Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Christoph Mark Alfred Werner
aus Stuttgart

Februar 2000

Untersuchungen zur Betriebssicherheit und zum Langzeitverhalten von GEM-MSGC Detektoren bei ihrem Einsatz in einem Hochratenexperiment

Die Diplomarbeit wurde von Christoph Werner ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Franz Eisele

Abstract

Das physikalische Institut der Universität Heidelberg ist an der Entwicklung und Herstellung von GEM-MSGCs für das innere Spurkammersystem des Hera-B-Experiments am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg beteiligt. Vor ihrem Einsatz sollten diese Detektoren noch einmal auf ihr Langzeitverhalten unter intensiver Hadronbestrahlung getestet werden. Nachdem man zur Vermeidung von Gasalterung von Ar-DME 50:50 als Zählgas auf Ar-CO_2 70:30 umgestiegen war, standen vor allem Alterungsphänomene und die Betriebssicherheit mit dem neuen Zählgas im Mittelpunkt des Interesses.
In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß die Detektoren bei günstiger Wahl der Betriebsspannungen auch bei intensiver Bestrahlung mit Hadronen ohne zerstörerische Überschläge zwischen den Elektroden betrieben werden können. Eine rasche Gasalterung im Hadronstrahl konnte ausgeschlossen werden.
Erstmals wurde das Phänomen der Diamantalterung genauer untersucht und seine Auswirkungen auf den Betrieb der Detektoren bei Hera-B studiert. Dabei zeigte sich, daß die Nachweiseffizienz der GEM-MSGCs selbst nach einer akkumulierten Ladung, die einem 6-jährigen Betrieb bei Hera-B entspricht, trotz massiver Änderungen der physikalischen Eigenschaften der auf das MSGC-Substrat aufgebrachten Diamantschicht nicht abgenommen hat.
Weiter wurde die Ausleseelektronik von CMS mit derjenigen von Hera-B verglichen. Untersuchungen des Rauschens zeigten keine nennenswerten Unterschiede.

Studies on detectorprototypes for the inner-tracking-system of the Hera-B experiment

The Physikalisches Institut of the univerisity of Heidelberg participates in the development and the construction of GEM-MSGCs for the inner tracker system of the Hera-B experiment at DESY (Deutsches Elektonen Synchrotron/Hamburg). Before starting operation, the long term characteristics in intense hadron beams had to be tested once again. Since the counting gas was changed from Ar-DME 50:50 to Ar-CO_2 70:30 to avoid gas ageing, the focus was put onto long term aging phenomena and operational safety with the new gas mixture.
In this work it is shown, that the detectors can be operated without destructive discharges even under intense irradiation of hadrons if the voltage settings are chosen appropriately. Rapid gas aging in hadron beams could be ruled out.
For the first time, the phenomenon of diamond aging was studied in detail and its consequences for the operation of the detectors at Hera-B have been investigated. No decrease in detector efficiency was observed even after an accumulated charge equivilant to six years of operation at Hera-B, though the physical properties of the diamond coating changed drastically.
Furthermore differences of the readout electronics of Hera-B and CMS were studied. No noticable difference in the noise behaviour was observed.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

Bis 1957 glaubte man, daß jeder physikalische Prozeß – im Spiegel betrachtet – genauso aussieht wie der ungespiegelte Prozeß. In der Sprache der theoretischen Physiker ausgedrückt bedeutet dies, daß die Punktspiegelung am Ursprung, die Paritätsoperation $\mathcal{P}$, eine Symmetrieoperation ist, d. h. daß das gespiegelte Bezugssystem den gleichen Bewegungsgleichungen folgt wie das ungespiegelte. Dies wurde 1957 von C. S. Wu et al [1] widerlegt, die zeigten, daß die Parität von der schwachen Wechselwirkung verletzt wird. Man nahm daraufhin an, daß wenigstens die kombinierte Operation $\mathcal{CP}$, d. h. die Hintereinanderausführung von Parität und Ladungskonjugation $\mathcal{C}$, die Teilchen und Antiteilchen vertauscht, eine Symmetrieoperation darstellt. Doch 1964 zeigten V. L. Fitch und J. W. Cronin [2], daß die $\mathcal{CP}$-Symmetrie im System der neutralen K-Mesonen verletzt ist.

1.1 $\mathcal{CP}$-Verletzung

Zum Nachweis der $\mathcal{CP}$-Verletzung wurde im Fitch-Cronin-Experiment ein Strahl aus neutralen K-Mesonen benutzt. Ihre Eigenzustände bezüglich der starken Wechselwirkung, K^0 und $\overline{\mathrm{K}}^0$, können sich durch die schwache Wechselwirkung ineinander umwandeln. Zwei der Feynman-Diagramme, die auf Quark-Niveau zum Prozeß $\overline{\mathrm{K}}^0 \rightleftharpoons \mathrm{K}^0$ beitragen, die „Box-Diagramme", sind in Abbildung 1.1 gezeigt. Wäre $\mathcal{CP}$ eine Symmetrie der schwachen Wechselwirkung, so könnte man die Eigenzustände der neutralen K-Mesonen bezüglich der schwachen Wechselwirkung gleichzeitig als $\mathcal{CP}$-Eigenzustände wählen ($\mathcal{CP} \mid \mathrm{K}^0\rangle :=\mid \overline{\mathrm{K}}^0\rangle$):

$$\mid \mathrm{K}_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\mid \mathrm{K}^0\rangle + \mid \overline{\mathrm{K}}^0\rangle\right) \qquad \mathcal{CP} \mid \mathrm{K}_1^0\rangle = +1 \mid \mathrm{K}_1^0\rangle \tag{1.1}$$

$$\mid \mathrm{K}_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\mid \mathrm{K}^0\rangle - \mid \overline{\mathrm{K}}^0\rangle\right) \qquad \mathcal{CP} \mid \mathrm{K}_2^0\rangle = -1 \mid \mathrm{K}_2^0\rangle \tag{1.2}$$

$\mathcal{CP}$ wäre dann auch eine gute Quantenzahl, die beim Zerfall erhalten wäre. Betrachtet man die rein hadronischen Zerfallskänale, so kann der Eigenzustand mit $\mathcal{CP} = +1$ nur in zwei, der mit $\mathcal{CP} = -1$ nur in drei Pionen zerfallen, da beim Pion $\mathcal{CP} = -1$ ist. Daher sollte $\mid K_2^0\rangle$ eine längere Lebensdauer besitzen, weil $\mathrm{K}_2 \to \pi\pi\pi$ als Dreikörperzerfall einen

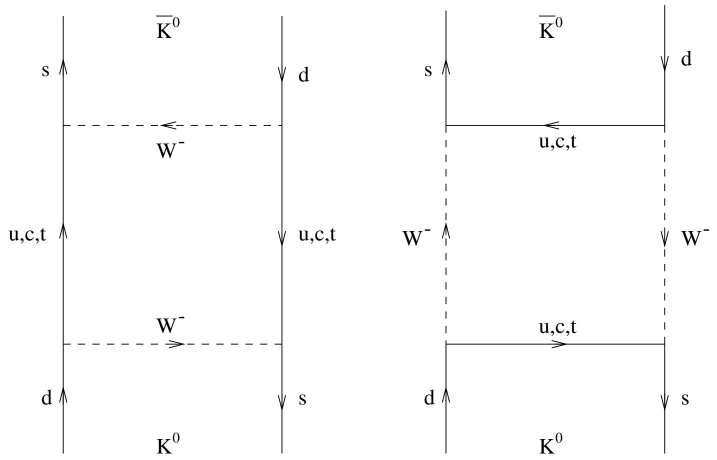

Abbildung 1.1: **Box-Diagramme**, die zu $\overline{K}^0 \leftrightarrow K^0$ beitragen.

kleineren Phasenraum hat als $K_1 \to \pi\pi$. Experimentell beobachtet man tatsächlich zwei verschiedene neutrale K-Mesonen mit stark unterschiedlichen Lebensdauern [3]:

1. K_L^0 mit einer Lebensdauer $\tau_L = 5.2 \cdot 10^{-8}$s.
2. K_S^0 mit $\tau_S = 0.89 \cdot 10^{-10}$s

Ihre Massen unterscheiden sich geringfügig: $\Delta m = m_L - m_S \approx 3.5\ \mu$eV.

Ein Teilchenstrahl, der anfangs zu gleichen Teilen aus K_L^0 und K_S^0 besteht, wird nach einer gewissen Laufzeit nur noch die langlebige Komponente K_L^0 enthalten, die, falls $\mathcal{CP}$ erhalten wäre, dem Zustand K_2^0 entspräche und daher nicht in 2 Pionen zerfallen könnte. Dennoch wurden von Christenson et al am Ende eines langen K^0-Strahls mehr Zerfälle in 2 Pionen gefunden, als man erwarten würde, wenn $\mathcal{CP}$ erhalten wäre. Sie fanden, daß K_L^0 mit einem Verzweigungsverhältnis von 3×10^{-3} auch in 2 Pionen zerfällt.

Auch im semi-leptonischen Zerfallskanal ($K_L^0 \to \pi^\pm l^\mp \nu$ wurde die $\mathcal{CP}$-Verletzung nachgewiesen: Der Zerfall in ein positiv geladenes Lepton ist etwas häufiger als der in ein negativ geladenes. Die Ladungsasymmetrie $\delta = \frac{\Gamma(K_L^0\to\pi^-l^+\nu_l)-\Gamma(K_L^0\to\pi^+l^-\overline{\nu}_l)}{\Gamma(K_L^0\to\pi^-l^+\nu_l)+\Gamma(K_L^0\to\pi^+l^-\overline{\nu}_l)}$ beträgt dabei 3.3×10^{-3} [4].

Die $\mathcal{CP}$-verletzenden Effekte im K^0-$\overline{K}^0$-System sind somit relativ klein. Es gibt zwei mögliche Ursachen der $\mathcal{CP}$-Verletzung:

1. **die direkte $\mathcal{CP}$-Verletzung:**
   Hierbei kann auch der Zustand K_2^0 in 2 Pionen zerfallen. Damit wäre die $\mathcal{CP}$-Verletzung eine Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung. Die direkte Verletzung der $\mathcal{CP}$-Symmetrie wird durch einen nichtverschwindenden Parameter ϵ' beschrieben.

2. **die indirekte $\mathcal{CP}$-Verletzung:**
   Hierbei sind K_S^0 bzw. K_L^0 nicht mit K_1^0 bzw. K_2^0 identisch, sondern es gilt mit einem

von Null verschiedenen Parameter ϵ:

$$| \mathrm{K}_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+ | \epsilon |^2}} \left(| \mathrm{K}_2^0\rangle + \epsilon \mid \mathrm{K}_1^0\rangle\right) \tag{1.3}$$

$$| \mathrm{K}_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+ | \epsilon |^2}} \left(| \mathrm{K}_1^0\rangle + \epsilon \mid \mathrm{K}_2^0\rangle\right) \tag{1.4}$$

Im Standardmodell wird die $\mathcal{CP}$-Verletzung durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix beschrieben. Diese verknüpft die Masseneigenzustände der d-, s- und b-Quarks mit denen der schwachen Wechselwirkung:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{d}' \\ \mathrm{s}' \\ \mathrm{b}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{d} \\ \mathrm{s} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

Sie ist unitär und besitzt 4 freie Parameter[1]: drei reelle Winkel und eine komplexe Phase. Eine viel genutzte Näherung ist die Wolfenstein-Parametrisierung [5],

$$V \approx \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}, \tag{1.6}$$

wobei $\lambda = \sin\theta_{Cabibbo} \approx 0.22$ und ρ, η sowie A reelle Parameter der Größenordung 1 sind. Nun tritt $\mathcal{CP}$-Verletzung genau dann auf, wenn die CKM-Matrix nicht durch geeignete Wahl der Quarkphasen reell gemacht werden kann. In der Wolfenstein-Parametrisierung ist dies mit einem nichtverschwindenden Wert von η äquivalent. Dies manifestiert sich in einer von Null verschiedenen Fläche des Unitaritätsdreiecks (siehe Abbildung 1.2). Man erhält es durch Anwenden der Unitaritätsbedingung auf die erste und dritte Spalte der CKM-Matrix:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \tag{1.7}$$

Betrachtet man dies als Gleichung in der komplexen Ebene, so kann man die drei Summanden als Seiten eines Dreiecks in dieser Ebene betrachten. Dies wird nun so orientiert und reskaliert, daß $V_{cd}V_{cb}^*$ auf der reellen Achse mit den Endpunkten 0 und 1 liegt. Ein teilweises Einsetzen von Gleichung 1.6 in Gleichung 1.7 ergibt:

$$0 = V_{ub}^*(1-\lambda^2/2) - \lambda V_{cb}^* + V_{td} \approx V_{ub}^* + V_{td} - \lambda V_{cb}^* \tag{1.8}$$

Die Länge der Seiten ist jetzt proportional zu $| V_{ub}^* |$ und $| V_{td} |$, die Koordinaten der Spitze sind $(\mathrm{Re}(V_{ub}^*)/ | \lambda V_{cb}^* |, \mathrm{Im}(V_{ub}^*)/ | \lambda V_{cb}^* |) = (\rho, \eta)$.

Das Standardmodell liefert für den Parameter ϵ im K-System $\epsilon_K \propto \eta\lambda^6$, was mit dem kleinen Wert von λ erklärt, warum die $\mathcal{CP}$-Verletzung im K-System so klein ist.

[1] Eine unitäre Matrix hat 9 Freiheitsgrade. Da man die Phasen der Quarkwellenfunktionen beliebig ändern kann, kann man 5 Freiheitsgrade abziehen (nicht 6, da eine gleichzeitige Änderung aller Phasen um den gleichen Wert die CKM-Matrix nicht beeinflußt).

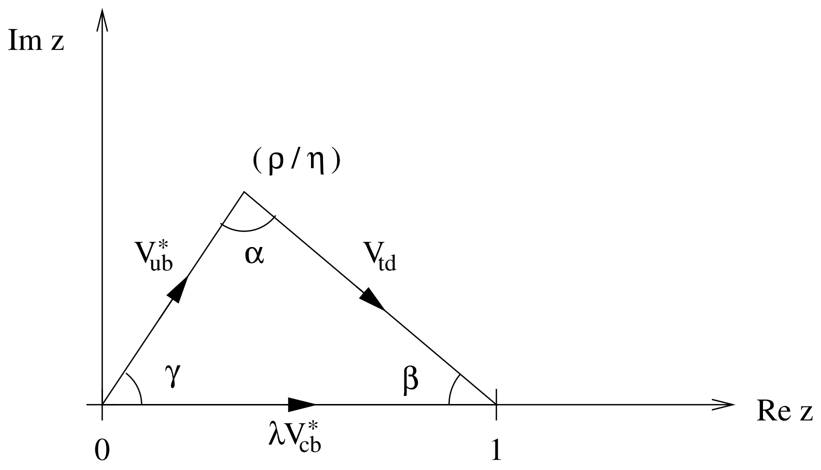

Abbildung 1.2: **Das Unitaritätsdreieck**

Eine $\mathcal{CP}$-Verletzung wird aber auch im System der neutralen D- und B-Mesonen erwartet. Auch dort können sich Teilchen und Antiteilchen (zumindest nach Voraussage des Standardmodells) ineinander umwandeln. Die $B^0 \rightleftharpoons \overline{B}^0$-Oszillationen wurden inzwischen nachgewiesen. Im B-System werden durch die $\mathcal{CP}$-Verletzung deutlich größere Effekte erwartet ($\epsilon_B \propto \lambda^2$) als bei den neutralen K-Mesonen. Man hofft daher, durch die Messungen der $\mathcal{CP}$-Verletzung in B-System, das Unitaritätsdreieck überzubestimmen, um so die Erklärung der $\mathcal{CP}$-Verletzung im Standardmodell zu testen. Dazu will man alle drei Winkel des Dreiecks messen und schauen, wie gut sie zum bisherigen Wissen passen, das aus Messungen von $\mid V_{ub} \mid$, ϵ_K und der Massendifferenz der Masseneigenzustände von B_d^0-$\overline{B}_d^0$ stammt.

1.2 Hera-B

Zwar soll nach den Vorhersagen des Standardmodells die $\mathcal{CP}$-Verletzung im B-System größer sein als im K-System, trotzdem aber ist die Messung nicht ganz einfach. Meßgröße ist – wie im Falle der K-Mesonen – eine Asymmetrie[2]:

$$A_f(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \to f) - \Gamma(\overline{B}^0(t) \to f)}{\Gamma(B^0(t) \to f) + \Gamma(\overline{B}^0(t) \to f)} \tag{1.9}$$

Dabei ist f ein $\mathcal{CP}$-Eigenzustand. Das Problem bei der Messung dieser Asymmetrien liegt in den kleinen Verzweigungsverhältnissen der zum Nachweis in Frage kommenden Zerfälle (siehe Tabelle 1.1). Um innerhalb weniger Jahre mehrere 1000 dieser Zerfälle zu messen, muß man daher mindestens 10^8 neutrale B-Mesonen pro Jahr erzeugen. In den derzeit

[2]Ein als B^0 entstandenes Teilchen bleibt dabei nicht notwendigerweise bis zu seinem Zerfall ein B^0, sondern kann sich durch die schwache Wechselwirkung in $\overline{B}^0$ umwandeln. Daher wird ein solches Teilchen mit $B^0(t)$ bezeichnet. Entscheidend für die Messung von $A_f(t)$ ist die Identität des ursprünglichen Teilchens.

Zerfall	Quarkprozess	Meßgröße	Verzweigungsverhältnis
$B_d^0 \to J/\psi + K_s^0$	$b \to c\overline{c}s$	$\sin 2\beta$	$5 \cdot 10^{-4}$
$B_d^0 \to \pi^+ + \pi^-$	$b \to u\overline{u}d$	$\sin 2\alpha$	$\approx 10^{-5}$
$B_s^0 \to \rho^0 + K_s^0$	$b \to d\overline{d}d$	$\sin 2\gamma$	$\approx 10^{-5}$

Tabelle 1.1: **Die „goldenen Zerfälle“**

existierenden oder im Aufbau befindlichen Experimenten zur Messung der $\mathcal{CP}$-Verletzung im B-System werden zwei verschiedene Wege zur Erzeugung möglichst vieler neutraler B-Mesonen verwendet:

- BarBar am SLAC und Belle bei KEK benutzen die Υ(4s)-Resonanz (E_{CM}=10.6 GeV) bei der Elektron-Positron-Paarvernichtung. Sie erzeugen etwa 10^7 bis 10^8 B_d^0-$\overline{B}_d^0$-Paare pro Jahr. B_s^0 entstehen dabei nicht.

- Bei Hera-B am DESY, CDF und D0 am Fermilab und LHC-b am CERN werden die B-Mesonen in Hadronkollisionen erzeugt. Da die starke Wechselwirkung Flavourquantenzahlen erhält, werden b-Quarks immer als Teilchen-Antiteilchen-Paar erzeugt. Man spricht deshalb auch von „assoziierter Produktion“ von B-Mesonen. Da bei Hera-B nur bei einer von 10^6 Wechselwirkungen ein solches $b\overline{b}$-Paar entsteht, und dieses auch nicht in jedem Fall detektiert wird, sind 10^{15} Kollisionen pro Jahr nötig, um innerhalb von wenigen Jahren signifikante Messungen der Winkel des Unitaritätsdreiecks zu erhalten.

1.2.1 Meßmethode

Bei Hera-B soll vor allem $\sin 2\beta$ mit einem absoluten Fehler kleiner als 0.05 gemessen werden. Abbildung 1.3 zeigt die Zerfallsteilchen und ihre mittleren Eigenschaften für den sogenannten „Goldenen Zerfallskanal“ $B_d^0 \to J/\psi + K_S^0$ zur Messung dieses Winkels. In einer Hadronkollision wird ein $b\overline{b}$-Paar erzeugt, welches in zwei B-Mesonen hadronisiert, die nicht unbedingt ungeladen sein müssen. Im hier gezeigten Beispiel entstehen ein B_0 und ein B^-. Damit ein Ereignis, bei dem 2 B-Mesonen entstehen, für die Messung von $\sin 2\beta$ verwendet werden kann, muß eines der B-Mesonen, das „Signal-B“ ungeladen sein und in K_S^0 und J/ψ zerfallen. Wenn dann das J/ψ in $\mu^+\mu^-$ oder e^+e^- und das K_S^0 in $\pi^+\pi^-$ zerfallen, so wird dies vom Detektor nachgewiesen. Zur Berechnung der Asymmetrie ist es aber auch nötig zu wissen, ob das in K_S^0 und J/ψ zerfallene Teilchen ein B^0 oder ein $\overline{B}^0$ war. Um dies herauszufinden, wird das zweite B-Meson, das „Tagging-B“, benutzt: In Abbildung 1.3 ist das zweite ein geladenes B-Meson, das semileptonisch zerfällt($\overline{b} \to \overline{c}l^+\nu_l$ bzw. $b \to cl^-\overline{\nu}_l$). Aus der Ladung des Zerfallsleptons lässt sich darauf zurückschließen, ob das assoziierte B-Meson ein b- oder ein $\overline{b}$-Quark enthielt. Im ersten, neutralen B-Meson muß dann bei seiner Erzeugung das entsprechende Antiteilchen vorhanden gewesen sein. Somit ist das in Abbildung 1.3 dargestellte Ereignis ein ideales Ereignis, da geladene B-Mesonen aufgrund der Ladungserhaltung ihre Bottomness nicht ändern und der semileptonische Kanal gut zu identifizieren ist.

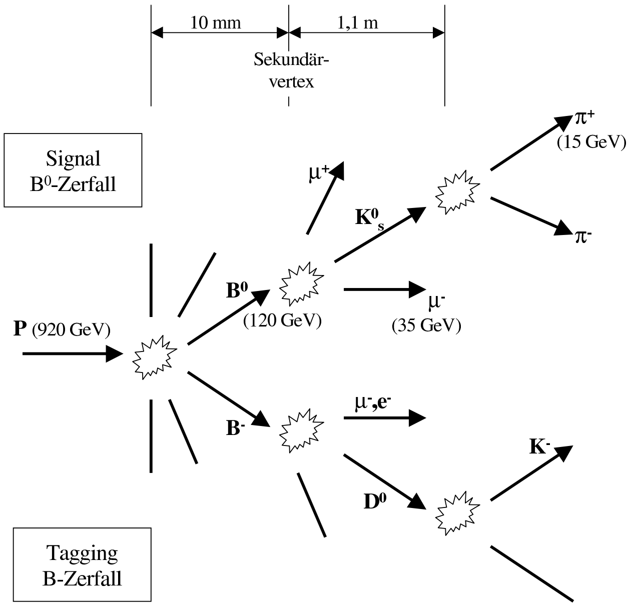

Abbildung 1.3: **Zerfallsschema für den „goldenen Kanal" zur Messung von** $\sin 2\beta$: Hier sind die Ausgangsteilchen (in diesem Beispiel ein B^0 und ein B^-) und deren Zerfallsprodukte abgebildet. Für das neutrale Meson sind auch die mittleren Impulse und Wegstrecken bis zum Zerfall angegeben.

Um die Statistik zu erhöhen, beschränkt man sich nicht auf diese Ereignisse, sondern man versucht, andere Zerfälle der geladenen B-Mesonen zu identifizieren (in geladene Kaonen). Außerdem werden Ereignisse verwendet, in denen zwei neutrale B-Mesonen entstehen. Allerdings verlangt man dabei, daß eines von ihnen möglichst bald nach seiner Erzeugung zerfällt. Dieses wird als -„Tagging-B" genommen, um zu entscheiden, ob das länger lebende B-Meson ein B^0 oder ein $\overline{\mathrm{B}}^0$ war. Wählt man die maximale Zeit, nach der das „Taging-B" zerfallen sein muß, damit das Ereignis selektiert wird, klein genug, so ist die Wahrscheinlichkeit klein, daß dieses vor seinem Zerfall in sein Antiteilchen oszilliert.

Hera-B wird pro Betriebsjahr in etwa 4×10^{14} hadronische Wechselwirkungen 6×10^8 B-Meson-Paare erzeugten. Von diesen werden aufgrund der oben angedeuteten Einschränkungen nur ungefähr 2500 zur Analyse von $\sin 2\beta$ selektiert.

1.2.2 Anforderungen

Die eigentliche Herausforderung beim Bau des Hera-B-Detektors sind die sehr hohen zu erwartenden Teilchenflüsse. Erwartet werden bis zu 300 kHz/mm^2 im Bereich des Vertex-Detektors. Weiterhin muß der Detektor in der Lage sein, die zahlreichen Teilchenspuren aufzulösen. Immerhin gibt es davon etwa 200 pro Ereignis. Zur Messung von $\sin 2\beta$ ist eine zuverlässige und effiziente Identifizierung von Elektronen, Myonen, Pionen und Kaonen

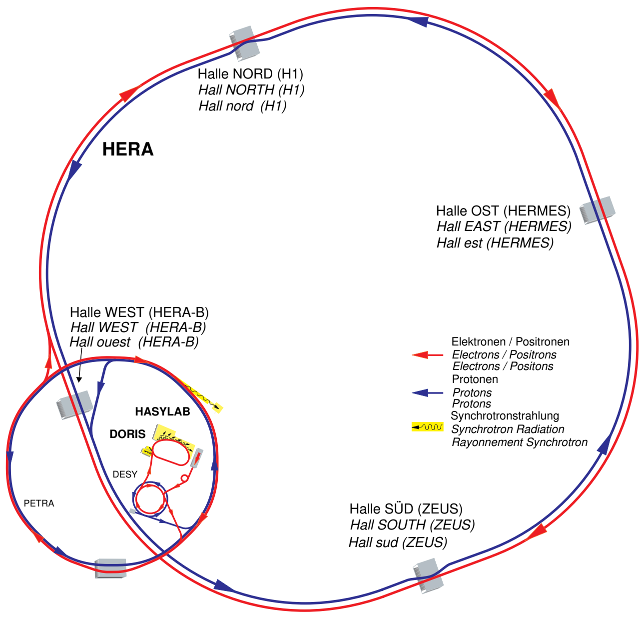

Abbildung 1.4: **Der Hera-Ring in Hamburg**

erforderlich. So sollte beispielsweise die Identifizierung eines Kaons aus dem Zerfall des „Tagging-B“ inmitten ca. 100 weiterer Mesonen möglich sein.

1.2.3 Aufbau des Experiments

Hera-B ist eins von 4 Experimenten am Hera[3]-Ring des DESY[4] in Hamburg. Hera ist ein Speicherring, in dem Elektronen oder Positronen mit einer Energie von 27 GeV und Protonen mit 920 GeV Energie in entgegengesetzter Richtung umlaufen. Einen Überblick vermittelt Abbildung 1.4. Die Experimente H1 und Zeus erforschen die Protonstruktur in tief-inelastischen Elektron- oder Positron-Proton-Streuprozessen, während bei Hermes die Spinstruktur des Nukleons vermessen wird, indem man Elektronen auf ein polarisiertes Wasserstofftarget schießt.

Hera-B ist ein „fixed target“-Experiment mit einer Schwerpunktsenergie von etwa 40 GeV. Als Target dienen 8 Drähte, die in den Randbereich des Strahls (Beam-Halo) gefahren werden. Mit ihnen sollen durchschnittlich 4 Wechselwirkungen beim Vorbeiflug eines Protonpaketes stattfinden. Damit werden bei einer jährlichen Betriebsdauer von 10^7 s und 10 Millionen Protonpakete pro Sekunde die erforderlichen 4×10^{14} hadronischen Reaktionen pro Sekunde erreicht. Dadurch, daß Hera-B nur die Protonen des Halos verwendet, wird die Beeinflussung der anderen Experimente auf ein Minumum reduziert. Die Wechselwirkungsrate kann durch die Variation der Abstände der Targetdrähte vom Protonstrahl verändert werden.

[3]Hadron Elektron Ring Anlage
[4]Deutsches ElektronenSYnchrotron

Der Aufbau des Detektors ist in Abbildung 1.5 zu sehen. Es handelt sich dabei um ein

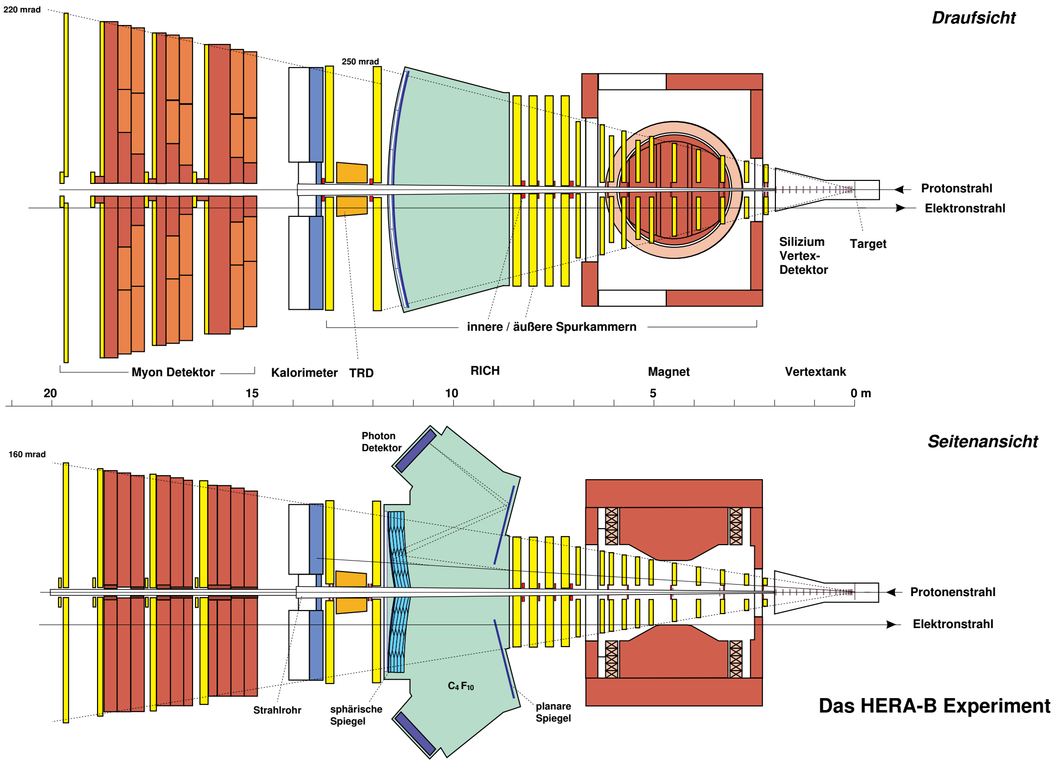

Abbildung 1.5: **Schematischer Aufbau des Hera-B-Detektors:**

Vorwärtsspektrometer mit Abmessungen von ungefähr (L×B×H) 20 m × 8 m × 9 m. Es besteht aus folgenden Subdetektoren:

- **Vertex-Detektor:**
  Im Vertex Detektor System kommen Siliziumstreifenzähler zum Einsatz. Damit soll der vom Zerfall der B-Mesonen herkommende Sekundärvertex bestimmt werden.

- **Magnet:**
  Um den Impuls der geladenen Teilchen zu bestimmen, wird die Krümmung ihrer Spuren in einem Magnetfeld gemessen.

- **inneres Spurkammersystem:**
  Das innere Spurkammersystem mißt die Teilchenspuren bis zu einem Abstand von etwa 30 cm vom Strahlrohr, wo die Teilchenflüsse von bis zu 25 kHz/mm^2 zu erwarten sind. Hier werden GEM-MSGCs eingesetzt.

- **äußeres Spurkammersystem:**
  Das äußere Spurkammersystem mißt die Spuren in größerem Abstand zum Strahlrohr. Hierfür werden Wabendriftkammern eingesetzt, da dort geringere Teilchenflüsse

zu erwarten sind als beim inneren Spurkammersystem oder beim Vertex-Detektor (max. ≈ 1 kHz/mm^2).

- **high Pt:**
  Dieser Subdetektor soll B-Zerfälle in 2 geladene Pionen identifizieren. Dies dient vor allem zur Messung von $\sin 2\alpha$. Nahe des Strahlrohrs besteht er aus Gas-Pixel-Kammern, weiter außen aus Straw-Tube-Kammern.

- **Ring-abbildender Čerenkov-Detektor:**
  Hier erfolgt die Trennung von Kaonen und Pionen, d. h. dieser Detektor kann Kaonen und Pionen unterscheiden. Mit dem Impuls eines Teilchens (aus seiner Spur im Magnetfeld) und seiner Geschwindigkeit (durch Messung des halben Öffnungswinkels θ des Lichtkegels erhält man $v/c = \beta = (n \cos\theta)^{-1}$, wobei n die Brechzahl des Radiator-Mediums ist) kann man seine Masse berechnen. Hier sollen vor allem die Kaonen aus dem Zerfall des „Tagging-B“ identifiziert werden.

- **Übergangsstrahlungsdetektor:**
  Er trennt Hadronen und Elektronen: Die Energie der Übergangsstrahlungsphotonen steigt mit $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$.

- **elektromagnetisches Kalorimeter:** Das Sampling-Kalorimeter aus verschiedenen Absorbermaterialien und szintillierenden Fasern dient zur Identifizierung von Elektronen, Positronen und Pionen.

- **Myon-Detektor:**
  Das Myon-System ist durch Blei- und Stahlbeton-Absorber vom übrigen Detektor getrennt. Dadurch werden nahezu alle Hadronen vor dem Myon-Detektor absorbiert; einzig die Myonen gelangen zu diesem Detektor und werden dort nachgewiesen.

1.3 Das innere Spurkammersystem

Das innere Spurkammersystem wird gemeinsam von den Universitäten Heidelberg, Siegen und Zürich entwickelt und gebaut. Er muß einen Teilchenfluß von 10^4Hz/mm^2 über eine Laufzeit von mindestens 4 Jahren überstehen. Pro Ereignis gibt es etwa 200 geladene Spuren im Detektor. Davon verlaufen 45% in dem Bereich des Detektors, der vom inneren Spurkammersystem abgedeckt wird. Diese sollen mit einer Auflösung von 3 mm in Richtung des Strahlrohres, von 1 mm in senkrechter und 100 μm in waagrechter Richtung (die letzteren jeweils orthogonal zur Strahlachse) vermessen werden. Daß die Auflösung in der Waagrechten so fein sein muß, liegt daran, daß sich die Bahnen der geladenen Teilchen durch das Magnetfeld in einer horizontal gelegenen Ebene krümmen. Da diese Krümmung zur Impulsbestimmung genau gemessen werden muß, wird eine sehr gute Ortsauflösung senkrecht zur Teichenbahn in der Krümmungsebene benötigt. Dabei soll die Occupancy[5] der inneren Spurkammersystems unter 5% liegen. Es wird aus 25×25 cm^2

[5] Das ist der mittlere Anteil der Auslesekanäle, die einen Teilchendurchgang durch den Detektor anzeigen, pro Ereignis.

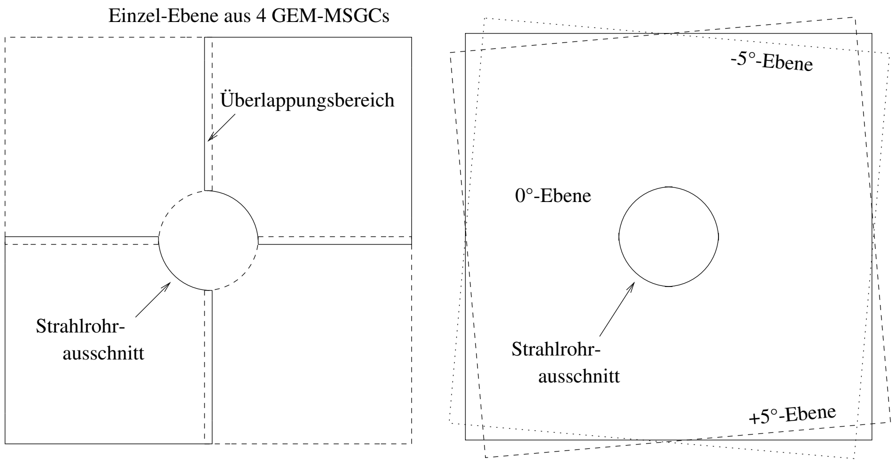

Abbildung 1.6: **Der Aufbau der Stationen des inneren Spurkammersystems:** Jeweils vier sich an den Rändern überlappende Kammern bilden eine Einzellage (links). Um auch eine (geringe) Ortsauflösung in waagrechter Richtung zu erhalten, werden die Einzellagen in drei verschiedenen Orientierungen eingebaut: so, daß die Anoden-/Kathodenstreifen vertikal ausgerichtet sind und um 5° nach rechts und links verdreht.

großen GEM-MSGCs (siehe Kapitel 2) aufgebaut. Vier von diesen bilden eine Einzellage (siehe Abbildung 1.6(rechts)). Damit läßt sich zunächst nur eine Koordinate (horizontal) feststellen. Um auch die vertikale Koordinate messen zu können, werden zwei weitere Einzellagen, die um $+5^\circ$ bzw. um -5° gegen die erste verdreht sind, eingebaut (Abbildung 1.6(rechts)). Damit wird eine Ortsauflösung von 80 μm in der Waagrechten und von 800 μm in der Senkrechten erreicht. Insgesamt werden für den Bau des inneren Spurkammersystems 184 GEM-MSGCs verwendet. Eine Kammer hat 768 Auslesekanäle[6]. Pro Ereignis werden dabei 40-50 nachzuweisende Teilchen pro Kammer erwartet.

Ausgelesen werden die Kammern mit Hilfe des im ASIC-Labor Heidelberg entwickelten Helix-Chips [6].

[6]Auslese der einzelnen Streifen: Auf jedem der 768 Anodenstreifen (siehe Kapitel 2.1) wird nach Signalen von Teilchen gesucht.

Kapitel 2

Die Entwicklung von GEM-MSGCs für Hera-B

Als ich als Diplomand zur Hera-B-Gruppe am physikalischen Institut der Universität Heidelberg stieß, war der Detektor für die innere Spurkammer bei Hera-B schon nahezu fertig entwickelt. Man hatte schon mit der Serienfertigung begonnen; sie aber wieder gestoppt, nachdem es zu massiven Problemen mit Gasalterung unter intensiver Teilchenbestrahlung gekommen war. Die ersten Messungen, bei denen ich mitarbeitete, dienten daher der systematischen Erforschung der Ursachen davon. Doch bevor ich auf die Lösung dieses Problems komme, will ich kurz zusammenfassen, was man bis dahin in Heidelberg über (GEM-) MSGCs gelernt hatte.

2.1 Funktionsweise einer MSGC

Die Mikrostreifen-Gaskammer (MSGC, micro strip gaseous chamber) wurde 1988 von A. Oed entwickelt [9], der sie zur Detektion von Neutronen verwendete.

Die MSGC gehört zu den Gasionisationsdetektoren, in denen geladene Teilchen beim Durchflug Elektronen und Ionen erzeugen, die dann verstärkt und nachgewiesen werden. Abbildung 2.1 zeigt einen Schnitt durch eine MSGC. Eine MSGC besteht aus drei Teilen:

1. dem **Wafer:**
   Auf einen Glasträger (Substrat) wird mit dem lithographischen *lift-off*[1]-Verfahren eine 500 nm dicke Elektrodenstruktur aus zueinander parallelen Anoden- und Kathodenstreifen aufgebracht. Das Elektrodenmaterial ist Gold. Dabei wechseln sich die sehr schmalen Anoden (10 μm) mit den relativ breiten Kathoden (170 μm) ab. Das Substrat zusammen mit der Elektrodenstruktur wird im Folgenden „Wafer" genannt werden.

2. dem **Rahmen:**
   Er wird auf dem Wafer befestigt und legt die Höhe des Gasraumes fest. Durch zwei

[1] Die Metallstruktur wird unter Zuhilfenahme einer Maske aufgedampft.

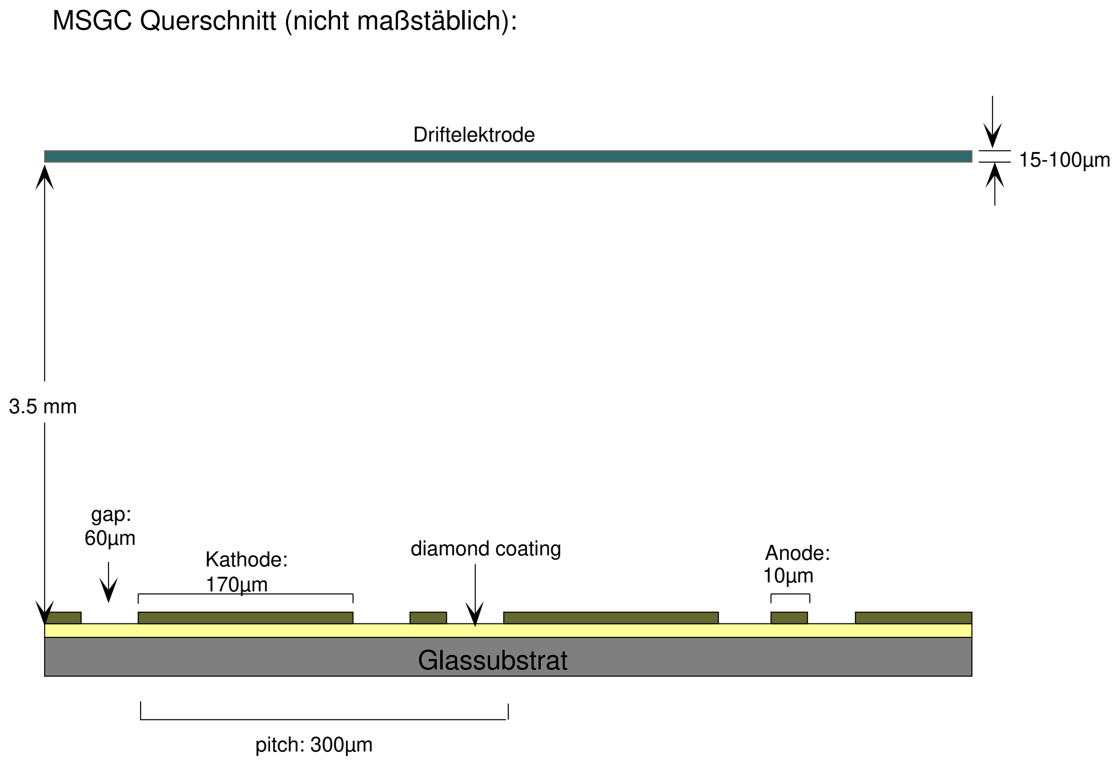

Abbildung 2.1: **Querschnitt durch eine MSGC** [7]

durch den Rahmen gesteckte Gaskapillaren wird das Zählgas in die Kammer hinein und wieder aus ihr hinaus transportiert.

3. dem **Driftdeckel:**
   Er schließt das Gasvolumen nach oben hin ab und dient gleichzeitig als Driftelektrode. Dazu wird er auf der zum Wafer hin gerichteten Seite mit Leitermaterial beschichtet.

Durch Anlegen einer negativen Spannung an die Driftelektrode wird zwischen dieser und den Anoden ein elektrisches Feld von etwa 10kV/cm, das sogenannte Driftfeld, erzeugt. Zusätzlich wird zwischen Anoden und Kathoden eine elektrische Spannung angelegt. Da die Kathoden sowie die Driftelektrode ein relativ zu den Anoden negatives Potential haben, werden die Feldlinien zwischen dem Driftdeckel und dem Wafer vor allem auf den Anoden enden (s. Abbildung. 2.2). Die Feldlinien zwischen Driftdeckel und Wafer werden also durch das Potential an den Kathoden zu den Anoden hin komprimiert, was – verstärkt durch die geringe Breite der Anoden (bei den Hera-B-Kammern 10 μm im Gegensatz zu 170 μm bei den Kathoden) – zu sehr hohen Feldstärken in der unmittelbaren Nähe der Anoden führt.

Durchquert nun ein geladenes Teilchen mit hinreichend großer Energie den Gasraum,

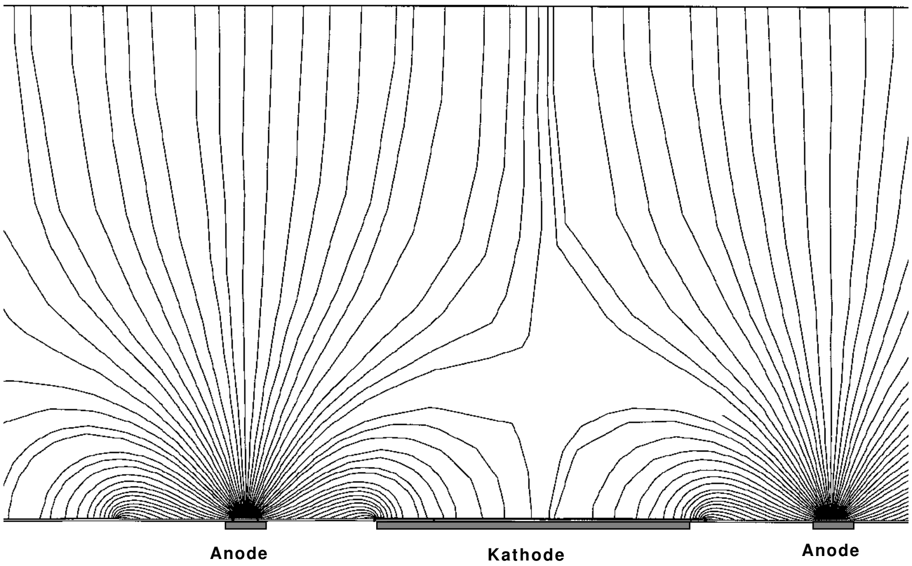

Abbildung 2.2: **Feldlinienverlauf in einer MSGC** [7]

so wird es durch Ionisation und Anregung von Gasatomen einen Teil dieser Energie verlieren. Dieser Energieverlust wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Auch Photonen können von den Gasatomen oder -molekülen absorbiert werden. Es bilden sich also Elektronen und Ionen (Primärionisation). Die Elektronen, deren Zahl vom Gas sowie von der Energie und der Art des Teilchens abhängt, werden vom Driftfeld zu den Anoden hin beschleunigt, während die positiven Ionen zur Driftelektrode wandern. Werden die Elektronen auf eine Energie beschleunigt, die über der Ionisationsenergie der Gasteilchen liegen, so können sie ihrerseits wieder ein Elektron-Ionen-Paar erzeugen. Wiederholt sich dieser Prozeß mehrmals, so entsteht eine Ladungslawine. Die Primärionisation wird dadurch verstärkt. Der größte Teil der dabei neu entstehenden Sekundärionisation bildet sich wegen der dort herrschenden hohen Feldstärken in einem Bereich bis etwa 10-20 μm über den Anoden. Die beim Lawinenprozeß gebildeten Ionen wandern zu etwa gleichen Teilen[2] zur Driftelektrode und zu den Kathoden. Die Elektronen driften zu den Anoden, wo sie auf elektronischem Wege weiter verstärkt werden.

Für die Auslese im Labor wurde dafür der in der institutseigenen Elektronikwerkstatt entwickelte Vorverstärker VV-50 verwendet, dessen Ausgangssignal dann – je nach Anwendung – auf einem Oszilloskop betrachtet oder auf einen ADC[3] gegeben werden kann, um es mit einem Computer weiter zu analysieren. Im Hera-B Experiment wird das an den Anoden entstehende Signal von einem Auslesechip, dem im ASIC-Labor Heidelberg entwickelten Helix, weiterverarbeitet.

Als Zählgas wurde damals noch eine Mischung aus gleichen Volumenanteilen von Ar-

[2] Das hängt natürlich von den angelegten Spannungen ab. Bei den in dieser Arbeit aufgeführten Messungen war das aber der Fall.

[3] Analog to Digital Converter, Analog-Digital-Wandler

gon und DME[4] verwendet. Argon ist ein Edelgas und somit nicht elektronegativ. Damit erlaubt es Elektronen- und Ionendrift. Insbesondere gehen keine Elektronen durch Bildung negativer Ionen verloren. DME wird als Quencher zugesetzt. Quenchergase bestehen aus größeren Molekülen mit vielen Anregungszuständen (Schwingung, Rotation). Sie sollen verhindern, daß beim Lawinenprozeß entstandene Photonen im UV-Bereich an einer anderen Stelle Gasatome ionisieren und dort möglicherweise eine neue Lawine auslösen, indem sie diese Photonen möglichst bald nach ihrer Emission absorbieren. Allerdings besteht beim Einsatz organischer Quencher die Gefahr, daß die Bindungen der Gasmoleküle beim Gasverstärkungsprozeß aufbrechen, die dabei entstehenden Radikale polymerisieren und schließlich auf den Oberflächen Beläge bilden. Diese wirken isolierend und ändern die Feldkonfiguration so ab, daß keine Gasverstärkung mehr stattfindet. Dieses Phänomen nennt man Gasalterung.

2.2 Verstärkung einer MSGC

Da die Feldstärken bei der MSGC noch im Proportionalbereich liegen, erwartet man, daß die Zahl der in der Ladungslawine entstandenen Elektronen der Primärionisation und somit dem Energieverlust des Teilchens proportional ist. Man kann daher eine Gasverstärkung definieren, indem man die Gesamtzahl der Elektronen durch die Zahl der durch Primärionisation entstandenen Elektronen teilt. Doch in der Praxis ist das nicht ganz so einfach:

Da zwei aufeinanderfolgende Protonpakete bei Hera-B zeitlich nur 96ns auseinanderliegen, muß das Vorverstärkersignal nach etwa 100ns wieder auf Null abgesunken sein, damit sich von verschiedenen, aufeinanderfolgenden Protonpaketen stammende Ereignisse nicht in der Auslesekette überlagern. Da die Integrationszeit des Vorverstärkers dadurch beschränkt wird, kann nicht die gesamte entstehende Ladung zum Ausgangssignal beitragen. Daher arbeitet man mit zwei verschiedenen Definitionen von Verstärkung (gain):

1. dem **total gain:**
   Hier geht man von der gesamten von einem Teilchen im Detektor erzeugten Ladung aus. Wenn man die am Ausgang des Detektors ankommende Ladung mit Q, die Anzahl der durch Primärionisation entstehenden Elektronen mit N_0 und die Ladung des Elektrons mit e bezeichnet, so gilt für den total gain A_{tot}:
   $$A_{\text{tot}} = \frac{Q}{N_0 e} \tag{2.1}$$
   (Dies entspricht der oben gegebenen Definition.)

2. dem **visible gain:**
   Hier wird die endliche Integrationszeit des Vorverstärkers berücksichtigt. Mit den Bezeichnungen von oben gilt:
   $$A_{\text{vis}} = \frac{Q'}{N_0 e} = \frac{\epsilon Q}{N_0 e} \tag{2.2}$$

[4]Dimethylether, $H_3C\text{–}\overline{\underline{O}}\text{–}CH_3$

Dabei steht A_{vis} für den visible gain und ϵ für den Anteil der Ladung Q, die zum Vorverstärkersignal beiträgt.

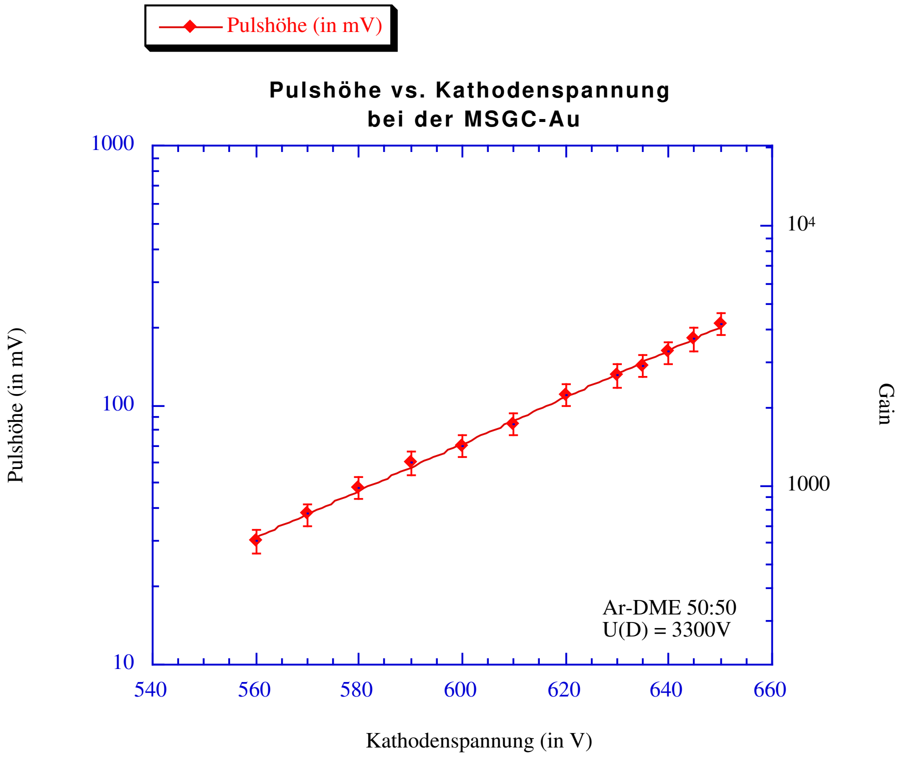

Abbildung 2.3: **MSGC-gain** und Pulshöhe logarithmisch in Abhängigkeit von der Kathodenspannung [7]. Es ist der visible gain aufgetragen. Die Verstärkung wurde mit einer ^{55}Fe-Quelle ermittelt. (Ar-DME 50:50)

Somit bestimmt der *visible gain* die am Vorverstärkerausgang gemessene Pulshöhe und der *total gain* die Ströme in der Kammer. Die typische Verstärkung der MSGC-Prototypen mit Ar-DME 50:50 als Zählgas ist in Abbildung 2.3 gezeigt, wo die Pulshöhe einer ^{55}Fe-Quelle und der visible gain logarithmisch gegen die Kathodenspannung aufgetragen sind. Man erkennt gut die exponentielle Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Kathodenspannung. Auch die Driftspannung beeinflußt die Gasverstärkung; hier ist die Abhängigkeit aber nur linear [7].

2.3 Das diamond-like Coating

Um einen stabilen Betrieb der MSGC auch bei hohen Teilchenflüssen zu gewährleisten, ist es nötig, das Glassubstrat elektrisch leitend zu machen. Da nämlich ein kleiner Teil der elektrischen Feldlinien nicht auf der Anode, sondern auf dem Glasträger endet, wird dieser sich mit der Zeit aufladen und die Feldkonfiguration verändern.

Um eine ausreichende Leitfähigkeit des Substrats zu erreichen, kann man entweder

- das Substrat selbst leitfähig machen oder
- eine dünne leitfähige Schicht („Coating“) auf das Substrat aufbringen.

Beide Möglichkeiten wurden untersucht:

- **leitfähiges Substrat:** Hierfür wurde das durch seinen hohen Anteil von Alkali-Ionen ionisch leitende D263 Glas der Firma DESAG verwendet. Es zeigte sich, daß die Gasverstärkung unter starker Röntgenbestrahlung nach kurzer Zeit stark sinkt [8].
- **gecoatete MSGC:** Auf eine AF45-Glasplatte der Firma DESAG wurde von der Firma Surmet[5] eine 80 nm dünne Schicht aus kristallinem Kohlenstoff [6] („Diamantschicht“, „diamond-like coating“) aufgebracht. Dazu wurde ein Plasma-CVD[7]-Verfahren verwendet. Der resultierende Flächenwiderstand liegt bei $8 \cdot 10^{14}\ \Omega/\Box$. Mit der gecoateten MSGC ist ein stabiler Betrieb auch bei hohen Teilchenflüssen möglich. Das Surmet-Coating wurde nur für die kleinen, 10×10 cm großen Wafer verwendet. Leider erwies sich die Qualität und Reproduzierbarkeit dieser Schichten für eine Produktion in größerer Serie als unzureichend. Deshalb wurde das Coating für die endgültigen Wafer vom Fraunhoferinstitut für Schicht- und Oberflächentechnik in Braunschweig hergestellt. Das Fraunhofer-Coating hat zwar die gleiche chemische Zusammensetzung wie das Surmet-Coating, besitzt aber eine andere kristalline Struktur. Insbesondere beträgt sein Flächenwiderstand nur $2 \cdot 10^{14}\ \Omega/\Box$. Darüberhinaus zeigt es das Phänomen der Diamantalterung („diamond aging“), dessen Untersuchung einen wesentlichen Teil dieser Arbeit darstellt. Dies ist in Kapitel 4 beschrieben.

2.4 Probleme mit MSGCs

Nach intensiven Tests der MSGC-Prototypen im Labor wurde im April 1996 am Paul-Scherrer-Institut (PSI) in Villigen (Schweiz) erstmals das Verhalten der Detektoren in einem Hadronstrahl untersucht. Die MSGCs wurden mit Pionen bei einem Teilchenfluß von $3 \cdot 10^3\ \mathrm{mm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ bestrahlt. Der Impuls der Pionen betrug dabei 150 MeV/c. Die Belastung war somit wesentlich kleiner als bei Hera-B, wo Teichenflüsse bis zu 10 kHz/mm^2 erwartet werden. Trotzdem gab es schon nach wenigen Stunden Bestrahlung einige Anoden, die kein Signal mehr lieferten. Zudem zeigte der Kathodenstrom zahlreiche Stromspitzen (siehe Abbildung 2.4). Nach Beendigung des PSI-Tests wurden die Kammern im Labor unter einem Mikroskop untersucht. Den Anblick, der sich dabei bot, zeigt Abbildung 2.5. Die Elektrodenstruktur war angefressen, an manchen Stellen gab es sogar Unterbrechungen der Anoden. Somit war klar, warum einige Anoden keine Signale mehr zeigten. Bei der

[5] SURMET Corporation, 33 B Street, Burlington, MA 01803, USA
[6] genauer: 68 at% Kohlenstoff, 18 at% Silicium und 14 at% Stickstoff
[7] Chemical Vapor Deposition

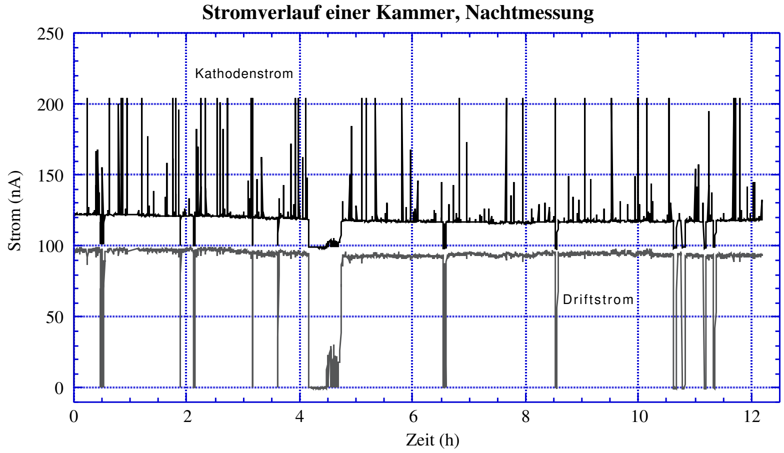

Abbildung 2.4: **Kammerströme:** Der Kathodenstrom zeigt viele Stromspitzen (Spikes). [10]

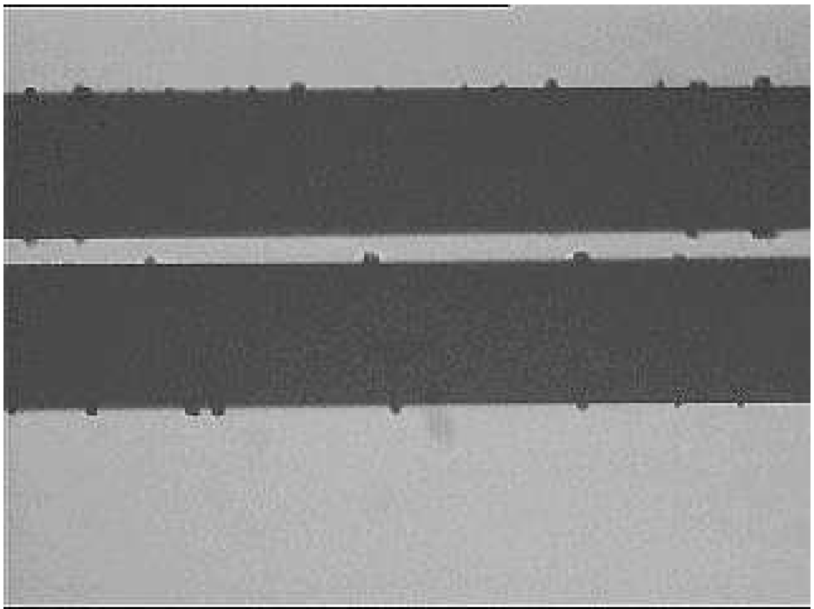

Abbildung 2.5: **Sparkschäden** auf Anoden und Kathoden einer MSGC. [7]

Forschung nach den Ursachen dieser Schäden stellte sich heraus[7][10], daß diese durch Entladungen zwischen Anoden und Kathoden entstehen. Der entscheidende Parameter für die Entstehung von solchen „Kathoden-Anoden-Sparks“ (auch Kathodensparks oder einfach nur Sparks) war dabei die Feldstärke zwischen Anoden und Kathoden [14]. Diese ließ sich zwar durch die Wahl einer niedrigeren Kathodenspannung reduzieren, aber dabei mußte man gleichzeitig auch eine kleinere Gasverstärkung in Kauf nehmen. Der bei diesen Entladungen fließende, hohe Strom verursachte die in Abbildung 2.5 gezeigten Stromspitzen. Im Labor war das Phänomen bei der Bestrahlung der Kammern mit Röntgenstrahlen und einer ^{55}Fe-Quelle nie aufgetreten; daß man dies erst beim Test im Hadronstrahl bemerkte, lag daran, daß in Hadronstrahlen durch die Wechselwirkung der Hadronen mit dem Kammermaterial stark ionisierende Teilchen entstehen, die dann in den hohen Feldern zwischen Kathoden und Anoden Gasentladungen auslösen. Um die Sparks auch im Labor untersuchen zu können, wurde das Zählgas mit einem α-Strahler (^{220}Rn) angereichert [7]. Leider erwies es sich als prinzipiell unmöglich, durch eine geeignete Wahl der Gasmischung und der Kathodenspannung die Sparks zu verhindern, ohne die Pulshöhe unter das für den Betrieb bei Hera-B erforderliche Minimum zu reduzieren [7]. Verschiedene andere Versuche wurden unternommen: So versuchte man, mit anderem Elektrodenmaterial die MSGC sparkresistent zu machen. Aber eine hohe Resistenz gegenüber Sparks mußte mit einem hohen Widerstand der Leiterbahnen erkauft werden, was die Signalausbreitung beeinträchtigt [7]. Auch das Überziehen der Kathodenränder mit einer Polyimid-Schicht („advanced passivation chamber“ von R. Bellazzini) löste das Problem nicht vollständig. Abhilfe brachte erst die GEM-MSGC.

2.5 Die GEM-MSGC

Die im November 1996 von F. Sauli vorgestellte GEM-Folie [12] erlaubt es, die Gasverstärkung in 2 Schritte aufzuteilen. Die Vorverstärkung findet am GEM statt; danach erfolgt eine weitere Verstärkung am MSGC-Wafer. Damit war es möglich, die Felder im Bereich zwischen Anode und Kathode so stark zu reduzieren, daß keine oder nur noch sehr wenige Sparks auftreten, ohne eine kleinere Gesamtverstärkung in Kauf nehmen zu müssen.

Den Aufbau der für Hera-B entwickelten GEM-MSGC zeigt Abbildung 2.6. Es ist eine zusätzliche Schicht hinzugekommen. Ganz unten ist wieder der Wafer. Er besteht aus einer 0.4 mm dicken Glasplatte aus AF45 Glas, auf die wieder eine 80 nm dicke diamond-like Coating-Schicht aufgebracht wurde. Die darüberliegende MSGC-Struktur besteht wieder abwechselnd aus 10 μm breiten Anoden- und 170 μm breiten Kathodenstreifen aus Gold[8]. Der Abstand zwischen den Anoden und den Kathoden beträgt 60 μm, was zu einem Pitch (die Periodizität der Struktur) von 300 μm führt. Darauf folgt ein Rahmen aus G10, der 2.8 mm dick ist. Auf diesen ist die GEM-Folie aufgeklebt. Der dazwischen liegende Raum wird Transferraum genannt. Das GEM ist eine beidseitig mit 7 μm Kupfer beschichtete Kaptonfolie von 50 μm Dicke, in die in einem Abstand von 140 μm Löcher mit 55 μm Durchmesser geätzt wurden. Dabei ist der Lochdurchmesser im Kapton von 55 μm zu unterscheiden von dem im Kupfer, der 95 μm beträgt, wodurch beide Kupferflächen zuverlässig elektrisch voneinander isoliert werden. Die Anordnung der Löcher im GEM ist versetzt („staggered“), d. h. die Löcher sind in gegeneinander versetzten Reihen angeordnet. Es folgt ein weiterer, 3 mm dicker Rahmen, der die Höhe des Driftraums definiert, und schließlich die Driftelektrode, die aus einer einseitig mit 18 μm Kupfer beschichteten, 125

[8] Die Dicke der Goldschicht beträgt 500 nm.

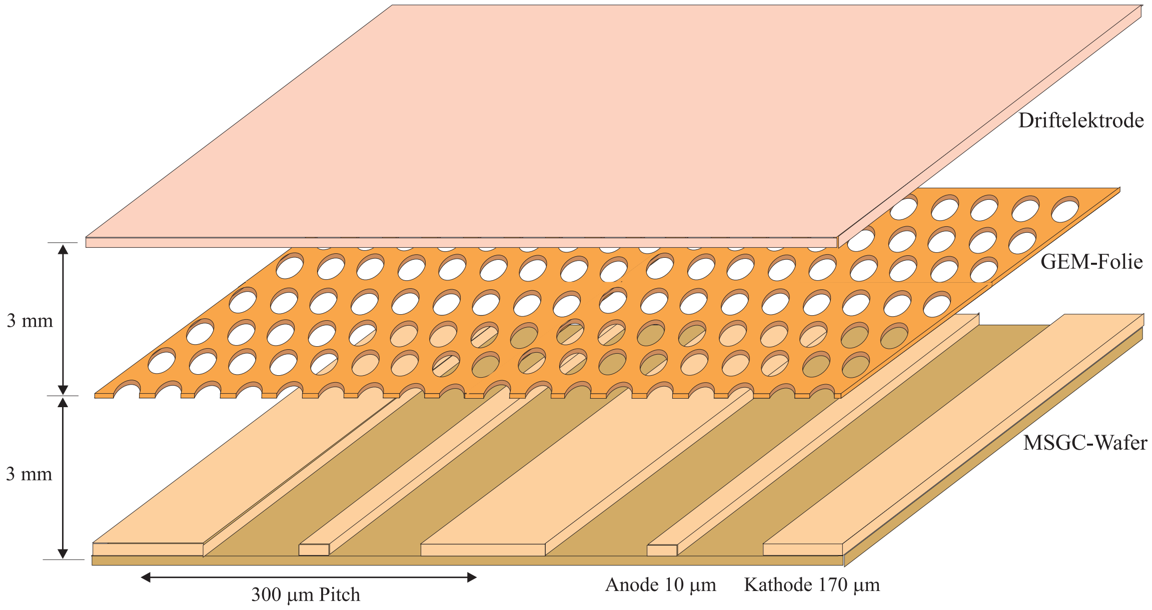

Abbildung 2.6: **Aufbau der Hera-B GEM-MSGC** [11]

μm dicken Kaptonfolie besteht, auf die ein 0.3mm starker G10-Deckel aufgeklebt wird. Die MSGC mißt insgesamt etwa 25 cm $\times$ 25 cm $\times$ 7 mm. An diesem Aufbau hat sich seitdem nichts mehr geändert; die Kammern werden so, wie sie hier beschrieben sind, bei Hera-B eingebaut.

An die Kammer werden jetzt 4 Spannungen angelegt, die relativ zu den Anoden negativ gepolt sind: Zur Driftelektrode und zur Kathode kommen bei der GEM-MSGC die obere und die untere GEM-Elektrode hinzu. Die Spannungen werden so gewählt, daß die Stärke von Drift- und Transferfeld ungefähr 8 kV/cm beträgt. Das mittlere Potential am GEM liegt daher etwa bei der halben Driftspannung. Dabei wird an die obere GEM-Elektrode eine um etwa 400V negativere Spannung gelegt als an die untere. Diese Potentialdifferenz wird im Folgenden *GEM-Spannung* genannt werden. Das GEM bewirkt eine Einschnürung der Feldlinien, die von der Driftkathode zu den Anoden führen. Durch die GEM-Spannung sind die Felder in den Löchern sehr stark. Abbildung 2.7 zeigt eine Feldsimulation [17]. Wenn nun ein Teilchen im Driftraum eine Primärionisation hervorruft, so werden die dabei entstandenen Elektronen auf das GEM zu driften. Die meisten dieser Elektronen werden durch ein Loch der GEM-Folie hindurchfliegen und dabei in den hohen Feldern in der Nähe der Löcher – ebenso wie bei der MSGC dicht über dem Wafer – durch Lawinenbildung verstärkt. Die Primärionisation ist somit schon einmal vorverstärkt. Die bis dahin entstandenen Elektronen driften nun weiter bis zum MSGC-Wafer, wo sie nochmals verstärkt werden. Die Gesamtgasverstärkung A_{ges} berechnet sich somit nach folgender Formel:

$$A_{ges} = A_{GEM} \times A_{MSGC} \tag{2.3}$$

Dabei stehen A_{GEM} bzw. A_{MSGC} für die Verstärkung am GEM bzw. am Wafer. Die

Kathodenspannung wird so niedrig gewählt, daß keine Sparks auftreten. Typische Werte

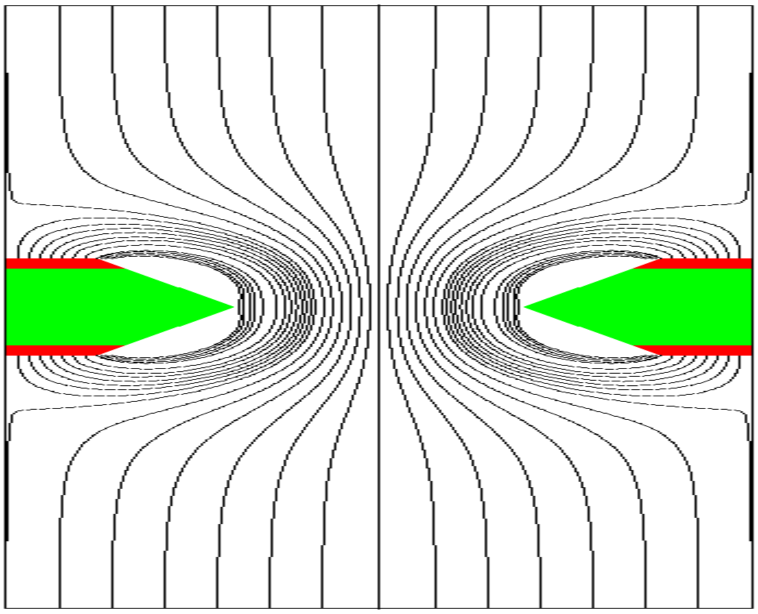

Abbildung 2.7: Simulation von Feldinien eines GEMs [17]

von A_{GEM} bei GEM-Spannungen von 390 V bis 420 V sind 15 bis 35. Zusammen mit dem Kathodengain (bei U_{Kath}=490 V) von etwa 220 ergibt sich so eine Gesamtverstärkung (total gain) zwischen 3000 und 7000. [9]

2.6 Probleme mit GEM-MSGCs

Die nächsten Überraschungen ließen nicht lange auf sich warten. Bei einem weiteren Strahltest am PSI im Juni 1998 zeigte sich eine neuartige Form von Entladungen: Multi-Elektroden-Sparks. Sie beginnen mit einem GEM-Spark, einer Entladung zwischen beiden Kupferflächen des GEM. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ziehen diese GEM-Sparks Totalentladungen der Kammer nach sich, von der alle vier Elektroden betroffen sind. In diesem Fall spricht man von einem Multiple-Elektroden-Spark. Sie können aufgrund der hohen Kapazitäten der GEM-MSGC schwerste Zerstörungen an der MSGC-Struktur hervorrufen. Ein Beispiel für solch einen Schaden ist in Abbildung 2.8 zu sehen. Weitere Untersuchungen brachten zu Tage, daß die Häufigkeit der GEM-Sparks mit anschließenden MSGC-Totalentladungen stark von der Transferfeldstärke abhängt [13]. Dies ist in Abbildung 2.9 zu sehen. Daher wurde die Driftspannung von 5 kV auf 3.2 kV reduziert,

[9] Diese Werte gelten bereits für die endgültige Wahl der Betriebsparameter. Aufgrund von neuen Überschlagsproblemen, die in Abschnitt 2.6 dargestellt werden, wurde die Driftspannung auf 3200 V reduziert. Aufgrund von Gasalterungsproblemen (siehe Abschnitt 2.7) wurde das Zählgas von Ar-DME 50:50 auf Ar-CO_2 70:30 umgestellt.

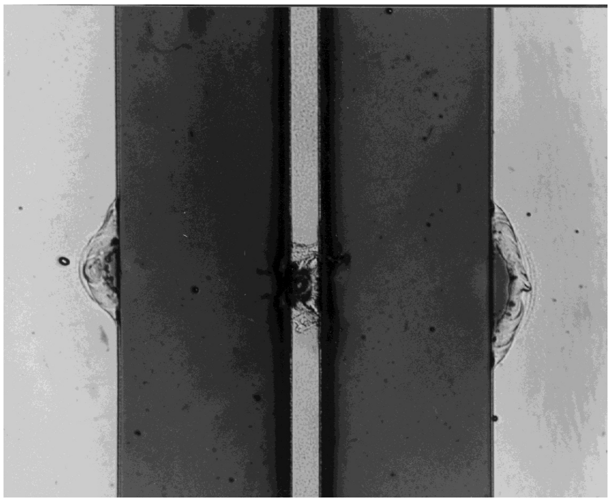

Abbildung 2.8: **Schäden nach einem Multi-Elektroden-Spark** [13]

wodurch sich sowohl Drift- als auch Transferfeld von 7.9 auf 4.8 kV/cm verringerten. Dies hatte allerdings auch Nachteile: etwa, daß sich die Driftgeschwindigkeit reduzierte, der Lorentz-Winkel und die Diffusion vergrößerten. Somit verschlechterten sich zwar die Eigenschaften des Detektors, allerdings nicht so entscheidend, daß die GEM-MSGCs den Anforderungen für einen Einsatz im inneren Spurkammersystem bei Hera-B nicht mehr genügen würden.

2.7 Gasalterung

Nachdem nun die Betriebssicherheit der Detektoren ausreichend garantiert war, tauchte ein neues Problem auf: die Gasalterung (gas aging). Sie wurde zum ersten Mal bei einem weiteren PSI-Test im Oktober 98 beobachtet. Nach einer Ladungsdeposition von 2 mC/cm, was etwa einer Betriebsdauer von einem knappen halben Jahr bei Hera-B entspricht, war praktisch keine Gasverstärkung mehr erkennbar. Bei intensiven Alterungsmessungen im Labor mit Röntgenstrahlen war dies bis dahin nicht beobachtet worden. Es stellte sich heraus, daß dies daran lag, daß der im Labor verwendete Kollimator, der die Größe der bestrahlten Detektorfläche definiert, zu klein war. Zwar war er mit einer Fläche von 113 mm^2 schon wesentlich größer als die üblichen in der Literatur zu findenden, wird die Fläche aber weiter vergrößert, z. B. auf 900 mm^2, so kann die Gasalterung auch nach intensiver Bestrahlung mit Röntgen-Photonen beobachtet werden. Abbildung 2.10 zeigt die zeitliche Entwicklung der Pulshöhe bei verschiedenen Gasmischungen. Bei Ar-DME 50:50 ist ein deutlicher Abfall mit fortschreitender Bestrahlung zu sehen.

Ursache der Abnahme der Gasverstärkung waren, wie die Oberflächenanalyse[10] des Wafers einer am PSI gealterten Kammer zeigte, Ablagerungen auf den Anoden: Im be-

[10] durch das Fraunhofer-Institut für Schicht- und Oberflächentechnik in Braunschweig

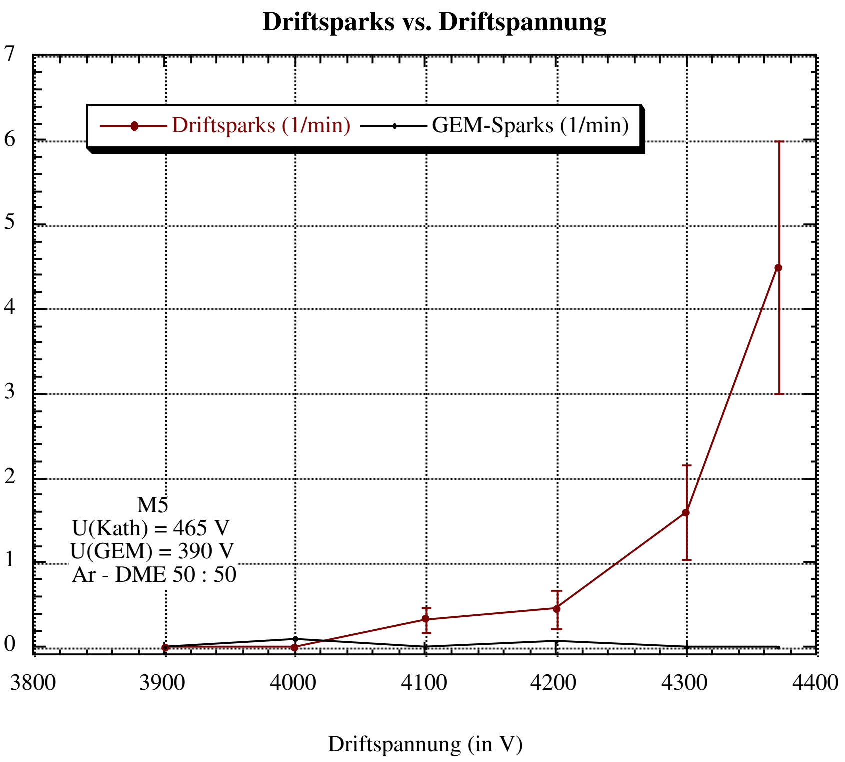

Abbildung 2.9: **GEM-Spark-Häufigkeit** versus Driftspannung, getrennt für GEM-Sparks mit und ohne darauf folgende MSGC-Totalentladung [13]

strahlten Bereich bestanden sie aus Kohlenstoff, im unbestrahlten aus einem isolierenden C-H-Polymer. Diese Ablagerungen entstehen beim Gasverstärkungsprozeß. Es kann vorkommen, daß ein Gasmoleküle bei der Lawinenentstehung nicht nur ionisiert wird, sondern daß auch seine Bindungen aufbrechen und somit freie Radikale entstehen, die polymerisieren und sich dann auf der MSGC-Struktur ablagern können. Bei dem Gasteilchen kann es sich um einen Bestandteil des Zählgases, eine Verunreinigung im Zählgas oder ausgasendes MSGC-Material handeln. Versuche, die MSGC-Materialien oder deren Verarbeitung zu ändern, brachten keine oder nur marginale Verbesserungen.

Erst der Wechsel zu einem andern Zählgas brachte Verbesserungen. So wurde eine 65:30:5[11]-Mischung aus Ar, CF_4 und CO_2 getestet. Diese kommt beim äußeren Spurkammersystem von Hera-B zum Einsatz. Dort hatte man ebenfalls mit Gasalterung zu kämpfen und löste das Problem mit dieser Gasmischung. Abbildung 2.10 zeigt den Pulshöhenverlauf. Der rapide Abfall der Gasverstärkung, wie er noch bei Ar-DME gemessen wurde, ist bei Ar-CO_2-CF_4 nicht mehr zu finden. Somit ist offensichtlich, daß der organische Quencher DME für die Gasalterung verantwortlich war, wobei offen ist, ob die Gasalterung vom DME selbst verursacht wurde oder von den Verunreinigungen, die immer im DME

[11]Die Mischungsangaben beziehen sich auf den Volumen-Anteil der einzelnen Gase

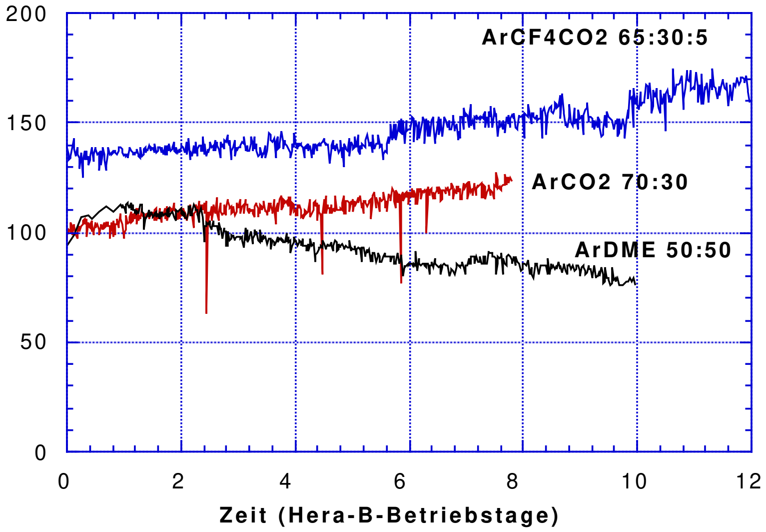

Abbildung 2.10: **Gasalterung** bei Ar-DME, Anstieg der Gasverstärkung bei Ar-CF_4CO_2 und bei Ar-CO_2. Aufgetragen ist die Pulshöhe gegen die integrierte Ladung umgerechnet in Hera-B-Betriebstage.

enthalten sind, da dieses Gas nicht mit einer garantierten Reinheit lieferbar ist. Allerdings ist bei der neuen Gasmischung ein leichter Anstieg der Verstärkung zu sehen. Der Grund dafür ist eine Schädigung der Diamantschicht. Die Gasverstärkung steigt dabei an und wird immer inhomogener entlang der Anodenstreifen.

Erst beim zweiten Versuch, mit einer aus 70 Vol.-% Argon und 30 Vol.-% CO_2 bestehenden Gasmischung, wurde das Problem der Alterung gelöst. Auch hier ist keine Gasalterung mehr zu sehen, dafür aber wieder ein Anstieg der Gasverstärkung aufgrund von Änderungen an der Diamantschicht. Im Gegensatz zu Ar-CO_2-CF_4 hört dieser Diamantalterungsprozeß nach einer gewissen Zeit wieder auf. Was genau dabei geschieht, wird in Kapitel 4 erklärt.

So schien damit das Problem der Gasalterung gelöst zu sein, wenn auch noch überprüft werden mußte, ob mit der neuen Gasmischung ein stabiler Betrieb möglich ist, d. h. ob diese Zählgaszusammensetzung ausreichenden Schutz gegen Sparks und Multi-Elektoden-Sparks gewährleistet. Frühere Messungen hatten ergeben, daß die Sicherheit gegen Sparks mit Ar-CO_2 erheblich kleiner ist als mit Ar-DME [14]. Die Messungen zur Betriebssicherheit fanden im April 1999 am PSI statt. Sie sind in Kapitel 3 beschrieben.

Kapitel 3

Der Test des Betriebsverhaltens am PSI

Vor Wiederaufnahme der Serienfertigung war es wichtig, mehr über das Verhalten der MSGC beim Betrieb mit der neuen Zählgasmischung Ar-CO_2 70:30 zu lernen. Die Messungen dazu fanden im April 1999 am Paul-Scherrer-Institut (PSI) in Villigen/Schweiz statt. Die Strahlzeit am PSI war von der LHCb Kollaboration beantragt worden, um dort Prototyp-Detektoren zu testen. Diese Tests hatten Vorrang und wurden tagsüber mit Pionstrahlen kleiner Intensität durchgeführt, die für uns weitgehend uninteressant waren. Die hier vorgestellten Ergebnisse wurden nachts mit intensiver Protonbestrahlung gewonnen, wobei Teilchendichten zwischen 15 und 60 kHz/mm^2 im Maximum des Protonstrahls erzielt wurden. Dabei lag die effektive Belastung der Kammer beim 8-30 fachen der maximalen Hera-B-Belastung. Trotzdem konnte in den Nachtmessungen leider keine sehr hohe integrierte Ladung pro Streifenlänge akkumuliert werden.

3.1 Ziele des Tests

Der Test hatte im wesentlichen drei Ziele:

1. **Ausschluß von Gasalterung auch in Hadronstrahlen**
   Zwar trat im Labor auch bei großflächiger Röntgenbestrahlung mit Ar-CO_2 keine Gasalterung mehr auf, aber aufgrund früherer Überraschungen bei PSI-Tests sollte nochmals sichergestellt werden, daß auch in Hadronstrahlen keine Gasalterung stattfindet.

2. **Nachweis der Betriebssicherheit in Ar-CO_2**
   Es mußte überprüft werden, ob es möglich ist, beim Betrieb mit Argon-CO_2 Kathodensparks und Multiple-Elektroden-Sparks zu vermeiden. Als besonders kritisch wurden hierbei die Randbereiche der MSGC angesehen, weshalb auch speziell der Rand und eine Ecke bestrahlt werden sollten.

3. **Erforschung der Diamantalterung in Hadronstrahlen**
   Da die Diamantalterung (siehe Kapitel 4) von uns bisher nur unter Röntgenbestrah-

lung beobachtet werden konnte, sollte nun untersucht werden, was in Hadronstrahlen geschehen würde; vor allem, ob sie dort überhaupt stattfindet und falls ja, wie schnell der Prozeß dort abläuft. Die Ergebnisse dazu sind in Abschnitt 4.3 zu finden.

Eine Simulation von Alterungsprozessen kann in kurzer Zeit nur durch eine wesentlich höhere Belastung als die im Einsatz bei Hera-B zu erwartende erfolgen. Um die dabei erhaltenen Ergebnisse auf den Hera-B-Betrieb zu extrapolieren, nimmt man an, daß solche Alterungseffekte nur von der integrierten Ladung pro Streifenlänge abhängt. Eine Garantie, daß man Alterungsmessungen in dieser Weise auf lange Betriebszeiten bei Hera-B übertragen kann, gibt es aber nicht. Der Alterungsprozeß könnte beispielsweise stark von der Plasmadichte abhängen, die mit zunehmender Belastung ebenfalls ansteigt.

Zur Untersuchung der beiden Alterungsphänomene mußte somit eine möglichst hohe integrierte Ladung in den Detektoren akkumuliert werden. Dies ist am PSI nur mit dem Protonstrahl möglich. Das hat zwei Ursachen:

1. Die mit dem Protonstrahl erreichbaren Teilchenflüsse sind wesentlich höher als die beim Pionstrahl. So wurden beim Protonstrahl mühelos 60 kHz/mm^2 erreicht, während beim Pionstrahl (Teilchenimpuls 215 MeV/c) die obere Grenze bei 1 kHz/mm^2 lag.

2. Da die Protonen einen Impuls von 350 MeV/c besitzen, ist ihre Primärionisation 5 mal so hoch wie bei MIPs[1]. Werden die Kammern beispielsweise mit einem Protonfluß von 2 kHz/mm^2 bestrahlt, so entspricht dies nach deponierter Ladung einer Bestrahlung mit MIPs bei 10 kHz/mm^2, also etwa einfacher Hera-B-Belastung.

Auch zur Überprüfung der Betriebssicherheit waren hohe Teilchenflüsse nötig. Allerdings sollten, falls die Betriebssicherheit bei Bestrahlungen der inneren Kammerregionen sich als zufriedenstellend erwies, auch die Randregionen auf Betriebsprobleme hin untersucht werden. Da dafür eine andere Position der Kammer bestrahlt werden mußte, trugen die Messungen dieser Nächte nicht zu den Alterungsmessungen bei. In Tabelle 3.1 sind die Daten der ganzen Nachtbestrahlungen mit Protonen aufgelistet. Es wurde auf insgesamt fünf verschiedenen Positionen bestrahlt. Diese sind in Abbildung 3.1 gezeigt. Am meisten wurde auf Position eins bestrahlt. Zur Bestrahlung des Rahmens wurde der Strahl auf den unteren Rand (Pos. 3A) bzw. auf eine Ecke (Pos. 3) ausgerichtet. Nach Abschluß der Messungen zur Betriebssicherheit wurde mit zwei Ausnahmen wieder Position eins bestrahlt: Einmal wurde durch eine Fehlbedienung versehentlich eine zu hohe Spannung an die Driftelektrode gelegt. Dabei lag kurzzeitig eine Spannung von knapp 900 V am GEM an. Dies führte zu einer Reihe von GEM-Sparks, die aufgrund des hohen Transferfeldes mehrere Multiple-Elektroden-Sparks nach sich zogen. Neben mehreren Kathodenkurzschlüssen an beiden Kammern trat ein Kurzschluß zwischen beiden GEM-Elektroden bei Kammer 1 auf. Deshalb wurde in der darauffolgenden Nacht eine Stelle in Kammer zwei bestrahlt, an der noch relativ viele Kathodengruppen ohne Kurzschlüsse vorhanden waren. Nachdem der Kurzschluß im GEM weggebrannt werden konnte, wurde die Bestrahlung von Position eins fortgesetzt. Die einzige Bestrahlung, die tagsüber stattfand, diente dazu, die

[1]Ein MIP ist ein minimal ionisierendes Teilchen (minimum ionizing paricle).

Datum	D	F	P	H	Spannungen	Bemerkungen
02./03.04.	4	5.5	1	10	3600/430/530	mehrere Kathoden-Anoden-Sparks
03./04.04.	10	16	1	80	3600/450/520	andere Spannungen
04./05.04.	10	26	1	125	3600/450/520	
05./06.04.	8	16	1	60	3600/450/520	
06./07.04.	8	16	3	60	3600/450/520	Bestrahlung des unteren Kammerrandes
07./08.04.	5.5	20	3	55	3600/450/520	Bestrahlung der unteren, linken Ecke
08./09.04.	6	20	3	60	3600/450/520	wie die Nacht davor
09./10.04.	8	40	1	160	3300/440/520	Driftspannungen gesenkt
10./11.04.	10	55	2	250	3300/435/520	
11./12.04.	9	40	1	180	3300/435/520	
12.04. (tagsüber)	10	28	4	90	3300/435/520	Hochratenbestrahlung der LHCb-Detektoren
13./14.04.	8	60	1	240	3300/435/520	
Summe:			1	855		
			2	250		
			3	175		
			4	90		

Tabelle 3.1: **Übersicht über die Bestrahlungen mit Protonen:** Die Spalten enthalten das Datum, die Dauer der Bestrahlung in Stunden (D), den Teilchenfluß in kHz/mm^2 (F), die bestrahlte Position (P) (siehe Abbildung 3.1), die der Bestrahlung bei Hera-B entsprechende Betriebsdauer (H) und die Betriebspannungen ($U_{Drift}/U_{GEM}/U_{Kath}$) in Volt.

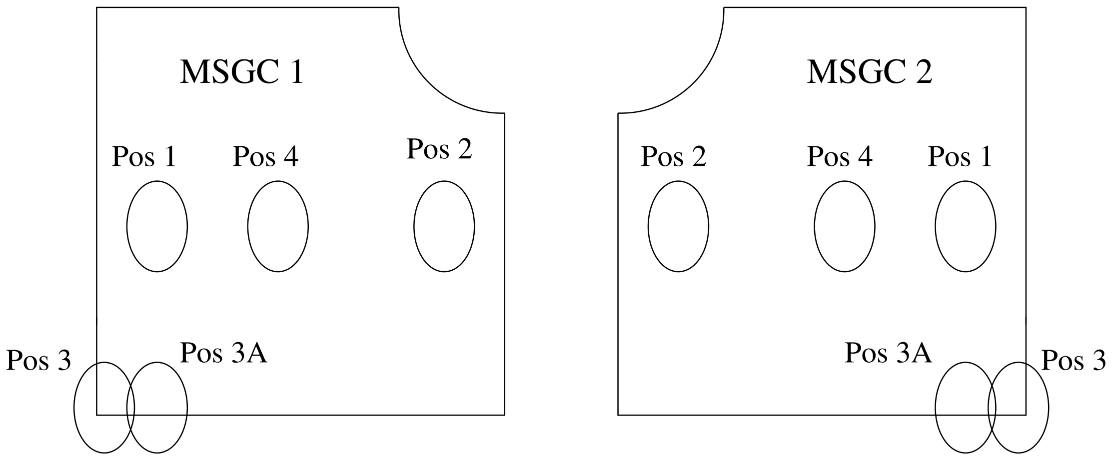

Abbildung 3.1: **Die bestrahlten Positionen** auf MSGC 1 und MSGC 2.

LHCb-Detektoren bei hohen Teilchenflüssen zu testen. Der Strahl wurde dabei auf die LHCb-Detektoren ausgerichtet.

3.2 Die Meßmethoden

Um zu überprüfen, ob Gasalterung, Diamantalterung oder Sparks auftreten, wurden folgende Methoden verwendet:

- **Gasalterung** macht sich durch eine Abnahme der Gasverstärkung bemerkbar. Dies zeigt sich in den Strömen der Kammer. Wenn die Gasverstärkung sinkt, so wird weniger Ladung in der Kammer deponiert und die Kammerströme nehmen ab. Voraussetzung ist natürlich, daß der Teilchenfluß durch die Kammer zeitlich stabil bleibt. Der Teilchenfluß wurde am PSI allerding nur einmal zu Beginn der Bestrahlung gemessen und nicht fortwährend aufgezeichnet. Da aber die Einstellungen der Magneten, mit denen Energie, Teilchenart und -fluß des Strahls eingestellt wurden, während jeder Nachtmessung unverändert blieben und der Beam-Monitor[2] in den meisten Nächten einen konstanten Strom anzeigte, sollte der Teilchenfluß nachts in etwa konstant geblieben sein. Da der Teilchenfluß nicht sehr genau bekannt war, hätte man mit dieser Methode nur sehr rasche Gasalterung feststellen können. Daher wurden zusätzlich einmal pro Tag ^{55}Fe-Pulshöhenspektren aufgenommen. Dazu wurde die Pulshöhe einer großen Anzahl von Pulsen bestimmt. Im Pulshöhenspektrum werden dann die absoluten Häufigkeiten der Pulshöhen gegen die Pulshöhe aufgetragen. Ein typisches Pulshöhenspektrum ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Bei einem ^{55}Fe-Spektrum sieht man

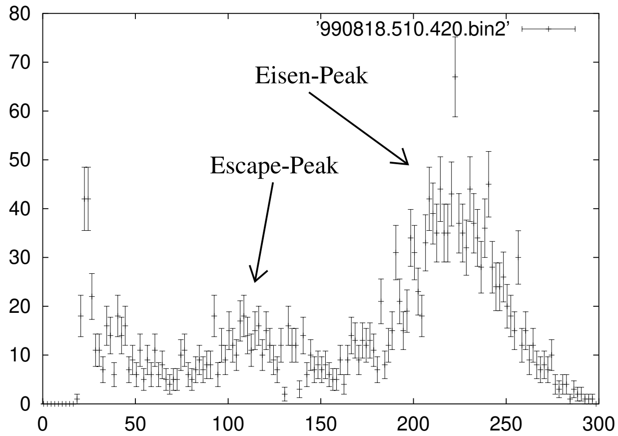

Abbildung 3.2: **Beispiel für ein ^{55}Fe-Spektrum:** Man sieht zwei Peaks, den Escape-Peak und den Eisen-Peak. Nach rechts ist die Pulshöhe (in mV) aufgetragen, nach oben, wie oft die entsprechende Pulshöhe vorkam.

zwei Maxima (Peaks): den Eisen-Peak und den Escape-Peak. Die kleinen Pulshöhen

[2] dort wird der Zustand des Teichenstrahls innerhalb der letzten Stunden angezeigt

entstehen durch das Rauschen der Ausleseelektronik. Pulshöhen unter 20 mV kommen im Spektrum nicht vor, da die Triggerschwelle bei 20 mV lag und Signale kleiner als 20 mV somit nicht aufgezeichnet wurden.

Der Eisen-Peak entsteht dadurch, daß ein von der ^{55}Fe-Quelle emittiertes Photon im Driftraum der GEM-MSGC ein Elektron aus der K-Schale eines Argon-Atomes herausschlägt. Da von den 5.9 keV des Photons nur 3.2 keV zur Überwindung der Bindungsenergie des Elektrons benötigt werden, beträgt seine kinetische Energie 2.7 keV. Diese wird vollständig in Ionisation umgewandelt. Das Argon-Atom wird entweder durch Emission eines Auger-Elektrons oder eines Photons abgeregt. Im Falle des Photons ist es möglich, daß dieses den Gasraum der Kammer ohne weitere Wechselwirkung mit dem Gas verlässt. Dann wird nur ein Teil der Photonenenergie in der Kammer nachgewiesen, und die Pulshöhe des Signals ist niedriger. Diese Pulse sind für den Escape-Peak verantwortlich. Wird hingegen bei der Abregung des Ar-Atoms ein Auger-Elektron ausgesendet, so deponiert dieses seine Energie im Detektor. Es wird also die gesamte Energie des Photons in Ionisation umgesetzt und verstärkt. Die dabei entstehenden Signale rufen den Eisen-Peak hervor.

Die Pulshöhe hängt nun mit der Gasverstärkung folgendermaßen zusammen:

$$\text{Pulshöhe} = \#(\text{Primärelektronen}) \times \text{visible gain} \times 1.2\text{mV/fC} \times 1.6 \cdot 10^{-4}\text{fC} \tag{3.1}$$

$$\text{Gasverstärkung} = \text{total gain} \approx 2 \times \text{visible gain} \tag{3.2}$$

Dabei drückt Gleichung 3.2 die schon erwähnte Tatsache aus, daß, bedingt durch die endliche Integrationszeit (25 ns) des Vorverstärkers, etwa nur die Hälfte aller auf den Anoden ankommenden Ladungen zum Ausgangssignal des Vorverstärkers beiträgt.

Gleichung 3.1 ist folgendermaßen zu interpretieren: Die Primärelektronen werden durch Lawinenbildung verstärkt, so daß die Zahl der auf der Anode auftreffenden Elektronen gerade gleich dem Produkt aus Gasverstärkung und der Anzahl der Primärelektronen ist. Um die auf der Anode auftreffende Ladung zu erhalten, ist dieses mit der Elektronenladung zu multiplizieren. Die Eichung des Verstärkers (1.2 mV/fC) gibt an, wie hoch seine Ausgangsspannung ist, wenn sein Eingang über eine bestimmte Ladung integriert. Da nicht alle Elektronen zum Vorverstärkersignal und damit zur Pulshöhe beitragen, ist die Gasverstärkung durch den visible gain zu ersetzen. Bei den 5.9 keV-Photonen der ^{55}Fe-Quelle wird eine Primärionisation von 210 Elektronen/Ionenpaaren erwartet[3]. Setzt man das ein, so erhält man einen total gain von 25 pro mV Pulshöhe der Eisenlinie.

Eine Abnahme der Gasverstärkung würde sich somit durch eine sinkende Pulshöhe der Eisenlinie bemerkbar machen.

[3]Dazu wurde für beide Gase die Energie, die zur Erzeugung eines Elekton-Ionen-Paars aufgewendet werden muß, nachgeschlagen [21]. Die Werte beider Gase wurden für die Mischung entsprechend dem Volumenanteil der Gase gemittelt. Danach wurde die Photonenergie durch den so erhaltenen Wert dividiert.

- **Sparks** können auf zweierlei Weise detektiert werden: Einmal machen sie sich in den Kathodenströmen durch Stromspitzen bemerkbar (siehe Kapitel 2.4). Diese Methode hat allerdings den Nachteil, daß nur ein kleiner Teil der Sparks bemerkt wird, da die Ströme nur etwa alle 2-3 Sekunden aufgezeichnet werden.

  Eine bessere Methode ist die Detektion der Sparks über einen Spannungsabfall an den Kathoden. Sie wird in Abschnitt 3.4.1 beschrieben.

  Die Multiple-Elektroden-Sparks wurden ausschließlich über die aufgezeichneten Ströme detektiert.

- Der Diamantalterung ist ein eigenes Kapitel gewidmet (Kapitel 4). Dort wird erklärt, was Diamantalterung ist und woran man sie erkennen kann.

3.3 Der PSI-Aufbau

Die Anordnung der Kammern zeigt Abbildung 3.3. Die Hera-B-Kammern befinden sich ganz vorne auf dem ersten Experimentiertisch am Strahlrohr. Dahinter folgt der Micromegas Detektor der Lausanner LHC-b-Gruppe und ein mittels zweier Schrittmotoren horizontal und vertikal, senkrecht zum Strahl verfahrbarer Tisch, auf dem zwei in Koinzidenz geschaltete Szintillatoren aufgebaut sind. Mit ihrer Hilfe kann man das Strahlprofil vermessen. Schließlich kommt der Microwire Detektor von Santiago und die beiden Triple-GEMs

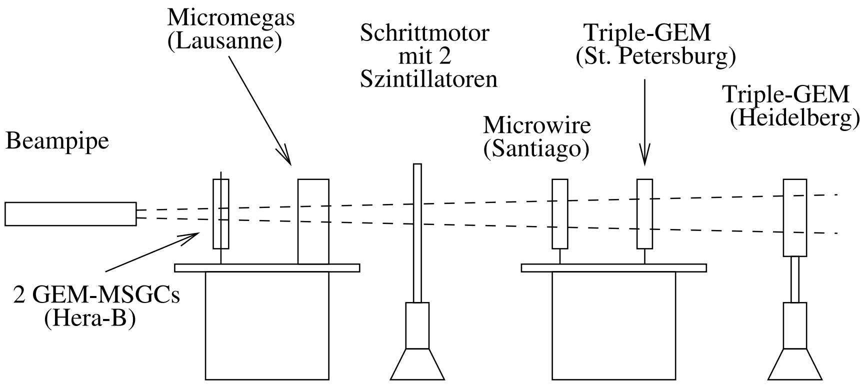

Abbildung 3.3: **Anordnung der Kammern am PSI**

aus St. Petersburg und Heidelberg.

Einen Blick auf den Hera-B-Aufbau zeigt Abbildung 3.4. In ihr ist eine auf eine Trägerplatte montierte Kammer zu sehen. Die zweite wurde auf die andere Seite der Platte montiert und ist daher auf der Skizze nicht abgebildet. Beide Kammern waren mit einem gegenüber der Serienproduktion abweichenden Driftdeckel ausgestattet, um ^{55}Fe-Spektren aufnehmen zu können. Der Seriendriftdeckel – bestehend aus einer mit Kupfer beschichteten Kapton-Folie und einer 0.3 mm dicken Platte aus G10 – absorbiert den größten

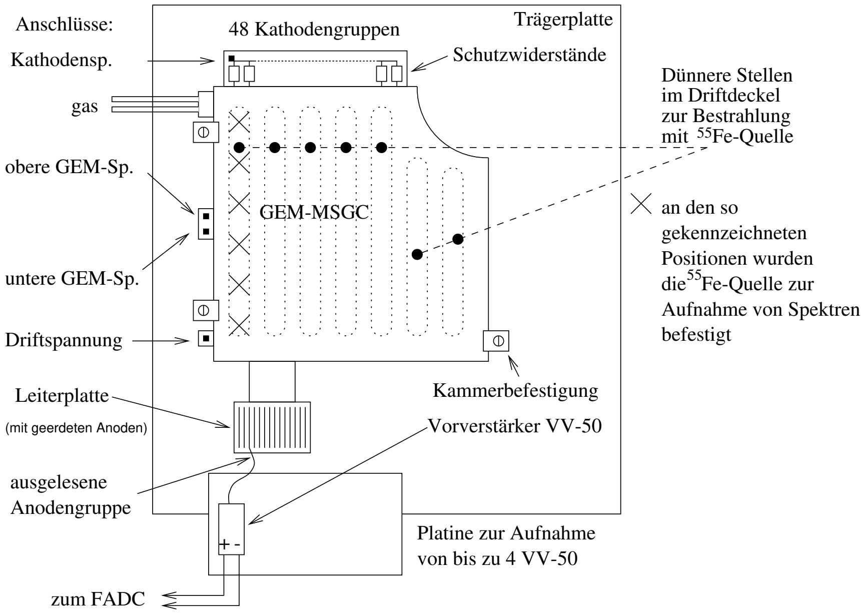

Abbildung 3.4: **Der Hera-B-Aufbau am PSI** (Die zweite MSGC befindet sich auf der Rückseite der Trägerplatte)

Teil der ^{55}Fe-Photonen, bevor sie in den Gasraum der GEM-MSGC gelangen und nachgewiesen werden können. Damit wäre die mit der ^{55}Fe-Quelle zu erzielende Rate viel zu klein zur Aufnahme von Pulshöhenspektren geworden. Daher war es nötig, die Dicke des Driftdeckels zu reduzieren. So wurde die G10-Platte mit 7 etwa 1 cm breiten und 12-20 cm langen, streifenförmigen Löchern versehen, die parallel zu den Elektrodenstreifen orientiert waren. Somit bestand der Driftdeckel an der Position der Löcher nur noch aus 125 μm Kapton mit einer 18 μm dicken Kupferschicht.

Die Trägerplatte bestand aus Honeycomb[4]-Struktur; die Befestigung der Kammern auf dieser Platte erfolgte mit Schrauben. Auf der Rückseite des Wafers wurde zur Abschirmung der Kammer gegen Störsignale von außen und zur Vermeidung von Crosstalks (das Übersprechen von Signalen von einer Anode zur nächsten, [7]) eine Backplane aus Aquaduc[5] aufgebracht und auf Masse gelegt. Auf der linken Seite waren Hochspannung und Gas angeschlossen. Unterhalb der Kammer wurden die Anoden auf eine Platine herausgeführt. An diese Platine wurden die ausgelesenen Anoden angeschlossen und auf einem abgeschirmtes Kabel vereinigt. Dieses führte dann weiter zum VV-50-Vorverstärker, der das Signal verstärkt und als differentielles Signal[6] an einen FADC weitergibt. Es wurden

[4]eine aus GFK-Material bestehende Struktur, die auch bei Hera-B als Trägermaterial verwendet wird, hergestellt von Euro-Composites System S. A., Zone Industrielle, 6468 Echternach (Luxembourg)

[5]einem Kolloid-Graphit

[6]Das Signal besteht aus 2 Teilen: einmal richtig gepolt (+) und einmal invertiert (-), jeweils mit halber Amplitude. Das ganze Signal erhält man, wenn man das (-)-Signal vom (+)-Signal subtrahiert. Vorteil: eingefangene äußere Störungen werden beide Signalhälften i. A. gleichermaßen verändern und bei der

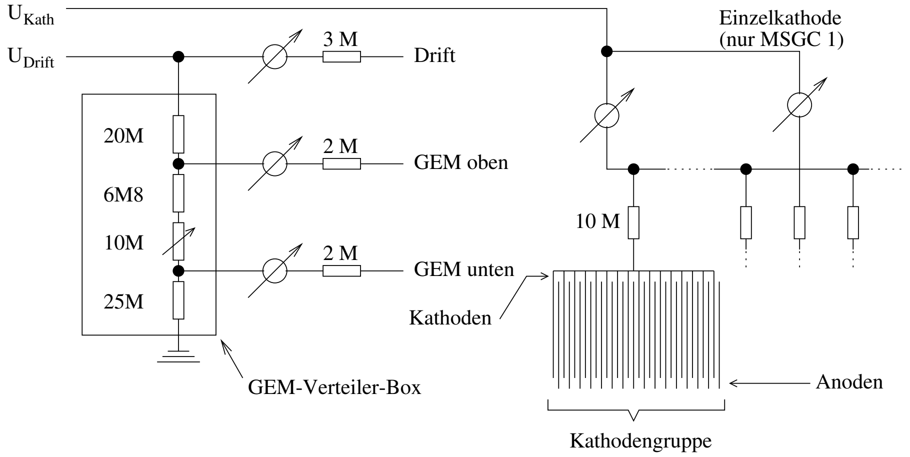

Abbildung 3.5: **Anschluß der Hochspannung**

somit nicht einzelne Anoden, sondern eine Gruppe bestehend aus mehreren nebeneinanderliegenden Anoden ausgelesen, d. h. es wurde die Clusterladung gemessen. Dies hat den Vorteil, daß die Pulshöhe nicht so stark von dem zufälligen Anteil der Clusterladung abhängt, der gerade auf dem ausgelesenen Streifen anfällt. Somit konnten selbst mit nur einem Auslesekanal akzeptable Pulshöhenspektren aufgenommen werden. Der größte Teil der nicht zur Auslese benötigten Anoden wurde auf Masse gelegt. Zu diesem gehörten immer die Anoden direkt neben der ausgelesenen Gruppe, weil nicht geerdete („floatende") Anoden die Felder der Nachbaranoden und damit auch die Gasverstärkung beeinflussen [7]. Dies war bei den Auslese-Anoden unerwünscht. Auch Anoden der bestrahlten Bereiche bei den Messungen zur Betriebssicherheit wurden immer geerdet, denn nur dort, wo die Anoden geerdet sind (oder ausgelesen werden), findet Gasverstärkung statt, da floatende Anoden das Potential ihrer Umgebung (also der Kathoden) annehmen.

Als Zählgas wurde ein Gasgemisch aus 70 Vol.-% Argon und 30 Vol.-% CO_2 verwendet. Dabei kamen vorgemischtes Gas zum Einsatz. Der Flaschendruck wurde mit einem Druckminderer unter den maximal zulässigen Eingangsdruck des sich anschließenden Flußreglers reduziert. An diesen Flußregler wurden beide GEM-MSGCs angeschlossen. Der Fluß lag für beide Kammern zusammen bei etwa 20 ml/min.

Die Verkabelung der Hochspannung zeigt Abbildung 3.5. Die Kathodenspannung wird für jede einzelne der 48 Kathodengruppen über einen separaten 10 MΩ-Schutzwiderstand zu den Kathoden geführt. Eine Kathodengruppe umfaßt dabei 16 Kathoden. Diese Widerstände begrenzen im Falle eines Kurzschlusses zwischen Anoden und Kathoden den Strom in der Gruppe, in der der Kurzschluß auftritt. Ein solcher Kurzschluß kann durch Entladungen in der Kammer entstehen. Dabei wird dann entweder die Diamantschicht leitend oder es entsteht eine leitende Verbindung durch eine Beschädigung der Elektrodenstruktur, bei der sich die Elektrodenstreifen vom Glassubstrat lösen und sich berühren.

Subtraktion herausfallen.

Bei MSGC 1 wurde der Strom einer einzelnen Kathodengruppe separat gemessen. Wenn die Kammer mit einem hohen Teilchenfluß bestrahlt wird und Spannungen angelegt sind, also Gasverstärkung stattfindet, so landet ein Teil der bei der Lawinenbildung entstandenen Ionen auf den Kathoden. Dies äußert sich in einem erhöhten Kathodenstrom. Dieser setzt sich nämlich aus dem Kathodenruhestrom, der auch ohne Bestrahlung aufgrund der Leitfähigkeit des Wafers zwischen Anoden und Kathoden fließt, und dem Strom der bei Gasverstärkung entstehenden Ionen, der mit zunehmendem Teilchenfluß zunimmt, zusammen. Indem man den Kathodenstrom der einzelnen Kathodengruppe maximiert, kann das Intensitätsmaximum des Strahls recht genau auf diese Gruppe ausgerichtet werden.

Die Driftspannung wird ebenfalls über einen Schutzwiderstand auf die Driftelektrode geführt. Zur Bereitstellung der GEM-Spannungen wurde die von der Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts entwickelte GEM-Verteiler-Box (GVB) eingesetzt. An ihren Eingang wird ebenfalls die Driftspannung angeschlossen. Die GVB enthält einen Widerstandsteiler mit einem regelbaren Widerstand. Dieser wird von einem Mikrocontroller geregelt, der über eine RS 232 Schnittstelle mit der Außenwelt kommuniziert. Man gibt ihm die Spannungsdifferenz am GEM (die „GEM-Spannung“) vor und er stellt den veränderlichen Widerstand so ein, daß die vorgegebene Spannung auch tatsächlich am GEM anliegt. Er kompensiert auch Änderungen der Ströme am GEM, die – ebenso wie der Kathodenstrom – vom Teilchenfluß abhängen, indem er die am GEM anliegende Spannung ständig überwacht und den Widerstand bei Bedarf nachregelt, bis wieder die Soll-Spannung am GEM anliegt. Beide Ausgangsspannungen („GEM oben“ und „GEM unten“) werden jeweils über einen 2 MΩ Schutzwiderstand auf die entsprechenden Anschlüsse des GEM geführt.

3.3.1 Die FADC–Auslese

Das Differentielle Ausgangssignal des Vorverstärkers wurde auf einen 100 Mhz - 8-Bit-FADC DL401[7] und einen Diskriminator DL504[8] gegeben. Beides sind VME-Karten. Das VME-Crate wurde über ein MacVEE-Interface von einem Macintosh Quadra 700 angesteuert. Der FADC wurde mit dem Programm „FADC Readout & Ana 2.3“[9] ausgelesen. Die zugehörige Triggerlogik zeigt Abbildung 3.6. Übersteigt das Eingangssignal die per Computer eingestellte Schwelle des Diskriminators, so wird der erste Gate-Generator gestartet. Seine Gate-Zeit ist auf 5 μs eingestellt. Nach Ablauf dieser Zeit startet er durch einen kurzen logisch-1-Puls am Ausgang D den zweiten Gate-Generator. Seine Gate-Zeit ist auf 10 s gestellt. Er legt den Gate-Eingang des FADC auf Masse und stoppt damit den FADC, der bis dahin alle 10 ns das anliegende Eingangssignal digitalisierte und die letzten 1024 Werte im Speicher behielt. Der Computer fragt den Status des FADC ab. Sobald er dabei mitgeteilt bekommt, daß der FADC gestoppt wurde, liest er den Signalverlauf der letzten 10.24 μs aus und sucht dort nach Pulsen. Da die Gate-Zeit des ersten

[7]Ein FADC (flash analog to digital converter) ist eine sehr schnelle Bauform eines ADCs. Er wurde in der Elektronikwerstatt des Physikalischen Instituts entwickelt

[8]ebenfalls aus der Elektronikwerkstatt

[9]entwickelt von M. Feuerstack-Raible, S. Hausmann und S. Visbeck

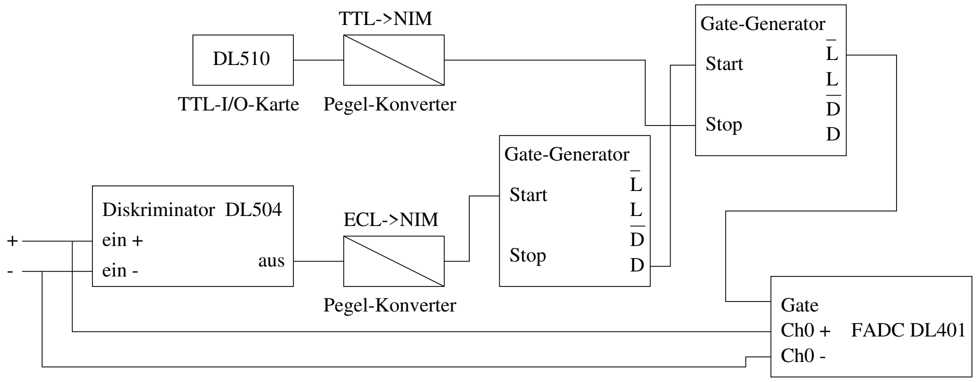

Abbildung 3.6: **Die am PSI verwendete Triggerlogik**

Gate-Generators 5 μs beträgt, liegt das Signal in der Mitte dieses Zeitraumes[10]. Wenn der Computer das Signal ausgelesen und verarbeitet hat, legt er über die I/O-Karte DL 510[11] für kurze Zeit eine logische 1 an den zweiten Gate-Generator, woraufhin dieser gestoppt wird. Dadurch geht der Gate-Eingang des FADC auf logisch 1 und der FADC wird wieder gestartet. Solange der $\overline{\text{L}}$-Ausgang des zweiten Gate-Generators auf logisch 0 liegt, kann er nicht vom ersten gestartet werden. Pulse während dieser Zeit werden somit nicht ausgelesen.

Während des PSI-Tests hatten wir massive Probleme mit Pick-up-Signalen von den anderen Detektoren und dem Strahl selbst. Unter Pick-up versteht man von außen eingefangene Störsignale durch elektromagnetische Strahlung. Es traten periodische Störspannungen mit einer Amplitude von bis zu 2 V auf. Durch Abschirmung der Auslese- und Verstärkerplatinen mit Aluminiumfolie wurde zumindest für kurze Zeit dieser Pick-up auf ein erträgliches Maß reduziert, so daß ^{55}Fe-Spektren aufgenommen werden konnten. Allerdings mußte die Abschirmung täglich neu optimiert werden.

3.3.2 Das Monitor-Programm

Zur Kontrolle der Ströme wurde das von S. Hausmann entwickelte Programm „SlowControl 2.4“ eingesetzt. Es liest etwa alle 2-3 Sekunden die Strommeßgeräte aus. Danach vergleicht es die Ströme mit einer einzugebenden Stromgrenze. Wird diese überschritten, so schaltet der Computer über ein Relais die Hochspannung (high voltage – HV) ab. Zusätzlich werden noch Druck und Temperatur aufgezeichnet. Der Druck wurde mit einem Absolutdruckmesser Baratron 122A der Firma MKS[12] gemessen; die Temperatur mit einem Pt 100 Sensor und einem Steuergerät AM 131 der Firma MKS ermittelt. Beide Geräte

[10] Daher müssen auch nicht die ganzen 10.24 μs vor dem Stoppen des FADC ausgelesen werden. Die Pulslänge beträgt ca. 100 ns; es genügt daher, ein ca. 200 ns breites Fenster aus den vergangenen 10 μs auszulesen.

[11] ebenfalls in der institutseigenen Elektronikwerkstätte entwickelt

[12] MKS Instruments Inc., Six Shattuck Road, Andover, MA 01810, USA

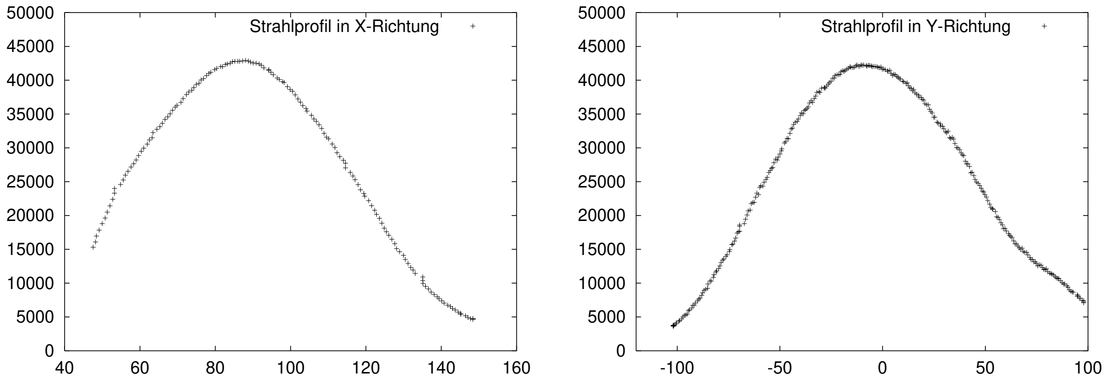

Abbildung 3.7: **Strahlprofil vom 13.4.1999:** Im linken Bild ist der Teilchenfluß in Hz/mm^2 gegen die X-Position (horizontal) aufgetragen, im rechten gegen die Y-Position (vertikal).

verfügen über einen Monitorausgang, der eine dem Meßwert proportionale Spannung abgibt. Diese wird mit einem ADC verbunden, der dann vom Computer über VME-Bus ausgelesen wird.

3.3.3 Die Messung des Teilchenflusses

Zur Bestimmung des Teilchenflusses wurden zwei hintereinandermontierte Szintillatoren in Koinzidenz geschaltet. Ihre Schnittfläche war 25 mm^2 groß. Es wurde die Anzahl der Koinzidenzen in 1 s gemessen. Damit das Strahlprofil vermessen werden konnte, wurden sie auf einem durch Schrittmotoren in 2 Richtungen senkrecht zum Strahl verfahrbaren Tisch befestigt.

Das Strahlprofil wurde mit einem im Rahmen dieser Arbeit eigens dafür erstellten Programm aufgezeichnet. Es benutzte dazu einen Ratenmesser und zwei AD-Wandler (jeweils auf VME-Karten). Die zwei ADCs dienten zur Bestimmung der Szintillatorposition. Für jede der zwei Richtungen (horizontal und vertikal) gab es ein Schiebepotentiometer, das als Spannungsteiler geschaltet wurde: Zwischen beide Enden wurde eine Spannung von einem Volt gelegt. Am mittleren Anschluß, der sich mit dem Tisch mitbewegte, konnte dann eine der jeweiligen Position entsprechende Spannung abgegriffen werden. Diese wurde auf den ADC gegeben.

Da wir den Strahl immer durch die Maximierung des Stromes der einzeln angeschlossenen Kathodengruppe auf unsere Kammern ausgerichtet haben, diente die Aufnahme des Strahlprofils nur zur Bestimmung des maximalen Teilchenflusses. Ein typisches Strahlprofil des Protonstrahls zeigt Abbildung 3.7. In beiden Diagrammen ist die Teilchenrate in Hz/mm^2 gegen die Position der Szintillatoren (in mm) aufgetragen. Links ist das Profil in X-Richtung abgebildet, rechts das in y-Richtung. Der Fluß im Maximum beträgt etwa 43 kHz/mm^2; die Halbwertsbreite in X-Richtung 70 mm, in Y-Richtung 120 mm.

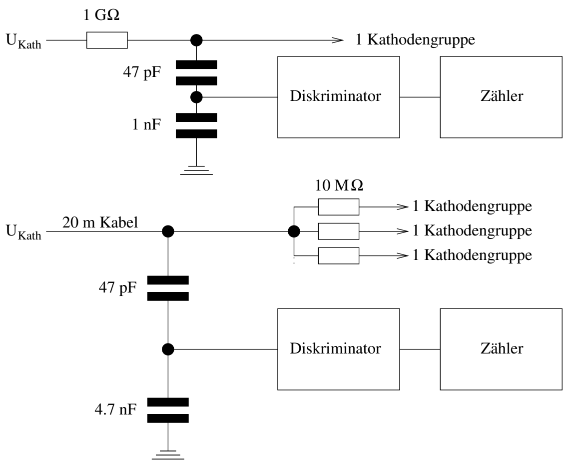

Abbildung 3.8: **Schaltungen zur Sparkdetektion** *oben:* Die im Labor verwendete Schaltung [10][7]. *unten:* Die am PSI eingesetzte Schaltung.

3.4 Überprüfung der Betriebssicherheit mit Ar-CO_2

Zur Überprüfung der Betriebssicherheit sollten die Kammern bei einem visible gain von 4000 mit Ar-CO_2 70:30 betrieben werden. Die Aufgabe war, festzustellen, ob man durch geeignete Wahl der Betriebsspannungen Kathoden- und Multiple-Elektroden-Sparks verhindern kann. Mit der Wahl eines visible gain von 4000 (d. h. eines total gain von 8000) lag man deutlich über der bei Hera-B benötigten Gasverstärkung (etwa 5000 total gain). Auch wurde immer mit einem Vielfachen der Hera-B-Belastung bestrahlt, wobei als Maß für die Belastung nicht der Teilchenfluß, sondern die in der Kammer deponierte Ladung herangezogen wurde. Falls es möglich war, unter diesen für Hera-B-Verhältnisse extremen Bedingungen einen sicheren Betrieb der Kammer zu garantieren, so durfte man davon ausgehen, daß es im Betrieb bei Hera-B ebenfalls keine Probleme geben würde.

3.4.1 Detektion von Sparks

Wie schon in Abschnitt 3.2erwähnt, wurden zwei Methoden zum Nachweis von Sparks benutzt. Neben der Suche nach Stromspitzen im Kathodenstrom wurden Spannungsabfälle an den Kathoden gezählt. Die zugehörige Schaltung ist in Abbildung 3.8 (unten) zu sehen. Sie wurde aus der Schaltung in Abbildung 3.8 (oben) abgeleitet [10][7]. Diese arbeitet folgendermaßen: Falls ein Spark auftritt, gleichen sich die Potentiale von Kathode und Anode für kurze Zeit an. Dies macht sich als Spannungsstoß an der Kathode bemerkbar, welcher mit einem Kondensator abgegriffen wird. Das Signal wird durch eine kapazitiven Spannungteiler (47 pF : 10000 pF) reduziert und über einen Diskriminator auf einen Zähler geleitet.

Am PSI sollten aber Sparks nicht nur auf einer Kathode, sondern auf allen Kathoden nachgewiesen werden. Deshalb wurde der Spannungsteiler direkt vor den Schutzwiderständen für die einzelnen Kathodengruppen angebracht. Der Spannungsteiler ist bei dieser Schaltung nur durch 20 m Kabel von der Hochspannungsquelle getrennt. Bei einem idealen Kabel (kein Widerstand, keine Kapazität) und einer idealen Stromquelle (Spannung bleibt konstant unabhängig vom Strom) wären mit dieser Schaltung keine Sparks detektierbar. Doch reale Kabel haben einen Widerstand und eine Kapazität. Dadurch gibt es Spannungsschwankungen, wenn sich der Strom – wie auch bei einem Spark – stark ändert. Die Schaltung wurde erfolgreich dadurch getestet, daß eine Kathodengruppe kurzzeitig geerdet wurde.

Leider war diese Schaltung fast nie einsetzbar, da die Micromegas oft auch in der Nacht mitliefen. Wenn das der Fall war, lieferte unsere Sparkdetektion bei jedem der häufigen Sparks der Micromegas ein Signal. Nur am Anfang und in der letzten Nacht konnte diese Sparkdetektion eingesetzt werden.

3.4.2 Ergebnisse zur Betriebssicherheit

Erste Bestrahlungen von Position 1

Die Bestrahlung in der ersten Nacht wurde mit 3600 V Driftspannung, 530 V Kathoden- und 430 V GEM-Spannung durchgeführt. Die Belastung lag nach deponierter Ladung beim Dreifachen dessen, was bei Hera-B erwartet wird. Es zeigten sich auch gleich Sparks, wie man anhand der gespeicherten Kathodenströme sehen kann (siehe Abbildung 3.9): Der Ka-

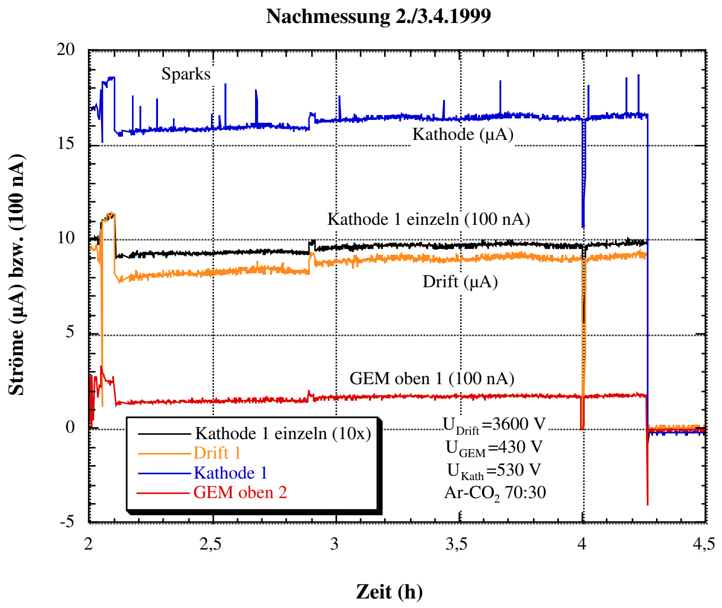

Abbildung 3.9: **Sparks gleich in der ersten Nacht:** Der Kathodenstrom zeigt zahlreiche Stromspitzen. Beim Strom der einzelnen Kathodengruppe und der oberen GEM-Elektrode ist das 10-fache des tatsächlichen Wertes gezeichnet.

thodenstrom von Kammer 1 weist mehrere Stromspitzen auf. Im Driftstrom und im Strom der oberen GEM-Elektrode sind diese nicht zu sehen, daher muß es Überschläge zwischen Anoden und Kathoden gegeben haben – Sparks. In der folgenden Nacht wurde deshalb die GEM-Spannung um 20 V auf 450 V erhöht, um bei gleichbleibender Gasverstärkung die Kathodenspannung von 530 V auf 520 V senken zu können. In jener Nacht war auch die Sparkdetektion einsetzbar. Sie zählte keinerlei Sparks. In der 3. und 4. Nacht traten noch insgesamt vier Sparks in den Strömen auf. Dabei wurde mit bis zu 13-facher Hera-B-Belastung bestrahlt. Die Sparkdetektion lieferte aber ab der 3. Nacht keine brauchbaren Ergebnisse mehr.

In den Strömen der 2. Kammer fanden sich selbst in der ersten Nacht nur zwei Stromspitzen. Danach wurden dort keine mehr beobachtet.

Bestrahlung des Randes und einer Ecke von Kammer 1:
Diese Bestrahlungen des Rahmens waren im Labor nicht durchführbar, da dort nur weiche Röntgenquanten mit höherer Rate erzeugt werden konnten. Diese konnten aber den Rahmen nicht durchdringen. Deshalb war es wichtig, diese Bestrahlung am PSI durchzuführen. Die Kammer wurde dazu 12 cm erhöht. Bestrahlt wurde jedesmal mit etwa 10-facher Hera-B-Belastung.

Bei der Bestrahlung des Randes (5. Nacht) wurden keine Stromspitzen in den Kathodenströmen der beiden Kammern beobachtet. Bei der ersten Bestrahlung der linken unteren Ecke von Kammer eins in der darauffolgenden Nacht war eine Stromspitze im Kathodenstrom von Kammer eins zu sehen. Bei der Wiederholung der Messung in der 7. Nacht waren keine Hinweise auf Sparks in den Stromaufzeichnungen zu erkennen. Die Kammerströme während dieser Nacht sind in Abbildung 3.10 gezeigt. Zwar sind einzel-

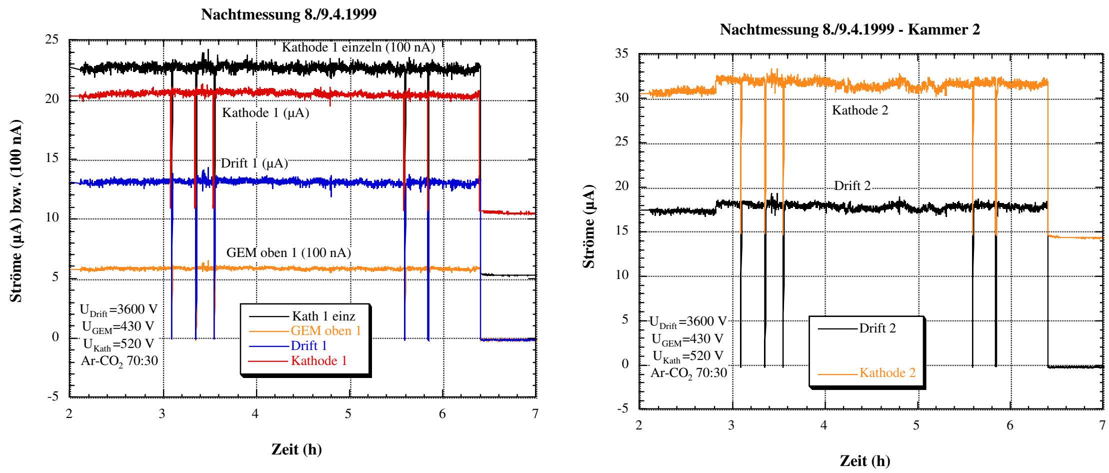

Abbildung 3.10: **Keine Stromspitzen bei Bestrahlung der Ecke:** Alle Stromspitzen in den Kathodenströmen der Kammer 1 sind auch in den anderen Strömen zu finden, also durch Schwankungen der Strahlintensität bedingt (links). Bei Kammer 2 ist dies genauso (rechts).

ne Stromspitzen in den Kathodenströmen zu finden, aber diese finden sich auch in den anderen Strömen. Sie werden wahrscheinlich durch Schwankungen der Strahlintensität verursacht. Es ist ein gutes Zeichen, daß bei der Bestrahlung der linken unteren Ecke (Position 3 in Abbildung 3.1) keine Sparks auftraten, gelten doch die Randbereiche und die Ecken der MSGC als besonders sparkanfällig. Somit kann die GEM-MSGC bei einem total gain von 8000 auch ohne oder zumindest mit sehr wenigen Sparks betrieben werden, wenn man die Spannungen günstig wählt.

Damit waren die Messungen zur Betriebssicherheit beendet. Die Kammer wurde wieder auf die alte Position gestellt, da im Folgenden auf Position eins weiterbestrahlt werden sollte, um für die Alterungstests eine möglichst hohe integrierte Ladung zu erzielen.

Nach der schon erwähnten Fehlbedienung, bei dem versehentlich eine zu hohe Spannung (6.3 kV) an die Driftelektrode gelegt wurde, traten wieder Sparks auf. Diese wurden aber auf die Schädigung der Kammern durch diesen Unfall zurückgeführt. Bis zu diesem Unfall waren bei beiden Kammern keine Sparks mehr zu beobachten.

Multiple-Elektroden-Sparks:
Während der Messungen traten auch zwei Multiple-Elektroden-Sparks in Kammer eins auf. Beide führten zu einem Kurzschluß zwischen Kathoden und Anoden und traten bei einer Driftspannung von 3600 V auf. Daraufhin wurde die Driftspannung auf 3300 V reduziert. Bei der so gesenkten Driftspannung wurden keine weiteren Multiple-Elektroden-Sparks mehr beobachtet.

3.4.3 Folgerungen

Da Sparks massive Schäden an der MSGC-Struktur nach sich ziehen, müssen sie beim Betrieb von Hera-B unbedingt vermieden werden. Die am PSI durchgeführten Tests haben gezeigt, daß ein Betrieb bei einem total gain von 8000 zwar noch möglich ist, aber daß dann keinerlei Reserven mehr bei der Betriebssicherheit vorhanden sind. Somit stellen die Betriebsspannungen von 520 V für die Kathode, 450 V am GEM und 3300 V an der Driftelektrode die Obergrenzen für einen Einsatz der GEM-MSGCs dar. Bei dieser Verstärkung sind Sparks zwar selten, aber sie können nicht ganz ausgeschlossen werden. Da aber bei Hera-B eine wesentlich niedrigere Gasverstärkung benötigt wird, ist dort die Sicherheit gegen Sparks ausreichend. Bei einer hohen Verstärkung ist es besser, mit einer relativ hohen Verstärkung am GEM und einer eher niedrigen an den Kathoden zu arbeiten, um Sparks zu vermeiden. Auch sollte die Driftspannung nicht über 3300 V liegen, um über eine ausreichende Sicherheit gegen Multiple-Elektroden-Sparks zu verfügen.

Die bereits bei Hera-B installierten Detektoren werden zur Zeit bei U_{Drift}=3200 V, U_{GEM}=400 V und U_{Kath}=490 V betrieben. Nach den Erfahrungen beim PSI-Test müßte dabei noch eine ausreichende Reserve bei der Betriebssicherheit vorhanden sein, um die Gasverstärkung weiter zu erhöhen.

3.5 Ergebnisse zu den Alterungsphänomenen

In diesem Abschnitt werden nur die zur Gasalterung erhaltenen Resultate präsentiert. Der Diamantalterung ist ein eigenes Kapitel gewidmet (Kapitel 4). Dort wird auch über die

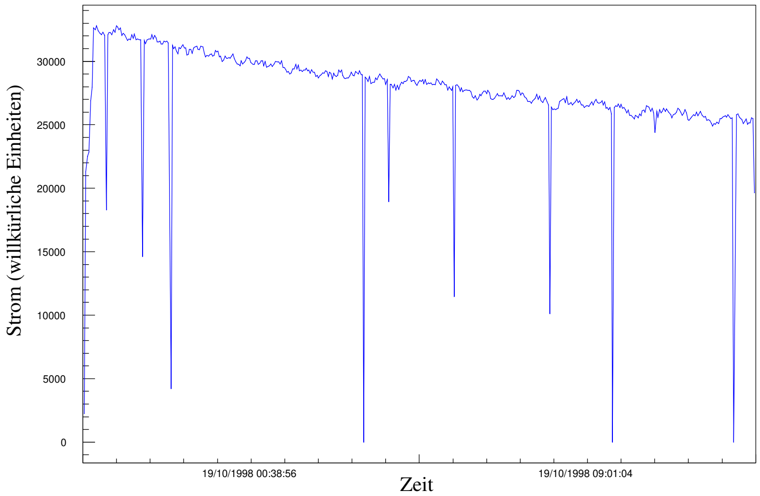

Abbildung 3.11: **Gasalterung beim PSI-Test im Oktober 1998:** Hier ist der Driftstrom der Kammer M5 beim PSI-Test im Oktober 1998 gegen die Zeit (19.10.1998 0:39 Uhr bis 19.10.1998 9:01 Uhr) aufgetragen.

PSI-Ergebnisse berichtet.

Eine Abnahme der Kammerströme während der Nachtbestrahlungen war nicht zu beobachten. Dies ist in Abbildung 3.10 gut zu sehen: Dort bleiben sämtliche Ströme während der Bestrahlung konstant. Wenn es beim PSI-Test Gasalterung gegeben haben sollte, so geschah dies auf einer Zeitskala, die deutlich größer war als einige Stunden. Dies stellt zumindest eine deutliche Verbesserung im Vergleich zum PSI-Test im Oktober 1998 dar. Dort nahm der Driftstrom innerhalb weniger Stunden merkbar ab (siehe Abbildung 3.11). In einigen Bereichen der Kammer fand danach überhaupt keine Gasverstärkung mehr statt.

Wie geplant, wurde die Gasverstärkung zusätzlich anhand der Pulshöhe der Eisenlinie in den ^{55}Fe-Spektren verfolgt. Die ^{55}Fe-Quelle wurde dabei auf dem linken äußeren dünneren Streifen des Driftdeckels befestigt (siehe Abbildung 3.4). Auf diesem Streifen wurden an 6 verschiedenen äquidistanten Positionen Pulshöhenspektren aufgenommen und die Pulshöhe der Eisenlinie bestimmt. Das Ergebnis zeigt Abbildung 3.12. Die Positionen sind von oben nach unten in aufsteigender Reihenfolge durchnumeriert worden. Position 4 bei den ^{55}Fe-Spektren entspricht ungefähr Position 1 bei der Protonenbestrahlung (siehe Abbildung 3.1). Man sieht eine deutliche Zunahme der Pulshöhe der Eisenlinie mit zunehmender Dauer des PSI-Tests. Doch leider war die Bestimmung der Gasverstärkung mit der ^{55}Fe-Quelle nicht sehr zuverlässig. Die Zunahme der Pulshöhe war nämlich in den Nachtbestrahlungen nicht zu sehen. Als Beispiel sind in Abbildung 3.13 die Driftströme beider Kammern am 5./6. und 8./9.4. abgebildet. Die Ströme sind während der Nachtbestrahlung konstant geblieben. Die starken Schwankungen am Anfang wurden durch Verschwenken des Strahls verursacht. Die Gasverstärkung muß daher über Nacht konstant geblieben sein. Trotzdem ist von 5. auf den 6. und vom 8. auf den 9.4. ein Anstieg der Pulshöhe der Eisenlinie zu sehen.

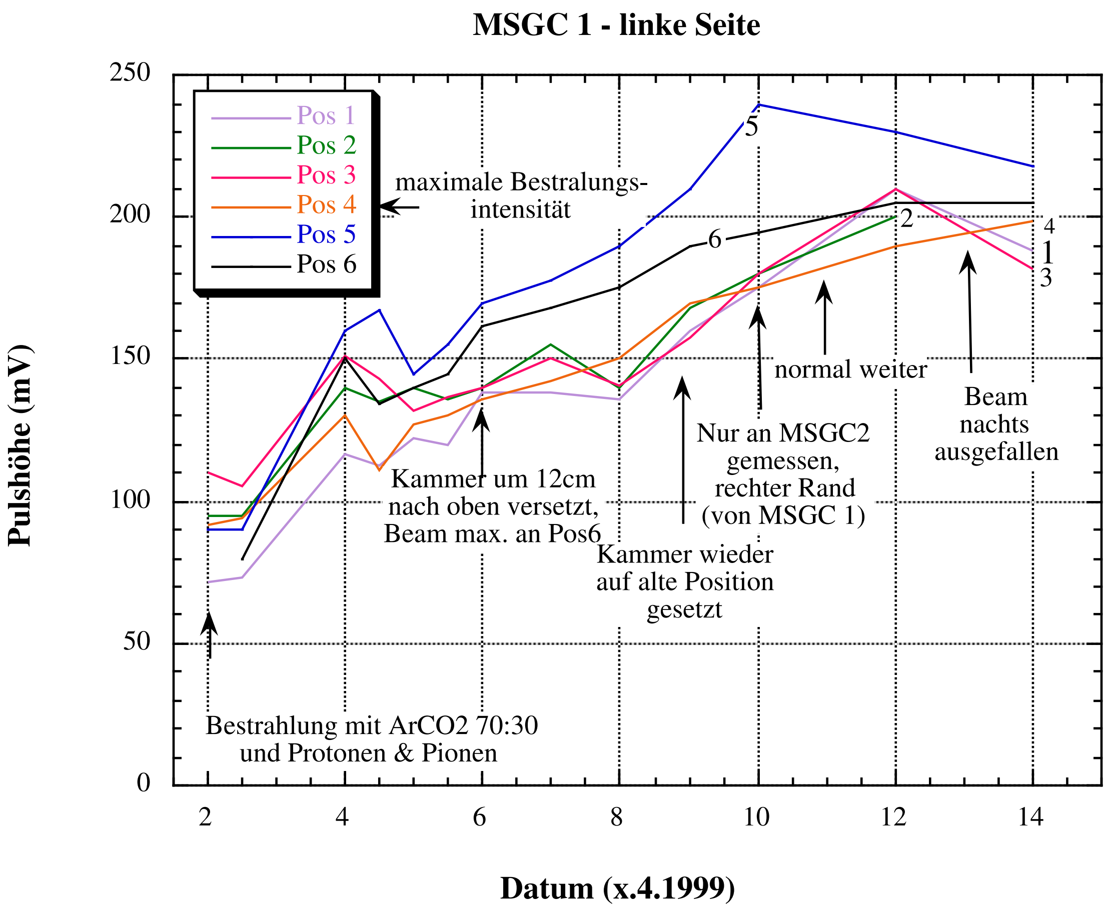

Abbildung 3.12: **Verlauf der Pulshöhe der Eisenlinie** auf verschiedenen Positionen in Kammer eins. Nach oben ist die Pulshöhe in mV aufgetragen, nach rechts die Zeit (das Datum der Tages, an dem das Spektrum aufgenommen wurde, mit dem die Pulshöhe bestimmt wurde). Die Positionen sind von oben nach unten durchnumeriert und haben mit den Positionen der Protonbestrahlung nichts zu tun.

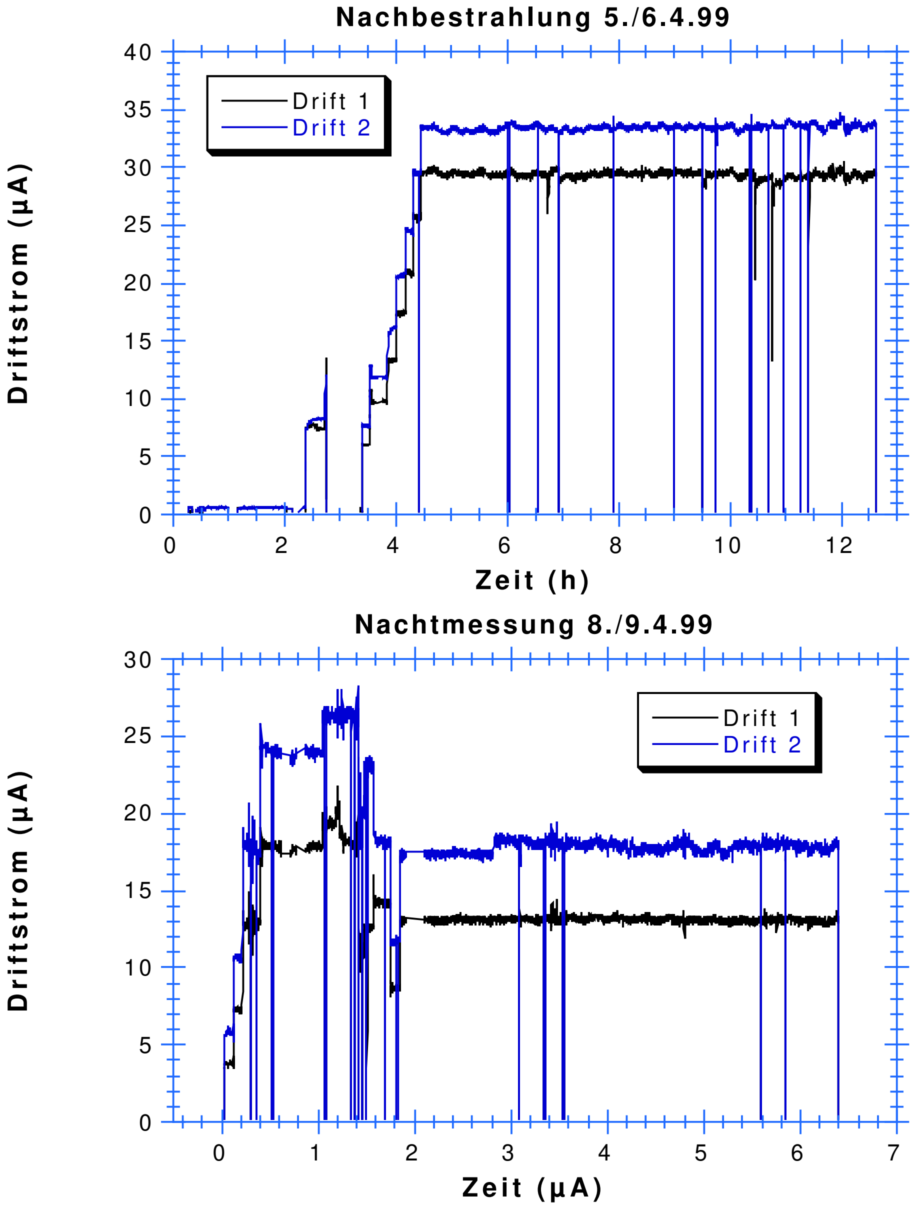

Abbildung 3.13: **Driftströme beider Kammern in der 4. und 7. Nacht:** Man sieht keine Änderung der Ströme während der Nachtbestrahlung. Die Gasverstärkung muß daher konstant geblieben sein.

Diese Diskrepanzen sind nicht verstanden. Die Kammern am PSI waren mit nicht ausgeheizten GEMs bestückt. Bei diesen wurden schon früher bei Bestrahlungen mit unterschiedlichen Teilchenraten Variationen der Gasverstärkung um bis zu einen Faktor zwei beobachtet. Die Ursache dafür waren vermutlich Aufladungseffekte am GEM (siehe Kapitel 5). Vergleicht man die äußerst niedrige Rate der am PSI verwendeten ^{55}Fe-Quelle mit dem Fluß der Protonen, so könnte dies die Diskrepanzen zwischen der aus den Driftströmen und der aus der Pulshöhe der Eisenlinie erhaltenen Gasverstärkung erklären.

Da nun die Pulshöhe der ^{55}Fe-Spektren am PSI so wenig verstanden ist, lassen sich anhand der Pulshöhen keine zuverlässigen Aussagen darüber treffen, ob Gasalterung stattgefunden hat oder nicht.

Aus diesem Grund wurde nach Beendigung des PSI-Tests die Gasverstärkung entlang eines Streifens bei Kammer 1 bestimmt, der durch Position 1 (Protonbestrahlung) verlief. Die Gasverstärkung wurde dabei an der Cu-K$_\alpha$-Linie auf dem Hochraten-Meßstand bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.14 zu sehen. Wie man sieht, gab es diesmal

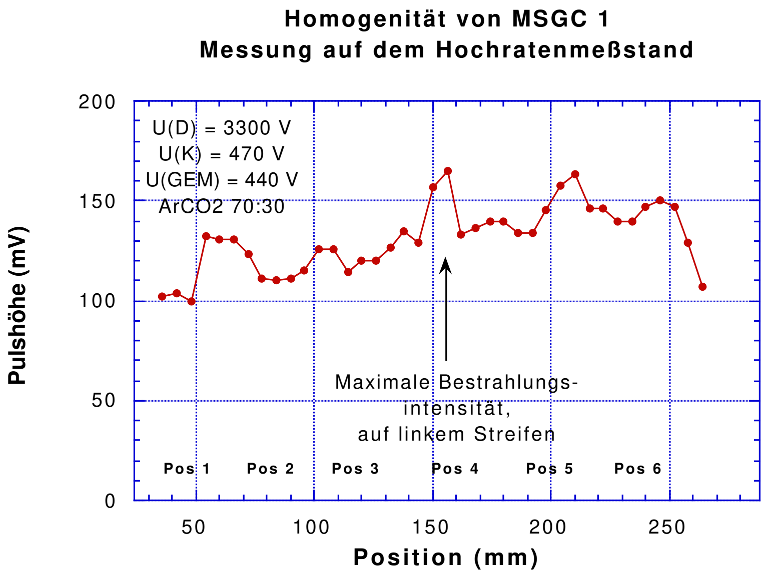

Abbildung 3.14: **Gasverstärkung entlang eines Streifens:** Es ist die Pulshöhe der Cu-K$_\alpha$-Linie gegen die Position aufgetragen.

– im Gegensatz zum PSI-Test im Oktober 1998 – keine Bereiche, in denen keine Gasverstärkung mehr stattfand. Man fand überall die gleiche Verstärkung; nur im am meisten bestrahlten Bereich ist eine leicht höhere Gasverstärkung zu sehen. Dies könnte auf eine einsetzende Alterung der Diamantschicht (siehe Kapitel 4.3) oder auf eine dauerhafte GEM-Konditionierung (siehe Kapitel 5) hindeuten. Somit wurde in diesem PSI-Test keine Gasalterung festgestellt.

3.6 Schlußfolgerungen

Der PSI Test hat gezeigt, daß ein sicherer Betrieb bei einem total gain von 5000 möglich ist. Es ist auch möglich, die Gasverstärkung weiter zu erhöhen, ohne bei der Betriebssicherheit Einbußen in Kauf nehmen zu müssen. Dabei muß der größte Teil der zusätzlichen Verstärkung am GEM stattfinden, da bei Kathodenspannungen über 510 V mit Sparks gerechnet werden muß. Bei einer Driftspannung von 3300 V wurden keine Multiple-Elektroden-Sparks beobachtet. Somit scheint auch hier eine ausreichende Betriebssicherheit vorhanden zu sein. Das Problem der Gasalterung ist ebenfalls gelöst worden. Auf Position eins (Protonbestrahlung) wurde eine integrierte Ladung deponiert, die knapp einem drittel Jahr Hera-B-Betrieb entspricht. Dabei wurde keine Gasalterung beobachtet.

Somit besteht die Chance, daß die GEM-MSGCs mehrere Jahre Strahlbetrieb bei Hera-B voll funktionstüchtig überstehen können.

Kapitel 4

Die Untersuchung der Diamantalterung

Die Diamantalterung wurde bereits bei Messungen zur Gasalterung mit Ar-DME bei einer Vorserienkammer, die aus ungeklärter Ursache keine Gasalterung zeigte, beobachtet. Dies wurde damals jedoch nicht weiter verfolgt, da die dann zwischenzeitlich auftretende Gasalterung auf wesentlich kürzeren Zeitskalen verlief.

Mit der Verwendung von Ar-CO_2 im (Volumen-) Verhältnis von 70% : 30% als Zählgas war eine Gasalterung nicht mehr festzustellen. Stattdessen war nun eine Veränderung der physikalischen Eigenschaften der Diamantschicht zu beobachten. Da diese Diamantalterung möglicherweise für den Betrieb bei Hera-B kritisch werden könnte, waren genauere diesbezügliche Untersuchungen unvermeidbar. Diese fanden auf dem für Gasalterungsmessungen aufgebauten Hochraten-Meßstand statt. Bevor ich das Phänomen der Diamantalterung eingehender erkläre und die dazu im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen beschreibe, will ich deshalb kurz den Aufbau des Hochraten-Meßstandes erläutern.

4.1 Der Hochraten-Meßstand

Der Aufbau ist in Abbildung 4.1 grob skizziert. Ein Gestell trägt zwei Schrittmotoren mit einer Aluminiumplatte und einen Kollimator. Der Kollimator ist am Gestell befestigt und kann nicht relativ zu diesem bewegt werden. Auf die Aluminiumplatte wird der Detektor montiert. Mit Hilfe der beiden Schrittmotoren kann die Aluminiumplatte relativ zum Kollimator in x-(seitwärts) und y-Richtung (vertikal) verfahren werden. Dadurch können verschiedene Kammerpositionen bestrahlt werden. Die Schrittmotoren werden von einem Computer im Vorraum angesteuert, so daß die Kammer auch während der Bestrahlung bewegt werden kann. Zusätzlich kann man das ganze Gestell per Hand in z-Richtung verfahren und somit den Abstand zwischen MSGC und Röntgenröhre verändern.

Die Verkabelung der GEM–MSGC ist mit dem PSI-Aufbau identisch (siehe Abbildung 3.4 bzw. Kapitel 3.3). Der einzige Unterschied betrifft die Trägerplatte, die hier aus Aluminium besteht, während beim PSI-Test Honeycomb verwendet wurde.

Die Röntgenröhre kann mit Beschleunigungsspannungen bis zu 160kV und Strömen

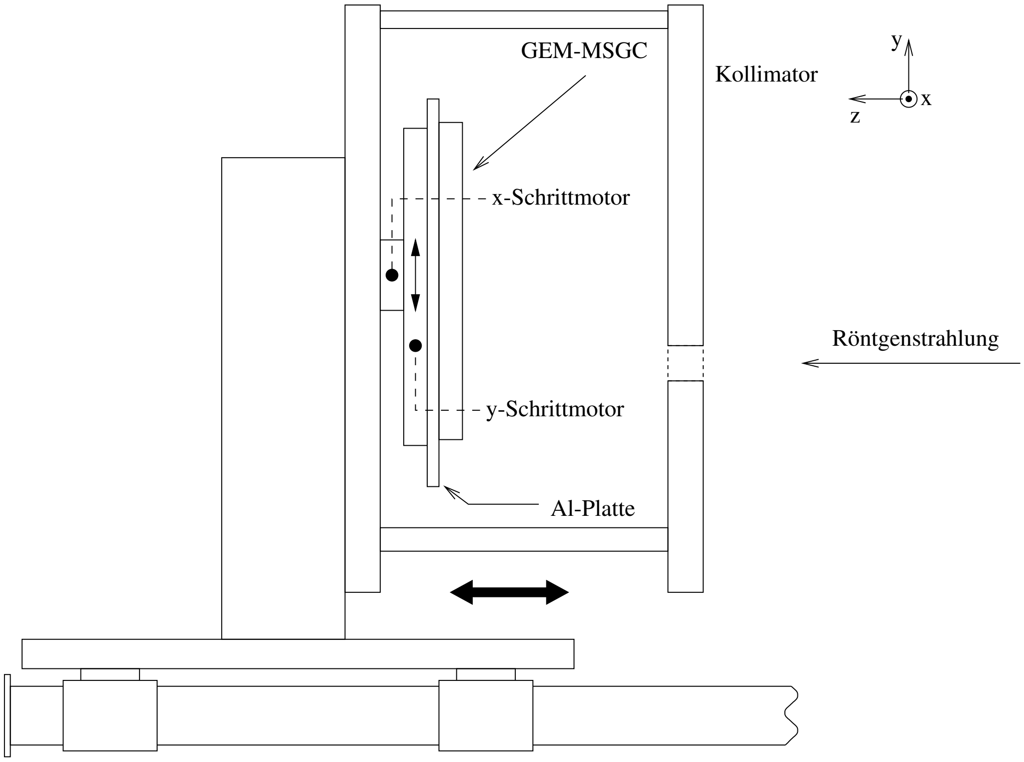

Abbildung 4.1: **Der Hochraten-Meßstand** (Seitenansicht): Rechts befindet sich die Röntgenröhre (nicht auf der Zeichnung). Das ganze Gestell ruht auf einer Gleitschiene und kann von Hand verschoben werden, um den Abstand zwischen Kammer und Röntgenröhre zu verändern. Mit zwei Schrittmotoren kann die Aluminiumplatte, auf der die MSGC befestigt ist, senkrecht zur Ebene dieser Abbildung und vertikal bewegt werden. Da der Kollimator dabei fest bleibt, kann man so die bestrahlte Position auf der Kammer variieren.

bis zu 1.1mA betrieben werden. Als Anodenmaterial wurde Kupfer verwendet. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde eine Beschleunigungsspannung zwischen 35 und 40kV gewählt. Ein Röntgenspektrum ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Im Unterschied zum ^{55}Fe-Spektrum in Abbildung 3.2 ist nur ein deutliches Maximum zu erkennen. Ein Röntgenspektrum besteht aus einem Bremsstrahlungskontinuum und den charakteristischen Linien des Anodenmaterials. Das große Maximum im Pulshöhenspektrum in Abbildung 4.2 entspricht der Cu-K$_\alpha$-Linie mit einer Photonenenergie von 8 keV.

Einen Überblick über das Gassystem zeigt Abbildung 4.3. Jede Gasflasche wird über ein Ventil mit einem Druckminderer verbunden. Dieser reduziert den Flaschendruck auf den Vordruck für den sich anschließenden Gasflußregler. Nach einem weiteren Ventil werden die Gasrohre aller Gasflaschen auf eine Leitung zusammengeführt, was die Mischung mehrerer verschiedener Gase erlaubt. Bei den hier beschriebenen Messungen wurde davon

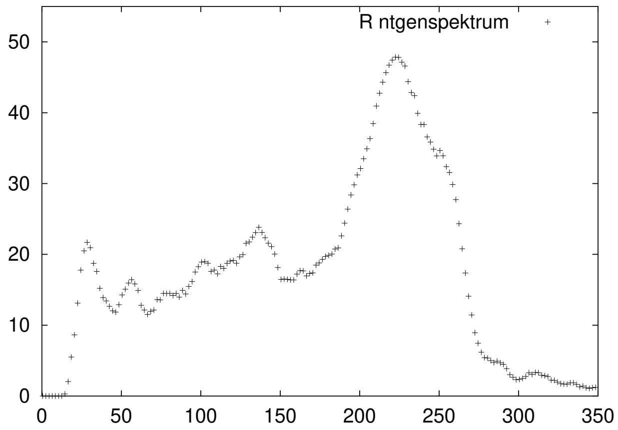

Abbildung 4.2: **Röntgenspektrum:** In diesem Pulshöhenspektrum wurde die (absolute) Häufigkeit einer bestimmten Pulshöhe gegen dieselbe (in mV) aufgetragen. Das Maximum stammt von den Cu-K_α-Photonen.

allerdings kein Gebrauch gemacht, da eine Gasflasche mit der gewählten Zählgasmischung zum Einsatz kam. Als nächstes folgt der α-Bypass. Dort kann dem Zählgas ein α-Strahler (^{220}Rn) beigemischt werden. Das dient dazu, zu testen, wie sich die Kammer verhält, wenn sie mit stark ionisierenden Teilchen, zu denen auch die α-Teilchen gehören, bestrahlt wird. Diese können nämlich Sparks hervorrufen, welche die Kammer mit der Zeit zerstören und darum unbedingt vermieden werden müssen. Um die Sicherheit gegen Sparks auch im Labor testen zu können, wurde der α-Bypass eingebaut. Das ^{220}Rn zerfällt mit einer Halbwertszeit von 55.6 s durch Aussendung eines α-Teilchens. Es gelangt mit dem Zählgas in die Kammer. Bis die ^{220}Rn-Atome die Kammer erreicht haben, sind viele schon zerfallen. Einige aber bleiben übrig und zerfallen dann in der Kammer. Während der Messungen zur Diamantalterung wurde dem Zählgas allerding kein ^{220}Rn beigemischt. Direkt an den α-Bypass schließt sich die MSGC an. Schließlich entweicht das Gas über eine 12m lange Gaswendel, die eine Rückdiffusion des Zählgases oder von Luft unterbindet, ins Freie.

Um Verunreinigungen im Gas zu vermeiden, wurde das Gassystem ausschließlich Edelstahl-Gasrohren und -Verschraubungen aufgebaut. Das Gassystem bot zwar die Möglichkeit zum Selbermischen des Zählgases; für die Messungen zur Diamant-Alterung wurde aber vorgemischtes Gas (Ar-CO_2 im (Volumen-) Verhältnis 70:30) verwendet. Der Gasfluß wurde dabei auf 20 ml/min eingestellt.

Auch die Auslese entspricht weitgehend der am PSI verwendeten (siehe Kapitel 3.3.1-3.3.3). Lediglich wurde bei der SlowControl zusätzlich noch der Gasfluß aufgezeichnet. Dabei wurde ein Monitorausgang des Gasflußreglers, an dem eine dem Gasfluß proportionale Spannung anliegt, auf einen ADC gegeben. Letzterer wird dann vom Computer über den VME-Bus ausgelesen.

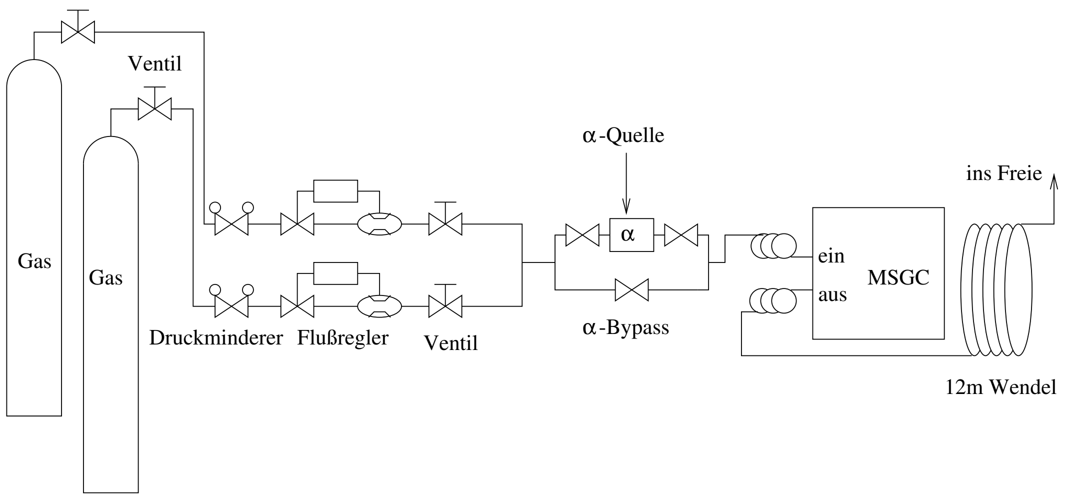

Abbildung 4.3: **Das Gassystem:** Um Gase mischen zu könne, wird jede Flasche separat auf einen Massenflußregler geführt. Zur Reduktion des Flaschendrucks ist ein Druckminderer zwischengeschaltet. Jedem Flußregler folgt ein Ventil, hinter dem die einzelnen Leitungen zusammengeführt werden. Danach kann man das Zählgas mit einem α-Strahler anreichern. Davon wurde bei den Messungen zur Diamantalterung kein Gebrauch gemacht; das Ventil unter der α-Quelle war offen, während die zwei rechts und links neben ihr geschlossen waren. Schließlich erreicht das Gas die GEM-MSGC. Das Abgas wird über eine Gaswendel ins Freie geleitet.

4.2 Die Diamant-Alterung

Entdeckt wurde die Diamant-Alterung bei Messungen zur Gasalterung am Hochraten-Meßstand. Bei diesen Messungen wurden GEM-MSGCs einer Strahlenbelastung ausgesetzt, die etwa dem 20-fachen der beim Betrieb bei Hera-B zu erwartenden Belastung entspricht. Die Belastung wurde dabei über die Kammerströme ermittelt: Beim Gasverstärkungsprozess gelangt der größte Teil der Elektronen auf die Anode, die meisten Ionen landen auf der Driftelektrode und der Kathode. Einige Ionen und sehr wenige Elektronen bleiben im GEM hängen. Die von der SlowControl aufgezeichneten Ströme der Kammer (Kathode, Drift und beide GEM-Elektroden) stammen deshalb fast ausschließlich von den beim Gasverstärkungsprozess entstandenen Ionen (die Elektronen driften fast alle zu den Anoden; dieser Strom wird nicht gemessen[1]; daher wird die Belastung über den Strom der Ionen bestimmt). Da der Strom der Ionen aus Gründen der Ladungserhaltung genauso groß ist, wie der der Elektronen, kann man auch ihn zur Bestimmung der Strahlungsbelastung benutzen.

Wie schon erwähnt, wurde die Kammer mit Ar-CO_2 70:30 betrieben. Der Gasfluß

[1]ein Teil der Anoden wird ausgelesen. Den Strom dieser Anoden könnte man aus der Pulshöhe der Pulse, ihrer Anzahl und der Verstärkung des VV-50 berechnen:
I = (Summe über die Pulshöhen aller Pulse in der Zeit t) / (t $\times$ 1.2mV/fC).

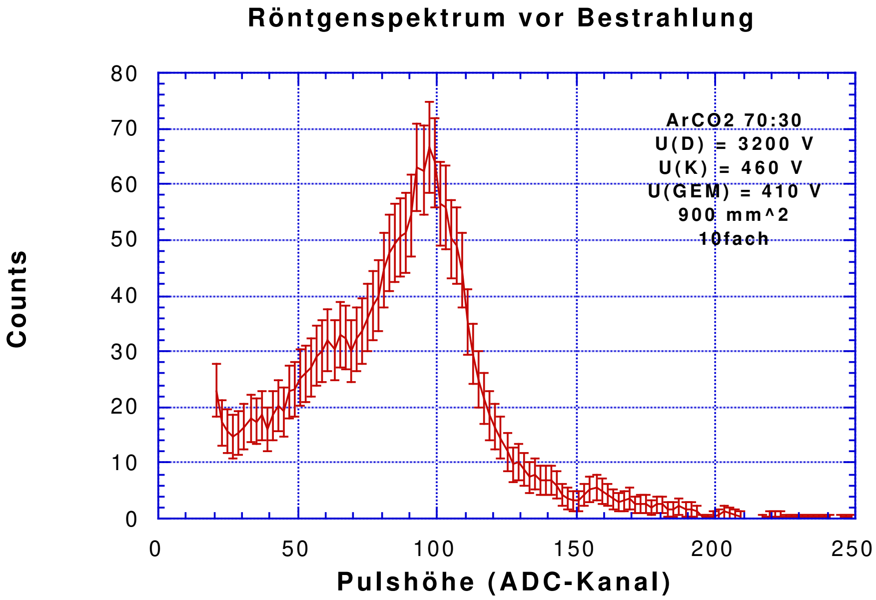

Abbildung 4.4: **Röntgen-Spektrum in Phase 1**

betrug dabei etwa 20 ml/min. Als Driftspannung wurden 3200 V gewählt, die Kathoden- und die GEM-Spannung lag zu Beginn der Messungen bei 460 V bzw. 410 V.

Die Gasverstärkung wurde über die Pulshöhe der Cu-K_α-Photonen gemessen. Zu diesem Zweck wurden während der Messungen ununterbrochen Pulshöhenspektren der Röntgenquanten aufgenommen.

Die Diamant-Alterung äußert sich in mehreren, beim Betrieb einer GEM–MSGC nacheinander beobachtbaren Veränderungen:

1. einem Anstieg der Pulshöhe der Cu-K_α-Photonen
2. einer zeitweisen Verschlechterung der Energieauflösung
3. einer zunehmenden Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung

Dabei durchläuft die Kammer drei Phasen:

- **Phase 1:**
  In dieser Phase ist die Energieauflösung noch gut. Ein typisches Spektrum ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Es gibt keine Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung, man sieht aber einen stetigen Anstieg der Gasverstärkung.

- **Phase 2:**
  Die Spektren werden immer breiter, bis die Energieauflösung nahezu vollständig verschwunden ist. Außerdem beobachtet man eine zunehmende Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Rate bei weiterhin zunehmender Gasverstärkung. Das

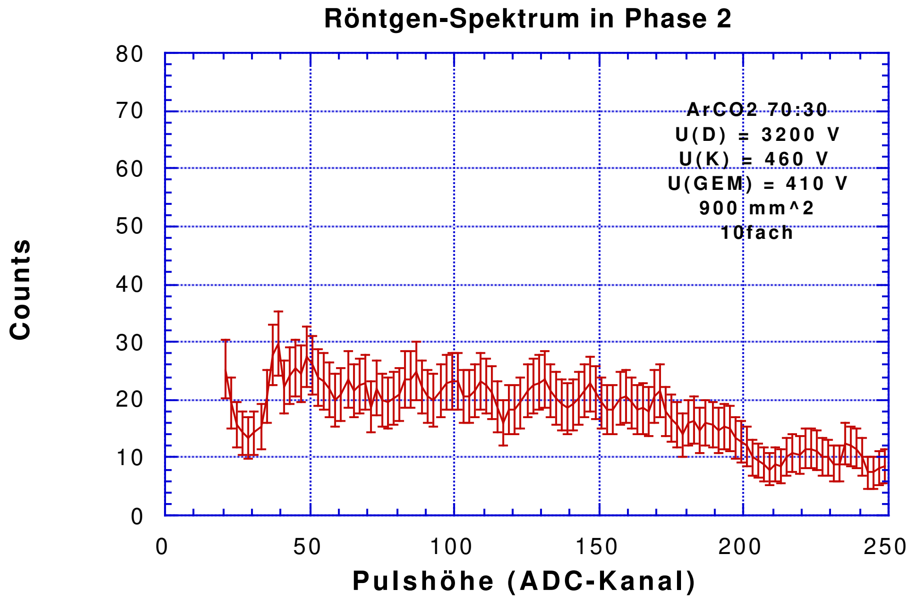

Abbildung 4.5: **Röntgen–Spektrum in Phase 2**

Pulshöhenspektrum in Abbildung 4.5 wurde bei 10-facher Hera-B-Belastung aufgenommen. Es ist keine Linie mehr darin zu erkennen. Man sieht den deutlichen Anstieg der Gasverstärkung im Vergleich zum Spektrum in Abbildung 4.4: Bei gleichen Spannungen ist die Zahl der großen Pulse sehr viel höher. So sind in Abbildung 4.4 nur sehr wenig Pulse oberhalb des ADC-Werts 150 zu sehen, während in Abbildung 4.5 etwa ein Drittel der Pulse darüber liegen.

- **Phase 3:**
  In Phase 3 hat die Diamantschicht wieder einen stabilen Zustand erreicht. In den Spektren ist wieder ein Peak zu erkennen (siehe Abbildung 4.6). Die Pulshöhe ändert sich nicht mehr. Man beachte die geänderten Kathodenspannungen: im Spektrum der Phase 1 (Abbildung 4.4 beträgt sie noch 460V. Bei Aufnahme des Spektrums in Phase 3 (Abbildung 4.6) wurde sie um 100V auf dann nur noch 360V gesenkt. Die Spannungen am GEM und an der Drift wurden während der Messung nicht verändert. Dies entspricht einer Vervierfachung der anfänglichen Gasverstärkung!

  Auch die Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Rate bleibt nun konstant. Sie ist in Abbildung 4.7 gezeigt.

Nun stellt sich die Frage nach der Zeitskala, auf der dieser Alterungseffekt auftritt. Die Antwort darauf ist nicht ganz einfach. Die hier gezeigten Spektren und das Diagramm zur Ratenabhängigkeit stammen aus der Messung mit einer Kammer, die vor der Messung mit Ar-CO_2 70:30 mit Ar-CF_4-CO_2 65:30:5 betrieben wurde. Da letztere Gasmischung die Diamantschicht stärker angreift als Ar-CO_2, ist nicht auszuschließen, daß die Diamantschicht

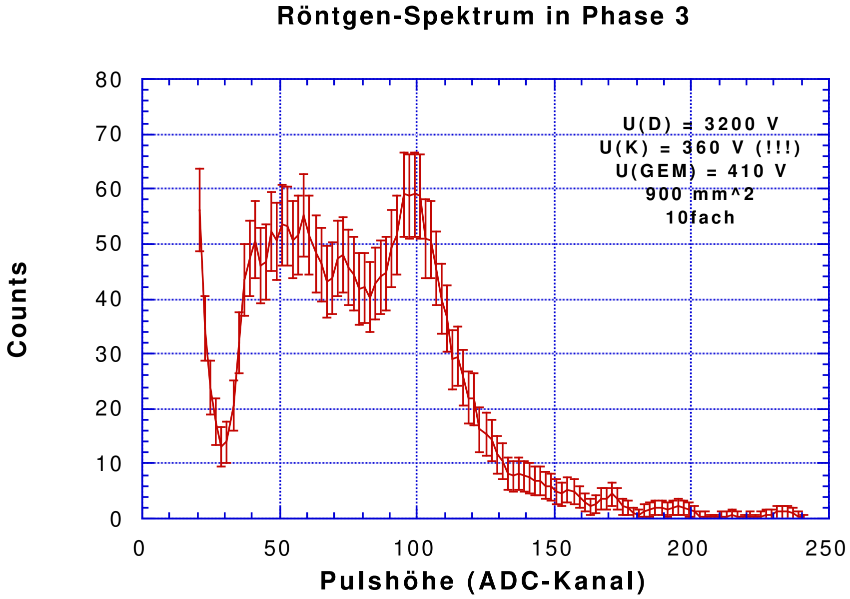

Abbildung 4.6: **Röntgen–Spektrum in Phase 3**

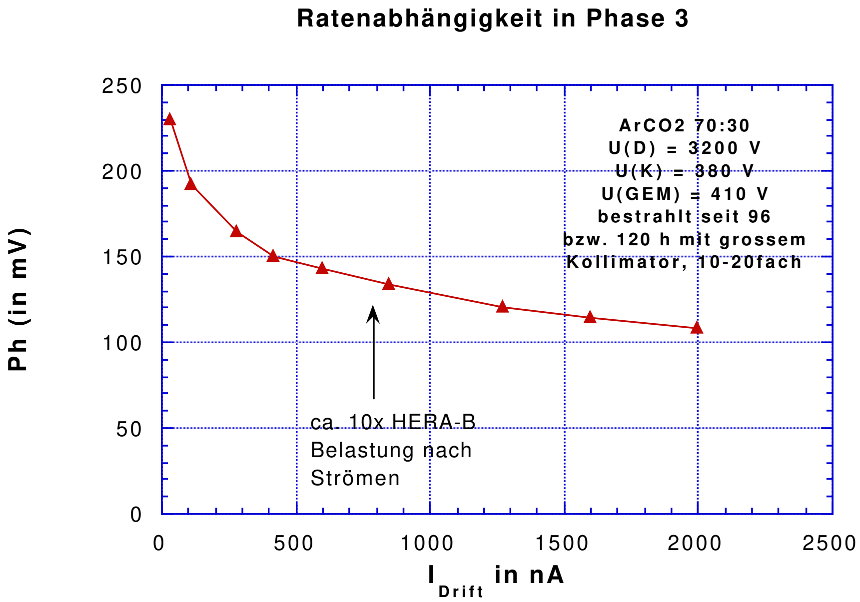

Abbildung 4.7: **Ratenabhängigkeit** in Phase 3: Die Pulshöhe des Cu-K_α-Peaks ist gegen den Driftstrom, der proportional zur Teilchenrate in der GEM-MSGC ist, aufgetragen. Der Pfeil markiert die Teilchenrate, die der 10-fachen Hera-B-Belastung entspricht.

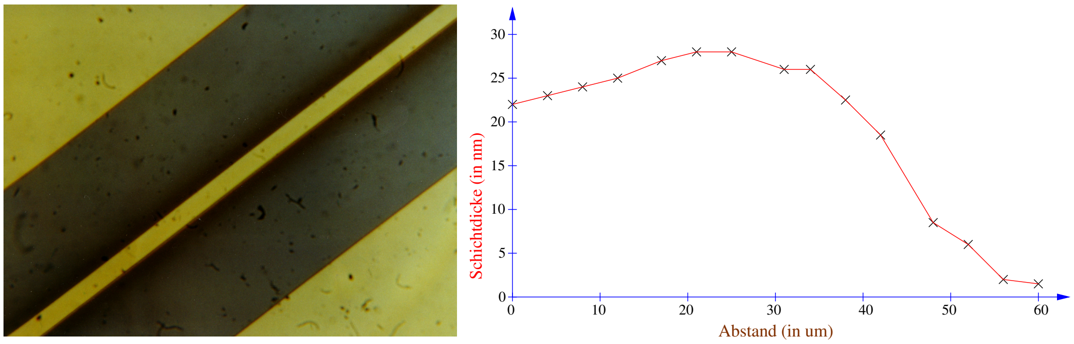

Abbildung 4.8: **Wafer nach Diamantalterung:** Unter dem Mikroskop sieht man deutliche eine dunkle Verfärbung der Diamantschicht in der Umgebung der Anode (links). Rechts ist die Schichtdicke des Coatings (ursprünglich 80nm) in Abhängigkeit der Entfernung von den Kathoden (die Position der Anoden liegt also bei 60μm) aufgetragen. Bei den Anoden ist die Diamantschicht nahezu vollständig weggeätzt worden [15].

schon verändert war, bevor die Messung mit Ar-CO_2 begonnen wurde. Bei dieser wurde Phase 3 nach 100 Stunden Bestrahlung mit 10-facher Hera-B-Belastung erreicht[2]. Danach wurde diese Messung an einer neuen Kammer wiederholt. Dabei wurde mit 10-20-facher Hera-B-Belastung 3 Wochen lang bestrahlt, bis man Phase 3 erreichte. Wenn man annimmt, daß die Alterungsgeschwindigkeit proportional zur deponierten Ladung ist, würde man erwarten, daß (nach der Messung mit der neuen Kammer) Phase 3 bei Hera-B nach etwa 2.5 Betriebsjahren erreicht werden wird. Dabei wurde eine einstündige Bestrahlung mit 10- bzw. 20-facher Hera-B-Belastung einem 10- bzw. 20-stündigen Betrieb bei Hera-B und ein Betriebsjahr bei Hera-B einer Bestrahlungsdauer von 10^7 s gleichgesetzt.

Den ersten Verdacht, daß die oben aufgeführten Beobachtungen tatsächlich etwas mit Veränderungen auf dem Wafer zu tun hatten, schöpfte man, als man sah, daß der Kathodenruhestrom, d. h. der Kathodenstrom in Abwesenheit von Bestrahlung, mit der Zeit abnahm. Eine von C. Richter im Rahmen ihrer Doktorarbeit durchgeführte Widerstandsmessung zeigte, daß der Widerstand zwischen Kathoden und Anoden zugenommen hatte. Daraufhin wurde ein Wafer, der an einer Stelle diese drei Phasen durchlaufen hatte, unter dem Mikroskop betrachtet. Eine Fotografie des Wafers ist in Abbildung 4.8 (links) zu sehen: Direkt neben der Anode ist eine dunkle Verfärbung des Wafers zu erkennen. Eine Oberflächenanalyse des Wafers durch das Fraunhofer Institut für Schicht- und Oberflächenphysik in Braunschweig ergab, daß die Dicke der Coating–Schicht im gesamten Gebiet zwischen Anode und Kathode reduziert war; direkt an den Anoden war sie nahezu ganz weggeätzt (siehe Abbildung 4.8 (rechts)).

Was nun bei der Diamantalterung geschieht, ist folgendes: In Phase 1 wird die Coatingschicht langsam dünner geätzt. Da einige Driftlinien von Elektronen nicht auf der Anode, sondern auch direkt daneben enden, wird ein Teil der bei der Gasverstärkung entstehenden Elektronen auf der Diamantschicht landen. Dadurch wird vor allem das Coating nahe

[2]Dies würde einer Betriebsdauer von etwa einem achtel Jahr bei Hera-B entsprechen

bei den Anoden mit der Zeit abgetragen, was zu einer Abnahme der Leitfähigkeit um die Anoden herum führt. Aus früheren Feldsimulationen,in denen gecoatete und ungecoatete MSGC verglichen wurden [7], war bekannt, daß die Leitfähigkeit des Wafers bei gecoateten MSGCs dafür sorgt, daß die Felder im Raum zwischen Anoden und Kathoden zumindest direkt über dem Wafer ungefähr konstant bleiben, während bei ungecoateten MSGCs die Feldstärken in der Mitte des Zwischenraums niedriger, dafür aber am Rand wesentlich größer waren. In der unmittelbaren Umgebung der Anoden nähert sich die Feldkonfiguration beim fortschreitenden Ätzprozess denen einer ungecoateten MSGC an. Daher steigt um die Anoden die Feldstärke an, und somit wächst auch die Gasverstärkung, die ja wenige μm über den Anoden stattfindet. Sobald um die Anoden herum einzelne Gebiete mit einer derart dünnen Coatingschicht entanden sind, daß bei hohen Teilchenflüssen die entstehende Ladung nicht mehr schnell genug wegtransportiert werden kann, beginnt man eine Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung zu sehen. Da der Ätzprozess nicht an jeder Stelle gleich schnell verläuft, sind die Coatingdicken nahe den Anoden räumlich sehr inhomogen. Daher gibt es in dieser 2. Phase eine räumlich sehr inhomogene Gasverstärkung, was dann zu den sehr breiten Spektren und der schlechten Energieauflösung führt. Erst wenn die Coatingschicht überall gleichmäßig abgeätzt wurde, ist Phase 3 und somit wieder ein stabiler Zustand erreicht.

Ob die Geschwindigkeit des Ätzprozesses wirklich proportional zur deponierten Ladung ist und die daraus errechneten Zeitskalen, auf denen die Diamantalterung abläuft, stimmen, kann derzeit nicht beurteilt werden. Möglicherweise spielt dabei auch die Dichte der geladenen Teilchen im Gas eine Rolle, die bei den im Labor durchgeführten Messungen natürlich erheblich größer war. Prinzipiell wäre es sogar möglich, daß der Effekt nur bei sehr hohen Raten auftritt und folglich bei Hera-B nicht beobachtet werden wird. Aufschluß darüber wird man letztlich nur beim Betrieb der GEM-MSGCs bei Hera-B erhalten.

4.3 Ergebnisse des PSI-Tests zur Diamantalterung

Eins der Ziele des PSI-Tests (siehe Kapitel 3) war es, die Diamantalterung im Hadronstrahl zu studieren. Insbesondere sollte geklärt werden, ob sie dort ebenfalls stattfindet und wenn ja, ob die Geschwindigkeit des Alterungsprozesses die gleiche ist wie mit Röntgenstrahlen.

Doch leider war es uns nicht möglich, am PSI eine hohe integrierte Ladung in den Detektoren zu erhalten. Da tagsüber nur mit geringer Rate gemessen werden konnte, blieb für Alterungsmessungen nur die Nacht. Doch die nächtliche Strahlzeit konnte nicht ausschließlich dafür verwendet werden, da auch die Messungen zur Betriebssicherheit nachts durchgeführt werden mußten. Da diese auch Messungen am Rand und an einer Ecke einschlossen, wurden mehrere verschiedene Positionen bestrahlt. Die akkumulierte Ladung und ihre Umrechnung in Hera-B-Betriebsstunden zeigt Tabelle 3.1. Bei ihrer Berechnung wurde berücksichtigt, daß Protonen bei 350 MeV/c 5 mal so viel Primärionisation wie MIPS erzeugen. Da aber bei Hera-B die nachzuweisenden Teilchen minimal ionisierend sein werden, entspricht beispielsweise ein Protonfluß von 2 kHz/mm^2 nach deponierter Ladung einem Fluß von 10 kHz/mm^2 bei MIPS. Nur an einer Position (Position 1) wurde eine größere Ladungsdosis erreicht: Sie entsprach einer Betriebsdauer der Kammern bei

Hera-B von 855 Stunden oder 0.3 Jahren. Unter der Voraussetzung, daß die Diamantalterung in Hadronstrahlen nicht wesentlich schneller verläuft als bei Röntgenbestrahlung, war bei dieser geringen akkumulierten Ladung keine Veränderung an den Spektren und schon gar keine Ratenabhängigkeit zu erwarten.

Eigentlich sollte eine Aussage über die Diamantalterung durch einen Vergleich der Pulshöhe der Eisenlinie der ^{55}Fe-Spektren an bestrahlten und unbestrahlten Positionen gewonnen werden. Da die Pulshöhe der Eisenlinie aber – wie schon in Kapitel 3.5 erwähnt – nicht gut verstanden ist, wurde davon Abstand genommen.

Betrachtet man aber Abbildung 3.14, so sieht man eine geringfügig erhöhte Gasverstärkung an der am meisten bestrahlten Position bei Messungen an der Kammer auf dem Hochraten-Meßstand nach Beendigung des PSI-Tests. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, daß der Diamantalterungsprozeß begonnen hat. Dann ist er aber noch nicht sehr weit vorangeschritten. Bei den Messungen im Labor wurde zusätzlich auch noch die Ratenabhängigkeit gemessen. Dabei konnte keine Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Rate festgestellt werden. Auch dies stützt die These, daß die Diamantalterung – so sie überhaupt schon begonnen hat – sich noch im Anfangsstadium befindet.

Daß keine Verbreiterung der Spektren zu erkennen war, wie Abbildung 4.9 zeigt, ist ein weiteres Indiz dafür. In der Abbildung sind zwei ^{55}Fe-Pulshöhenspektren von Position eins

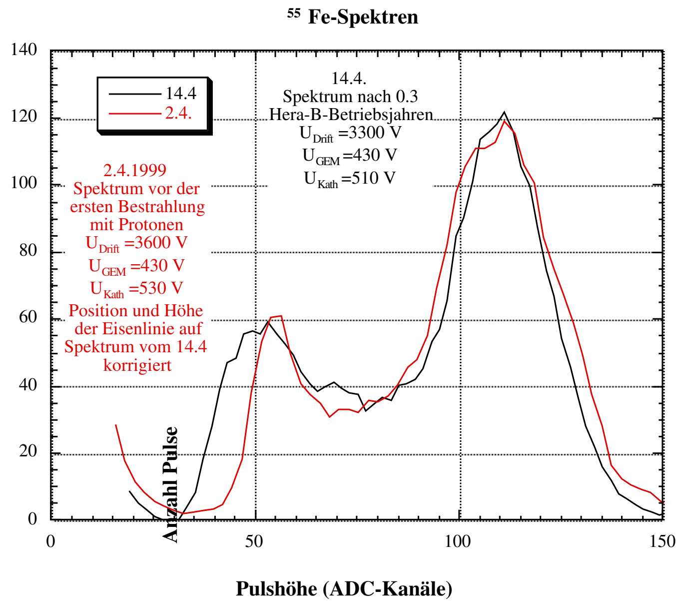

Abbildung 4.9: **Breitenvergleich der Spektren** vom 2.4. und 14.4.1999. Das Spektrum vom 2.4. wurde so skaliert, daß die Maxima der Eisenlinie beider Spektren zusammenfällt. Man erkennt keine Verbreiterung des Eisen-Peaks beim Spektrum vom 14.4.

abgebildet, die am PSI mit einer 0.3 Betriebsjahren bei Hera-B entsprechenden integrierten Ladung bestrahlt wurde. Das eine Spektrum (vom 2.4.) wurde vor der ersten Bestrahlung der Kammer mit Protonen aufgezeichnet. Es wurde so skaliert, daß die Position und die

Höhe des Eisen-Peaks mit denen des zweiten Spektrums übereinstimmen. Dieses wurde am 14.4. morgens – nach der letzten Bestrahlung mit Protonen – aufgenommen. Zwischen beiden Spektren liegen somit 0.3 Hera-B-Betriebsjahre. Eine Verbreiterung des Eisen-Peaks ist nicht zu erkennen. Beide Spektren sind etwa gleich breit.

Somit waren nach 0.3 Jahren keine Anzeichen von Diamantalterung sichtbar. Aufgrund der geringen integrierten Ladung im Detektor kann man daraus lediglich schließen, daß der Diamantalterungsprozess in Hadronstrahlen nicht wesentlich schneller abläuft als unter Röntgenbestrahlung.

4.4 Die MSGC mit ausgeheiztem Wafer

Nachdem es mangels Strahlzeit am PSI nicht möglich war, die Diamantalterung genauer zu erforschen, wurden neue Versuche im Labor nötig. Sie zielten in zwei Richtungen: Einmal war zu untersuchen, ob man die Alterung durch Modifikationen der Diamantschicht vermeiden kann. Dazu muß bemerkt werden, daß früher, bei den 10×10 cm großen MSGCs, die von der Firma Surmet mit dem Coating versehen wurden, keine Diamantalterung beobachtet worden war. Diese Wafer hatten einen deutlich höheren Flächenwiderstand – genauso, wie ein Wafer, bei dem infolge des Ätzprozesses das Coating um die Anoden herum weggeätzt wurde. Schließlich war zusätzlich noch bekannt, daß ein Erhitzen des Wafers den Flächenwiderstand der MSGC erhöht. Dadurch gab es die Hoffnung, daß ein Ausheizen des Wafers die Alterung des diamond-coatings verhindern oder zumindest verzögern würde. Zum anderen war für den Betrieb bei Hera-B auch die Frage wichtig, ob ein Detektor nach den einschneidenden Änderungen am Wafer in Folge des Ätzprozesses noch für die Datennahme brauchbar ist. Diese Frage wird in Abschnitt 4.5 untersucht.

4.4.1 Ausheizen des Wafers

Ein Wafer mit Fraunhofer-Coating wurde von S. Wunderlich 10 Stunden lang bei 200 °C ausgeheizt. Ihre Messung des Flächenwiderstandes des ausgeheizten Wafers ergab, daß er – verglichen mit einem nicht ausgeheizten Wafer – um einen Faktor von etwa 8 höher lag. Der Oberflächenwiderstand lag somit etwa bei $2 \cdot 10^{15}\Omega/\Box$.

4.4.2 Durchführung der Messung

Die Kammer wurde mit einer 70-Vol. %: 30-Vol. % Gasmischung aus Argon und CO_2 betrieben. An die Kathoden wurde eine Spannung von 480V gelegt; die Spannungsdifferenz zwischen den beiden GEM-Elektroden betrug 400V. Als Driftspannung wurden wieder 3200V verwendet. Eine Gruppe von acht Anoden wurde kurzgeschlossen und ausgelesen. Die anderen Anoden im bestrahlten Gebiet (insgesamt 128) wurden auf Masse gelegt. Es wurde ein kreisförmiger Kollimator mit einer Fläche von 113mm^2 benutzt. Die Kammer wurde zuerst mit Röntgenstrahlen bei 10-facher Hera-B-Belastung bestrahlt. Nach einer Bestrahlungsdauer von 3 Tagen wurde der Photonenfluß nochmals verdoppelt, so daß der Beschleunigungsfaktor (nach akkumulierter Ladung) gegenüber Hera-B danach

20 betrug. Die Teilchenrate auf den bestrahlten $113mm^2$ wurde über die Ströme ermittelt, die während der ganzen Messung überwacht und auf Platte geschrieben wurden. Es wurden auch laufend Pulshöhenspektren aufgezeichnet. Die Pulshöhe wurde wieder an der Cu-K_α-Linie abgelesen und diente als Maß für die Gasverstärkung. Dabei traten allerdings vermehrt Probleme mit Pick-up auf; dies gab den Anlaß zur Entwicklung eines neuen Auslesesystems für die Erstellung von Pulshöhenspektren, welches leider erst für die nachfolgende Effizienzmessung fertig wurde. Die Qualität der Spektren ließ daher zu wünschen übrig.

4.4.3 Ergebnis

Insgesamt wurde eine Ladung akkumuliert, die einer 3.5-jährigen Betriebsdauer des Detektors bei Hera-B entspricht. Die Entwicklung der Pulshöhe zeigt Abbildung 4.10. Man

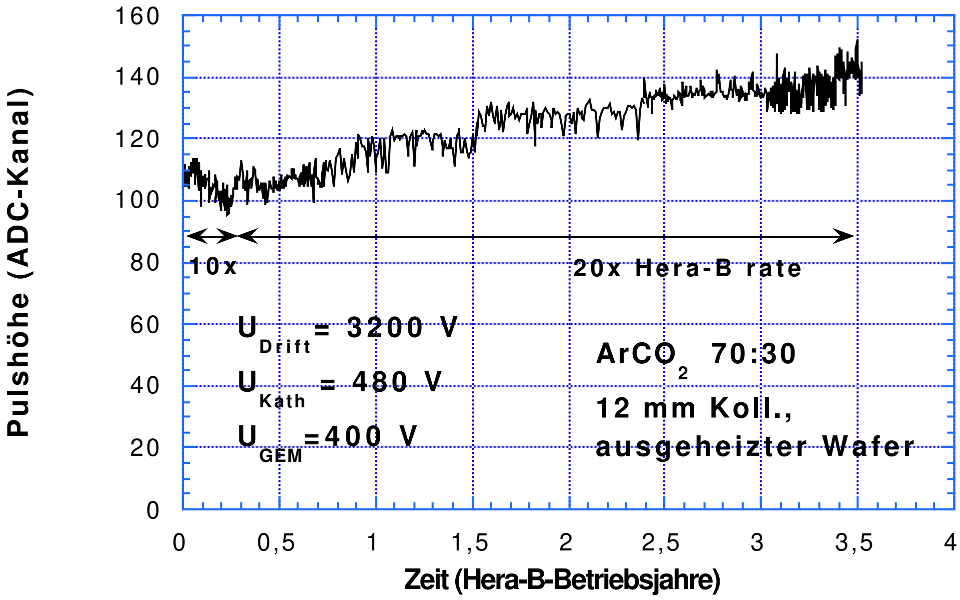

Abbildung 4.10: **Die zeitliche Entwicklung der Gasverstärkung** der MSGC mit ausgeheiztem Wafer: Die Pulshöhe der Cu-K_α-Linie ist gegen die der integrierten Ladung entsprechende Betriebsdauer bei Hera-B aufgetragen.

sieht wieder einen kontinuierlichen Anstieg des Cu-K_α-Peaks um etwa 40%. Bei früheren Messungen mit 20-facher Rate wurde ein Pulshöhenanstieg um etwa 50% bei einer 2.5 Hera-B-Betriebjahren entsprechenden integrierten Ladung beobachtet[3]. Hier sind inzwischen 3.5 Hera-B-Betriebsjahre vergangen. Somit scheint das Ausheizen des Wafer die Diamantalterung um mindestens ein Hera-B-Betriebsjahr hinauszuzögern.

Die Spektren nach 3.5 Hera-B-Jahren zeigt Abbildung 4.11. Dort wurde auf einem Elek-

[3]Die in Abschnitt 4.2 erwähnte Vervierfachung der Gasverstärkung gilt aufgrund der Ratenabhängigkeit nur für 10-fache Rate.

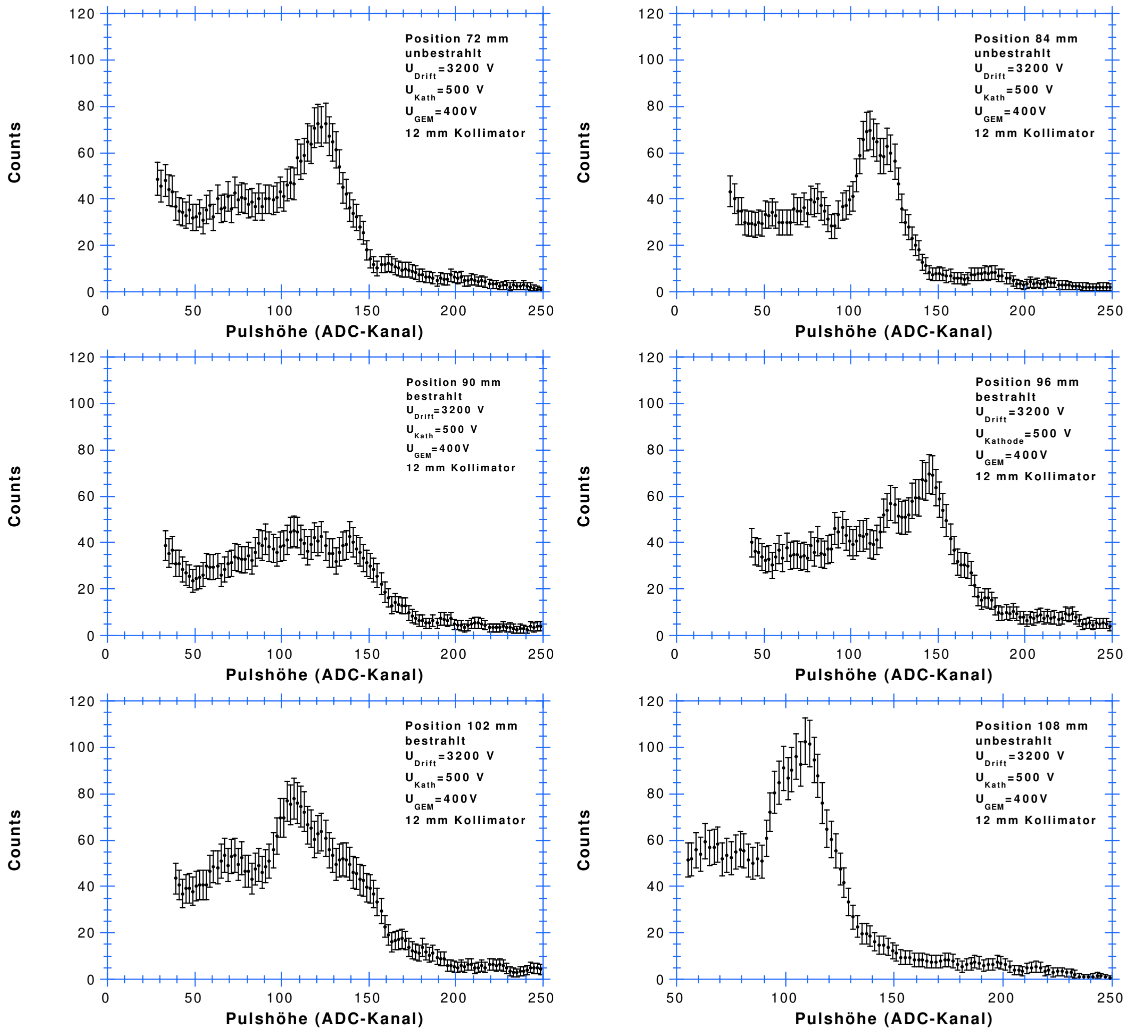

Abbildung 4.11: **Pulshöhenspektren nach 3.5 Jahren:** Hier sind die absoluten Häufigkeiten bestimmter Pulshöhen über denselben für verschiedene Positionen entlang der Elektrodenstreifen aufgetragen. Position 108 mm ist von allen die unterste auf der MSGC. Die Spektren in den bestrahlten Bereichen (90, 96 und 102 mm) unterscheiden sich deutlich von denen der Unbestrahlten: Es gibt dort mehr hohe Pulse und die Breite ist größer.

trodenstreifen, der durch die bestrahlte Position verlief, an den Schrittmotorpositionen 72, 84, 90, 96, 102 und 108 mm jeweils ein Röntgenspektrum aufgenommen. Die bestrahlten Positionen waren dabei 90, 96 und 102 mm. Man sieht, daß das Spektrum an Position 96 mm einen neuen Peak bei einer um etwa 40% höherer Gasverstärkung aufweist, der aber noch nicht ganz ausgeprägt ist. Bei Position 90 mm ist noch das schlechte Spektrum der Phase 2 zu sehen. Position 102 mm zeigt noch das ursprüngliche Spektrum, allerdings mit einem Peak, der zu hohen Pulsen hin langsam abfällt. Wenn man sich vor Augen hält, daß dieser Streifenscan mit dem gleichen kreisförmigen Kollimator (Durchmesser 12mm) durchgeführt wurde, wie die ganze Messung, so wird klar, warum: Da Position 102 mm sehr nahe am Rand des bestrahlten Flecks liegt, wird, wenn die Kammer so verschoben wurde, daß das Kollimatorzentrum nicht mehr mit dem Zentrum des bestrahlten Gebiets zusammenfällt, ein Teil der Pulse von Photonen herrühren, die an einer nicht bestrahlten Position nachgewiesen wurden. Diese erzeugen natürlich ein Spektrum wie auf den unbestrahlten Positionen 72 und 108 mm. Die Pulse, die von im bestrahlten Gebiet detektierten Photonen stammen, zeigen ein Spektrum wie auf Position 90 oder 96 mm und sind somit für den größten Teil der hohen Pulse verantwortlich. Der etwas breitere Peak an Position 84 mm könnte auch ein Indiz dafür sein, daß die nähere Umgebung dieser Stelle auch noch ein wenig Strahlung abbekommen hat.

Somit findet auch bei einem ausgeheizten Wafer Diamantalterung statt. Nach einer Bestrahlungsdauer von 3.5 Jahren sind aber noch nicht alle Positionen in der stabilen 3. Phase der Diamantalterung. Bei den früheren Messungen mit Kammern, deren Wafer nicht ausgeheizt wurde, war dieser stabile Zustand bereits nach etwa 2.5 Jahren erreicht. Die Diamantalterung scheint somit durch das Ausheizen der Wafer zwar nicht zu verhindern zu sein, aber immerhin langsamer voranzuschreiten. Die Messung wurde daraufhin abgebrochen, da inzwischen der Zeitpunkt nähergerückt war, zu dem die Entscheidung darüber getroffen werden mußte, ob die Wafer der letzten Lieferung ausgeheizt werden sollen. Aufgrund obiger Resultate wurde dann beschlossen, diese letzten 35 Wafer für die Serienfertigung der Kammern auszuheizen.

Nicht auszuschließen ist allerdings, daß die langsamere Geschwindigkeit des Diamantalterungsprozesses, zumindest zum Teil, durch den kleineren Kollimator hervorgerufen wird. Die ersten Messungen an nicht ausgeheizten Wafern, bei denen die Diamantalterung auftrat, wurden mit dem 900 mm^2 großen Kollimator ausgeführt, wie er für die Messungen zur Gasalterung zum Einsatz kam. Bei dieser Messung wurde leider der 113 $mm^{-}2$ Kollimator verwendet. Dies lag daran, daß niemand glaubte, daß die Kollimatorgröße einen Einfluß auf den Alterungsprozess hat. Dies glaubte aber bei der Gasalterung auch niemand – und deren Voranschreiten wurde von der Kollimatorfläche beeinflußt. Im Unterschied zur Gasalterung, bei der nicht nur der bestrahlte Bereich, sondern auch der unbestrahlte von Ablagerungen bedeckt wird, wird bei der Diamantalterung der unbestrahlte Bereich nicht beeinträchtigt. Dies deutet darauf hin, daß sich die Kollimatorgröße zumindest nicht entscheidend auf die Geschwindigkeit des Diamantalterungsprozesses auswirkt, weil er sich nicht – wie bei der Gasalterung – über die ganze Kammer verteilt, sondern sich auf den bestrahlten Bereich beschränkt. Damit dürften nämlich die von ihm bewirkten Veränderungen nur von der lokalen Bestrahlungsintensität abhängen.

4.5 Auswirkungen auf den Betrieb bei Hera-B

Zwar ist noch nicht ganz klar, inwieweit die durch Bestrahlung mit mehrfacher Hera-B-Belastung beschleunigten Messungen zur Diamantalterung auf den Hera-B-Betrieb übertragbar sind. Aber man muß zumindest damit rechnen, daß dieses Phänomen bei Hera-B auftreten wird. Daher war es wichtig zu studieren, wie sich die verschiedenen Phasen der Diamantalterung auf den Betrieb bei Hera-B auswirken würden. Dabei stellten sich mehrere Fragen:

Sinkt die Kammereffizienz? Die Effizienz eines Detektors ist die Wahrscheinlichkeit, daß er ein Teilchen, das ihn durchquert, auch nachweist. Von der Diamantalterung befürchtete man, daß sie sich negativ auf die Detektoreffizienz auswirken könnte. Zwar steigt die Pulshöhe mit zunehmender akkumulierter Ladung an. Aber dies schließt nicht aus, daß es kleine Gebiete im Detektor gibt, in denen keine Gasverstärkung mehr stattfindet. Solche tote Bereiche der Kammer könnten die Effizienz verringern.

Wie groß ist die Variation der Pulshöhe über die Kammer? Die Variation der Pulshöhen über die Kammer kommt von der nicht homogenen Verteilung des Teilchenflusses über die Kammer. Nahe des Strahlrohrs ist mit 10000 Teilchen pro mm^2 und s zu rechnen, weiter außen nur mit 1000. Dies bedeutet für die Diamantalterung zweierlei:

1. Wenn die Geschwindigkeit des Diamantalterungsprozesses an einer bestimmten Kammerposition tatsächlich nur von der integrierten Ladung auf dieser Position abhängt, so wird die Diamantalterung an verschiedenen Kammerpositionen in unterschiedlichen Stadien sein. So kann nahe am Strahlrohr aufgrund der dort vorherrschenden hohen Teilchenflüsse schon Phase 3 erreicht sein, während sich die äußeren Bereiche der Kammer, wo die Flüsse kleiner sind, noch in Phase 1 befinden.
2. Dem überlagert ist der Effekt der Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung. Sobald mal ein größerer Bereich der Kammer um das Strahlrohr Phase 3 erreicht hat, wird sie dafür sorgen, daß die Gasverstärkung ganz nahe am Strahlrohr etwas niedriger ist als in den Bereichen, die sich zwar ebenfalls in Phase 3 befinden, aber niedrigere Teilchenflüsse erfahren. Weiter außen, wo die Diamantalterung noch nicht abgeschlossen ist, wird die Gasverstärkung dann wieder sinken.

Diese über die Kammer variierende Gasverstärkung könnte ein Problem für den Hera-B-Trigger darstellen. Da Hera-B wohl nicht so lange in Betrieb sein wird, bis sich alle Detektoren vollständig in Phase 3 befinden, ist es nicht möglich, die Betriebsspannungen zu senken. Sonst würde nämlich die Detektoreffizienz in den Gebieten, in denen sich die Diamantalterung noch im Anfangsstadium befindet und die Verstärkung nur wenig zugenommen hat, sinken. Man muß also mit den hohen Pulsen leben. Nun ist die Pulsform des Auslesechips so eingestellt, daß er im Normalfall nach 96 ns, wenn das nächste Protonpaket die Wechselwirkungszone erreicht, wieder fast auf Null abgefallen ist. Bei solchen hohen Pulsen, wie sie bei fortschreitender Diamantalterung zu erwarten sind, ist damit zu rechnen, daß sie nach 96 ns immer noch über der auf die niedrigen Pulse eingestellten Triggerschwelle liegen. Der Trigger würde dann auch für das folgende Protonpaket von einem Teilchendurchgang durch den Detektor ausgehen. Damit würde die Gefahr von Fehltriggern erhöht werden.

Deshalb war es wichtig, die Diamantalterung noch einmal im Detail zu studieren. Zu messen waren die Effizienz der Kammer, der zeitliche Verlauf der Gasverstärkung und die Entwicklung der Ratenabhängigkeit. Zusätzlich sollte die Energieauflösung beobachtet werden. Eine Besonderheit dabei war die Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Kammereffizienz mit einer ^{55}Fe-Quelle.

4.5.1 Effizienzmessung mit ^{55}Fe–Quelle

Die übliche Methode zur Effizienzbestimmung von Detektoren ist es, festzustellen, wie viele der durch den Detektor laufenden Teilchen von ihm nachgewiesen werden. Einen möglichen Meßaufbau zeigt Abbildung 4.12. Zwei Meßdetektoren (üblicherweise Szintil-

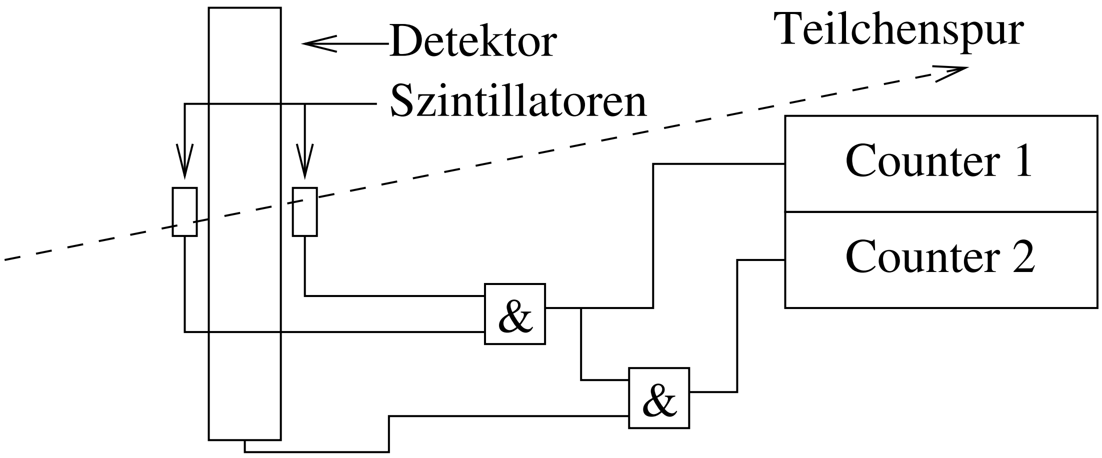

Abbildung 4.12: **Aufbau zur Effizienzmessung** eines Detektors

latoren) werden auf beiden Seiten des Detektors aufgestellt. Diese werden so aufgebaut, daß jedes Teilchen, das durch beide Meßdetektoren hindurchfliegt, auch durch den Detektor, dessen Effizienz zu bestimmen ist, hindurchgegangen sein muß. Beide Meßdetektoren werden in Koinzidenz geschaltet und mit einem Zähler (Counter 1) verbunden. Eine Dreifachkoinzidenz aller Detektoren wird auf Counter 2 gelegt. Es muß sichergestellt werden, daß die Meßzeit für beide Zähler die gleiche ist; insbesondere soll sie bei wiederholter Durchführung gleich lang sein. Eine Nullmessung (ohne Teilchen) ergibt die Anzahl N_0 der Zufallskoinzidenzen beider Meßdetektoren (abzulesen von Counter 1). Danach führt man eine Messung mit Teilchen durch. Counter 1 zählt die Zahl N_1 der Koinzidenzen der beiden Szintillatoren, also die Anzahl der Zufallskoinzidenzen und die von beiden nachgewiesenen Teilchen, Counter 2 die Zahl N_2 der Dreifachkoinzidenzen (bis auf evtl. sehr wenige Zufallskoinzidenzen gleich der Zahl der Teilchen, die von allen drei Detektoren nachgewiesen wurde). Die Effizienz ϵ berechnet sich nun zu

$$\epsilon = \frac{N_1 - N_0}{N_2} \tag{4.1}$$

Da ein neuerlicher PSI-Test für diese einzige Messung zuviel Aufwand (und Zeitverlust) bedeutete, mußte die Messung anders durchgeführt werden. Da man nur an einem möglichen Effizienzverlust des Detektors interessiert war, genügte eine Messung der relativen Effizienz bezüglich der ursprünglichen Effizienz. Dazu mußte man die Kammer mit einer konstanten Rate bestrahlen und die Anzahl der detektierten Teilchen während einer festen Zeit messen. Hier bot sich eine Eisen-55-Quelle an. Der Abnahme der Aktivität durch die Halbwertszeit von 2.7 Jahren war während einer eineinhalbmonatigen Messung zu vernachlässigen.

Leider ist der Driftdeckel für die Bestrahlung mit einer ^{55}Fe-Quelle zu dick. Er wurde darum an vier Positionen auf einer Linie entlang der Streifen dünner gefräst (siehe Abbildung 4.13), an denen die ^{55}Fe-Quelle angebracht werden konnte. Dies hatte auch Konsequenzen für die Bestrahlung der Kammer mit der Röntgenröhre: Da die Transparenz für Photonen an den dünner gefrästen Stellen höher war als für den üblichen Seriendriftdeckel, war das Energiespektrum der Röntgenquanten weicher als bei den früheren Messungen, d. h. das Verhältnis niederenergetischer Bremsstrahlungsquanten zu Cu-K_α-Photonen verschob sich zu Gunsten der Ersteren. Dies war die einzige Änderung, die an

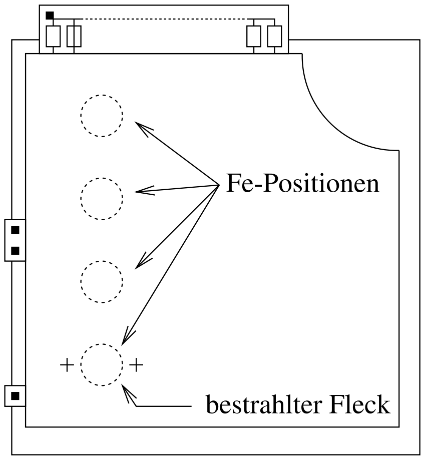

Abbildung 4.13: **Dünnergefräste Positionen** (Fe-Positionen) im Driftdeckel der für die Effizienzmessung verwendeten GEM-MSGC. An diesen konnte die ^{55}Fe-Quelle angebracht werden.

dieser GEM-MSGC durchgeführt wurde und die sonst in jeder Hinsicht mit den für Hera-B produzierten Serienkammern mit nicht ausgeheiztem Wafer identisch war. Die Eisenquelle wurde bei jeder Messung mit einem Klebestreifen an der Kammer befestigt. Um eine reproduzierbare Positionierung zu ermöglichen, wurde die Quelle während der gesamten Messung auf diesem Klebestreifen gelassen, auf dem als Positionierungsmarke zwei Kreuze aufgemalt wurden. Auch wurden zwei Marken für links und rechts aufgebracht. Auch auf die Kammer wurden zwei Kreuze im selben Abstand gezeichnet. Wenn die Haftung des Klebestreifens auf der Kammer abnahm, wurde er nicht ausgetauscht, sondern ein weiterer Streifen darübergeklebt. So war es möglich, die ^{55}Fe-Quelle immer wieder an der gleichen Stelle auf der Kammer zu befestigen (mit einer (geschätzten) Präzision[4] von etwa 0.5mm.

4.5.2 Die Ausführung der Messung

Für diese Messung kamen erstmals Teile eines neuen Auslesesystems, mit dessen Entwicklung im Rahmen dieser Arbeit begonnen wurde, zum Einsatz. Sein derzeitiger und sein geplanter Entwicklungsstand sind in Anhang A eingehender beschrieben. Hier sei nur das Nötigste kurz erklärt: Der FADC und der Diskriminator wurden nicht mehr benutzt, stattdessen wurde das differentielle[5] Ausgangssignal des Vorverstärkers direkt auf das Oszilloskop gegeben; die negative Hälfte auf Kanal 1, die positive auf Kanal 2 (siehe Abbildung 4.14). Deren Eingangsimpedanz wurde zu 50 Ω gewählt. Das Oszilloskop übernahm somit die Aufgaben von FADC und Diskriminator: Dazu wurde es so eingestellt, daß es das erste Signal aufzeichnet, das größer als die eingestellte Triggerschwelle ist, und dann stoppt. Wenn der Computer feststellt, daß das Oszilloskop gestoppt hat, liest er die die Pulsform über die GPIB[6]-Schnittstelle aus und analysiert ihre Pulshöhe. Danach startet er das Oszilloskop für die Aufnahme des nächsten Pulses. Leider ist die Auslese über die GPIB-Schnittstelle nicht sehr schnell; es konnte etwa nur ein Ereignis pro Sekunde ausgelesen werden, so daß man eigentlich nicht mehr von einem „fast control"-System sprechen kann. Zusammen mit einer verbesserten Abschirmung des Vorverstärkers durch Aluminiumfolie ließen sich wesentlich bessere Spektren erzielen.

Die Kammer wurde wieder mit einer vorgemischtem Gasmischung aus 70 Vol.% Argon und 30 Vol.% CO_2 betrieben. Als Driftspannung wurden 3200V gewählt, als GEM-Spannung $410 - 430$V. Die Kathodenspannung lag zur Aufnahme der Eisenspektren bei $470 - 410$V, während der Röntgen-Bestrahlung ausschließlich bei 430V.

Es wurde wieder ein kreisförmiger Kollimator mit einer Fläche von 113mm^2 verwendet. Bestrahlt wurde mit Röntgenstrahlen bei zwanzigfacher Hera-B-Belastung. Die Rate wurde wieder über die Kammerströme ermittelt. Insgesamt wurde die Kammer mit so viel Ladung bestrahlt, wie sie in 6 Jahren Betrieb bei Hera-B akkumuliert hätte.

Während der Messung wurden ständig Druck, Temperatur, die Kammerströme und der Gasfluß aufgezeichnet.

Ungefähr einmal pro Tag wurde die Bestrahlung für knapp 2 Stunden unterbrochen,

[4] so genau paßten die Kreuze auf der Kammer und die auf dem Klebestreifen zusammen

[5] Ein differentielles Signal besteht aus 2 Hälften: die positive besitzt die gleiche Form wie das Originalsignal, die negative ist invertiert. Das Gesamtsignal erhält man durch Subtraktion der negativen von der positiven Hälfte.

[6] nach IEEE 488.2 Standard

um die Effizienzmessung durchzuführen und ein ^{55}Fe-Spektrum aufzunehmen. Dazu wurde zuerst der Kollimator entfernt und die Eisenquelle an der Kammer befestigt. Dann wurde das Auslesesystem leicht verändert (siehe Abbildung 4.14). Die negative Hälfte[7]

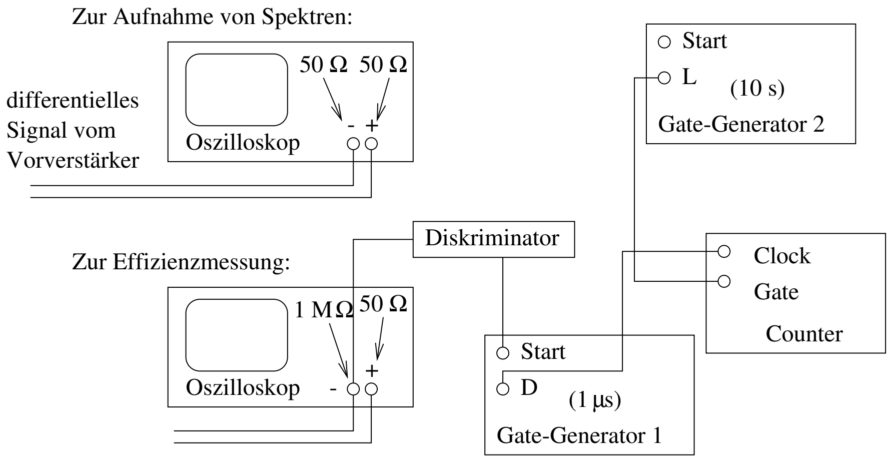

Abbildung 4.14: **Unterschiede im Auslesesystem** zwischen Spektrenaufnahme und Effizienzmessung

des differentiellen Signals wurde vom Kanal 1 des Oszilloskops auf einen Diskriminator durchgeschleift, dessen Schwelle deutlich über dem Niveau des elektronischen Rauschens lag. Da die Eingangsimpedanz des Diskriminators 50 Ω betrug, wurde die von Kanal 1 auf 1MΩ geändert, damit die Pulshöhe auch während der Effizienzmessung richtig abgelesen werden konnte.

Das Ausgangssignal des Diskriminators konnte nicht direkt mit einem Zähler verbunden werden. Der Grund liegt in der Arbeitsweise des Diskriminators: Sein Ausgang ist digital, d. h. es gibt nur zwei Zustände: high und low. Solange das Eingangssignal unterhalb der Diskriminatorschwelle liegt, liegt an seinem Ausgang low an. Überschreitet das Eingangssignal die Schwelle, so liefert er einen wenige ns dauernden high-Puls am Ausgang. Ist nach etwa 10 ns das Signal immer noch oberhalb der Schwelle, so liefert er einen weiteren Ausgangsimpuls. Da ein Puls etwa 100 ns lang ist, kann es vorkommen, daß ein und derselbe Puls zwei oder mehr high-Pulse am Ausgang des Diskriminators erzeugen. Indem man den Ausgang des Diskriminators mit dem „start“-Eingang eines Gate-Generators verbindet, dessen Gate-Zeit auf 1μs eingestellt ist, erhält man am D-Ausgang des Gate-Generators für jeden Puls, dessen Maximum oberhalb der Diskriminatorschwelle liegt, genau einen Puls. Ein Gate-Generator wird durch einen high-Puls am start-Eingang gestartet. Sein L-Ausgangssignal ändert sich von low nach high. Wird er wiederholt gestartet, so ändert sich nichts daran. Er wird durch ein high-Signal am stop-Eingang oder spätestens dann, wenn seine Gate-Zeit abgelaufen ist, gestoppt. Dann geht der L-Ausgang

[7] Da das Signal der Elektronen ausgelesen wird, ist dieses negativ. Deshalb hat die negative Hälfte des Signals eine positive Spannung. Diese wird auf den Diskriminator geführt.

wieder auf low und am D-Ausgang liegt für kurze Zeit ein high-Signal an. Danach kann er wieder gestartet werden. Der Gate-Generator wird durch den ersten Ausgangsimpuls des Diskriminators gestartet. Nach Ablauf von 1 μs ist das Teilchensignal in jedem Fall wieder unter die Diskriminatorschwelle gefallen. Dann stoppt der Gate-Generator und liefert an seinem D-Ausgang einen kurzen high-Impuls. Dieser wird auf den Zähler weitergegeben. Die Totzeit von 1 μs, während der keine Pulse gezählt wurden, hatte keinen großen Einfluß auf die Zählung der Eisenpulse, da ihre Rate maximal 10 kHz betrug. Dies entspricht durchschnittlich einem Puls in 100 μs. Damit war die Wahrscheinlichkeit, einen Puls dadurch nicht mitzuzählen, daß er dem Vorausgehenden innerhalb der Totzeit von 1 μs folgt, zu vernachlässigen.

Der Zähler zählt alle high-Pulse an seinem Clock-Eingang, solange sein Gate-Eingang auf high gelegt ist. Die Meßzeit wird durch den 2. Gate-Generator festgelegt, der von Hand (durch Knopfdruck) gestartet wird. Sein L-Ausgang geht dann für 10 Sekunden auf high und schaltet damit den Zähler ein.

Wird die Messung mit dem Start des 2. Gate-Generator gestartet, so werden alle ^{55}Fe-Pulse oberhalb der Diskriminatorschwelle während der folgenden 10 Sekunden gezählt. Diese Messung wird nun bei einer Driftspannung von 3200 V, einer GEM-Spannung von 410 V und verschiedenen Kathodenspannungen durchgeführt. Angefangen wurde immer mit der kleinsten Kathodenspannung. Sie wurde so gewählt, daß die Zahl der in 10s gezählten Eisenpulse unter 10 lag. Danach wurde die Spannung in Schritten von 2 bis 10V – je nachdem, wie stark die Zählrate bei Vergrößerung der Kathodenspannung anstieg – bis auf maximal 505V erhöht. Damit war die Rate der Eisenpulse für verschiedene Kathodenspannungen bekannt. Die Auswertung wird in Abschnitt 4.5.7 besprochen.

Von Zeit zu Zeit wurde die Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung gemessen. Dazu wurde durch Variation des Stroms der Röntgenröhre der Fluß der Röntgenphotonen verändert. Die Belastung wurde über die Kammerströme ermittelt. Als Maß für die Gasverstärkung wurde wieder die Pulshöhe der Cu-K$_\alpha$-Linie verwendet.

Zusätzlich wurde nahezu täglich ein Röntgenspektren aufgenommen.

4.5.3 Entwicklung der Ratenabhängigkeit

Eine Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung tritt erstmals nach einer Bestrahlungsdauer von 3 Hera-B-Jahren auf. Zu dieser Zeit war das ein kleiner Effekt, der fast nicht ins Gewicht fiel: Bei einer Änderung der Belastung von 20 mal auf 3 mal Hera-B stieg die Verstärkung nur um 7%. Mit fortlaufender Bestrahlung änderte sich das drastisch, wie Abbildung 4.15 zeigt. Dort ist die Pulshöhe der Cu-K$_\alpha$-Linie an verschiedenen Tagen gegen die Strahlenbelastung aufgetragen.

Erst ab etwa 5 Jahren änderte sich die Ratenabhängigkeit nicht mehr. Der stetige Abfall der Pulshöhe für alle Raten ist wahrscheinlich auf einen kontinuierlichen Anstieg des atmosphärischen Luftdrucks während der letzten 6 Tage der Messung zurückzuführen, in denen er von 970 mbar auf 1010 mbar zunahm. In den 6 Wochen davor variierte der Luftdruck zwischen 970 und 1000 mbar. Da aber zu dieser Zeit die Veränderungen der Diamantschicht einen wesentlich größeren Einfluß auf die Pulshöhe hatten, als Luftdruck und Temperatur, ist davon in Abbildung 4.15 nichts zu sehen. Deshalb wurden diese

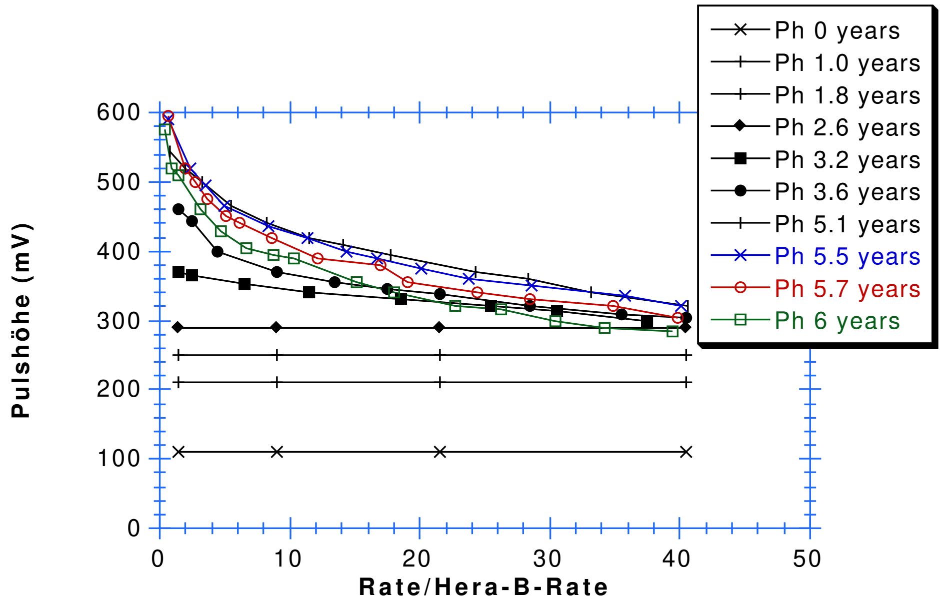

Abbildung 4.15: **Die Entwicklung der Ratenabhängigkeit:** Die Pulshöhe der Cu-K_α-Linie ist für verschiedene Tage gegen die Strahlungsbelastung in Vielfachen der Hera-B-Belastung aufgetragen.

Einflüsse auch nicht korrigiert, zumal die Temperatur jeden Tag den gleichen Verlauf nahm und zwischen 32 und 33 °C lag, allerdings während der täglichen Messungen auf bis zu 30 °C (an 4 Tagen auch darunter) sank. Da die Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Rate bei Teilchenflüssen wie den bei Hera-B erwarteten relativ stark ist, wie man am steilen Verlauf der Kurve in diesem Bereich in Abbildung 4.15 sehen kann, wurde die Ratenabhängigkeit bei kleineren Teilchenraten nochmals detaillierter vermessen. Dies wurde durch einen vergrößerten Abstand zwischen Kammer und Röntgenröhre realisiert. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.16. Die Steigung der Kurve scheint etwas unterhalb der Hera-B-Belastung zu kleinen Raten hin sehr groß zu werden. Dies ist für den Betrieb der Kammer bei Hera-B tolerierbar, da die Variation der Gasverstärkung über die Kammer aufgrund der Variation der Teilchenflüsse vor allem durch die unterschiedlichen Stadien der Diamantalterung an verschiedenen Positionen innerhalb der Kammer verursacht wird. Die Ratenabhängigkeit ist dagegen vernachlässigbar, ändert sie die Verstärkung doch nur um etwa 25% (von 450 mV auf ca. 550 mV), während der erste Effekt Variationen um bis zu Faktor 6 verursacht.

4.5.4 Der Anstieg der Gasverstärkung

Der zeitliche Verlauf der Pulshöhen für die Eisenlinie bei der ^{55}Fe-Quelle und die Cu-K_α-Linie bei Röntgenstrahlen sind in Abbildung 4.17 dargestellt. Zusätzlich ist das Verhältnis Pulshöhe der Röntgenstrahlen durch Pulshöhe der Eisen-Photonen und sein theoretischer

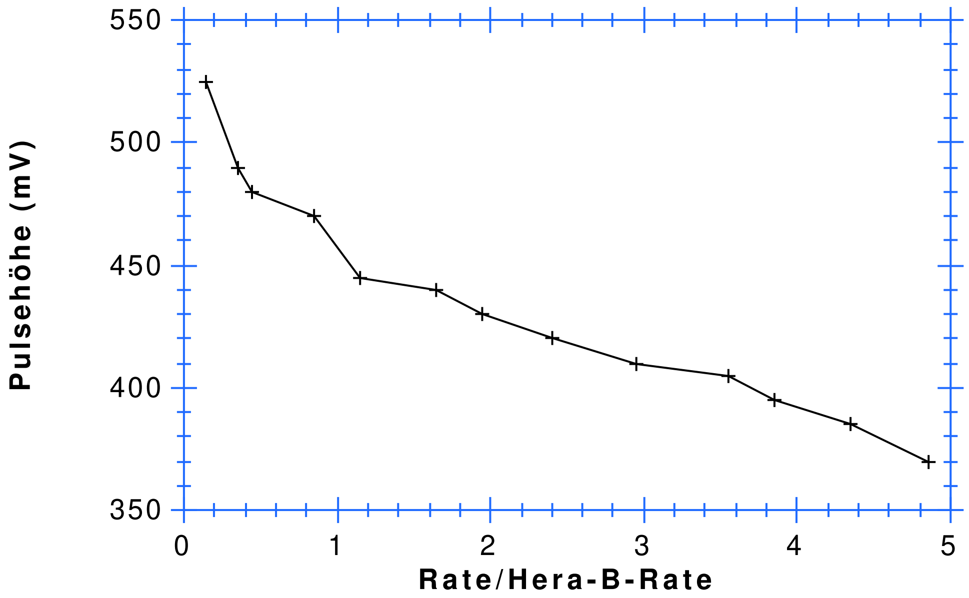

Abbildung 4.16: **Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung** im Bereich der bei Hera-B zu erwartenden Belastung nach Ende der Bestrahlung. Wieder ist die Cu-K_α-Pulshöhe gegen die Strahlungsbelastung aufgetragen.

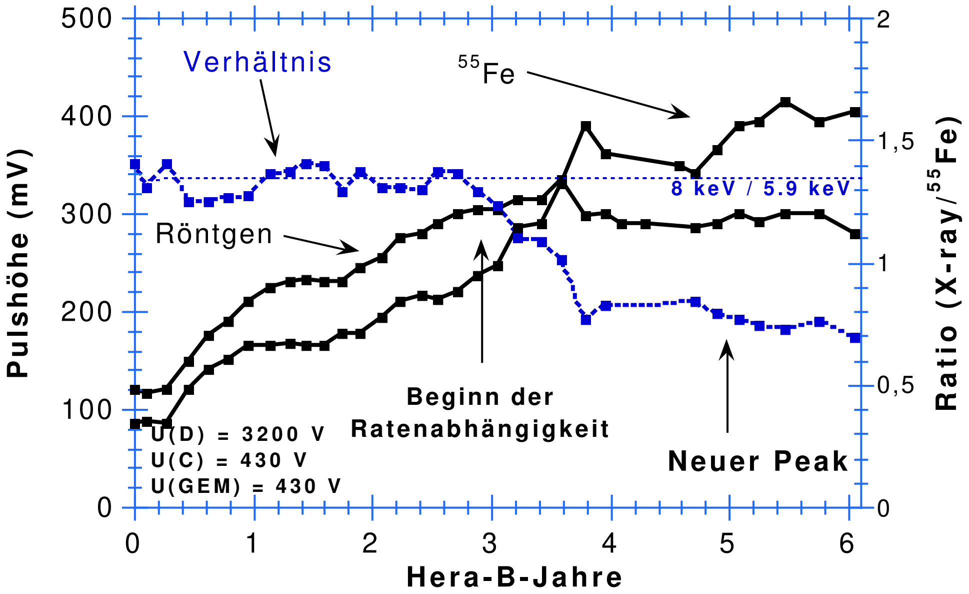

Abbildung 4.17: **Verlauf der Pulshöhen** der Eisen- und der Cu-K_α-Linie. Auch das Verhältnis (Ph(Röntgen)/Ph(^{55}Fe)) ist über der Zeit aufgetragen. Die gestrichelte Linie gibt den theoretischen Wert des Verhältnisses an.

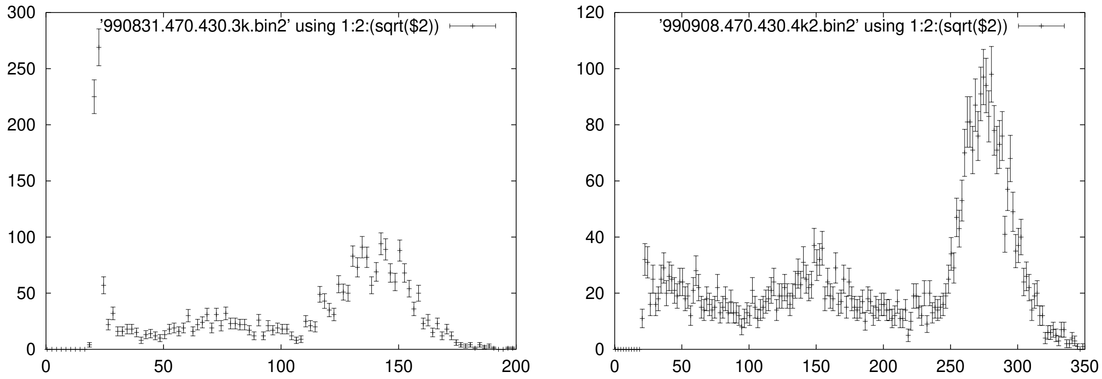

Abbildung 4.18: **Phase 1** ^{55}Fe-Spektren bei $t = 0$ und nach 1.5 Hera-B-Jahren. (Spannungen: $U_{\mathrm{Kath}} = 470\mathrm{V}$, $U_{\mathrm{GEM}} = 430\mathrm{V}$ und $U_{\mathrm{Drift}} = 3200\mathrm{V}$)

Wert (8keV/5.9keV = 1.36) aufgetragen. Zu Beginn der Messung liegt die Pulshöhe der Eisenquelle unter der der Röntgenstrahlung. Das Verhältnis liegt gut bei der theoretischen Erwartung. Man sieht einen sehr raschen Anstieg der Gasverstärkung zwischen einem viertel und einem ganzen Hera-B-Jahr Bestrahlung. Nach etwa 3.5 Hera-B-Jahren bleibt die Pulshöhe der Röntgenphotonen konstant. Die der Eisenquelle steigt noch bis mindestens 4 Hera-B-Jahre an. Stabil wird die Gasverstärkung bei den Eisenpulsen erst nach etwa 5 Jahren. Die Daten aus dem Zeitraum dazwischen sind mit Vorsicht zu genießen, da die Eisenspektren, aus denen die Pulshöhen ermittelt wurden, sehr schlecht waren und deren Form sich von Tag zu Tag veränderte. Mit Beginn einer Ratenabhängigkeit nimmt auch das Verhältnis beider Pulshöhen ab. Da durch die Ratenabhängigkeit die Gasverstärkung bei höheren Raten kleiner ist als bei niedrigen, ist die Gasverstärkung bei der Eisenquelle (entspricht etwa einem Drittel der Hera-B-Belastung) höher als für die Röntgenquanten. Mit zunehmender Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Rate steigt deshalb die Pulshöhe der Eisenquelle stärker als die der Röntgenphotonen. Darum nimmt das Verhältnis so lange ab, bis sich die Ratenabhängigkeit nicht mehr verändert.

4.5.5 Die ^{55}Fe–Spektren und der zeitliche Verlauf der Energieauflösung

Aufgrund der geringen Teilchenrate der ^{55}Fe-Quelle (ungefähr ein Viertel der Hera-B-Belastung) und dem steilen Verlauf der Ratenabhängigkeit in diesem Bereich tritt die Diamantalterung bei den Eisenspektren sehr deutlich zutage. In Abbildung 4.18 sind zwei Spektren aus Phase 1 gezeigt. Wie man sieht, sind die mit dem neuen Auslesesystem aufgenommenen Spektren viel schöner. Da beide Spektren bei den gleichen Spannungen aufgenommen wurden, ist der Anstieg der Gasverstärkung in den ersten 1.5 Hera-B-Jahren sofort ersichtlich. Die Spektren sind allerdings auch nach 1.5 Jahren noch schmal und zeigen einen deutlichen Peak.

Nach etwa drei Jahren werden die Spektren breiter. Die Kammer ist nun in Phase 2. Zwei Beispiel-Spektren aus dieser Phase sind in Abbildung 4.19 abgebildet. Sie wurden

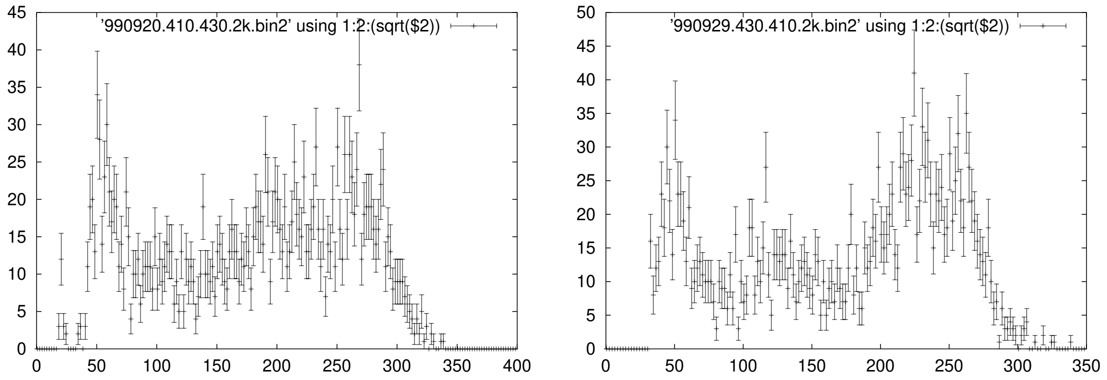

Abbildung 4.19: **Phase 2** Beide ^{55}Fe-Spektren nach $3\frac{1}{2}$ bzw. 5 Hera-B-Jahren sind deutlich breiter als die in Phase 1.(Spannungen: U_{Kath} = 410(430)V, U_{GEM} = 430(410)V and U_{Drift} = 3200V) (Angaben in Klammer für das Spektrum rechts)

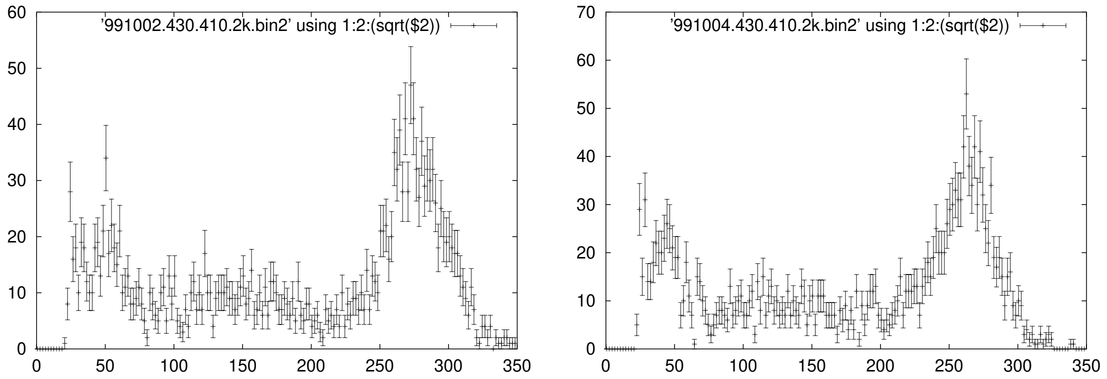

Abbildung 4.20: **Phase 3** schmale ^{55}Fe-Spektren, aufgenommen nach 5.5 Hera-B-Jahren (Spannungen: U_{Kath} = 430V, U_{GEM} = 410V und U_{Drift} = 3200V)

nach einer Bestrahlungsdauer von 3.5 (links) bzw. 5 (rechts) Hera-B-Jahren aufgenommen. Sie sind deutlich breiter als die in Phase 1; die Energieauflösung hat sich dramatisch verschlechtert. Auch die Gasverstärkung ist bis dahin stark angestiegen: Die Kathodenspannung beim linken der beiden Spektren wurde im Vergleich zu den in Abbildung 4.18 gezeigten um 60 V , beim rechten um 40 V gesenkt. Zusätzlich wurde beim rechten Spektrum die GEM-Spannung um 20 V vermindert. Bei diesem ist schon wieder ein zwar breiter, aber doch deutlicher Peak zu erkennen.

Nach 5 Hera-B-Jahren beginnt somit Phase 3. Die Energieauflösung ist wieder wesentlich besser; die Peaks der Eisenspektren sind wieder schmal (siehe Abbildung 4.20).

Um den zeitlichen Verlauf der Energieauflösung etwas genauer zu studieren, wurde die relative Breite der ^{55}Fe-Spektren ermittelt. Dazu wurde die Breite der Spektren durch

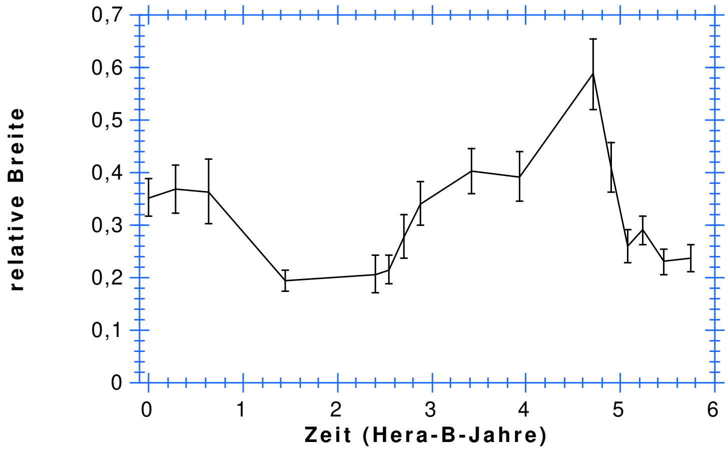

Abbildung 4.21: **Verlauf der Energieauflösung:** Die relative Breite der ^{55}Fe-Spektren ist hier gegen die Zeit aufgetragen. Man sieht, wie sie nach 2.5 Hera-B-Jahren zunimmt und nach 5 Jahren wieder abgefallen ist.

die Pulshöhe des Peak-Maximums geteilt. Als Breite wurde die volle Breite bei einem Drittel des Maximums verwendet. In Abbildung 4.21 ist sie in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Während die Kammer in Phase 2 ist, also zwischen 3 und 5 Hera-B-Jahren, ist die relative Breite wesentlich größer als zuvor in Phase 1 und danach in Phase 3. Der Abfall am Anfang ist noch nicht ganz verstanden.

4.5.6 Auswertung der Röntgenspektren

In den Röntgenspektren ist die Diamantalterung fast überhaupt nicht zu sehen. Dies dürfte mehrere Gründe haben: Einmal ist die Ratenabhängigkeit bei 20-facher Hera-B-Belastung bei weitem nicht so ausgeprägt, wie bei 0.3-facher, d. h. wie bei der Eisenquelle. Dann ist der Anstieg der Pulshöhe bei höheren Teilchenraten auch bei weitem nicht so steil wie bei niedrigen, so daß die lokalen Schwankungen in der Gasverstärkung – verursacht durch Dickeschwankungen der Diamantschicht – bei hohen Raten kleiner sind als bei niedrigen. Schließlich liefert die Röntgenröhre keinen sehr konstanten Teilchenfluß. Während der Aufnahme eines Spektrums, die jeweils 30-60 Minuten dauerte – je nach Zahl der aufgenommenen Pulse (zwischen 2000 und 5000) –, kamen Schwankungen im Röhrenstrom um bis zu 20% vor. Diese zeitlichen Schwankungen der Teilchenrate entsprechen aufgrund der Ratenabhängigkeit zeitlichen Schwankungen der Gasverstärkung und somit auch der Pulshöhe der Cu-K_α-Photonen.

4.5.7 Analyse der Effizienzmessung

Das Resultat einer jeden Effizienzmessung war die Anzahl der Pulse oberhalb der Diskriminatorschwelle bei verschiedenen Kathodenspannungen. Abbildung 4.22 zeigt den Plot

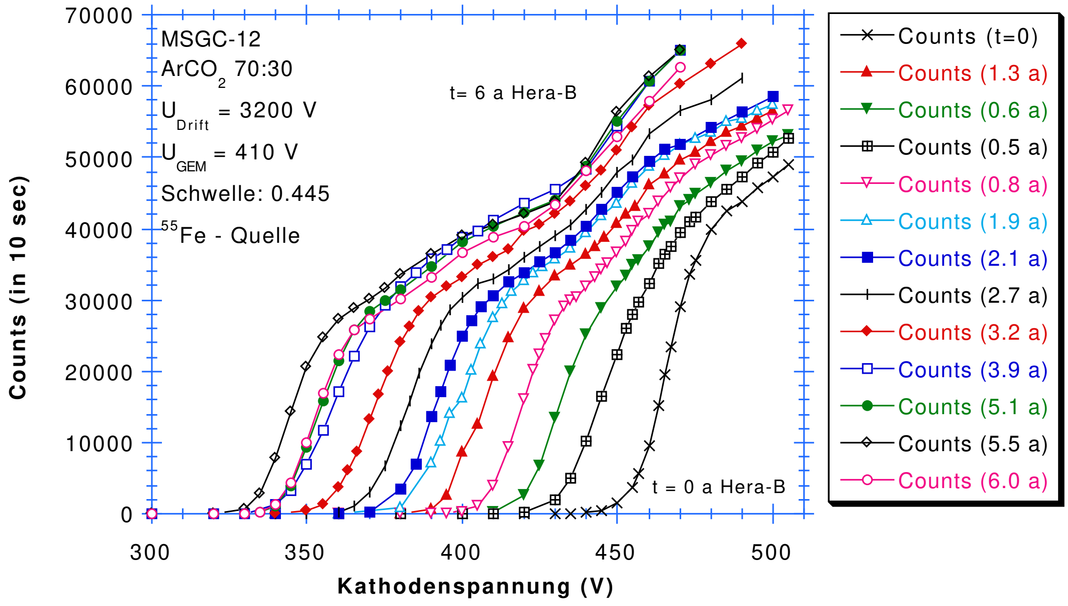

Abbildung 4.22: **Die ^{55}Fe-Rate:** Die Anzahl der Pulse oberhalb der Schwelle während 10s ist für verschiedene Tage gegen die Kathodenspannung aufgetragen. (Zeitangaben in Hera-B-Jahren)

der gezählten Pulse gegen die Kathodenspannung für mehrere Tage. Die Zunahme der Pulshöhen während dieser Messung ist an der Verschiebung der Kurven zu immer kleineren Spannungen hin zu sehen. Gegen Ende kehrt sich diese Entwicklung wegen des schon erwähnten Anstiegs des Luftdrucks ein wenig um.

Als nächstes wurden diese Kurven nach der Kathodenspannung differenziert. Drei der so entstandenen neuen Kurven sind in Abbildung 4.23 zu sehen. Die Ableitung wurde folgendermaßen berechnet:

$$\frac{\mathrm{dCounts}}{\mathrm{dU}_{Kath}}(\mathrm{U}_{Kath}) = \frac{\mathrm{Counts}(\mathrm{U}_{Kath+}) - \mathrm{Counts}(\mathrm{U}_{Kath})}{\mathrm{U}_{Kath+} - \mathrm{U}_{Kath}} \tag{4.2}$$

Es entsteht daher so etwas, wie ein seitenverkehrtes Pulshöhenspektrum. Die Ableitung gibt an, um wieviel die Zählrate pro Volt steigt, wenn die Kathodenspannung von U_{Kath} auf U_{Kath+} erhöht wird, Dies ist aber gerade die Zahl der Pulse, die bei einer Erhöhung der Kathodenspannung um 1 V zusätzlich über die Diskriminatorschwelle kommen. Also kann man die Ableitung näherungsweise als mit 1 V gebinntes Pulshöhenhistogramm interpretieren, das zu jeder Kathodenspannung die Anzahl der Pulse angibt, die eine Pulshöhe im Bereich der Diskriminatorschwelle haben. Da kleinere Kathodenspannungen einer kleineren Gasverstärkung entsprechen, müssen die Pulse, die schon bei niedrigen Kathodenspannungen die Diskriminatorschwelle überschreiten, größer sein als die, die das erst bei hohen Kathodenspannungen tun. Somit werden die niedrigen Pulse bei den hohen Kathodenspannungen mitgezählt und umgekehrt. Im Gegensatz zu einem Pulshöhenspektrum

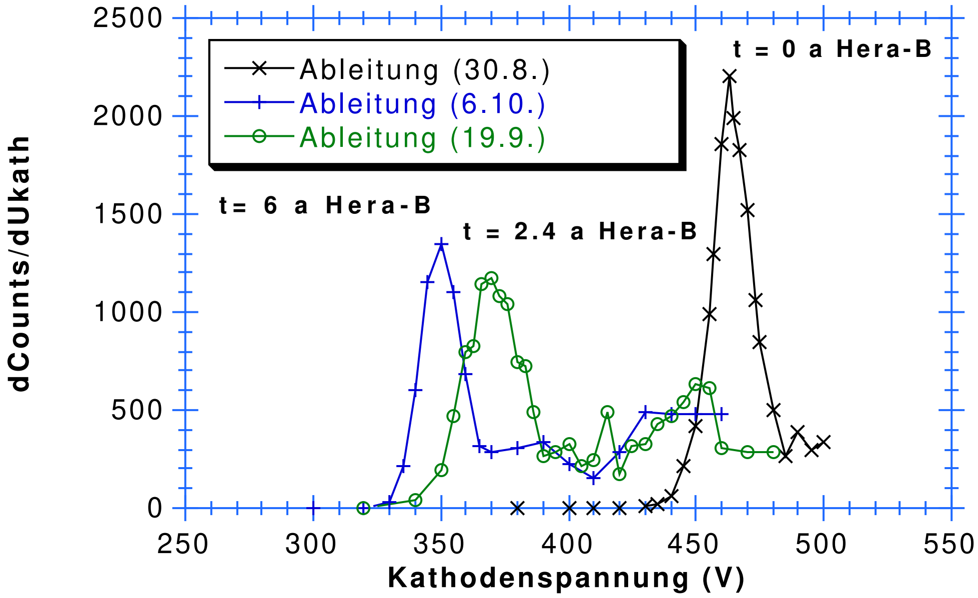

Abbildung 4.23: **„Seitenverkehrte Pulshöhenspektren:** Drei der Kurven aus Abbildung 4.22 sind hier abgeleitet.

sind die hohen Pulse bei den Ableitungen links zu finden, die niedrigen rechts (daher auch die Bezeichnung seitenverkehrtes Pulshöhenspektrum).

Damit ist klar, daß der Eisen-Peak der erste von links ist. Da als Maß für die Effizienz die Zahl der Eisenpulse im Peak herangezogen werden sollte, war es nötig, über diesen Puls zu integrieren oder, da das Integral ja nichts anderes ist als die in Abbildung 4.22 geplotteten Kurven, festzustellen, wo bei welcher Kathodenspannung der erste Peak zu Ende ist, um dann an dieser Stelle in Abbildung 4.22 das Integral abzulesen. Leider war es nicht immer ganz einfach, die Grenzen des ersten Peaks zu finden. Deshalb wurde nur über die erste Hälfte des ersten Peaks integriert. Es wurde die Anzahl der gezählten Pulse beim Maximum der Ableitung als Maß für die Effizienz benutzt, was – einen symmetrischen Peak vorausgesetzt – zum selben Ergebnis führen sollte. Dabei wurde berücksichtigt, daß bei der Ableitung nach Gleichung 4.2 auf der linken Seite $(\mathrm{d}Counts/\mathrm{d}U_{Kath})(\mathrm{U}_{Kath})$ steht, obwohl $(\mathrm{d}Counts/\mathrm{d}U_{Kath})'((\mathrm{U}_{Kath} + \mathrm{U}_{Kath+})/2)$ richtiger gewesen wäre. Die Berechnung der Ableitung in dem von uns benutzten Programm geschah exakt nach Formel 4.2. Dies wurde für die Kurven in Abbildung 4.23 nicht korrigiert, wohl aber für die Berechnung der relativen Effizienz.

Das Ergebnis ist in Abbildung 4.24 zu sehen. Man sieht, daß die Effizienz trotz Änderungen in der Gasverstärkung um einen Faktor vier konstant bleibt. Es gibt also keine Bereiche der Kammer, in denen Effizienz verloren geht. Unverstanden ist noch der Abfall am Anfang; da die Effekte der Diamantalterung aber erst danach richtig deutlich auftreten, dürfte es sich dabei nicht um einen Effizienzverlust handeln. Wahrscheinlich sind es Meßfehler.

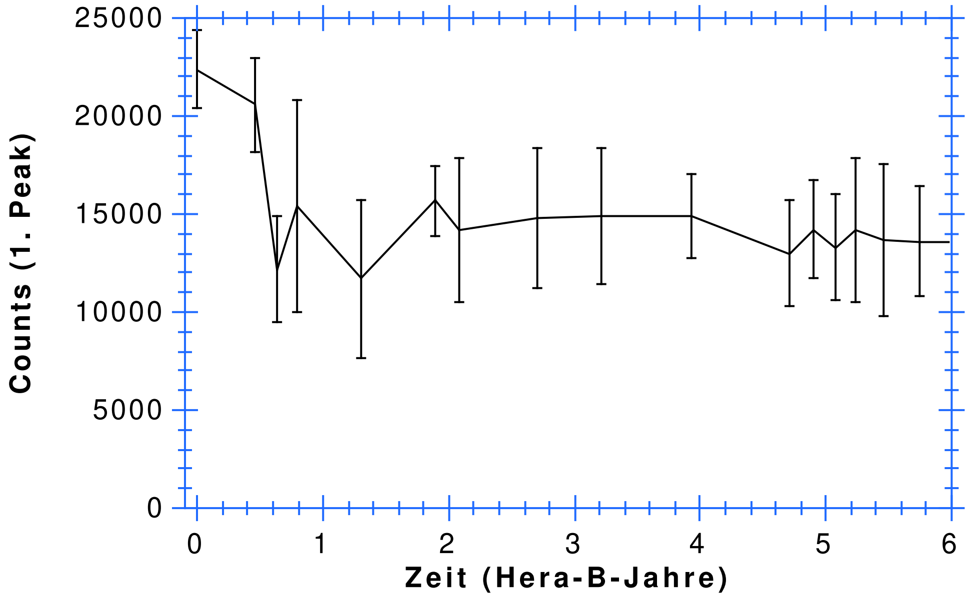

Abbildung 4.24: **Die Kammereffizienz:** Anzahl der Pulse im (halben) Eisenpeak versus Zeit.

4.5.8 Dunkelpulse

Um auszuschließen, daß es sich bei dem Abfall am Anfang des Effizienzplots in Abbildung 4.24 tatsächlich nicht um einen Effizienzverlust handelt, sollte die Messung zur Diamantalterung auf einem unbestrahlten Bereich derselben Kammer wiederholt werden. Da die vier dünnergefrästen Positionen, an denen die ^{55}Fe-Quelle angebracht werden konnte, alle entlang der Elektrodenstreifen verteilt waren, mußte für die Wiederholungsmessung die gleiche Anodengruppe ausgelesen werden. Doch bevor die Messung gestartet wurde, fiel auf, daß die Kammer auch ohne Teilchenbestrahlung Pulse lieferte. Diese sahen genauso aus wie Pulse, die beim Durchgang von Teilchen durch die Kammer entstehen. Da sie aber auch ohne Bestrahlung auftraten, werden sie auch „Dunkelpulse“ genannt.

Zunächst wurde untersucht, unter welchen Bedingungen diese Pulse auftraten. Es stellte sich heraus, daß sie nur bei Kathodenspannungen oberhalb von 400 V auftraten. Die Pulshöhen lagen bei 100 mV bis hin zu einigen Volt. Es war keine klare Linie auf dem Oszilloskop erkennbar. Eine Variation der GEM-Spannung änderte werder etwas an der Rate, noch war am Oszilloskop eine wesentliche Veränderung der Pulshöhe der höchsten auftretenden Pulse zu erkennen. Die Rate der Dunkelpulse wurde mit dem gleichen Aufbau wie der zur Messung der Eisenpulse (siehe Abbildung 4.14) ermittelt.

Da diese Pulse auf der Anodengruppe auftraten, die auch schon zur Auslese bei der Messung zur Diamantalterung ausgelesen wurde, lag der Verdacht nahe, daß die Dunkelpulse Folge von Schäden auf dem Wafer sind, die durch die intensive Röntgenbestrahlung bei jener Messung entstanden sein könnte. Dann müßte aber auf allen dabei bestrahl-

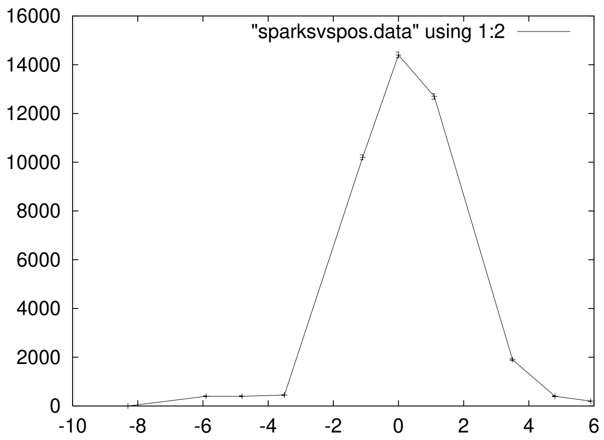

Abbildung 4.25: **Rate der Dunkelpulse auf verschiedenen Anodengruppen:** Es ist die Zahl der innerhalb von 10 Sekunden detektierten Dunkelpulse gegen die Position der Anodengruppen aufgetragen. Eine Anodengruppe ist 2.1 mm breit. Somit gab es Überlappungen. Die in bei der Messung zur Diamantalterung ausgelesene Anode befindet sich an Position 0 mm.

ten Anoden Dunkelpulse zu finden sein. Da bei der Messung zur Diamantalterung ein kreisförmiger Kollimator verwendet wurde, war bei jedem Anodenstreifen eine andere Länge bestrahlt worden. Dies müßte sich auch in der Rate der Dunkelpulse auf den Anodenstreifen zeigen: Anodenstreifen, die durch die Mitte des bestrahlten Bereichs laufen, waren auf einer größeren Länge bestrahlt und damit auch beschädigt worden als weiter außen verlaufende. Somit wurde bei ersteren eine höhere Rate der Dunkelpulse erwartet als bei letzteren.

Wie bei der Untersuchung der Diamantalterung wurden sieben benachbarte Anoden gruppiert. Da immer die 16 Anoden einer Kathodengruppe auf eine Auslesekarte geführt wurden, konnten nur Anoden derselben Kathodengruppe auf einen Vorverstärker zusammengeführt werden. Darum wurde für jede Kathodengruppe dreimal die Rate der Dunkelpulse gemessen: Einmal bei den sieben Kathoden am rechten Rand, dann bei den sieben in der Mitte und schließlich bei den sieben am linken Rand. Somit gab es Überlappungen. Das Ergebnis der Messungen zeigt Abbildung 4.25. Dort ist die Anzahl der während 10 Sekunden aufgetretenen Dunkelpulse über der Position der Anodengruppe (in mm) aufgetragen. Die Breite einer Anodengruppe beträgt dabei 2.1 mm. Die bei der in diesem Abschnitt beschriebenen Messung ausgelesene Anode wurde an Position 0 mm gesetzt. Die Breite des Kollimators sowie der Durchmesser des dünnergefrästen Bereichs, auf dem bestrahlt wurde, beträgt 12 mm. Die Breite der Kurve in Abbildung 4.25 beträgt zwar nur etwa 8 mm, trotzdem kann davon ausgegangen werden, daß die Dunkelpulse im bestrahlten Bereich auftreten, da die dünnergefrästen Stellen zu den Rändern hin weniger tief ausgefräst waren. Damit war an den Rändern die integrierte Ladung pro Fläche geringer als im Zentrum, was die geringe Rate der Dunkelpulse dort erklären könnte.

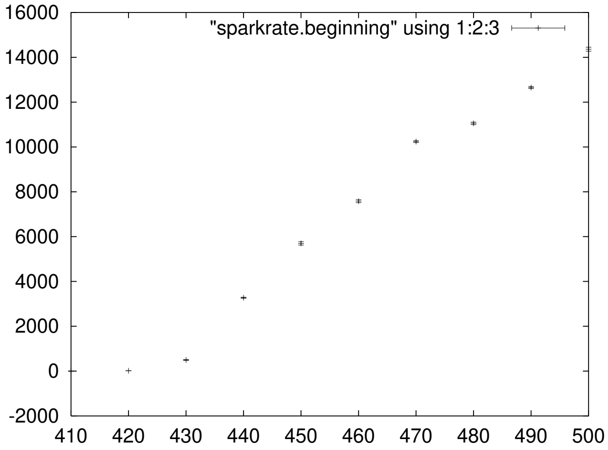

Abbildung 4.26: **Die Rate der Dunkelpulse in Abhängigkeit von der Kathodenspannung:** Es ist die Zahl der innerhalb von 10 Sekunden gezählten Dunkelpulse gegen die Kathodenspannung aufgetragen.

Die Frage, wann diese Pulse zum ersten Mal auftraten, kann leider nicht mehr beantwortet werden, da nie direkt nach solchen Pulsen gesucht wurde. Da aber zwischenzeitlich die in Kapitel 5 beschriebene Messung der GEM-Aufladung stattfand, bei der auch auf der Anodengruppe, die bei der Messung zur Diamantalterung ausgelesen wurde, gemessen wurde, dürften diese Pulse erst später aufgetreten sein. Sonst hätten sie eigentlich dabei bemerkt werden müssen.

Da der entscheidende Parameter für das Auftreten der Dunkelpulse die Kathodenspannung war, wurde die Abhängigkeit der Rate und der Pulshöhe der Dunkelpulse von der Kathodenspannung gemessen. Das Resultat ist in Abbildung 4.26 zu sehen. Die Abhängigkeit scheint – zumindest im hier gemessenen Spannungsbereich – in guter Näherung linear zu sein.

Auch Pulshöhenspektren wurden aufgenommen. Aufgrund der großen Pulshöhen mußte das Vorverstärkersignal um 6 dB abgeschwächt werden. Außerdem wurde nur eine Hälfte des differentiellen Ausgangssignals des Vorverstärkers benutzt, was die Pulshöhe nochmals halbierte. Danach wurde das Spektrum mit dem Oszilloskop aufgezeichnet. Abbildung 4.27 zeigt ein bei $U_{Kath} = 490$ V aufgenommenes. Man sieht einen deutlichen Peak, dessen Lage sich mit der Kathodenspannung verändert: Bei 490 V liegt er bei 63 mV, bei 470 V bei 56 mV, bei 450 V bei 51 mV. Dabei sind die angegebenen Pulshöhen in Wirklichkeit um 6 dB größer. Da der Fehler bei der Bestimmung der Pulshöhen bei etwa 1 mV liegt, kann man anhand der wenigen Meßpunkte nicht beurteilen, ob die Abhängigkeit linear ist.

Als nächstes wurde getestet, ob die Dunkelpulse bei Bestrahlung mit Röntgenphotonen verschwinden. Man hatte nämlich die Hoffnung, daß Aufladungseffekte in nicht mehr leitenden Bereichen des Wafers für die Dunkelpulse verantwortlich waren und diese durch Ladungsdeposition in der Kammer verschwinden könnten. Das Signal wurde dazu so abgeschwächt, daß die Cu-K_α-Linie bei einer Pulshöhe von 60 mV lag. Die Beschleunigungs-

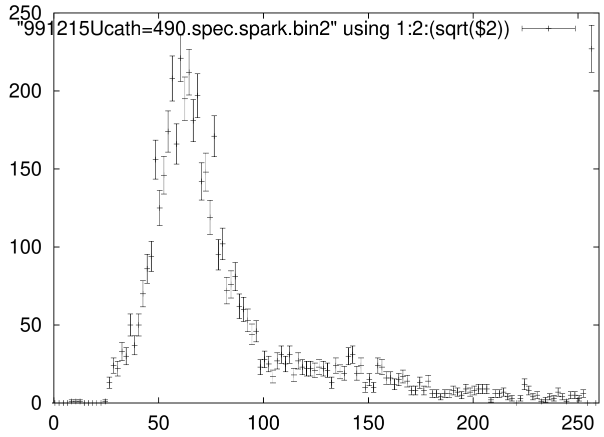

Abbildung 4.27: **Pulshöhenspektrum der Dunkelpulse** bei U_{Kath}=490 V

spannung der Röntgenröhre wurde auf 22 kV reduziert. Damit sollten die energiereichsten Photonen eine Pulshöhe von 165 mV hervorrufen. Die Diskriminatorschwelle wurde auf 180 mV gesetzt, so daß nur die Dunkelpulse gezählt wurden. Es wurde die Rate der Dunkelpulse mit und ohne Röntgenbestrahlung des Flecks gemessen. Dabei wurde kein Unterschied in der Rate der Dunkelpulse festgestellt. Die Hoffnung, daß diese nur in Abwesenheit von Bestrahlung auftreten, hat sich somit nicht erfüllt.

Schließlich wurde untersucht, ob sich die Rate der Dunkelpulse mit der Zeit verändert. Falls sie wirklich auf Schäden der Diamantschicht zurückzuführen sind, so war es möglich, daß sich diese Schäden allein durch das Auftreten der Dunkelpulse bei angelegter Kathodenspannung vergrößern oder verkleinern würden, auch ohne daß die Kammer bestrahlt wurde. So wurde die Kammer bei einer Kathodenspannung von 490 V betrieben, was der momentanen Betriebsspannung beim Hera-B-Experiment entspricht. GEM- und Driftspannung wurden zu 380 V bzw. 3200 V gewählt, wie bei Hera-B. Die Kammer wurde während 8 Tagen für etwa 10 Stunden pro Tag eingeschaltet. Dabei änderte sich die Rate der Dunkelpulse nur marginal: Am ersten Tag wurden 13300 Pulse in 10 Sekunden gezählt, am achten 11200. Somit scheint sich die Zahl der Dunkelpulse nicht wesentlich mit der Zeit zu verändern.

Für den Betrieb der Kammern bei Hera-B sind diese Dunkelpulse natürlich störend. Falls die Kammern diese irgendwann einmal zeigen sollten, wird man wohl damit leben müssen.

4.6 Schlußbetrachtungen

Auf welcher Zeitskala die Diamantalterung bei Hera-B ablaufen wird, kann derzeit nur schwer abgeschätzt werden. Bei Messungen auf dem Hochraten-Meßstand war die stabile 3. Phase nach 1/3 bis 5 Hera-B-Betriebsjahren erreicht. Läßt man die Messung mit der

Kammer weg, die zuvor schon mit Ar-CF_4CO_2 65:30:5 betrieben wurde, so differieren die Zeitskalen der verschiedenen Messungen – 2.5-5 Hera-B-Betriebsjahre bis zum Erreichen der stabilen Phase – immer noch um einen Faktor zwei. Auch der PSI-Test brachte hierzu keine Aufklärung; man konnte lediglich feststellen, daß nach 0.3 Jahren Betrieb bei Hera-B die Phase 2 der Diamantalterung noch nicht erreicht sein dürfte.

Bei der in Abschnitt 4.5 beschriebenen Messung war das Spektrum der Strahlung weicher. Falls das – wie angenommen – der Grund für die lange Dauer des Alterungsprozesses war, so würde dies bedeuten, daß die Alterung – bei gleicher Belastung der Kammer nach Strömen – länger dauert, wenn die nachzuweisenden Teilchen eine geringere Primärionisation erzeugen. Da bei Hera-B vor allem MIPS erzeugt werden, die eine deutlich geringere Primärionisation als die Cu-K_α-Photonen hervorrufen, gäbe dies Anlaß zur Hoffnung, daß dort der Prozeß noch länger dauern wird.

Die Hoffnung, durch Ausheizen der Wafer die Alterung unterbinden zu können, erfüllte sich nicht. Dadurch wurde sie lediglich verzögert. Leider wurde dabei ein kleinerer Kollimator benutzt als in früheren Messungen, so daß die bestrahlte Fläche im Vergleich dazu um Faktor 8 kleiner war. So ist nicht ganz auszuschließen, daß das langsamere Voranschreiten des Alterungsprozesses dadurch verursacht wurde.

Man wird bei Hera-B folglich mit der Diamantalterung leben müssen. Damit stellt sich die Frage nach den Auswirkungen der Alterung auf den Betrieb bei Hera-B. Wie schon eingangs erläutert, sorgen die um einen Faktor 10 über die Kammerflächen variierenden Teilchenflüsse dafür, daß das Voranschreiten des Alterungsprozesses inhomogen über die Kammer erfolgt. Daher können die Betriebsspannungen bei Hera-B nicht gesenkt werden. Um die Auswirkungen der Diamantalterung auf den Hera-B-Betrieb zu simulieren, mußte daher eine Messung ohne ein Senken der Kammerspannungen durchgeführt werden.

Die Befürchtung, daß gewisse Bereiche der Kammer an Effizienz verlieren, bestätigte sich glücklicherweise nicht. Es muß aber damit gerechnet werden, daß die Pulshöhen innerhalb einer Kammer um einen Faktor 5 variieren. Dies könnte Probleme mit dem Trigger ergeben, da hohe Pulse erst nach längerer Zeit wieder auf Null abgefallen sind und so auch noch im nächsten Ereignis einen Teilchendurchgang vortäuschen können. Die Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung bedeutet in diesem Zusammenhang nur einen kleinen, zusätzlichen Effekt, der für den Hera-B-Betrieb keine Rolle spielt.

Ärgerlicher sind da schon die Dunkelpulse. Sie wurden allerdings nur bei dieser einen Kammer beobachtet. Von den anderen Kammern wurde aber keine einzige so lange bestrahlt wie die zur Messung in Abschnitt 4.5 verwendete. Auch sie dürften vor allem dem Trigger Probleme bereiten. Ob sie bei der Rekonstuktion der Ereignisse dadurch identifiziert werden können, daß sie nicht zu Spuren kombiniert werden können, ist noch ungewiß. Falls ihre Rate, wie in Kapitel 4.5.8 beschrieben, sich auf $200/(\mathrm{mm}\cdot\mathrm{s})$[8] pro Streifen beschränkt, wäre mit etwa 25000 Dunkelpulsen in einer Sekunde bei einer auf ihrer halben Fläche so weit gealterten MSGC zu rechnen. Damit würde jeder Streifen etwa alle 40 μs einen Dunkelpuls sehen. Da alle 96 ns bis zu vier Ereignisse geschehen, bedeutet das, daß zwischen zwei Dunkelpulsen auf demselben Streifen etwa 400 Protonpakete am Target ein-

[8]Geht man von 14000 Pulsen in der Sekunde auf 7 Anoden und 12 mm Länge aus, so erhält man etwa 167≈200 Pulse pro mm, Anode und Sekunde.

treffen. Da eine Kammer 768 Kanäle besitzt, würden somit pro am Target ankommendem Protonpaket 1-2 Streifen jeder Kammer einen Teilchendurchgang vortäuschen. Damit ist allerdings erst nach mehreren Jahren Betrieb bei Hera-B zu rechnen.

Kapitel 5

Messungen zu Aufladungseffekten am GEM

Im Laufe der Entwicklung von GEM-MSGCs wurde immer wieder beobachtet, daß die Gasverstärkung am GEM bei gleichbleibenden Spannungen um einen Faktor von bis zu zwei variierte. Dies geschah vor allem nach dem Einschalten oder nach der Änderung der Strahlungsbelastung.

Zusätzlich legten Erfahrungen aus dem Betrieb der Kammern am PSI (siehe auch Kapitel 3.5) oder bei Hera-B nahe, daß die GEMs im Strahl konditioniert werden müssen, um sicher hohe Gasverstärkungen erzielen zu können. Nun müssen die Kammern aber beim Betrieb bei Hera-B in Abständen von einigen Stunden mit reduzierten Hochspannungen betrieben oder ausgeschaltet werden, damit während der Füllung des Hera-Rings keine Gasverstärkung mehr stattfindet. Andernfalls besteht die Gefahr einer vorzeitigen Alterung oder von Schäden während eines Strahlverlustes.

Daher war es nötig zu untersuchen, wie ein stabiler und sicherer Betrieb der GEMs bei Hera-B gewährleistet werden konnte. Insbesondere sollte getestet werden, ob die GEMs nach jedem Abschalten der Spannungen beim Wiedereinschalten erneut konditioniert werden müssen. Falls diese Frage bejaht werden mußte, so war zu untersuchen, ob man nicht wenigstens einen Satz reduzierter Betriebsspannung finden kann, bei dem die Gasverstärkung so klein ist, daß den Kammern bei Strahlverlusten keine Gefahr mehr droht, und sie andererseits beim Wiederherstellen der nominalen Betriebsspannungen nicht noch einmal konditioniert werden müssen.

5.1 Beobachtungen zur GEM-Aufladung und -Polarisation

Erste Messungen zur variierenden Gasverstärkung am GEM waren von T. Zeuner im Rahmen seiner Dissertation durchgeführt worden [16]. Dabei traten zwei Effekte auf:

die GEM-Polarisation: Legt man zum ersten Mal eine Spannung ans GEM, so steigt der Widerstand aufgrund von Polarisationsströmen mit der Zeit an.

die GEM-Aufladung: Beim Gasverstärkungsprozess kann es vorkommen, daß sich Ionen auf der Kaptonoberfläche anlagern. Diese verändern das Feld und beeinflussen die Gasverstärkung. Die Zeitskala, auf der die Aufladung des GEMs unter Bestrahlung stattfindet, liegt im Minutenbereich [18].

Messungen von T. Zeuner ergaben, daß die Gasverstärkung durch die GEM-Polarisation nach dem Anlegen von Spannung ans GEM ansteigt. Bei einem Prototyp-GEM mit einer aktiven Fläche von 35 mm $\times$ 27 mm dauerte es 14 Stunden, bis der Widerstand des GEMs seinen Endwert erreichte. Eine Untersuchung der zeitlichen Entwicklung der Gasverstärkung bei einem 10 cm $\times$ 10 cm großen GEM wurde ebenfalls von T. Zeuner durchgeführt. Dabei bestrahlte er nach dem Anlegen von Spannungen ans GEM eine Woche lang eine bestimmte Kammerposition mit einer ^{55}Fe-Quelle und beobachtete die Pulshöhe. Am Anfang und dann alle zwei Tage wurde zusätzlich die Pulshöhe entlang eines MSGC-Anodenstreifens gemessen. Er fand, daß die Gasverstärkung sowohl im bestrahlten als auch im unbestrahlten Bereich stark ansteigt (auf über das Doppelte). An der bestrahlten Position war die Gasverstärkung allerdings stärker angestiegen als in nicht bestrahlten Gebieten. Der allgemeine Anstieg der Gasverstärkung wurde durch Polarisationseffekte verursacht; der lokale um die bestrahlte Position herum durch Aufladungseffekte. Eine detaillierte Beschreibung dieser Messungen ist in [16] zu finden.

5.2 Messung mit Argon-CO_2 zur GEM-Aufladung

Aus den eingangs erwähnten Gründen sollten diese Effekte nochmals an einer Serienkammer untersucht werden. Diese Messung wurde wieder auf dem Hochraten-Meßstand durchgeführt. Es wurde dafür die Kammer verwendet, an der auch schon die in Kapitel 4.5 beschriebenen Messungen durchgeführt wurden.

Die Bestrahlung wurde an einer unbestrahlten Position durchgeführt[1]. Als Zählgas kam wieder Ar-CO_2 70:30 zum Einsatz. Die Spannungen waren U_{Drift}=3200 V, U_{GEM}=410 V und U_{Kath}=480 V. Der Gasfluß lag wieder bei 20 ml/min.

Die erste Messung wurde durchgeführt, nachdem die Spannungen 90 Stunden lang ausgeschaltet waren. Nach dem Wiedereinschalten der Betriebsspannungen wurde die Kammer mit Röntgenstrahlen bei 1.5-facher Hera-B-Belastung bestrahlt. Dabei stieg die Pulshöhe der Cu-K_α-Linie während der ersten 30 Minuten von 160 mV auf 168 mV. Nach 60 bzw. 90 Minuten betrug die Pulshöhe 175 bzw. 178 mV. Danach wurde die Röntgenröhre abgeschaltet, die Betriebsspannungen der Kammer aber beibehalten. Nach Ablauf von 2 Stunden wurde die Bestrahlung mit 1.5-facher Hera-B-Belastung für 3 Stunden fortgesetzt. Zu Beginn der zweiten Bestrahlung wurde eine Pulshöhe von 183 mV am Oszilloskop abgelesen, die Gasverstärkung scheint somit auch ohne Bestrahlung etwas angestiegen zu sein. Während der zweiten Bestrahlung änderte sich die Pulshöhe nicht. Insbesondere war

[1]Die in Kapitel 4.5.8 erwähnte Messung auf der bereits bestrahlten Anode erfolgte, weil auf dem Oszilloskop an der neuen Position keine Cu-K_α-Linie zu erkennen war. Deshalb wurde noch einmal auf der alten Position gemessen, um die Auslesekette zu testen. Ursache waren vermutlich Kontaktprobleme zwischen Kammer und Ausleseplatine. Ein Wechsel auf eine benachbarte Anodengruppe löste das Problem.

in den ersten Minuten nach Beginn der Messung kein rascher Anstieg der Pulshöhe zu erkennen.

Es wurden noch weitere Versuche unternommen, die GEM-Aufladung zu messen. Dazu wurden die Spannungen der Kammer zweimal über Nacht ausgeschaltet. Sie war dabei etwa 14 Stunden lang ohne Spannungen. Nach dem Wiedereinschalten der Spannungen wurde 10 Minuten lang (bzw. 60 Minuten lang nach der zweiten Nacht) beim kleinsten an der Röntgenröhre einstellbaren Teilchenfluß (bzw. bei einem Viertel der Hera-B-Belastung) gemessen. Danach wurde die Belastung auf das Vierfache von Hera-B gesteigert. Nach einer Bestrahlungsdauer von 10 Stunden (bzw. 2 Stunden) konnte keine Änderung der Pulshöhe der Cu-K_α-Linie festgestellt werden. Nach der zweiten Nacht wurde danach die Bestrahlung für 3 Stunden unterbrochen. Auch bei der erneuten Fortsetzung der Bestrahlung wurden keine Hinweise auf einen Aufladungseffekt entdeckt.

Somit scheint der Aufladungseffekt bei den Serienkammern nicht aufzutreten. Dies kann zum einen daran liegen, daß die GEM-Folien jetzt im Gegensatz zu den bei früheren Messungen verwendeten, ausgeheizt[2] werden. Das Ausheizen könnte diese Effekte dadurch unterbinden, daß im Kapton eventuell gelöstes Wasser entfernt wird. Auch Verunreinigungen an der Oberfläche der Kaptonfolie könnten dadurch abgedampft werden. Zum anderen wurde die Kammer bis zu der hier beschriebenen Messung insgesamt 2 1/2 Monate lang mit Ar-CO_2 70:30 gespült – so lange wie keine Kammer auf dem Hochraten-Meßstand zuvor. Dadurch dürften die Verunreinigungen im Gasraum bei dieser MSGC auch äußerst gering gewesen sein.

Für den Betrieb der GEM-MSGCs bei Hera-B ist es natürlich vorteilhaft, wenn es keine Aufladungseffekte gibt. Die Kammern können somit bedenkenlos ausgeschaltet werden, ohne daß die Gasverstärkung nach dem Wiedereinschalten tiefer liegt – zumindest, wenn die Kammern nicht über einen längeren Zeitraum (mehrere Tage) ohne Spannungen sind.

[2] Sie werden dabei 12 Stunden lang bei 100 °C ausgeheizt.

Kapitel 6

Das elektronische Rauschen der Ausleseelektronik

Die Effizienz der Spurdetektion wird bestimmt durch das Verhältnis von Signalhöhe und elektronischem Rauschen. Daher ist es wichtig, das elektronische Rauschen der am Detektor angeschlossenen Ausleseelektronik zu verstehen. Erste Auswertungen von am PSI genommenen Daten ergaben mit dem Helix-Chip ein elektronisches Rauschen von etwa 5000 Elektronen. Dieser Wert war ungefähr doppelt so groß, wie man aufgrund des gemessenen Vorverstärkerrauschens des Helix und der Simulation des an den Auslesechip angeschlossenen Verstärkers erwartet hatte. So stellte sich unter anderem die Frage, ob der Helix-Chip in einem ungünstigen Betriebpunkt betrieben wird, in dem beispielsweise die Vorverstärker schwingen.

Auch der Vergleich mit Messungen der CMS[1] Kollaboration, die in einer vergleichbaren Konfiguration ausgeführt wurden, brachte keine Erklärung für die hohen Werte des elektrischen Rauschens bei Hera-B. Daher wurde vereinbart, eine Hera-B Serienkammer mit der Ausleseelektronik von CMS zu bonden und bei einem Strahltest das Rauschen der CMS-Aulseleelektronik an der Hera-B-Kammer zu messen und mit der Hera-B-Ausleseelektronik zu vergleichen.

6.1 Der CMS-Strahltest

Der CMS-Strahltest fand Ende August / Anfang September 1999 am CERN statt. Ich war vom 27. bis zum 29.8. am CERN, um die Hera-B Kammer zu betreiben. Den Aufbau zeigt Abbildung 6.1. Als Trigger wurde eine Koinzidenz mehrerer Szintillatoren verwendet. Die Kammern waren in einem Gestell im inneren eines Magneten befestigt. Zur Messung des Lorentzwinkels konnten sie gekippt werden. Die Hera-B Kammer war nicht in diesen Mechanismus integriert, da man bei Hera-B nur an der Messung des elekrtonischen Rauschens interessiert war. Es wurde aber sichergestellt, daß sie während der Messungen ohne

[1] Compact Myon Solenoid, eines der am LHC (Large Hadron Collider) am CERN in Genf geplanten Experimente

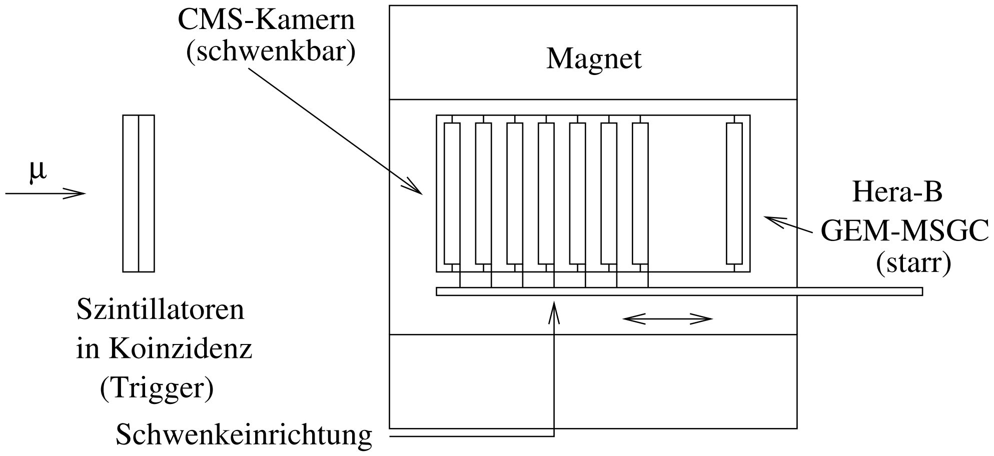

Abbildung 6.1: **Der Aufbau** beim CMS-Strahltest

Magnetfeld senkrecht zum Strahl ausgerichtet war. Als Strahlteilchen wurden Myonen mit einer Energie von mehreren GeV bei sehr kleiner Rate benutzt.

Die Hera-B Kammer war eine GEM-MSGC aus der Serienproduktion. Allerdings fehlte die Backplane. Sie wurde mit Ar-CO_2 im Volumenverhältnis von 70:30 betrieben. Zur Auslese war ein PCB mit 4 CMS-Auslesechips an die mittleren 368 Anoden der Kammer gebondet. Da jeder Chip 128 Anoden auslesen kann, wurden somit 512 Kanäle ausgelesen. Da aber nur 368 Anoden gebondet waren, wurden die ersten 64 Kanäle des ersten und die letzten 64 Kanäle des vierten Chips nur elektronisch ausgelesen, waren aber nicht an die Kammer angeschlossen. Mit diesen konnte man das elektronische Rauschen der Ausleseelektronik ohne Kammer bestimmen.

Nach Delaymessungen zur optimalen Einstellung der Verzögerungszeit zwischen Triggersignal und Auslesezeitpunkt wurde zunächst ohne Magnetfeld gemessen: Durchquert ein Myon die Szintillatoren, und wird es von allen nachgewiesen, so gibt der Trigger ein Signal an das Auslesesystem. Die Auslesechips enthalten für jede Anode einen Vorverstärker, der über die auf der Anode ankommende Ladung integriert. Das Ausgangssignal der Vorverstärker wird nun zu einem ganz bestimmten Zeitpunkt digitalisiert. Dieser Zeitpunkt wird vom Trigger festgelegt. Um bei der Digitalisierung das Maximum der Ausgangssignale der Verstärker zu treffen, werden Delaymessungen vorgenommen. Dazu wird das Triggersignal verzögert und der Betrag der digitalisierten Werte (im folgenden ADC-Werte genannt) maximiert. Da ein Myon beim Durchqueren der Kammer nur auf wenigen Anodenstreifen Ladung erzeugt und somit nur bei wenigen Anoden ein meßbares Ausgangssignal am Verstärker zu beobachten ist, werden bei der Delaymessung schon Pulse gesucht und Pulshöhenspektren erstellt. Abbildung 6.2 zeigt ein aus den Daten erhaltenes Pulshöhenspektrum[2]: Es hat die erwartete Form einer Landau-Verteilung, die auf die starken Schwankungen der Primärionisation zurückzuführen ist.

[2]Die Pulshöhe wurde als Clusterladung (siehe 6.2.2) definiert.

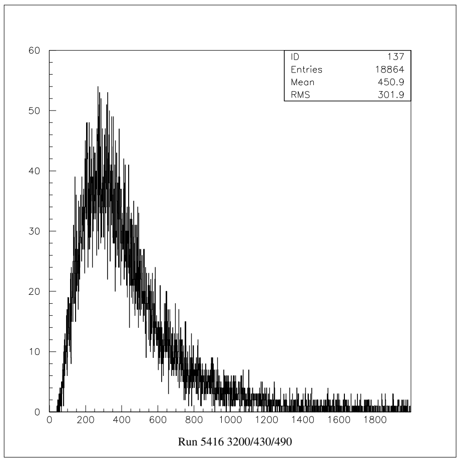

Abbildung 6.2: **Landau-Spektrum** (Pulshöhenspektrum von Myonen)

Run-Nummer	GEM-Spannung	Kathodenspannung
5374	430 V	475 V
5375	430 V	460 V
5376	410 V	460 V
5377	410 V	475 V
5378	410 V	490 V
5416	430 V	490 V

Tabelle 6.1: **Die Betriebsparameter für die einzelnen Runs**

Die Hera-B GEM-MSGC wurde mit einer Driftspannung von 3200 V und verschiedenen GEM- und Kathodenspannungen betrieben. Letztere sind in Tabelle 6.1 für alle analysierten Runs[3] aufgeführt.

6.2 Die Analyse der Daten mit CMS-Ausleseelektronik

Die bei CMS genommenen Daten wurden am CERN-HPSS[4] im Zebra-Format [19] gespeichert. Zur Analyse der Daten gibt es das Programm 'tbeam' von L. Mirabito. Dieses Programm wurde aber nur benutzt, um die Rohdaten der Hera-B-Kammer aus den Zebra-Dateien zu extrahieren. Sie enthielten für jedes Ereignis eines Runs die ADC-Werte der ausgelesenen Kanäle. Dabei definiert jedes Triggersignal ein Ereignis.

Ein typisches Ereignis ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Man sieht eine schwankende Linie, die Grundlinie (Baseline), und eine nach unten weisende Spitze. Bei ihr handelt es sich um einen Teilchenpuls (Hit). Auch hier liefert ein die Kammer druchquerendes

[3]Ein Run ist eine Bestrahlunsperiode, während der die Betriebsbedingungen nicht verändert werden.
[4]High Performance Storage System – Dateisystem zur Verwaltung großer Datenmengen

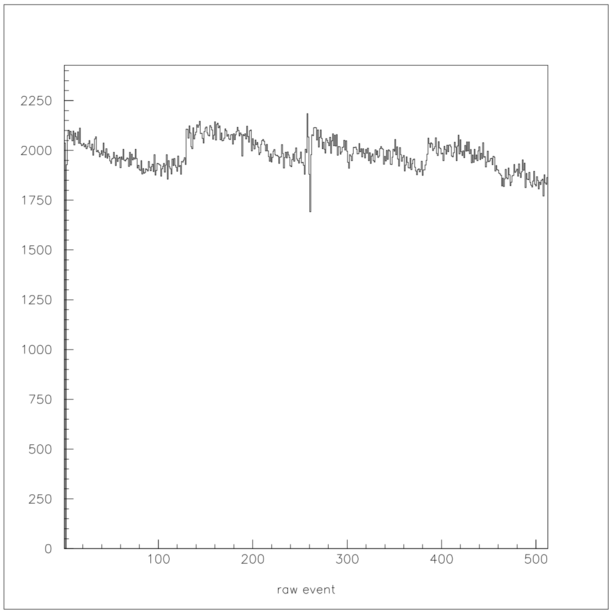

Abbildung 6.3: **Rohdaten-Ereignis**

Teilchen ein negatives Signal. Also ist bei diesem Ereignis ein Teilchen ungefähr durch die Kammermitte geflogen. Bei einer derart unruhigen Baseline ist es natürlich schwierig, die Pulshöhe zu bestimmen, da diese gerade die Differenz von Baseline und Pulsspitze darstellt (Eine genauere Definition wird später folgen). Daher müssen zuerst einige Korrekturen durchgeführt werden. Die Schwankungen der Baseline auch ohne Teilchenpulse sind im wesentlichen auf drei Ursachen zurückzuführen::

1. **baubedingte Variationen:** In der Auslesekette der einzelnen Kanäle gibt es herstellungsbedingte Unterschiede. So ist beispielsweise die Verstärkung auf jedem Kanal ein wenig anders, was zu unterschiedlichen Werten der Baseline führt. Die dadurch entstehenden Effekte sind zeitlich konstant. Sie gelten somit für jedes Ereignis.

2. **niederfrequente äußere Störungen:** Den zeitunabhängigen Baseline-Variationen sind niederfrequente Schwankungen überlagert. Diese sind von Ereignis zu Ereignis verschieden und werden durch von außen kommende Störsignale erzeugt.

3. **elektronisches Rauschen:** Auch das elektronische Rauschen der Vorverstärker ist ein von Ereignis zu Ereignis verschiedener Effekt, der den beiden vorgenannten überlagert ist.

Um Teilchenpulse möglichst effektiv zu finden, werden zunächst die zeitlich stabilen Kanal-zu-Kanal-Variationen korrigiert. Danach werden niederfrequente Schwingungen der Baseline eliminiert. Was danach übrig bleibt, ist elektronisches Rauschen und Pulse. Beides voneinander zu trennen, ist Aufgabe des Pulsfinders.

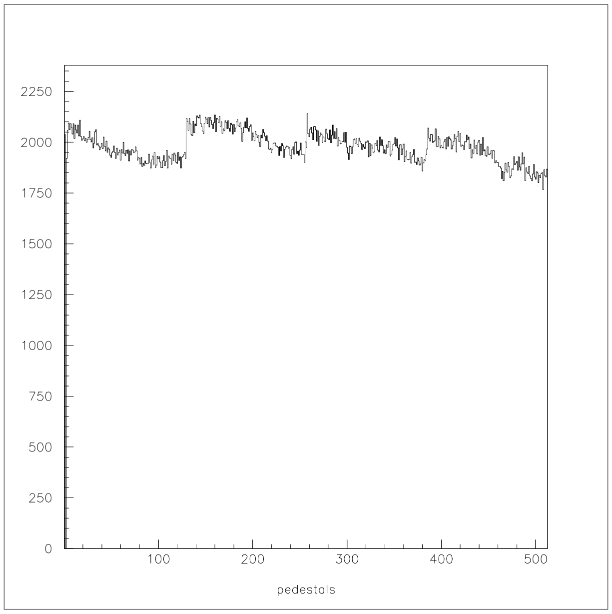

Abbildung 6.4: **Die Pedestal-Korrektur:** (Run 5416)

6.2.1 Pedestal- und Baselinekorrektur

Dabei gibt es zwei Effekte zu korrigieren:

Die Pedestal-Korrektur: Hier werden die zeitlich konstanten Kanal-zu-Kanal-Variationen korrigiert. Wenn man kanalweise über alle Ereignisse mittelt, so erhält man eine Art mittleres Ereignis: die Pedestals oder Kanal-zu-Kanal-Variationen. Bei jedem Ereignis zeigt nur ein kleiner Teil der Kanäle Pulse. Die übrigen sind auf Baseline-Niveau. Ein spezieller Kanal ist deshalb bei fast allen Ereignissen auf dem Niveau der Grundlinie. Mittelt man nun einen Kanal über viele Ereignisse, erhält man in erster Näherung den mittleren Wert der Baseline für diesen Kanal. Somit sind die Kanal-zu-Kanal-Variationen nichts anderes als die mittlere Baseline für jedes Ereignis. Die Pedestals eines Runs sind in Abbildung 6.4 gezeigt. Bei der Pedestal-Korrektur werden diese Kanal-zu-Kanal-Variationen von jedem Ereignis abgezogen. Das Rohdaten-Ereignis aus Abbildung 6.3 nach der Pedestal-Korrektur ist in Abbildung 6.5 (links) zu sehen.

Bei dieser Analyse wurde die Pedestal-Korrektur in zwei Schritten durchgeführt: Zuerst wurde – wie hier beschrieben – kanalweise über alle Ereignisse gemittelt und die dabei erhaltenen Pedestals von jedem Ereignis subtrahiert. Nun ist bei den meisten Kanälen hin und wieder ein Teilchenpuls zu finden. Er macht sich durch eine größere Abweichung vom Mittelwert zu kleineren Werten hin bemerkbar. Damit sind die Pedestals systematisch zu klein. Dies wurde in einem zweiten Durchlauf korrigiert: Es wurden wieder alle Kanäle über die Ereignisse gemittelt. Nur wurden jetzt

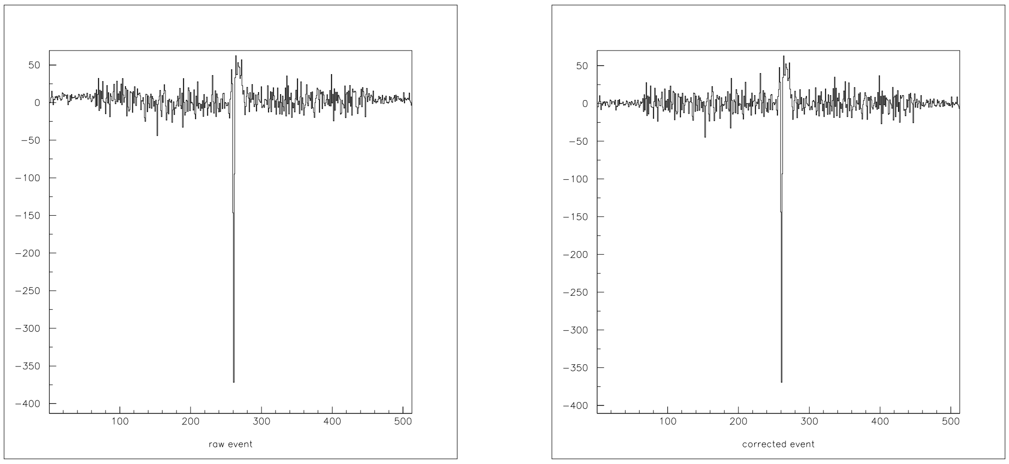

Abbildung 6.5: **Ereignis nach Pedestal- und Baseline-Korrektur:** Das Ereignis aus Abbildung 6.4 ist hier nach der Pedestal-Korrektur abgebildet (links). Rechts ist zusätzlich die Baseline-Korrektur durchgeführt worden.

für jeden Kanal nur die Ereignisse herangezogen, deren Abweichung vom Mittelwert unter einer gewissen Schwelle lag. Damit trugen Teilchenpulse nichts zu den Kanal-zu-Kanal-Variationen bei. Die Schwelle wurde dabei auf 30 ADC-Werte gesetzt, da das elektronische Rauschen (siehe Abschnitt 6.3.1) selten größer als 30 ADC-Werte war.

Die Baseline-Korrektur: Dabei werden die niederfrequenten Schwankungen der Baseline korrigiert. Diese waren aber bei diesen Daten, wie man anhand von Abbildung 6.5 sehen kann, kein großes Problem. Das linke Diagramm enthält das Ereignis aus Abbildung 6.4 (links) nach der Pedestal- und vor der Baseline-Korrektur. Die Baseline liegt recht gut auf der Null-Linie. Führt man zusätzlich eine Baseline-Korrektur durch, so nehmen die Schwankungen zwar noch etwas ab, eine deutliche Verbesserung wird aber dadurch nicht mehr erreicht. Trotzdem wurde sie bei allen Ereignissen durchgeführt.

Dabei wurde folgendermaßen vorgegangen: Für jeden Kanal wurde ein gewichtetes Mittel aus ihm selbst und den 5 Kanälen rechts und links von ihm gebildet. Es wurden dazu nur Kanäle verwendet, die um weniger als 30 ADC-Werte von Null abwichen. Es wurde verlangt, daß bei der Bildung des Mittels eine gewisse Mindestzahl von Kanälen verwendet werden konnte. Bei Kanälen, für die deshalb kein Mittel gebildet werden konnte, wurde linear zwischen den nächstliegenden Kanälen interpoliert, bei denen die Mittelbildung möglich war. Das so gewonnene geglättete Ereignis wurde vom Pedestal-korrigierten Ereignis abgezogen.

Das Endergebnis, das Korrigierte Ereignis (siehe Abbildung 6.5 (rechts), zeigt einen deutlichen Teilchenpuls etwa in der Mitte der Kammer. Daneben sind kleinere Pulse zu finden, die wie winzige Teilchenpulse aussehen. Dies ist elektronisches Rauschen. Leider liegen nicht alle Teilchensignale so deutlich über dem Rauschen. Manchmal ist es fast unmöglich, zu beurteilen, ob eine Abweichung von der Baseline ein Teilchenpuls oder Rauschen ist. Es ist also eher so, daß der Teilchenpuls in diesem Ereignis riesig ist, anstatt daß das Rauschen winzig ist. Beides zu trennen, ist die Aufgabe des Pulsfinders.

6.2.2 Der Pulsfinder

Nun sind die Ereignisse so korrigiert, daß man Pulse suchen kann. Der Pulsfinder sollte mehrere Aufgaben erledigen. Er sollte vor allem die Höhe des elektronischen Rauschens, aber auch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bestimmen. Außerdem war man an der Clusterbreite interessiert.

Wenn ein geladenes Teilchen die Kammer durchquert und eine Ladungslawine erzeugt, so landen in der Regel nicht alle dabei entstehenden Elektronen auf einer Anode, sondern es werden im Normalfall mehrere benachbarte Anoden ein Signal zeigen. Bei einem Teilchen werden somit mehrere Auslesekanäle ansprechen. Eine solche Gruppe von Kanälen, die nebeneinander liegen und Signale zeigen, nennt man einen Cluster.

Ein einfacher Pulsfinder sucht nach Kanälen, deren korrigierter ADC-Wert um mehr als eine vorzugebende Schwelle nach unten hin abweicht. Mehrere nebeneinanderliegende Kanäle mit dieser Eigenschaft kann er dann zu einem Cluster kombinieren. Sind alle Cluster gefunden, so wird von jedem Cluster die Clusterbreite und die Clusterladung bestimmt. Dabei bedeutet:

Clusterbreite: Ein Cluster besteht aus mehreren, nebeneinanderliegenden Kanälen, die ein Signal zeigen. Die Clusterbreite ist gerade die Anzahl dieser Kanäle.

Clusterladung: Die Clusterladung ist die Summe der Streifenladungen der Kanäle, die zum Cluster gehören.

Streifenladung: Die Streifenladung ist die Differenz zwischen Baseline und ADC-Wert eines Kanals[5]. Sie wird so gewählt, daß ihr Wert positiv ist, d. h. es wird – da Teilchenpulse negativen korrigierten ADC-Werten entsprechen – der korrigierte ADC-Wert von der Baseline abgezogen. Bei dem hier vorgestellen Einfachst-Pulsfinder entspricht die Baseline der Null-Linie.

Ein Beispiel ist in Abbildung 6.6 zu sehen. Dort ist im linken Diagramm ein ganzes, korrigiertes Ereignis abgebildet. Man sieht, daß es auch Abweichungen von der Grundlinie nach oben hin gibt. Dabei handelt es sich nicht um Teilchenpulse, sondern um das schon erwähnte elektronische Rauschen. Damit können aber auch Pulse mit einer Höhe von 30 ADC-Werten Rauschen sein. Somit ist klar, daß man die Schwelle nicht unter 30 ADC-Werte setzen kann. Weiter sieht man, daß die äußeren 64 Kanäle auf beiden Seiten der Kammer ein deutlich niedrigeres Rauschen zeigen als die in der Mitte. Dies liegt daran, daß die äußeren Kanäle der insgesamt vier Auslesechips nicht mit der Kammer verbunden

[5] Da jeder Auslesekanal einem Streifen entspricht und der ADC-Wert Proportional zur auf der Anode eingetroffenen Ladung ist, spricht man von Streifenladung

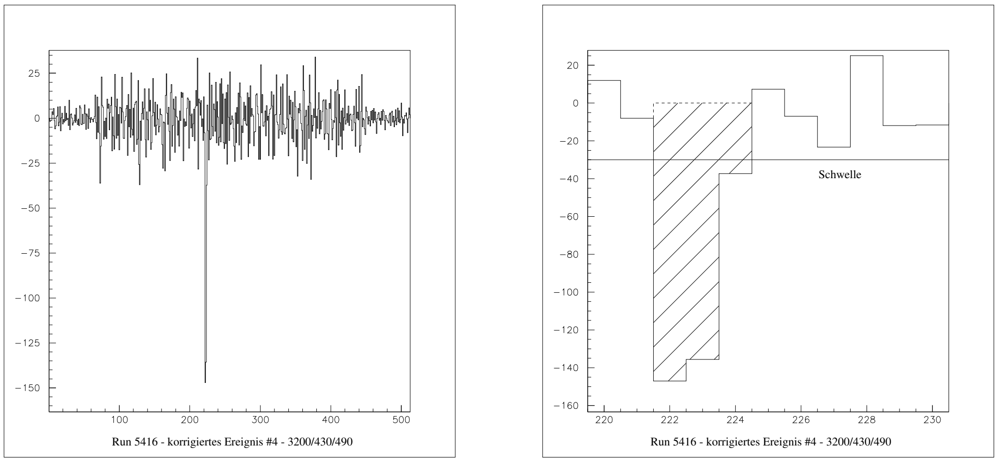

Abbildung 6.6: **Beispielereignis und -cluster:** Das linke Bild zeigt ein korrigiertes Ereignis. Rechts ist ein Cluster daraus abgebildet. Seine Breite ist 3; die schraffierte Fläche entspricht der Clusterladung. Die Schwelle liegt bei 30 ADC-Werten.

waren. Daher ist dort nur das elektronische Rauschen der Ausleseelektronik zu sehen. Dort, wo die Chips mit der Kammer verbunden waren, ist es aufgrund der Kammerkapazität erhöht. Im rechten Diagramm von Abbildung 6.6 ist einer der Cluster aus dem linken Bild vergrößert worden. Alle Kanäle mit Werten unterhalb der Schwelle gehören zum Cluster, dessen Breite folglich 3 beträgt. Die Clusterladung ist gerade die schraffierte Fläche, d. h. die Summe der Beträge der ADC-Werte der drei Kanäle. Als Baseline wird hier die Null-Linie verwendet.

Dieser Pulsfinder in der einfachsten Version hatte einige Nachteile. Um nicht zuviel Rauschpulse als Teilchenpulse zu mißinterpretieren, mußte man die Schwelle hochsetzen. Dadurch verlor man aber auch wirkliche Pulse. Es hat sich daher als günstig erwiesen, mit zwei Schwellen zu arbeiten. Im ersten Schritt arbeitet der neue Pulsfinder wie der erste: er sucht nach Kanälen, die unterhalb der Schwelle liegen und kombiniert diese zu Clustern. Dann werden aber nur die Cluster weiterverarbeitet, die eine Clusterladung haben, die größer als die zweite Schwelle ist. Mit diesem Pulsfinder wurden die meisten Ereignisse richtig analysiert.

Die Schwelle für die einzelnen Kanäle wurde nach der Durchsicht einiger Ereignisse auf 30 gesetzt, da das Rauschen selten höher als 30 ADC-Werte war. Um die zweite Schwelle festzulegen, wurde der Run 5416, der bei den höchsten Betriebsspannungen aufgezeichnet wurde, bei verschiedenen Werten der Schwelle für die Clusterladung analysiert. Abbildung 6.7 (links) zeigt die Anzahl der dabei gefundenen Cluster in Abhängigkeit von der zweiten Schwelle an. Man sieht einen deutlichen Anstieg zu kleinen Pulshöhen hin, der etwa bei einer Schwelle von 50 einsetzt. Vorsichtshalber wurde bei der endgültigen Analyse der Daten eine Schwelle von 55 gewählt.

Beim alten Pulsfinder hätte man nach den gleichen Kriterien die Schwelle auf 45 oder 50 setzen müssen (siehe Abbildung 6.7 (rechts). Mit beiden Pulsfindern wird in knapp

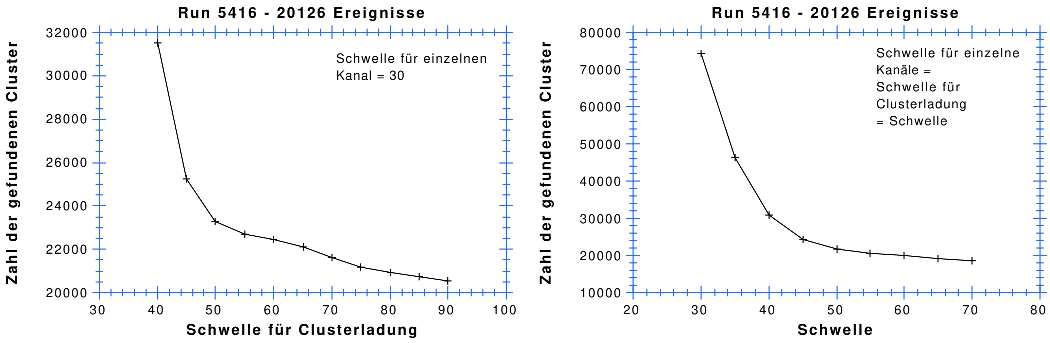

Abbildung 6.7: **Analyse von Run5416 mit verschiedenen Schwellen:** *links:* Beim neuen Pulsfinder wurde die Schwelle für die einzelnen Kanäle auf 30 gesetzt und die Schwelle für die Clusterladung variiert. Die Anzahl der dabei gefundenen Cluster wurde gegen die Schwelle aufgetragen. *rechts:* Beim alten Pulsfinder wurde mit nur einer Schwelle (für die einzelnen Kanäle) gearbeitet. Es wurde die Anzahl der bei einer bestimmten Schwelle gefundenen Cluster gegen dieselbe aufgetragen.

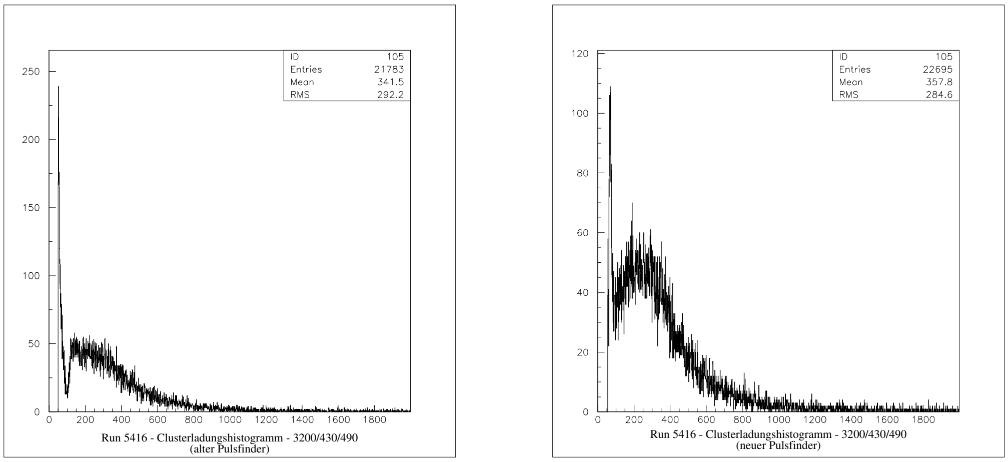

Abbildung 6.8: **Vergleich zwischen altem und neuem Pulsfinder:** Das linke Pulshöhenspektrum wurde mit dem alten Pulsfinder (Schwelle = 50) aufgenommen, das rechte mit dem neuen (Schwelle Kanal = 30, Schwelle Clusterladung = 55). In beiden Fällen wurde als Pulshöhe die Clusterladung verwendet.

95% aller Ereignisse mindestens ein Cluster gefunden. Hier ist noch kein deutlicher Unterschied zwischen dem neuen und dem alten Pulsfinder ersichtlich. Diesen sieht man erst beim Vergleich der Pulshöhenspektren in Abbildung 6.8. Die Pulshöhe ist dabei in beiden Fällen durch die Clusterladung gegeben. Als Schwellen wurden die eben diskutierten verwendet (beim alten der höhere Wert – also 50). Der Peak bei kleinen Pulsen mit einer Clusterladung zwischen 50 und 100 ist zum größten Teil auf elektronisches Rauschen

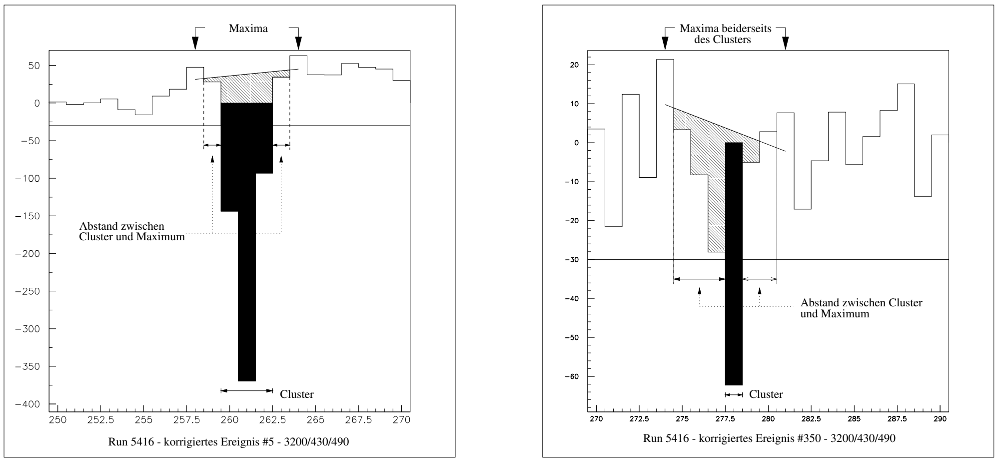

Abbildung 6.9: **Beispiele für falsche Berechnung der Clusterladung** mit dem neuen Pulsfinder: Die schwarz ausgefüllten Flächen entsprechen der Clusterladung, die der neue Pulsfinder berechnet, die schattierten und schwarzen zusammen, denen, die der zweite liefert. *links:* Bei Ereignissen mit großen Pulshöhen ist die Baseline nach oben verschoben. *rechts:* Bei Ereignissen mit kleinen Pulshöhen übersieht er einen großen Teil der Clusterladung.

zurückzuführen. Beim alten Pulsfinder (linkes Diagramm) ist dieser deutlich größer als beim neuen. Auch die Form des Pulses ähnelt im rechten Spektrum eher einer Landau-Verteilung als beim linken.

Einige Fehler waren allerdings noch zu korrigieren. Darum wurde ein zweiter Pulsfinder programmiert. Dabei werden die Cluster, die mit dem ersten („neuen") Pulsfinder entdeckt worden sind, neu analysiert. Er sucht links und rechts des Clustermaximums ein Maximum der ADC-Werte. Dann bildet er für beide Seiten den Mittelwert des maximalen Kanals und dem rechts und links davon. Diese zwei Punkte definieren die Baseline. Es wird verlangt, daß zwischen beiden Minima und den Kanälen, die zum Cluster gehören, d. h. einen unter der Schwelle liegenden ADC-Wert enthalten, ein weiterer Kanal liegt. Die Ladung eines Streifens ist jetzt der Wert der Baseline an dieser Stelle minus dem ADC-Wert (und damit > 0). Die Clusterladung ist die Summe dieser Werte zwischen den Maxima. In den Ereignissen in Abbildung 6.9 ist jeweils die Breite des Clusters, der Abstand zwischen Cluster und Maxima und die Maxima mit Pfeilen gekennzeichnet. Die schwarze Fläche ist die Clusterladung, die der neue Algorithmus liefert, die grau-schattierte die, welche der zweite zusätzlich erhält.

Trotzdem wurden die Landau-Spektren nicht wesentlich besser. Der Grund lag darin, daß der zweite Algorithmus mit anderen Ereignissen Schwierigkeiten hatte; nämlich jedesmal dann, wenn zwei Cluster nahe beieinander lagen. Ein solches ist in Abbildung 6.10 zu sehen. Im linken Diagramm ist das gesamte Ereignis zu sehen, im rechten ein Ausschnitt daraus. Man sieht dort zwei Cluster, die nur durch einen Kanal getrennt sind. Wenn man einen Mittelwert aus ihm und den beiden benachbarten Kanälen bildet und das Ergebnis

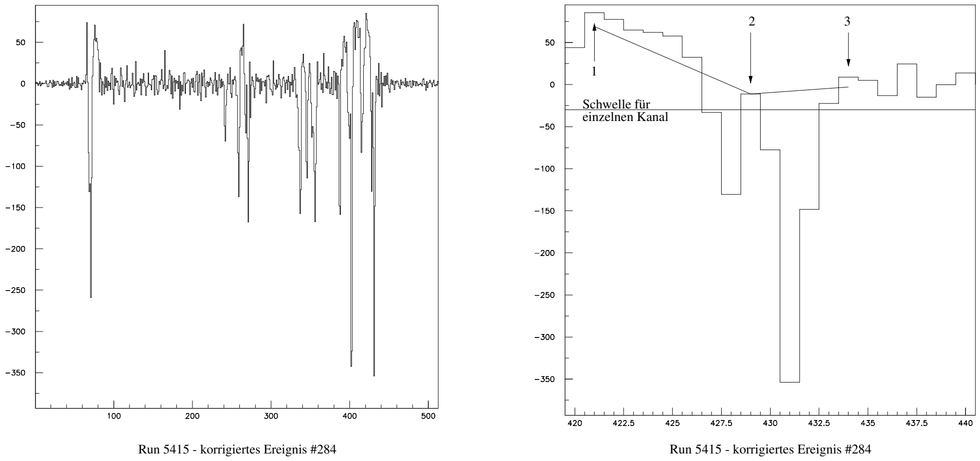

Abbildung 6.10: **Behandlung eines Ereignisses mit zwei nahe nebeneinander liegenden Clustern:** Links ist ein Ereignis mit vielen Teilchenclustern zu sehen. Rechts sind die beiden rechts außen gelegenen Cluster

als Baseline interpretieren würde, so läge diese viel zu niedrig. Daher wurde ja auch verlangt, daß zwischen dem Maximum und dem Cluster mindestens ein Kanal liegt. Bei dem mit der Zahl 2 markierten Maximum ist dies für beide Cluster nicht der Fall. Daher werden Cluster, die sehr nahe beieinanderliegen, gesondert behandelt. Die Baseline wird in einem solchen Fall durch den maximalen ADC-Wert der dazwischenliegenden Kanäle geschätzt. Im Beispiel in Abbildung 6.10 (rechts) ist die Baseline für beide Cluster eingezeichnet: Die mit 1 und 3 markierten Punkte können ohne Sonderbehandlung durch Aufsuchen des Maximums gefunden werden. Zwischen den Clustern wird der Wert der Baseline durch den einzigen nicht zu einem der Cluster gehörenden Kanal (mit 2 markiert) bestimmt.

Damit lieferte der Pulsfinder zufriedenstellende Ergebnisse. Ein Vergleich zwischen neuem und zweitem Pulsfinder ist in Abbildung 6.11 zu sehen. Dort sind zwei Pulshöhenspektren abgebildet. Das linke wurde mit dem neuen, das rechte mit dem alten Pulsfinder berechnet. Der Peak bei kleinen Pulshöhen ist im rechten Bild gegenüber dem linken nocheinmal reduziert worden.

6.3 Ergebnisse

Kurz bevor die Analyse der beim CMS-Strahltest genommenen Daten abgeschlossen war, gab es eine neue Bestimmung des elektronischen Rauschens des Helix durch bei Hera-B genommene Daten. Diese ergab ein Rauschen von 2500 Elektronen[22]. Dies war in guter Übereinstimmung mit Rechnungen, die ein Rauschen von 2400 Elektronen vorhersagten [23]. Damit war das elektronische Rauschen der Hera-B-Ausleseelektronik verstanden und die alte Zahl von 5000 widerlegt. Trotzdem war es natürlich interessant, die CMS-Ausleseelektronik mit der von Hera-B zu vergleichen. Dabei war vor allem die Höhe des

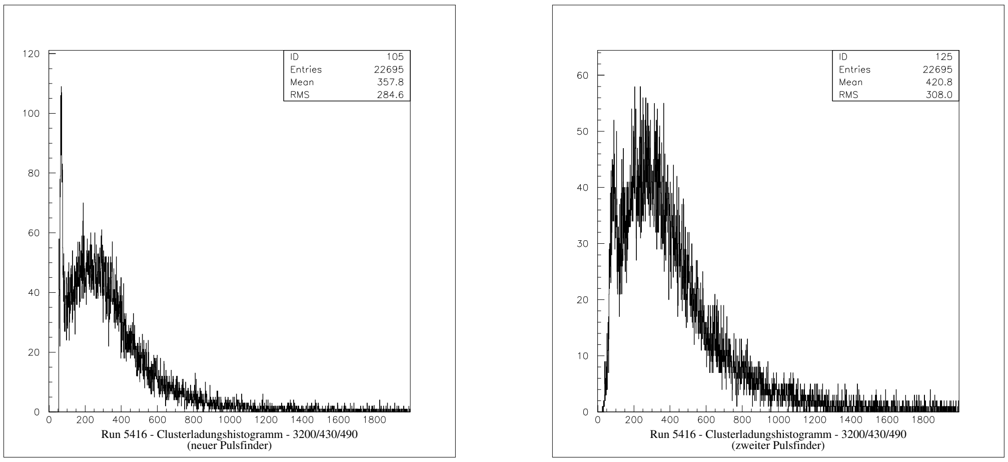

Abbildung 6.11: **Vergleich zwischen neuem und zweitem Pulsfinder:** Das linke Pulshöhenspektrum wurde mit dem neuen Pulsfinder (Schwellen 30/55) aufgenommen, das rechte mit dem zweiten. In beiden Fällen wurde als Pulshöhe die Clusterladung verwendet. Man beachte die unterschiedlichen Maßstäbe der beiden Ordinatenachsen.

Rauschens in Elektronen von Interesse.

6.3.1 Das elektronische Rauschen mit der CMS-Elektronik

Zur Berechnung des elektronischen Rauschens wurden von jedem Ereignis nur die Kanäle verwendet, in denen kein Cluster gefunden wurde. Außerdem wurden auch die Kanäle verworfen, die weniger als 2 weitere Auslesekanäle vom nächstgelegenen Cluster trennten. Dies wurde deshalb gemacht, weil die Baseline in unmittelbarer Umgebung eines Clusters in der Regel nach oben verschoben ist.

Danach wurden die ADC-Werte sämtlicher zur Bestimmung des Rauschens verwendeten Kanäle in ein Histogramm gefüllt. Dazu wird der mögliche Wertebereich der ADC-Werte in kleine, gleich große Intervalle unterteilt (Bins). Beim Füllen wird festgestellt, in welchem Bin ein Wert liegt. In einem Histogramm wird nun die Anzahl der Werte, die in einem jeden Bin liegen, dargestellt. Ein Beispiel für ein Histogramm ist ein Pulshöhenspektrum, in dem die absoluten Häufigkeiten der vorkommenden Pulshöhen aufgetragen sind.

Dabei wurde zwischen an die Kammer angeschlossenen und ungebondeten Kanälen unterschieden. Dies ist in Abbildung 6.12 gezeigt. Links sieht man das Rausch-Histogramm der ungebondeten, rechts das der gebondeten Kanäle. Man sieht, daß die an die Kammer gebondeten Kanäle ein deutlich höheres elektronisches Rauschen zeigen. Um eine Zahl für das Rauschen zu erhalten, wurden an diese Histogramme Gaußkurven gefittet. Bei den gebondeten wurden dazu 40, bei den ungebondeten 18 Bins verwendet. Dies war nötig, da bei den gebondeten Kanälen die größeren Werte möglicherweise Cluster von die Kammer durchquerenden Teilchen waren, aber vom Pulsfinder nicht erkannt wurden. Um sinnvoll

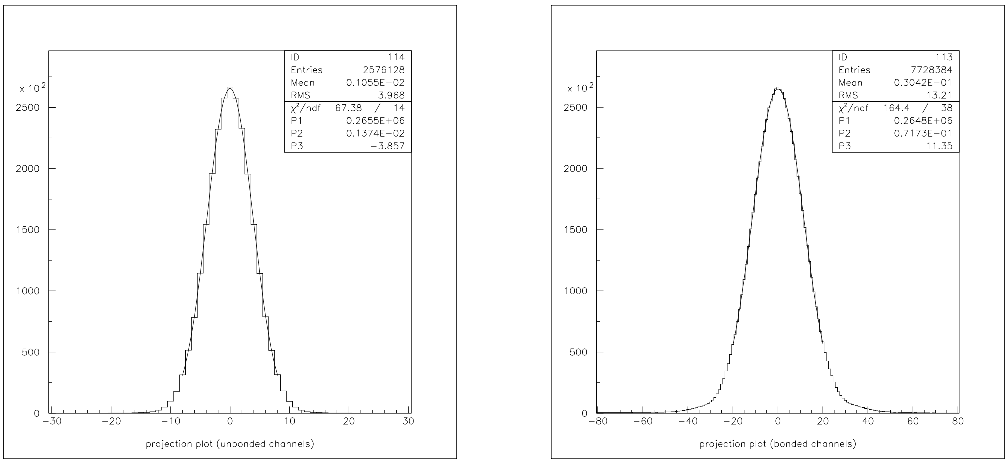

Abbildung 6.12: **Vergleich des elektronischen Rauschens von gebondeten und ungebondeten Kanälen:** *links:* Rausch-Histogramm der ungebondeten Kanäle *rechts:* Rausch-Histogramm der gebondeten Kanäle

vergleichen zu können, wurden auch bei den ungebondeten Kanälen die größten Werte nicht für den Fit benutzt. Als Maß für das Rauschen wurde dann die halbe 1/e-Breite des Gaußfits benutzt. In der hier verwendeten Parametrisierung,

$$f(x) = P_1 \times \exp\left(-\frac{(x-P_2)^2}{P_3^2}\right), \tag{6.1}$$

entspricht das gerade dem Parameter P_3.

Zur Umrechnung des Rauschens von ADC-Werten in Elektronen wurde die Eichung des PreMux-Auslesechips benötigt. Sie betrug:

$$1\,\text{ADC-Wert} \;=\; 172 \,\pm\, 8. \tag{6.2}$$

Damit betrug der Fehler in der Eichung etwa 5%; der beim Fit angegebene Fehler lag bei etwa 0.5%. Daher wurde bei der Umrechnung des Rauschens in Elektronen ein Fehler von 9 für die Eichung verwendet.

Mit einem elektronischen Rauschen in ADC-Werten von 11.4 für die gebondeten und von 3.9 für die ungebondeten erhält man mit der Eichung für das Rauschen in Elektronen:

- 1960 $\pm$ 100 Elektronen für die gebondeten,
- 671 $\pm$ 35 Elektronen für die ungebondeten Kanäle.

Die 4 Auslesechips wurden auch noch einzeln untersucht. Dabei wurden wieder gebondete und ungebondete Kanäle unterschieden. Die beiden äußeren Auslesechips waren nur zur Hälfte mit der Kammer verbunden, die beiden in der Mitte liegenden ganz. Abbildung 6.13 zeigt die Rausch-Histogramme der gebondeten Kanäle der Chips. Dort sind

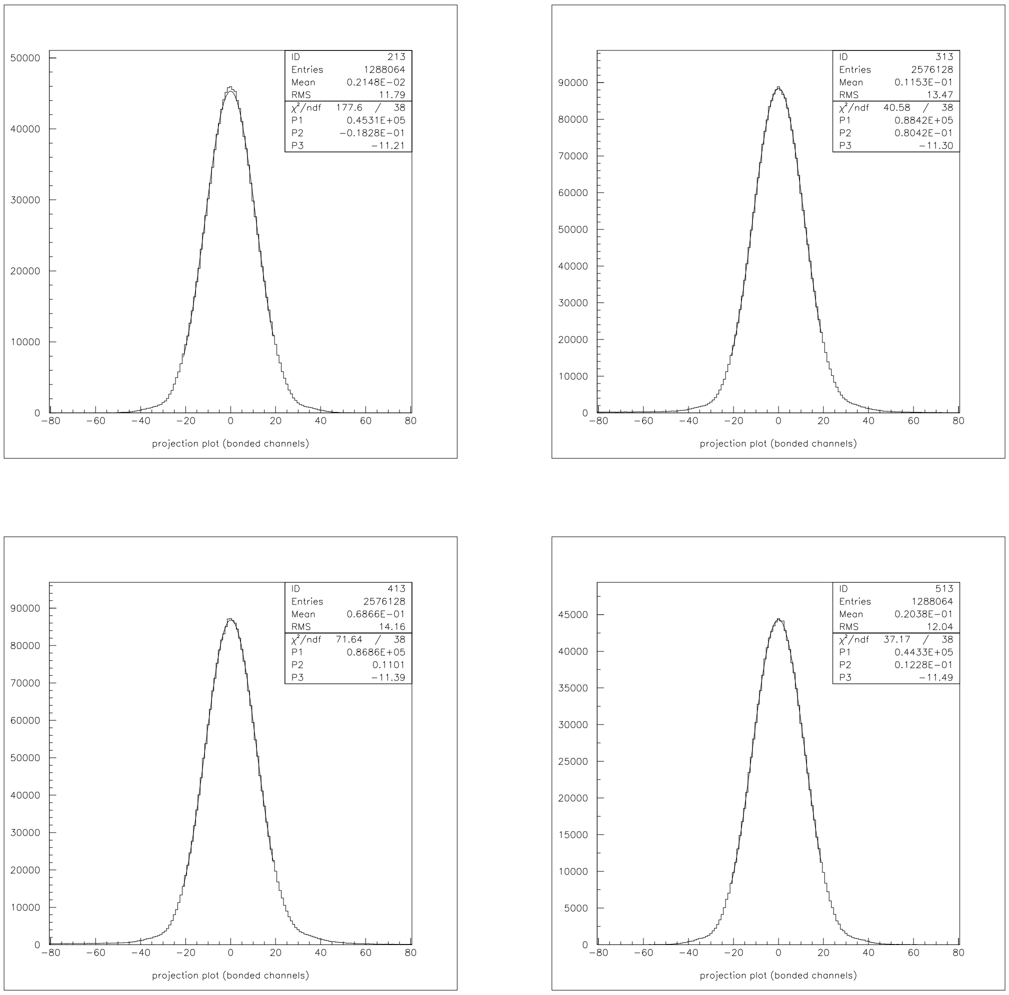

Abbildung 6.13: **Rausch-Histogramme der gebondeten Kanäle für die einzelnen Chips:** *oben links:* Chip 1; *oben rechts:* Chip 2; *unten links:* Chip 3; *unten rechts:* Chip 4; *Zur Numerierung der Chips:* Chip 1 hat die Auslesekanäle 1-128, Chip2 129-256, Chip 3 257-384 und Chip 4 385-512. Damit sind die Kanäle von Chip 1 in den abgebildeten Ereignissen ganz links, die von Chip 4 ganz rechts. Bei Chip 2 und 3 sind alle Kanäle, bei Chip 1 und 4 nur die Hälfte der Kanäle gebondet.

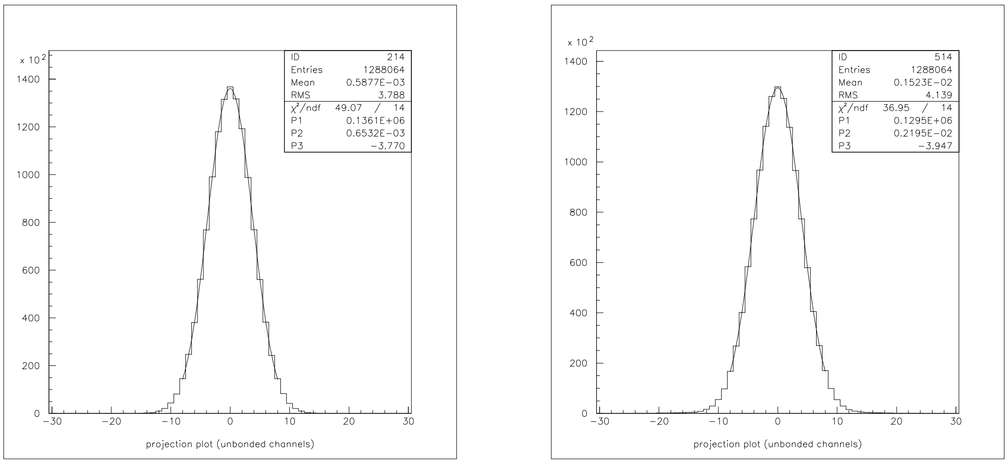

Abbildung 6.14: **Rausch-Histogramme der ungebondeten Kanäle von Chip 1 und 4:** *links:* Chip 1; *rechts:* Chip 4

Chip	Intervall
Chip 1 (unbonded)	3.77-3.80
Chip 1 (bonded)	11.21-11.26
Chip 2	11.28-11.32
Chip 3	11.37-11.39
Chip 4 (bonded)	11.49-11.55
Chip 4 (unbonded)	3.94-3.96

Tabelle 6.2: **Das elektronische Rauschen über alle sechs analysierten Runs:** Hier ist zu jedem Chip – getrennt für gebondete und ungebondete Kanäle ein Intervall angegeben, innerhalb dessen das elektronische Rauschen in allen diesen Runs lag. Der bei den Gaußfits angegebene Fehler lag immer unter 0.02.

die Rausch-Histogramme der gebondeten Kanäle abgebildet. Die Histogramme für die ungebondeten sind in Abbildung 6.14 gezeigt.

Zwischen den Chips sind nur kleinere Abweichungen zu erkennen. Tabelle 6.2 vermittelt einen Überblick. Es gibt aber einige Abweichungen bei einzelnen Kanälen, wie in Abbildung 6.15 zu sehen ist.

Zu beachten ist noch, daß die Kammer beim CMS-Strahltest ohne Backplane betrieben wurde. Ohne Backplane ist die Kapazität geringer, was sich günstig auf das elektronische Rauschen auswirkt. Rechnungen ergaben, daß sich das Rauschen ohne Backplane mit der Hera-B-Ausleseelektronik von 2400 auf 2200 Elektronen reduzierte. Dies entspricht einer Abnahme von etwa 10%. Zieht man dies in Betracht, so ist die Zahl von etwa 1960 Elektronen bei der CMS-Elektronik mit der von 2500 beim Helix durchaus vergleichbar. Schlägt man diese 10% nämlich dem Rauschwert der CMS-Elektronik zu, so kommt man auf etwa

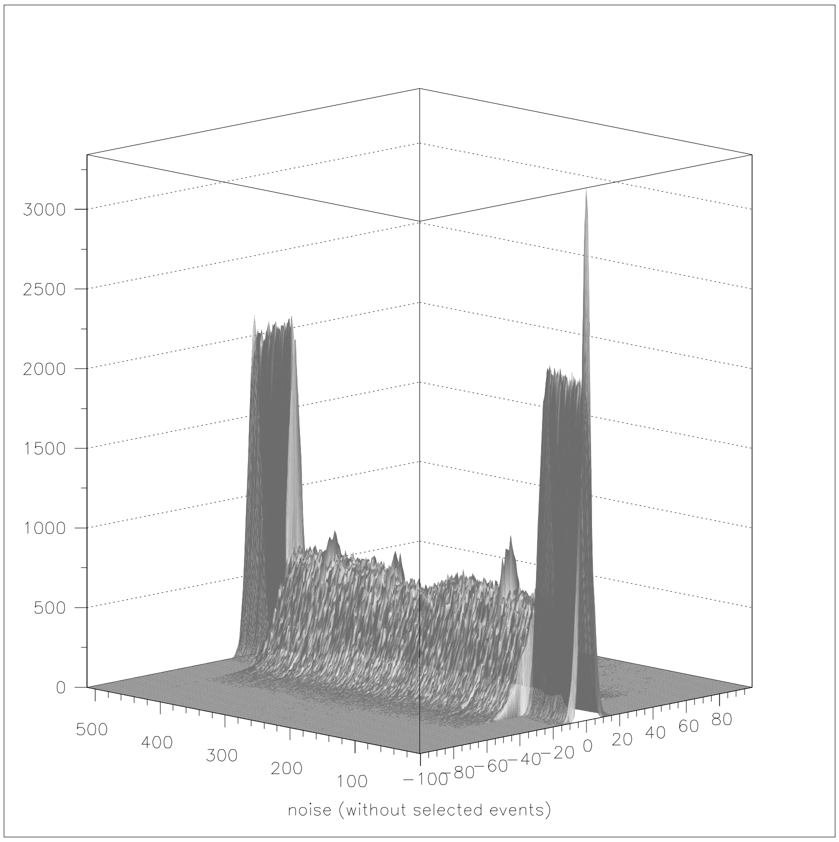

Abbildung 6.15: **Rausch-Histogramm der einzelnen Kanäle:** In diesem zweidimensionalen Histogramm ist das Rauschen der Kanäle nach rechts, die Kanalnummer nach links aufgetragen. Man sieht deutlich die Schwankungen zwischen den einzelnen Kanälen.

2150 Elektronen. Dies ist immer noch weniger als mit dem Helix, aber diese Differenz dürfte nicht ernst zu nehmen sein, da beispielsweise schon ein unterschiedliches Shaping, d. h. eine unterschiedliche Pulsform der beiden Chips diese Differenz hervorrufen könnte. Leider war die Pulsform des PreMux nicht genügend genau bekannt, um diesbezügliche Rechnungen durchführen zu können.

6.3.2 Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Die Bestimmung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (S/N, signal to noise ratio) erwies sich als nicht so einfach. Der Grund ist beim Blick auf das S/N-Histogramm der Abbildung 6.16 zu erkennen: Die Schwellen mußten so hoch gesetzt werden, daß dadurch der untere Teil der Landau-Kurve weggeschnitten wurde.

Doch zunächst zur Berechnung von S/N: Für jeden Kanal wurde das Rauschen über alle Ereignisse quadratisch summiert, durch die Zahl der Ereignisse geteilt, in denen dort

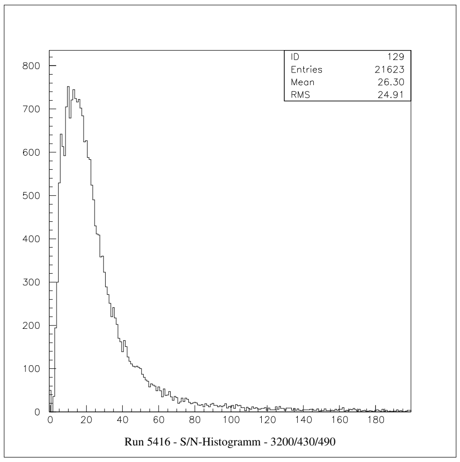

Abbildung 6.16: **S/N-Histogramm** (Run5416)

kein Cluster gefunden wurde, und die Quadratwurzel daraus gezogen. Für jeden gefundenen Cluster wurde als Signal die Clusterladung verwendet. Das Rauschen wurde aus der Summe des Rauschens der zum Cluster beitragenden Kanäle berechnet. Dabei wurden wieder die Quadrate der einzelnen Werte addiert, die Summe durch die Clusterbreite dividiert und die Wurzel daraus gezogen. Der Quotient aus Signal und Rauschen ergab S/N.

Den Wert für S/N kann man auf zweierlei Weise aus dem Histogramm in Abbildung 6.16 ablesen. Es gibt den

maximalen S/N, dessen Wert am Maximum der Landau-Verteilung abgelesen wird, und den

mittleren S/N, bei dem der Mittelwert aller Cluster genommen wird.

Mit diesen Definitionen liegt der mittlere S/N etwa bei 25, der maximale S/N bei ungefähr 17, dies allerdings bei deutlich höheren Spannungen als bei Hera-B. Rechnet man das um auf die Hera-B-Betriebsspannungen (3200 V an der Driftelektrode und 490 V an der Kathode stimmen mit Hera-B überein, allerdings beträgt die GEM-Spannung bei Hera-B nur 400 statt 430 V), so erhält man für den mittleren S/N von 14 und für den maximalen 9.

6.4 Folgerungen

Das elektronische Rauschen stimmt nach neuesten Messungen mit den Berechnungen überein. Die hier vorgestellten Messungen mit der CMS-Ausleseelektronik liefern ein vergleichbares Verhalten, wenn man in Betracht zieht, daß die Kammer beim CMS-Strahltest ohne Backplane betrieben wurde. Die vorhandenen Unterschiede können möglicherweise durch eine andere Signalform des PreMux im Vergleich zum Helix erklärt werden.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte verbesserte Pulsfinder zum Auffinden von Teilchenpulsen führt zu einer sichbaren Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses und erlaubt es auch, bei den in Ar-CO_2 auftretenden großen Clusterbreiten effizient Pulse zu finden.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Nachdem die Probleme mit der Gasalterung bei den für Hera-B bestimmten GEM-MSGCs durch den Wechsel des Zählgases von Ar-DME 50:50 auf Ar-CO_2 70:30 zumindest unter Röntgenbestrahlung gelöst waren, war eine erneute Untersuchung des Betriebsverhaltens in Hadronstrahlen nötig geworden. Aus früheren Messungen war bekannt, daß die Wahrscheinlichkeit von Kathoden-Anoden-Sparks bei gleicher Gasverstärkung mit der neuen Zählgasmischung größer ist, als bei Ar-DME. Am PSI wurde aber eine Kombination von Betriebsspannungen gefunden, mit denen ein sicherer Betrieb – d. h. ein Betrieb ohne das Auftreten von Kathoden-Anoden- und Multiple-Elektroden-Sparks – selbst bei einer etwas höheren Gasverstärkung und bei wesentlich höheren Teilchenflüssen als bei Hera-B gewährleistet ist. Gasalterung wurde auch im Hadronstrahl nicht beobachtet.

Nachdem sich die Diamantalterung durch Ausheizen der Wafer nicht verhindern ließ, wurden ihre Auswirkungen auf den Betrieb bei Hera-B untersucht. Im Vordergrund stand dabei die Frage, ob es bei den Veränderungen am Wafer nicht kleine Bereiche der MSGC gibt, in denen die Effizienz sinkt. Diese Frage konnte verneint werden. Die Ratenabhängigkeit dürfte bei Hera-B ebenfalls keine Probleme machen, da der Diamantalterungsprozeß aufgrund der über die Kammerfläche stark variierenden Teilchenflüsse nicht homogen über die gesamte Kammer verläuft. Aus diesem Grund mußmit Variationen der Gasverstärkung um bis zu einen Faktor von 6 selbst entlang eines Anodenstreifens gerechnet werden. Dies ist problematisch, da hohe Pulse erst nach längerer Zeit als 96 ns wieder auf Null abgefallen sind und somit auch beim Eintreffen des folgenden Protonenpakets am Target wieder Teilchenpulse anzeigen, obwohl gar kein Teilchen die Kammer durchquert hat. Für die Ereignisrekonstruktion mag dies noch softwaremäßig korrigierbar sein, die Trigger-Hardware läßt sich aber nicht mehr verändern. Nach einer mehrjährigen Betriebsdauer bei Hera-B muß mit dem Auftreten von Dunkelpulsen gerechnet werden. Wie man diese von tatsächlichen Teilchenpulsen trennen kann, ist noch nicht geklärt.

Ein Vergleich des elektronischen Rauschens der Ausleseelektroniken von CMS und Hera-B ergab keine nennenswerten Unterschiede.

Anhang A

Das neue Auslesesystem

Während meiner Diplomarbeit hatte ich nicht selten mit Problemen beim alten Auslesesystem zu kämpfen. Nach 6 Jahren relativ reibungslosen Betriebs traten die ersten Defekte auf: Einmal funktionierte eine Datenleitung nicht, so daß sich der FADC nicht richtig ansprechen ließ. Dies ließ sich noch durch Austausch eines Computers und eines NuBus-VME-Interfaces regeln. Doch am Ende stürzte der Macintosh bei Zugriffen auf den VME-Bus nach kürzester Zeit ab. Mangels Ersatz-Computer mußte auf die SlowControl und das FADC-Programm verzichtet werden und die Spannungsabschaltung per Hardware realisiert werden. Die Auslese der Pulse war nur noch über das Oszilloskop möglich.

Viele Probleme mit diesem Auslesesystem konnten auch deshalb nicht oder nur schwer gelöst werden, weil es über Generationen von Diplomanden und Doktoranden immer wieder verändert wurde, so daß es niemanden mehr gab, der über das gesamte System genau Bescheid wußte und bei der Fehlersuche helfen konnte.

A.1 Anforderungen an ein neues Auslesesystem

Daher war es klar, daß mittelfristig ein neues Auslesesystem entwickelt werden mußte. Dabei konnte auf die Erfahrungen von M. Ziegler zurückgegriffen werden, der für die Heidelberger LHCb-Gruppe eine neue Auslese aufgebaut hatte. Er verwendete zur Aufnahme von Pulshöhenspektren einen Peak-ADC (s. u.) und zur Untersuchung von Pulsformen ein Oszilloskop mit GPIB-Schnittstelle. Beide wurden von einem unter dem Betriebssystem Windows laufenden Computer mit einer PCI-GPIB-Karte der Firma National Instruments und einer AT-Bus-VME-Karte der Firma Wiener angesteuert. Zur Entwicklung der Auslesesoftware wurde – wie auch schon bei der alten Hera-B-Auslese – das Entwicklungssystem „LabView“ der Firma National Instruments eingesetzt.

Anhand dieses Vorbildes wurden die Wünsche für ein neues Auslesesystem zusammengestellt:

- Das System sollte – wie das alte – VME-basiert sein.
- Es sollte ein moderner PC eingesetzt werden. Er sollte über ausreichend Leistung verfügen, um auf ihm auch Daten analysieren zu können.

- Die Auslese sollte unter dem Betriebssystem Linux laufen. Dies hätte den Vorteil, daß die ganze für Linux vorhandene Software zur Datenanalyse problemlos verwendet werden könnte. Der Nachteil ist allerdings die eingeschränkte Verfügbarkeit von Gerätetreibern. Das Selberschreiben von Gerätetreibern wird durch die oftmals veraltete Dokumentation von Linux erschwert.
- Da Computer mit NuBus-Steckplätzen nicht mehr hergestellt werden, mußte ein VME-PC-Interface benutzt werden, das eine modernere Schnittstelle benutzt. Nach Möglichkeit sollte ein Linux-Treiber dafür existieren.
- Die Programme für die neue Auslese sollten unter LabView erstellt werden.
- Zusätzlich sollten auch über eine GPIB-Schnittstelle Geräte, wie z. B. ein Oszilloskop angeschlossen werden können.

LabView und ein PCI-GPIB-Interface samt Treiber waren inzwischen auch für Linux verfügbar geworden. Auch für die oben erwähnte Karte der Firma Wiener war ein solcher Treiber vorhanden. Damit wurden erste Programmierversuche unternommen. Leider ließ es der Treiber der AT-VME-Karte nicht zu, daß mehrere Programme gleichzeitig auf den VME-Bus zugreifen.

Aber für die PCI-VME-Karte derselben Firma war inzwischen ein Linuxtreiber verfügbar geworden [24], der von mehreren Programmen gleichzeitig benutzt werden konnte. Eine solche PCI-VME-Karte wurde mir freundlicherweise von Herrn Rausch aus der Elektronikwerkstatt zur Verfügung gestellt. Mit ihr wurde der FADC versuchsweise angesteuert. Als dies funktionierte, entschied man sich endgültig für Linux als Betriebssystem.

A.2 Funktionen des neuen Auslesesystems

Das neue Auslesesystem sollte im wesentlichen über die Funktionen des alten verfügen. Zusätzlich sollten damit die neuen Hochspannungsnetzgeräte angesteuert und ein Digitales-Speicheroszilloskop ausgelesen werden können. Im Einzelnen wäre folgendes wünschenswert:

- **für die Auslese der Pulse:**
  - Auslese mit einem Oszilloskop:
    Die Pulsform sollte mit dem Oszilloskop aufgenommen werden können.
  - Ansteuerung eines Peak-ADC:
    Er digitalisiert die größte während des logischen Highs des Gate-Eingangs am ADC-Eingang anliegende Spannung: Mit ihm kann nur das Maximum des Pulses gemessen werden.
  - Ansteuerung eines FADC:
    Er digitalisiert alle 10 ns die am ADC-Eingang anliegende Spannung. Mit ihm kann daher auch die Pulsform gemessen werden.

- Für die Ansteuerung des FADC oder des Peak-ADC ist eine Triggerschaltung erforderlich. Daher sollte das Programm auch eine digitale I/O-Karte und den Diskriminator DL 504 ansteuern können.
- Erfassung mehrerer Kanäle gleichzeitig:
  Es sollte möglich sein, gleichzeitig mehrere FADCs, Peak-ADCs und (hier genügen wohl ein oder zwei) Oszilloskope auszulesen.
- Analyse der Pulshöhe:
  Die mit dem FADC oder Oszilloskop aufgenommenen Pulse sollten weiterverarbeitet werden können. Insbesondere sollte deren Pulshöhe bestimmt und in ein Pulshöhenspektrum eingetragen werden können.
- evtl. könnte das Programm um eine Online-Analyse ergänzt werden (z. B. Suche nach einer Linie in den Pulshöhenspektren)

• **für die SlowControl:** Sie sollte über folgende Funktionen verfügen:

  - Aufzeichnung und Überwachen der Ströme
  - Abschaltung bei Überströmen
    (Im Gegensatz zur derzeitigen Softwareabschaltung sollte es bei der neuen Auslese zusätzlich die Möglichkeit geben, – passende Geräte vorausgesetzt – eine Hardware-Abschaltung zu programmieren.)
  - Aufzeichnung von Druck, Temperatur, Gasflüssen
  - Abschaltung der Spannungen bei dauerhaft zu geringem Gasfluß
  - Ansteuerung der GEM-Verteiler-Box
  - Ansteuerung der neuen HV-Geräte Dabei sollte es möglich sein, bei einer GEM-MSGC alle Spannungen per Software hochzufahren, egal, ob eine GEM-Verteiler-Box verwendet wird und somit nur die Drift- und die Kathodenspannung angesteuert werden muß, oder ob alle Spannungen von verschiedenen Stromquellen kommen. Im Falle einer Überstromabschaltung sollen die Spannungen in beiden Fällen so heruntergefahren werden, daß eine Zerstörung der Kammer vermieden wird. Im Fall der mit GEM-Verteiler-Box betriebenen Kammer ist das kein Problem, da die elektrostatischen Kr"afte am GEM wegen des Spannungteilers in einem günstigen Verhältnis stehen und sich somit in Grenzen halten. Wenn im anderen Fall z. B. durch eine Abschaltung die obere GEM-Elektrode auf Masse liegt und alle anderen Spannungen auf ihren Nominalwerten, dürfte das für das GEM tödlich sein. Auch beim Hochfahren der Spannungen muß darauf geachtet werden.
  - Sicherheitsabfragen bei Eingabe von Spannungswerten: Es sollte verhindert werden, daß zu hohe Spannungen angelegt werden oder daß die Spannungen zu schnell hochgefahren werden k"onnen. Dazu mü"ste man Grenzwerte festlegen und bei Eingabe eines darüberliegenden Wertes eine zusätzliche Sicherheitsabfrage einbauen.
  - Ansteuerung des Schrittmotor-Controllers C 116-4 der Firma isel-automation.

A.3 Die Komponenten der neuen Auslese

Folgende Hard- und Software steht für das neue Auslesesystem zur Verfügung:

- ein Linux-PC mit Pentium-III Prozessor (450 MHz)
- ein PCI-VME-Interface *PCIVME6* der Firma Wiener
- ein PCI-GPIB-Interface *PCI-GPIB and NI-488.2M* mit Linux-Treiber der Firma National Instruments
- Hochspannungs-Netzgeräte *NHQ 206L* und *NHQ 226L* der Firma ISEG
- ein Digital-Phosphor-Oszilloskop *TDS 3054* der Firma Tektronix
- diverse, von der Elektronikwerkstatt hergestellte VME-Einschübe:
  FADC DL 401, Peak-ADC DL 610, I/O-Karte DL 510, VME-Basisplatinen DL600 (auf diese können verschiedene Submodule gesteckt werden, wie ADC DL 625/6, Ratenmesser DL 635/6, I/O-Submodul DL 622 (TTL)/632 (NIM), RS-232- oder CAN-Interface DL 618)
- LabView 5.1 für Linux der Firma National Instruments[1]
  LabView ist eine graphische Programmiersprache, die vor allem zur Erstellung von Programmen für Datennahme-Systeme geeignet ist.

A.4 Derzeitiger Entwicklungsstand

Im Rahmen dieser Arbeit habe ich mich vor allem mit der Portierung des Treibers für das PCI-VME-Interface vom Linux-Kernel 2.0.36 auf 2.2.10 und die Auslese des Oszilloskops konzentriert. Der Treiber wurde nur so weit entwickelt, wie es für den derzeitigen Planungsstand des Auslesesystems notwendig war. Die vollständige Portierung wird derzeit von H. J. Mathes[2] vorgenommen.

Das Labview-Programm zur Aufnahme von Pulshöhenspektren mit dem Oszilloskop wurde zwar für die derzeitige Auslese geschrieben, ist aber inzwischen auf das neue System portiert worden. Allerdings arbeitet es noch nicht mit dem neuen Oszilloskop Tektronix TDS 3054 zusammen. Darum wird sich M. Walter im Rahmen seiner Diplomarbeit kümmern. Für den FADC existiert lediglich das C-Programm, mit dem das PCI-VME-Interface praktisch erprobt wurde. Außerdem wurde das für die alte Auslese geschriebene Programm „SlowControl 2.4“ für den Einsatz der neuen Zweikanal-Strommeßgeräte umgeschrieben.

Zur Beschreibung der bis jetzt existierenden Programme und der Ansteuerung der einzelnen Geräte wird eine technische Dokumentation erstellt werden. Sie war aber nicht Teil dieser Arbeit.

[1] National Instruments, 11500 N Mopac Expwy, Austin, TX, USA
[2] Institut für Kernphysik am Forschungszentrum Karsruhe

Abbildungsverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] C. S. Wu et al, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957)

[2] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138-140 (1964)

[3] K. Lande et al, Phys. Rev. **103**, 1901 (1956)

[4] C. Caso et al, *CP violation*, EPJ **C3**, 1 (1998)

[5] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983)

[6] W. Fallot-Burghardt et al, *Helix128-x User Manual*, http://wwwasic.kip.uni-heidelberg.de/ feuersta/projects/Helix/index.html

[7] C. Richter, *Neuere Untersuchungen von Prototypen der Gas–Mikrostreifen–Kammern (MSGC) des inneren Spurkammersystems des Hera–B Experiments*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, Juli 1997

[8] T. Hott, *Entwicklung und Test großflächiger Mikro-Streifen-Gas-Kammern für das innere Spurkammersystem von Hera-B*, Doktorarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

[9] A. Oed, *Position–sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*, Nucl. Instr. and Meth. A **263**, 351-359 (1988),

[10] S. Visbeck, *Untersuchungen von Prototypen der Mikrostreifen–Gaskammern (MSGC) des inneren Spurkammersystems des Hera–B Experiments*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, September 1996

[11] M. Gerlowski, *Die SlowControl des Hera-B Inner Trackers und Auswertung von Testmessungen mit kompletter Auslesekette*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, Januar 1999

[12] F. Sauli et al, *The gas electron multiplier (GEM)*, CERN–PPE/96–177

[13] C. Richter, *Betriebserfahrungen mit GEM-MSGCs*, Vortrag, präsentiert auf der Frühjahrstagung der DPG 1999 in Heidelberg, Fachverband Teilchenphysik, http://www.physi.uni-heidelberg.de/~richter/dpg99richter.ps

[14] C. Richter et al, *Discharges in Micro Strip Gas Chambers*, eingereicht bei Nucl. Instr. Meth.

[15] Fraunhoferinstitut für Schicht- und Oberflächentechnik, Bienroderweg 54 E, D-38108 Braunschweig

[16] T. Zeuner, *Entwicklung eines Spurdetektors für das Experiment Hera-B*, Diplomarbeit, Universität Siegen, Fachbereich Physik, 1998

[17] Peter Cwetanski, persönliche Mitteilung

[18] J. Benloch et al, *Further developments of the gas electron multiplier (GEM)*, CERN-EP 98/50

[19] *ZEBRA*, CERN Program Library Long Writeup Q100/Q101, Februar 1995

[20] L. Mirabito, IPN Lyon, http://ccsrv10.in2p3.fr/delphi/user/mirabito/tbeam/tbeam.htm

[21] A. Sharma, R. Veenhof, *Properties of some gas mixtures used in tracking detectors*, http://consult.cern.ch/writeup/garfield/examples/gas/trans2000.html

[22] T. Zeuner, persönliche Mitteilung

[23] B. Schmidt, persönliche Mitteilung

[24] D. Mühlenberg, H. J. Mathes, *Documentation of the Linux-Driver and Library for the PCI-VMEbus-Interface of W-IE-NE-R*, Institut für Kernphysik am Forschungszentrum Karlsruhe, erhältlich über http://www-ik3.fzk.de/ mathes/software/software.html (arwvme.1.45.tar.gz)

a

Herzlichen Dank ...

- Herrn Prof. Dr. F. Eisele für die interessante Aufgabenstellung und dafür, daß er immer für Fragen offen war
- Herrn Prof. Dr. N. Herrmann für die Übernahme der Zweitkorrektur
- Frau Dipl. Phys. C. Richter für ihre ständige Begleitung meiner Arbeit auch aus der Ferne
- Frau Dr. K. Müller für die Einführung in die Datenanalyse
- Herrn Rausch, für seine Unterstützung bei der Entwicklung der neuen Auslese
- Herrn v. Walter für sein offenes Ohr bei Hardware-Problemen
- Dr. R. Malina für seine Unterstützung bei der Analyse der CMS-Daten
- der gesamten HE-Gruppe für das angenehme und freundschaftliche Arbeitsklima
- meinen Eltern, daß sie mir dieses Studium ermöglicht haben und mir in den arbeitsintensiven Zeiten den Rücken fürs Studium frei hielten

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 2. Feburuar 2000

. . . .

Christoph Werner