

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

**Entwicklung von
Gasmikrostreifendetektoren
auf Plastiksubstraten**

**Diplomarbeit
von
Matthias Heidrich**

August 1993

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
HEIDELBERG**

durchgeführt am
CERN in Genf

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

**Entwicklung von
Gasmikrostreifendetektoren
auf Plastiksubstraten**

**Diplomarbeit
von
Matthias Heidrich**

August 1993

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
HEIDELBERG

durchgeführt am
CERN in Genf

Diese Arbeit sei dem Erfinder des Schachspiels gewidmet.

**Je me croyais riche d'une fleur unique,
et je ne possède qu'une rose ordinaire.
Ça et mes trois volcans qui m'arrivent au genou,
et dont l'un, peut-être, est éteint pour toujours,
ça ne fait pas de moi un bien grand prince...**

Saint-Exupéry, Le Petit Prince

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Das Hyperonenstrahlexperiment WA89 am CERN	4
2.1	Die physikalische Zielsetzung des Experiments	4
2.2	Die Anforderungen an das Detektorsystem	5
2.3	Der Hyperonenstrahl	6
2.4	Der Übergangsstrahlungsdetektor	6
2.5	Die Targetregion	7
2.6	Die Zerfallsregion	7
2.7	Das Spektrometer	7
2.8	Der ringabbildende Cherenkov-Zähler (RICH)	8
2.9	Das elektromagnetische Kalorimeter	9
2.10	Das hadronische Kalorimeter (SPACAL)	9
2.11	Der Neutronentrigger	10
3	Das Interesse von WA89 an Gasmikrostreifendetektoren	13
3.1	Suche nach semileptonischen Charmzerfällen	13
3.1.1	Semileptonische Charmzerfälle	13
3.1.2	Nachweis semileptonischer Charmzerfälle	13
3.2	Identifikation von Elektronen im gegenwärtigen Versuchsaufbau	14
3.2.1	Elektronenidentifikation im RICH	14
3.2.2	Elektronenidentifikation im Bleigaskalorimeter	14
3.3	Elektronenidentifikation durch einen Übergangsstrahlungsdetektor	14
3.3.1	Übergangsstrahlung	16
3.3.2	Aufbau eines Übergangsstrahlungsdetektors	18
3.3.3	Ein Übergangsstrahlungsdetektor zur Elektronenidentifikation	19
4	Gasmikrostreifendetektoren	20
4.1	Aufbau und Funktionsweise eines Gasmikrostreifendetektors	20
4.2	Eigenschaften dieses neuen Detektortyps	21
4.3	Das Problem des geeigneten Trägermaterials	22
4.4	Die Lösung des Problems für Glas	24
4.5	Lösungsversuche des Problems für Plastik	24
5	Herstellungsverfahren für die Mikrostreifen	26
5.1	Herstellung eines 'Filmes'	26
5.2	Aufdampfen durch eine Maske	26
5.3	Lift-Off-Technik	28
5.4	Nass-Ätzen	28
5.5	Herstellungsverfahren für metallisierte Polymerfolien	28
5.5.1	Industrielle Herstellung von Meterware	28
5.5.2	Aufspütern	31
5.5.3	Evaporation	31

6 Probleme beim Bau von Gasmikrostreifendetektoren	32
6.1 Messung der Dicke dünner Schichten	32
6.2 Die Evaporationsöfen des CERN	32
6.3 Die auftretenden Schwierigkeiten	33
6.3.1 Die Haftung der aufgedampften Schichten	33
6.3.2 Defekte und ihre Ursachen	34
6.4 Ausblick	41
7 Untersuchung eines Gasmikrostreifendetektors	45
7.1 Der Versuchsaufbau im Labor	45
7.1.1 Die Kammer	45
7.1.2 Die verwendete Elektronik	46
7.2 Messung von Energieauflösung und Gasverstärkung	48
7.3 Diskussion der Messergebnisse	49
7.3.1 Die Bedeutung der Spannung V_b	52
7.3.2 Die Bedeutung der Kathodenspannung	52
7.3.3 Die Bedeutung der Driftspannung	56
8 Mikrostreifenstrukturen auf beschichteten Substraten	57
8.1 Möglichkeiten der Realisation	57
8.2 Die Struktur sehr dünner Metallschichten	57
8.3 Das Widerstandsverhalten dünner Kupfer- und Germaniumschichten	58
8.3.1 Voruntersuchungen mit Kupfer	58
8.3.2 Widerstandsverhalten dünner Germaniumschichten	61
8.4 Der Einfluß einer Germaniumschicht auf das Verhalten der Gasverstärkung eines Gasmikrostreifendetektors bei hohen Teilchenflüssen	64
8.5 Fazit und Ausblick	71
9 Zusammenfassung	72

1 Einleitung

Seit der Erfindung des Gasmikrostreifendetektors im Jahre 1988 ist das Interesse an der Entwicklung dieses Detektortyps ständig gestiegen. Neben Anwendungsbereichen in der Medizin und der Astronomie existieren zahlreiche Einsatzmöglichkeiten für Gasmikrostreifendetektoren in der Hochenergiephysik. Insbesondere wird versucht, diesen Detektortyp im Hinblick auf den Einsatz als zentralen Spurdetektor in den zukünftigen LHC- und SSC-Experimenten zu entwickeln.

Der Gasmikrostreifendetektor kann als die Fortentwicklung der Vieldrahtproportionalkammer angesehen werden, für deren Erfindung und Entwicklung G. Charpak (CERN) im vergangenen Jahr den Nobelpreis erhielt. Im Unterschied zur Vieldrahtproportionalkammer existieren hier keine im Gasraum gespannten Anodendrähte. Vielmehr sind auf einem Substratmaterial, welches eine Polymerfolie oder eine Glasscheibe sein kann, alternierend Anoden- und Kathodenstreifen aufgebracht. Die Funktionsweise ist der einer Vieldrahtproportionalkammer analog: Die von einem durchlaufenden Teilchen erzeugten Primäronisationselektronen verursachen im Bereich der Anodenstreifen Lawinenprozesse, infolge derer eine große Zahl von Elektronen auf die Anoden gelangt, die ein meßbares Signal darstellen.

Das Problem, welches den Einsatz dieses Detektortyps schwierig macht, ist das Auftreten von Schwankungen der Gasverstärkung, die daher rühren, daß Ionen oder Elektronen, die aus den Entladungslawinen stammen, auf das Substratmaterial treffen. Der hohe Widerstand der in Frage kommenden Trägermaterialien verhindert, daß diese Ladungen schnell genug zu den Anoden- und Kathodenstreifen abfließen können. Die Folge ist eine Aufladung des Substrates, durch welche das elektrische Feld im Gasraum nachteilig verformt wird.

Im Rahmen dieser Arbeit soll der Gasmikrostreifendetektor insbesondere im Hinblick auf einen zukünftigen Einsatz als Detektor für Übergangsstrahlungsphotonen entwickelt werden. Da es in einem solchen Übergangsstrahlungsdetektor nötig sein wird, mehrere Gasmikrostreifendetektoren hintereinanderzuschichten, ist es aufgrund der hohen Röntgenphotonenabsorption in Gläsern notwendig, eine Möglichkeit zu finden, Polymerfolie als Substratmaterial zu verwenden.

Weiterhin soll die Möglichkeit untersucht werden, durch das Aufdampfen einer sehr dünnen, schwach leitfähigen Metall- oder Halbleiterschicht auf ganz allgemein in Frage kommende Glas- oder Plastiksubstrate ein Trägermaterial herzustellen, das im Oberflächenbereich den geeignet niedrigen Widerstand besitzt.

Nach einer Möglichkeit, auf einem solchen Substrat einen Gasmikrostreifendetektor zu konstruieren, soll gesucht werden.

2 Das Hyperonenstrahlexperiment WA89 am CERN

2.1 Die physikalische Zielsetzung des Experiments

WA89 [1] ist ein 'fixed target'-Experiment am CERN, das in seinen ersten Strahlzeiten (1990, 1991, 1993) die Untersuchung folgender Teilchen und Zustände zum Ziel hat:

- cs-Baryonen, dies sind Baryonen, die sowohl Strangeness- als auch Charm-Inhalt haben (Tab. 2.1).
- angeregte Hyperonenzustände wie $\Xi^* \rightarrow \Xi\pi$, ΛK oder $\Omega^* \rightarrow \Omega\pi^0$, ΞK
- exotische Mehrquarkzustände:
 - Diquarkonium U(3100) mit den Zerfallskanälen
 $U^\pm \rightarrow \Lambda\bar{p}\pi^+\pi^\pm$ und $U^0 \rightarrow \Lambda\bar{p}\pi^+\pi^+\pi^-$
 - Pentaquark P mit z.B. dem Zerfall $P \rightarrow \Lambda^0\bar{D}$
 - Dibaryon H mit $H \rightarrow \Sigma^-p$ oder $H \rightarrow \Lambda\Lambda$, Ξ^-p , $\Lambda p\pi^-$

Bei Untersuchungen der cs-Baryonen [2] [3] durch das Vorgängerexperiment WA62 fanden sich zum ersten Mal Anzeichen für die Existenz des U(3100) bei einer Masse von 3.1 GeV/c² [4] [5]. Bei diesem Teilchen könnte es sich um einen Zustand aus zwei Quarks und zwei Antiquarks handeln. Das H-Dibaryon andererseits wäre ein 6-Quark-Zustand [6] [7], das Pentaquark P ein 5-Quark-Zustand [8].

Baryon	Quarks	S	τ [s]	m[MeV]	Zerfälle
Λ_c^+	udc	0	$2 \cdot 10^{-13}$	2285	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 + X$ $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^\pm + X$
Ξ_c^+	usc	-1	$3 \cdot 10^{-13}$	2466	$\Xi_c^+ \rightarrow \Lambda^0 K^- \pi^+ \pi^+$ $\Xi_c^+ \rightarrow \Sigma^0 K^- \pi^+ \pi^+$ $\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^+$ $\Xi_c^+ \rightarrow \Sigma^+ K^- \pi^+$
Ξ_c^0	dsc	-1	$8 \cdot 10^{-13}$	2474	$\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$
Ω_c^0	ssc	-2	?	2740	$\Omega_c^0 \rightarrow \Xi^- K^- \pi^+ \pi^+$ $\Omega_c^0 \rightarrow \Xi^- K^{0*} \pi^+$

Tab. 2.1: Baryonen mit einem Charm-Quark und unterschiedlicher Strangeness

Hyperon	Quarks	τ [s]	m[MeV]	$c\tau$ [cm]	Zerfälle
Σ^-	dds	$1.5 \cdot 10^{-10}$	1198	4.4	$\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$ 99.85%
Ξ^-	dss	$1.6 \cdot 10^{-10}$	1321	4.9	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ 100%
Ω^-	sss	$8.2 \cdot 10^{-11}$	1672	2.5	$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ 67.8% $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ 23.6% $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ 8.6%
Λ^0	uds	$2.6 \cdot 10^{-10}$	1116	7.9	$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ 64.1% $\Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$ 35.7%
Σ^0	uds	$7.4 \cdot 10^{-20}$	1193	$2 \cdot 10^{-9}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ 100%
Ξ^0	uss	$2.9 \cdot 10^{-10}$	1315	8.7	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \pi^0$ 100%
Σ^+	uus	$8 \cdot 10^{-11}$	1189	2.4	$\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$ 51.6% $\Sigma^+ \rightarrow n \pi^+$ 48.3%

Tab. 2.2: Die Hyperonen mit ihren Lebensdauern, Massen und Zerfällen.

2.2 Die Anforderungen an das Detektorsystem

Die Produktion der zu untersuchenden cs -Baryonen durch den Beschuß eines Targets mit einem Strahl hochenergetischer ($p \approx 350 \text{ GeV}/c$) Hyperonen ist naheliegend, da das Strange-Quark im Anfangszustand bereits vorhanden ist, bei der Reaktion im Target also nur das Charme-Quark generiert werden muß.

Die erzeugten cs -Baryonen (Tab. 2.1) sind ebenfalls sehr hochenergetisch, haben daher einen großen Lorentzfaktor γ und können so trotz ihrer geringen Lebensdauer von $\tau \approx 10^{-13} \text{ s}$ einige Millimeter zurücklegen, ehe sie zerfallen. Unter Verwendung hochauflösender Detektoren ist so es möglich, den Wechselwirkungspunkt im Target (primärer Vertex) und den Zerfallspunkt des entstandenen cs -Baryons (sekundärer Vertex) zu bestimmen und so dessen Lebensdauer zu messen, was in einem Colliderexperiment nahezu ausgeschlossen wäre.

Die Identifikation der erzeugten Teilchen erfolgt durch die Bestimmung ihrer Zerfallsprodukte. Diese sind, wie man Tab. 2.2 entnimmt,

- Λ^0 , die man aufgrund ihrer elektrischen Neutralität nur nach ihrem Zerfall identifizieren kann, weswegen sich der Targetregion eine mehrere Meter lange Zerfallregion anschließen muß.
- n und γ (auch aus π^0 -Zerfällen), welche elektrisch neutral und sehr langlebig bzw. stabil sind und daher ein eigenes Detektorsystem erfordern.
- π^\pm , K^\pm und p , deren hohe Impulse nur durch ein Spektrometer bestimmt werden können, das einen Magneten sehr großer Feldstärke beinhaltet.

Aufgrund der hohen Multiplizität geladener Sekundärteilchen, die die Produktion und der Zerfall von cs -Baryonen mit sich zieht, ist eine Identifikation der π^\pm , K^\pm und p durch eine zusätzliche Messung ihres β - oder γ -Faktors unabdingbar.

2.3 Der Hyperonenstrahl

Der Hyperonenstrahl wird durch den Beschuß eines Targets mit Protonen erzeugt, welche im SPS-Ring (Superprotonensynchrotron) des CERN auf einen Impuls von 450 GeV/c beschleunigt werden. Hierzu wird alle 14.5 Sekunden ein 2.5 Sekunden andauernder Puls von $5 \cdot 10^{10}$ Protonen aus dem SPS-Ring in das entsprechende Strahlrohr extrahiert.

Die im Target produzierten Sekundärteilchen werden in dem sich anschließenden Magnetkanal ladungs- und impulsselektiert (Abb. 2.1). Die drei Dipolmagnete dieses Magnetkanals besitzen ein Feldintegral von je 8.4 Tm und sind so angeordnet, daß sie die negativen Teilchen mit einem Impuls von 330 GeV/c in die Waagerechte zurücklenken. Auf diese Weise entsteht ein ein Strahl, der zu etwa 60% aus π^- und zu 40% aus Hyperonen besteht. Pro SPS-Puls erhält man so etwa $10^5 \Sigma^-$, einige Tausend Ξ^- sowie einige Ω^- .

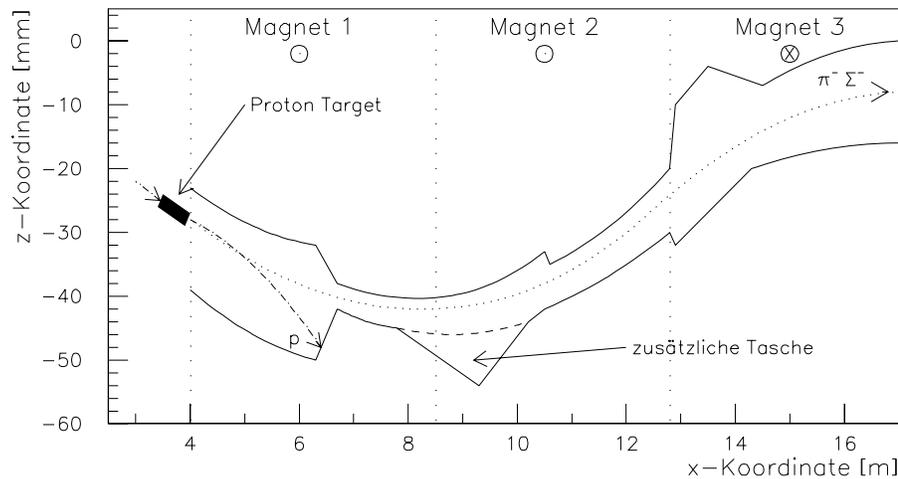


Abb. 2.1: Der WA89 Hyperonenstrahlkanal

2.4 Der Übergangsstrahlungsdetektor

Da die π^- -Mesonen aufgrund ihrer viel geringeren Masse einen viel größeren Lorentzfaktor als die Σ^- besitzen (Es gilt für den relevanten Impuls von 330 GeV/c: $\gamma_\pi \approx 2400$, $\gamma_\Sigma \approx 280$), läßt sich die Kontaminierung des Hyperonenstrahls durch die π^- bereits auf Triggerniveau mit Hilfe eines Übergangsstrahlungsdetektors unterdrücken.

Das Funktionsprinzip eines Übergangsstrahlungsdetektor ist das folgende: Ein geladenes Teilchen, welches sich durch ein Medium bewegt, das seinen Brechungsindex n ändert, emittiert elektromagnetische Strahlung. Für die abgestrahlte Energie gilt

$$W = \frac{\alpha \hbar Z^2}{3} \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{\omega_1 + \omega_2} \gamma,$$

wobei ω_1 und ω_2 die Plasmafrequenzen der beiden Medien sind. In einem Übergangsstrahlungsdetektor nutzt man diesen Zusammenhang dazu, den Lorentzfaktor γ des Teilchens zu bestimmen. Das Teilchen durchquert ein 'Radiatormaterial', dessen Brechungsindex sich sehr oft ändert. Die Photonen, die es hierbei abstrahlt, werden in einer Drahtkammer nachgewiesen.

Der verwendete Übergangsstrahlungsdetektor besteht aus zehn alternierend angeordneten Schichten von Radiatormaterial und Vieldrahtproportionalkammern. Man erreicht so eine Pionenunterdrückung von 90%. Der Anteil der als π^- identifizierten Σ^- beträgt 10%.

2.5 Die Targetregion

Das Target ist aus drei Kohlenstoff- und einer Kupferscheibe aufgebaut. So kann der Einfluß der Massenzahl auf die Produktionsquerschnitte für die verschiedenen Baryonen studiert werden.

Als Vertexdetektor dienen 30 Ebenen von Siliziumstreifendetektoren mit Streifenabständen zwischen 25 und 50 μm , die es ermöglichen, die Teilchenspuren in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes mit hoher Präzision zu rekonstruieren und so primären und sekundären Vertex zu bestimmen. Die erreichte räumliche Auflösung der verschiedenen Ebenen variiert zwischen 7 μm und 15 μm , die Effizienz zwischen 60% und 98%.

2.6 Die Zerfallsregion

Der Targetregion schließt sich der mehrere Meter lange Bereich an, innerhalb dessen die im sekundär entstandenen Hyperonen und Kaonen schwach zerfallen.

Zur Aufzeichnung der Teilchenspuren dienen hier vor allem sechs Driftkammerpakete mit je drei Projektionen (Λ -Kammern), fünf Proportionalkammerpakete mit je vier Projektionen (Oktogonalkammern) sowie drei Proportionalkammerpakete mit je vier Projektionen (M1-Kammern) (Die Oktogonal- und M1-Kammern sind in Abb. 2.2 nicht eingezeichnet.). Die Λ -Kammern haben eine Ortsauflösung von 500 μm und eine Effizienz von ca. 90%. Der Drahtabstand der Oktogonal- und der M1-Kammern, die bei der Durchführung des Experimentes in 1993 zum ersten Mal zum Einsatz kommen, beträgt 1 mm, was einer Ortsauflösung von $1\text{mm}/\sqrt{12} \approx 290\mu\text{m}$ entspricht. Unter Laborbedingungen zeigten die Oktogonalkammern bis zu einer Teilchenrate von $2 \cdot 10^5/s$ eine Effizienz von 98%.

2.7 Das Spektrometer

Der Impuls der geladenen Teilchen wird im Ω -Spektrometer gemessen. Hierbei handelt es sich um einen supraleitenden Magneten mit einem Eintrittsfenster von 2.2 m Breite, einem Polabstand von 1.4 m und einem Innendurchmesser von 4 m. Das erzeugte Magnetfeld hat eine Stärke von 1.8 T, was einem integrierten Feld von 7.2 T in Strahlrichtung entspricht.

Zur Bestimmung der gekrümmten Bahnen, welche die geladenen Teilchen innerhalb des Magnetfelds beschreiben, dienen zwei Gruppen von Vieldrahtproportionalkammern (A- und B-Kammern) bestehend aus insgesamt 38 Ebenen der Größe 150 x 120 cm^2 . Am Ausgang des Magneten befinden sich zwei Driftkammerpakete (DC1, DC2) der Größe 160

x 320 cm², die es aufgrund ihrer hohen Ortsauflösung von 220 μm erlauben, die Teilchenspuren mit hoher Präzision in den nachfolgenden RICH-Detektor zu extrapolieren. Der relative Fehler in der Impulsbestimmung ist $\delta p/p^2 \approx 10^{-4}$ für Teilchen, welche die D2-Kammer erreichen, und $\delta p/p^2 \approx 10^{-3}$ für solche, die keine der Driftkammern durchlaufen. Die Effizienz der A- und B-Kammern ist im Mittel 95%, die der Driftkammern 98%.

2.8 Der ringabbildende Cherenkov-Zähler (RICH)

Die Identifikation geladener Teilchen bekannten Impulses innerhalb eines großen Impulsbereiches kann nur durch einen ringabbildenden Cherenkov-Zähler erfolgen.

Der verwendete RICH [9][10][11] besteht aus einer 5 m langen mit Stickstoff gefüllten Radiatorkammer (Brechungsindex $n = 1.0003$). Ein geladenes Teilchen, das sich mit einer Geschwindigkeit durch diese Kammer bewegt, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, emittiert Cherenkov-Strahlung. Die Bedingung $\beta > 1/n$ oder $\gamma > 41$ setzt untere Impulsschwellen für die Emission von Cherenkov-Strahlung und somit Grenzen für die Teilchenidentifizierung:

$$p_p > 36 \text{ GeV}/c, \quad p_K > 20 \text{ GeV}/c, \quad p_\pi > 6 \text{ GeV}/c$$

Die Cherenkov-Photonen werden unter einem Winkel Θ_c emittiert, für den gilt:

$$\cos \Theta_c = \frac{1}{\beta n}$$

Diese Photonen werden durch hexagonale Spiegel, die so angeordnet sind, daß sie einen sphärischen Spiegel des Radius R approximieren, reflektiert und längs eines Ringes fokussiert. Für den Ringradius r gilt (Abb. 2.3 (oben)):

$$r = \frac{R}{2} \tan \Theta_c$$

Eine exakte Bestimmung des Ringradius erlaubt daher die Identifikation des Teilchens, welches die Radiatorkammer durchquert hat. Die Differenz der Cherenkov-Winkel zweier Teilchen gleichen Impulses ist gegeben durch

$$\Delta \Theta_c \approx \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p^2 \Theta_c}.$$

Die korrespondierende Differenz der Ringradien ist in Abb. 2.3 (unten) für verschiedene Teilchenpaare dargestellt. Man erkennt, daß der Meßfehler bei der Bestimmung der Ringradien den Impuls der identifizierbaren Teilchen nach oben beschränkt. Der Zusammenhang

$$\sigma_r = \frac{\sigma_\gamma}{\sqrt{N_{det} - 3}}$$

zwischen der Zahl der detektierten Photonen N_{det} , der Ungenauigkeit in der Bestimmung ihrer Position σ_γ und dem Fehler bei der Berechnung des Ringradius σ_r zeigt, daß es

von grundlegender Bedeutung ist, möglichst viele Photonen nachzuweisen, und dies mit möglichst hoher räumlicher Auflösung. Daher werden zu diesem Zweck fünf speziell ausgelegte Driftkammern verwendet, die zusammen eine Fläche von $80 \times 160 \text{ cm}^2$ abdecken. In der Strahlzeit von 1991 betrug die mittlere Zahl der pro Ring nachgewiesenen Photonen 14, die Separation von K und π war entsprechend möglich bis zu einem Impuls von $70 \text{ GeV}/c$, die Identifikation von p gelang bis zu einem Impuls von $110 \text{ GeV}/c$. Die untere Grenze für den Impuls identifizierbarer Teilchen liegt bei etwa $15 \text{ GeV}/c$ und ist dadurch definiert, daß das Omega-Spektrometer die Teilchen so weit von der Strahlachse ablenkt, daß diese nicht mehr in den Akzeptanzbereich des RICH fallen.

2.9 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das verwendete Bleiglaskalorimeter, welches dem Nachweis von Photonen aus radiativen Zerfällen von Resonanzen sowie aus π^0 -Zerfällen dient, besteht aus 642 SF57-Blöcken der Größe $7.5 \times 7.5 \times 36 \text{ cm}^3$, die einen Kreis von 1 m Radius abdecken. Das Cherenkov-Licht, das die e^+ und e^- des Schauers in einem solchen Block abstrahlen, wird in Photomultipliern nachgewiesen, die 41% der Blockoberfläche abdecken.

1991 wurde in einem Teststrahl die Energieauflösung dieses Detektors zu

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.06}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + 0.02$$

bestimmt. Für die Energieauflösung ergab sich $\sigma_x = 6 \text{ mm}$.

2.10 Das hadronische Kalorimeter (SPACAL)

In der Strahlzeit in 1991 kam zum ersten Mal ein hadronisches Kalorimeter zum Einsatz. Es ist aufgebaut aus 155 zwei Meter tiefen hexagonalen Modulen von 43 mm Kantenlänge, die so eine Fläche von 0.96 m^2 bedecken. Jedes dieser Module ist aus Bleilamellen aufgebaut, zwischen denen sich in regelmäßigen Abständen insgesamt 1141 szintillierende Plastikfasern befinden, die in Strahlrichtung weisen (Spagetti-Bauweise). Das SPACAL ist beinahe kompensierend, genauer gilt $e/h = 1.15$. Die in Teststrahlzeiten ermittelten Auflösungsvermögen sind

für elektromagnetische Schauer

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.124}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + 0.012 \quad \sigma_x = \frac{17.1\text{mm}}{\sqrt{E/\text{GeV}}}$$

für hadronische Schauer

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.306}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + 0.025 \quad \sigma_x = \frac{31.4\text{mm}}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + 2.4\text{mm}$$

2.11 Der Neutronentrigger

In der Strahlzeit von 1993 kommt zum ersten Mal ein neuartiges Szintillatorrhodoskop zum Einsatz (In Abb. 2.2 nicht eingezeichnet.), bestehend aus 128 hexagonalen Modulen von 43 mm Kantenlänge und einer Tiefe von 1 cm . Diese Module stehen deckungsgleich vor den zentralen 128 Modulen des SPACAL, so daß die Kombination dieser beiden Detektoren als Neutronentrigger funktionieren wird. Die Signatur eines geladenen Teilchens in diesem Detektorpaar ist ein Signal sowohl im Szintillator als auch im Kalorimeter, während ein Neutron lediglich im SPACAL detektiert wird.

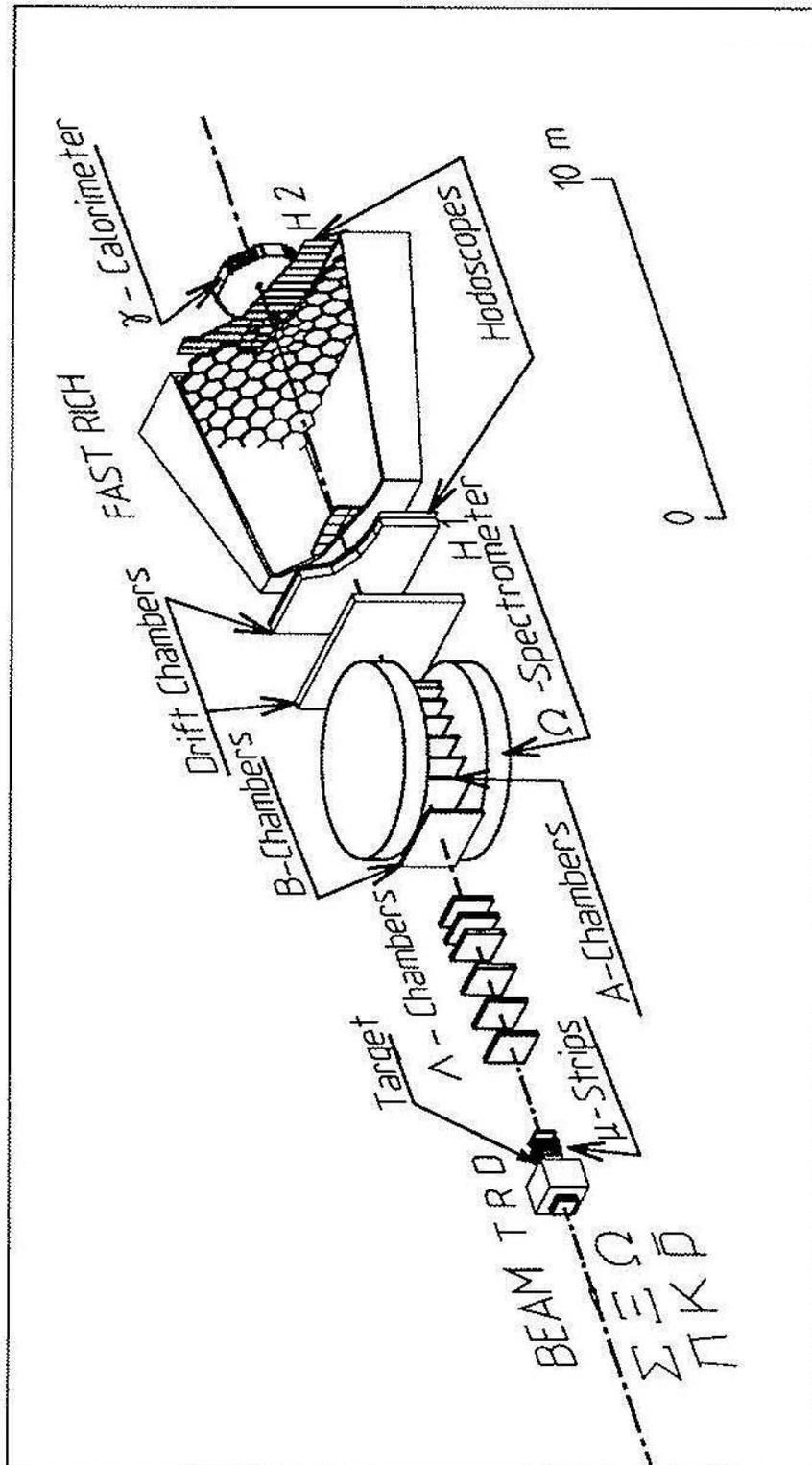


Abb. 2.2: Schematischer Aufbau des Experiments WA89

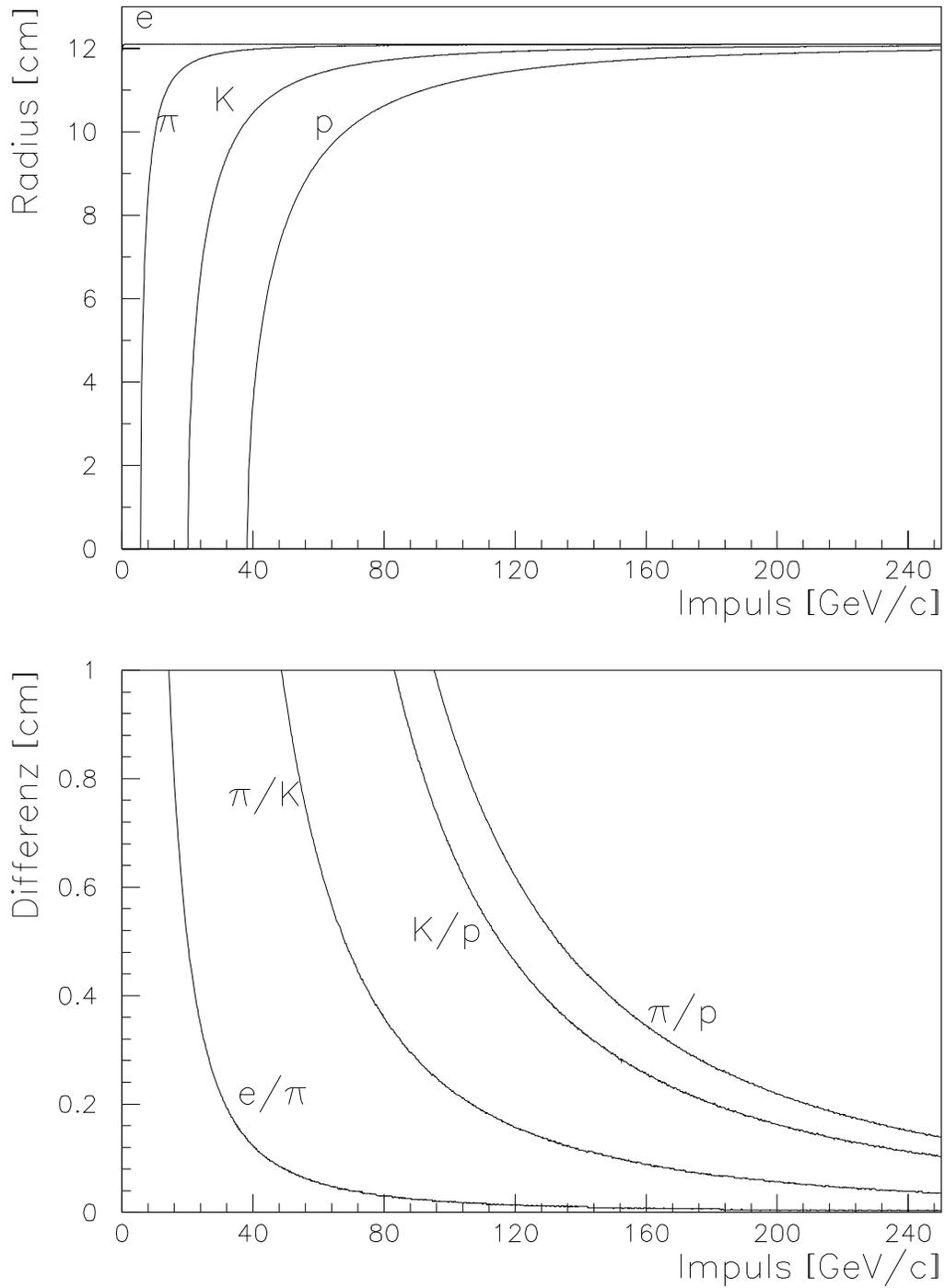


Abb. 2.3: Impulsabhängigkeit der Radien der von Protonen, Kaonen, Pionen und Elektronen im RICH erzeugten Ringe sowie die Differenz dieser Radien

3 Das Interesse von WA89 an Gasmikrostreifendetektoren

3.1 Suche nach semileptonischen Charmzerfällen

3.1.1 Semileptonische Charmzerfälle

Während das WA89-Experiment bisher nur die nichtleptonischen Zerfallsmoden der cs -Baryonen (Tab. 2.2) studiert, sollen in einer späteren Phase des Experimentes auch deren semileptonische Zerfälle untersucht werden. Neben den Zerfallsmoden in drei Tochterpartikeln (Tab. 3.1) existieren hier im Gegensatz zu semileptonischen Hyper-

Baryon	Quarks	Zerfall	ΔC	ΔS
Λ_c^+	udc	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 l^+ \nu_l$	-1	0
		$\Lambda_c^+ \rightarrow n l^+ \nu_l$	-1	-1
Ξ_c^+	usc	$\Xi_c^+ \rightarrow \Xi^0 l^+ \nu_l$	-1	0
		$\Xi_c^+ \rightarrow \Lambda^0 l^+ \nu_l$	-1	-1
Ξ_c^0	dsc	$\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- l^+ \nu_l$	-1	0
		$\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^- l^+ \nu_l$	-1	-1

Tab. 3.1: Semileptonische Dreikörperzerfälle von cs -Baryonen

nenzerfällen aufgrund der großen Masse des Zerfallsteilchens auch Zerfälle, bei denen mehrere Pionen und andere Mesonen im Endzustand vorhanden sind. Die Verzweigungsverhältnisse dieser Vielkörperzerfälle lassen sich abschätzen, und allgemein kann gezeigt werden, daß die Zerfälle in nur drei Tochterpartikeln dominant sind [12].

Der Cabbibo-erlaubte semileptonische Zerfall des Λ_c^+ wurde unter anderem im Argus-Experiment beobachtet [13] und seine Verzweigungsverhältnisse bestimmt:

$$\text{BR}(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 e^+ \nu) = 1.6\% \pm 0.5\% \pm 0.5\%$$

$$\text{BR}(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \mu^+ \nu) = 1.6\% \pm 0.8\% \pm 0.5\%$$

Theoretische Abschätzungen für den Zerfall $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- l^+ \nu_l$ führen zu einem Verzweigungsverhältnis von ca. 9% [14]. Für den Cabbibo-verbotenen Zerfall $\Xi_c^0 \rightarrow \Sigma^- l^+ \nu_l$ errechnet sich ein Verzweigungsverhältnis von 0.4..0.8% [14] bzw. 1..3% [15] [16] [17] [18]

3.1.2 Nachweis semileptonischer Charmzerfälle

Im Falle eines semileptonischen Zerfalls kann das zerfallene Teilchen nicht durch die Rekonstruktion der invarianten Masse identifiziert werden, da das entstehende Neutrino unbeobachtet bleibt.

Die einzige Isolationsmöglichkeit solcher Prozesse ist der Nachweis des Baryonzerfalls, welcher deutlich vom Wechselwirkungspunkt getrennt außerhalb des Targets liegen muß. Es ist notwendig, den Wechselwirkungspunkt im Target und den Zerfallsvertex sehr genau zu bestimmen, um die Impulsrichtung des zerfallenen cs -Baryons zu kennen. Lassen sich zudem die Impulse der übrigen Zerfallsprodukte messen, so läßt sich der Transversalimpuls des Neutrinos bestimmen. Außer dem Neutrino müssen sämtliche Zerfallsprodukte identifiziert werden, insbesondere das Positron. Mit dieser Kenntnis läßt sich auf das zerfallene Teilchen schließen und die fehlende Impulskomponente des Neutrinos bestimmen.

Ein aus einem Zweiteilchenvertex außerhalb des Targets stammendes Positron ist ein recht sicherer Hinweis auf einen semileptonischen Charmzerfall, denn die einzig mögliche Quelle für Untergrund sind Positronen aus Sekundärwechselwirkungen (z.B. γ -Konversionen), und diese können im Falle eines im Vakuum befindlichen Targets nur innerhalb des Targets stattfinden.

Es stellt sich die Frage, inwieweit eine Identifikation der bei den semileptonischen Zerfällen auftretenden Positronen, die Impulse zwischen 6 und 66 GeV/c besitzen, mit dem gegenwärtigen experimentellen Aufbau möglich ist.

3.2 Identifikation von Elektronen im gegenwärtigen Versuchsaufbau

3.2.1 Elektronenidentifikation im RICH

Abb. 3.1 (oben) zeigt die Effizienz der e^+ -Identifikation durch den RICH für Impulse bis 100 GeV/c [20]. Die Nachweiswahrscheinlichkeit sinkt schon bei Impulsen unter 20 GeV/c auf Werte unter 50% ab, was durch die abnehmende e^\pm / π^\pm -Separation (Abb. 2.3) begründet ist. Zudem werden Teilchen, die entlang der Strahlachse fliegen, schon bei Impulsen unter 15 GeV/c vom Omega-Magneten so weit abgelenkt werden, daß sie nicht mehr in die Akzeptanz des RICH fallen.

3.2.2 Elektronenidentifikation im Bleiglaskalorimeter

Die Nachweiseffizienz für e^+ im Bleiglaskalorimeter ist in Abb. 3.1 (unten) im Vergleich zu einer Monte-Carlo-Simulation gezeigt. Die Identifikation von e^+ ist erst ab etwa 40 GeV/c zuverlässig möglich [20], da Elektronen und Positronen niedrigerer Energien im Feld des Ω -Magneten so weit abgelenkt werden, daß sie das Bleiglaskalorimeter nicht treffen.

3.3 Elektronenidentifikation durch einen Übergangsstrahlungsdetektor

Im folgenden soll der Frage nachgegangen werden, ob es möglich ist, einen Übergangsstrahlungsdetektor zu konstruieren und in den gegenwärtigen Aufbau zu integrieren, der in der Lage ist, die bei den semileptonischen Zerfällen auftretenden e^\pm zu identifizieren.

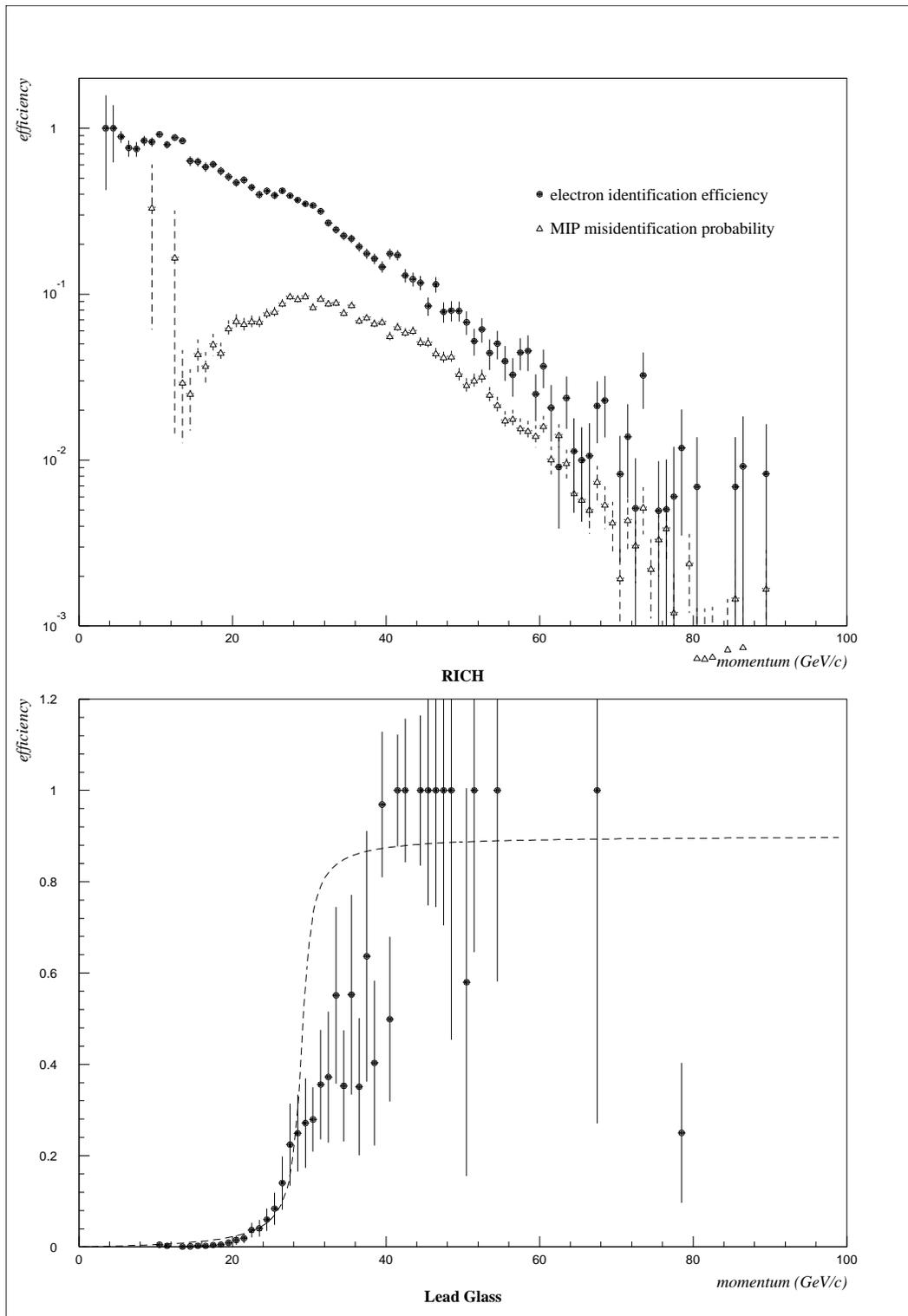


Abb. 3.1: Effizienz der e^+ Identifikation und Wahrscheinlichkeit von MIP - Misidentifikation im RICH (oben) sowie Effizienz der e^+ -Identifikation im Bleiglaskalorimeter (unten) verglichen mit Monte-Carlo-Simulation

3.3.1 Übergangsstrahlung

Wie bereits in Kapitel 2.4 kurz erläutert, emittiert ein geladenes Teilchen, welches die Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes $n_1 \neq n_2$ durchquert, Energie in Form von Photonen, sogenannte Übergangsstrahlung [21] [22] [23] [24]. Diese Emission ist eine Folge der an der Grenzfläche notwendigen Umordnung der Feldkonfiguration des Teilchens.

Für die an einer Grenzfläche abgestrahlte Energie gilt im Falle sehr hochenergetischer, d.h. relativistischer Teilchen:

$$(3.1) \quad W = \frac{\alpha \hbar Z^2}{3} \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{\omega_1 + \omega_2} \gamma$$

Hierbei sind ω_1 und ω_2 die Plasmafrequenzen der beiden Medien, Z ist die Ladungszahl des Teilchens, und α ist die Feinstrukturkonstante.

Durch die Messung der Energie W kann also der Lorentzfaktor γ des Teilchens bestimmt werden, so daß bei gleichzeitiger Impulsmessung eine Identifikation des Teilchens möglich ist.

In dem im WA89-Experiment eingesetzten TRD z.B. wird Übergangsstrahlung an der Grenzfläche zwischen CH_2 in Form von Polyethylenfolie ($\hbar\omega_1 = 21\text{eV}$) und Helium ($\hbar\omega_2 = 0.7\text{eV}$) erzeugt.

Die spektrale Winkelverteilung der Übergangsstrahlung ist gegeben durch

$$(3.2) \quad \frac{\partial^2 W}{\partial \Theta \partial \omega} = \frac{2\alpha}{\pi c} \left(\frac{\Theta}{\gamma^{-2} + \Theta^2 + \omega_1^2/\omega^2} - \frac{\Theta}{\gamma^{-2} + \Theta^2 + \omega_2^2/\omega^2} \right).$$

Der Winkel, unter dem die maximale Abstrahlung stattfindet, ist

$$(3.3) \quad \Theta_0 = \sqrt{\frac{1}{\gamma^2} + \left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^2} \sim \frac{1}{\gamma}.$$

Die Winkelverteilung fällt rasch für Winkel größer als der Grenzwinkel

$$(3.4) \quad \Theta_g = \sqrt{\frac{1}{\gamma^2} + \left(\frac{\omega_2}{\omega}\right)^2},$$

der offenbar von der Frequenz der emittierten Photonen abhängt.

Das Frequenzspektrum läßt sich in drei Bereiche unterteilen:

- Für hohe Energien ist $\partial W/\partial \omega \sim \gamma^4/\omega^4$, was dazu führt, daß das Band der emittierten Frequenzen bei der 'Grenzfrequenz' $\omega = \gamma\omega_2$ endet. Z. B. ist für Elektronen von 10 GeV $\gamma = 2 \cdot 10^4$, also $\gamma\omega_2 = 14 \text{ KeV}$.
- Für mittlere Energien ($\gamma\omega_1 < \omega < \gamma\omega_2$) ist $\partial W/\partial \omega \sim \ln(1/\omega)$.
- Für niedrige Energien ($\omega < \gamma\omega_1$) wird die Intensität unabhängig von der Frequenz.

Aufgrund der Wechselwirkung zwischen dem Strahlungsfeld und dem Feld des Teilchens ergibt sich eine Absenkung der Grenzfrequenz des emittierten Spektrums zu $\omega = \min(\gamma\omega_2, l_2\omega_2^2/2)$, wobei l_2 die Dicke des zweiten Mediums ist. Die völlige Entkopplung von Strahlungsfeld und Ladungsfeld setzt eine Mindestdicke des Mediums, in welches das Teilchen eindringt, voraus, die abhängig ist von der Plasmafrequenz ω_p dieses Mediums, vom Lorentzfaktor γ des Teilchens, von der Frequenz ω des abgestrahlten Photons und vom Winkel Θ zwischen Photon- und Teilchenimpuls. Für diese 'Formationszone' gilt:

$$(3.5) \quad Z(\omega) = \frac{2c}{\omega} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \Theta^2 + \frac{\omega_p}{\omega} \right)^{-1}$$

Z.B. ergibt sich für $\omega = 5\text{KeV}$, $\gamma = 2400$ in Helium eine Formationslänge von $210\mu\text{m}$, in Polyethylen von $4\mu\text{m}$.

Die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Röntgenphotons an einer Grenzfläche liegt in der Größenordnung von α . Daher ist es zur praktischen Nutzung der Übergangsstrahlung zur Bestimmung des γ -Faktors eines Teilchens notwendig, daß dieses eine möglichst große Zahl von Grenzflächen durchquert. In Übergangsstrahlungsdetektoren wird dies in der Regel durch alternierende Schichten zweier Materialien (Polyethylen und Helium), im folgenden 'Radiator' genannt, verwirklicht.

Eine solche periodische Struktur hat dann einen Interferenzeffekt zur Folge: Die Strahlung, die an einem Übergang $1 \rightarrow 2$ emittiert wird, und die Strahlung, die am nachfolgenden Übergang $2 \rightarrow 1$ emittiert wird, haben vergleichbare Amplituden entgegengesetzten Vorzeichens.

Das Spektrum aus Gleichung 3.2 wird daher folgendermaßen moduliert:

$$(3.6) \quad \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \Theta \partial \omega} \right)_{int} = 4 \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \Theta \partial \omega} \right) \sin^2 \left(\frac{l_i}{2Z_i} \right).$$

($Z(\omega_i)$ sind wieder die Formationslängen, l_i die Dicken der beiden Medien.) Berücksichtigt man nun auch die Photonenabsorption in N Schichten des 'Radiator'-Materials, so ergibt sich am Ausgang des Radiators:

$$(3.7) \quad \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \Theta \partial \omega} \right)_N = 4 \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \Theta \partial \omega} \right) \sin^2 \left(\frac{l_2}{2Z_2} \right) \left(\frac{1 - C^N}{1 - C} \right)^2$$

$$(3.8) \quad C = \exp(i(l_1/Z_1 + l_2/Z_2) + l_1\sigma_1 + l_2\sigma_2),$$

wobei σ_i die Absorptionskoeffizienten der beiden Media sind. Die Photonenabsorption führt in erster Linie zur Unterdrückung niedriger Frequenzen, so daß die meiste Energie in der Nähe des letzten Maximums des Spektrums emittiert wird, welches durch

$$(3.9) \quad \omega = \frac{l_2\omega_2}{2\pi c}$$

gegeben ist. Typischerweise gilt $1\text{KeV} < \omega < 10\text{KeV}$. Aus Gleichung (3.4) folgt daher, daß die Abstrahlung praktisch vollständig in der Bewegungsrichtung des Teilchens stattfindet.

3.3.2 Aufbau eines Übergangsstrahlungsdetektors

Zur Messung des γ -Faktors eines Teilchens bzw. zu dessen Identifikation genügt es nicht, die in einem einzelnen Radiator generierten Photonen in einem sich anschließenden Detektor nachzuweisen. Vielmehr müssen sich in einem Übergangsstrahlungsdetektor mehrfach Radiatormaterial und Detektoren zum Nachweis der Übergangsstrahlung abwechseln. Dies liegt zum einen darin begründet, daß die Emission von Übergangsstrahlungsfotonen ein statistischer Prozess ist, so daß die mehrfache Erzeugung und Detektion von Übergangsstrahlung erforderlich ist. Der andere Grund ist die Landauverteilung des Ionisationsverlustes des Teilchens. Aufgrund des langen Schwanzes dieser Verteilung kann das Teilchen eine Ionisation hervorrufen, die der eines Übergangsstrahlungsfotons äquivalent ist. Eine mehrfache Messung des Ionisationsverlustes des Teilchens ist daher notwendig.

Detektoren für die Übergangsstrahlung: Aufgrund der guten Energieauflösung beim Nachweis von Röntgenphotonen wären zunächst Halbleiterzähler naheliegend. Doch ist zu bedenken, daß, wie oben erwähnt, ein Teilchen und die von ihm abgestrahlten Übergangsstrahlungsfotonen räumlich nicht getrennt werden können. Daher sind die von den Photonen deponierte Energie und der Energiedeposit durch Ionisation des Teilchens nicht getrennt, sondern nur als Summe nachweisbar. Um den Ionisationsverlust des Teilchens klein gegen die von den Photonen freigesetzte Energie zu halten, müßte die Materialschicht sehr dünn sein (im Falle von Silizium etwa $10\mu\text{m}$). In einer so dünnen Materialschicht wäre dann aber die Photonenabsorption zu gering (ca. 1% bei 10 KeV).

Es gilt im Festkörper wie im Gas, daß eine hohe Kernladungszahl Z nötig ist für eine hohe Photoabsorption bei gleichzeitig geringer Ionisation durch das Teilchen. Daher sind mit Argon oder Xenon gefüllte Vieldrahtproportionalkammern zum Nachweis der Übergangsstrahlung geeignet. Die Kammern müssen möglichst dünn sein, denn der Ionisationsverlust des Teilchens ist proportional zur Kammerdicke. Weiterhin müssen gute Proportionaleigenschaften sichergestellt sein, um zwischen einem durchlaufenden Teilchen und einem absorbierten Röntgenquant unterscheiden zu können.

Der Radiator: Zur Realisation des Radiatormaterials bieten sich zwei Möglichkeiten an:

- eine periodische Struktur, gegeben durch (mehrere hundert) dünne Folien, die jeweils durch einen schmalen Spalt getrennt sind, in dem sich ein Gas befindet. Dicke und Abstand der Folien können analytisch mittels Monte-Carlo-Simulation optimiert werden.
- ein inhomogenes Material, dessen Eigenschaften als Radiator am besten experimentell ermittelt werden können.

Die Radiatormaterialien müssen kleines Z haben, da für die Photonenabsorption gilt $\sigma \sim Z^{3.5}$. Weiterhin müssen sich die Plasmafrequenzen möglichst stark

unterscheiden: $(\omega_1 - \omega_2)^2 \gg 0$. Im Falle der Verwendung von Folienstapeln muß die Dicke der Folien einerseits klein sein, um die Absorption zu minimieren, andererseits muß das Frequenzspektrum der emittierten Strahlung in den spektralen Sensitivitätsbereich der Drahtkammer fallen. Der Folienabstand muß größer als die Formationslänge sein, damit Strahlung emittiert werden kann.

Beispielsweise besteht der Übergangsstrahlungsdetektor, der sich im WA89-Experiment befindet, aus zehn Radiator-Drahtkammer-Paaren. Die Radiatoren bestehen teils aus Folienstapeln, teils aus inhomogenem Material. Die Drahtkammern, die zwei 4mm tiefe Gasräume aufweisen, werden auf niedriger Spannung betrieben, um gute Proportionaleigenschaften sicherzustellen.

3.3.3 Ein Übergangsstrahlungsdetektor zur Elektronenidentifikation

Zur e^\pm / π^\pm -Separation über den weiten Impulsbereich von 6-60 GeV/c scheint sich ein Übergangsstrahlungsdetektor in Verbindung mit dem bereits vorhandenen BleiglasKalorimeter anzubieten. Grundsätzlich kommen hier zwei Lösungen in Betracht:

- Ein sehr großer Übergangsstrahlungsdetektor hinter dem Ω -Spektrometer. Dieser Aufbau hätte den Vorteil einer sehr geringen mittleren Spurdichte, da alle interessierenden Teilchen ($p \leq 60$ GeV/c) den Detektor außerhalb der Strahlregion durchqueren. Da ein solcher Aufbau zur Identifikation von Elektronen und Positronen gleichermaßen geeignet sein sollte, wären zur Verwirklichung allerdings Driftkammern oder Vieldrahtproportionalkammern der Größe $400 \times 160 \text{ cm}^2$ erforderlich.
- Eine andere Lösung wäre ein hochortsauflösender Übergangsstrahlungsdetektor zwischen Vertex- und Zerfallsregion. Eine sensitive Region von $15 \times 15 \text{ cm}^2$ wäre hier ausreichend. Zu bedenken ist jedoch, daß die Spurdichte hier hoch ist, da noch keine räumliche Trennung der niederenergetischen Spuren (aufgrund des Ω -Spektrometers) stattgefunden hat. Zudem muß der Detektor auch in der Strahlregion voll funktionstüchtig sein, wo viele interessante Spuren verlaufen können.

Die letztere Möglichkeit ist aufgrund der geforderten hohen Orts- und Doppelspurauflösung durch den Einsatz von Draht- oder Driftkammern nicht realisierbar. Hier bietet sich ein neuer Detektortyp an, der Gasmikrostreifendetektor. Er verspricht hohe räumliche ($\approx 30 \mu\text{m}$) und Doppelspurauflösung ($\approx 300 \mu\text{m}$) und besitzt eine Energieauflösung von ca. 12% FWHM [25].

Für einen zwei Meter langen, aus zehn Radiator-Gasmikrostreifendetektor-Paaren aufgebauten Übergangsstrahlungsdetektor sagen Monte-Carlo-Simulationen eine e^\pm / π^\pm -Separation von 250:1 voraus.

Dies begründet das Interesse der WA89-Kollaboration, die Entwicklung von Gasmikrostreifendetektoren voranzutreiben.

4 Gasmikrostreifendetektoren

4.1 Aufbau und Funktionsweise eines Gasmikrostreifendetektors

In Abb. 4.1 ist schematisch der Aufbau eines Gasmikrostreifendetektors wiedergegeben. Auf einer Plastikfolie oder einer Glasscheibe sind alternierende Anoden- und Kathodenstreifen aufgebracht. Die Rückseite des Trägermaterials ist mit einer Metallschicht überzogen, die auf ein Potential V_b gelegt wird. Oberhalb der 'Mikrostreifen' befindet sich ein Gasraum, der durch eine auf der Innenseite metallisierte Plastikfolie (Drift Ebene) abgeschlossen ist, die sich auf einem Potential V_d befindet. In Abb. 7.6 (unten) ist der Verlauf der Feldlinien gezeigt, der sich bei geeigneter Wahl der Potentiale V_b und V_d sowie der Kathodenspannung V_c ergibt. Man erkennt ein starkes Ansteigen des Feldes in unmittelbarer Umgebung der Anoden- und Kathoden aufgrund der spitzen Kanten, welche die Mikrostreifen aufweisen.

Dringt nun ein minimal ionisierendes Teilchen (MIP) in den Gasraum ein, so erzeugt es längs seiner Spur Elektron-Ion-Paare (in Argon $\approx 15/\text{mm}$). Die Elektronen driften aufgrund des Feldlinienverlaufs auf die Anoden zu und gewinnen im Bereich der hohen Feldstärke ausreichend Energie um in Lawinenprozessen sehr viele (einige hundert bis einige tausend) Sekundärelektronen zu generieren. Je nach Tiefe des Gasraumes gelangen auf diese Weise einige tausend bis einige hunderttausend Elektronen auf die Anode, die für eine geeignete Verstärkerelektronik ein meßbares Signal darstellen.

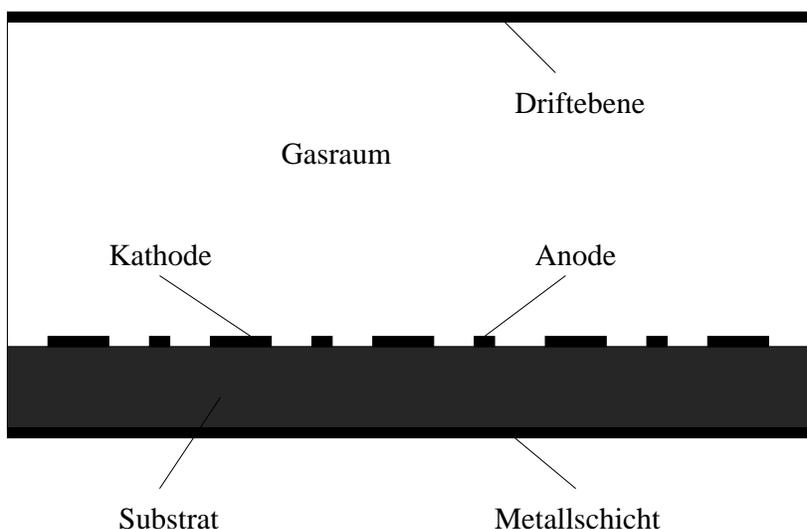


Abb. 4.1: Aufbau eines Gasmikrostreifendetektors.

4.2 Eigenschaften dieses neuen Detektortyps

Da der Gasmikrostreifendetektor in gewisser Weise das Bindeglied zwischen der Vieldrahtproportionalkammer und dem Siliziummikrostreifendetektor darstellt, scheint ein Vergleich mit diesen beiden Detektortypen sinnvoll.

Vergleich mit der Vieldrahtproportionalkammer: Orstauflösung: Da sich Gasmikrostreifendetektoren mit einem Anodenabstand von $100\ \mu\text{m}$ durchaus realisieren lassen, während der Drahtabstand in Drahtkammern auf etwa 1mm limitiert ist, bietet der Gasmikrostreifendetektor eine um eine Größenordnung bessere Ortsauflösung als eine Vieldrahtproportionalkammer. Die Doppelspurauflösung dieses Detektors liegt vermutlich um mehr als eine Größenordnung über der einer Vieldrahtproportionalkammer, da hier aufgrund der alternierend angeordneten Anoden- und Kathodenstreifen die kapazitive Kopplung zwischen benachbarten Anoden sehr klein ist und daher die Klusterbreite (die Zahl der benachbarten Kanäle, die aufgrund eines Teilchendurchganges ein Signal geben, das über einer gesetzten Schwelle liegt.) kleiner sein sollte.

Energieauflösung: Für Gasmikrostreifendetektoren konnte eine Energieauflösung von 11% bei 5.9 KeV demonstriert werden, was erheblich über den Werten für Vieldrahtproportionalkammern liegt. Die Energieauflösung einer Drahtkammer ist limitiert durch Ungenauigkeiten in dem periodischen Aufbau, die dazu führen, daß das Elektrische Feld und somit die Gasverstärkung von Draht zu Draht variiert. Unvermeidbare Ungenauigkeiten liegen zum einen im Herstellungsprozess der Drähte begründet, zum anderen in der Schwierigkeit, die Drahte parallel und äquidistant anzuordnen. Beim Gasmikrostreifendetektor existieren diese Schwierigkeiten naturgemäß nicht, da die Mikrostreifen (mit photolithographischen Methoden) parallel und äquidistant fest auf ein Trägermaterial aufgebracht sind.

Gasverstärkung: Die mit einem Gasmikrostreifendetektor erreichbare Gasverstärkung liegt wesentlich niedriger als im Falle von Drahtkammern. Dies rührt daher, daß die Feldstärke im Bereich der Anoden durch ansonsten auftretende Entladungen zu den benachbarten Kathoden limitiert wird.

Proportionalität: Der Gasmikrostreifendetektor hat wie die Vieldrahtproportionalkammer sehr gute Proportionaleigenschaften bis hin zur maximal erreichbaren Gasverstärkung.

Raumladungseffekte: Ein Verstärkungsabfall aufgrund der Akkumulation positiver Ionen im Bereich der Anoden tritt beim Gasmikrostreifendetektor erst bei Teilchenflüssen von $\approx 10^6/\text{mm}^2/\text{s}$ auf. Die Erklärung hierfür liegt in der Geometrie dieses Detektors, genauer in der alternierenden Anordnung von Kathoden- und Anodenstreifen. Die Ionen, die in unmittelbarer Nähe der Anoden entstehen, müssen in einer Vieldrahtproportionalkammer zur einige Millimeter entfernten Drift Ebene wandern, um dort neutralisiert zu werden. In einem Gasmikrostreifendetektor hingegen müssen sie nur Bruchteile von Millimetern zurücklegen, um den benachbarten Kathodenstreifen zu erreichen.

Vergleich mit dem Siliziummikrostreifendetektor: Ortsauflösung: Die mit Siliziummikrostreifendetektoren erreichbaren Ortsauflösungen liegen wesentlich höher als die mit Gasmikrostreifendetektoren erreichten. Dies ist begründet durch die wesentlich kleineren Strukturen, welche die Siliziumstreifendetektoren aufweisen und welche sich mit den Techniken der Siliziumindustrie verwirklichen lassen.

Signalhöhe: Aufgrund der vorhandenen Gasverstärkung sind die Signale eines Gasmikrostreifendetektors typischerweise eine Größenordnung höher, was ein verbessertes Signal/Rausch-Verhältnis mit sich bringt und geringere Anforderungen an die verwandte Verstärkerelektronik stellt.

Kosten: Die Kosten für die Herstellung eines Siliziummikrostreifendetektors liegen mindestens eine Größenordnung höher als für einen Gasmikrostreifendetektor.

Größe: Die Größe von Siliziummikrostreifendetektoren ist aufgrund der gegenwärtigen technischen Möglichkeiten der Siliziumindustrie auf 6.5 x 6.5 cm begrenzt, wesentlich größere Gasmikrostreifendetektoren sind realisierbar.

Vielfachstreuung: Realisiert auf dünnem Plastikmaterial, stellen Gasmikrostreifendetektoren im Gegensatz zu Siliziummikrostreifendetektoren wesentlich weniger Material dar (in der Einheit von Strahlungslängen) und minimieren daher die Coulombstreuung der zu detektierenden Teilchen im Detektormaterial.

Photonenabsorption: Die Absorption von Photonen im Falle von Photoeffekt ist $\sim Z^{3.5}$. Die Verwendung von auf Plastik gefertigten Gasmikrostreifendetektoren minimiert daher die Absorption von Photonen im KeV-Bereich, was insbesondere für die Verwendung von Gasmikrostreifendetektoren in Übergangsstrahlungsdetektoren von großer Bedeutung ist, wo Siliziumdetektoren aus anderen Gründen nicht eingesetzt werden können (Siehe Kapitel 3).

4.3 Das Problem des geeigneten Trägermaterials

Schon bald nach der Erfindung dieses Detektortyps 1988 wurden Instabilitäten im Verstärkungsverhalten solcher Detektoren erkannt [26][27][28][29]. Insbesondere tritt ein gravierender Abfall der Gasverstärkung ein, wenn der Detektor hohen Teilchenflüssen ausgesetzt ist. Dieses Problem wurde systematisch und sehr genau untersucht, und es wurde festgestellt, daß hier drei Erscheinungen interferieren:

Polarisation des Trägermaterials: Ein erster Abfall der Gasverstärkung tritt unmittelbar nach Inbetriebnahme des Detektors auf, auch wenn dieser einem nur sehr geringen Teilchenfluß ausgesetzt ist. Die Verstärkung stabilisiert sich nach Minuten bis Stunden auf einem Wert, der um bis zu 20% unter dem Anfangswert liegt. Offensichtlich kommt es nach dem Einschalten der Spannung zu einer Polarisation des Trägermaterials, welche das elektrische Feld im Gasraum beeinflusst.

Aufladung des Trägermaterials Ein weiterer Abfall der Gasverstärkung tritt auf, wenn der Detektor längere Zeit einer Teilchenstrahlung ausgesetzt ist. Die Verstärkung stabilisiert sich auf einem Wert, der umso niedriger liegt, je höher der Teilchenfluß ist. Die auftretende Abschwächung ist auch mit dem Oberflächenwiderstand des Trägermaterials korreliert. Je höher dessen Leitfähigkeit ist, umso kleiner ist der Verstärkungsabfall.

Der Grund für dieses Verhalten ist vermutlich, daß auch bei optimal gewählten Spannungen V_b , V_c und V_d Ionen oder Elektronen aus den Ionisationslawinen auf das Trägermaterial zwischen den Mikrostreifen gelangen und dieses aufladen. Offensichtlich würden bei einem leitfähigen Trägermaterial die angesammelten Ladungen schnell wieder abgebaut, so daß sie das Feld im Gasraum nur sehr unwesentlich beeinflussen könnten.

Raumladungseffekte Bei Teilchenraten von $\approx 10^6/\text{mm}^2/\text{s}$ tritt auch bei sehr kurzer Einstrahlung ein Verstärkungsabfall ein.

Dies kann als Raumladungseffekt, also als die Akkumulation positiver Ionen im Bereich der Anoden erklärt werden.

Der Polarisierungseffekt führt lediglich dazu, daß der Detektor erst einige Zeit nach dem Anlegen der Spannungen stabil arbeitet, was keine ernsthafte Einschränkung darstellt.

Es ist die Aufladung des Trägermaterials, die Anwendungen des Gasmikrostreifendetektors problematisch macht, denn dieser Effekt ist ratenabhängig, und Teilchenflüsse in Experimenten sind üblicherweise nicht uniform.

Die Abhängigkeit des durch die Aufladungen verursachten Verstärkungsabfalls von der Oberflächenleitfähigkeit des Trägermaterials weist den Weg zur Lösung des Problems. Aus Ergebnissen von Tests mit Glas- und Plastikmaterialien mit Oberflächenwiderständen zwischen 10^{16} und $10^{18}\Omega/\square$ ließ sich abschätzen, daß Materialien mit einem spezifischen Widerstand im Bereich von $10^9..10^{10}\Omega\text{cm}$ bzw. mit einem Oberflächenwiderstand im Bereich von $10^{11}..10^{14}\Omega/\square$ für den Bau von Gasmikrostreifendetektors geeignet wären.

Im folgenden soll erläutert werden, auf welchen Wegen versucht wurde, ein Glas- oder Plastikmaterial zu finden, das diese Eigenschaft besitzt und sich daher zum Bau von Gasmikrostreifendetektoren eignet.

4.4 Die Lösung des Problems für Glas

Die Leitfähigkeit eines Glases wird durch die Anwesenheit zweier unterschiedlicher Ladungsträger definiert:

- Alkali-Ionen
- Elektronen

Ein Glas, dessen Leitfähigkeit Alkali-Ionen als Ladungsträger zugrunde liegen, kann durchaus einen sehr niedrigen spezifischen Widerstand aufweisen ($10^9 \Omega\text{cm}$ und niedriger), ist jedoch aus einem anderen Grund im Hinblick auf die Verwendung in Gasmikrostreifendetektors nicht geeignet. Nach Anlegen der Spannung an die Mikrostreifen wandern die Alkali-Ionen nämlich zu den Anoden, was neben dem Polarisierungseffekt zu einer Verarmung an Ladungsträgern führt und den Widerstand weiter erhöht. Zudem sind die Alkali-Ionen chemisch sehr aktiv und reagieren mit dem Anodenmaterial, was auf Dauer die Zerstörung der Mikrostreifen mit sich zieht. Ionisch leitendes Glas ist daher zum Bau von Gasmikrostreifendetektoren völlig ungeeignet.

In der Vergangenheit waren aber auch ausschließlich elektronisch leitenden Gläser zum Bau von Gasmikrostreifendetektoren ungeeignet, da sie alle wesentlich zu hohe Widerstände aufwiesen.

Auf der Suche nach der Herstellung eines geeigneten Glasmaterials wurde erfolgreich versucht, durch Ionenimplantation (Siehe Kapitel 6.4) die Oberflächenleitfähigkeit elektronisch leitender Gläser zu erhöhen. Auf solchem Trägermaterial gefertigte Detektoren wurden erfolgreich in Experimenten eingesetzt [30].

Inzwischen ist es in Zusammenarbeit mit der Industrie aber auch gelungen, elektronisch leitende Gläser mit Oberflächenwiderständen zwischen 10^9 und $10^{12} \Omega\text{cm}$ herzustellen [31], so daß für den Bau von Gasmikrostreifendetektoren dieses Problem nicht mehr besteht.

4.5 Lösungsversuche des Problems für Plastik

Sämtliche von der Industrie hergestellten Plastikmaterialien besitzen Widerstände, die mindestens zwei Größenordnungen zu hoch liegen, also ungeeignet sind (Siehe Tabelle 4.5). Man hat auch hier versucht, durch Ionenimplantation (Siehe Kapitel 6.4) den Oberflächenwiderstand zu senken. Der Effekt der Ionenimplantation in die Polymeroberfläche ist ein völlig anderer als im Falle von Glas, wo die implantierten Atome Elektronen an das Leitungsband abgeben. Im Falle von Plastik lassen sich sogar Edelgasionen verwenden, die das Material anschließend wieder verlassen. Die Implantation zielt hier auf die teilweise Zerstörung der Polymer-Ketten, infolge derer C-C-Doppelbindungen entstehen, so daß also eine Graphit-ähnliche Struktur entsteht. Auf diese Weise ist es gelungen, den Oberflächenwiderstand von z.B. Kapton geeignet zu verändern. Jedoch ergaben sich hier erhebliche Probleme bei der nachfolgenden Metallisierung dieses Materials. Offenbar ist zum einen die Haftung eines Metalls auf dem in dieser Weise modifizierten Polymer grundsätzlich sehr schlecht, und zum anderen scheint die Ionenimplantation Spannungen in der Polymeroberfläche hervorzurufen, welche die Adhäsion der Metallschicht zusätzlich

beeinträchtigen. Inzwischen berichtet zwar eine Gruppe der Carleton University von der gelungenen Realisation von Gasmikrostreifendetektoren auf ionenimplantiertem Kapton, jedoch liegen noch keine Angaben über das ratenabhängige Verhalten dieser Detektoren vor.

Den (erfolgreichen) Versuch, durch die Beschichtung eines Plastikmaterials mit einer sehr dünnen Metall- oder Halbleiterschicht einen geeigneten Oberflächenwiderstand zu realisieren und auf diese Weise einen funktionierenden Gasmikrostreifendetektor zu konstruieren, stellt diese Arbeit dar.

Material	R(Ω)
Kapton	10^{15}
Mylar	10^{18}
Teflon	10^{15}
Upilex	10^{16}

Tab. 4.1: Widerstände diverser Plastikmaterialien. Die genannten Werte sind als Größenordnungen zu verstehen. Der an einem konkreten Probestück gemessene Widerstand hängt sehr stark von der Vorbehandlung des Materials (Ausdampfen des in Polymeren vorhandenen Wassers oder Reinigen der Oberfläche auf unterschiedliche Art und Weise) ab.

5 Herstellungsverfahren für die Mikrostreifen

Es soll dargelegt werden, welche existierenden technischen Methoden der Herstellung mikroskopischer Strukturen zur Realisation von Mikrostreifen auf Plastik (oder Glas) in Frage kommen und welche hingegen ungeeignet sind.

5.1 Herstellung eines 'Filmes'

Der Ausgangspunkt sämtlicher in Frage kommender Produktionsverfahren für die Mikrostreifen ist ein 'Film' der Mikrostreifenstruktur. Der Herstellungsprozess eines solchen Filmes ist in Abb. 5.1 (1-4) gezeigt.

Zunächst wird mittels eines Graphikprogrammes (PCAD PCCARDS) die Struktur gezeichnet (1). Es entsteht so eine Datei (2), die die Eingabeinformation eines 'Photoplotters' darstellt (3). Diese Maschine bearbeitet eine Mylarfolie, die mit einer photosensitiven Beschichtung überzogen ist, mittels eines Lichtstrahls, der die Beschichtung gezielt lokal belichtet. Dort, wo eine Belichtung stattfindet, färbt sich die Schicht schwarz und verhärtet, während sie andernorts einfach gewaschen werden kann. Auf diese Weise entsteht die gewünschte Struktur im Maßstab 1:1 als schwarze Schicht auf ansonsten transparenter Mylarfolie (4). Der so entstandene 'Film' kann nun seinerseits zu Belichtungszwecken verwendet werden.

5.2 Aufdampfen durch eine Maske

Feine metallische Strukturen lassen sich in einem Evaporationsprozess herstellen, in dem das Substrat durch eine Maske "bedampft" wird, die das "Negativ" der gewünschten Struktur ist. Der Herstellungsprozess für diese Maske ist in Abb. 5.1 (5-10) gezeigt. Zur Herstellung der Maske wird ein Blech aus rostfreiem Federstahl (5) mit einer Schicht eines photosensitiven Mittels (Photoresist) überzogen (6). Hierauf wird ein Film der gewünschten Struktur gelegt und eine Belichtung durchgeführt (7). Nach Entfernen des Filmes und Wegwaschen des unbelichteten Teils des Photoresists existiert die Struktur als verhärteter Photoresist auf dem Blech (8). In einem galvanischen Bad wird nun Nickel auf den vom Photoresist nicht bedeckten Teil dieses Bleches aufgeschichtet (9). Anschließendes Biegen des Bleches führt zum Abplatzen der Nickelschicht als Ganzes (10). Das auf diese Weise hergestellte Nickelblech weist die ersehnte Struktur als Aussparungen auf und kann so als Maske für den Evaporationsprozess dienen.

Da die Mikrostreifen sehr schmal sind, muß die galvanisch hergestellte Nickelschicht sehr dünn sein ($\approx 1..2 \mu\text{m}$), wodurch sie natürlich sehr fragil wird. In der Praxis erwies es sich dann als unmöglich, die sehr fein strukturierte Nickelschicht ohne Beschädigungen von dem Blech zu trennen.

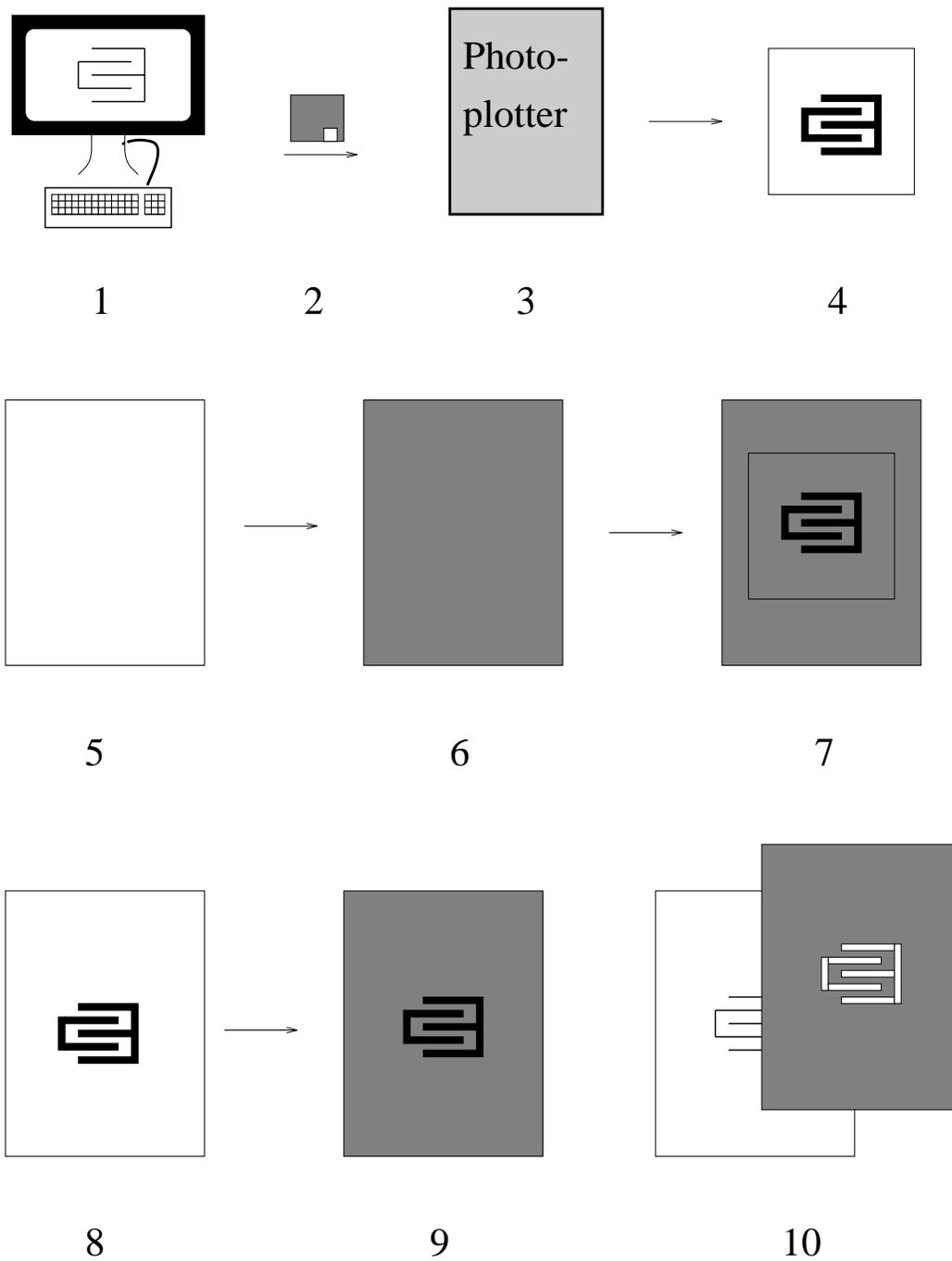


Abb. 5.1: Herstellung eines Filmes der Mikrostreifenstruktur (1-4) sowie Herstellung einer Nickel-Maske für den Evaporationsprozess (5-10) unter Verwendung des Filmes (Siehe Erläuterungen im Text)

5.3 Lift-Off-Technik

Das Prinzip der Lift-Off-Technik ist in Abb. 5.2 dargestellt. Hier wird zunächst ein Film mit dem Negativ der gewünschten Struktur hergestellt (1-4). Auf das Substrat (5) wird eine Schicht Photoresist aufgetragen (6), welcher dann durch den Film hindurch belichtet wird (7). Das Negativ der gewünschten Struktur existiert dann als verhärteter Photoresist auf dem Substrat (8). In dem hierauf stattfindenden Evaporationsprozess wird das Substrat mit dem auf ihm befindlichen Photoresist metallisiert (9). Hierbei wirkt der Photoresist als Maske und wird anschließend mit einem Lösungsmittel zusammen mit der auf ihm haftenden Metallschicht entfernt, woraufhin die gewünschte metallische Struktur auf dem Substrat realisiert ist (10).

Da die Schicht Photoresist sehr dünn ist, sind nach der Evaporation die Metallschicht auf dem Photoresist und jene auf der Folie nicht völlig getrennt, sondern es existieren sehr viele 'Brücken', die beim Entfernen des Photoresist durchbrochen werden. Dies hat zur Folge, daß die Ränder der Strukturen, die auf diese Weise realisiert werden, nie glatt sind, sondern viele Defekte aufweisen.

Zur Herstellung von Mikrostreifendetektoren ist das Lift-Off Verfahren daher ungeeignet, denn das Vorhandensein von 'Spitzen' in den Rändern der Mikrostreifen führt zu Entladungen schon bei niedrigen Spannungen.

5.4 Nass-Ätzen

Der Prozess des Nass-Ätzens ist in Abb. 5.3 gezeigt. Hier wird zunächst, ebenso wie beim Herstellen einer Maske, ein Film mit der entsprechenden Struktur produziert (1-4). Eine metallisierte Folie (5), auf die eine Schicht Photoresist aufgetragen wurde (6), wird durch den Film hindurch belichtet (7), so daß anschließend die Struktur als verhärteter Photoresist auf der Metallschicht existiert (8). Die Folie wird in ein Säurebad gebracht, so daß der Teil der Metallschicht, der nicht von Photoresist bedeckt ist, vollständig gelöst wird (9). Nach Entfernen des Photoresists mit einem geeigneten Lösungsmittel existiert die gewünschte metallische Struktur auf der Folie (10).

Das Nass-Ätzen ist der Weg, der im Rahmen dieser Arbeit zur Herstellung von Mikrostreifen verwendet wurde. Die hierbei auftretenden Probleme werden in Kapitel 6.3.2 erläutert.

5.5 Herstellungsverfahren für metallisierte Polymerfolien

Der Ausgangspunkt der Herstellung von Mikrostreifen durch Nass-Ätzen ist offenbar eine metallisierte Polymerfolie, und so stellt sich die Frage, wo solche möglichst kostengünstig erhältlich bzw. herstellbar sind.

5.5.1 Industrielle Herstellung von Meterware

Metallisierte Polymerfolien werden in der Industrie als Meterware nach folgendem Schema hergestellt: Das Metall wird in einem Kessel zum Schmelzen gebracht, in den anschließend eine sich drehende Walze gesenkt wird. Das Metall verfestigt sich als dünner Film auf der Walze, welcher durch eine mechanische Trenneinrichtung von ihr gelöst wird, so

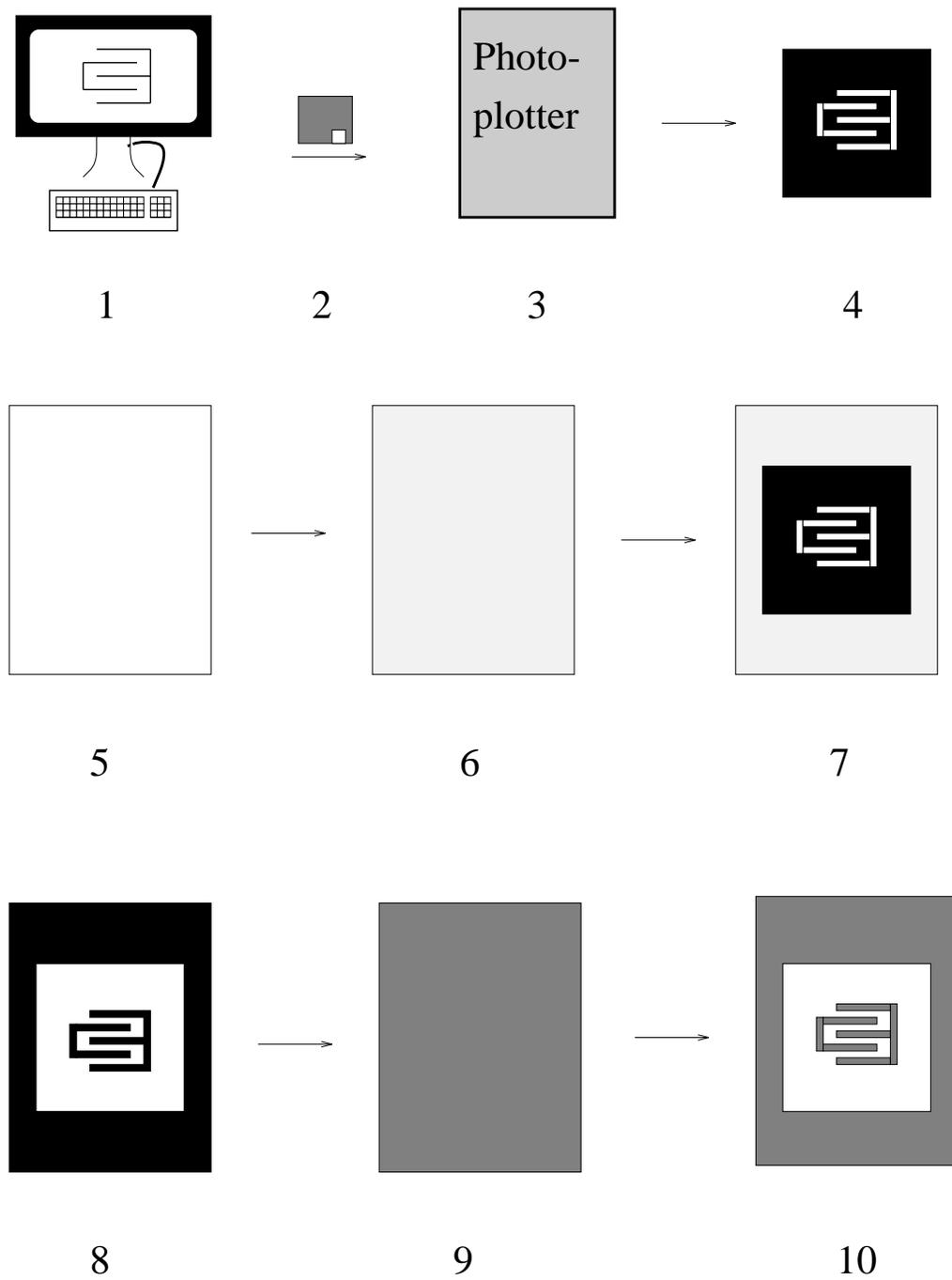


Abb. 5.2: Herstellung mikroskopischer Strukturen mittels Lift-Off-Technik (Siehe Erläuterungen im Text)

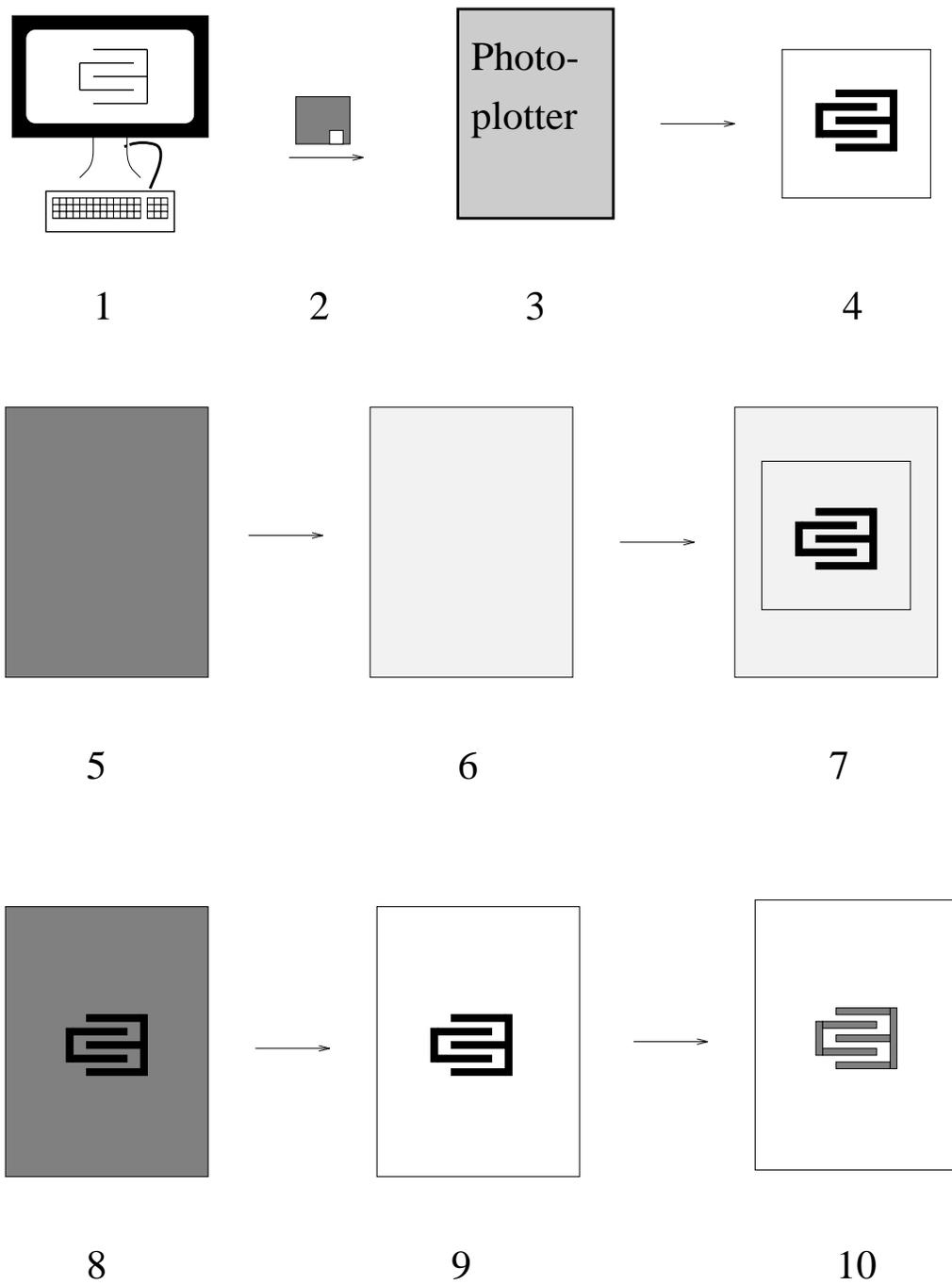


Abb. 5.3: Herstellung mikroskopischer Strukturen durch Ätzen (Siehe Erläuterungen im Text)

daß ein endloses Metallblech entsteht. Dieses Blech wird in einer sich anschließenden Walzstraße mit der Polymerfolie und mit einer viel dünneren Folie eines Polymergrundstoffes zusammengewalzt. Die Temperatur des Metallbleches führt zur Einsetzung des Polymerisationsprozesses, im Verlaufe dessen diese dünne Folie zu einem Klebstoff wird, der die Haftung zwischen Metall und Polymer besorgt.

Herstellungstechnisch bedingt ist die Dicke der Metallschicht durch etwa $5\mu\text{m}$ nach unten begrenzt, was sich als zu dick für die Herstellung von Mikrostreifen herausstellte. Außerdem erwies sich die Oberflächenqualität der so hergestellten Metallschichten als viel zu schlecht für die Erstellung einer Mikrostreifenstruktur, und so mußte nach einer Möglichkeit gesucht werden, von der Industrie hergestellte Polymerfolien geeignet zu beschichten.

5.5.2 Aufputtern

Bei dieser Beschichtungsmethode wird mittels einer Plasmaquelle eine Niederdruck-Edelgasentladung ($p \approx 10^{-3} \dots 10^{-5}$ bar) erzeugt. Die Edelgasionen setzen beim Auftreffen auf die Kathode Atome und Ionen des Kathodenmaterials frei, die dann auf das Substrat gelangen. Die Energie der gesputterten Teilchen beträgt $5 \dots 10$ eV, was zu einer im allgemeinen sehr guten Haftung der Schicht führt.

Für die Herstellung von Gasmikrostreifendetektoren ist das Sputtern leider ungeeignet, denn aufgrund ihrer hohen Energie dringen die gesputterten Atome bzw. Ionen in das Substrat ein. Nach dem anschließenden Ätzprozess hat das Substrat daher Oberflächeneigenschaften, die stark von den Parametern sowohl des Sputterns als auch des Ätzens abhängen und nicht reproduzierbar sind. Da hiervon insbesondere die Oberflächenleitfähigkeit betroffen ist, welche die entscheidende Größe von Gasmikrostreifendetektoren ist, muß eine andere Beschichtungsmethode gewählt werden.

5.5.3 Evaporation

Beim Evaporieren wird ein ein Metall durch Induktion von Strömen (Joule-Effekt), durch einen Elektronen- oder Laserstrahl verdampft und kondensiert anschließend auf dem Substrat. Dieser Prozess findet in einem Vakuum von $10^{-5} \dots 10^{-6}$ mbar statt. Die Energie der Teilchen ist hier ≤ 1 eV, so daß sie nicht in die Oberfläche eindringen können.

Da somit die Reproduzierbarkeit von Beschichtung und Ätzprozess gewährleistet sind, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Vakuum-Evaporation gewählt, um metallisierte Polymerfolien herzustellen. Die hierbei auftretenden Probleme werden in Kapitel 6.3.1 erläutert.

6 Probleme beim Bau von Gasmikrostreifendetektoren

Im folgenden soll erläutert werden, welche Probleme bei der Herstellung metallisierter Polymerfolien (und Glassubstrate) durch Vakuumevaporation sowie bei dem anschließenden Versuch, hierauf durch Nass-Ätzen eine Mikrostreifenstruktur zu realisieren, auftraten. Hierzu ist es zunächst wichtig, darzulegen, wie die Dicke einer aufevaporierten dünnen Schicht gemessen werden kann sowie welche Bedampfungsanlagen für die durchgeführten Evaporationen verwendet wurden.

6.1 Messung der Dicke dünner Schichten

Zur Messung der Stärke einer dünnen Schicht existieren zwei Möglichkeiten:

- Wiegen des Substrats vor und nach dem Aufdampfen der Schicht. Aus der Differenz errechnet sich unter Annahme einer Dichte die Schichtdicke. Diese Methode ist für sehr dünne Schichten natürlich sehr ungenau und hat den Nachteil, daß man die Dicke erst nach dem Evaporationsprozess erfährt.
- Man bringt innerhalb des Rezipienten, dem Substrat sehr nahe, einen Piezoquarzkristall an. Während des Evaporationsvorganges wird dieser Quarz ebenfalls mit einer Schicht überzogen, wodurch sich seine Masse m und daher auch seine Resonanzfrequenz

$$\omega \sim \frac{1}{\sqrt{m}}$$

ändert. Üblicherweise wird während des Evaporationsvorgangs ständig (jede Zehntelsekunde) die Resonanzfrequenz gemessen und hieraus (wieder unter der Annahme einer Dichte) die Schichtdicke bestimmt, die dann auf einer Digitalanzeige erscheint, so daß man das Anwachsen der Schicht während des Prozesses beobachten kann. Die Schichtdicke auf dem Substrat wird sich im allgemeinen von der auf dem Quarz unterscheiden, weil sich beide nicht am selben Ort befinden können. Man kann aber zunächst, um eine Referenzmessung zu machen, auf ein anderes Substrat eine dickere Schicht aufdampfen, deren Stärke nach der Wiegemethode bestimmt werden kann, und so das Verhältnis der Schichtdicken von Substrat und Quarz, 'Tooling' genannt, bestimmen.

6.2 Die Evaporationsöfen des CERN

Da ein Bedampfungsprozess in der Industrie ≈ 3000 SFr, am CERN hingegen nur ≈ 1000 SFr kostet, wurden sämtliche für die Anfertigung dieser Arbeit notwendigen Evaporationen am CERN durchgeführt. Die verwandten Evaporationsöfen sind:

1. Eine vom CERN selbst gebaute Anlage mit einem 1 Meter durchmessenden Rezipienten, die zur Verdampfung der Quelle eine Elektronenkanone (ESV 14-3/4, Leybold-Heraeus, Köln) benutzt, welche die Elektronen mit 11000 V Spannung beschleunigt. Als Vorpumpe dient eine zweistufige Drehschieberpumpe (DUO 100,

Balzers, Lichtenstein), als Hauptpumpe eine Öldiffusionspumpe (DIF 500A, Balzers, Lichtenstein), mit der ein Hochvakuum von 10^{-8} mbar erreicht werden kann. Die Evakuierung erfolgt vollautomatisch durch ein Pumpstandsteuergerät (DPA 100, Balzers, Lichtenstein). Der Pumpablauf erfolgt nach dem für Diffusionspumpstände üblichen Schema, d.h. zuerst läuft die Vorpumpe an und evakuiert die Diffusionspumpe. Ist der Druck in der Diffusionspumpe unter 0.05 torr abgesunken, startet die Pumpenheizung. Die Vorpumpe schafft nun ein Vorvakuum im Rezipienten. Sobald die Diffusionspumpe genügend heiss ist, öffnet das Hochvakuumventil, und der Rezipient wird auf Endvakuum gepumpt.

Die Bedampfung verläuft vollautomatisch durch ein Evaporationssteuergerät (IC 6000, Leybold Heraeus, Köln). Die Eingabeparameter dieses Gerätes sind unter anderem die gewünschte Dicke der Schicht, die Dichte des aufzudampfenden Materials, das Tooling sowie die Geschwindigkeit des Prozesses (Å/s). Das IC 6000 berechnet hieraus die erforderliche Temperatur der Quelle und die Parameter des Elektronenstrahls, führt die Evaporation durch und beendet sie, wenn die geforderte Schichtdicke erreicht ist.

2. Eine Anlage mit einem 40 cm durchmessenden Rezipienten, in welchem die Quelle durch die Induktion starker Wechselströme verdampft wird. Die Induktionsspule ist aus drei 0.3 mm durchmessenden Drähten gewickelt (S15 3x0.3W, RD Mathis, USA).

Als Vorpumpe dient eine Drehschieberpumpe (Type 2030, Alcatel, Frankreich), als Hauptpumpe eine Turbomolekularpumpe (Turbovac 450, Leybold-Heraeus, Köln), mit der ein Hochvakuum von 10^{-8} mbar erreicht werden kann.

Die Evaporationsprozesse werden mittels des gleichen Pumpstandsteuer- und Evaporationssteuergerätes durchgeführt wie in der oben beschriebenen Anlage.

6.3 Die auftretenden Schwierigkeiten

6.3.1 Die Haftung der aufgedampften Schichten

Während die Evaporation einer Metallschicht auf ein Glasmaterial keinerlei Schwierigkeiten mit sich brachte, erwies es sich als problematisch, eine haftfähige Schicht eines Metalles auf eine Polymerfolie aufzudampfen. In einigen Fällen löste sich die Schicht bereits unmittelbar nach dem Evaporationsprozess ab, in anderen Fällen hoben sich während des anschließenden Ätzprozesses Teile der Schicht vom Substrat ab (In Abb. 6.1 (oben) ist gezeigt, wie sich ein während des Ätzprozesses bereits entstandener Anodenstreifen vom Substrat löst.), und nur sehr selten ließ sich eine haftfähige Mikrostreifenstruktur produzieren. Da Aluminium theoretisch die beste Haftung auf einem Polymer zeigen sollte, wurde versucht, durch verschiedene Arten der Vorbehandlung von Kapton-Folie (Verwendung diverser Lösungsmittel zur Reinigung der Folienoberfläche, Ausgasen des in Polymeren immer vorhandenen mehrprozentigen Wasseranteils in einem Ofen) die Haftfähigkeit der anschließend aufgedampften Aluminiumschicht zu optimieren. Doch lies sich in keinem Fall eine reproduzierbar haftfähige Metallschicht produzieren. Aufgrund dieser Erfahrungen wurde versucht, durch die Evaporation einer 'Haftschicht'

Nickel oder Chrom die Haftung der Aluminiumschicht zu verbessern. Hierzu wird in einem Evaporationsprozess unter der Verwendung zweier Quellen zunächst eine sehr dünne (100..300Å) Chrom- oder Nickelschicht auf das Polymer aufgedampft, anschließend das Aluminium. Durch Diffusionsprozesse gelangen Atome dieser Haftschrift sowohl in das Polymer als auch in die Aluminiumschicht, so daß ein Durchmischungseffekt resultiert, welcher die Haftfähigkeit des Aluminiums erhöhen sollte. In der Tat wurde nie beobachtet, daß sich die Aluminiumschicht unmittelbar nach der Evaporation von der Folie löste, jedoch verursacht das Vorhandensein der 'Haftschrift' erhebliche Probleme beim anschließenden Ätzprozess, denn Chrom oder Nickel müssen mit einer anderen Säure geätzt werden als das Aluminium. Da aufgrund des unter dem Aluminium vorhandenen weiteren Metalls sehr schwierig zu erkennen ist, wann das Aluminium vollständig geätzt ist, kann es geschehen, daß man die metallisierte Folie zu lange im 1. Säurebad läßt. Der Effekt ist, daß die Säure zwischen das unter dem Photoresist vorhandene Aluminium und die Haftschrift dringt und zum Ablösen des Aluminiums führt. Läßt man hingegen die Folie nicht lange genug im 1. Säurebad, so verbleibt nach dem 2. Ätzprozess Aluminium zwischen den Mikrostreifen.

6.3.2 Defekte und ihre Ursachen

Die Detektorfolien, die trotz aller im vorigen Abschnitt genannten Probleme (teils mit, teils ohne Haftschrift) hergestellt werden konnten, wiesen unterschiedliche Defekte auf:

Kratzer: Es zeigte sich, daß auch kleinste Kratzer in der Polymerfolienoberfläche zur Beschädigung der Mikrostreifenstruktur bis hin zum Durchtrennen der Anodenstreifen führen (Siehe Abb. 6.1 (unten)). Solche Defekte tauchten unter der Verwendung von Glassubstraten niemals auf. Zum einen waren diese Kratzer auf Folienproben vorhanden, die von Firmen auf Anfrage zu Prüfzwecken zur Verfügung gestellt wurden. In diesem Fall waren diese Beschädigungen durch den Transport verursacht. Beim Kauf von mehreren hundert Metern Polymerfolie erhält man diese von der Herstellerfirma als Rolle geliefert. Dieses Material weist erfahrungsgemäß keinerlei Beschädigungen auf, allerdings ist es nötig, sehr sorgfältig ein zur Metallisierung vorgesehenes Stück von der Rolle abzuschneiden. Bei dem anschließenden Reinigungsprozess ist die Verwendung von Reinigungstüchern oder Watte unbedingt zu vermeiden, da dies wiederum zu Kratzern führt. Es erwies sich als am günstigsten, das Folienstück zunächst in einer Seifenlösung zu baden, anschließend mit Azeton abzuspülen und das Azeton mit Stickstoff wegzublasen. Auf diese Weise treten keinerlei Kratzer auf, und es verbleiben keine Reste der Seifenlösung oder des Azetons auf der Folie.

Kristalline Strukturen: Es traten sehr häufig Defekte auf wie in Abb. 6.3 (oben) gezeigt. Es handelt sich hierbei um kristalline Strukturen mit Größen um 100 µm. Da sie nach dem Ätzprozess noch vorhanden sind, kann es sich nicht um Aluminium handeln, jedoch lies sich nicht klären, woraus diese Kristalle bestehen. Da die verwendeten Substrate (unter dem Mikroskop) vor der Evaporation keinerlei Verunreinigungen zeigten, war zu vermuten, daß sich während des Befestigens der Substrate im Evap-

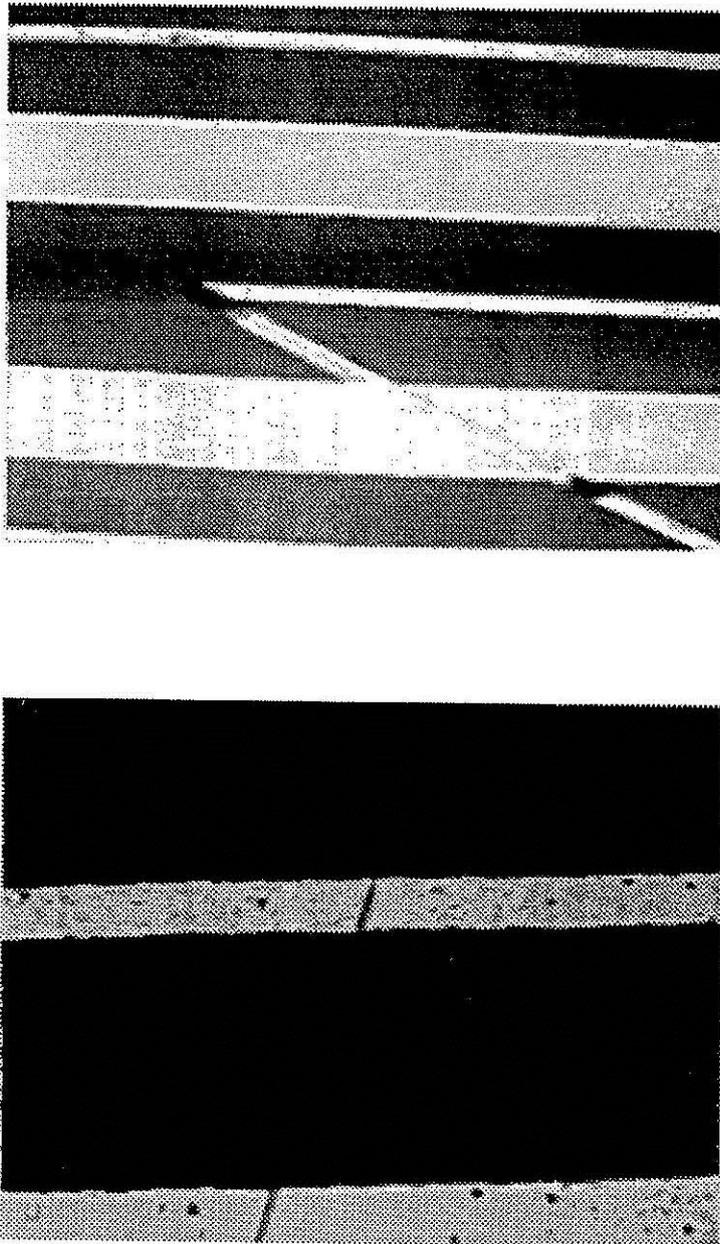


Abb. 6.1: Oben ist in 100facher Vergrößerung gezeigt, wie sich aufgrund der schlechten Haftung des Metalls auf dem Polymer während des Ätzprozesses ein bereits entstandener Anodenstreifen vom Substrat löst.

Die untere Abbildung zeigt in 200facher Vergrößerung, wie ein Kratzer auf der Polymerfolie nach Evaporation und Naßätzen zu Durchtrennungen der Mikrostreifen führt.

orationsofen Staub auf deren Oberfläche abgelagert und die beobachteten Strukturen hervorruft. (Bis zu diesem Zeitpunkt wurden sämtliche Evaporationen mit der oben unter 1. aufgeführten Anlage, die sich in einer einfachen Werkstatt befindet, durchgeführt.) Aufgrund dieser Vermutung wurden probeweise Bedampfungen mit der 2. Anlage durchgeführt, die sich in einem staubfreien Raum befindet. Ein weiterer Vorteil dieser Anlage ist die Verwendung einer Turbomolekularpumpe anstelle der Diffusionspumpe, denn im letzteren Fall gelangt immer (auch im Falle der Verwendung einer Kühlfalle) ein wenn auch geringer Teil des Pumpenöls in den Rezipienten, was einen gewissen Unsicherheitsfaktor darstellt. Daß nach Bedampfungen, die mit dieser Anlage durchgeführt wurden, die kristallinen Strukturen niemals auftraten, bestätigt die geäußerte Vermutung und zeigt die Notwendigkeit größter Sorgfalt und Sauberkeit bei der Herstellung der Mikrostreifenstrukturen.

'Löcher' in den Mikrostreifen: Anfänglich wurde als Substratmaterial ausschließlich Kapton (Abb. 6.2 (oben)) verwandt. Wie in Abb. 6.3 (unten) gezeigt, treten hierbei $1.10 \mu\text{m}$ große 'Löcher' und Risse in der Metallbeschichtung auf, die sogar teilweise die Anoden durchtrennen. Wie man in Abb. 6.4 (oben) sieht, befinden sich diese Beschädigungen schon in der Oberfläche des Kaptons. Daher ist Kapton als Substratmaterial zur Herstellung von Mikrostreifenstrukturen denkbar ungeeignet.

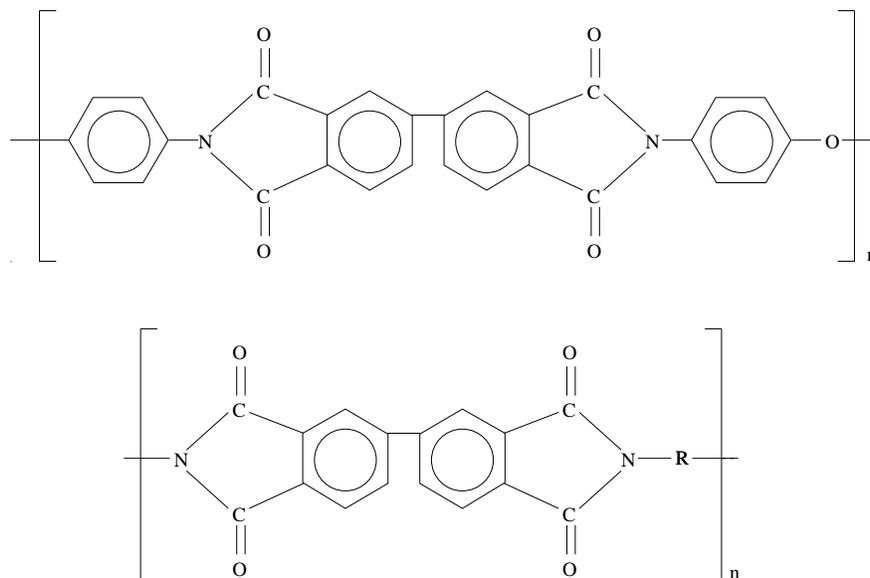


Abb. 6.2: Strukturformel von Kapton (oben) und Upilex (unten). Kapton ist in den 60er Jahren von der Firma Du Pont de Nemours (USA) entwickelt worden. Upilex ist eine Neuentwicklung der UBE Industries (Japan). Beide Materialien werden als Folien mit Dicken zwischen 7.5 und $125 \mu\text{m}$ produziert.

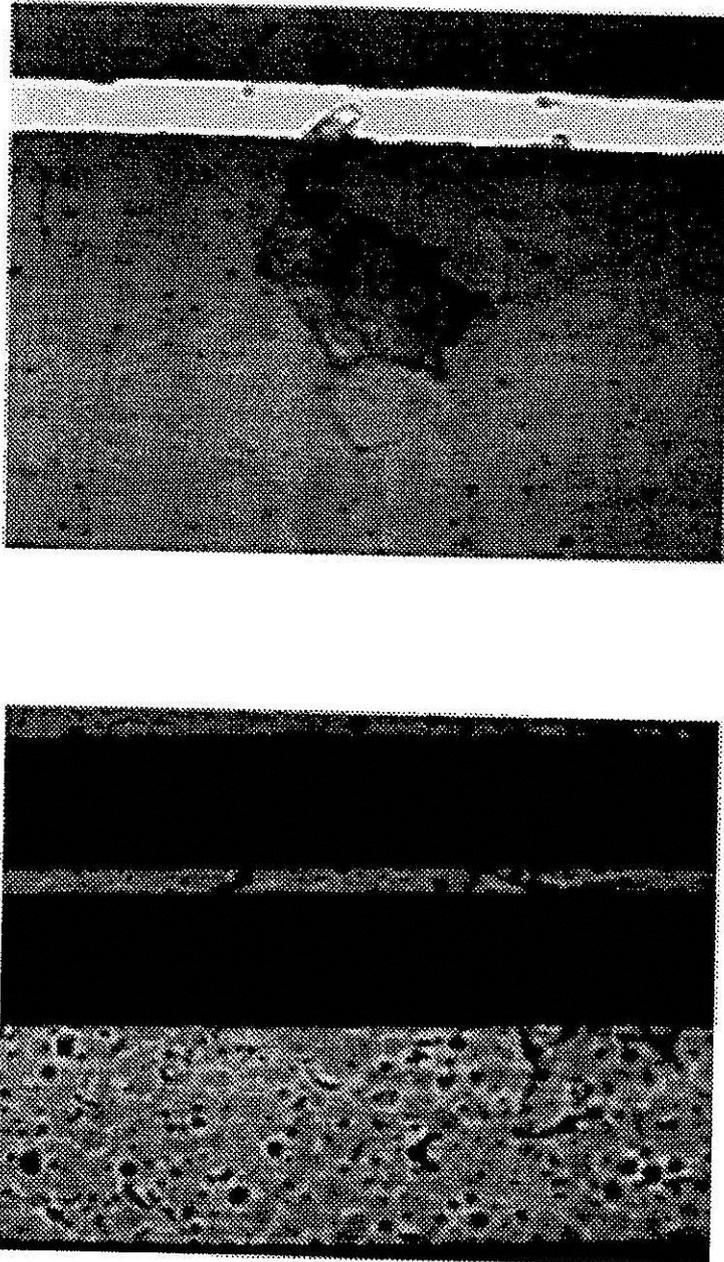


Abb. 6.3: Oben sind in 200facher Vergrößerung kristalline Strukturen zu erkennen, wie sie typischerweise dann auftreten, wenn die Vakuumevaporation nicht unter den Bedingungen eines staubfreien Raumes durchgeführt wurde.

Unten: In 200facher Vergrößerung sind Löcher und kleine Risse in der Metallbeschichtung von Kaptonfolie zu erkennen.

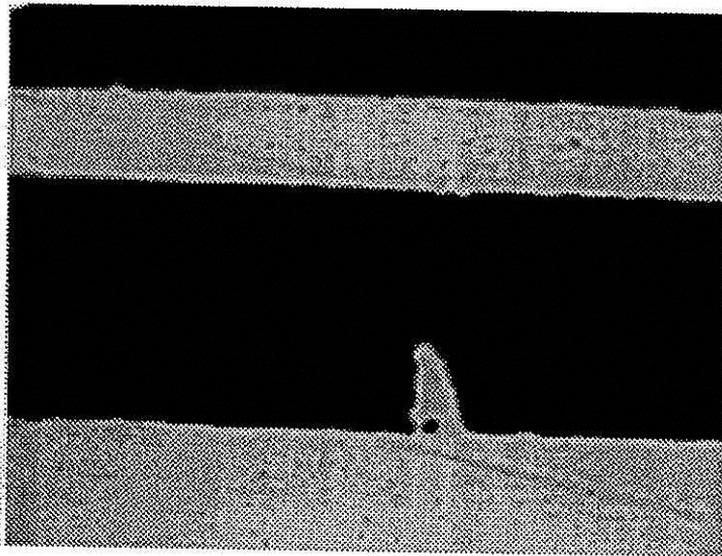
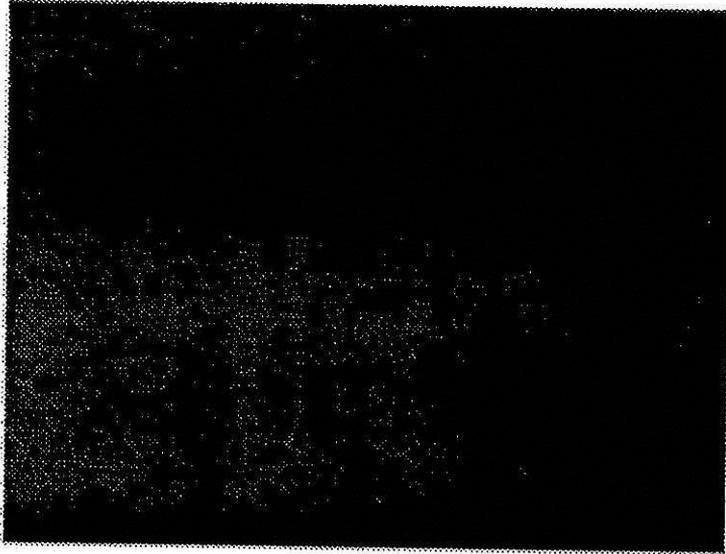


Abb. 6.4: Oben sind Löcher und kleine Risse in der Oberfläche von Kapton zu erkennen (200fache Vergrößerung).

Unten: 'Spitze' am Rand eines Kathodenstreifens in 400facher Vergrößerung.

Bei der Suche nach einem geeigneten Material wurde Upilex gefunden (Abb. 6.2 (unten)), dessen Oberflächenbeschaffenheit wesentlich günstiger ist. Auf Upilex hergestellte Mikrostreifen weisen keine 'Löcher' auf wie die auf Kapton gefertigten, allerdings bestehen auch hier dieselben Beschichtungsprobleme wie bei Kapton.

Ätzfehler: Auch auf Upilex hergestellte Mikrostreifenstrukturen weisen teils erhebliche Defekte auf. So können die Mikrostreifen am Rand 'Spitzen' (Abb. 6.4 (unten)) aufweisen, zwischen zwei benachbarten Streifen kann sich Metall befinden (Abb. 6.5 (oben)), Anoden oder Kathoden können Einkerbungen bis hin zu Unterbrechungen aufweisen (Abb. 6.5 (unten)).

Eine Ursache hierfür wurde in Beschädigungen des für den Belichtungsprozess verwendeten Films gefunden. Teilweise wiesen diese Filme schon unmittelbar nach dem Herstellungsprozess im Photoplotter Beschädigungen auf. Grundsätzlich immer waren Defekte erkennbar, nachdem ein Film für einen Belichtungsprozess verwendet worden war. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der Film mit den 'aufgedruckten' Mikrostreifen zur Durchführung der Belichtung sehr fest auf das metallisierte Substrat gepresst werden muß (um Ungenauigkeiten beim Belichten zu vermeiden). Hierbei wird die sehr fragile 'aufgedruckte' Struktur beschädigt. Für jeden Belichtungsprozess ist daher ein neuer Film zu verwenden.

Aber auch unter Verwendung eines zuvor auf Beschädigungen überprüften neuen Filmes ergeben sich die genannten Beschädigungen. Da für das Auftragen des Photoresists sowie für den anschließenden Belichtungsprozess kein staubfreier Raum zur Verfügung steht, liegt die Vermutung nahe, daß hierfür Staub verantwortlich ist, der sich zum einen dem Photoresist beimischt und sich zum anderen zwischen Film und Substrat festsetzt und das zur Belichtung verwandte UV-Licht absorbiert. Dieses Problem wird sich (am CERN) erst im Verlauf des nächsten Jahres lösen lassen, denn für diesen Zeitraum ist die Einrichtung zusätzlicher staubfreier Räume vorgesehen.

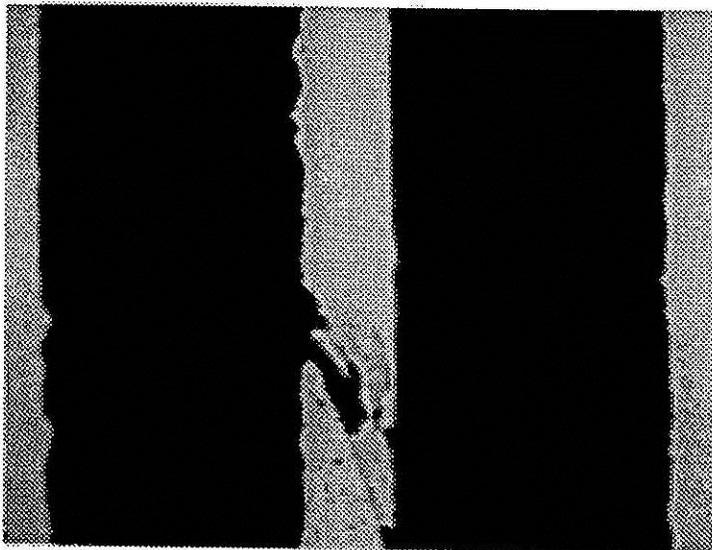
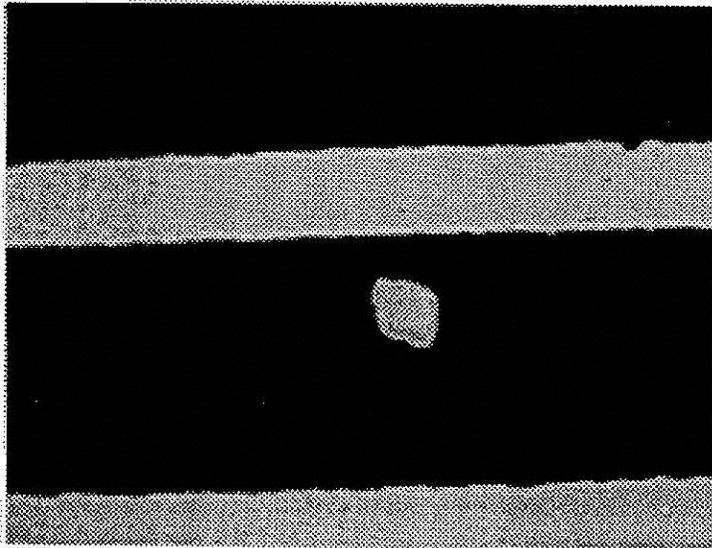


Abb. 6.5: Oben: Metallische 'Insel' zwischen zwei Mikrostreifen in 400facher Vergrößerung.

Unten ist in 400facher Vergrößerung ein unterbrochener Anodenstreifen gezeigt

6.4 Ausblick

Interessant für die Entwicklung von Gasmikrostreifendetektoren auf Plastik erschienen Untersuchungen, die in den vergangenen Jahren am Institut für Radiochemie in Heidelberg durchgeführt wurden. Hier wurde versucht, Polymerfolien und Metall/Polymer-Grenzschichten durch Ionenstrahlverfahren zu modifizieren, insbesondere in hinsicht auf die Leitfähigkeit des Polymers und der Haftung des Metalls auf dem Polymer.

Zur Verfügung stehen dort ein Evaporationsofen, ein 60KeV-Ionenbeschleuniger, sowie eine Anlage, die es erlaubt, eine Bedampfung bei gleichzeitigem Ionenbeschuß des Substrates (IBAD = Ion Beam Assisted Deposition) vorzunehmen. Die Untersuchungsmethoden sind:

Ionenimplantation in die Polymeroberfläche: Hierbei wird das Substrat mit Ionen von Energien zwischen einigen KeV und MeV beschossen. Die Ionen verteilen sich im Idealfall gaußförmig um eine mittlere Eindringtiefe, die, abhängig von Masse und Energie, zwischen 10 und 1000 nm liegt. (Der in Heidelberg zur Verfügung stehende Ionenbeschleuniger schafft Ionenenergien von 60 bzw. 120KeV) Die Wechselwirkung der Ionen mit dem Target findet über inelastische Stöße mit Elektronen (electronic stopping) und mit ganzen Atomen (nuclear stopping) statt. Ist der Energieübertrag hoch genug, werden die gestoßenen Targetatome von ihren Gitterplätzen entfernt und können mit anderen Targetatomen wechselwirken, wodurch es zu Kollisionskaskaden in der Targetoberfläche kommt. Dieser Prozeß limitiert die maximale Konzentration der implantierten Teilchen auf 10..50 % ,da bei diesen Kaskaden auch bereits implantierte Ionen wieder abgetragen werden. Je nach Art und Energie der verwendeten Teilchen lassen sich so Dosen von $10^{16}..10^{18}$ Ionen/cm² implantieren.

Ionenstrahlmischen: (Abb. 6.6) Hierbei wird eine Metallschicht auf ein Polymer aufgedampft und anschließend mittels eines Ionenstrahles nachbehandelt. Dies führt zu einer teilweisen oder vollständigen Durchmischung der Schicht mit dem Substrat oder, abhängig von den Beschußparametern, nur zu einer Mischung der Schicht-Substrat-Grenze, während der oberflächennahe Bereich unbeeinflußt bleibt. Der Effekt der Durchmischung ist umso stärker, je schwerer die Ionen sind bzw. je größer der Anteil des nuclear stopping ist. Ist man nur an der Durchmischung interessiert, verwendet man Edelgasionen, will man zusätzlich chemische Verbindungen in die Oberfläche einbringen, verwendet man reaktive Ionen. Mit diesem Verfahren lassen sich die Adhäsion der Schicht wie auch deren Oberflächenrauheit und Härte modifizieren.

Ionenstrahlgestütztes Aufdampfen: (Ion Beam Assisted Deposition, IBAD) (Abb. 6.7) Hierbei werden Evaporation und Ionenimplantation miteinander kombiniert. Vor und während der Kondensation der verdampften Teilchen wird das Substrat von einem Ionenstrahl getroffen. Es lassen sich so die Eigenschaften des Grenzbereiches als auch die der aufgebrachten Schicht während des Prozesses beeinflussen. IBAD hat gegenüber dem Ionenstrahlmischen den Vorteil, daß das Substrat vor

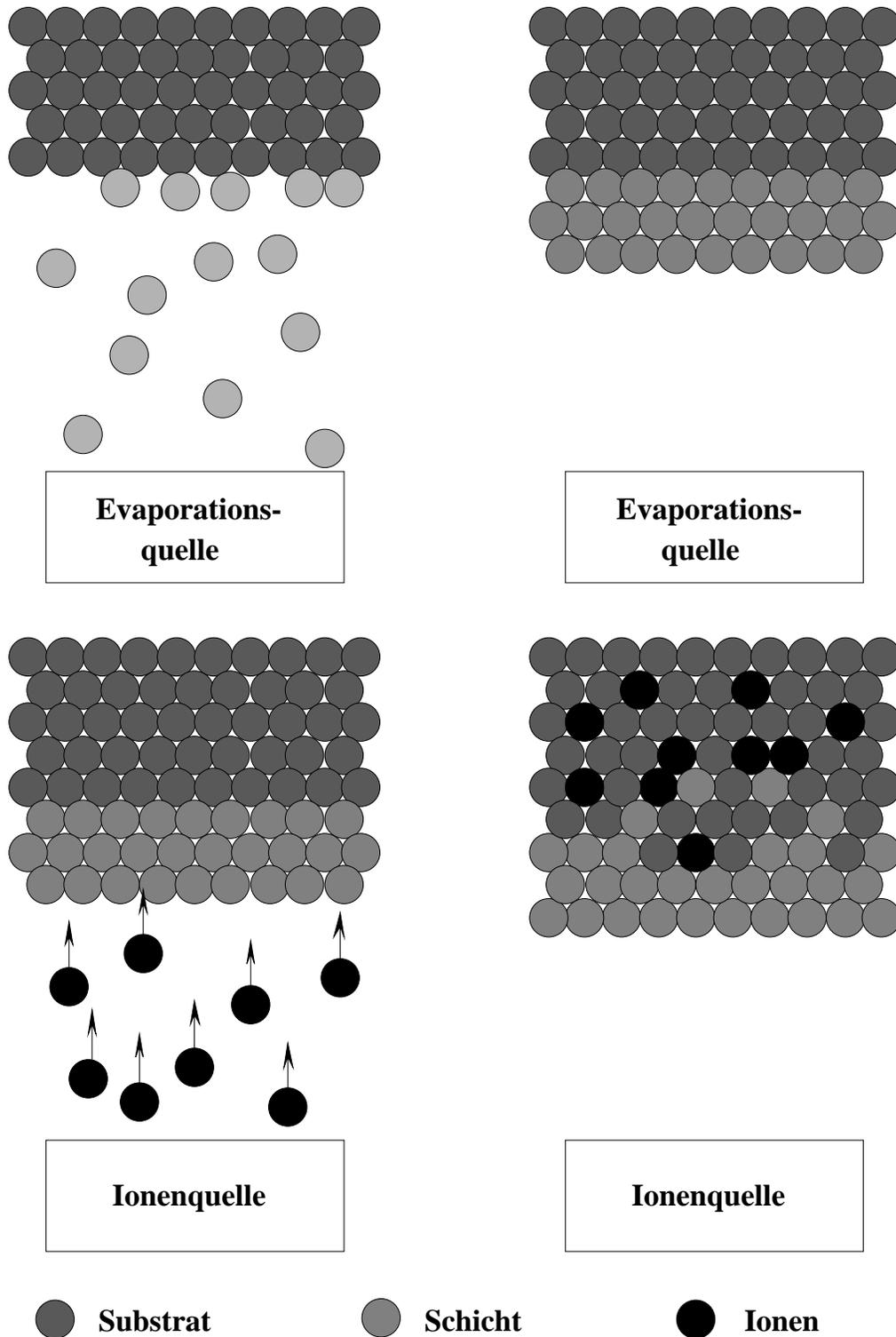


Abb. 6.6: Ionenstrahlmischen: Eine Metallschicht wird auf ein Polymer aufgedampft und anschließend mittels eines Ionenstrahles nachbehandelt.

der Ionenstrahlbehandlung nicht aus dem Vakuum genommen werden muß und hierdurch eine Kontamination der Oberfläche durch Oxydation verhindert wird.

Die wichtigsten Ergebnisse dieser Untersuchungen sind:

- Die Adhäsion von Kupferschichten auf Kapton läßt sich durch Ionenstrahlmischen mit leichten Ionen (bis etwa O, F, Ne) stark (10..20 fach) verbessern, schwerere Ionen schädigen das Polymer stark, so daß der Effekt der Durchmischung aufgehoben wird und die Adhäsion sinkt.
- Die Oberflächenleitfähigkeit von Kapton läßt sich durch Ionenimplantation (Ne^+ , Ar^{2+} , Xe^{2+} , Cu^+) entscheidend beeinflussen. Variation der Ionendosis zwischen 10^{15} und 10^{17} Ionen/ cm^2 führt zu Oberflächenwiderständen zwischen 10^2 und $10^7 \Omega/\square$ wobei zwischen Ionendosis und Widerstand ein linearer Zusammenhang besteht.

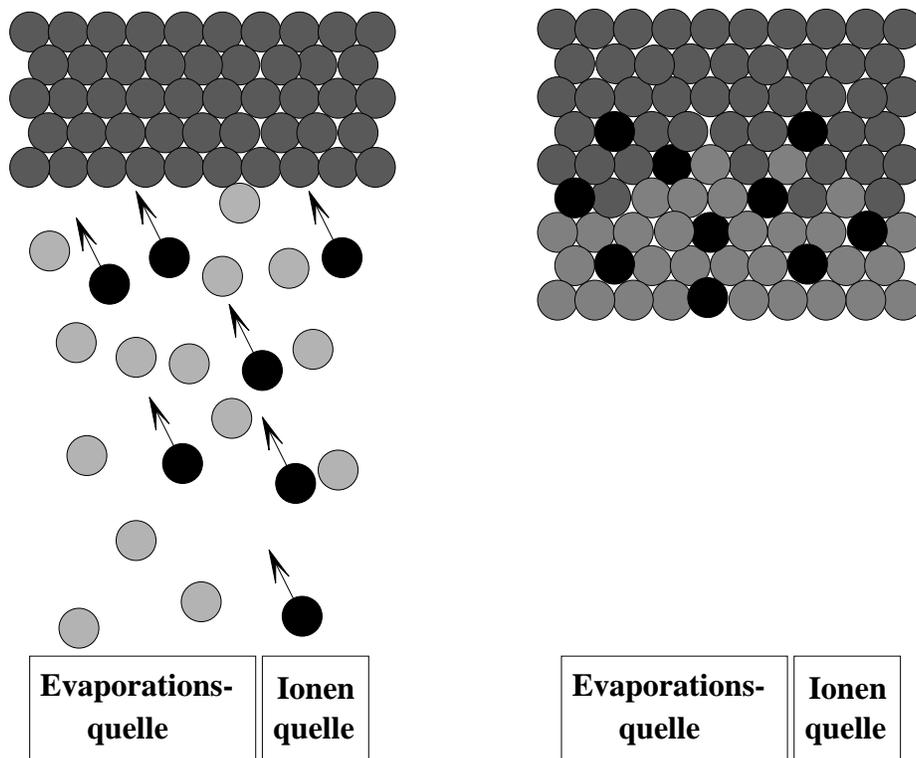


Abb. 6.7: Ionenstrahlunterstütztes Aufdampfen: Hierbei werden Evaporation und Ionenimplantation miteinander kombiniert. Vor und während der Kondensation der verdampften Teilchen wird das Substrat von einem Ionenstrahl getroffen.

Diese Ergebnisse sind im Hinblick auf die Herstellung von Mikrostreifendetektoren auf einem Plastikmaterial hochinteressant, denn wie oben bzw. wie in Kapitel 3 dargelegt, existieren hierbei zwei sehr grundlegende Probleme:

- Die Haftfähigkeit einer Metallschicht auf einem Polymer ist schlecht, und die Verwendung einer 'Haftschicht' ist im Hinblick auf den anschließenden Ätzprozeß problematisch
- Der Oberflächenwiderstand von Polymeren ist zu hoch. Durch einfache Ionenimplantation wird die Haftung einer anschließend aufevaporierten Metallschicht weiter verschlechtert.

Aufgrund der oben genannten Ergebnisse scheint die Herstellung von Mikrostreifenstrukturen auf einem Plastikmaterial nach folgendem Schema denkbar: Zunächst wird das Polymer durch IBAD (oder durch Evaporation mit anschließendem Ionenstrahlmischen) metallisiert. Hierdurch ist zum einen eine haftfeste Beschichtung sichergestellt, zum anderen wird aber auch die Oberfläche des Substrats aufgrund des Eindringens von Ionen modifiziert. Nach dem anschließenden Ätzprozeß hat das Substrat (bei geeigneter Wahl der Ionenenergie und Ionendosis) die gewünschte Oberflächenleitfähigkeit.

Voruntersuchungen bezüglich der Realisationsmöglichkeit dieser Idee sind zur Zeit im Gange.

7 Untersuchung eines Gasmikrostreifendetektors

Die wichtigen, ohne einen Teststrahl meßbaren Kenngrößen eines Gasmikrostreifendetektors sind seine Energieauflösung und seine Gasverstärkung. Mit Hilfe des im folgenden beschriebenen Versuchsaufbaus wurde die Abhängigkeit dieser Parameter von den Spannungen V_c , V_b und V_d untersucht.

7.1 Der Versuchsaufbau im Labor

7.1.1 Die Kammer

Die für die Untersuchung der Eigenschaften der hergestellten Gasmikrostreifendetektoren verwendete Kammer (Abb. 7.1) ist aus Antikorrodal gefertigt. Der Innendurchmesser beträgt 190 mm, die Innenhöhe ist 45 mm. Auf dem Boden der Kammer steht auf 13 mm hohen isolierenden Porzellanbeinen eine 50 x 100 mm² große 2 mm dicke Antikorrodalplatte. In 5 mm Abstand über dieser Platte befindet sich ein Drahtnetz, welches auf einen 120 mm durchmessenden Antikorrodalring gespannt ist, der ebenfalls durch Porzellanfüße von der Erde isoliert ist. Die Hochspannungs- sowie das Auslese kabel werden durch gasdichte Verbindungsstücke in die Kammer geführt. Das Driftspannungskabel ist mit dem Drahtnetz, das Kabel für V_b mit der Platte verbunden.

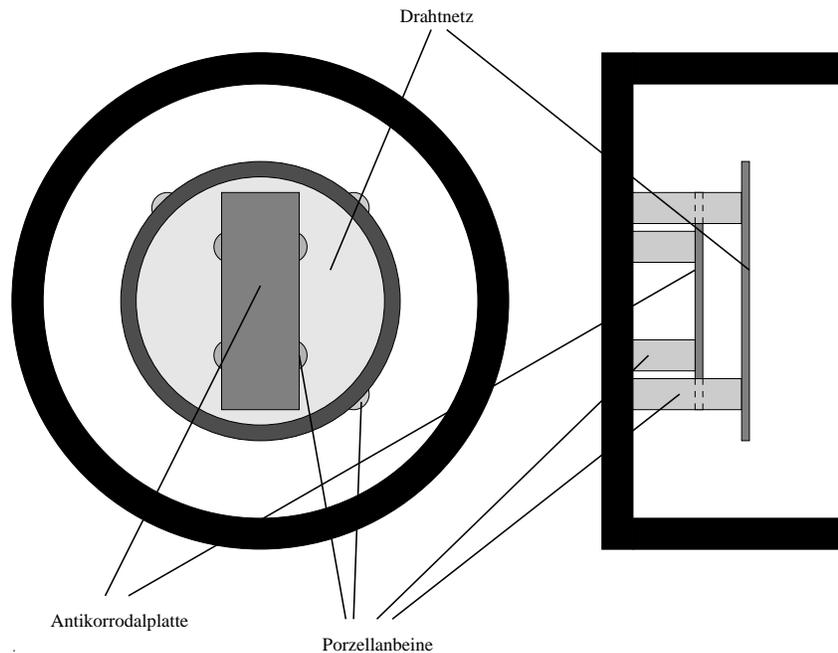


Abb. 7.1: Aufbau der Testkammer im Labor (Siehe Text). Nicht eingezeichnet sind die Hochspannungszuführungen, das Auslese kabel sowie die Gaszufuhr

Um eine Detektorfolie zu testen, wird der Deckel der Kammer abgenommen und das Drahtnetz von den Porzellanbolzen losgeschraubt, so daß die Folie auf die Platte gelegt und dort festgeklemmt werden kann. Auslese- und Hochspannungskabel werden mittels eines Leitklebstoffes mit der Anode bzw. Kathode der Folie befestigt. Es wird hierfür ein spezieller Leitklebstoff verwendet, der die Eigenschaft hat, eine sehr hohe elektrische Leitfähigkeit zu liefern, hingegen nur sehr schwachen mechanischen Halt. So können die Kabel nach dem Test ohne Beschädigung der Folie wieder entfernt werden. Anschließend wird das Drahtnetz wieder angebracht, und die Kammer wird mit ihrem Deckel verschlossen, der in der Mitte ein 80 mm durchmessendes Loch aufweist, das durch ein Stück Mylarfolie verschlossen ist. Die transparente Mylarfolie erlaubt es zusammen mit dem verwendeten Drahtnetz, während eines Tests in die Kammer hineinschauen zu können und so im Falle von auftretenden Entladungen (Funken) deren Ort ausfindig zu machen. Als Füllgas dient ein 9:1 Argon-Methan-Gemisch.

7.1.2 Die verwendete Elektronik

Zur Verstärkung der Kammersignale wurde die Verstärkerelektronik der Vieldrahtproportionalkammern des Übergangsstrahlungsdetektors des WA89-Experimentes gewählt. Vorverstärker (Abb.7.2) und Shaper wurden ursprünglich vom MPI München für die Zeitprojektionskammer des LEP-Detektors ALEPH entwickelt. Der Vorverstärker ist ein Integrator mit einer Zeitkonstanten von $2 \mu\text{s}$.

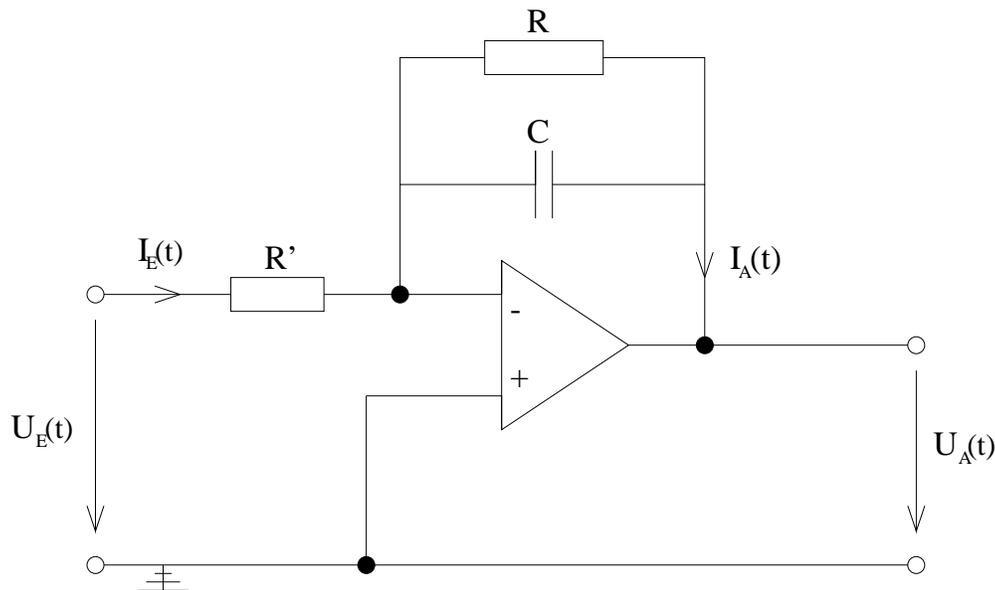


Abb. 7.2: Schaltplan des Vorverstärkers

Ein Ladungssignal der Kammer $Q(t)$ stellt einen Strom $I_E(t)$ dar, der am Widerstand R' zum Spannungsabfall $U_E(t)$ führt. Das Vorhandensein dieser Spannung am Eingang des Operationsverstärkers führt zu einer negativen Ausgangsspannung $U_A(t)$. Dies führt zu

einem Ausgangsstrom $I_A(t)$, der den Kondensator C auflädt,

$$I_A(t) = -C \frac{dU_A}{dt}.$$

Aus $I_E(t) = I_A(t)$ folgt nach Integration

$$U_A(t) = \frac{-1}{R'C} \int_0^t U_E(t) dt = -\frac{1}{C} \int_0^t I_E(t) dt = -\frac{Q(t)}{C},$$

d.h. die Ausgangsspannung zur Zeit t ist der bis dahin gefloßenen Ladung proportional. Ist der Ladungspuls $Q(t)$ abgeflaut, so entlädt sich der Kondensator über den parallelgeschalteten Widerstand R, so daß die Ausgangsspannung exponentiell mit der Zeitkonstante $\tau = RC$ fällt. Mit $R = 2M\Omega$ und $C = 1pF$ ergibt sich die Zeitkonstante $\tau = 2 \mu s$.

Der Ausgang des Vorverstärkers ist differentiell, die Signalübertragung zum Shaper erfolgt über ein Twisted-Pair-Kabel, so daß der Einfluß elektromagnetischer Störungen minimiert wird.

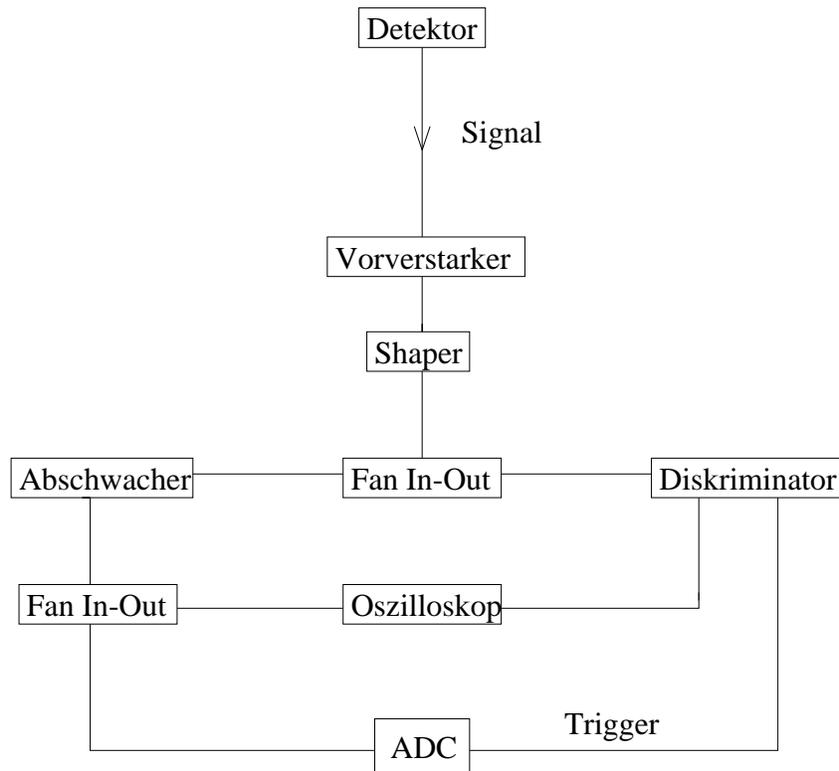


Abb. 7.3: Schematische Darstellung der zur Aufnahme von ADC-Spektren verwendeten Elektronik

Am Eingang des Shapers befindet sich entsprechend ein differentieller Operationsverstärker. Um das Signal in eine gaußähnliche Form zu bringen, ohne die Impulshöhe zu ändern, die ja der Gesamtladung Q proportional ist, folgt eine Kette von 3 RC-Integrationen und RC-Differentiationen. Vorverstärker und Shaper leisten zusammen eine Verstärkung von 52000.

Den Aufbau zur Aufnahme von ADC-Spektren zeigt Abb. 7.3. Da man auf die Photonen nicht triggern kann, muß das Signal verdoppelt werden, und aus einem der 'Tochtersignale' das ADC-Gate gemacht werden. Der Abschwächer dient der Anpassung der Signalhöhe an den Akzeptanzbereich des ADC.

7.2 Messung von Energieauflösung und Gasverstärkung

Die Bestimmung der Gasverstärkung und der Energieauflösung erfolgt durch das Aufzeichnen des ADC-Spektrums, welches der Detektor liefert, wenn er der Strahlung einer Fe55-Quelle ausgesetzt ist. Fe55 emittiert Photonen der Energie $E_{Fe} = 5.895$ KeV. Ein solches Photon ionisiert ein Ar-Atom des Kammergases und setzt dabei ein Elektron der Energie $E = E_{Fe} - E_b$ frei, wobei E_b die Bindungsenergie des Elektrons ist. Dieses Elektron verursacht hierauf eine Ionisation ('Primärionisation'), die seiner Energie E proportional ist. Die bei dieser Ionisation freigesetzten Elektronen werden zu den Anodenstreifen hin beschleunigt und lösen hier Lawinenprozesse aus. Die Ladung, welche hierdurch auf den Anodenstreifen gelangt, ist proportional zur anfänglichen Energie E . Die Werte, welche E annehmen kann, sind in Tab 7.1 gezeigt, abhängig davon, welcher Argon-Schale das zu Beginn freigesetzte Elektron entstammt. Aufgrund des endlichen Energieauflöse-

Elektronenschale	Energie[KeV]
K	2.69
L1	5.57
L2	5.61
L3	5.64
M	5.87

Tab. 7.1: Linien des Fe55-Spektrums, gemessen in einer mit Argon gefüllten Kammer

ermögens lassen sich die zu den Schalen L1, L2, L3 und M korrespondierenden Linien nicht trennen, so daß sich ein ADC-Spektrum mit nur zwei Linien wie in Abb. 7.4 ergibt.

Aus der Lage des Hauptmaximums, der bekannten Primärionisation (im Falle der Absorption in der L oder M-Schale), der Verstärkung der Elektronik und der Sensitivität des ADC läßt sich die Gasverstärkung des Detektors bestimmen. Seine Energieauflösung (FWHM), gemessen bei 5.895 KeV, ist der Quotient der vollen Breite B des 'Hauptpeaks' und dessen Position P .

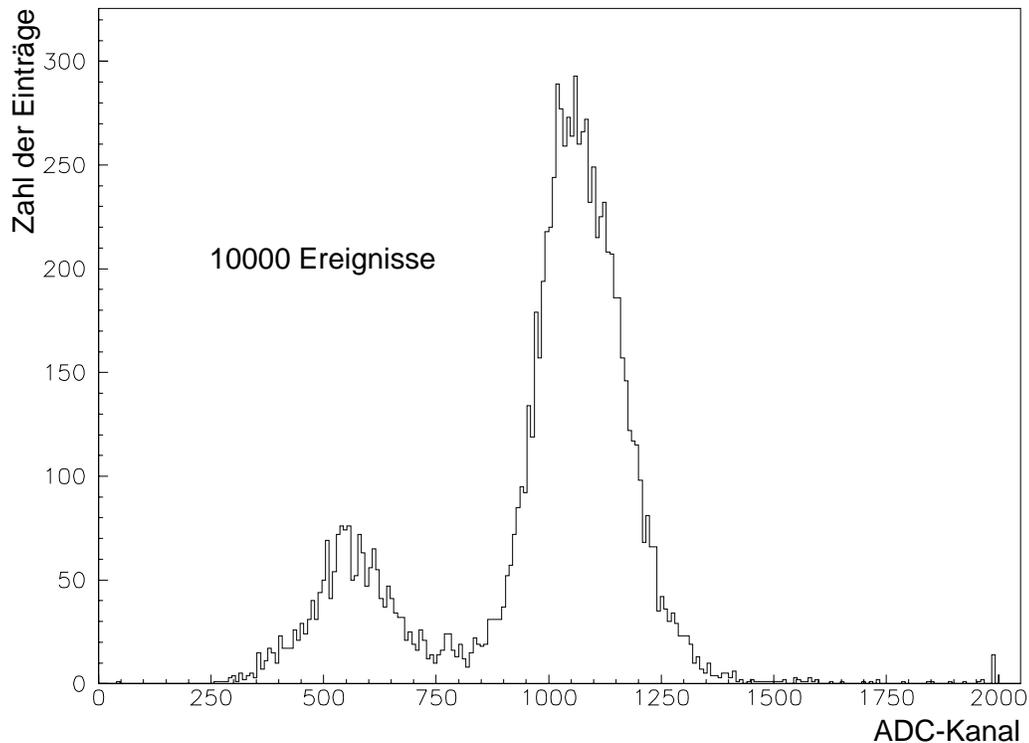


Abb. 7.4: ADC-Spektrum eines Gasmikrostreifendetektors mit 10000 Einträgen, gewonnen mit einer Fe55-Quelle. Die niederenergetische Linie ergibt sich im Falle der Absorption des primären Photons in der K-Schale des Argon. Da das sekundäre Photon, das durch den Übergang eines Elektrons der L- oder M-Schale in die K-Schale freigesetzt wird, im allgemeinen nicht nachgewiesen werden kann (also 'entflieht'), wird diese Linie auch 'Argon Escape Peak' genannt.

7.3 Diskussion der Messergebnisse

Sämtliche Messungen, die zu den hier präsentierten Resultaten führten, wurden anhand eines Detektors durchgeführt, der auf einem 0.3 mm dicken elektronisch leitfähigen Glas gefertigt war. Die sensitive Detektorfläche betrug 1x3 cm, der Driftraum war 5 mm tief. Die Geometrie der Streifenstruktur ist in Tab 7.2 gezeigt. Sämtliche Anodenstreifen waren zusammengefaßt und wurden gemeinsam ausgelesen.

Anodenbreite	Kathodenbreite	Anoden/Kathodendicke	Anoden/Kathodenabstand
25 μm	145 μm	3000 \AA	400 μm

Tab. 7.2: Geometrie der Mikrostreifenstruktur

Die erhaltenen Messkurven sind in den Abbildungen 7.7, 7.5 und 7.8 gezeigt.

Die Spannung V_b

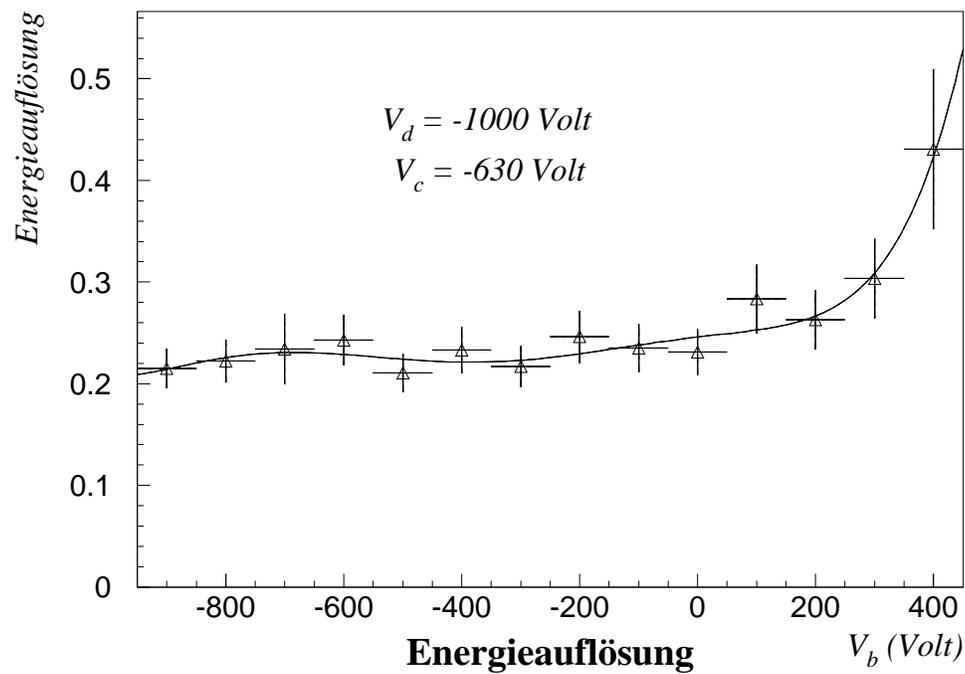
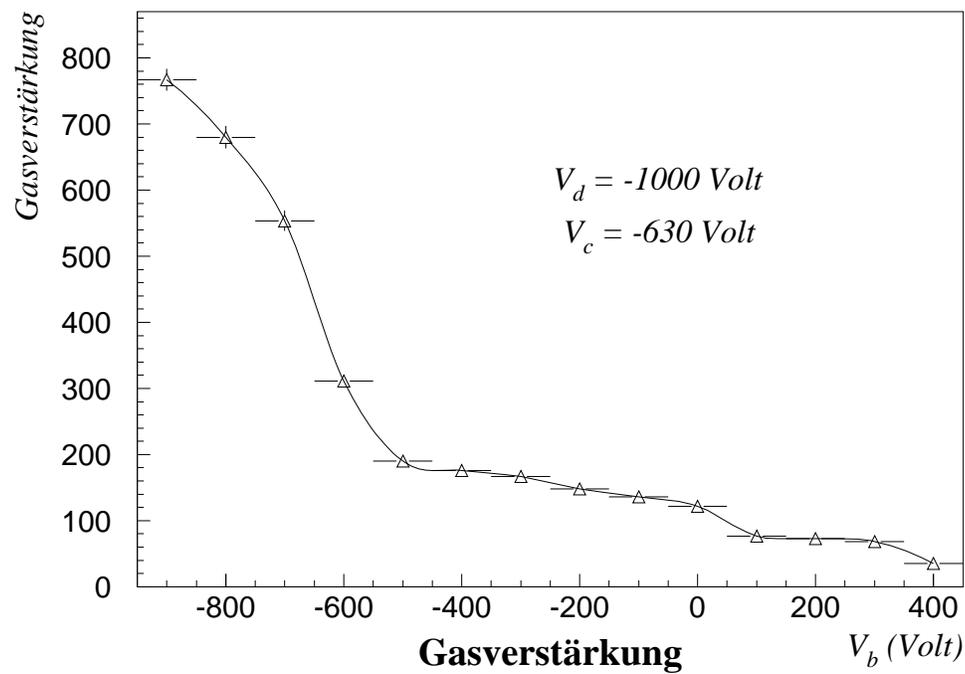


Abb. 7.5: Abhängigkeit der Gasverstärkung und der Energieauflösung von der Spannung V_b .

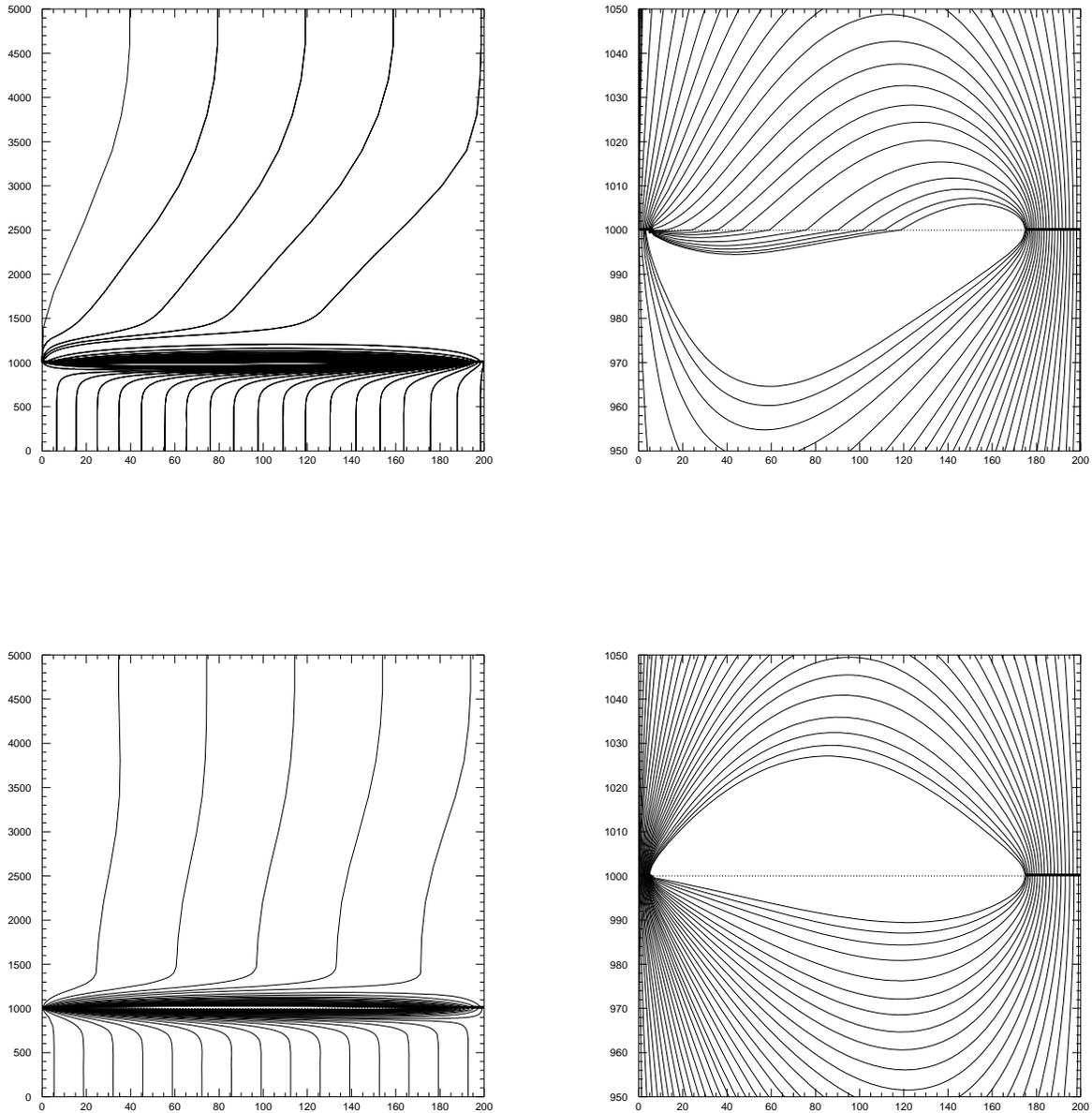


Abb. 7.6: Auswirkung der Spannung V_b auf den Feldlinienverlauf eines Gasmikrostreifendetektors (Alle Einheiten in μm). ($0 < y < 1000 \mu\text{m}$) ist das 1mm dicke Substrat, ($1000 < y < 5000 \mu\text{m}$) der 4 mm tiefe Gasraum. An der Stelle $x = 0$ befindet sich ein $10 \mu\text{m}$ breiter Anodenstreifen, an der Stelle $x = 200$ ein $50 \mu\text{m}$ breiter Kathodenstreifen. Die Abbildungen oben zeigen den Verlauf der Feldlinien im Falle einer positiven Spannung V_b , die unteren Abbildungen für den Fall eines negativen V_b . Aus den rechts gezeigten Ausschnittvergrößerungen ist zu erkennen, daß eine negative Spannung V_b verhindert, daß Feldlinien die Substratoberfläche kreuzen.

7.3.1 Die Bedeutung der Spannung V_b

Aus der Abb. 7.5 ist zu erkennen, daß eine negative Spannung V_b sowohl die Gasverstärkung anhebt als auch die Energieauflösung verbessert. Um dies qualitativ verstehen zu können, wurde mit Hilfe des von der Gruppe um F. Sauli (CERN) entwickelten Programmes MSFIELD, welches in der Lage ist, die Feldlinien von Gasmikrostreifendetektoren zu berechnen, der Effekt von V_b auf den Feldlinienverlauf untersucht. Wie man anhand der Abb. 7.6 erkennt, kreuzen im Falle $V_b = 0$ oder im Falle einer positiven Spannung V_b Feldlinien die Substratoberfläche, so daß ein Teil der Elektronen, die der Primärlionisation entstammen, auf die Substratoberfläche trifft, anstatt in Richtung Anode zu driften und dort eine Entladungslawine auszulösen. Das Absinken der Gasverstärkung ist damit verständlich. Daß ebenso die Energieauflösung sinkt, liegt darin begründet, daß die Zahl der Primärelektronen, die zur Anode driften, offensichtlich vom Ort der Photonenabsorption abhängt. Mit (dem Betrag nach) anwachsender negativer Spannung V_b werden die Feldlinien zunehmend aus dem Substrat in den Gasraum gedrängt, so daß Gasverstärkung sowie Energieauflösung ansteigen.

7.3.2 Die Bedeutung der Kathodenspannung

Wie man der Abbildung 7.7 entnehmen kann, steigen mit zunehmender Kathodenspannung sowohl Energieauflösung als auch Gasverstärkung. Letzteres hat seine Ursache darin, daß eine Erhöhung der Kathodenspannung in erster Linie zu einer höheren Feldliniendichte im Bereich der Anoden (und Kathoden) führt. Der Verlauf der Gasverstärkung ist näherungsweise exponentiell, wie man anhand der eingezeichneten Fitkurve $A \cdot e^{\beta \cdot V_c}$ erkennt. Folgende Überlegung macht dies verständlich: Ein Elektron in einem homogenen elektrischen Feld ionisiert nach einer mittleren freien Weglänge α^{-1} ein Atom, generiert also insbesondere ein weiteres freies Elektron. Befinden sich n Elektronen in dem Feld, so hat sich ihre Zahl nach der Wegstrecke dx um

$$(7.1) \quad dn = n \alpha dx$$

vergrößert. Durch Integration dieser Gleichung erhält man die Zahl der Elektronen nach der Wegstrecke x :

$$(7.2) \quad n(x) = n(0) \cdot e^{\alpha x}$$

Der Multiplikationsfaktor ist daher

$$(7.3) \quad M = \frac{n(x)}{n(0)} = e^{\alpha x}$$

Im Falle eines inhomogenen Feldes $E(x)$ ist auch $\alpha = \alpha(x)$ eine Funktion des Ortes, und eine analoge Überlegung führt auf den Multiplikationsfaktor

$$(7.4) \quad M(x_1, x_2) = e^{\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx} .$$

Die Kathodenspannung

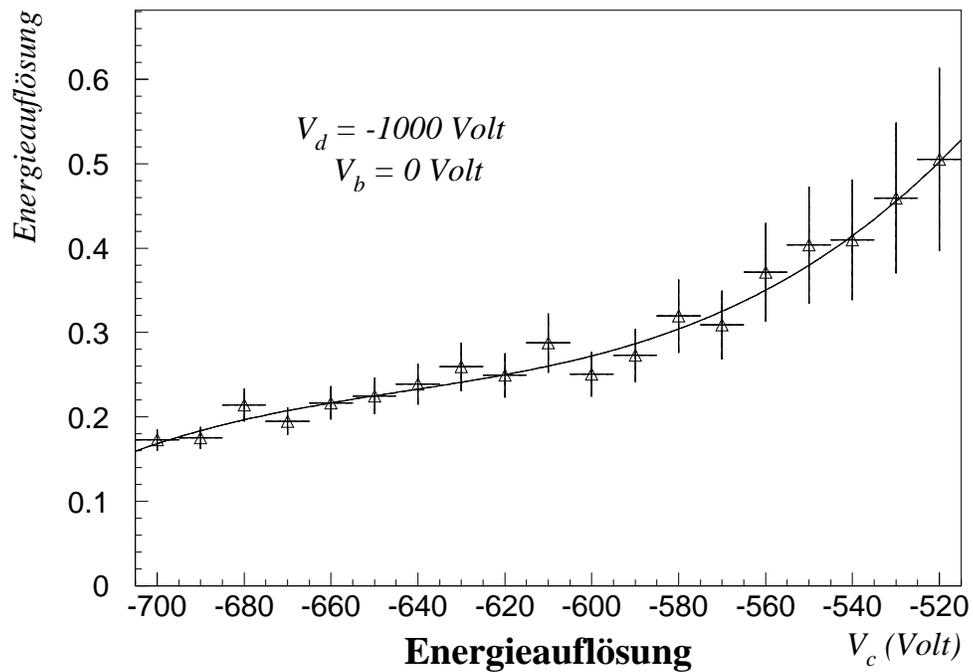
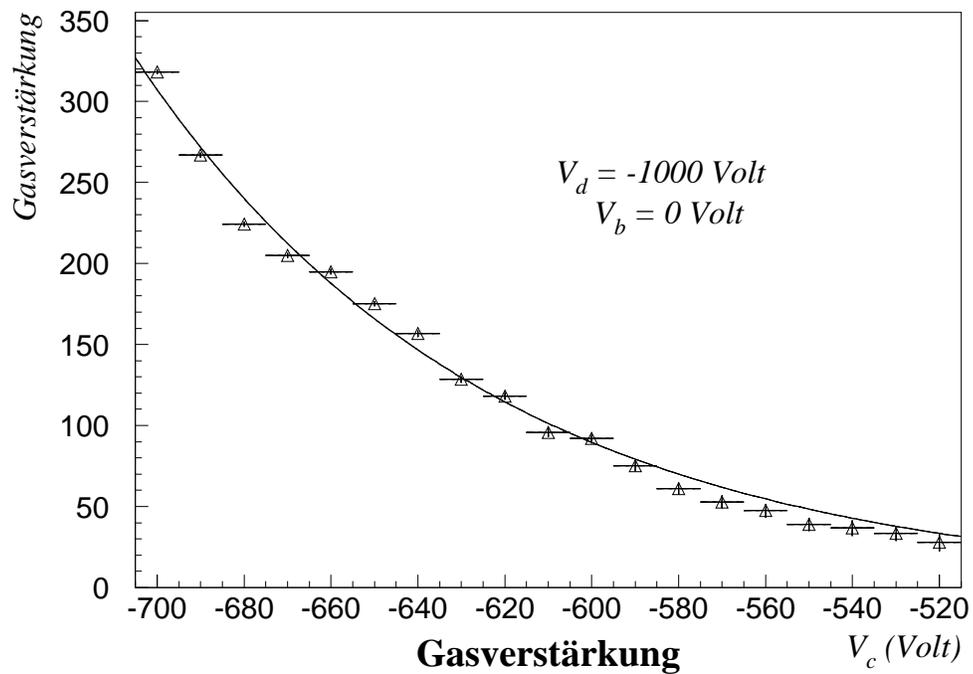


Abb. 7.7: Abhängigkeit der Gasverstärkung und der Energieauflösung von der Kathodenspannung.

Für niedrige Werte der Elektronenenergie ϵ gilt näherungsweise

$$(7.5) \quad \alpha \sim \epsilon .$$

Für den mittleren Wert von ϵ im Feld E gilt

$$(7.6) \quad \epsilon \sim \frac{E}{\alpha} .$$

Nimmt man an, daß das Feld in der Nähe der Anoden den Verlauf

$$(7.7) \quad E(x) \sim \frac{\Phi}{x}$$

hat, wie er für eine 'Spitze' typisch ist, die auf dem Potential Φ liegt, so folgt mit den Gleichungen (7.5) und (7.6)

$$(7.8) \quad \alpha(x) \sim \sqrt{\frac{\Phi}{x}} .$$

Da die Anoden auf dem Potential $\Phi = 0$ liegen, wird in diesem Zusammenhang Φ definiert durch die drei Spannungen V_b , V_c und V_d , die den Feldverlauf in unmittelbarer Umgebung der Anoden bestimmen.

Eingesetzt in Gleichung (7.4) liefert dies

$$(7.9) \quad M(x_1, x_2) = e^{C \cdot \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\frac{\Phi}{x}} dx} = e^{2 \cdot C \cdot \sqrt{\Phi} (\sqrt{x_2} - \sqrt{x_1})}$$

mit einer Konstanten C . Damit $M(x_1, x_2)$ die Gasverstärkung liefert, muß x_1 der 'Anodenradius' sein und x_2 der Abstand von der Anode, bei dem die Feldstärke einen kritischen Wert E_c überschreitet. Da gilt $x_2 \gg x_1$ und außerdem $E_c = \sqrt{\frac{\Phi}{x_2}}$, folgt hieraus

$$(7.10) \quad M = e^{\frac{2 \cdot C}{E_c} \Phi} .$$

Das Ergebniss dieser Überlegungen ist somit, daß die Gasverstärkung exponentiell von Φ abhängig ist. Wie oben erläutert, wird Φ prinzipiell durch die drei Spannungen V_b , V_c und V_d festgelegt. Experimentell ließ sich aber ein exponentieller Zusammenhang zwischen der Gasverstärkung und der Kathodenspannung nachweisen, während die Messergebnisse keinen solchen Zusammenhang für die anderen Spannungen liefern. Dies zeigt, daß das Feld in unmittelbarer Nähe der Anoden, welches für die Gasverstärkung maßgeblich ist, überwiegend aufgrund der Kathodenspannung den Verlauf $\sim \frac{1}{x}$ hat.

Die dominante Rolle der Kathodenspannung wird ebenfalls belegt durch die Feldlinienbilder in Abb. 7.6, aus denen zu ersehen ist, daß der überwiegende Teil der Feldlinien des Gasraums zwischen Anoden und Kathoden, nicht zwischen Anoden und Driftebene verlaufen.

Die Driftspannung

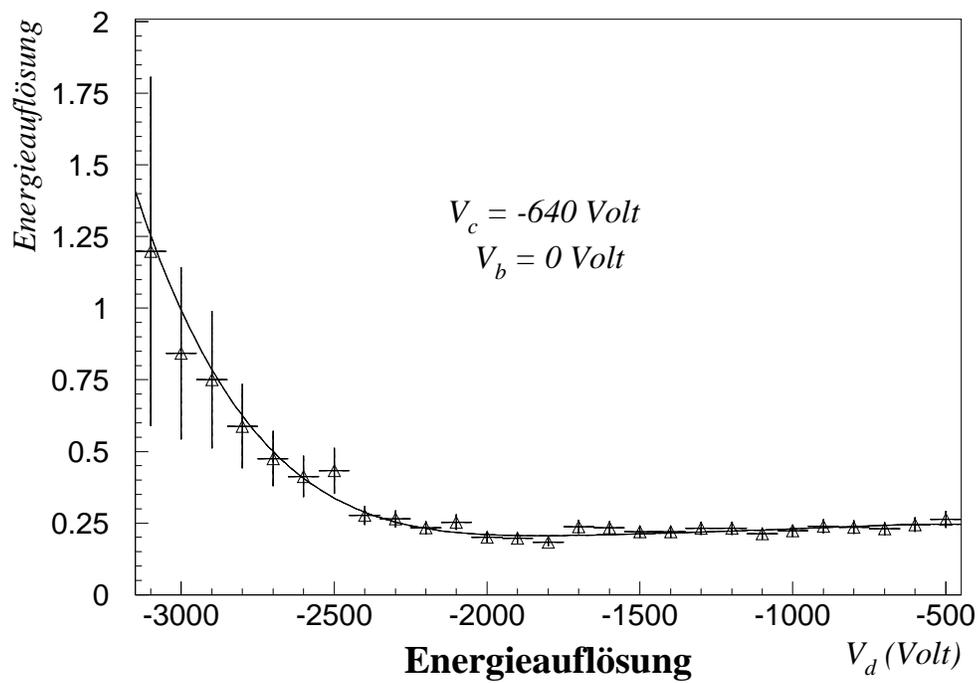
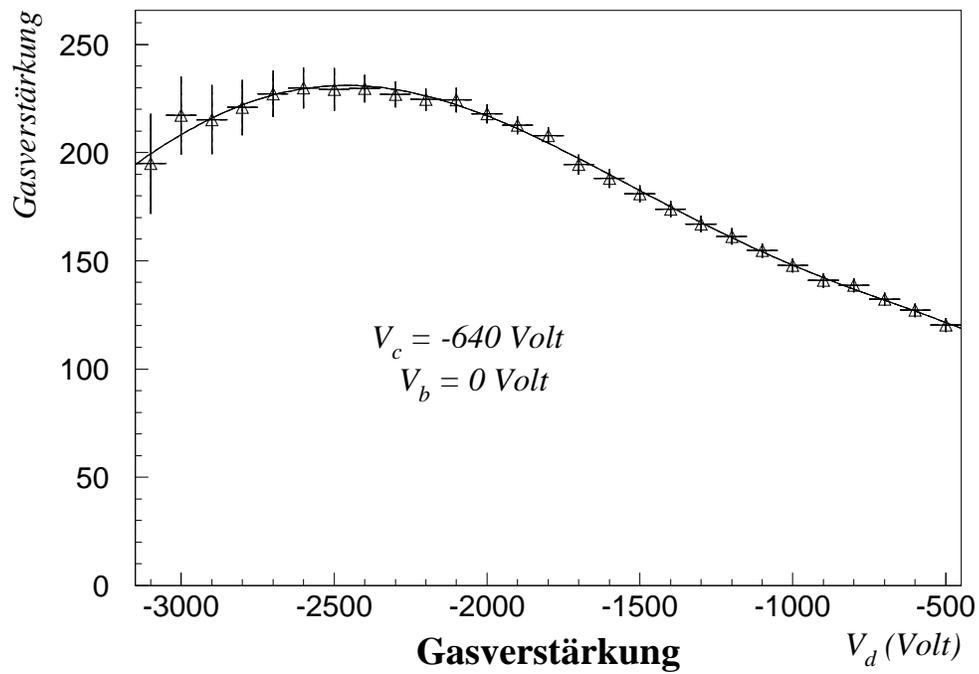


Abb. 7.8: Abhängigkeit der Gasverstärkung und der Energieauflösung von der Driftspannung.

7.3.3 Die Bedeutung der Driftspannung

In Abb. 7.8 ist der Einfluß der Driftspannung auf das Detektorverhalten gezeigt.

Ab einer Spannung von $V_d \approx -500$ Volt wird das Driftfeld stark genug, um eine Rekombination der bei der Primärionisation generierten Elektron-Ion-Paare nicht mehr möglich ist, so daß der Detektor zu arbeiten beginnt. Mit (dem Betrag nach) zunehmender Driftspannung steigen Gasverstärkung und Energieauflösung zunächst an, jedoch hängen beide nur vergleichsweise schwach von der Driftspannung ab.

Bei Spannungen jenseits von -2400 Volt sinkt die Energieauflösung sehr schnell auf Werte über 40% , bis bei etwa -3000 Volt keinerlei Energieauflösung mehr stattfindet. Offenbar gelangt man hier in einen Bereich, in dem Gasverstärkung nicht mehr nur in unmittelbarer Anodennähe, sondern auch schon inmitten des Gasraum stattfindet, so daß die Zahl der auf die Anoden gelangenden Elektronen vom Ort der Photonenabsorption abhängt.

8 Mikrostreifenstrukturen auf beschichteten Substraten

Wie in Kapitel 4 erläutert, besitzen sämtliche von der Industrie hergestellten Plastikmaterialien, die von ihren mechanischen Eigenschaften her als Trägermaterialien für Gasmikrostreifendetektoren in Frage kommen, Oberflächenwiderstände oberhalb von $10^{16}\Omega/\square$ und sind deshalb für den Bau von Gasmikrostreifendetektors ungeeignet.

Zum Zeitpunkt der vorliegenden Untersuchungen waren alle Versuche, die Oberflächenleitfähigkeit eines Plastikmaterials durch die Implantation von Ionen zu verändern und anschließend einen funktionierenden Gasmikrostreifendetektor darauf zu realisieren, fehlgeschlagen. In dieser Arbeit sollte versucht werden, durch die Beschichtung eines Plastikmaterials mit einer sehr dünnen Metall- oder Halbleiterschicht einen geeigneten Oberflächenwiderstand zu erzielen und auf diese Weise einen funktionierenden Gasmikrostreifendetektor zu konstruieren.

8.1 Möglichkeiten der Realisation

Zur Realisation eines Gasmikrostreifendetektor auf einem Plastikmaterial, dessen Oberflächenwiderstand durch die Evaporation einer Metall- oder Halbleiterschicht geeignet verändert wurde, bestehen prinzipiell zwei Möglichkeiten:

- Man kann zunächst diese Schicht auf die Folie aufdampfen, anschließend das Aluminium für die Streifen. Zum Ätzen der Mikrostruktur ins Aluminium kann man eine Säure verwenden, welche die Basisschicht nicht angreift, so daß diese nach erfolgtem Ätzprozess zwischen den Mikrostreifen vorhanden ist und dort die nötige Leitfähigkeit liefert.
- Die andere Möglichkeit besteht darin, die Schicht nach erfolgtem Ätzprozess auf die Anoden-Kathoden-Struktur aufzudampfen. Dies verlangt allerdings, daß diese Schicht sehr dünn sein muß ($\sim 100\text{\AA}$), um das verstärkende elektrische Feld nicht zu sehr zu beeinträchtigen.

8.2 Die Struktur sehr dünner Metallschichten

Metallschichten, dünner als $100..150\text{\AA}$, sind nicht nur inhomogen, sondern bedecken die Oberfläche des Materials, auf dem sie sich befinden, nicht einmal vollständig. Im Verlaufe des Evaporationsvorganges setzen sich die ersten Metallatome statistisch verteilt in der Oberfläche fest. Die nachfolgenden Atome aber verteilen sich nicht länger zufällig, sondern lagern sich an die bereits vorhandenen Metallatome an. Auf diese Weise entstehen zunächst 'Inseln', die im Laufe des Prozesses zusammenwachsen, so daß erst bei Erreichen einer Dicke von $\approx 150\text{\AA}..200\text{\AA}$ die Schicht zusammenhängend werden kann und erst bei einer Dicke um $600..800\text{\AA}$ kann man von Homogenität reden.

Dies macht klar, daß kein einfacher Zusammenhang zwischen dem Widerstand einer Metallschicht der Dicke um 100\AA und dem makroskopisch gemessenen spezifischen Wider-

stand bestehen kann, sondern daß hier die konkrete Oberflächenstruktur ausschlaggebend ist, die möglicherweise auch vom Substrat beeinflußt sein kann.

8.3 Das Widerstandsverhalten dünner Kupfer- und Germaniumschichten

Es war also nötig, Meßreihen zur Bestimmung des Widerstandsverhaltens durchzuführen. Zu untersuchen war zum einen die Abhängigkeit des Oberflächenwiderstandes von der Dicke der aufgetragenen Schicht und zum anderen sein zeitliches Verhalten aufgrund der allmählichen Oxidation. Hierzu wurden zunächst auf 4x2 cm große Kaptonstücke Kupferelektroden aufgedampft (Abb. 8.1).



Abb. 8.1: Kaptonstück der Größe 4x2 cm mit aufgedampften Kupferelektroden

Nach der anschließenden Evaporation einer dünnen Schicht auf ein solches Probestück ist der zwischen den Elektroden gemessene Widerstand der Oberflächenwiderstand in Ω/\square .

8.3.1 Voruntersuchungen mit Kupfer

Um die Kosten für diese Untersuchungen gering zu halten, wurden 12 verschieden dicke Kupferschichten in einem Evaporationsvorgang hergestellt. Dies wurde erreicht durch das Anbringen von 12 Kaptonprobestücken in unterschiedlichen Abständen zur Quelle. Aus der gegebenen Geometrie und den Meßergebnissen zweier Piezoquarzkristalle innerhalb des Evaporationsvolumens errechnen sich Schichtdicken zwischen 20 und 500 Å .

Dicke[Å]	20	30	40	50	75	100
R_1 [Ω/\square]	$2 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^9$	273	77	11	13
R_2 [Ω/\square]	$3 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^4$	108

Dicke[Å]	125	150	200	250	350	500
R_1 [Ω/\square]	9	6	3	2	1	1
R_2 [Ω/\square]	37	13	5	3	1	1

Tab. 8.1: Oberflächenwiderstand der Kupferschichten direkt nach der Bedampfung (R_1) und nach 24 Stunden (R_2)

Die unmittelbar nach der Evaporation sowie die 24 Stunden später gemessenen Oberflächenwiderstände sind in Tabelle 8.1 angegeben. Offenbar hat die Oxydation den Widerstand der 40 bis 75Å dicken Proben innerhalb dieser 24 Stunden um 3 bis 9 Größenordnungen angehoben.

Die weitere zeitliche Entwicklung der Widerstände der Schichten unter 50Å ist in Abb. 8.2 gezeigt. Hierbei fällt zweierlei auf:

- Alle Widerstände fallen anfangs, obwohl man aufgrund der stattfindenden Oxydation ein Ansteigen erwarten sollte.
- Die Widerstände der Schichten zwischen 30 und 50Å steigen anfangs mit der Schichtdicke, obwohl man auch hier das Gegenteil erwarten sollte.

Nach etwa 40 Tagen scheinen sich die Widerstände der Schichten zwischen 30 und 50Å auf Werten um $10^9 \Omega/\square$ zu stabilisieren, was zwei Größenordnungen unterhalb des interessanten Bereichs ($10^{11} \dots 10^{14} \Omega/\square$) liegt. (Die Widerstände der Schichten mit Dicken oberhalb 50Å liegen noch niedriger, weswegen deren zeitliches Verhalten hier nicht weiter dokumentiert wird.) Der Widerstand der 20Å dicken Kupferschicht scheint sich erst nach etwa 130 Tagen auf etwa $3 \cdot 10^{11} \Omega/\square$ zu stabilisieren, was durchaus im interessanten Bereich liegt.

Vom zweihundertsten Tag an wurden die Probestücke in einem Ofen bei 70°C aufbewahrt, um zu überprüfen, ob die Oxydation vollständig stattgefunden hat. Offenbar bleiben die Widerstände der dickeren Schichten einigermäßen stabil, also weiterhin außerhalb des interessanten Bereichs, während der Widerstand der 20Å dicken Schicht einen unerklärlichen Sprung um zwei Größenordnungen vollzieht.

Zusammenfassend läßt sich also sagen:

- Die Kupferschichten mit Dicken oberhalb 20Å haben Widerstände, die zu niedrig liegen.
- Die 20Å dicke Kupferschicht erreicht erst sehr spät (nach etwa 70 Tagen) den interessanten Widerstandsbereich.
- Da zudem sämtliche Schichten ein unerklärliches und daher nicht vorhersagbares Verhalten an den Tag legen, scheint es nicht möglich, mit einer Kupferschicht gezielt einen gewünschten Oberflächenwiderstand zwischen 10^{11} und $10^{14} \Omega/\square$ zu realisieren.

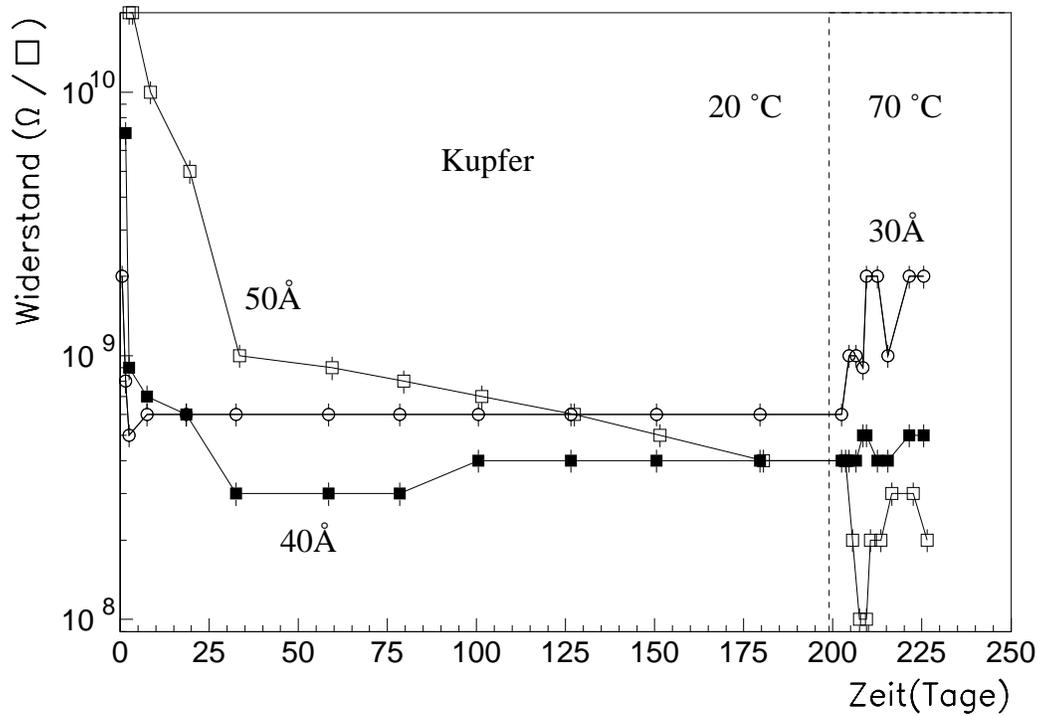
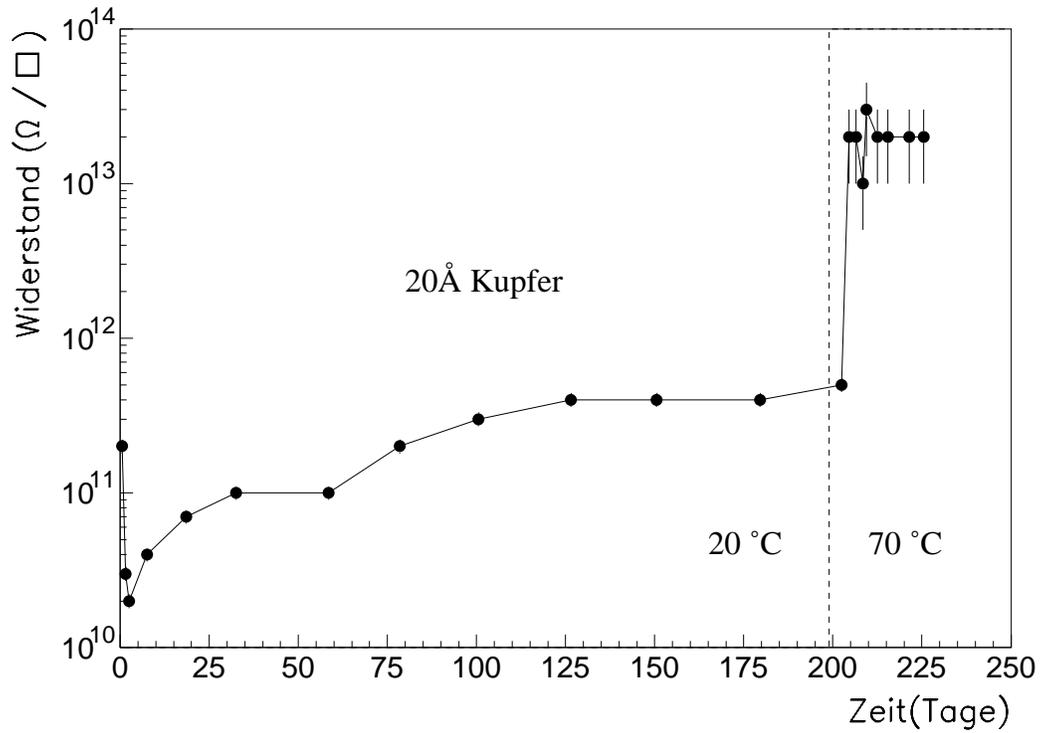


Abb. 8.2: Entwicklung des Oberflächenwiderstandes der Kupferschichten mit Dicken zwischen 20 und 50 Å .

8.3.2 Widerstandsverhalten dünner Germaniumschichten

Aufgrund der unbefriedigenden Resultate, welche die Kupferproben lieferten, wurden ähnliche Messungen mit Germanium durchgeführt. Es wurden zunächst sechs verschiedenen dicke Schichten ($20..200 \text{ \AA}$) hergestellt und deren Widerstand unmittelbar nach der Evaporation gemessen. Das Ergebnis ist in Tabelle 8.2 dargestellt. .

Dicke[\AA]	20	25	50	100	120	200
R_1 [Ω/\square]	$4 \cdot 10^{12}$	10^{12}	$3 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^9$
R_2 [Ω/\square]	$> 10^{15}$	$> 10^{15}$	$3 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{11}$	$9 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^9$

Tab. 8.2: Oberflächenwiderstand der Germaniumschichten direkt nach der Bedampfung (R_1) und nach 24 Stunden bei 70°C (R_2)

Um den Oxydationsprozess zu beschleunigen, wurden die Probestücke fortan in einem Ofen bei 70°C aufbewahrt. Die nach 24 Stunden gemessenen Widerstandswerte sind ebenfalls in Tabelle 8.2 angegeben. Wie man sieht, sind die Widerstände um bis zu drei Größenordnungen gestiegen. Die 20 und 28\AA dicken Schichten haben bereits jetzt Widerstandswerte, welche die $10^{14}\Omega/\square$ -Grenze weit überschreiten. Die zeitliche Entwicklung der Widerstände der restlichen Probestücke ist in Abb. 8.3 dargestellt.

Offenbar steigen die Werte nun langsamer an und stabilisieren sich. Von besonderem Interesse ist die 100\AA dicke Schicht, da ihr Oberflächenwiderstand vom ersten Tag nach der Evaporation an bis zur vollständigen Oxydation immer im interessanten Bereich ($10^{11}\Omega/\square.. 10^{14}\Omega/\square$) liegt. Um das Widerstandsverhalten einer solchen Schicht bei Zimmertemperatur zu bestimmen, wurden in einem Evaporationsprozess drei Germaniumschichten mit Dicken um 100 \AA hergestellt. Der Verlauf ihres Oberflächenwiderstandes ist in Abb. 8.4 gezeigt. Wie man sieht, erreichen die Widerstände sämtlicher Schichten nach spätestens 20 Tagen die $10^{14}\Omega/\square$ -Grenze und stabilisieren sich auf Werten, die mindestens eine Größenordnung unter den kritischen $10^{14}\Omega/\square$ liegen.

Ein Detektor mit einer Germaniumschicht um 100\AA könnte also schon wenige Tage nach dem Evaporationsprozess in Betrieb genommen werden und brauchte zu keiner Zeit (durch Aufbewahrung in Stickstoff o.ä) vor Oxidation geschützt zu werden.

Abb. 8.4 ist zudem aus einem anderen Grund interessant: Die drei Kaptonprobestücke waren während der Evaporation sehr dicht nebeneinander befestigt, so daß man für alle drei eine äquivalente Beschichtung erwarten sollte. Dennoch unterscheiden sich ihre Oberflächenwiderstände nach erfolgter Oxydation um fast eine Größenordnung, was nur auf eine inhomogene Evaporation zurückzuführen ist. Dies zeigt, daß es problematisch sein wird, größere Flächen in einer Weise zu beschichten, so daß der resultierende Oberflächenwiderstand homogen wird.

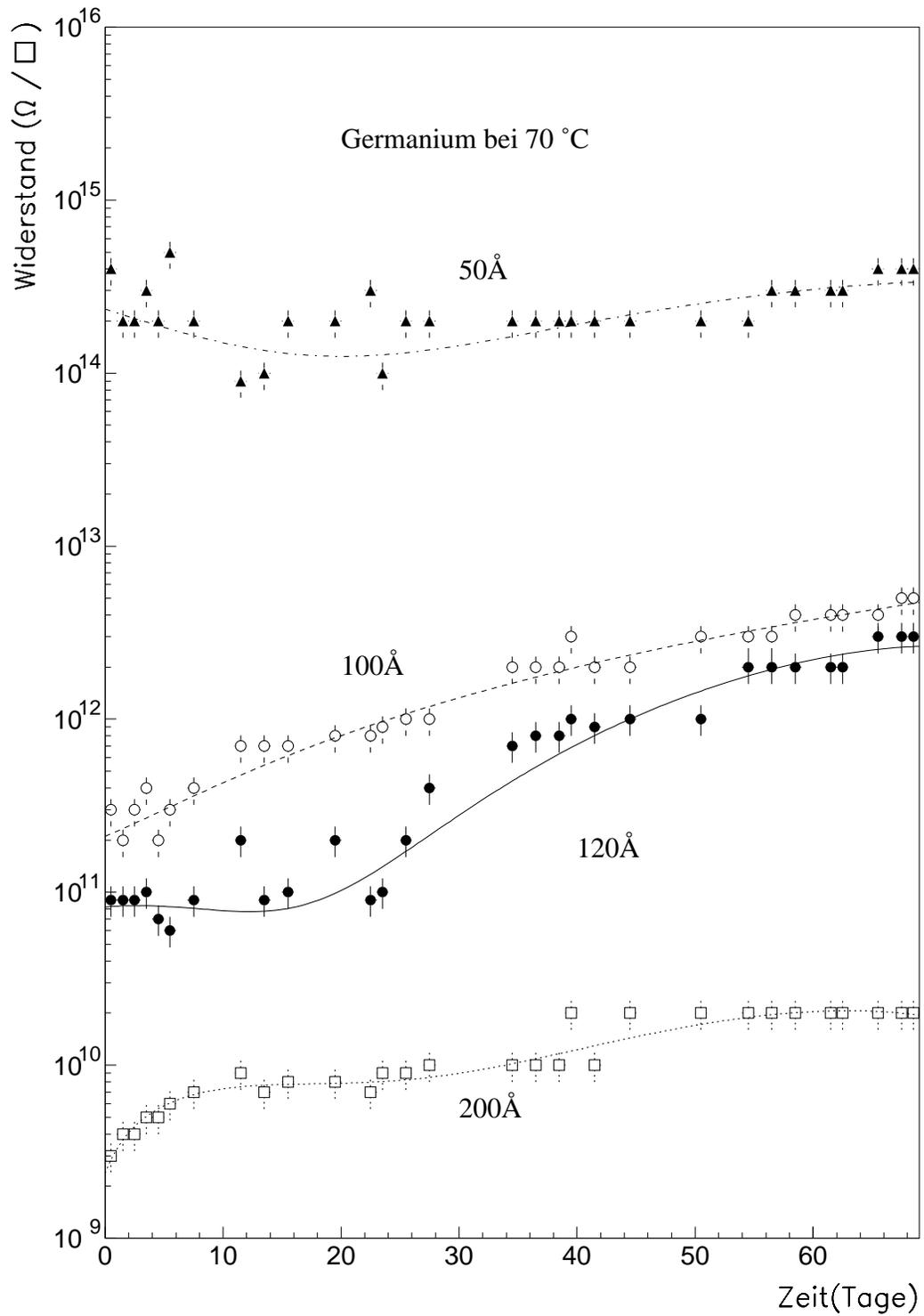


Abb. 8.3: Entwicklung des Oberflächenwiderstandes der Germaniumschichten mit Dicken zwischen 50 und 200 Å bei 70°C.

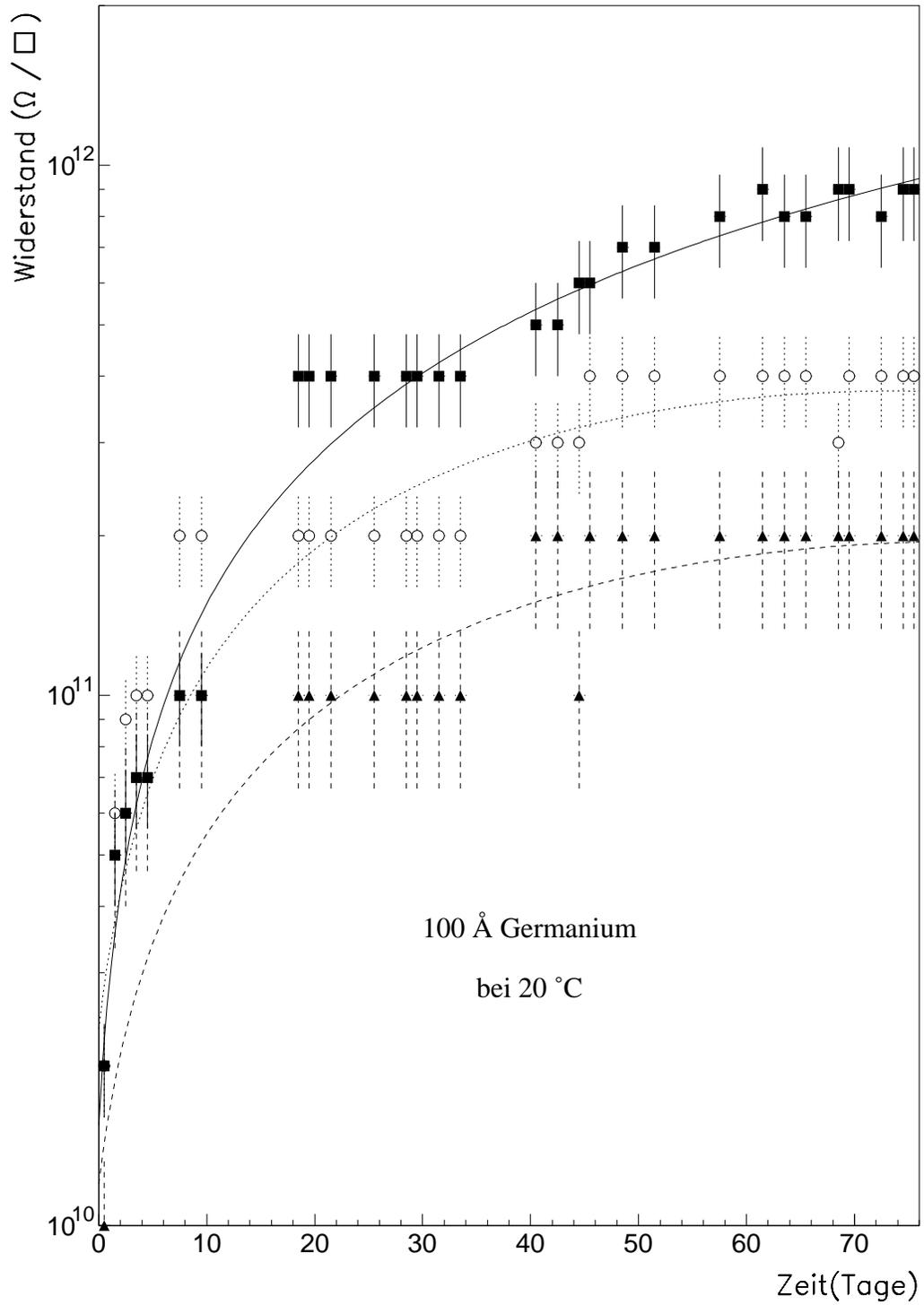


Abb. 8.4: Entwicklung des Oberflächenwiderstandes der Germaniumschichten mit Dicken um 100 Å bei Zimmertemperatur.

8.4 Der Einfluß einer Germaniumschicht auf das Verhalten der Gasverstärkung eines Gasmikrostreifendetektors bei hohen Teilchenflüssen

Um die Auswirkung einer Germaniumschicht auf das Verhalten der Gasverstärkung eines Gasmikrostreifendetektors bei hohen Teilchenflüssen zu studieren, wurde folgendermaßen vorgegangen:

1. Für zwei Gasmikrostreifendetektoren wurde die Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Teilchenfluß bestimmt
2. Die sensitiven Flächen beider Detektoren wurden mit Germanium beschichtet
3. Es wurde wiederum die Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Teilchenfluß bestimmt.

Der zur Untersuchung des Detektorverhaltens bei hohen Flüssen verwendete Versuchsaufbau ist in Abb.8.5 gezeigt.

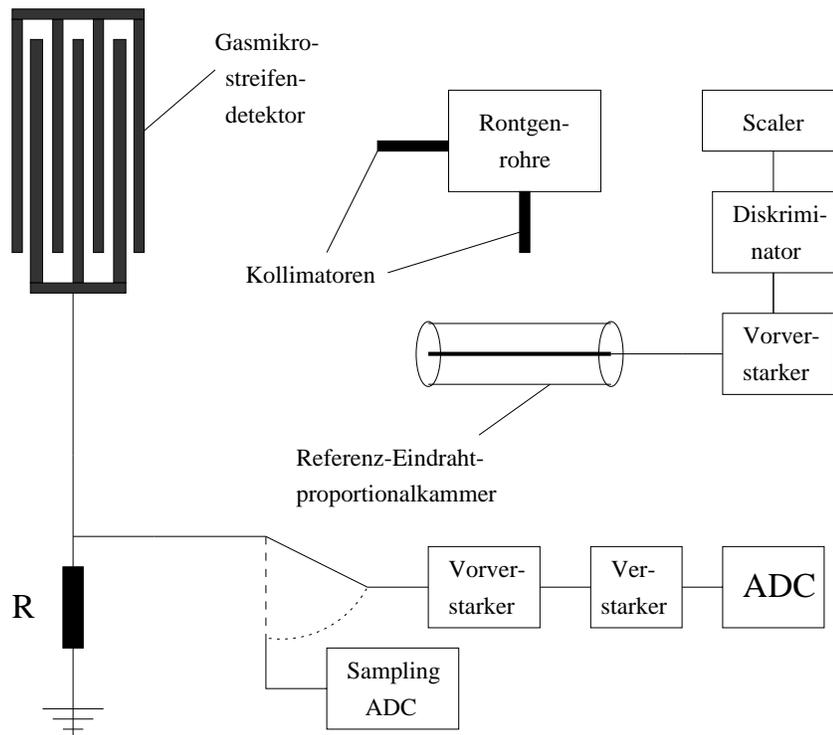


Abb. 8.5: Versuchsaufbau zur Untersuchung des Verhaltens der Gasverstärkung eines Gasmikrostreifendetektors bei hohen Teilchenflüssen.

Der zu untersuchende Gasmikrostreifendetektor ist der auf einen Kreis von 1mm Radius kollimierten Strahlung einer Röntgenröhre ausgesetzt (8KeV-Photonen der K_{α} -Linie von Kupfer). Der Photonenfluß wird mit einer Referenz-Eindrahtproportionalammer gemessen, die aufgrund eines vorhandenen Absorptionsbleches nur ca. 1% der Photonen sieht. Die Auslese erfolgt bei niedrigen Flüssen mittels eines ladungssensitiven Vorverstärkers, dem sich ein Shaper und ein Standard-ADC anschließen. Bei hohen Flüssen, wenn diese Auslese aufgrund von pile up nicht mehr möglich ist, muß der Strom bestimmt werden, der durch das Auslesekabel fließt. Dies geschieht durch das Messen des Spannungsabfalls, den dieser Strom an einem $100\text{ K}\Omega$ -Widerstand R hervorruft, mittels eines Sampling ADCs.

Die zwei untersuchten Detektoren haben beide eine sensitive Fläche von $3 \times 1\text{ cm}^2$, einen Anodenabstand von $400\text{ }\mu\text{m}$; die Breite der Kathoden beträgt $146\text{ }\mu\text{m}$, die der Anoden $24\text{ }\mu\text{m}$; die Höhe der Elektroden ist 3000 \AA . Einer der Detektoren ist auf 0.3 mm dickem elektronisch leitfähigem Glas gefertigt, der andere auf $50\text{ }\mu\text{m}$ dicker Upilex-Folie.

Zunächst wurden sogenannte (Fluß=0)-Messungen durchgeführt, d.h., die Detektoren wurden unmittelbar nach Anlegen der Spannungen einem sehr niedrigen Photonenfluß ausgesetzt ($\approx 50\text{ Hz}$). Wie man sieht (Abbildungen 8.6 (oben) und 8.7 (oben)), fällt die Gasverstärkung des auf der Upilex-Folie gefertigten Detektors ab und stabilisiert sich nach 2 Stunden auf etwa 93% des anfänglichen Wertes.

Dies ist auf das Auftreten von Polarisation in dem Plastikmaterial zurückzuführen. Das Feld der Polarisationsladungen ist dem Feld der auf Anoden und Kathoden sitzenden Ladungen entgegengerichtet, so daß die Feldstärke im Gasraum und somit die Gasverstärkung absinkt.

Hingegen ist bei der (Fluß=0)-Untersuchung des auf dem Glas gefertigten Detektors auch nach vier Stunden kein Verstärkungsabfall erkennbar, was auf die elektronische Leitfähigkeit dieses Glases zurückzuführen ist.

Das Verhalten der beiden Detektoren unter Erhöhung des Photonenflusses ist in den Abbildungen 8.6 (unten) und 8.7 (unten) gezeigt. Die Einheit der x-Achse ist der Fluß minimal ionisierender Teilchen, der, an seiner Primärionisation in einem 2 mm tiefen Gasraum gemessen, dem Photonenfluß entspricht, welchem die Detektoren ausgesetzt waren.

Offenbar sinkt die Gasverstärkung des auf dem Glas gefertigten Detektors ab und stabilisiert sich auf etwa 75% des anfänglichen Wertes. Dies ist die Folge der Aufladung des Glases durch die Ansammlung von Ladungsträgern auf der Glasoberfläche, die aus den Entladungslawinen stammen. Das Feld dieser Ladungen verzerrt das Feld im Gasraum, was sich negativ auf die Gasverstärkung auswirkt.

Im Falle des auf Upilex-Folie hergestellten Detektors verursachen diese Aufladungen, daß die Gasverstärkung mit zunehmendem Teilchenfluß sehr schnell so weit absinkt, daß die Signalhöhe unter die Rauschschwelle absinkt.

Die Detektoren zeigten während der gesamten Messungen von Zeit zu Zeit Entladungen, die zurückzuführen sind auf die sehr schlechte Ätzqualität der Mikrostreifen. Die Strombegrenzung der Hochspannungsversorgung für die Kathodenspannung mußte entsprechend hoch eingestellt werden. Mit zunehmendem Teilchenfluß traten die Entladungen häufiger auf und führten schließlich zum Abschalten der Kathodenspannung, was die Messungen beendete. Ein weiteres Erhöhen der Strombegrenzung mit der Gefahr des Zerstörens des Detektors sollte nicht riskiert werden.

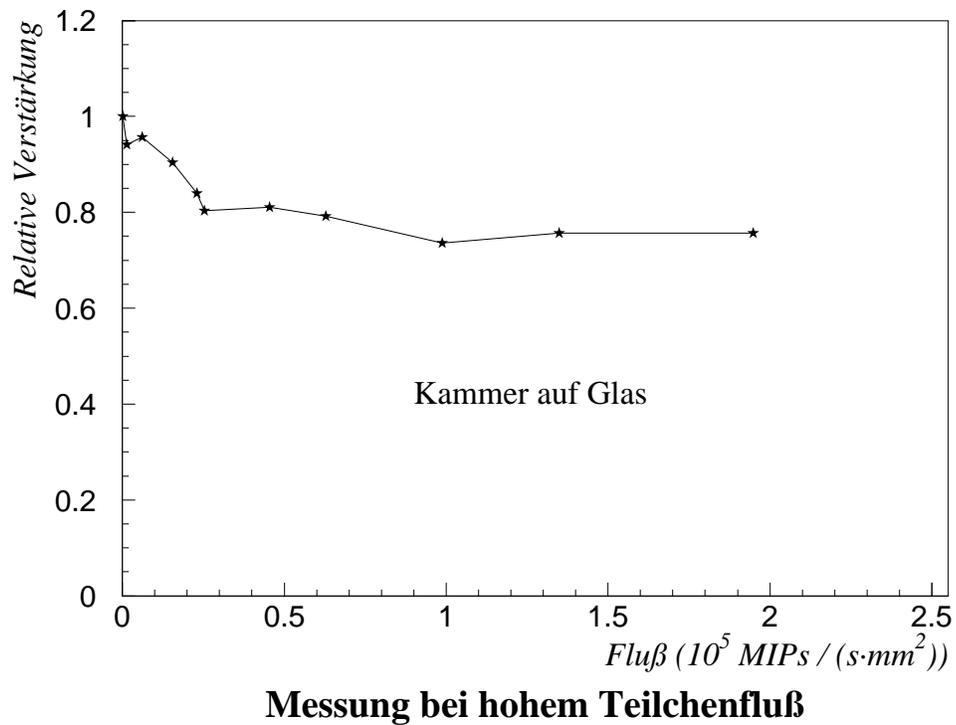
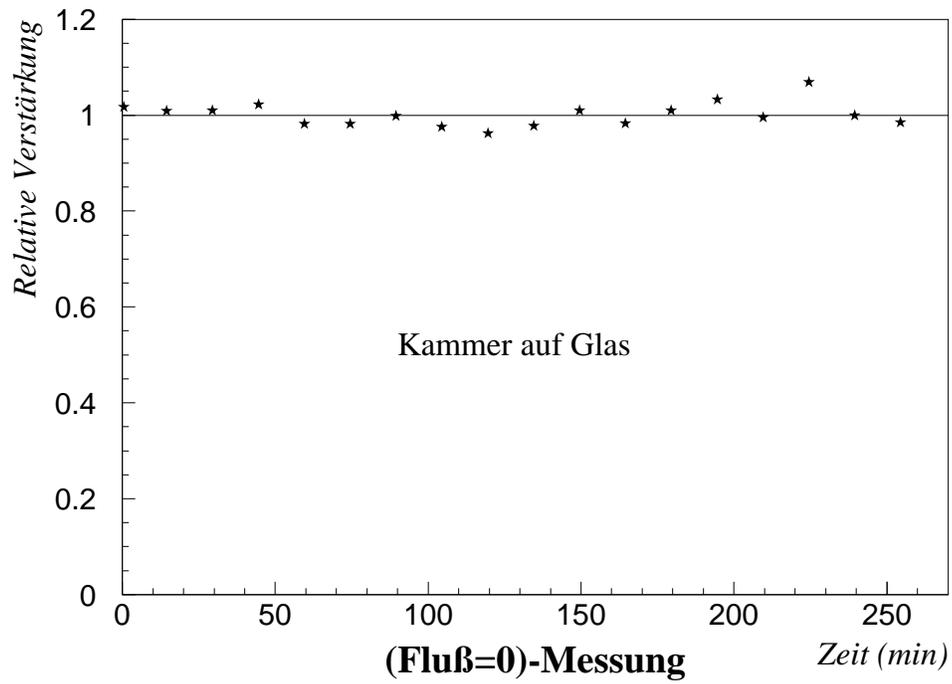


Abb. 8.6: Verhalten der Gasverstärkung des auf Glas hergestellten Detektors bei 'Fluß=0' (oben) und bei hohen Teilchenflüssen (unten).

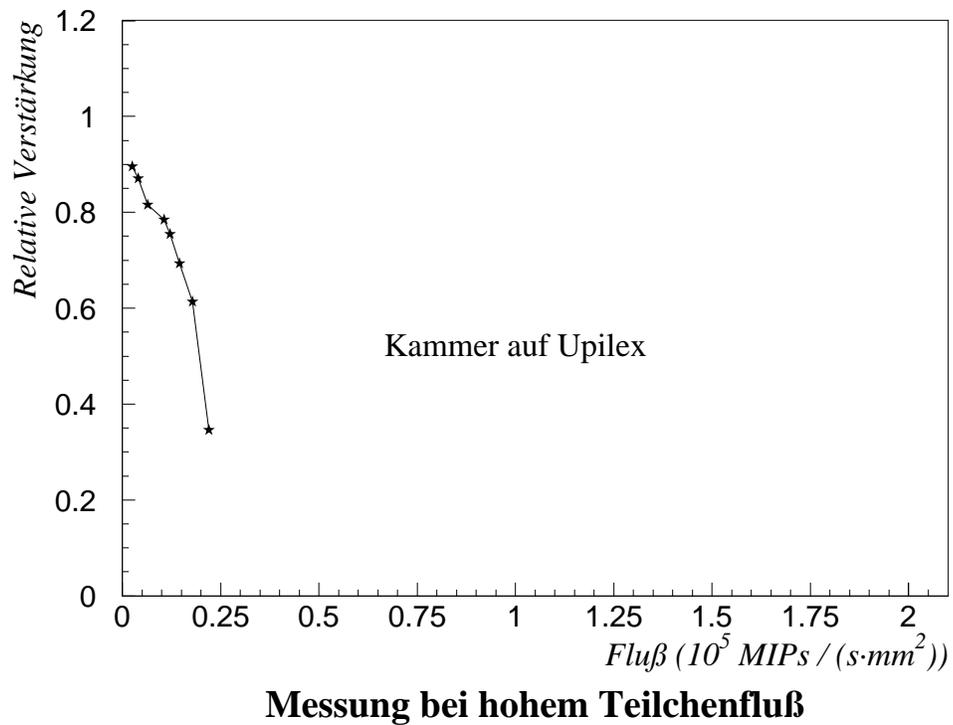
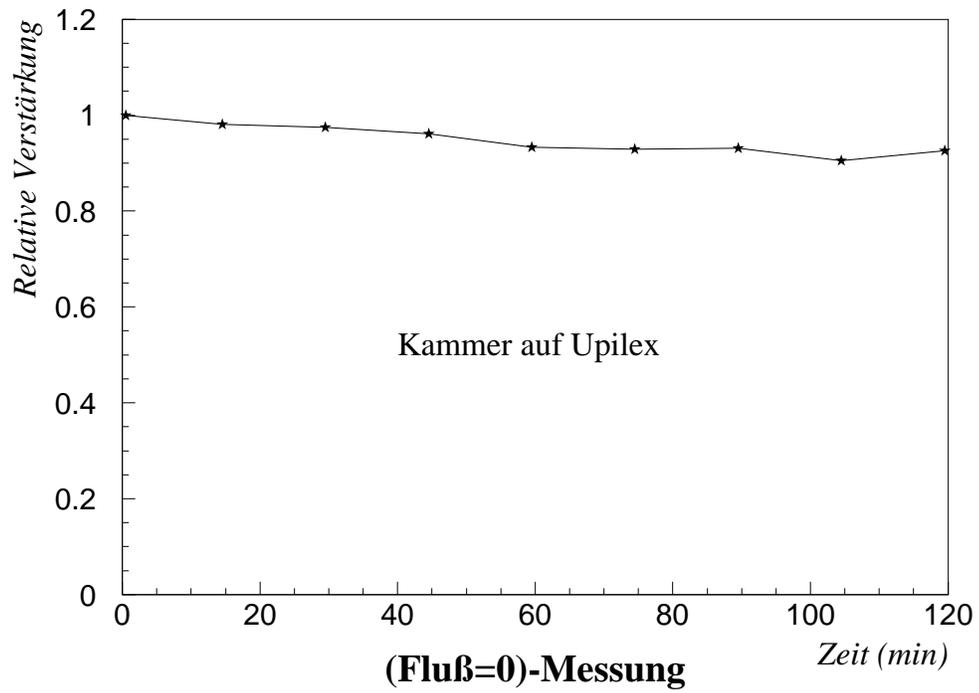


Abb. 8.7: Verhalten der Gasverstärkung des auf Upilex hergestellten Detektors bei 'Fluß=0' (oben) und bei hohen Teilchenflüssen (unten).

Nach diesen Untersuchungen wurde auf die sensitiven Flächen dieser Detektoren eine Schicht Germanium aufgedampft. Da die Detektoren sofort nach der Evaporation getestet werden sollten, hatte man sich an der Tabelle 8.2 zu orientieren, aus der zu erkennen ist, daß die Evaporation einer Schicht zwischen 20 und 50Å einen Widerstand um $10^{12}\Omega/\square$ liefert, und so wurde eine Schicht von 28Å Germanium aufgedampft.

Beide Detektoren funktionieren nach Anlegen derselben Spannungen wie zuvor mit einer Gasverstärkung, die um etwa 10% niedriger liegt als vor der Evaporation (Tabelle 8.3). Aus dem Leckstrom, der fließt, ergeben sich die Oberflächenwiderstände (ebenfalls Tabelle 8.3).

Trägermaterial	R[Ω/\square]	V_2/V_1
Upilex	$1.5 \cdot 10^{12}$	89%
Glas	$5 \cdot 10^{12}$	91%

Tab. 8.3: Oberflächenwiderstände R und verbleibende Gasverstärkung V_2/V_1 nach der Evaporation der 28Å Germanium

Hieraufhin wurden die Detektoren denselben Untersuchungen noch einmal unterzogen. Das Ergebnis der (Fluß=0)-Messungen ist in 8.9 (oben) und 8.8 (oben) gezeigt.

Die Verstärkung des auf Glas gefertigten Detektors ist erwartungsgemäß nach wie vor stabil. Aber auch der auf Upilex gefertigte Detektor zeigt nun ein stabiles Verstärkungsverhalten. Offenbar schirmt die Germaniumschicht das Feld der Polarisationsladungen ab, so daß dieses im Gasraum nicht bemerkbar ist und daher das Detektorverhalten nicht beeinflussen kann.

Aber, und dies ist das Entscheidende, auch bei hohen Flüssen von bis zu (8.9 (unten) und 8.8 (unten)) $2 \cdot 10^5$ minimal ionisierenden Teilchen pro Sekunde und pro Quadratmillimeter zeigen beide Detektoren ein absolut stabiles Verstärkungsverhalten. Die Germaniumschichten liefern eine Oberflächenleitfähigkeit, die bewirkt, daß die aus den Entladungslawinen stammenden Ladungen, die zwischen die Mikrostreifen gelangen, sehr schnell abgebaut werden können. Dies bedeutet im Falle von Elektronen, daß diese zu den Anoden abfließen können, bzw. im Falle von Ionen, daß Elektronen aus der Kathode zu den Ionen fließen und diese neutralisieren können.

Während der gesamten Messungen traten wie zuvor Entladungen auf. Die Strombegrenzung der Kathodenspannung war eine Größenordnung höher eingestellt als zuvor, was es ermöglichte, bis zu höheren Teilchenflüssen als zuvor messen zu können. Hierdurch wurde allerdings die Zerstörung der Detektoren durch die Entladungen in Kauf genommen.

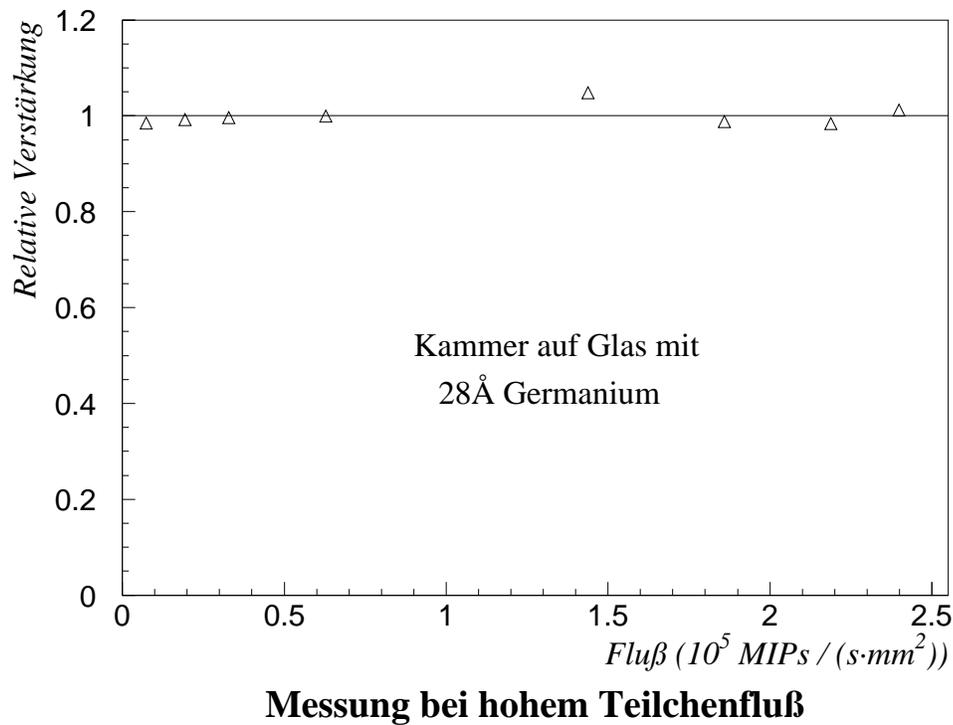
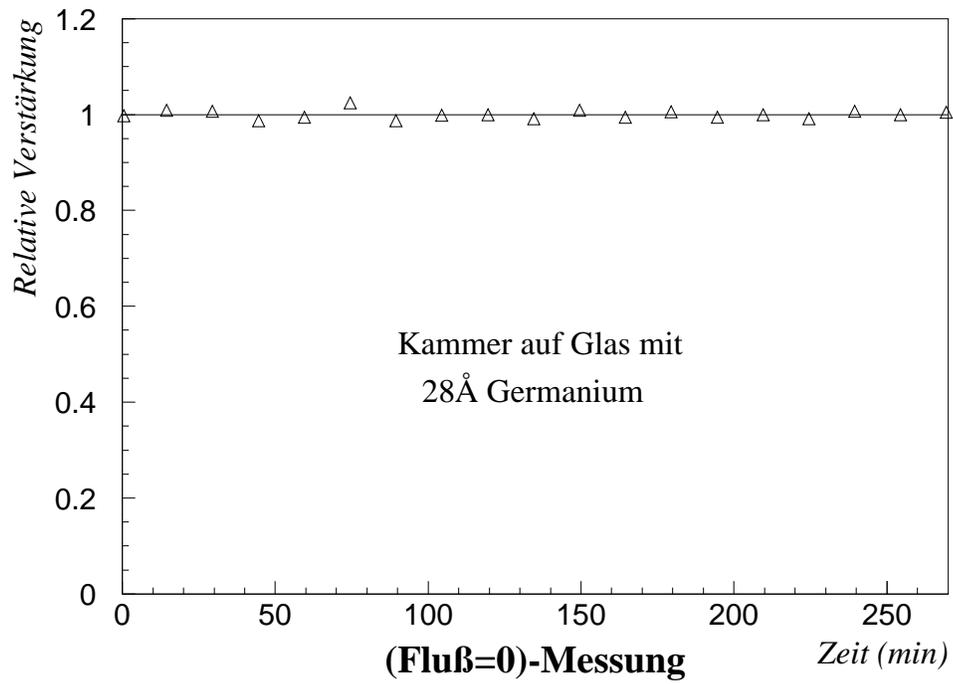


Abb. 8.8: Verhalten der Gasverstärkung des auf Glas hergestellten Detektors bei 'Fluß=0' (oben) und bei hohen Teilchenflüssen (unten) nach dem Aufdampfen der 28Å Germanium.

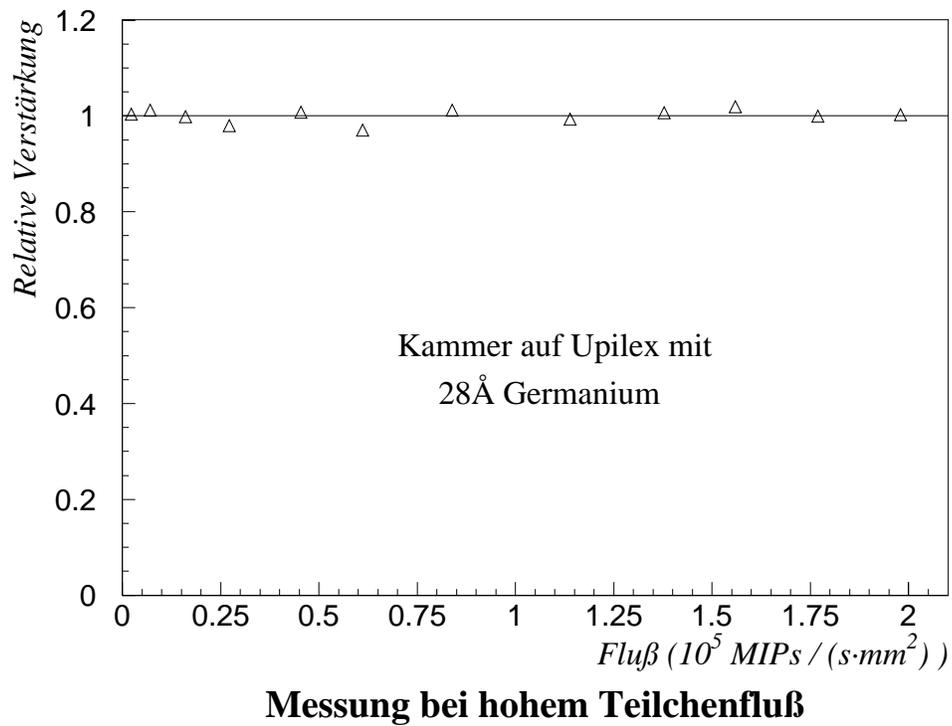
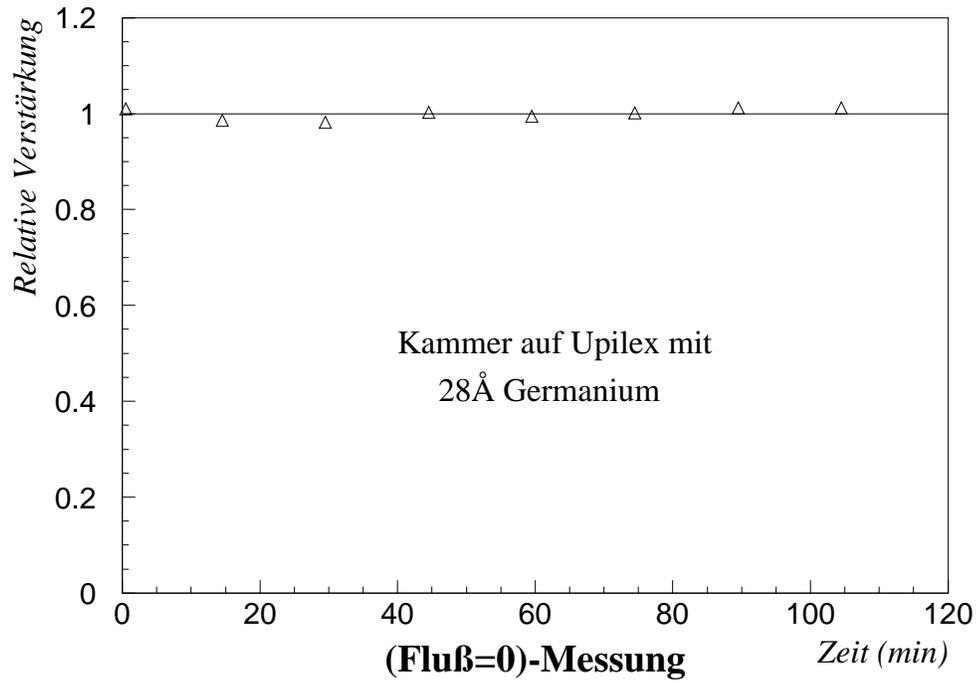


Abb. 8.9: Verhalten der Gasverstärkung des auf Upilex hergestellten Detektors bei 'Fluß=0' (oben) und bei hohen Teilchenflüssen (unten) nach den Aufdampfen der 28Å Germanium.

8.5 Fazit und Ausblick

Es konnte demonstriert werden, daß die Evaporation einer sehr dünnen Schicht Germanium auf die sensitive Fläche eines Gasmikrostreifendetektors dessen Gasverstärkung in entscheidender Weise stabilisiert. Besondere Bedeutung hat dieses Ergebnis für den Einsatz von auf einem Plastikmaterial gefertigten Gasmikrostreifendetektoren, denn aufgrund der starken Verstärkungsschwankungen schon bei moderaten Teilchenflüssen konnten solche Detektoren bisher in keinem Experiment eingesetzt werden. Das Erhöhen der Oberflächenleitfähigkeit des Plastikmaterials durch das Aufdampfen einer Germaniumschicht stellt zum ersten Mal eine Möglichkeit dar, solche Detektoren für den Einsatz in Experimenten (auch der Hochenergiephysik) tauglich zu machen.

Die durchgeführten Messungen mußten wegen des Auftretens von Entladungen beendet werden, welche auf die schlechte Ätzqualität der verwendeten Detektoren zurückzuführen sind. Daher sind neue Detektoren zu bauen, um folgende Untersuchungen durchführen zu können:

1. Bestimmung des Verhaltens der Gasverstärkung bei noch höheren Teilchenflüssen ($> 2 \cdot 10^5$ minimal ionisierende Teilchen pro Sekunde pro Quadratmillimeter).
2. Bestimmung des Langzeitverhaltens der Gasverstärkung unter Verwendung unterschiedlicher Kammergase. Es ist von großer Wichtigkeit, dies sorgfältig zu untersuchen, zum einen im Hinblick auf mögliche chemische Reaktionen zwischen der organischen Komponente des Kammergases und dem Germanium, zum anderen aufgrund denkbarer Wechselwirkungen des Germaniums mit Edelgasen.
3. Die genannten Untersuchungen müssen mit einer 100\AA dicken Germaniumschicht durchgeführt werden, da eine 28\AA dicke Schicht vor Oxydation geschützt, d.h. in Stickstoff aufbewahrt werden müßte.
4. Im Falle, daß die Anwesenheit der 100\AA dicken Schicht auf den Mikrostreifen selbst die Funktion des Detektors entscheidend beeinträchtigt (die 28\AA -Schicht senkte die Gasverstärkung um $\approx 10\%$.), muß die in Kapitel 8.1 erwähnte Möglichkeit der Realisation einer Germaniumschicht ausschließlich zwischen den Mikrostreifen untersucht werden.
5. Nach einer Möglichkeit, eine so dünne Schicht möglichst großflächig und sehr homogen aufzudampfen, muß gesucht werden. Die Grenzen, welche bei der Verwendung eines gewöhnlichen Evaporationsofens gesetzt sind, zeigt Abb. 8.4, wie oben erläutert.

9 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird detailliert die Möglichkeit der Verwendung von Polymerfolie als Substratmaterial für Gasmikrostreifendetektoren untersucht.

Ziel dieser Untersuchungen war es, ein technisches Verfahren zu finden, Polymerfolie metallisch zu beschichten, um leitende Mikrostrukturen zu realisieren und den Oberflächenwiderstand der Polymerfolie selbst so zu verändern, daß er in den Bereich $10^{11} \dots 10^{14} \Omega/\square$ fällt.

Hierbei wurde festgestellt, daß die Metallisierung von Polymerfolie durch Vakuumevaporation und die anschließende Realisation der Mikrostreifenstruktur durch Nassätzen unter der Verwendung photolithographischer Methoden eine prinzipielle Möglichkeit darstellt, solche Detektoren zu realisieren. Wie sich zeigte, ist es allerdings unabdingbar, sowohl die Evaporation als auch das Nass-Ätzen in staubfreien Räumen durchzuführen. Ein ernsthaftes Problem bleibt allerdings auch unter diesen Umständen die grundsätzlich schlechte Haftung einer auf eine Polymerfolie aufgedampften Metallschicht.

Als Möglichkeiten, die Haftung der Metallschicht zu verbessern, sind Ionenstrahlunterstützte Evaporation sowie Ionenstrahlmischen in Betracht zu ziehen. Es zeichnet sich sogar die Möglichkeit ab, mittels dieser Verfahren zugleich die Oberflächenleitfähigkeit der als Substrat dienenden Polymerfolie geeignet zu erhöhen. Auf diese Weise könnten Aufladungen des Substrates und als Konsequenz Schwankungen der Gasverstärkung während des Betriebs der Kammer verhindert werden. Untersuchungen in dieser Hinsicht dauern zur Zeit noch an.

Für das Problem des hohen Widerstandes der in Frage kommenden Substratmaterialien wurde innerhalb dieser Arbeit aber auch eine andere Lösung gefunden:

Es wurden Voruntersuchungen durchgeführt, die zeigten, daß durch die Evaporation sehr dünner Germaniumschichten auf Glas- oder Plastiksubstrate Materialien mit einer für die Konstruktion von Gasmikrostreifendetektoren geeigneten Oberflächenleitfähigkeit hergestellt werden können. Aufgrund dieses Ergebnisses wurden die sensitiven Flächen zweier Gasmikrostreifendetektoren (mit Glas bzw. Polymerfolie als Substrat) mit 28\AA Germanium beschichtet und die Auswirkung auf die Gasverstärkung der beiden Detektoren untersucht. Das Ergebnis ist, daß die schwach leitfähige Germaniumschicht die Gasverstärkung beider Detektoren in entscheidender Weise stabilisiert.

Während für auf Glas gefertigte Gasmikrostreifendetektoren inzwischen auch andere Wege der Stabilisierung der Gasverstärkung bekannt sind, wird hiermit zum ersten Mal ein Weg aufgezeigt, das grundlegende Problem der Verstärkungsschwankungen für auf Polymerfolie gefertigte Gasmikrostreifendetektoren zu lösen.

Das wichtigste Resultat dieser Arbeit ist somit die Konstruktion des ersten Gasmikrostreifendetektors auf Polymerfolie, dessen Gasverstärkung bis zu einem Fluß minimal ionisierender Teilchen von $2 \cdot 10^5/\text{s}/\text{mm}^2$ stabil bleibt.

Literaturverzeichnis

- [1] WA89-Kollaboration, CERN/SPSC-87/43,1987
- [2] J.G. Körner, H.-W. Siebert, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1991.41 511-545
- [3] H.-W. Siebert, Nucl. Phys. B 21 (1991) 223-231
- [4] S.F.Biagi et al., Zeitschrift für Physik C28 (1985) 175-185
- [5] H.-W. Siebert , Nucl. Phys. B 21 (1991) 183-186
- [6] R. L. Jaffe, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 195
- [7] S.Paul, Nucl. Phys.B 21 (1991) 243-253
- [8] H.-W. Siebert , Nucl. Phys. B 21 (1991) 270-272
- [9] G. Wälder, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1989)
- [10] S. Kluth, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1991)
- [11] J. Engelfried, Dissertation, Universität Heidelberg (1992)
- [12] M. Savage and R.Springer, CALT-68-1583
- [13] Albrecht et al., Phys. Lett. B269 (1991) 234-242
- [14] A. Buras, Nucl. Phys. B109 (1976) 373
- [15] M.B. Gavela, Phys. Lett. B83 (1979) 367
- [16] R. Perez Marcial et al., Phys. Rev. D40 (1989) 2955
- [17] R. Singleton, Phys.Rev. D43 (1991) 2939
- [18] F. Hussain and J.G. Körner, Zeitschrift für Physik C (1991)
- [19] WA89Collaboration, CERN/SPSLC 92/39 (1992) SPSLC M-499
- [20] S. Brons, WA89 Collaboration, Memorandum
- [21] M. L. Cherry et al., Nucl. Instr. a. Meth. A115 (1974) 151-160
- [22] R. D. Appuhn et al., Nucl. Instr. a. Meth. A263 (1988) 309-318
- [23] R. A. Asrabatyan et al., Nucl. Instr. a. Meth. A219 (1984) 78-86
- [24] X. Artry et al., Phys. Rev. D12 (1975) 1289-1306
- [25] Bouclier et al. CERN DRDC 92-30, DRDC/P-41 (1992)
- [26] Bouclier et al., CERN-PPE/92-53 (1992)

- [27] Bouclier et al., CERN-PPE/91-108 (1991)
- [28] Bouclier et al., CERN-PPE/91 (1991)
- [29] Angelini et al., Nucl. Phys. B23 (1991) 254-260
- [30] Angelini et al., CERN-PPE/91-122 (1991)
- [31] Bouclier et al., CERN-PPE/93-04 (1993)

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Bogdan Povh dafür, daß er mir die Möglichkeit gegeben hat, meine Diplomarbeit am CERN anzufertigen.

Mein besonderer Dank gilt Leszek Ropelewski, ohne dessen stete Hilfsbereitschaft und vielfältige Unterstützung die Ergebnisse dieser Arbeit nicht möglich gewesen wären.

Herrn Prof. Fabio Sauli danke ich dafür, daß ich jederzeit in seinem Labor willkommen war und dort die für die Anfertigung dieser Arbeit bedeutendsten Messungen durchführen konnte.

Stefan Paul danke ich für die Betreuung dieser Arbeit und für die freie Hand, die er mir in meinem Tun gelassen hat.

Walter B. sei dafür gedankt, daß er mir nach den anfänglichen Mißerfolgen immer wieder Mut gemacht hat, auch wenn er wohl selbst nie daran geglaubt hat, daß meine 'Funkenkammern' (so nannte er sie liebevoll) jemals funktionieren würden.

Bei Igor K. bedanke ich mich für das Lösen diverser Elektronik-Probleme, bei Gala K. für die Einführung in den Umgang mit dem Programm PCAD PCCARDS.

Stefan B. danke ich für seine stete Bereitschaft, Fragen zum fachmännischen Umgang mit den Knöpfen der Computer-Tastatur zu beantworten sowie für seine Bemühungen, mir bei der Durchführung von Messungen zu helfen.

Ich danke Roland W. für das Beantworten meiner zahllosen Fragen bzgl. CAMAC sowie für seine stete Hilfsbereitschaft beim Auftreten von Problemen mit der Hardware.

Ich danke Roger B. für die vielen Tips und Ratschläge, Lev C., Chilo G., Giuseppe D. für den ständigen, sehr hilfreichen Informationsaustausch, Laura A. und Giuliana M. insbesondere für die vielen aufmunternden Unterhaltungen.

Nadja T., Christine S. und Sabine P. danke ich für die hilfreichen Gespräche über die Chemie der Polymere sowie für die Durchführung der Ionenstrahlmischprozesse.

Ich danke den Herren C. Benvenuti, D. Berthet, A. Braem, M. Carminati, C. David, A. Gandi, M. Girardini, L. Mastrostefano, K. Neil, und Rodolfo Z. für die zahlreichen fruchtbaren Diskussionen sowie für die Durchführung der vielen Vakuum evaporationen und Ätzprozesse.

Evelyne D. danke ich für die in Mons durchgeführten Oberflächenanalysen.

Ich danke Jürgen Z. für die Vielzahl praktischer Ratschläge sowie für die Ausführung der zahlreichen technischen Arbeiten.

Mein Dank gilt weiterhin Elisabeth A., Yuri A., Christian B., Corinne B., Dario B., Frank D., Mathias B., Michael B., Michel B., Jürgen E., Frank F., Sergei G., Malte G., Thomas H., Kai M., Robert M., Uli M., Charles N., Heinrich R., Marcelle R., Zhongliang R., Armand S., Christine S., Lars S., Andrea T., Oliver T., Burkhard V., Klaus V., Alexander W., Georg W. und Mikhail Z., von denen ich das eine oder andere lernen konnte.

Abschließend möchte ich meinen Eltern dafür danken, daß sie mir das Studium ermöglicht haben.