeigt Abb. 6.5. Man erkennt die

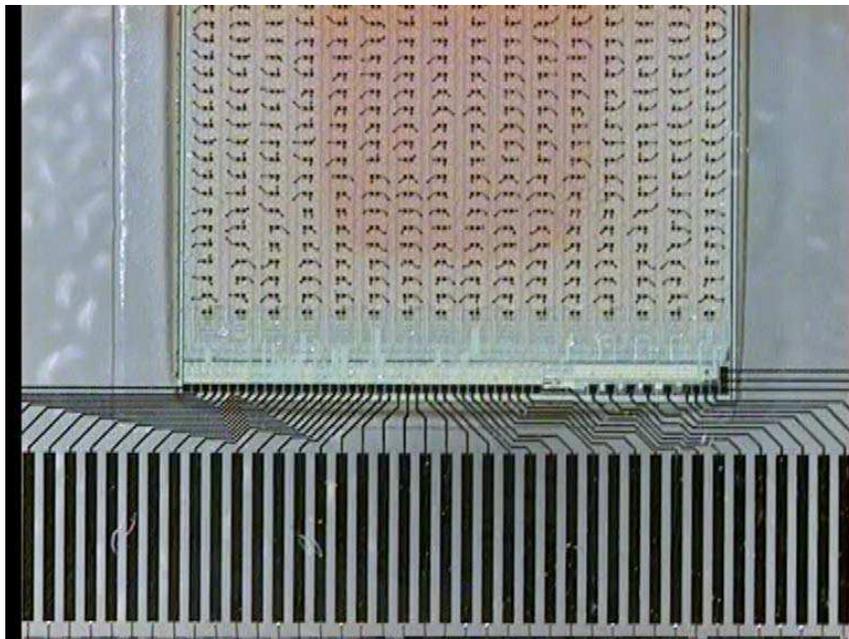


Abb. 6.5: MPEC Chip, der mit einem Gold-Stud Bump-Bonding Verfahren auf einem Glassubstrat aufgebracht ist. Auf dem Glassubstrat befindet sich die oberste Metallage, die sowohl Pixelverbindungen als auch Verbindungen zu den länglichen Kontaktstreifen bildet (Breite eines Kontaktstreifens:  $150\ \mu\text{m}$ , Freiraum zwischen zwei Kontaktstreifen:  $100\ \mu\text{m}$ ).

Leiterbahnen der obersten Metallage, die von den Ein- und Ausgangskanälen des Chips zu den länglichen Kontaktstreifen verlaufen. Ebenso kann man im Bereich der Pixelmatrix die „Bumpbondpads“ sehen, an die sich kurze Leiterbahnstücke anschließen. Bei einem vollständigen Modul würden sich an den Enden dieser kurzen Leiterbahnstücke die Vias befinden, die auf die untere Metallage führen.

## 6.4 Flex-Kabel Verbindung

Aufgrund der gewählten Flex-Kabel Anbindung und der anderen Sensorgeometrie mußte eine neue Detektor-Hybrid Platine entworfen werden. Für jeden MPEC-Chip wurde eine eigene Flex-Kabel Verbindung vorgesehen. Bei den Flex-Kabeln handelt es sich um eine Art Flachbandkabel

aus dünner Folie, auf der dicht nebeneinander liegende Leiterbahnen aufgebracht sind. Die Folie ist ca.  $60\ \mu\text{m}$  dick und besitzt 51 Leitungen mit einem Pitch von  $300\ \mu\text{m}$  (zur Detektor-Hybrid Platine hin) bzw.  $250\ \mu\text{m}$  (zum Modul hin). Die Verbindung dieser Flex-Kabel geschieht auf der Seite der Detektor-Hybrid Platine durch einen sogenannten „Zero-Insertion-Force“ Stecker (ZIF-Stecker, Hersteller: [88]), in den das Folienmaterial ohne Kraftaufwand geschoben werden kann. Anschließend wird die Folie mit einer Hebelmechanik fixiert, wodurch die Leiterbahnen auf die entsprechenden Steckerkontakte gedrückt werden. Auf der Modulseite werden die Flex-Kabel mit ACF-Kleber („anisotropic conducting film“) auf die entsprechenden Pads des Moduls aufgeklebt. Dieser Kleber, der über die gesamten Pads als Film aufgetragen wird, enthält kleine leitende Kügelchen, die beim Zusammenpressen von Pads und Flex-Kabel eine leitende Verbindung herstellen. Im Freiraum zwischen zwei Pads entsteht dagegen keine leitende Verbindung, da nur so wenige Kügelchen im Kleber verteilt sind, daß sie seitlich nicht aneinanderstoßen. Die Pads (Geometrie:  $2 \times 0,15\ \text{mm}^2$ , s. auch Abb. 6.5) sind Bestandteil der oberen Metallage des Moduls und führen dann über schmale Leiterbahnen zu den Ein- und Ausgangskanälen des MPEC Chips<sup>2</sup>. Die gesamte Verbindung vom Stecker bis hin zum MPEC besitzt einen Serienwiderstand von ca.  $5 \pm 1\ \Omega$  (beinhaltet: Steckkontakt, Flex-Kabel, ACF-Kleber, Metallbahnen von Pads zum MPEC). Dies ist zwar ein relativ hoher Wert, der aber die gute Funktionsfähigkeit der Module nicht beeinträchtigt. Abb. 6.6 zeigt ein Photo der Flex-Kabel Verbindung auf einem Dummy-Modul. Eine Ansicht eines kompletten Dummy-Moduls, das auf das bestehende USB-Auslesesystem montiert ist, zeigt Abb. 6.7.



Abb. 6.6: Flex-Kabel Verbindung vom Dummy-Modul zur Detektor-Hybrid Platine

## 6.5 Messungen

Zu Anfang mußte sichergestellt werden, ob der MPEC auch Eingangssignale mit der zusätzlichen Lastkapazität der Verbindungsleitungen verarbeiten kann. Dazu wurden Simulationen durchgeführt, bei denen die Amplitudenhöhe in Abhängigkeit der Eingangskapazität untersucht wurde. Das Ergebnis in Abb. 6.8 zeigt, daß die Vorverstärkeramplitude erwartungsgemäß mit steigender Lastkapazität abfällt, aber bis zu  $2\ \text{pF}$  immer noch ausreichend hohe Werte liefert (sowohl für den regulären als auch irregulären Modus).

Da kein Modul mit Sensor aufgebaut werden konnte, konnten zwar keine Messungen mit Röntgenstrahlung gemacht werden, jedoch konnte das Modul mit Injektionspulsen elektrisch getestet

<sup>2</sup> Da das Aufkleben der Flex-Kabel auf das Sparse-CMOS Modul ein kritischer und unerprobter Verfahrensschritt ist, bietet die Detektor-Hybrid Platine auch die Möglichkeit, die Pads mit Wire-Bond Verbindungen zu kontaktieren.

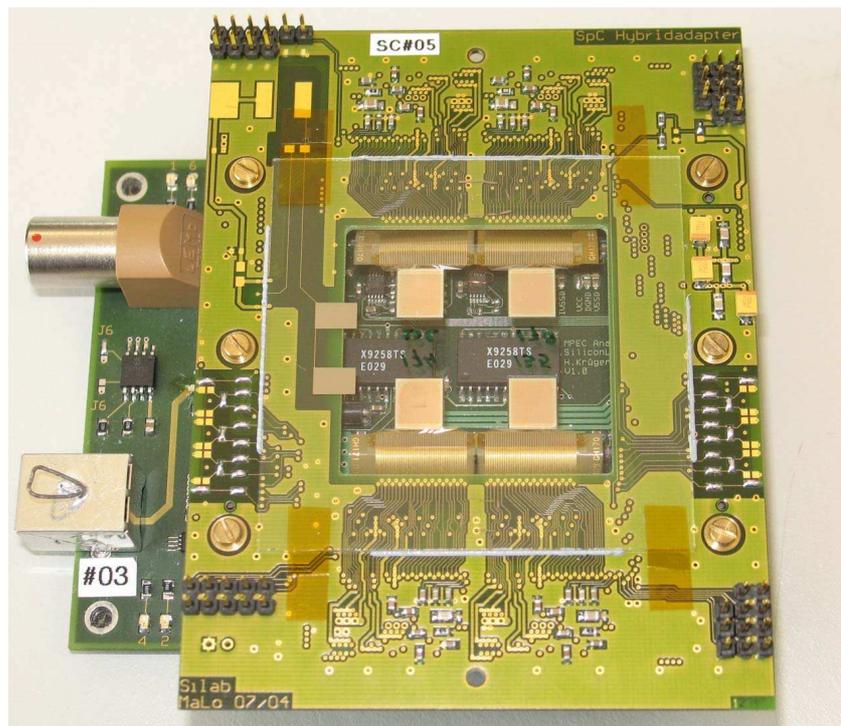


Abb. 6.7: Dummy-Modul mit USB-Auslesesystem

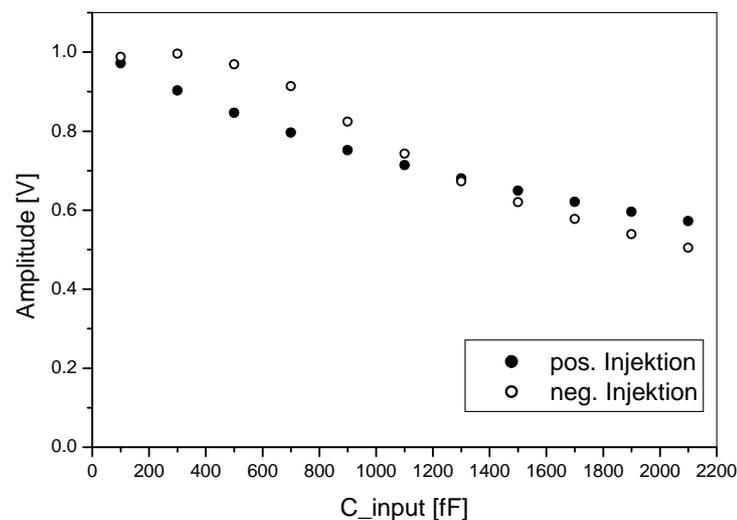


Abb. 6.8: Amplitudenhöhe des MPEC Vorverstärkers in Abhängigkeit der Eingangskapazität (Simulation)

werden. In Tab. 6.1 sind die Rauschwerte und die Werte der Schwellendispersion der einzelnen Chips des Moduls aufgelistet. Der geringe Rauschwert von ca.  $70 e^-$  zeigt, daß der gesamte Modulaufbau das rauscharme Verhalten der MPEC Chips nicht beeinträchtigt hat. Insbesondere hat die Verwendung der relativ langen Flex-Kabel, die dazu führt, daß Abblockkapazitäten der Versorgungsspannungen nicht in der Nähe der Chips positioniert werden konnten, nicht zu einer Zunahme des Rauschens geführt. Außerdem ist erwartungsgemäß die Funktionsfähigkeit der Chips nicht durch die Tatsache beeinträchtigt worden, daß die Chips „frei“ auf dem Modul aufliegen und nicht mehr auf einer Bodenfläche mit definiertem elektrischen Potential liegen. Aus

	Rauschen ENC [ e <sup>-</sup> ]		Schwellendispersion $\sigma_S$ [ e <sup>-</sup> ]	
	Untere Schwelle	Obere Schwelle	Untere Schwelle	Obere Schwelle
Chip 1	59 ± 1	61 ± 1	7,9 ± 0,2	8,2 ± 0,2
Chip 2	55 ± 1	59 ± 1	7,5 ± 0,1	8,4 ± 0,3
Chip 3	81 ± 1	83 ± 1	10,5 ± 0,1	11,2 ± 0,3
Chip 4	71 ± 1	68 ± 1	8,9 ± 0,2	8,8 ± 0,4
Mittelwert der Chips 1 – 4	67 ± 6	68 ± 5	8,7 ± 0,7	9,2 ± 0,7

Tab. 6.1: Rauschen und Schwellenverteilung des Sparse-CMOS MCMs im Einzelschwellenbetrieb

dem Rauschwert kann man analog dem in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Verfahren die zusätzliche Eingangskapazität berechnen, die durch die Anbindung an das Glassubstrat hinzugekommen ist. Man erhält:

$$C_{D,SpC} = 47 \pm 7 \text{ fF} \quad (6.1)$$

Allerdings umfasst dieser Wert nicht die gesamte Kapazität des Schichtaufbaus, da auf den Dummy-Modulen nur die oberste Metallage aufgebracht wurde, die nur für jeden Pixel aus einem relativ kurzen Verbindungsstück besteht. Die sehr viel längeren Verbindungen der unteren Metallage wurden nicht auf dem Dummy-Modul aufgebracht. Schließlich entfällt auch die Pixelkapazität des Sensors, da die Glasplatte keine Pixelelektroden und keine Rückseitenelektrode besitzt. Insgesamt dürfte daher durch den Messwert (6.1) im wesentlichen die zusätzliche Kapazität durch einen aufgetragenen Goldstud wiedergegeben sein. Die Möglichkeit der Feinjustierung der Schwellen ist ebenfalls beim Modulaufbau nicht beeinträchtigt worden, wie die geringe Schwellendispersion von 9 e<sup>-</sup> zeigt. Ohne Feinjustierung beträgt die Schwellendispersion ca. 500 e<sup>-</sup>, was vergleichbar mit den CdTe MPEC-Detektoren ist, die ebenfalls mit einem Gold-Stud Bump-Bond Verfahren aufgebaut wurden. Ein weiterer elektrischer Test ist die Aufnahme einer Trefferkarte („Hitmap“). Hier wird in jeden Pixel eine Anzahl an Ladungspulsen injiziert und die Verteilung der gezählten Treffer in Matrixdarstellung aufgetragen. Dabei wählt man die Injektionsladung so hoch, daß die Vorverstärkeramplitude die Diskriminatorschwelle deutlich überschreitet, um die Trefferkarte nicht durch Schwelleneffekte zu beeinflussen. Eine Trefferkarte von 100 Injektionspulsen in linearer und logarithmischer Skalierung zeigt Abb. 6.9. Zunächst läßt sich sagen, daß keine toten Pixel und auch keine Rausch-Pixel existieren. Allerdings fällt eine deutliche Spaltenstruktur auf, die dadurch zustande kommt, daß einige Pixel, die sich links in einer Doppelspalte befinden, deutlich mehr als die erwarteten 100 Treffer zählen. Dieses Verhalten ist dadurch begründet, daß es bei den betreffenden Pixeln wiederum zu einem Übersprechen von der Injektionsleitung kommt („Crosstalk-Pixel“). Denn wie schon in Abschnitt 4.3.3 erwähnt, befinden sich linke Pixel einer Doppelspalte näher an der Injektionsleitung (s. auch Abb. 4.19). Während der Aufnahme einer Trefferkarte entsteht folgende Situation: Die Trefferkarte wird aufgenommen, in dem jeweils spaltenweise 100 Testpulse injiziert werden. Dazu sind die betreffenden Pixel der Spalte selektiert, während alle anderen Pixel deselektiert sind. Demnach sollte bei idealem Ansprechverhalten jeder Pixel nur einmal 100 Pulse zählen. Aufgrund der Pixelauswahl nach Spalten wird die Injektion der Testpulse jedoch insgesamt 64mal durchgeführt (da das komplette Modul 64 Spalten hat). Nun kommt es dazu, daß einige Pixel durch kapazitive Kopplung über die Goldstuds Injektionssignale der globalen Injektionsleitung registrieren können, obwohl sie nicht selektiert sind. Bei diesen Pixeln handelt es sich meist um linke Pixel einer Doppelspalte, deren

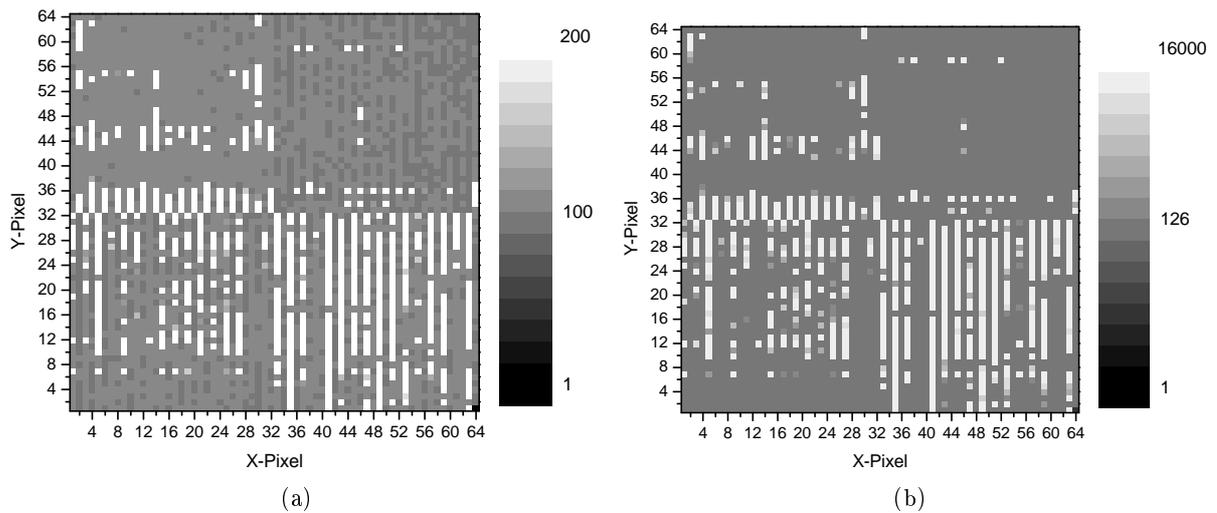


Abb. 6.9: Trefferkarte von 100 Injektionspulsen des unteren Zählers des Dummy-Moduls in linearer (a) und logarithmischer Skalierung (b)

Goldstuds besonders nahe an die globale Injektionsleitung reichen. Da diese kapazitive Kopplung verschieden stark ausfallen kann, erkennt man bei dem Übersprechen auch ein „graduiertes“ Verhalten. Einige Pixel haben eine starke Kopplung, so daß sie alle Pulse zählen ( $64000 = 64 \cdot 100$ ), während bei anderen nur eine Teil der Pulse eingekoppelt wird. Man hat es hier sozusagen auch mit einem „Schwellenverhalten“ zu tun, wobei die Anzahl der durch Übersprechen registrierten Pulse auch von der Höhe der Injektionsladung abhängt. Es konnte auch gezeigt werden, daß das Übersprechen bei solchen Chips reduziert ist, bei denen die Goldstuds etwas nach außen hin, d.h. entfernt von der Injektionsleitung, aufgebracht wurden (Verschiebung von der „Bumpbondpad“ Mitte um ca.  $5 \mu\text{m}$ ). Es sollte aber auch explizit darauf hingewiesen sein, daß es sich bei diesem beschriebenen Übersprechen *nicht* um einen Defekt der Pixel oder um eine Unzulänglichkeit des „Bump-Bonding“ Verfahrens handelt. Dagegen handelt es sich um einen Artefakt, der ausschließlich durch Ladungsinjektion hervorgerufen wird und der bei der Interpretation der Meßergebnisse berücksichtigt werden muß.



## Zusammenfassung und Ausblick

Innerhalb dieser Arbeit wurden Pixeldetektoren für die Röntgenbildgebung mit dem MPEC 2.3 Auslesechip aufgebaut und charakterisiert. Der MPEC entstammt einer „Spin-Off“ Entwicklung des ATLAS-Pixeldetektors und zeigt, wie die Detektorentwicklung in Experimenten der Hochenergiephysik für Anwendungen in anderen Fachgebieten, z.B. medizinisches Röntgen, Materialprüfung, genutzt werden kann. Der MPEC Chip der Version 2.3 wurde zwar innerhalb einer anderen Dissertationsarbeit entwickelt, jedoch wurde in der hier vorliegenden Arbeit die Funktionsweise des Chips noch weitergehend untersucht, um noch nicht durchgeführte quantitative Messungen und Charakterisierungen durchführen zu können.

Eine wichtige Größe für den Einsatz von Detektoren für die Röntgenbildgebung ist die Bildhomogenität. Um zu verstehen, wie sich die Kenngrößen eines Detektors (z. B. Rauschen, Schwellendispersion, Totzeit) auf die Bildhomogenität auswirken, wurden Monte-Carlo Simulationen durchgeführt. Es konnte festgestellt werden, daß durch Rauschen und kleine Detektortotzeiten die Bildhomogenität nicht beeinflusst wird. Dagegen hat die Verteilung der Schwellen (Schwellendispersion) einen großen Einfluß auf die Bildhomogenität. Erst bei Schwellendispersionen von weniger als  $5 e^-$  ist die Zählratenverteilung bei typischen Detektoreinstellungen so gleichmäßig, daß die Homogenität nur durch den statistisch verteilten Photonenfluß limitiert ist.

Einzel-Chip Detektoren wurden sowohl mit Si- als auch mit CdTe-Sensoren untersucht. Bei den Si-Detektoren wurde das Solder-Bump Bond-Verfahren für die Kontaktierung von Sensor- und Auslesechip gewählt, während die CdTe-Detektoren mit einem Goldstud Bond-Verfahren aufgebaut wurden. Die Durchführung des Detektoraufbaus mit diesen Verbindungstechnologien hat nur zu sehr wenigen defekten Pixeln geführt, so daß der „bump yield“ als gut (Si-Detektor) bis sehr gut (CdTe-Detektor) betrachtet werden kann. Die Messungen der Homogenität der Detektoren hat gezeigt, daß die Schwellenfeinjustierung durch Schwellenscans nicht zu einer erwarteten hohen Homogenität führt. Erst eine absolute Eichung durch Spektren bekannter Energie führt zu einer hohen Homogenität. Es ist anzunehmen, daß unterschiedliche parasitäre Kapazitäten (bedingt durch die asymmetrische Struktur des Auslesechips und durch den Einfluß der zwischen Chip und Sensor befindlichen Verbindungsmaterialien) in den einzelnen Pixeln zu verschiedenen effektiven Schwelleneinstellungen führen. Sowohl für den Si- als auch für den CdTe-Detektor konnte jedoch gezeigt werden, daß nach einer Zählratenkorrektur (Flatfield Korrektur) die maximale Homogenität angenommen wird, und somit die Detektoren nur durch die statistischen Schwankungen des Photonenflusses limitiert sind. Man sollte aber hervorheben, daß die Homogenität kein Maß für das Leistungsvermögen eines Detektors im Sinne einer Objektunterscheidbarkeit oder Ortsauflösung darstellt. Sie drückt nur aus, wie das Ansprechverhalten der Pixel untereinander aussieht und kann dazu dienen, nicht optimale Eigenschaften eines Detektors zu analysieren. Falls alle Detektorpixel ein zeitlich konstantes Ansprechverhalten aufweisen, kann durch eine nachträgliche Zählratenkorrektur immer eine maximale Homogenität erreicht werden.

Die Eigenschaft des MPEC, durch seine Doppelschwelle Photonen in Abhängigkeit von ihrer Energie nachzuweisen, konnte erstmals in dieser Arbeit durch Messungen mit einem Si-Sensor untersucht werden. Es konnte eine Kontraststeigerung zwischen zwei Objekten mit vergleichbaren

Absorptionseigenschaften (Si- und Al-Streifen) gemessen und das Ergebnis durch eine unabhängige Berechnung bestätigt werden. Ein weiteres Ergebnis von Messungen mit dem Si-Detektor ist, daß dieser mit einer sehr geringen Schwelle von  $\approx 950 e^-$  betrieben werden konnte, so daß der Nachweis von 6 keV Photonen im bildgebenden Betrieb möglich wurde.

Für einen ortsauflösenden Detektor ist von Bedeutung, daß auch großen Flächen erfaßt werden können. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit Multi-Chip-Module sowohl mit Si- als auch mit CdTe-Sensoren aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen. Als kritisch stellte sich erwartungsgemäß der Zwischen-Chip Bereich heraus, bei dem die MPEC Chips dicht aneinanderliegen. Dort traten gehäuft defekte Pixel auf, während sich an den anderen Stellen des Moduls nur wenige defekte Pixel befanden (vergleichbar mit den Single-Chip Detektoren). Bei dem CdTe-Modulen muß davon ausgegangen werden, daß der Sensor entlang des Zwischen-Chip Bereichs geringfügig mechanisch geschädigt wurde. Dies ist jedoch kaum vermeidbar, da CdTe leicht brechen kann und das nur 0,5 mm dicke Material beim Detektoraufbau gewissen mechanischen Belastungen ausgesetzt werden muß. Um eine Aussage über die ortsauflösenden Eigenschaften der Pixeldetektoren machen zu können, wurden mit den Multi-Chip-Modulen die Modulation-Transfer-Funktionen (MTF) mit Hilfe der Abbildung eines Spaltes bestimmt. Für den Si-Detektor ergab sich, daß bei einer entsprechenden Schwelleneinstellung nahezu das Verhalten eines idealen Pixeldetektors mit  $200 \times 200 \mu\text{m}^2$  großen Pixeln erreicht wird. Das bedeutet, daß noch eine Modulation von 0,3 bei einer Ortsfrequenz von 3,8 lp/mm erreicht wird. Allerdings führt eine andere Wahl der Schwellen zu einer Änderung der MTF. Denn wenn ein einzelnes Photon im Randbereich eines Pixels absorbiert wird, kann es aufgrund von Ladungsteilung auf mehrere Pixel bei einer zu hohen Schwelle dazu kommen, daß das Photon von keinem der Pixel nachgewiesen wird. Dann kommt es zu Ineffizienzen der Pixel, die sich in der MTF in Form einer geringeren effektiven Pixelfläche bemerkbar machen (gleiches gilt für den Betrieb mit CdTe-Sensor). Sowohl für Si- als auch CdTe-Sensoren ist kein signifikanter Unterschied der MTF-Kurven in Zeilen- und Spaltenrichtung beobachtbar, so daß trotz der asymmetrischen Spaltenstruktur des MPEC ein isotropes Ortsauflösungsvermögen vorliegt. Bei den CdTe-Sensoren kommt hinzu, daß die Röntgenfluoreszenzstrahlung der Cd- und Te-Atome einen nachteiligen Einfluß auf das Ortsauflösungsvermögen nimmt: Die Photonen der Röntgenfluoreszenzstrahlung haben eine so große mittlere freie Weglänge, daß ein getroffener Pixel auch in seinem benachbarten Pixel einen Treffer auslösen kann.

Das von dem Unternehmen Philips entwickelte Sparse-CMOS Prinzip stellt ein neuartiges Konzept für den Aufbau von Multi-Chip Modulen dar, mit dem große Detektorflächen durch lückenlose Aneinanderreihung bei flexiblem Einsatz des Auslesechips abgedeckt werden können. In Zusammenarbeit mit Philips wurde ein Sparse-CMOS Prototyp-Modul entworfen, das aus einem CdZnTe-Sensor und vier MPEC Chips aufgebaut werden sollte. Bei der Durchführung des Projektes konnten Teilergebnisse bzgl. der Verbindungstechnologien erzielt werden, jedoch konnten die Auslesechips nicht mit dem CdZnTe-Sensor verbunden werden. Stattdessen wurde ein „Dummy-Modul“ mit einem Glassubstrat aufgebaut, das elektronisch charakterisiert wurde. Es zeigte sich, daß die Verbindungstechnologien zuverlässig funktionieren und daß keine Beeinträchtigungen der Auslesechips durch den Modulaufbau entstanden sind.

Um weitere Studien mit dem MPEC Chip durchführen zu können, müßte dieser durch Änderungen am Layout verbessert werden. Dies kann nur mit einer anderen Chip-Technologie, die kleinere Strukturgrößen ermöglicht, gemacht werden (z. B. aktuelle  $0,13 \mu\text{m}$  CMOS-Prozesse). Bei der Arbeit mit dem MPEC-Chip hat sich gezeigt, daß insbesondere das digital-analog Übersprechen von globalen Schaltleitungen störenden Einfluß ausübt (z. B. von den Schaltleitungen, die den Auslesemodus des Chips aktivieren). Darüberhinaus läßt sich sagen, daß bei einer nicht optimalen elektrischen Abschirmung der Pixelzellen parasitäre Kapazitäten, die aufgrund des Detektoraufbaus (Sensor mit den Verbindungselementen wie Goldstuds und Lotkugeln) entstehen, die Arbeitspunkte der Pixel verschieden stark beeinflussen. Als Folge kommt es zu einem

unterschiedlichen Ansprechverhalten der Pixel oder gar zu einer Störung von Schaltungsblöcken (insbesondere von der Logikschaltung, die für die Funktion der Doppelschwelle benötigt wird). Weiterhin sollte bei einer Erweiterung des MPECs berücksichtigt werden, daß ein Vorverstärker für negative Ladungssignale implementiert wird. Dann könnte auch das vielversprechende Sensormaterial CdTe besser charakterisiert und angewendet werden. Derzeit ist jedoch eine Weiterentwicklung des MPEC Chips nicht geplant. Stattdessen wird in einer Kooperation von Philips und des Physikalischen Instituts der Universität Bonn an der Entwicklung des CIX Chips gearbeitet. Dieser Chip kombiniert das zählende und integrierende Prinzip von Pixeldetektoren und beseitigt somit den Nachteil der limitierten maximalen Zählrate von rein zählenden Systemen.

Abschließend kann man sagen, daß sich großflächige zählende Pixeldetektoren in Experimenten der Teilchenphysik und in Kristallographie-Experimenten mittlerweile fest etabliert haben, während sie in der medizinischen Bildgebung immer noch Objekt der Forschung sind. Aber auch in diesem Bereich sollten zählende Pixeldetektoren das Prototypstadium bald verlassen haben, und man darf gespannt sein, welche Leistungsfähigkeit in Zukunft kommerzielle Detektorsysteme haben werden.



# Anhang



## A. Verbindungstechnologien für hybride Pixeldetektoren

Bei hybriden Pixeldetektoren ist eine Verbindung zwischen Sensor und Auslesechip erforderlich, die neben der zuverlässigen elektrischen Verbindung auch eine Stabilität gegenüber mechanischen und thermischen Belastungen gewährleistet. Verschiedene Verfahren sind entwickelt worden, wobei „Solder-Bump“, „Indium-Bump“ und „Stud-Bump“ Bond-Verfahren eine große Verbreitung gefunden haben. Die Beschreibung dieser drei Verfahren in den folgenden Unterabschnitten entstammt hauptsächlich der ausführlichen Beschreibung in [78]. Eine gute Darstellung von Bond-Verfahren und Flip-Chip Technologien kann man auch in [89] finden.

### A.1 Solder-Bump Bond-Verfahren

Bei diesem Verfahren wird jeweils ein Pixel des Auslesechips mit dem entsprechenden Sensorpixel durch eine PbSn-Lötverbindung kontaktiert. Dazu wird zunächst auf jedes „Bumpbondpad“ der Pixel des Auslesechips und des Sensors eine Schicht aus mehreren Metallagen aufgebracht („Under-Bump-Metallization“, UBM). Diese ermöglicht, daß mit dem PbSn eine Lötverbindung<sup>1</sup> hergestellt werden kann und verhindert zusätzlich, daß Lot in die Pixelelektroden hineindiffundiert (Diffusionssperre). Anschließend wird auf jedes „Bumpbondpad“ der Pixel des Auslesechips mittels Planarverfahren Lot abgeschieden. In dem sogenannten „Reflow-Process“ wird das Lot bei ca. 250° C aufgeschmolzen (je nach Verfahren kann die Temperatur auch bis zu 350° C betragen), wobei es aufgrund der Oberflächenspannung kleine Kügelchen (sogenannte „Bumps“) bildet. Nach dem Abkühlen werden Auslesechip und Sensor genau aufeinander gelegt und wieder bis zur Schmelztemperatur des Lots erhitzt, so daß nach dem erneuten Abkühlen für jeden Pixel eine Lötverbindung entstanden ist. Abb. A.1 zeigt eine schematische Darstellung der Prozessschritte beim Solder-Bump Bond-Verfahren.

#### Vorteile:

- Das Aufbringen der Lotkügelchen im Wafer-basierten<sup>2</sup> Planarverfahren ermöglicht die Bearbeitung vieler Chips gleichzeitig (alle Chips eines Wafers).
- Während des Verbindungsprozesses werden Sensorpixel und Chippixel durch die Oberflächenkräfte des flüssigen Lots automatisch zueinander exakt ausgerichtet („self-alignment“).
- Bei dem Verfahren werden Chip und Sensor keinen großen mechanischen Belastungen ausgesetzt.
- Eine kleine Kontaktfläche reicht für die Deposition der Lotkügelchen aus (Durchmesser der „Bumpbondpads“ ca. 20 µm).

---

<sup>1</sup> Die „Bumpbondpads“ bestehen aus Al, welches mit PbSn keine Lötverbindung eingeht.

<sup>2</sup> Wafer ist der übliche Name für runde Halbleitermaterial-Scheiben, aus denen Chips oder Sensoren hergestellt werden.

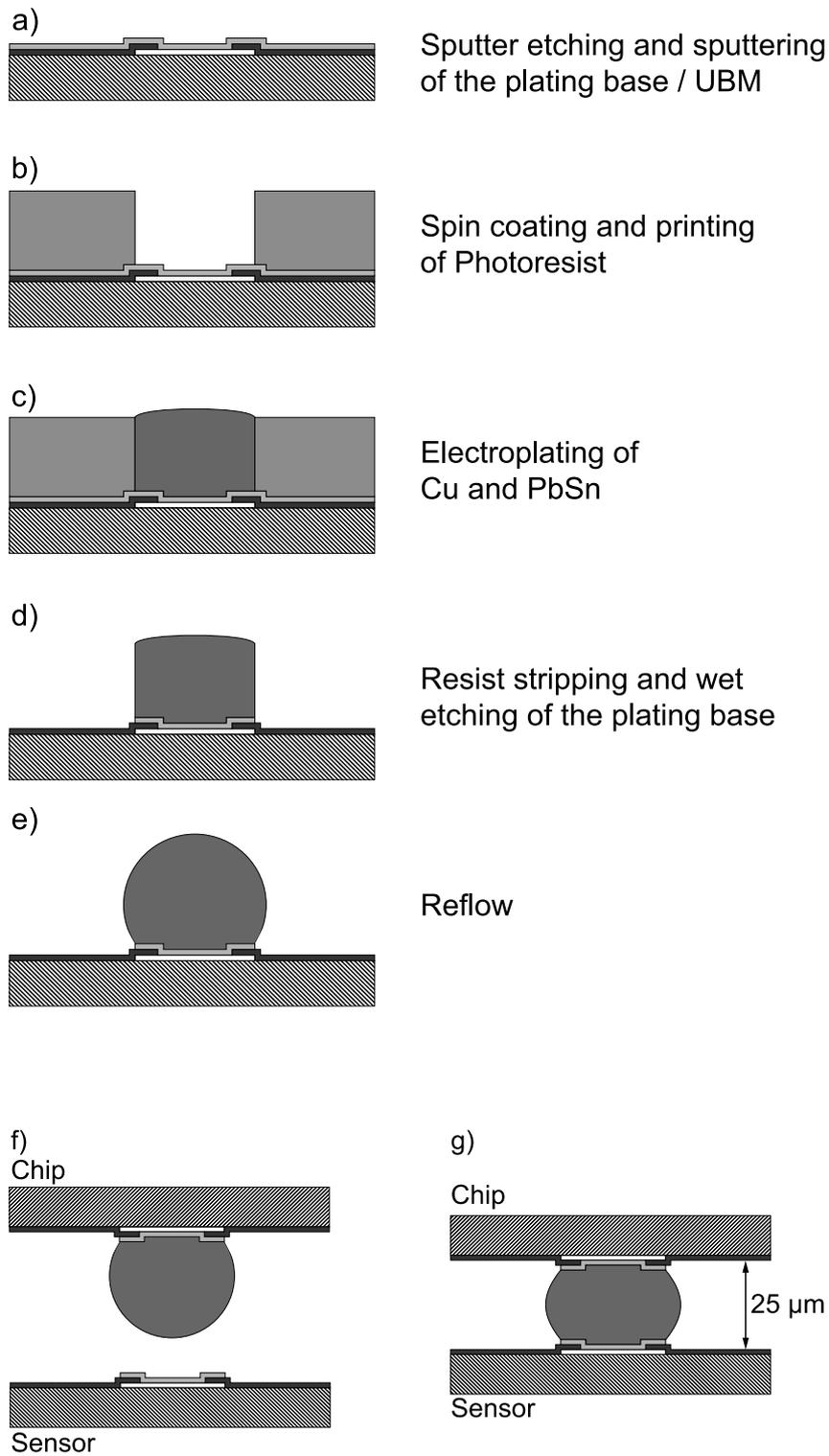


Abb. A.1: Prozessschritte beim Solder-Bump Bond-Verfahren: Zunächst wird die UBM („Under-Bump-Metallization“) und das PbSn aufgebracht (a) – (e). Anschließend werden Auslesechip und Sensor zusammengefügt (f) – (g) (Abb. aus [78])

- Der Abstand zwischen Sensor und Auslesechip ist  $> 20\mu\text{m}$ , so daß ein Einkoppeln von elektronischen Signalen reduziert ist (Verringerung der Einkoppelkapazität, Detektorkapazität).
- Detektoren mit sehr geringen Pixelgrößen können verarbeitet werden, und es kann mit einem technologischen Limit des „Pixelpitch“ von  $10 - 15\mu\text{m}$  gerechnet werden<sup>3</sup>.

#### Nachteile:

- Planarverfahren sind aufwendig und teuer (Herstellung spezieller Masken).
- Die für den Prozeß verwendeten Maschinen können nur komplette Wafer verarbeiten (sowohl für die Verarbeitung der Sensoren als auch für die Auslesechips).
- Die Verarbeitungstemperatur ist für gewisse Sensormaterialien zu hoch (beispielsweise würde bei CdTe-Sensoren der Elektroden-Halbleiter Übergang geschädigt).

Das Solder-Bump Bond-Verfahren ist mittlerweile eine erprobte und gut handhabbare Verbindungstechnologie [90]. Beispielsweise wurden für den ATLAS-Pixeldetektor rund 2000 Multichip-Module mit je 16 Chips mit dem Solder-Bump Bond-Verfahren hergestellt [91], [92]. Dabei beträgt der geringste Abstand zwischen den  $20 - 25\mu\text{m}$  großen Lotkugeln nur  $25\mu\text{m}$  ( $= 50\mu\text{m}$  „Pixelpitch“). Abb. A.2 zeigt eine Aufnahme von Solder-Bumps auf einem Substrat vor und nach dem „Reflow“ Prozeß.

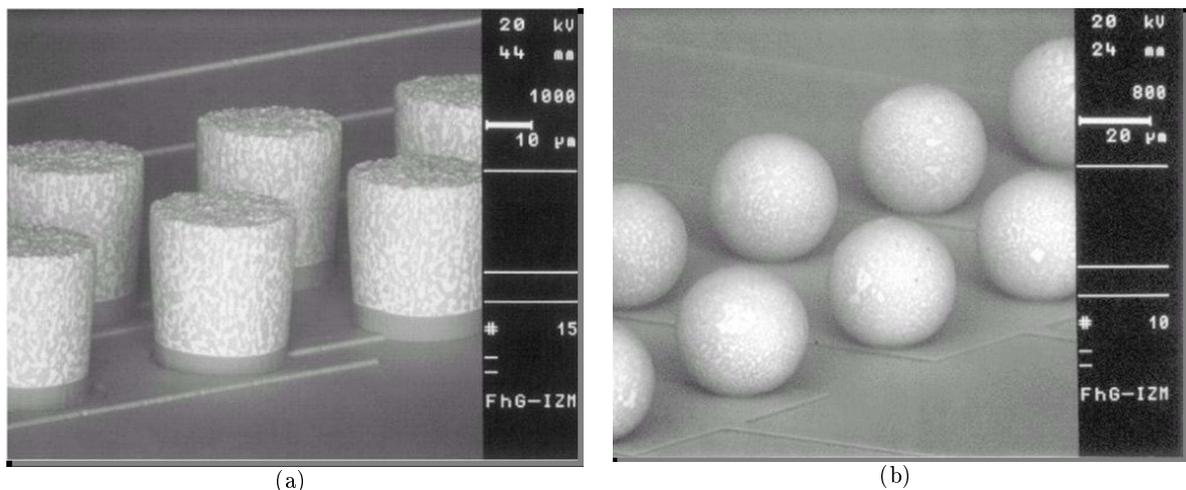


Abb. A.2: Solder-Bumps auf einem Substrat vor (a) und nach (b) dem „Reflow“ Prozeß [55]

## A.2 Indium-Bump Bond-Verfahren

Zunächst müssen auch hier die zu kontaktierenden Metallflächen (sowohl von Sensor als auch Auslesechip) vorbereitet werden, indem ein Cr-Schicht aufgebracht wird. Dann wird sowohl auf Sensor als auch auf Auslesechip eine In-Schicht im Planarverfahren aufgebracht, wobei die Schichtdicke technologisch auf ca.  $10\mu\text{m}$  limitiert ist. Anschließend werden Sensor und Chip aufeinandergelegt und ein Thermokompressionsverfahren angewandt, wodurch eine Verbindung zwischen

<sup>3</sup> Das englische Wort pitch bedeutet *Abstand* und umfaßt den Abstand zwischen zwei Elementen inklusive einer Elementbreite.

beiden In-Flächen hergestellt wird. Während des Thermokompressionsverfahrens werden die In-Schichten zusammengedrückt und in geringem Maße auch zu den Seiten hin verbreitert. Dadurch beträgt am Ende der Zwischenraum zwischen Sensor und Chip wiederum nur  $10\ \mu\text{m}$ . Dies ist ein Nachteil gegenüber dem Solder-Bump Bond-Verfahren, wo ein doppelter Abstand erreicht wird (Verringerung von Signalkopplung in und durch den Sensor). Ein weiterer Unterschied zum Solder-Bump Bond-Verfahren besteht darin, daß aufgrund der Thermokompression Chip und Sensor eine gewisse mechanische Belastung erfahren. Dagegen ist der große Vorteil des Indium-Bump Bond-Verfahrens, daß für die Prozessschritte nur eine Temperatur bis  $100^\circ\text{C}$  benötigt wird<sup>4</sup>. Eine Verfahrensvariante benutzt einen „Reflow“ Prozeß, bei dem allerdings Temperaturschritte bis  $180^\circ\text{C}$  und ein zusätzlicher Maskenschritt benötigt wird [93]. Der Vorteil dabei ist, daß ein größerer Chip-Sensor Abstand erzielt wird. Mit Indium-Bump Bond-Verfahren können Detektoren mit sehr geringen Pixelgrößen verarbeitet werden. Beispielsweise wurde auch ein Teil der Multichip-Module für den ATLAS-Pixeldetektor mit einem Indium-Bump Bond-Verfahren aufgebaut [94], [95]. Es existiert sogar ein Verfahren, bei dem Pixel mit einem Pitch von nur  $15\ \mu\text{m}$  kontaktiert werden, und das technologische Limit liegt unter  $10\ \mu\text{m}$ . Ansonsten gilt generell, daß Indium-Bump Bond-Verfahren die gleichen Vor- und Nachteile, die auf einer Wafer-basierten Technologie beruhen, besitzen wie das Solder-Bump Bond-Verfahren (s. vorheriger Abschnitt). Eine Aufnahme von In-Bumps zeigt Abb. A.3, eine schematische Darstellung der Verfahrensschritte zeigt Abb. A.4.

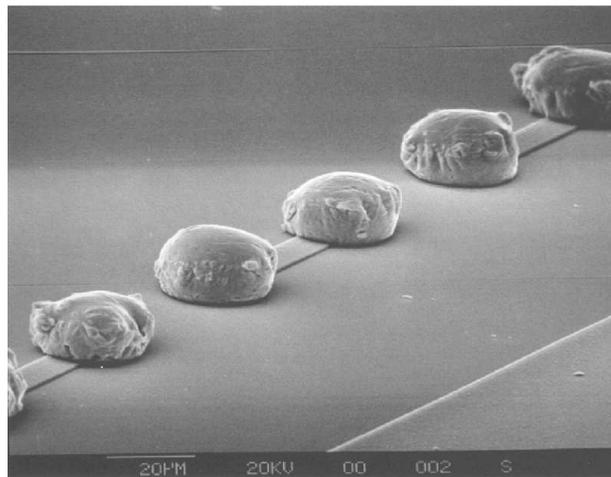


Abb. A.3: Auf einem Substrat aufgebraute In-Bumps bei einem Pitch von  $50\ \mu\text{m}$  [96]

### A.3 Stud-Bump Bond-Verfahren

Hier wird mit einer speziellen Maschine auf jedes „Bumpbondpad“ des Auslesechips ein kleines Stück Bonddraht (normalerweise Golddraht) durch eine Mikroschweißverbindung befestigt (englisch stud: *Stumpf*, *Stift*). Dieser Vorgang ist schematisch in Abb. A.5 zusammen mit der Aufnahme eines Studs dargestellt. Das Aufbringen der Studs geschieht sequentiell, d.h. die Maschine muß jeden Pixel einzeln anfahren und den Stud aufbringen. Anschließend werden Sensor und Auslesechip exakt zueinander ausgerichtet und zusammengefügt. Wie dann die leitende und mechanische Verbindung dauerhaft hergestellt wird, hängt von dem jeweiligen Verfahren ab. Es können leitende oder nicht leitende Kleber zum Einsatz kommen. Werden nicht leitende Kleber verwendet, sorgt das Zusammenziehen des Klebers beim Aushärten dafür, daß die Goldstuds

<sup>4</sup> Prinzipiell kann das Verfahren sogar bei Raumtemperatur durchgeführt werden.

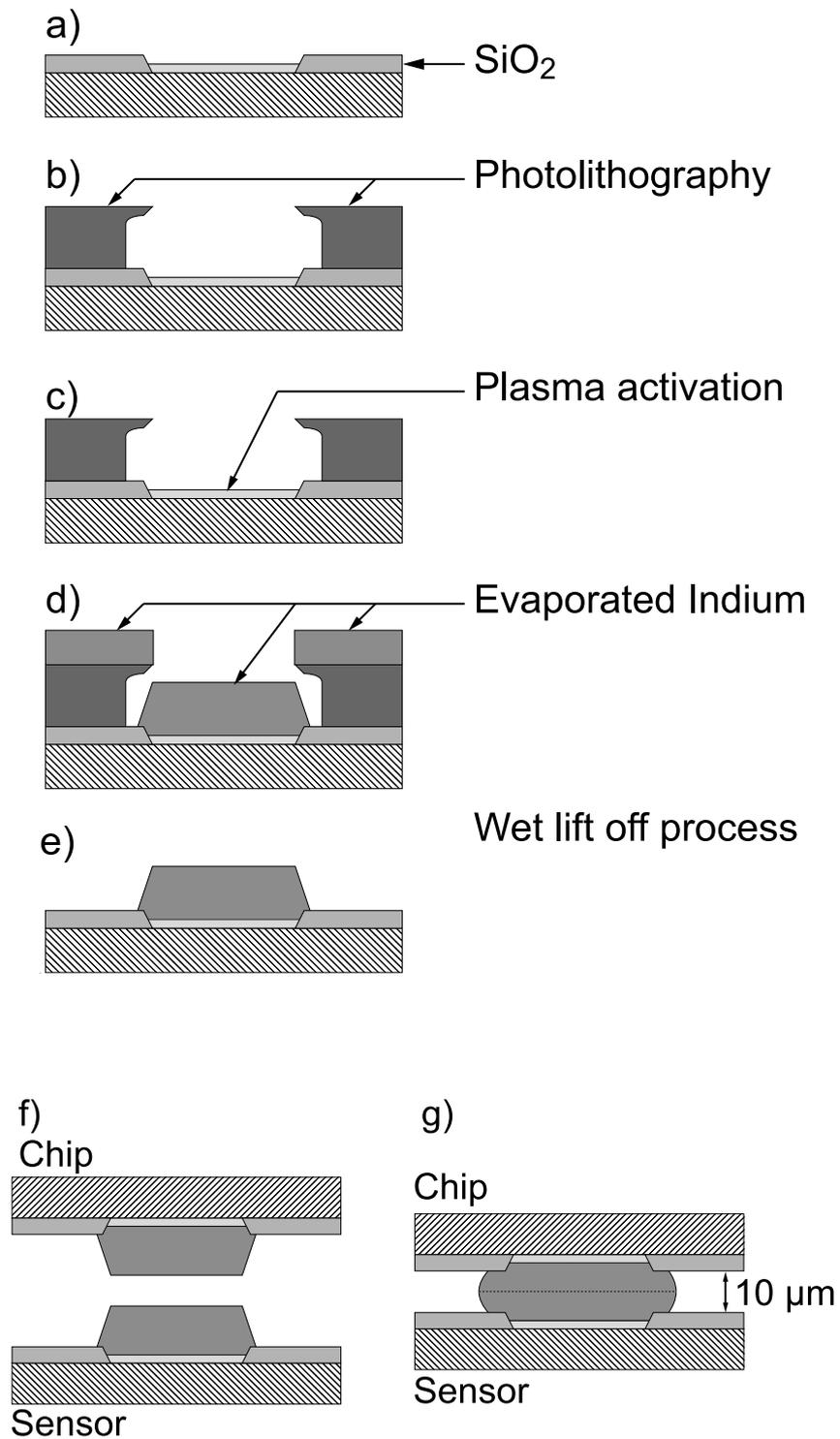


Abb. A.4: Prozessschritte beim Indium-Bump Bond-Verfahren: In einem sogenannten Lift-Off Verfahren werden sowohl auf Auslesechip als auch auf Sensor Indium-Bumps abgeschieden (a) – (e) und anschließend Auslesechip und Sensor zusammengefügt (f) – (g) (Abb. aus [78])

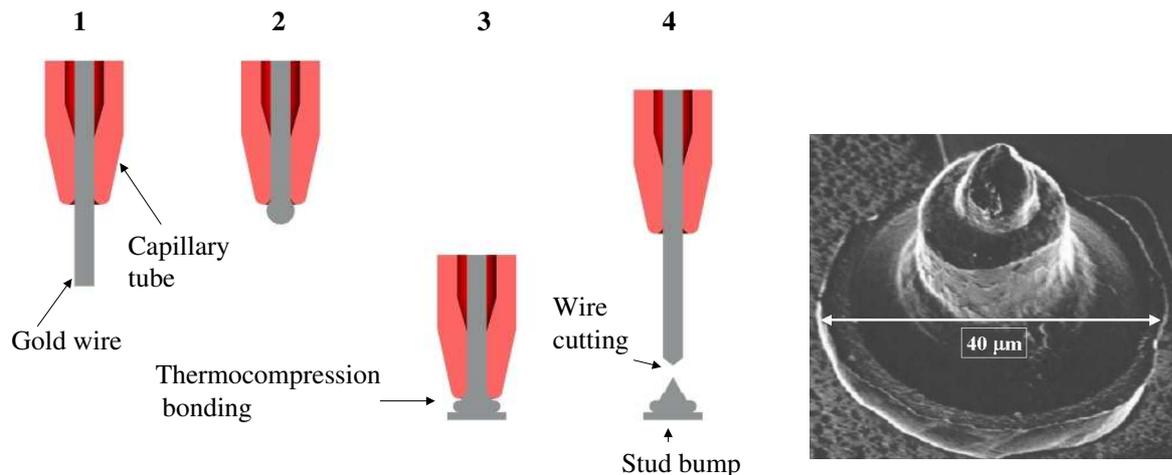


Abb. A.5: Beim Stud-Bump Bond-Verfahren wird ein Stück Golddraht zunächst zu einer Kugel aufgeschmolzen, dann durch Thermokompression mit der Metalloberfläche verbunden und anschließend abgeschnitten. Rechts: Mikroskopische Aufnahme eines Goldstuds (Abb. aus [78]).

gegen die „Bumpbondpads“ der Sensorpixel gedrückt werden. Man erhält dann einen einfachen „Metall-auf-Metall Kontakt“. Bei leitenden Klebern unterscheidet man zwischen anisotropischem und isotropischem Verhalten: Isotropische Kleber werden nur auf die Kontaktflächen aufgetragen, während anisotropische Kleber über den gesamten Chip verteilt werden. Der anisotropische Kleber verursacht keine Kurzschlüsse in lateraler Richtung, da die Leitfähigkeit durch im Kleber vorhandene leitenden Kügelchen entsteht: Werden Chip und Sensor zusammengepreßt, kontaktieren die in einer bestimmten Konzentration vorhandenen Kügelchen die gegenüberliegenden Pads, aber berühren nicht benachbarte Kügelchen. Schließlich gibt es noch die Möglichkeit, daß eine Metall-Metall Verbindung von Goldstuds und Sensorpixeln allein durch Ultraschallenergie geschaffen wird. Für die mechanische Stabilität wird dann anschließend noch ein Kleber in den Zwischenraum von Chip und Sensor gefüllt („Underfill“).

#### Vorteile:

- Einzelne Chips können verarbeitet werden. Insbesondere ist das vorteilhaft bei Prototyp-Chips, die normalerweise in geringer Zahl gefertigt werden und nicht als kompletter Wafer vorliegen.
- Eine „Under-Bump-Metallization“ wird nicht benötigt.
- Bei Verwendung geeigneter Kleber sind beim Zusammenfügen von Chip und Sensor nur relativ niedrige Verarbeitungstemperaturen erforderlich.
- Kosten sind geringer als beim Planarverfahren.

#### Nachteile:

- Durch das sequentielle Aufbringen der Studs ist die Verarbeitung einzelner Chips zeitaufwendig, so daß das Verfahren für große Stückzahlen nur wenig geeignet ist.
- Chip und Sensor erfahren durch das Aufbringen der Studs und das Zusammenfügen eine gewisse mechanische Belastung.

- Beim „Flip-Chip Bump-Bonding“ müssen Chip und Sensor präzise aufeinander ausgerichtet werden (kein „self-alignment“).
- Damit die relativ großen Studs (Durchmesser ca. 40 – 50  $\mu\text{m}$ ) auf dem Chip halten, müssen relativ große „Bumpbondpads“ vorgesehen werden. Außerdem ist die Positioniergenauigkeit der Studs nicht so gut wie die Positioniergenauigkeit beim Planarverfahren, was einen größeren minimalen Abstand zwischen zwei Studs bedingt.

Abb. A.3 zeigt Goldstuds auf einem MPEC Chip sowie einen Querschnitt durch einen Goldstud auf einem Testsubstrat. Bei den in dieser Arbeit verwendeten MPEC-Chips konnte ein minimaler Abstand zwischen zwei Studs von 15 – 20  $\mu\text{m}$  zuverlässig und gut reproduzierbar erreicht werden (bei einem Durchmesser der „Bumpbondpads“ von ca. 45  $\mu\text{m}$  des Stud-Fußes von 50 – 55  $\mu\text{m}$ ).

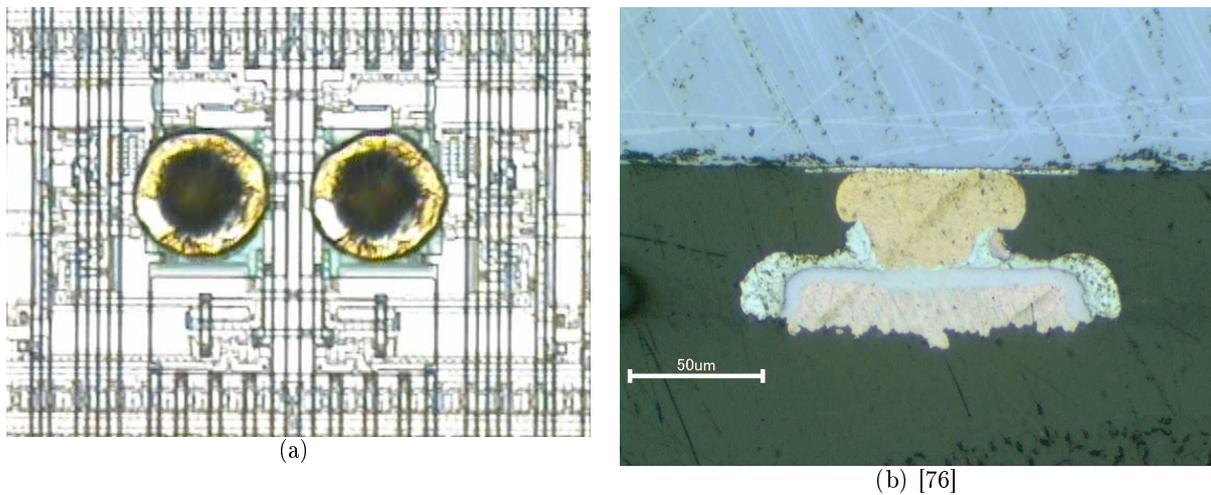


Abb. A.6: Goldstuds auf einem MPEC Chip (a) und Querschnitt durch einen Goldstud auf einem Testsubstrat [76] (b)



## B. Rauschen in elektronischen Systemen

Unter Rauschen in einem elektronischen System versteht man Schwankungen von Strom- bzw. Spannungswerten, die allein auf Festkörpereigenschaften der Bauteile und nicht auf deren Funktionalität oder eventuellen Defekten beruhen. Die Fluktuationen eines Stroms beruhen allein auf Schwankungen in der Geschwindigkeit und in der Anzahl der einzelnen Ladungsträger und unterliegen keiner Periodizität oder einem deterministischen Verhalten. In diesem Anhang werden die wichtigsten Quellen, die zu elektronischem Rauschen führen, erläutert. Ausführlich wird Rauschen beispielsweise in [97], [78], [98] beschrieben.

Ein Maß für die Schwankungen eines Stroms (analog für Spannung) stellt das mittlere Quadrat der Abweichungen von Mittelwert  $\langle i \rangle$  dar:

$$\langle i_n^2 \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T (i - \langle i \rangle)^2 dt \quad (\text{B.1})$$

Diese Definition entspricht der Varianz einer statistisch verteilten Größe. Die Wurzel aus einer derartig definierten Größe wird auch Effektivwert oder RMS-Wert („Root-Mean-Square“) genannt. Da in elektronischen Systemen oft eine Frequenzabhängigkeit des Übertragungsverhalten existiert und auch in manchen Fällen das Rauschen selbst frequenzabhängig ist, ist man insbesondere an dem Rauschbeitrag  $d\langle i_n^2 \rangle/df$  für ein infinitesimales Frequenzintervall  $df$  interessiert. Diese differenzierten Größen werden *spektrale Rauschleistungsdichten* genannt und finden beispielsweise Anwendung in Berechnungen, bei denen über ein Frequenzband integriert wird. Fast alle Rauschquellen werden durch eine der folgenden Rauscharten erfaßt:

- **Thermisches Rauschen:**

Es wird auch als Widerstandsrauschen bezeichnet und ist durch Geschwindigkeitsschwankungen der einzelnen Ladungsträger verursacht. Es gilt folgende Beziehung:

$$\frac{d\langle u_n^2 \rangle}{df} = 4kTR \quad (\text{B.2})$$

Dabei bezeichnet  $k$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die Temperatur und  $R$  den ohmschen Widerstand. Da keine Frequenzabhängigkeit vorliegt, liefert jedes Frequenzintervall  $df$  einen gleichen Rauschbeitrag („weißes Rauschen“). Durch die Beziehung  $U = RI$  kann das Spannungsrauschen in ein äquivalentes Stromrauschen umformuliert werden:

$$\frac{d\langle i_n^2 \rangle}{df} = \frac{4kT}{R} \quad (\text{B.3})$$

Im Ersatzschaltbild kann dann ein realer Widerstand durch einen idealen (rauschfreien) Widerstand dargestellt werden, dem eine parallele Stromrauschquelle oder eine serielle Spannungsrauschquelle zugeschaltet ist (s. Abb. B.1).

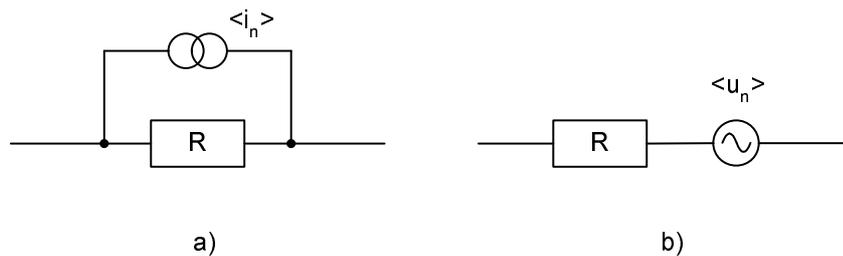


Abb. B.1: Äquivalente Ersatzschaltbilder eines Widerstandes mit paralleler Stromrauschquelle (a) oder serieller Spannungsrauschquelle (b)

- **Schrotrauschen:**

Es wird auch mit „Shot-Noise“ bezeichnet und entsteht aufgrund von Schwankungen der Ladungsträgeranzahl. Es existiert nur bei einem Strom  $\langle i \rangle$  und ist direkt proportional zu diesem:

$$\frac{d \langle i_n^2 \rangle}{df} = 2q \langle i \rangle \quad (\text{B.4})$$

Schrotrauschen liegt beispielsweise dann vor, wenn Ladungsträger über einen pn-Übergang (Dioden-Übergang) diffundieren. Das Schrotrauschen ist ebenfalls ein weißes Rauschen, besitzt jedoch zu sehr hohen Frequenzen hin eine Frequenzabhängigkeit.

- **1/f-Rauschen:**

Wie beim Schrotrauschen stellen auch hier Fluktuationen in der Ladungsträgeranzahl die Ursache für das Rauschen dar. Mit 1/f-Rauschen werden allgemein alle Rauscharten bezeichnet, die ein Frequenzverhalten gemäß  $1/f^\alpha$  mit  $\alpha \approx 1-2$  aufweisen. Dabei ist das Auftreten dieses charakteristischen Rauschverhaltens nicht nur auf elektronische Schaltungen beschränkt, sondern das 1/f-Rauschen findet sich in den unterschiedlichsten physikalischen Systemen. Ein Beispiel aus der Elektronik ist das Rauschen von MOSFET-Transistoren. An der Grenzfläche von Si zu  $\text{SiO}_2$  kommt es zu einem beständigen Einfangen und Wiederaussenden von Ladungsträgern, was zu Spannungsschwankungen führt, die beschrieben werden durch [78]:

$$\frac{d \langle u_n^2 \rangle}{df} = \frac{K_f}{C_{ox} WL} \frac{1}{f} \quad (\text{B.5})$$

Dabei gelten folgende Bezeichnungen:

$W$	=	Kanalweite
$L$	=	Kanallänge
$C_{ox}$	=	Gateoxid-Kapazität pro Fläche
$K_f$	=	spezifischer Koeffizient
$f$	=	Frequenz

Weitere Namen für das 1/f-Rauschen sind: Funkelrauschen, „Flicker-Noise“, „Pink-Noise“.

Für die quantitative Erfassung des Rauschens bei einem Detektor-Verstärker-System verwendet man das Konzept der äquivalenten Rauschquellen. Darunter versteht man die Darstellung aller Rauschbeiträge als äquivalente Rauschquellen am Eingang des Verstärkers. Für einen ladungsempfindlichen Vorverstärker (CSA=„Charge sensitive amplifier“) zeigt Abb. B.2 die verschiedenen Rauschquellen.

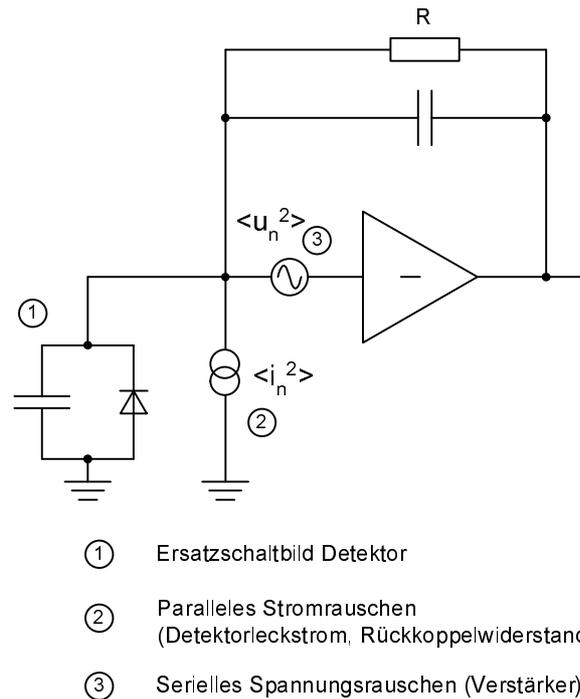


Abb. B.2: Äquivalenten Rauschquellen bei einem System bestehend aus Halbleiter-Detektor und ladungsempfindlichen Vorverstärker

Ein Verstärker-System besitzt eine frequenzabhängige Übertragungsfunktion, so daß aus den Rauschquellen am Eingang des Verstärkers die Größe des Rauschens am Verstärkerausgang bestimmt werden kann. Um jedoch verschiedene Systeme mit ihren Rauschquellen untereinander vergleichen zu können, rechnet man das Rauschen in sogenannte ENC-Werte um. ENC steht für „*Equivalent-Noise-Charge*“ und drückt die Anzahl der Elektronen aus, die bei einem idealen rauschfreien Verstärker ein gleich großes Ausgangssignal erzeugen würden wie die Rauschbeiträge des realen Detektors. Das bedeutet, daß das Ausgangsrauschen in ein Eingangsrauschen umgerechnet wird. Formelmäßig ausgedrückt:

$$\text{ENC} = \left( \frac{\langle u_{out}^2 \rangle}{u_{sig}^2} \right)^{1/2} \quad (\text{B.6})$$

mit

$$\begin{aligned} \langle u_{out}^2 \rangle &= \text{Rauschspannung am Verstärkerausgang} \\ u_{sig} &= \text{Verstärkerausgangssignal für } 1 \text{ e}^- \text{ am Verstärkereingang} \end{aligned}$$



## C. Detektortotzeitverhalten

Das Detektortotzeitverhalten kann durch das Modell eines blockierbaren oder durch das Modell eines nicht-blockierbaren Detektors beschrieben werden, wobei bei einem realen Detektor wohl eher Mischformen aus beiden Modellen zutreffen [22]. Nach Eintreffen eines einzelnen Photons in einem Detektor vergeht eine Totzeit  $\tau_{tot}$ , innerhalb der der Detektor kein weiteres Photon nachweisen kann. Bei einem blockierbaren Detektor nimmt man an, daß ein während der Totzeit eintreffendes weiteres Photon die gesamte Totzeit nochmals um die Zeiteinheit  $\tau_{tot}$  verlängert. Damit ist möglich, daß bei entsprechend hohen Flüssen die gesamte Totzeit sehr lang wird und die Anzahl der nachgewiesenen Photonen gering ist. Bei einem nicht-blockierbaren Detektor wird die Totzeit trotz eines weiteren eintreffenden Photons nicht verlängert, und der Detektor ist nach dem Zeitintervall  $\tau_{tot}$  wieder sensitiv für weitere Photonen. Wenn Photonen in zufälligen Zeitabständen  $t$  auf den Detektor treffen – wie beispielsweise Photonen von radioaktiven Substanzen oder Photonen von einer Röntgenröhre –, wird die zugehörige Wahrscheinlichkeitsdichte der Zeitabstände durch die Exponentialverteilung  $p(t) = n \exp(-nt)$  beschrieben, wobei  $n$  die mittlere Photonenrate bezeichnet. Der Zusammenhang zwischen der durch den Detektor gemessenen mittleren Zählrate  $m$  und der echten Photonenrate  $n$  ist bei einer maximalen Zählrate des Detektors  $f_{max} = 1/\tau_{tot}$  gegeben durch [22]:

$$\text{blockierbarer Detektor} : m = n \cdot \exp(-n \cdot \tau_{tot}) \quad (\text{C.1})$$

$$\text{nicht-blockierbarer Detektor} : m = n/(1 + \tau_{tot} \cdot n) \quad (\text{C.2})$$

In Abb. C.1 sind die Diagramme der gemessenen Zählrate  $m$  und des Bruchteils  $m/n$  (= Nachweiseffizienz) als Funktion der Photonenrate  $n$  für beide Arten von Detektoren bei einer maximalen Zählrate  $f_{max} = 1$  MHz aufgetragen. Man sieht, daß beide Detektortypen bei im Vergleich

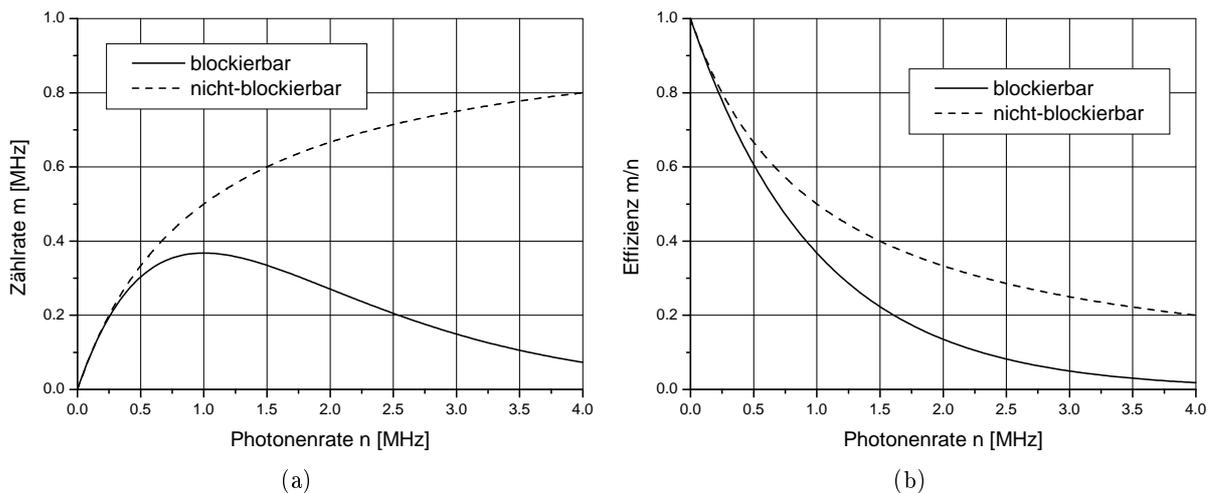


Abb. C.1: Gemessene Zählrate  $m$  (a) und der Bruchteil  $m/n$  (b) als Funktion der Photonenrate  $n$  für einen blockierbaren und nicht-blockierbaren Detektor bei einer maximalen Zählrate  $f_{max} = 1$  MHz

zu  $f_{max}$  niedrigen Photonenraten  $n$  in etwa die gleiche Zählrate  $m$  bzw. Nachweiseffizienz  $m/n$

liefern. Für den blockierbaren Detektor gilt, daß bei einer Photonenrate  $n = f_{max}$  der maximale Zählratenwert  $m_{max} = f_{max}/e$  erreicht wird (s. Abb. C.1(a)). Aufgrund der Existenz eines Maximums ist das Errechnen der echten Photonenrate  $n$  aus der Zählrate  $m$  nur möglich, falls man weiß, auf welcher Seite des Maximums man sich befindet (Umkehrfunktion nicht eindeutig). Dagegen gilt für den nicht-blockierbaren Detektor, daß die Zählrate mit der Photonenrate  $n$  monoton ansteigt und asymptotisch den Maximalwert  $f_{max}$  erreicht. Dadurch ist prinzipiell eine eindeutige Totzeitkorrektur der Zählrate möglich.

Als Ergänzung sind in Tab. C.1 Beispielwerte für den nachgewiesenen Bruchteil  $m/n$  bei verschiedenen Photonenraten  $n$  aufgeführt. Insbesondere wird deutlich, daß bei einer Nachweiseffizienz von ca. 90 % beide Detektortypen eine ca. 10-mal höhere maximale Zählrate  $f_{max}$  als die mittlere Photonenrate  $n$  besitzen müssen.

echte Photonenrate $n [f_{max}]$	Nachweiseffizienz $m/n$ des Detektors	
	blockierbar	nicht-blockierbar
0,1	90 %	91 %
1,0	37 %	50 %
4,0	2 %	20 %

Tab. C.1: Nachweiseffizienz  $m/n$  für verschiedene Photonenraten  $n$  in Einheiten der maximalen Zählrate des Detektors  $f_{max} = 1/\tau_{tot}$

## D. Rechnungen für die Monte-Carlo Simulation der Bildhomogenität

### D.1 Berechnung des statistischen Fehlers der Bildhomogenität $H_\sigma$

Die Ergebnisse der Monte-Carlo Simulation der Bildhomogenität für einen Pixeldetektor wurden in Kapitel 3 dargestellt. In diesem Abschnitt ist für die simulierte Homogenität

$$H_\sigma := \frac{\sqrt{\bar{n}}}{\sigma_n} \quad (\text{D.1})$$

die Berechnung des Fehlers  $\Delta H_\sigma$  aufgeführt. Die relevanten Größen dieses Anhangs D sind folgendermaßen bezeichnet<sup>1,2</sup>:

$$\text{Anzahl der Pixel} : N \quad (\text{D.2})$$

$$\text{Zählrate } i\text{-ter Pixel} : n_i \quad (\text{D.3})$$

$$\text{mittlere Zählrate} : \bar{n} = \frac{1}{N} \sum_i n_i \quad (\text{D.4})$$

$$\text{Standardabweichung der Zählraten} : \sigma_n = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_j (\bar{n} - n_j)^2} \quad (\text{D.5})$$

$$\text{Fehler von } \bar{n} : \Delta \bar{n} = \frac{\sigma_n}{\sqrt{N}} \quad (\text{D.6})$$

$$\text{Fehler von } \sigma_n : \Delta \sigma_n = \frac{\sigma_n}{\sqrt{2(N-1)}} \quad (\text{D.7})$$

Da  $\bar{n}$  und  $\sigma_n$  keine unabhängigen Variablen sind, muß für eine exakte Berechnung von  $\Delta H_\sigma$  das allgemeine Fehlerfortpflanzungsgesetz angewendet werden [59]:

$$\Delta H_\sigma^2 = \left( \frac{\partial H_\sigma}{\partial \bar{n}} \Delta \bar{n} \right)^2 + \left( \frac{\partial H_\sigma}{\partial \sigma_n} \Delta \sigma_n \right)^2 + 2 \frac{\partial H_\sigma}{\partial \bar{n}} \frac{\partial H_\sigma}{\partial \sigma_n} \rho(\bar{n}, \sigma_n) \Delta \bar{n} \Delta \sigma_n \quad (\text{D.8})$$

Dabei bezeichnet  $\rho(\bar{n}, \sigma_n)$  den Korrelationskoeffizienten, der mit der Kovarianz  $\text{cov}(\bar{n}, \sigma_n)$  durch die Beziehung  $\text{cov}(\bar{n}, \sigma_n) = \rho(\bar{n}, \sigma_n) \Delta \bar{n} \Delta \sigma_n$  verknüpft ist und der einen Wert zwischen -1 und +1 annimmt. Gleichung (D.8) kann daher durch eine Abschätzung vereinfacht werden, indem man eine obere Grenze  $\Delta H_{\sigma, \max}$  angibt:

$$\Delta H_\sigma \leq \Delta H_{\sigma, \max} = \left| \frac{\partial H_\sigma}{\partial \bar{n}} \Delta \bar{n} \right| + \left| \frac{\partial H_\sigma}{\partial \sigma_n} \Delta \sigma_n \right| \quad (\text{D.9})$$

<sup>1</sup> Für alle in diesem Anhang D aufgeführten Summenzeichen gilt, daß der betreffende Index von 1 bis  $N$  läuft.

<sup>2</sup> Durch das in (D.7) angegebene  $\Delta \sigma_n$  ist ein Schätzwert für die Standardabweichung von  $\sigma_n$  gegeben [59].

Demnach ist durch  $\Delta H_{\sigma,max}$  allgemein eine obere Grenze gegeben, die für den Fall  $\rho(\bar{n}, \sigma_n) = 1$  erreicht wird. Die Berechnung von  $\Delta H_{\sigma,max}$  führt dann zu:

$$\begin{aligned}\Delta H_{\sigma,max} &= \left| \frac{1}{2} \frac{1}{\sigma_n \sqrt{\bar{n}}} \cdot \frac{\sigma_n}{\sqrt{N}} \right| + \left| -\frac{\sqrt{\bar{n}}}{\sigma_n^2} \cdot \frac{\sigma_n}{\sqrt{2(N-1)}} \right| \\ &= \frac{1}{2\sqrt{\bar{n}}\sqrt{N}} + \frac{\sqrt{\bar{n}}}{\sigma_n \sqrt{2(N-1)}}\end{aligned}\quad (\text{D.10})$$

## D.2 Bildhomogenität $H_{\bar{n}}$ bei statistischen Fluktuationen

Im Falle eines idealen Detektors, bei dem die Zählratenunterschiede der Pixel nur durch statistische Fluktuationen des Strahlungssignals verursacht sind, kann die Homogenität

$$H_{\bar{n}} := 1 - \left\langle \frac{|n_i - \bar{n}|}{\bar{n}} \right\rangle = 1 - \frac{1}{N} \sum_i \frac{|n_i - \bar{n}|}{\bar{n}} \quad (\text{D.11})$$

sowie der zugehörige statistische Fehler  $\Delta H_{\bar{n}}$  für ein gegebenes  $\bar{n}$  analytisch näherungsweise berechnet werden. Dabei geht es im wesentlichen um die Berechnung von  $\langle |n_i - \bar{n}| \rangle$ . Die Variation der Zählraten  $n_i$  kann für große  $N$  und große  $\bar{n}$  durch eine kontinuierliche gaußförmige Verteilung dargestellt werden, wobei  $n_i$  durch  $n$  ersetzt wird:

$$p(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_n} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\sigma_n^2}}, \quad \int_{-\infty}^{\infty} p(n) dn = 1 \quad (\text{D.12})$$

Der Erwartungswert von  $|n - \bar{n}|$  berechnet sich dann gemäß:

$$\begin{aligned}\langle |n - \bar{n}| \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} |n - \bar{n}| p(n) dn \\ &= 2 \int_{\bar{n}}^{\infty} (n - \bar{n}) p(n) dn \\ &= 2 \int_0^{\infty} m \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_n} e^{-\frac{m^2}{2\sigma_n^2}} dm, \quad \text{mit } m = n - \bar{n}\end{aligned}\quad (\text{D.13})$$

Dabei ist die Umformung von der 1. zur 2. Zeile möglich, weil der Integrand symmetrisch bzgl.  $\bar{n}$  ist. Mit Hilfe des in [99] angegebenen bestimmten Integrals

$$\int_0^{\infty} x e^{-ax^2} dx = \frac{1}{2a} \quad (\text{D.14})$$

kann dann (D.13) ausgerechnet werden:

$$\begin{aligned}\langle |n - \bar{n}| \rangle &= \frac{2}{\sqrt{2\pi} \sigma_n} \int_0^{\infty} m e^{-\frac{m^2}{2\sigma_n^2}} dm \\ &= \frac{2}{\sqrt{2\pi} \sigma_n} \sigma_n^2 \\ &= \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \sigma_n\end{aligned}\quad (\text{D.15})$$

Insgesamt erhält man also für die Homogenität:

$$H_{\bar{n}} = 1 - \frac{1}{\bar{n}} \langle |n_i - \bar{n}| \rangle = 1 - \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sigma_n}{\bar{n}} \quad (\text{D.16})$$

Um den statistischen Fehler  $\Delta H_{\bar{n}}$  bestimmen zu können, kann man wieder analog zum vorhergehenden Abschnitt eine obere Grenze  $\Delta H_{\bar{n},max}$  für den maximalen Fehler angeben:

$$\begin{aligned}
\Delta H_{\bar{n}} \leq \Delta H_{\bar{n},max} &= \left| \frac{\partial H_{\bar{n}}}{\partial \bar{n}} \Delta \bar{n} \right| + \left| \frac{\partial H_{\bar{n}}}{\partial \sigma_n} \Delta \sigma_n \right| \\
&= \left| \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sigma_n}{\bar{n}^2} \cdot \frac{\sigma_n}{\sqrt{N}} \right| + \left| -\frac{2}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\bar{n}} \cdot \frac{\sigma_n}{\sqrt{2(N-1)}} \right| \\
&= \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sigma_n^2}{\bar{n}^2} \frac{1}{\sqrt{N}} + \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sigma_n}{\bar{n}} \frac{1}{\sqrt{2(N-1)}}
\end{aligned} \tag{D.17}$$

Das Ergebnis (D.16) kann auch noch anders umgeformt werden, wenn man das Signal-Rausch-Verhältnis  $\text{SNR}_b = \bar{n}/\sigma_n$  (vgl. (3.2)) verwendet. Dann ist  $H_{\bar{n}}$  allein eine Funktion von  $\text{SNR}_b$ :

$$H_{\bar{n}} = 1 - \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\text{SNR}_b} \tag{D.18}$$

Demnach erreicht die Homogenität  $H_{\bar{n}}$  mit steigendem  $\text{SNR}_b$  einen Wert, der immer dichter an 1 liegt.



## E. Geometrie des MPEC 2.3

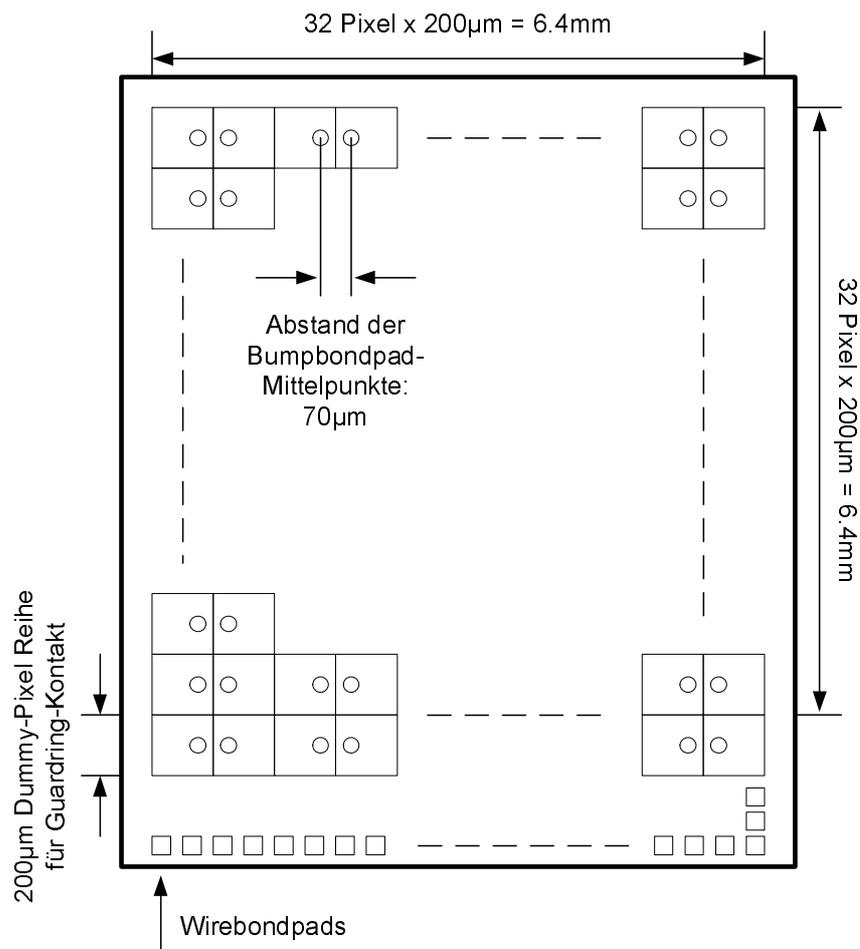


Abb. E.1: Geometrische Abmessungen des MPEC 2.3 und schematische Anordnung der Pixelzellen



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Comptonstreuung als Stoßprozeß zwischen einem $e^-$ und einem Photon . . . . .	14
1.2	Energieverteilung der beim Comptonprozeß gestreuten $e^-$ . . . . .	14
1.3	Spezifische Massenabsorptionskoeffizient für Si (a) und CdTe (b) [4] . . . . .	15
1.4	Zusätzliche freie bewegliche Ladungsträger durch Donatoren und Akzeptoren . . . . .	16
1.5	Darstellung der verschiedenen Größen bei einem pn-Übergang . . . . .	19
1.6	Prinzip eines Halbleiterdetektors . . . . .	19
1.7	Energiebarriere bei einem Metall-Halbleiterübergang [7] . . . . .	20
1.8	Strom-Spannungskurven bei einem Schottky-Übergang . . . . .	21
1.9	Schema eines hybriden Pixeldetektors . . . . .	23
2.1	Blockschaltbild einer Pixelzelle des MPEC . . . . .	34
2.2	Photo eines MPEC 2.3 Chips . . . . .	35
2.3	Schaltbild des MPEC Vorverstärkers . . . . .	36
2.4	Stromrückkopplung des MPEC Vorverstärkers . . . . .	37
2.5	Signalentstehung durch positives Ladungssignal . . . . .	38
2.6	Vorverstärkersignal: (a) Variation Injektionsladung, (b) Variation $I_F$ . . . . .	39
2.7	Signalentstehung durch negatives Ladungssignal . . . . .	40
2.8	Vorverstärkerverhalten bei verschiedenen Injektionspulsen . . . . .	41
2.9	Diskriminator: (a) Prinzipschaltbild, (b) Realisierung durch Transistoren . . . . .	41
2.10	Driftkompensationsschaltung . . . . .	42
2.11	Schwellendrift der Pixel einer Spalte [40] . . . . .	43
2.12	Schaltungsblöcke des Pulsgenerators der unteren Schwelle [21] . . . . .	44
2.13	Schaltungsblöcke des Pulsgenerators der oberen Schwelle . . . . .	44
2.14	Zeitliche Schaltfolge der Pulsgeneratoren der oberen und unteren Schwelle . . . . .	45
2.15	Schaltung der Fensterlogik . . . . .	45
2.16	4-Bit Zähler als linear rückgekoppeltes Schieberegister [21] . . . . .	46
2.17	D-Flip-Flop als 1 Bit Speicherzelle (D=Eingang, Q=Ausgang, CLK=Takt) . . . . .	46
2.18	Schwellenscan eines Pixels . . . . .	47

2.19	Rechteck-Puls und asymmetrische Injektionssignale . . . . .	48
2.20	Verteilung der Rauschwerte aller Pixel eines MPEC . . . . .	49
2.21	Schwellenverteilung beider Diskriminatoren (a) ohne und (b) mit Feinjustierung . . . . .	49
2.22	Schwellenverteilung beider Diskriminatoren als Funktion der Pixelnummer . . . . .	50
2.23	Schwellenscan eines Pixels im Doppelschwellenbetrieb . . . . .	51
2.24	Vorverstärker-Antwort beim Schalten der ENABLE-Leitung . . . . .	53
2.25	Vorverstärker-Antwort beim Abschalten des Diskriminators . . . . .	54
2.26	Schema der Doppelspaltenstruktur des MPEC . . . . .	54
3.1	Absorbiertes Spektrum einer Röntgenröhre in Si-Sensor und CdTe-Sensor . . . . .	60
3.2	Absorptionsspektrum in Si mit den Positionen von drei verschiedenen Schwellen . . . . .	61
3.3	Homogenität $H_\sigma$ in Abhängigkeit des Rauschens und Schwellendispersion . . . . .	62
3.4	Homogenität $H_\sigma$ als Funktion des mittleren Photonenfusses $f$ . . . . .	63
3.5	Homogenität $H_{\bar{n}}$ für 5 % (a) und 10 % (b) fehlerhafte Pixel . . . . .	64
3.6	Abhängigkeit der Korrekturfaktoren von der Spektrenform . . . . .	67
4.1	USB-gestütztes Datennahmesystem für die MPEC-Detektoren . . . . .	69
4.2	Schematische Darstellung des Datennahmesystems . . . . .	70
4.3	Foto der Probestation mit Nadelkarte und MPEC-Chip . . . . .	70
4.4	Röntgenmeßplatz . . . . .	71
4.5	Foto einer Ecke der Si-Sensorunterseite (Größe der Pixel: $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ ) . . . . .	72
4.6	Einzel-Chip Si-Detektor . . . . .	72
4.7	$I_{Leck}$ und $I_{Guard}$ als Funktion der Depletionsspannung . . . . .	73
4.8	Aufnahme eines Flatfields des Si-Detektors mit der Röntgenröhre . . . . .	74
4.9	Mit dem MPEC-Testpixel und MCA-System aufgenommene Spektren . . . . .	75
4.10	Polynome 2. Grades als Anpassungskurven für die Datenpunkte der Eichmessung . . . . .	77
4.11	Linearität des MPEC-Vorverstärkers mit Si-Detektor gemessen am Testpixel . . . . .	79
4.12	Spektrum von $^{109}\text{Cd}$ . . . . .	80
4.13	Messung der Homogenität des Detektors ohne Schwellen-Feinjustierung . . . . .	81
4.14	Messung der Homogenität des Detektors mit Schwellen-Feinjustierung . . . . .	82
4.15	Integrales Spektrum (a) von $^{109}\text{Cd}$ . . . . .	83
4.16	Messung der Homogenität mit Schwellen-Feinjustierung . . . . .	84
4.17	Differenzen der Diskriminatoreinstellungen beider Datensätze . . . . .	84
4.18	Integrale Spektren von jeweils 10 Pixeln zweier benachbarter Spalten . . . . .	85
4.19	Mitte einer Doppelspalte . . . . .	85

---

4.20	Messung der Homogenität mit Schwellen-Feinjustierung und Flatfield Korrektur . . . . .	86
4.21	Energiefenster-Scan der 22,1 keV und 24,99 keV Linie von $^{109}\text{Cd}$ . . . . .	87
4.22	Energiefenster-Scan mit den Pixeln einer kompletten Spalte . . . . .	88
4.23	Variation der Position der 22,1 keV Linie von $^{109}\text{Cd}$ mit der Pixelnummer . . . . .	88
4.24	Transmittierte Intensität hinter zwei verschiedenen Objekten . . . . .	89
4.25	Anordnung zweier Objekte für eine Messung zur Kontrasterhöhung . . . . .	90
4.26	Simuliertes, gemessenes und berechnetes Röhrenspektrum . . . . .	91
4.27	Ergebnisse der Simulationsrechnung . . . . .	92
4.28	Radiogramm einer Mücke erstellt mit 6 keV Photonen von $^{55}\text{Fe}$ . . . . .	94
4.29	Goldstuds auf einem MPEC 2.1 Chip [76] . . . . .	96
4.30	Einzel-Chip CdTe-Detektor auf einer Hybrid-Adapterplatine . . . . .	96
4.31	$I_{Leck}$ und $I_{Guard}$ als Funktion der Depletionsspannung . . . . .	97
4.32	Flatfield Aufnahmen mit CdTe-Detektoren und Röntgenröhre . . . . .	97
4.33	Linearität des MPEC-Detektors im irregulären Modus (Elektronensammlung) . . . . .	99
4.34	Mit dem Testpixel des CdTe-Detektors aufgenommene Spektren . . . . .	99
4.35	Ladungssammlung in verschiedenen Halbleitermaterialien . . . . .	100
4.36	Messung der Homogenität des Detektors ohne Schwellen-Feinjustierung . . . . .	102
4.37	Messung der Homogenität des Detektors mit Schwellen-Feinjustierung . . . . .	103
4.38	Integrales Spektrum und Spektrum von $^{109}\text{Cd}$ . . . . .	103
4.39	Integrale $^{109}\text{Cd}$ -Spektren von 10 benachbarten Pixeln einer Spalte . . . . .	104
4.40	Messung der Homogenität mit Schwellen-Feinjustierung . . . . .	105
4.41	Integrale $^{109}\text{Cd}$ -Spektren von jeweils zehn Pixeln zweier benachbarter Spalten . . . . .	105
4.42	Messung der Homogenität mit Schwellen-Feinjustierung . . . . .	106
4.43	Messung der Homogenität mit Schwellen-Feinjustierung und Flatfield Korrektur . . . . .	107
4.44	Radiogramm einer integrierten elektrischen Schaltung . . . . .	109
5.1	Schematische Darstellung der Sensorpixel bei einem 2x2-MCM . . . . .	112
5.2	Konstruktion der Detektor-Hybrid Platine . . . . .	112
5.3	MCM Si-Detektor #01 . . . . .	113
5.4	Flatfield Bilder der beiden MCM Si-Detektoren . . . . .	114
5.5	Verschiedene Einstrahlpositionen des Anregungssignals und die zugehörigen LSFs . . . . .	116
5.6	Fouriertransformierte einer Rechteckfunktion . . . . .	117
5.7	Schema für die 1-dimensionale Neuordnung der Pixelreihenfolge . . . . .	118
5.8	Beispiel einer feinabgetasteten LSF und zugehörige MTF . . . . .	119

5.9	Zwei Wolfram-Blenden (2,5 mm dick) bilden einen 60 $\mu\text{m}$ breiten Spalt . . . . .	121
5.10	LSF- und MTF-Kurven des Si-Detektors (Schwelle $\approx 13$ keV, $U_{\text{Rohre}} = 90$ kV) . .	122
5.11	LSF- und MTF-Kurven des Si-Detektors (Schwelle $\approx 42$ keV, $U_{\text{Rohre}} = 90$ kV) . .	123
5.12	Radiogramm einer Hornisse . . . . .	125
5.13	MCM CdTe-Detektor #02 . . . . .	126
5.14	Flatfield Bild eines MCM CdTe-Detektors . . . . .	126
5.15	LSF- und MTF-Kurven des CdTe-Detektors (Schwelle $\approx 10$ keV, $U_{\text{Rohre}} = 90$ kV)	128
5.16	LSF- und MTF-Kurven des CdTe-Detektors (Schwelle $\approx 10$ keV, $U_{\text{Rohre}} = 20$ kV)	129
5.17	LSF- und MTF-Kurven des CdTe-Detektors (Schwelle $\approx 42$ keV, $U_{\text{Rohre}} = 90$ kV)	130
5.18	Radiogramm eines Uhrwerks . . . . .	131
6.1	Schema der MCM-D Technologie . . . . .	133
6.2	Schema der Sparse-CMOS Technologie . . . . .	134
6.3	Sparse-CMOS Detektor: Anordnung von Auslesechip und Verbindungsleitungen .	135
6.4	Schematische Querschnittansicht des CZT-Detektormoduls . . . . .	136
6.5	MPEC Chip auf einem Glassubstrat . . . . .	137
6.6	Flex-Kabel Verbindung vom Dummy-Modul zur Detektor-Hybrid Platine . . . . .	138
6.7	Dummy-Modul mit USB-Auslesesystem . . . . .	139
6.8	Amplitudenhöhe des Vorverstärkers in Abhängigkeit der Eingangskapazität . . .	139
6.9	Trefferkarte von 100 Injektionspulsen des unteren Zählers des Dummy-Moduls . .	141
A.1	Prozessschritte beim Solder-Bump Bond-Verfahren . . . . .	150
A.2	Solder-Bumps auf einem Substrat vor (a) und nach (b) dem „Reflow“ Prozeß [55]	151
A.3	Indium-Bumps . . . . .	152
A.4	Prozessschritte beim Indium-Bump Bond-Verfahren . . . . .	153
A.5	Ablauf des Stud-Bump Bond-Verfahrens . . . . .	154
A.6	Goldstuds auf einem MPEC Chip (a) und einem Testsubstrat (b) . . . . .	155
B.1	Äquivalente Ersatzschaltbilder eines Widerstandes . . . . .	158
B.2	Äquivalenten Rauschquellen bei einem Halbleiter-Detektor mit Vorverstärker . .	159
C.1	Gemessene Zählrate $m$ (a) und $m/n$ (b) als Funktion der Photonenrate $n$ . . . .	161
E.1	Geometrische Abmessungen des MPEC 2.3 und Anordnung der Pixelzellen . . . .	167

# Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften einiger Halbleiter [6] . . . . .	17
2.1	Rauschen und Schwellenverteilung des MPEC im Einzelschwellenbetrieb . . . . .	50
2.2	Rauschen und Schwellenverteilung des MPEC im Doppelschwellenbetrieb . . . . .	51
2.3	Eigenschaften und Kenngrößen des MPEC . . . . .	52
4.1	Rauschen und Schwellenverteilung des Einzel-Chip Si-Detektors . . . . .	79
4.2	Gemessene Intensitäten $I_{fns}$ und $I_{ges}$ sowie prozentuales Intensitätsverhältnis . . . . .	90
4.3	Kontrast $K_{fns}$ und $K_{ges}$ . . . . .	91
4.4	Simulationsrechnung bei Fensterbreite 7,5 keV und unteren Schwelle 14 keV . . . . .	93
4.5	Rauschen und Schwellenverteilung des Einzel-Chip CdTe-Detektors . . . . .	98
4.6	Homogenität des CdTe-Detektors mit Flatfield Korrektur in Abhängigkeit von $V_{dep}$ . . . . .	107
5.1	Rauschen und Schwellenverteilung des MCM Si-Detektor #01 . . . . .	115
5.2	Rauschen und Schwellenverteilung des MCM CdTe-Detektor #02 . . . . .	127
6.1	Rauschen und Schwellenverteilung des Sparse-CMOS MCMs . . . . .	140
C.1	Nachweiseffizienz $m/n$ für verschiedene Photonenraten $n$ . . . . .	162



## Literaturverzeichnis

- [1] Philips Technologie GmbH Forschungslaboratorien, X-ray Imaging Systems, Aachen, Germany.
- [2] Philips Applied Technologies, Electronic Packaging and Thin Film, Eindhoven, The Netherlands. <http://www.apptech.philips.com>.
- [3] W. R. Leo. „*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*“. Springer, 1st edition, 1987.
- [4] National Institute of Standards and Technology, USA. XCOM: Photon Cross Sections Database. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>.
- [5] S. M. Sze. „*Semiconductor Devices – Physics and Technology*“. John Wiley & Sons, 1st edition, 1985.
- [6] eV Products, Saxonburg, USA. „Material Properties - Semiconductor Detector Materials“. [http://www.evproducts.com/material\\_prop.pdf](http://www.evproducts.com/material_prop.pdf).
- [7] V. L. Rideout. „A Review of the Theory and Technology for ohmic Contacts to Group III-V Compound Semiconductors“. *Solid-State Electronics*, 18:541 – 550, 1975.
- [8] J. Fink, H. Krüger, P. Lodomez, and N. Wermes. „Characterization of charge collection in CdTe and CZT using the transient current technique“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 560:435 – 443, May 2006.
- [9] Johannes Fink. „Untersuchungen zur Ladungssammlung in verschiedenen Halbleitermaterialien mittels der Transient Current Technique“. Diploma Thesis, Universität Bonn, Physikalisches Institut, Nussallee 12, 53115 Bonn, November 2004. BONN-IB-2005-01.
- [10] Philip Lodomez. „TCT-Messungen zur Ladungssammlungscharakteristik in Si-, CdTe-, CZT- und Diamantdetektormaterialien“. Diploma Thesis, Universität Bonn, Physikalisches Institut, Nussallee 12, 53115 Bonn, December 2005. BONN-IB-2006-03.
- [11] The Medipix2 Collaboration. <http://medipix.web.cern.ch/>.
- [12] M. Campbell, E. H. M. Heijne, G. Meddeler, E. Pernigotti, and W. Snoeys. „A Readout Chip for a 64 x 64 Pixel Matrix with 15-bit Single Photon Counting“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 45(3):751 – 753, June 1998.
- [13] X. Llopart, M. Campbell, R. Dinapoli, D. San Segundo, and E. Pernigotti. „Medipix2: A 64k Pixel Readout Chip with 55  $\mu\text{m}$  Square Elements Working in Single Photon Counting Mode“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 49(5):2279 – 2283, October 2002.
- [14] B. Schmitt, Ch. Brönnimann, E. F. Eikenberry, G. Hülsen, H. Toyokawa, R. Horisberger, F. Gozzo, B. Patterson, C. Schulze-Briese, and T. Tomizaki. „Development of single photon counting detectors at the Swiss Light Source“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 518:436 – 439, February 2004.

- [15] S. Basolo, J. F. Berar, N. Boudet, P. Breugnon, B. Caillot, J. C. Clemens, P. Delpierre, B. Dinkespiler, I. Koudobine, C. Meessen, M. Menouni, C. Mouget, P. Pangaud, R. Potheau, and E. Vigeolas. „XPAD: Pixel Detector for Material Sciences“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 52(5):1994 – 1998, October 2005.
- [16] F. Edling, N. Bingeforsa, R. Brennera, L. del Risco Norrlida, K. Franssonb, L. Gustafssona, and C. Rönngqvist. „Performance of a chip for hybrid pixel detectors with two counters for X-ray imaging“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 531:215 – 220, September 2004.
- [17] B. Mikulec. „Development of segmented semiconductor arrays for quantum imaging“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 510:1 – 23, September 2003.
- [18] J. Beutel, H. L. Kundel, and R. L. Van Metter. „*Handbook of Medical Imaging*“, volume 1. Physics and Psychophysics. Spie Press, 1st edition, 2000.
- [19] H. Morneburg. „*Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik*“. Publicis MCD Verlag, 3rd edition, 1995.
- [20] S. Webb. „*The physics of medical imaging*“. Institut of Physics Publishing, 1st edition, 1996.
- [21] Markus Lindner. „*Entwicklung eines zählenden Pixeldetektors für Digitales Röntgen*“. PhD thesis, Universität Bonn, Physikalisches Institut, Nussallee 12, 53115 Bonn, August 2001. BONN-IR-2001-06.
- [22] Glenn F. Knoll. „*Radiation Detection and Measurement*“. John Wiley & Sons, Inc., 3rd edition, 2000.
- [23] M. Lindner, Ch. Brönnimann, S. Florin, B. Schmitt, and C. Schulze-Briese. „Synchrotron beam test with a photon-counting pixel detector“. *Journal of Synchrotron Radiation*, 7:301 – 306, 2000.
- [24] M. Chmeissani and B. Mikulec. „Performance limits of a single photon counting pixel system“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 460:81 – 90, March 2001.
- [25] E. Kraft, P. Fischer, M. Karagounis, M. Koch, H. Krüger, I. Peric, N. Wermes, C. Herrmann, A. Nascetti, M. Overdick, and W. Rütten. „Counting and Integrating Readout for Direct Conversion X-ray Imaging Concept, Realization and First Prototype Measurements“. In *Nuclear Science Symposium Conference Record*, volume 5, pages 2761 – 2765. IEEE, October 2005.
- [26] E. Kraft, P. Fischer, M. Karagounis, M. Koch, H. Krüger, I. Peric, N. Wermes, C. Herrmann, A. Nascetti, M. Overdick, and W. Rütten. „Counting and Integrating Readout for Direct Conversion X-ray Imaging Concept, Realization and First Prototype Measurements“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 54(2):383 – 390, April 2007.
- [27] U. Welander, W. D. McDavid, G. C. Sanderink, G. Tronje, A.C. Mörner, and S.B. Dove. „Resolution as defined by line spread and modulation transfer functions for four digital intraoral radiographic systems“. *Oral Surg Oral Med Oral Pathol*, 78(1):109 – 115, July 1994.
- [28] G. T. Barnes. „The use of bar pattern test objects in assessing the resolution of film/screen systems“. In A. G. Haus, editor, *The physics of medical imaging: Recording system measurements and techniques*, pages 138 – 151. The American Institute of Physics, 1979.

- [29] Andreas Helmich. „Entwicklung und Test eines zählenden Pixel-Auslese-Chips mit Energiefensterung für den Röntgennachweis“. Diploma Thesis, Universität Bonn, Physikalisches Institut, Nussallee 12, 53115 Bonn, Juli 1999. BONN-IB-99-20.
- [30] K. Spartiotis, J. Havulinna, A. Leppänen, T. Patsar, K. Puhakka, J. Pyyhtiä, and T. Schulman. „A CdTe real time X-ray imaging sensor and system“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 527:478 – 486, July 2004.
- [31] M. Simon, R. A. Ford, A. R. Franklin, S. P. Grabowski, B. Menser, G. Much, A. Nascetti, M. Overdick, M. J. Powell, and D. U. Wiechert. „PbO as direct conversion x-ray detector material“. *Proceedings of SPIE*, 5368:188 – 199, May 2004.
- [32] A. Peterzol, A. Bravin, P. Coan, and H. Elleaume. „Image quality evaluation of the angiography imaging system at the European synchrotron radiation facility“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 510:45 – 50, September 2003.
- [33] D. W. Davidson, J. Watt, L. Tlustos, B. Mikulec, M. Campbell, K. Mathieson, V. O’Shea, K. M. Smith, and M. Rahman. „Detective Quantum Efficiency of the Medipix Pixel Detector“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50(5):1659 – 1663, October 2003.
- [34] B. Surre, M. Caria, J. Chaput, T. Hassoun, F. Laverroux, and L. Sarry. „First detective quantum efficiency measurement of 500  $\mu\text{m}$  silicon hybrid pixel sensor with photon counting readout for X-ray medical imaging“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 546:24 – 27, July 2005.
- [35] N. Vermes, P. Fischer, J. Hausmann, M. Overdick, B. Raith, L. Blanquart, V. Bonzom, and P. Delpierre. „A counting pixel readout chip for imaging applications“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 405:53 – 59, March 1998.
- [36] P. Fischer, C. Berg, V. Bonzom, P. Delpierre, K. Desch, M. Keil, S. Meuser, B. Raith, and N. Vermes. „Bier&Pastis, a pixel readout prototype chip for LHC“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 439:80 – 90, January 2000.
- [37] Joachim Hausmann. „Entwicklung und Test einer integrierten Signalverarbeitungselektronik für bildgebende Pixeldetektoren“. Diploma Thesis, Universität Bonn, Physikalisches Institut, Nussallee 12, 53115 Bonn, November 1997. BONN-IB-97-25.
- [38] Christian Oelschlegel. „Entwicklung und Untersuchung schneller Zählerstrukturen für Pixeldetektoren“. Diploma Thesis, Universität Wuppertal, 1999. WU-D-99-12.
- [39] Sascha Florin. „Untersuchungen an Pixelsensoren für Röntgen- und Synchrotronstrahlung“. Diploma Thesis, Universität Bonn, Physikalisches Institut, Nussallee 12, 53115 Bonn, Juni 2000. BONN-IB-2000-18.
- [40] Sven Krimmel. „Entwicklung eines Auslesesystems für Röntgen-Pixelchips und Messungen mit einem CdTe-Sensor“. Diploma Thesis, Universität Bonn, Physikalisches Institut, Nussallee 12, 53115 Bonn, April 2002. BONN-IB-2002-07.
- [41] P. Fischer, J. Hausmann, A. Helmich, M. Lindner, N. Vermes, and L. Blanquart. „A counting pixel chip and sensor system for X-ray imaging“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46(4):1070 – 1074, August 1999.
- [42] P. Fischer, L. Blanquart, V. Bonzom, G. Comes, P. Delpierre, J. Hausmann, M. Keil, M. Lindner, S. Meuser, and N. Vermes. „Pixel readout electronics for LHC and biomedical applications“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 439:403 – 412, January 2000.

- [43] P. Fischer, A. Helmich, M. Lindner, N. Wermes, and L. Blanquart. „A Photon Counting Pixel Chip with Energy Windowing“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 47(3):881 – 884, June 2000.
- [44] M. Lindner, L. Blanquart, P. Fischer, H. Krüger, and N. Wermes. „Medical X-ray imaging with energy windowing“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 465:229 – 234, June 2001.
- [45] M. Lindner, P. Fischer, S. Florin, R. Göppert, J. Hausmann, J. Ludwig, K. Runge, C. Schwarz, A. Söldner-Rembold, and N. Wermes. „Comparison of hybrid pixel detectors with Si and GaAs sensors“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 466:63 – 73, June 2001.
- [46] M. Lindner, P. Fischer, M. Kouda, H. Krüger, G. Sato, T. Takahashi, S. Watanabe, and N. Wermes. „A Counting CdTe Pixel Detector for Hard X-Ray and Gamma-Ray imaging“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 48(6):2401 – 2404, December 2001.
- [47] M. Löcker, P. Fischer, S. Krimmel, H. Krüger, M. Lindner, K. Nakazawa, T. Takahashi, and N. Wermes. „Single Photon Counting X-Ray Imaging with Si and CdTe Single Chip Pixel Detectors and Multichip Pixel Modules“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 51(4):1717 – 1723, August 2004.
- [48] L. Blanquart, A. Mekkaoui, V. Bonzom, and P. Delpierre. „Pixel analog cells prototypes for ATLAS in DMILL technology“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 395:313 – 317, August 1997.
- [49] Paul Horowitz and Winfield Hill. „*The Art of Electronics*“. Cambridge University Press, 2nd edition, 1989.
- [50] Agilent Technologies Incorporated, Santa Clara, USA. <http://www.agilent.com/>.
- [51] J. W. Müller. „Some formulae for a dead-time-distorted poisson process“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 117:401 – 404, 1974.
- [52] L. Tlustos, M. Campbell, E. Heijne, and X. Llopart. „Signal Variations in High-Granularity Si Pixel Detectors“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 51(6):3006 – 3012, December 2004.
- [53] D. W. Davidson, C. Fröjd, V. O’Shea, H-E. Nilsson, and M. Rahman. „Limitations to flat-field correction methods when using an X-ray spectrum“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 509:146 – 150, August 2005.
- [54] phoenix x-ray, Wunstorf, Germany. <http://www.microfocus-x-ray.com/>.
- [55] Fraunhofer-Institut für Zuverlässigkeit und Mikrointegration IZM, Gustav-Meyer-Allee 25, 13355 Berlin. <http://www.izm.fhg.de/>.
- [56] Ortec, Oak Ridge, USA. <http://www.ortec-online.com/>.
- [57] Burr-Brown belongs to: Texas Instruments Incorporated, Dallas, USA. <http://www.ti.com/>.
- [58] G. Pellegrini, M. Chmeissani, M. Maiorino, G. Blanchot, J. Garcia, M. Lozano, R. Martinez, C. Puigdengoles, M. Ullan, and P. Casado. „Performance Limits of a 55- $\mu\text{m}$  Pixel CdTe Detector“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53(1):361 – 366, February 2006.
- [59] V. Blobel and E. Lohrmann. „*Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*“. Teubner, 1st edition, 1998.
- [60] B. Norlin, A. Manuilskiy, H.-E. Nilsson, and C. Fröjd. „Material recognition with the Medipix photon counting colour X-ray system“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 531:265 – 269, September 2004.

- [61] B. Norlin and C. Fröjdth. „Energy dependence in dental imaging with Medipix2“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 546:19 – 23, July 2005.
- [62] J. Ludwig, A. Zwerger, K.-W. Benz, M. Fiederle, H. Braml, A. Fauler, and J.-P. Konrath. „X-ray energy selected imaging with Medipix II“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 531:209 – 214, September 2004.
- [63] L. Tlustos, R. Ballabriga, M. Campbell, E. Heijne, K. Kincade, X. Llopart, and P. Stejskal. „Imaging Properties of the Medipix2 System exploiting Single and Dual Energy Thresholds“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53(1):367 – 372, February 2006.
- [64] M. J. Tapiovaara and R. F. Wagner. „SNR and DQE analysis of broad spectrum x-ray imaging“. *Phys. Med. Biol.*, 30:519 – 529, 1985.
- [65] R. N. Cahn, B. Cederström, M. Danielsson, A. Hall, M. Lundqvist, and D. Nygren. „Detective quantum efficiency dependence on x-ray energy weighting in mammography“. *Med. Phys.*, 26(12):2680 – 2683, December 1999.
- [66] J. Giersch, D. Niederlöhner, and G. Anton. „The influence of energy weighting on X-ray imaging quality“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 531:68 – 74, September 2004.
- [67] D. Niederlöhner, J. Karg, J. Giersch, and G. Anton. „The energy weighting technique: measurements and simulations“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 546:37 – 41, July 2005.
- [68] J. Karg, D. Niederlöhner, J. Giersch, and G. Anton. „Using the Medipix2 detector for energy weighting“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 546:306 – 311, July 2005.
- [69] T. Takahashi and S. Watanabe. „Recent Progress in CdTe and CdZnTe Detectors“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 48(4):950 – 959, August 2001.
- [70] Y. Okada, T. Takahashi, G. Sato, S. Watanabe, K. Nakazawa, K. Mori, and K. Makishima. „CdTe and CdZnTe Detectors for Timing Measurements“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 49(4):1986 – 1992, August 2002.
- [71] M. Ayoub, M. Hage-Ali, J. M. Koebel, A. Zumbiehl, F. Klotz, C. Rit, R. Regal, P. Fougères, and P. Siffert. „Annealing Effects on Defect Levels of CdTe:Cl Materials and the Uniformity of the Electrical Properties“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50(2):229 – 237, April 2003.
- [72] A. E. Bolotnikov, S. E. Boggs, C. M. Hubert Chen, W. R. Cook, F. A. Harrison, and S. M. Schindler. „Properties of Pt Schottky type contacts on high-resistivity CdZnTe detectors“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 482:395 – 407, April 2002.
- [73] M. Fiederle, A. Fauler, J. Konrath, V. Babentsov, J. Franc, and R. B. James. „Comparison of Undoped and Doped High Resistivity CdTe and (Cd,Zn)Te Detector Crystals“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 51(4):1864 – 1868, August 2004.
- [74] T. Takahashi, T. Mitani, Y. Kobayashi, M. Kouda, G. Sato, S. Watanabe, K. Nakazawa, Y. Okada, M. Funaki, R. Ohno, and K. Mori. „High-Resolution Schottky CdTe Diode Detector“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 49(3):1297 – 1303, June 2002.
- [75] M. Chmeissani, C. Fröjdth, O. Gal, X. Llopart, J. Ludwig, M. Maiorino, E. Manach, G. Mettivier, M. C. Montesi, C. Ponchut, P. Russo, L. Tlustos, and A. Zwerger. „First Experimental Tests With a CdTe Photon Counting Pixel Detector Hybridized With a Medipix2 Readout Chip“. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 51(5):2379 – 2385, October 2004.

- [76] Institute of Space and Astronautical Science (ISAS), JAXA, Sagamihara, 229-8510 Kanagawa, Japan. <http://www.isas.ac.jp/>.
- [77] Acrorad, Okinawa, Japan. <http://www.acrorad.co.jp/>.
- [78] L. Rossi, P. Fischer, T. Rohe, and N. Wermes. „*Pixel Detectors*“. Springer, 1st edition, 2006.
- [79] H. Fujita, D.-Y. Tsai, T. Itoh, K. Doi, J. Morishita, K. Ueda, and A. Ohtsuka. „A Simple Method for Determining the Modulation Transfer Function in Digital Radiography“. *IEEE Trans. Medical Imaging*, 11(1):34 – 39, March 1992.
- [80] E. Samei, M. J. Flynn, and D. A. Reimann. „A method for measuring the presampled MTF of digital radiographic systems using an edge test device“. *Med. Phys.*, 25(1):102 – 113, January 1998.
- [81] S. Reichenbach, S. K. Park, and R. Narayanswamy. „Characterizing digital image acquisition devices“. *Optical Engineering*, 30(2):170 – 177, February 1991.
- [82] F.-F. Yin, M. L. Giger, and K. Doi. „Measurement of the presampling modulation transfer function of film digitizers using a curve fitting technique“. *Med. Phys.*, 17(6):962 – 966, November 1990.
- [83] J. A. Bearden and A. F. Burr. „Reevaluation of X-Ray Atomic Energy Levels“. *Rev. Mod. Phys.*, 39(1):125 – 142, Jan 1967. s. auch <http://www.webelements.com/>.
- [84] C. Fröjdth, H. Graafsma, H.-E. Nilsson, and C. Ponchut. „Characterization of a pixellated CdTe detector with single-photon processing readout“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 563:128 – 132, July 2006.
- [85] M. Maiorino, G. Pellegrini, G. Blanchot, M. Chmeissani, G. Garcia, R. Martinez, M. Lozano, C. Puigdengoles, and M. Ullan. „Charge-sharing observations with a CdTe pixel detector irradiated with a  $^{57}\text{Co}$  source“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 563:177 – 181, July 2006.
- [86] J. Wolf et al. „High density pixel detector module using flip chip and thin film technology“. *SPIE Conference, Denver, USA*, 4217:553 – 556, Dec 2000.
- [87] eV Products, Saxonburg, USA. <http://www.evproducts.com/>.
- [88] Hirose Electric Co., Ltd., Tokyo, Japan. <http://www.hirose.com>.
- [89] G. A. Riley. „FlipChips Dot Com - FREE micropackaging technical information“. <http://www.flipchips.com/>.
- [90] J. M. Wolf, G. Engelmann, L. Dietrich, and H. Reichl. „Flip chip bumping technology-Status and update“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 565:290 – 295, September 2006.
- [91] L. Rossi. „Pixel detectors hybridization“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 501:239 – 244, March 2003.
- [92] F. Hügging et al. „Studies on ATLAS pixel modules“. In S. Loken, editor, *Proc. Int. Workshop Semiconductor Pixel Detectors for Particles and X-Rays (PIXEL 2002)*.
- [93] Ch. Broennimann, F. Glaus, J. Gobrecht, S. Heising, M. Horisberger, R. Horisberger, H.C. Kästli, J. Lehmann, T. Rohe, and S. Streuli. „Development of an Indium bump bond process for silicon pixel detectors at PSI“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 565:303 – 308, September 2006.

- 
- [94] C. Gemme, A. M. Fiorello, G. Gagliardi, M. Gilchriese, P. Netchaeva, L. Rossi, E. Ruscino, F. Vernocchi, and M. Varasi. „Study of indium bumps for the ATLAS pixel detector“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 465:200 – 203, June 2001.
- [95] G. Alimonti, A. Andreazza, A. Bulgheroni, G. Corda, S. Di Gioia, et al. „Analysis of the production of ATLAS indium bonded pixel modules“. *Nucl. Instrum. and Methods A*, 565:296 – 302, September 2006.
- [96] SELEX Sistemi Integrati (former: AMS, Alenia Marconi Systems), Italy. <http://www.selex-si.com/>.
- [97] P. R. Gray and R. G. Meyer. „*Analysis and Design of Analog Integrated Circuits*“. John Wiley & Sons, 3rd edition, 1993.
- [98] A. Schlachetzki. „*Halbleiter-Elektronik*“. Teubner, 1st edition, 1990.
- [99] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol, and H. Mühlig. „*Taschenbuch der Mathematik*“. Harri Deutsch, 4th edition, 1999.



# Danksagung

Am Ende meiner Doktorarbeit blicke ich auf viele Dinge, die ich gemacht habe, zurück. Aber einige davon hätte ich nicht ohne die Hilfe anderer tun können. Deshalb gilt mein Dank allen meinen Freunden und Bekannten, und ich möchte besonders danken:

- Prof. Norbert Wermes, der mir als Doktorvater die Promotion ermöglicht hat und viel Geduld während meiner Arbeit gezeigt hat.
- Prof. Josef Hormes für die Aufgabe des Zweitgutachters und Prof. Klaus Mohr sowie Priv.-Doz. Bernard Metsch für ihre Arbeit in der Promotionskommission.
- Prof. Peter Fischer, der mich zu Beginn meiner Arbeit und vor seinem Wechsel an die Universität Mannheim mitbetreut hat.
- Dr. Hans Krüger, der als Leiter des Silabs meine Arbeit begleitet hat und in vielen Fragen und Diskussionen Rat gegeben und Hilfe geleistet hat.
- Dr. Markus Lindner für die Einarbeitung in das Thema und die Arbeit mit dem MPEC.
- Dr. Sven Krimmel für die gute Zusammenarbeit während seiner Diplomarbeit und für die Beiträge zur MPEC-Software sowie für die „Software Umstellung auf USB“.
- Johannes Fink ebenfalls für die gute Zusammenarbeit während seiner Diplomarbeit und für sein Expertenwissen über CdTe und CdZnTe.
- Edgar Kraft für die Hilfen in Programmier- und Bildbearbeitungsfragen und: für die Mücke und die Hornisse.
- Manuel Koch für seine Hilfsbereitschaft in EDV- und Bildbearbeitungsfragen und für die schönen Photos.
- Dem gesamten „Technik-Team“: Walter Ockenfels, Wolfgang Dietsche, Ina Odenthal, Ögmundur Runolfsson und Walter Honerbach.
- Namentlich Prof. Markus Schumacher, aber auch allen anderen der „Analyse“, die gerne meine Fragen zur Teilchenphysik beantwortet haben.
- Dem gesamten Silab für die immer gute und angenehme Laboratmosphäre.
- Den Philips-Teams aus Aachen und Eindhoven für das Sparse-CMOS Projekt.
- Der katholischen Hochschulgemeinde Bonn, wo ich mich auch als Promotionsstudent immer „zu Hause“ fühlen konnte.
- Vor allem aber meinen Eltern und meinem Bruder, die mich in vielfältiger Weise unterstützt haben und mir so die Promotion ermöglicht haben.

*Meine Seele preist die Größe des Herrn.*

*Magnificat*