

DD

EX 9790

9

Elektrostatische Berechnungen
an Jet-Driftkammern



CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051749

INAUGURAL - DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Fakultät für Physik

der

Albert-Ludwigs-Universität in Freiburg i. Br.

LEASE
TAKE A
PHOTOCOPY
check out as
NORMAL
LOAN

vorgelegt von
Armin Weltin
geb. in Müllheim (Baden)

Thesis-1987-Weltin

August 1987

Abstract

Weltin Armin

ELECTROSTATIC CALCULATIONS AT JET - DRIFTCHAMBERS

The 40 m³ jetchamber of the OPAL experiment in the LEP storage ring at CERN, Geneva, was in detail considered electrostatically.

At first, potential and field of an infinitely long, periodic jetchamber with its characteristic sense wire plane with alternating sense and potential wires were analytically solved in two dimensions. Furthermore, analytic expressions were derived for wire cathodes frequently found in jetchambers. A computer program was developed to solve the potential distribution of any two-dimensional wire configuration (several 1000 wires in vacuum, $\epsilon_r = 1$ everywhere). This allowed also such an exact numerical calculation of asymmetric driftchambers of finite size and bounded by field-shaping electrodes, that surface fields could be adjusted to $5 \cdot 10^{-4}$, the driftfield to $5 \cdot 10^{-3}$ and wire deflections to some micrometers. This enables a safe operation of the jetchamber.

The deflection of the wires by gravitation and electrostatics was calculated by two 2-D cuts (center and border of the chamber). The readout of signals, as far as it is due to the drifting of electrons in the electrical field and to electrostatic crosstalk, was also considered. Thus, it could be tested if straight tracks were recognized as such by the detector.

Since programs which can only calculate wire configurations are difficult to apply to extended, conductive metal surfaces such as those in the boundaries of a driftchamber, a jetchamber was calculated two-dimensionally by means of the method of finite elements. In this respect the method is complementary. A description of very thin wires, however, is difficult. For extended conductor surfaces (30 mm) as well as for very thin wires (35 μm) the results are equal within the limits of the above-mentioned precision. The effects of the electric field on chamber stability, detection accuracy and design optimization are in detail treated and compared with measurements.

Elektrostatische Berechnungen an Jet-Driftkammern

INAUGURAL - DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Fakultät für Physik
der
Albert-Ludwigs-Universität in Freiburg i. Br.

vorgelegt von
Armin Weltin
geb. in Müllheim (Baden)

August 1987

Zusammenfassung

Für die ca. 40 m^3 umfassende Jetkammer des OPAL Experimentes am LEP - Speicherring des CERN in Genf wurde eine ausführliche und genaue elektrostatische Betrachtung durchgeführt. Hierzu wurde zuerst das Potential und Feld einer unendlich langen periodischen Jetkammer mit ihrer charakteristischen Zähldrahtebene mit alternierendem Zähl- und Potentialdraht zweidimensional analytisch gelöst. Weiterhin wurden analytische Ausdrücke für Drahtkathoden, die man sehr häufig in Jetkammern findet, abgeleitet. Ein Computerprogramm wurde zur Lösung der Potentialverteilung einer beliebigen zweidimensionalen Drahtanordnung (mehrere 1000 Drähte) im Vakuum ($\epsilon_r = 1$ überall) entwickelt. Damit war es möglich, auch asymmetrische und durch feldformende Elektroden berandete Driftkammern endlicher Größe numerisch so gut zu berechnen, daß Oberflächenfelder auf $5 \cdot 10^{-4}$, das Driftfeld auf $5 \cdot 10^{-3}$ und Drahtauslenkungen auf einige Mikrometer genau eingestellt werden konnten, was für die Jetkammer einen sicheren Betrieb gewährleistet.

Die Auslenkung der Drähte durch Gravitation und Elektrostatik wurde über zwei 2-D-Schnitte (Mitte und Rand der Kammer) berechnet. Auch das entstehende Auslesesignal am Zähl draht, soweit es auf die Drift der Elektronen im elektrischen Feld und statisches Übersprechen zurückzuführen ist, wurde betrachtet. Somit konnte geprüft werden, ob gerade Spuren im Detektor auch als solche nachgewiesen werden.

Da Programme, die nur Drahtanordnungen berechnen können, auf ausgedehnte, leitende Metalloberflächen, wie sie in den Driftkammerberandungen vorkommen, schwierig anzuwenden sind, wurde eine Jetkammer mit der Methode der finiten Elemente zweidimensional berechnet. Die Methode der finiten Elemente ist in dieser Hinsicht komplementär. Die Beschreibung sehr dünner Drähte ist jedoch problematisch. Die Ergebnisse stimmen im Rahmen der oben angegebenen Genauigkeit überein, sowohl für ausgedehnte Leiteroberflächen (30 mm), als auch für sehr dünne Drähte ($35 \mu\text{m}$). Die Auswirkungen des elektrischen Feldes auf Kammerstabilität, Nachweisgenauigkeit und Designoptimierung werden ausgiebig behandelt und mit Messungen verglichen.

"Man soll eine Function V finden, die innerhalb eines durch geschlossene Curven begrenzten zwei dimensional Gebietes der Laplaceschen Gleichung genügt, endlich, stetig und einwertig ist, und die auf den Grenzl原因en des Gebietes constante vorgeschriebene Werte V_1, V_2, \dots annimmt.

Ich glaube nicht, dass dieses Problem bisher eine allgemeine Lösung erfahren hat."

J.C. Maxwell, Lehrbuch der Electricität und des Magnetismus,
S. 294, Art. 182, Springer, Berlin 1883

Abstract

The 40 m³ jetchamber of the OPAL experiment in the LEP storage ring at CERN, Geneva, was in detail considered electrostatically.

At first, potential and field of an infinitely long, periodic jetchamber with its characteristic sense wire plane with alternating sense and potential wires were analytically solved in two dimensions. Furthermore, analytic expressions were derived for wire cathodes frequently found in jetchambers. A computer program was developed to solve the potential distribution of any two-dimensional wire configuration (several 1000 wires in vacuum, $\epsilon_r = 1$ everywhere). This allowed also such an exact numerical calculation of asymmetric driftchambers of finite size and bounded by field-shaping electrodes, that surface fields could be adjusted to $5 \cdot 10^{-4}$, the driftfield to $5 \cdot 10^{-3}$ and wire deflections to some micrometers. This enables a safe operation of the jetchamber.

The deflection of the wires by gravitation and electrostatics was calculated by two 2-D cuts (center and border of the chamber). The readout of signals, as far as it is due to the drifting of electrons in the electrical field and to electrostatic crosstalk, was also considered. Thus, it could be tested if straight tracks were recognized as such by the detector.

Since programs which can only calculate wire configurations are difficult to apply to extended, conductive metal surfaces such as those in the boundaries of a driftchamber, a jetchamber was calculated two-dimensionally by means of the method of finite elements. In this respect the method is complementary. A description of very thin wires, however, is difficult. For extended conductor surfaces (30 mm) as well as for very thin wires (35 μm) the results are equal within the limits of the above-mentioned precision. The effects of the electric field on chamber stability, detection accuracy and design optimization are in detail treated and compared with measurements.

"A continuous space of two dimensions, bounded by closed curves $C_1, C_2,$ &c. being given, to find the form of a function, $V,$ such that at these boundaries its value may be $V_1, V_2,$ &c. respectively, being constant for each boundary, and that within this space V may be everywhere finite, continuous, and single valued, and may satisfy Laplace's equation.

I am not aware that any perfectly general solution of even this question has been given,..."

J.C. Maxwell, A treatise on electricity and magnetism,
p. 227, Art. 182, Clarendon Press, Oxford 1873

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Die Jetkammer	5
2.1 Das OPAL Experiment	5
2.2 Aufbau einer Jetkammer und Beispiele für Jetkammertypen	5
2.3 Arbeitsweise und Meßgrößen einer Jetkammer	14
2.3.1 Ionisation des Zählgases beim Durchgang eines geladenen Teilchens	14
2.3.2 Diffusion und Drift der Elektronen	17
2.3.3 Gasverstärkung und Sättigung	19
2.3.4 Ortsauflösung in der r - φ -Ebene	22
2.3.5 Ortsauflösung in der z -Koordinate	23
2.3.6 Teilchenidentifikation und -trennung	23
2.3.7 Datenauslese	23
2.3.8 Zusammenfassung	25
2.4 Durch elektrostatische Berechnungen behandelbare Fragestellungen	25
3. Zweidimensionale elektrostatische Berechnungen an einer Jetkammer	28
3.1 Allgemeines	28
3.1.1 Gegenüberstellung von zwei- und dreidimensionaler Rechnung	28
3.1.2 Lösungen mit Greenfunktionen und komplexer Potentialtheorie	31
3.1.3 Gittermethoden	33
3.1.3.1 Relaxation	33
3.1.3.2 Methode der Finiten Elemente	35
3.2 Analytische Lösung einer periodischen Jetkammer mit Drahtkathoden	38
3.2.1 Das elektrische Potential und Feld	38
3.2.2 Charakteristische Potentiale und Felder einer Jetkammer	40
3.2.3 Drahtkathoden	41
3.2.4 Darstellung von Metalloberflächen für die Computersimulation	42
3.2.5 Anwendungen und Ergebnisse	43
3.2.5.1 Bestimmung des Arbeitspunktes einer Driftkammer	43
3.2.5.2 Stabilitätsanforderungen an Netzgeräte für Driftkammern	44
3.2.5.3 Maximal erträgliche Raumladung oder Teilchenrate	44
3.2.5.4 Dicke Drähte und Änderungen der Periodizität	45
3.2.5.5 Terminierung einer Zähldrahtebene	46
3.3 Numerische Berechnung beliebiger Leiteranordnungen im Vakuum ($\epsilon_r = 1$)	48
3.3.1 Theorie	48
3.3.1.1 Bestimmung der Drahtladungen aus den Potentialen	48
3.3.1.2 Drahtauslenkung durch Gravitation und Elektrostatik	51
3.3.1.3 Elektronendrift	54

3.3.2 Anwendungen und Ergebnisse	56
3.3.2.1 Das Zähldrahtoberflächenfeld in der TK-Kammer	56
3.3.2.2 Sättigung durch Raumladungen in der VENUS-Kammer	58
3.3.2.3 Übersprechen in VENUS- und FSP-Kammer	64
3.3.2.4 Konstruktionsbedingte Feldverzerrungen im FSP	66
3.3.2.5 Drahtauslenkungen in verschiedenen Jetkammern	70
3.3.2.6 Oberflächenladungsverteilungen auf Drähten und Streifen	76
3.3.2.7 Darstellung von Streifenelektroden durch Drähte	79
3.4 Die Methode der finiten Elemente am Beispiel der VENUS-Jetkammer	80
3.4.1 Die Topologie (Realisierung des Gitters)	80
3.4.2 Potential- und Feldberechnung	84
3.4.3 Auswertung	84
3.4.4 Ergebnisse	85
4. Messungen und Vergleich mit Rechnungen	88
4.1 Gasverstärkung als Funktion des Zähldrahtoberflächenfeldes	88
4.2 Sättigung durch Raumladungen in der VENUS-Kammer	90
4.3 Übersprechen in der VENUS- und FSP-Kammer	93
4.4 Konstruktionsbedingte Feldverzerrungen im FSP	100
4.5 Drahtauslenkungen im 8W-Prototyp und dem Freiburger langen Prototyp	100
5. Schlußbemerkungen	103
Anhang	105
A.3.2.1 Weitere Formeln zur zweidimensionalen analytischen Lösung (zu 3.2)	105
A.3.2.2 Ausführliches Beispiel zu Abschnitt 3.2	105
A.3.3 Die Programme FIELDN, FIELDN_DB, CONTEFIELD (zu 3.3)	111
(Allgemeines, externe FILES: *.WC, *.WCN, *.LTD, *.POT, *.POC, *.PCF, *.CAP)	
3.3.1 Befehle zur Steuerung der Programme	113
3.3.1.1 FIELDN	113
3.3.1.2 FIELDN_DB (nur Unterschiede zu FIELDN)	117
3.3.1.3 CONTEFIELD	117
3.3.2 Die Daten der berechneten Kammern (Eingabe für FIELDN)	119
3.3.2.1 VENUS-Kammer, Runs 218ff (VENUS218G.WC)	119
3.3.2.2 Eight-Wire-Prototyp (8WP2ZG.WC, 8WP.LTD)	120
3.3.2.3 OPAL-Full-Size-Prototyp (FSP940.DAT)	121
3.3.2.4 Freiburger langer Prototyp (STIERKII.WC, STIERKII.LTD)	121
3.3.2.5 Freiburger langer Prototyp (STIERKIWN.DAT, STIERKIWN.LTD)	
3.3.2.6 2-Sector-Test der OPAL-Jetkammer (2SEC940.WCN, 2SEC940.LTD)	123
3.3.2.7 Minimodell des 2-Sector-Tests (DTCDJCHF.WC, DTCDJCHF.LTD)	124
A.A Bild- und Tabellenunterschriften	125
A.B Literaturliste	132
A.C Stichwortverzeichnis	138
A.D Veröffentlichungen	140

1 Einleitung

Bereits Ende des vorigen Jahrhunderts hatte Maxwell sich intensiv mit den Problemen der Elektrostatik auseinandergesetzt und diese theoretisch vollständig gelöst [Maxwell 1883]. Die praktische Lösung eines realen elektrostatischen Problems stellt jedoch auch heute noch eine Herausforderung dar. Mathematische Lösungsmethoden, wie z.B. Greenfunktionen, waren schon vor Maxwell entwickelt worden und wurden von Maxwell selbst bereits auf einige elementare Probleme angewandt. Mit der Einführung des Computers erlebten sie insofern eine Renaissance als nun Probleme viel größerer Dimension behandelt werden konnten. Die Akzente der Problemlösung verschoben sich vom Suchen eines Lösungsalgorithmus auf die Implementation dieses Algorithmus auf einen Computer, seine Stabilität, Rechengenauigkeit, Rechengeschwindigkeit und Speicherbedarf. Da Computerprogramme nur insoweit fehlerfrei sind, wie sie in Probeläufen geprüft wurden, und dann auch nur für diese Testdatensätze, ist es sehr hilfreich, wenn ein Spezialfall des gestellten Problems exakt lösbar ist. Dies wurde erreicht durch die zweidimensionale analytische Lösung einer unendlich periodischen Jetkammer, deren Feldverteilung genau dem angestrebten Feld einer wirklichen Jetkammer entspricht.

Die analytische Betrachtung von Drahtkathoden, die man häufig in Driftkammern zur Trennung von Driftvolumina benutzt, führte auf eine genaue Darstellung durch Drähte von ausgedehnten, leitenden Oberflächen, die nicht durch Greenfunktionen zu beschreiben sind.

Es gab bereits einige zweidimensionale numerische Programme zur Lösung der Elektrostatik von Driftkammerfeldern mit Hilfe von Greenfunktionen [Bourgeois 1973, Killian 1980, Schledermann 1984, Schweier 1983, Zankel 1985]. Sie erwiesen sich jedoch alle in irgendeiner Hinsicht als unzulänglich, beispielsweise durch die zu kleine maximale Anzahl freier Parameter, durch die angenommenen periodischen Randbedingungen oder durch zu lange Rechenzeiten der verwendeten Algorithmen. Die geforderte Präzision der Felder einer Driftkammer von 10^{-5} zusammen mit der Spannweite der mechanischen Dimensionen von den wenige Mikrometer durchmessenden Drähten bis zu den mehrere Meter großen Außenabmessungen bedingen eine sehr detaillierte und damit umfangreiche Beschreibung der Driftkammer.

Eine ganz andere numerische Lösungsmethode der elliptischen Differentialgleichung von Laplace $\Delta V = 0$ mit der Dirichletschen Randbedingung $V(s) = f(s)$ oder auch Cauchyschen Randbedingung $\partial V / \partial n + \alpha(s)V(s) = f(s)$ auf dem Rand s sind Gittermethoden. Hierzu wird das Kontinuum im zweidimensionalen Fall durch gedachte Linien oder im dreidimensionalen Fall durch Flächen in eine Anzahl Elemente aufgeteilt. Der Zusammenhang der einzelnen Elemente wird nur über eine Reihe von Knoten auf den Elementgrenzen gegeben. Die Werte auf diesen Knoten sind die gesuchten primären Unbekannten. Bei der Relaxationsmethode begnügt man sich allein mit den Trennlinien der Elemente, die ganze Berechnung kennt nur diese. Die Methode der finiten Elemente berücksichtigt jedoch auch das Innere der Elemente.

Die Relaxationsmethode wurde schon von Gauß (1777 - 1855) betrachtet, da sie sich zur Berechnung von einfachen Problemen auch von Hand ausführen läßt. Ausführlich ausgearbeitet wurde sie jedoch erst von R. Southwell [Southwell 1946]. Sie eignet sich für

die Berechnung magnetostatischer Probleme, erweist sich aber bei elektrostatischen Problemen als unzulänglich bei spitzen Leiterkanten, da dort das Potential singularär wird und somit die Funktionsform des Potentials durch die quadratische Approximation der Relaxation schlecht beschrieben wird. Eine Ausnahme stellen sehr dünne Drähte dar, wo die Relaxation in Zylinderkoordinaten auch logarithmisch angesetzt werden kann, ja sogar angesetzt werden muß. Für präzise Aussagen ist ein sehr feines Gitter nötig, was schwer zu beschreiben und zu berechnen ist.

Die Methode der finiten Elemente arbeitet üblicherweise mit vollständigen Polynomansätzen auf den Elementen. Die Parameter sind dann durch die Funktionswerte und ihre Ableitungen in den Knotenpunkten vollständig bestimmt. Die Methode der finiten Elemente wurde zur Lösung elastomechanischer Probleme entwickelt, wo sie auch heute noch ihr Hauptanwendungsgebiet hat mit Erweiterung um plastische Deformationen und Ribbildungen. Ein sehr dünner Draht in der Elektrostatik ist jedoch damit schwer zu beschreiben, da das Potential in der Nähe des Drahtes logarithmisch singularär wird. In den mechanischen Verschiebungen - dem Äquivalent zum Potential in der Elektrostatik - treten jedoch selbst an Rissen keine singularären Funktionsverläufe auf. Erst in den Ableitungen der Verschiebungen, den Spannungen, treten an der Ribspitze und auch nur dort $1/\sqrt{r}$ Singularitäten auf [Schmitt 1981]. Es zeigte sich jedoch, daß die $1/r$ Singularität des elektrostatischen Potentials in der Nähe eines Drahtes durch kubische Ansätze zufriedenstellend beschrieben wird, wenn man dies bei der Aufteilung des Kontinuums auf die Elemente berücksichtigt.

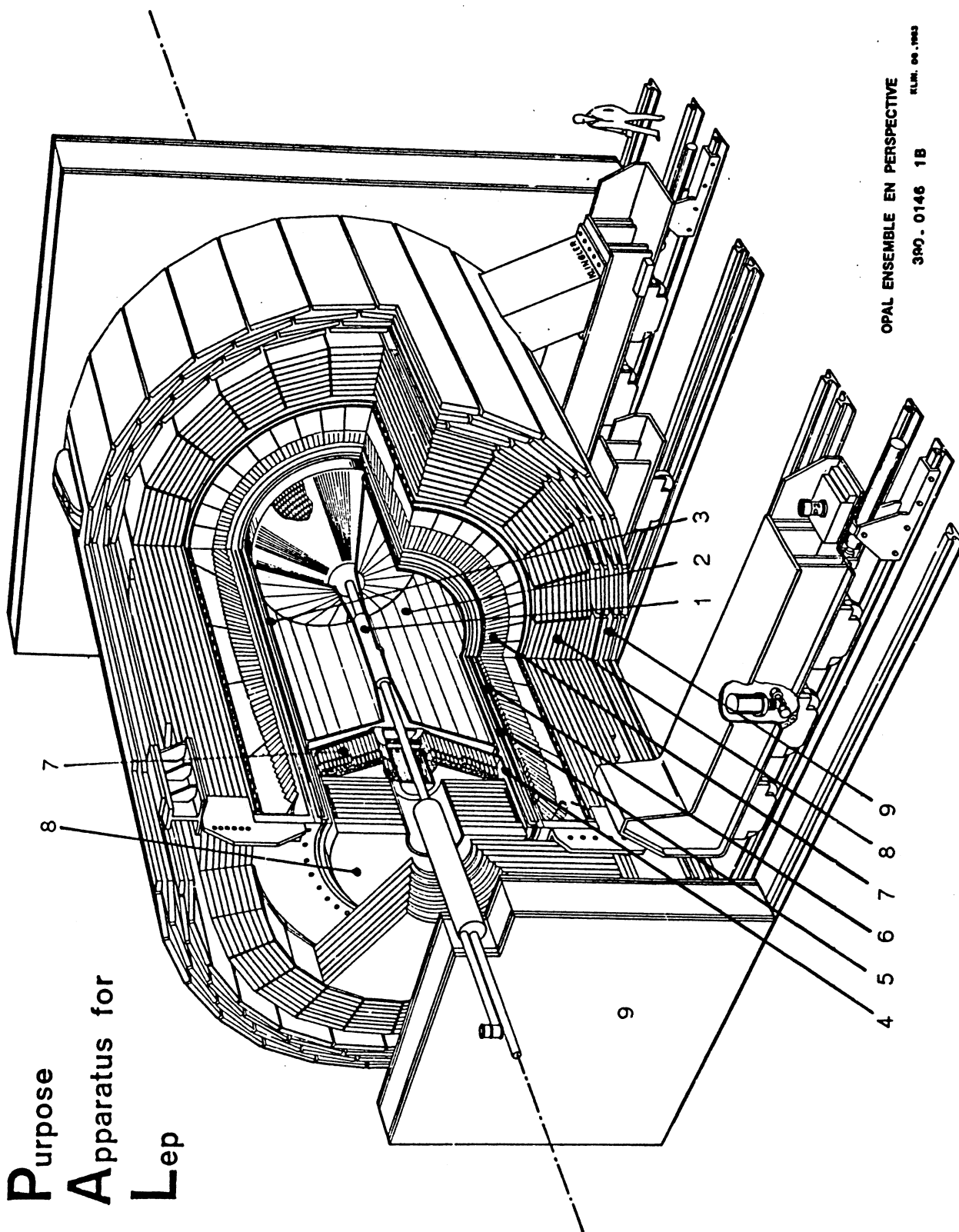
Die Gittermethoden haben gegenüber den Greenfunktionsmethoden einen weiteren Vorteil: Die einzelnen Elemente können verschiedene Dielektrizitätskonstanten haben, was für die Beschreibung von Rändern in Driftkammern, welche häufig aus guten Isolatoren hergestellt sind, notwendig ist.

Sehr viele heutige Experimente arbeiten mit Driftkammern. In ihnen werden die Elektronen, die beim Durchgang geladener Teilchen im Gas als Ionisationsspur gebildet werden, auf einen Zähl draht zuge driftet. Aus der Zeit zwischen Erzeugung der Ionisationsspur und Nachweis ihrer Elektronen am Zähl draht kann man den Ort der Primärionisation bestimmen. Dadurch spart man gegenüber der Vieldrahtproportionalkammer Auslesekanäle ein. Um die Gasverstärkung am Zähl draht unabhängig vom Driftfeld einstellen zu können, wird zwischen zwei Zähl drahten ein Potentialdraht plaziert. Bei der älteren, sogenannten planaren Driftkammer durchstößt das ionisierende Teilchen die Drahtebene nahezu senkrecht. Die Elektronen driften dann in der Drahtebene, und man erhält nur einen Meßwert pro Spur. Bei einer Jetkammer verläuft die Teilchenspur fast parallel zur Zähl drahtebene und die Elektronen driften senkrecht auf diese zu. Man erhält viele Meßpunkte für eine Spur. Dadurch wird auch die Krümmung der Spur in einem Magnetfeld meßbar, und somit kann der Impuls der geladenen Teilchen bestimmt werden. Betreibt man die Gasverstärkung des einzelnen Zähl drahtes im Proportionalbereich, kann auch der spezifische Primärenergieverlust des Teilchens gemessen und somit das Teilchen identifiziert werden. Durch Auslesen des Zähl signals am rechten und linken Drahtende wird über Ladungsteilung durch den spezifischen Ohmschen Widerstand des Drahtes die Position entlang des Drahtes bestimmt.

Eine Jetkammer mißt daher zwei Größen. Erstens den geometrischen Ort der Spur eines geladenen Teilchens und zweitens den primären Energieverlust des Teilchens. Ihre

große Aussagekraft erreicht sie durch vielfaches Messen dieser Größen. In der OPAL -
 Jetkammer sind es bis zu 159 Meßpunkte pro Spur.

Omni Purpose Apparatus for Lep



OPAL ENSEMBLE EN PERSPECTIVE
 SLIM. 00.1983
 390. 0146 1B

Bild 2.1 Der OPAL Detektor: 1 Vertex-, 2 Jet-, 3 z-Driftkammer, 4 Drucktank, 5 Magnetspule, 6 Flugzeitzintillatoren, 7 elektromagnetisches Bleiglaskalorimeter, 8 Eisen-Streamerröhren Sandwichkalorimeter für Hadronennachweis, 9 Myondriftkammern [OPAL 1984]

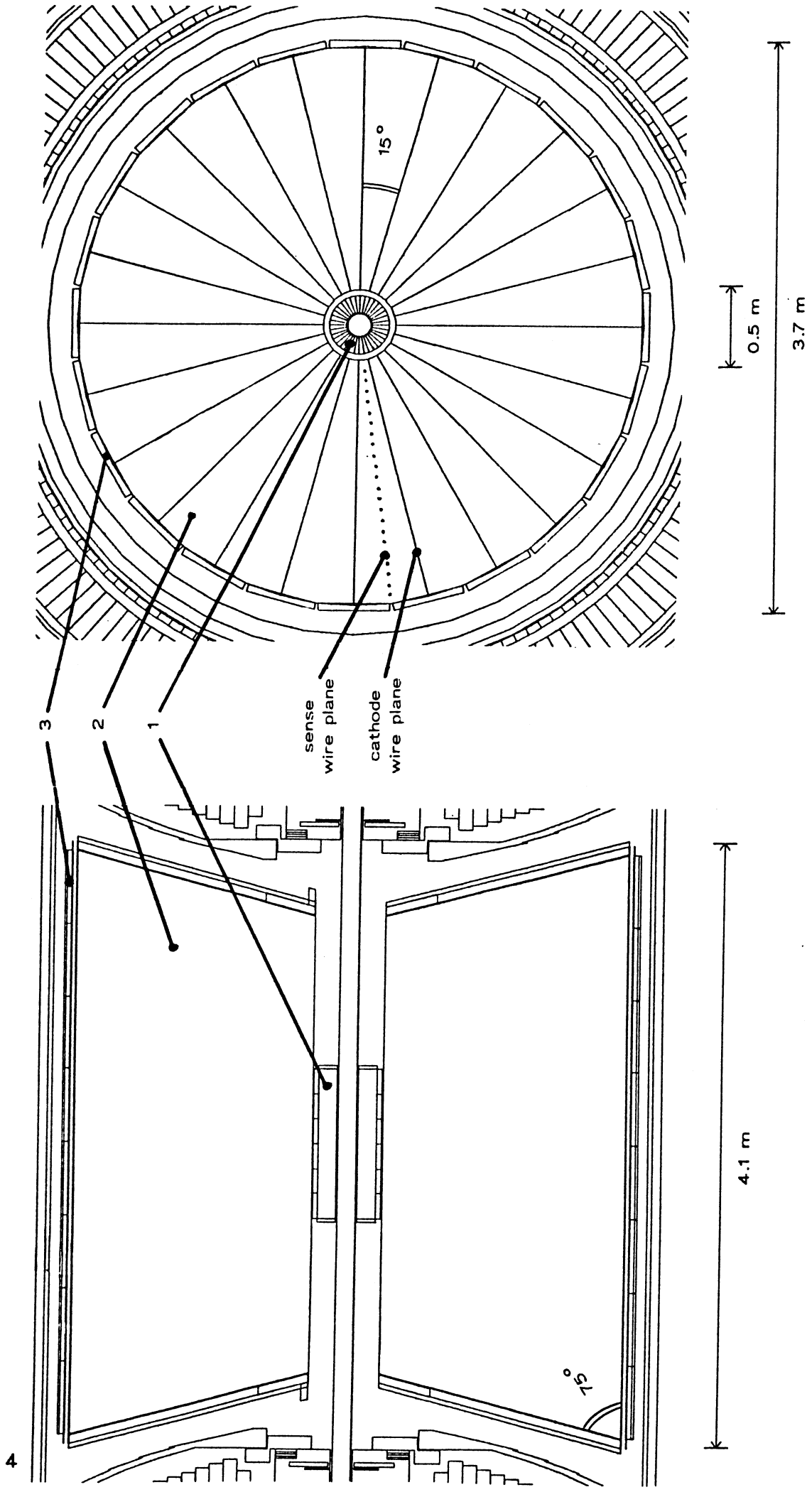


Bild 2.2a OPAL-Zentraldetektor Längsschnitt:
 1 Vertex-, 2 Jet-, 3 z-Driftkammer

Bild 2.2b OPAL-Zentraldetektor Querschnitt

2 Die Jetkammer

2.1 Das OPAL-Experiment

Für den *LEP* (Large Electron Positron)-Speicherring am Europäischen Laboratorium für Teilchenphysik *CERN* werden zur Zeit vier große Experimente aufgebaut. *OPAL* (Omni Purpose Apparatus for LEP) ist eines davon [OPAL 1983]. *OPAL* ist ein Universaldetektor, der nicht auf den Nachweis erwarteter Reaktionsprodukte optimiert ist, sondern gleichzeitig viele Reaktionskanäle untersuchen kann. Sein Aufbau ist in Bild 2.1 gezeigt. Ein Myon mit hohem Transversalimpuls verläßt nach dem Wechselwirkungspunkt zunächst das evakuierte Strahlrohr, durchquert dann die drei Driftkammersysteme des Zentraldetektors (Vertex-, Jet- und Z-Kammer) und verläßt dann den 4 bar Druckgastank. Anschließend fliegt das Myon durch die Magnetspule, die Streamerröhren des Presamplers und die Flugzeit-Szintillatoren. Danach durchquert es das aus Bleiglasblöcken zusammengesetzte elektromagnetische Kalorimeter und das hadronische Kalorimeter, welches das Eisen des Rückführungsjochs des Magneten als Absorber benutzt mit dazwischen zur Auslese eingefügten Streamerröhren. Es verläßt den Detektor durch die μ -Driftkammern, falls es nicht zwischendurch irgendwo absorbiert wurde. Der *OPAL*-Detektor umschließt den Wechselwirkungspunkt nahezu vollständig, da auch in Vorwärtsrichtung die Detektoranordnung ähnlich ist.

Der Zentraldetektor ist als Ausschnitt im Bild 2.2 (a Längs-, b Querschnitt) dargestellt. Den größten Teil davon nimmt die Jetkammer ein. Sie wird innen ergänzt durch die Vertexkammer mit einer besseren Ortsauflösung zur Rekonstruktion der Vertices kurzlebiger Teilchen, und außen durch die Z-Kammern, deren Drähte orthogonal zu denen der Jetkammer gespannt sind und somit eine bessere Ortsauflösung in der Koordinate parallel zur Strahlachse haben.

2.2 Aufbau einer Jetkammer und Beispiele für Jetkammertypen

Die Jetkammer stellt nur einen möglichen Driftkammertyp dar. Bekannt sind auch planare Driftkammern, die oft in Experimenten mit feststehendem Target oder als μ -Detektoren in Speicherringexperimenten benutzt werden, Kleinzellen-Driftkammern für hohe Magnetfeldstärken (z.B. in *AMY* [AMY 1985]) und Zeit-Projektionskammern (Time Projection Chambers *TPC*), welche z.B. in *ALEPH* [ALEPH 1984] und *DELPHI* [DELPHI 1984], zwei anderen *LEP* Experimenten als Zentraldetektor eingesetzt werden. Als typisches Beispiel einer Jetkammer wird die *OPAL* Jetkammer beschrieben (weitere Beispiele: *JADE* [Farr 1978], *ZEUS* [ZEUS 1986], *CDF* [CDF 1985]).

Das sensitive Volumen der *OPAL*-Jetkammer ist zylindersymmetrisch mit 15° konischem Boden und Deckel (siehe Bild 2.2a). Sie hat einen Durchmesser von 3.7 m und eine Länge von maximal 4 m auf dem äußersten Radius. Alle Drähte sind parallel zur Strahlachse gespannt. Blickt man entlang des Strahls (Bild 2.2b), teilen die Kathodendraht-

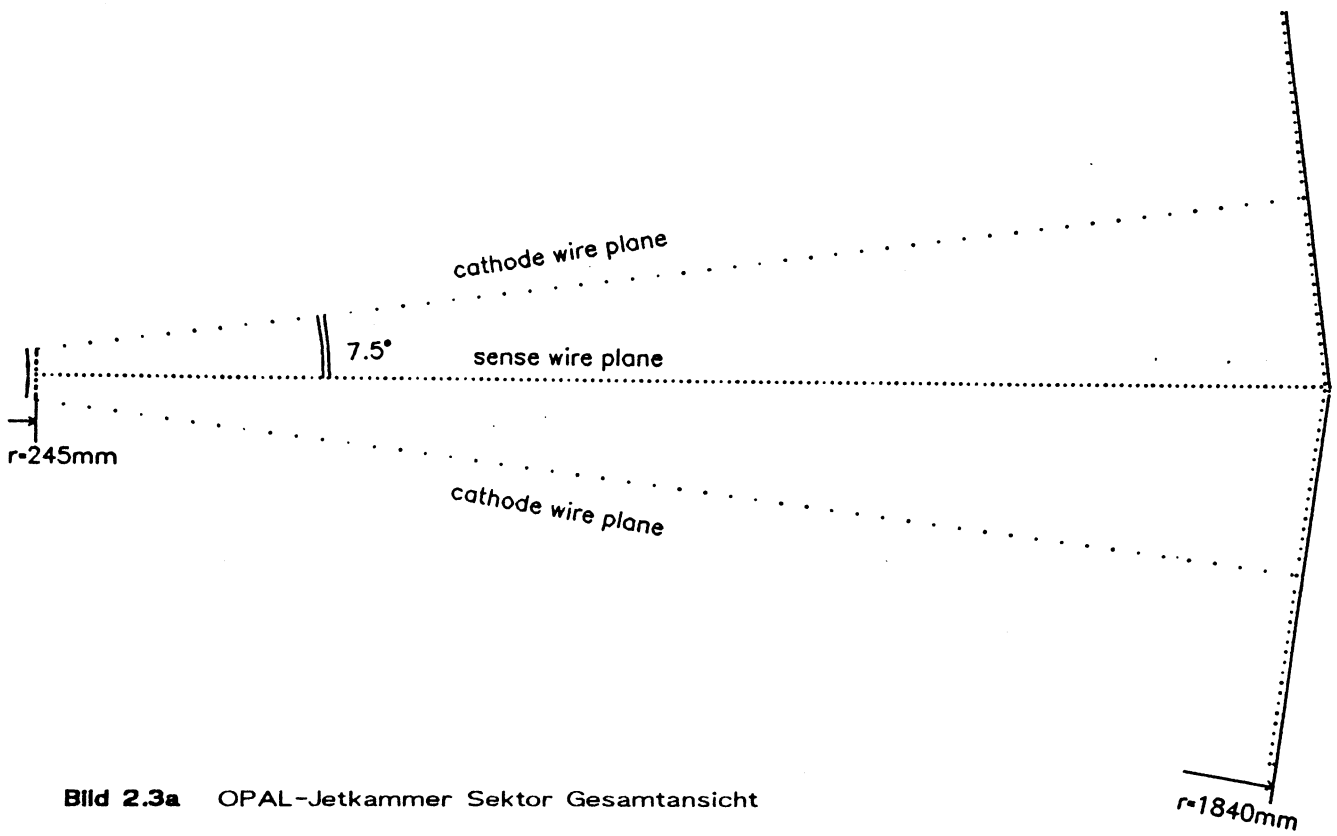


Bild 2.3a OPAL-Jetkammer Sektor Gesamtansicht

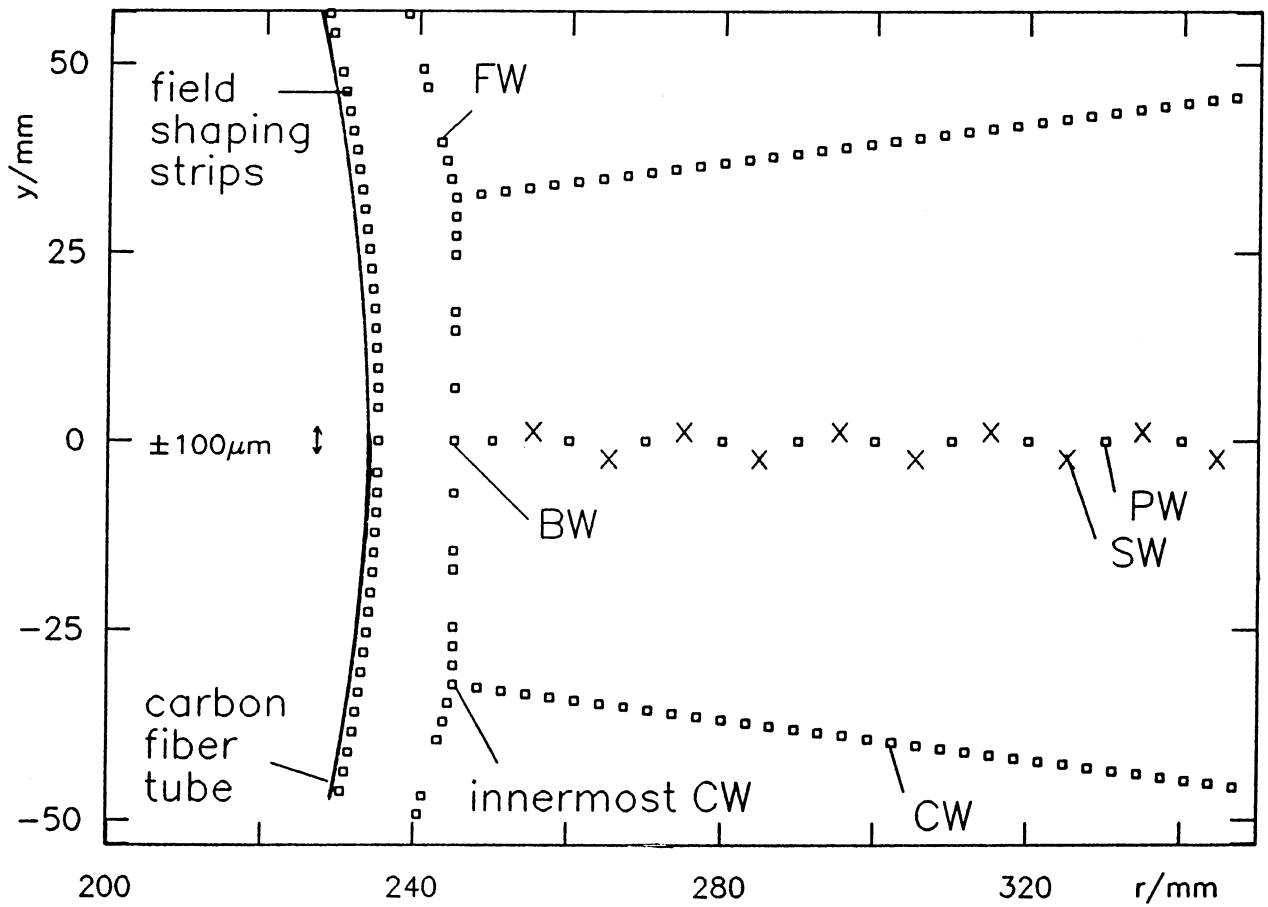


Bild 2.3b OPAL-Jetkammer Sektor inneres Ende

ebenen wie Speichen eines Rades die Kammer in 24 gleiche Driftvolumina, genannt Sektoren, von 15° azimuthalem Winkel. Der radiale Abstand zweier Kathodendrahte (Cathode Wire CW) beträgt 3.21553 mm. Sie haben einen Durchmesser von $125\ \mu\text{m}$, außer dem $175\ \mu\text{m}$ dicken innersten Kathodendraht. Bild 2.3 zeigt den Aufbau eines Sektors (a gesamt schematisch, b Ausschnitt innen, c Ausschnitt außen). Die Zähldrahtebene verläuft in der Mitte zwischen zwei Kathodendrahtebenen. Die $25\ \mu\text{m}$ dicken Zähldrähte (Sense Wires SW)

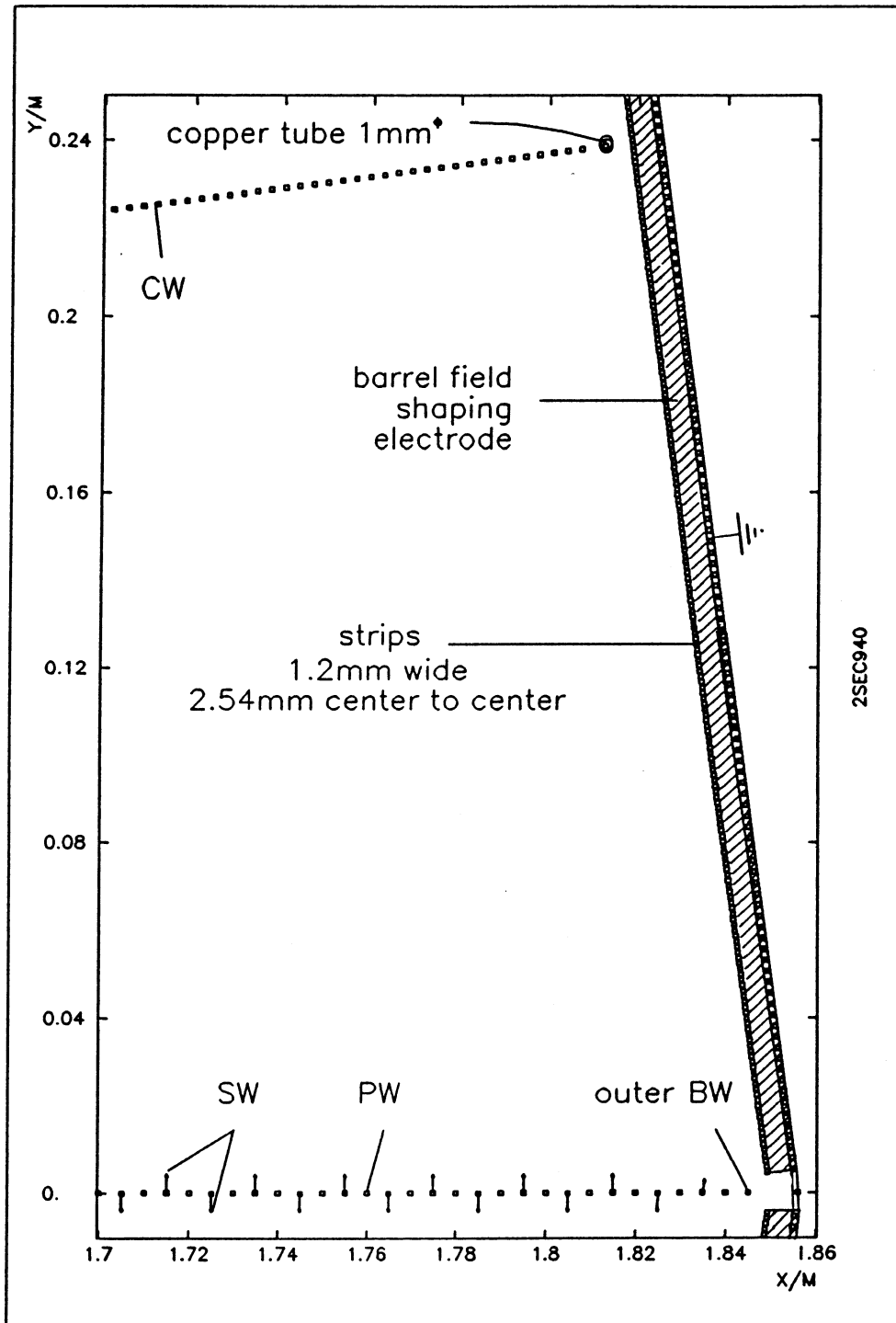


Bild 2.3c OPAL-Jetkammer Sektor äußeres Ende

haben 10 mm gegenseitigen Abstand und sind abwechselnd 100 μm nach links und rechts aus der Ebene herausversetzt (staggering), wozu sich noch eine elektrostatisch bedingte Auslenkung addiert. Dadurch wird erkannt auf welcher Seite der Zählrahtebene eine Teilchenspur verlief. Zwischen je zwei Zähldrähten ist ein Potentialdraht (Potential Wire PW) von 125 μm Dicke eingezogen. Alle Drähte sind auf den gleichen Gravitationsdurchhang gespannt. Die Gasverstärkung kann über die Spannung der Potentialdrähte nahezu unabhängig vom Driftfeld eingestellt werden. Das elektrische Driftfeld wird durch das Kathodenpotential bestimmt und steht senkrecht auf der Zählrahtebene. Die Berandung des Driftfeldes nach außen wird durch Leiterbahnstreifen auf einer 6 mm dicken glasfaserverstärkten Epoxidharzplatte [AEG FR 4] erreicht, über die maximal 30 kV abgebaut werden. Die Leiterbahnebene steht senkrecht auf der Kathodendrahtebene. Eine ganz ähnliche Berandung schließt das Driftvolumen in der Nähe der Drahtenden ab. Innen wird das Driftfeld durch Streifen auf dem äußeren Carbonfaserstützrohr der Vertexkammer geformt. Da diese etwas weit von den letzten Drähten entfernt sind, wurden senkrecht zur Zählrahtebene auf der Höhe des letzten "Zähldrahtes" (Bias Wire BW) einige 125 μm starke Felddrähte (Field Wires FW) eingezogen.

Die ganze Jetkammer ist in einem Drucktank untergebracht und wird bei 4 bar Gasdruck betrieben. Dadurch wird, gegenüber dem Atmosphärendruck, eine größere Ionisationsdichte entlang der Spur erreicht, was zu einem besseren Signal-Rauschverhältnis und damit zu einer besseren Ortsbestimmung führt. Ortsbestimmung und Energieverlustbestimmung sind jedoch zwei konkurrierende Meßprozesse. Für die Ortsbestimmung braucht man große Signale also eine hohe Gasverstärkung ($O(10^6)$), für die Energieverlustbestimmung zur Teilchenidentifikation muß die Gasverstärkung aber klein sein ($O(10^4)$), um nicht durch Sättigungseffekte beeinträchtigt zu werden. Eine ausführliche Diskussion dieser Sachverhalte für die OPAL Jet Kammer findet sich in [Breuker 1987]. Für niederenergetische Teilchen erhält man auch eine nicht zu vernachlässigende größere Vielfachstreuung bei höherem Druck.

Ein Teilchen mit hohem Transversalimpuls verläßt den Wechselwirkungsort etwa senkrecht zur Strahlachse. Es durchquert die Jetkammer nahezu parallel zur Zählrahtebene und fast senkrecht zu den Zähldrähten. Ein geladenes Teilchen ionisiert das Gas entlang seiner Trajektorie. Die dabei entstehenden Elektronen driften auf die Zählrahtebene zu. Die geladenen Teilchen werden jedoch auch durch ein zu den Zähldrähten paralleles Magnetfeld von 0.5 T auf in der r - φ Ebene gekrümmte Bahnen gezwungen. In einer Jetkammer steht also das Magnetfeld senkrecht zum elektrischen Driftfeld - im Gegensatz zur TPC - , was zu einem Winkel zwischen dem elektrischen Driftfeld und der Elektronendriftichtung führt, dem sogenannten Lorentzwinkel α . Der erste Punkt der Teilchenspur wird bei einem Radius $r = 255$ mm von der Strahlachse entfernt gemessen, der letzte bei $r = 1835$ mm. Von einer Spur können maximal 159 Meßpunkte aufgenommen werden. Ohne Berücksichtigung des Lorentzwinkels betragen die Driftstrecken der Elektronen maximal 33.6 mm auf den innersten und 239 mm auf den äußersten Zählraht. Der Lorentzwinkel vergrößert die maximale Driftstrecke noch um $1/\cos\alpha$.

Für die Entwicklung und Optimierung der OPAL Jetkammer wurden viele spezielle Testkammern gebaut. Diese waren elektrostatisch schwieriger zu berechnen, da ihnen die 24-fache Rotationssymmetrie der OPAL Jetkammer fehlte und sie teilweise in offener Bauweise, d.h. ohne feldformende Elektroden am Rande der Driftfelder, hergestellt wurden. Einige werden hier kurz aufgezählt und beschrieben:

Venus Kammer [Sverko 1986, Bittner 1986]: Bild 2.4 zeigt diese nahezu würfelförmige Driftkammer. Das Driftvolumen ist asymmetrisch. Es ist auf der einen Seite mit 26 cm Kathodenabstand etwas größer als die maximale Driftstrecke in der OPAL Jetkammer und wurde wegen der Drucktankabmessungen jedoch auf der anderen Seite nur 5 cm

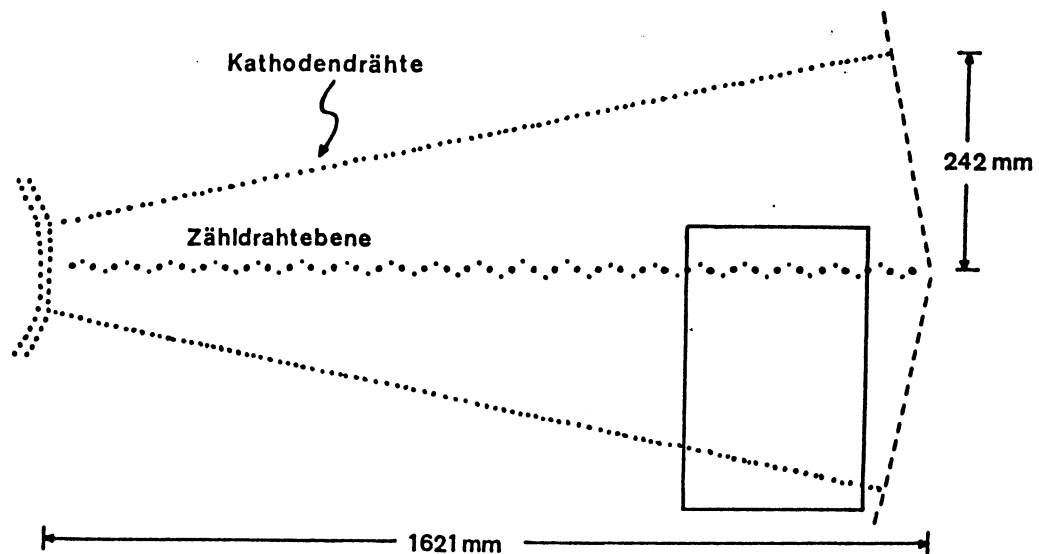
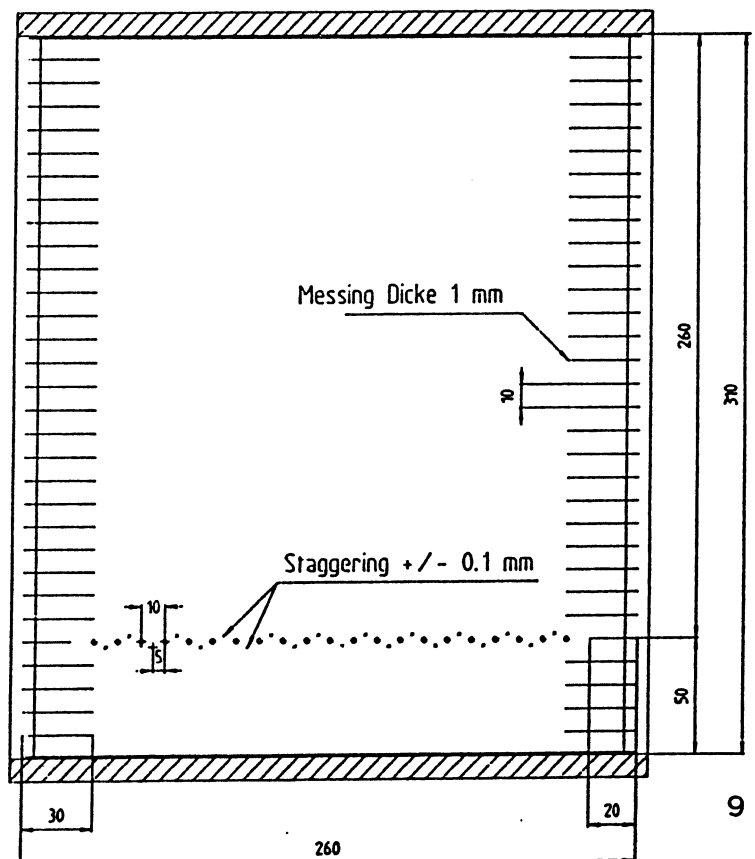


Bild 2.4a Venuskammer als Ausschnitt der OPAL Jetkammer [Sverko 1986]

Bild 2.4b Die Venuskammer im Schnitt (x Zähldraht, o Potentialdraht) [Sverko 1986]



lang. Die Drahtlänge von 25 cm wurde der Öffnungsweite des am CERN-SPS-X5-Teststrahl verwendeten Magneten Venus angepaßt. Der Feldkäfig ist aus Messinglamellen von 3 cm Breite aufgebaut, was eine gute Abschirmung darstellt und gleichzeitig den Einschub eines UV-Kalibrationslasers in das Driftvolumen ermöglicht. Es zeigte sich jedoch, daß der Terminierung der Zähldrahtebene zu wenig Aufmerksamkeit gewidmet wurde.

Eight Wire Prototype (8WP, [Burckhardt 1985], Bild 2.5): Der 8WP diente hauptsächlich der Erprobung langer Drähte. Zum Messen des Gravitationsdurchhanges und der elektrostatischen Auslenkung wurde eine offene Leiteranordnung gewählt. Die Dicke, Zugspannung und das Material der Drähte wurden hier optimiert auch im Hinblick auf die Ladungsteilung zur Bestimmung der z-Koordinate entlang des Drahtes. Weiterhin wurden hier die ersten Probestücke der original Drahthalterung der OPAL Jetkammer getestet.

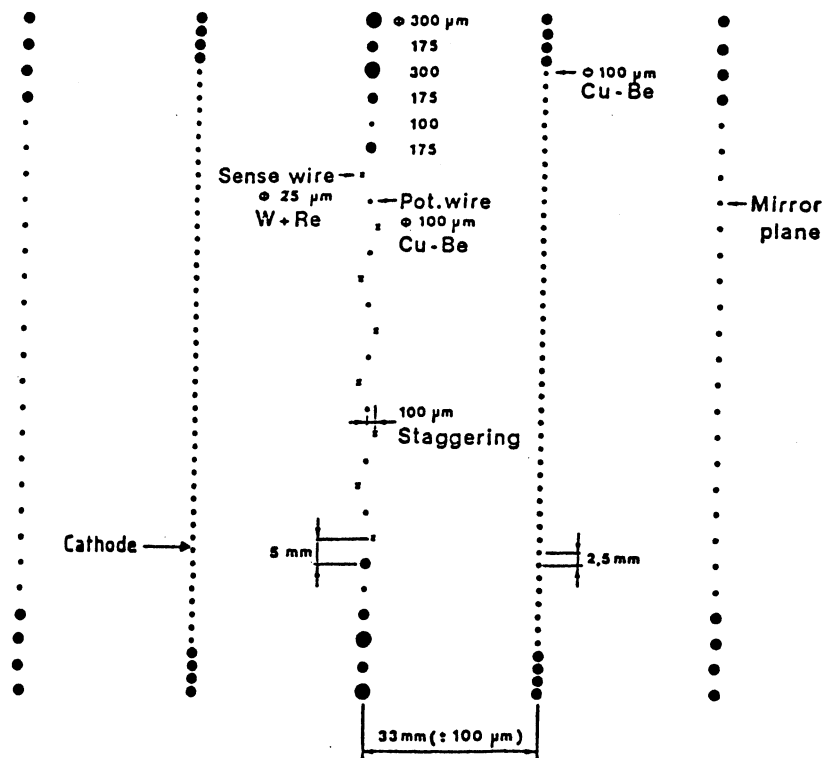


Bild 2.5 Drahtkonfiguration des Eight Wire Prototype [OPAL 1984]

Langer Freiburger Prototyp ([Wahl 1986], Bild 2.6): Auch er diente, ähnlich dem 8WP, dem Test der mechanischen und elektrostatischen Stabilität langer Drähte.

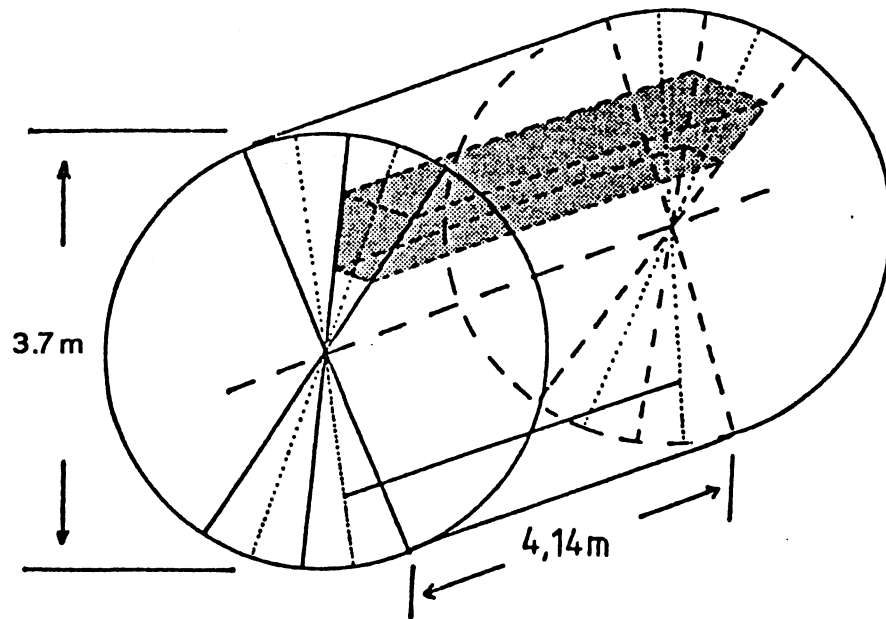


Bild 2.6a Langer Freiburger Prototyp als Teil der OPAL Jetkammer [Bramow 1986]

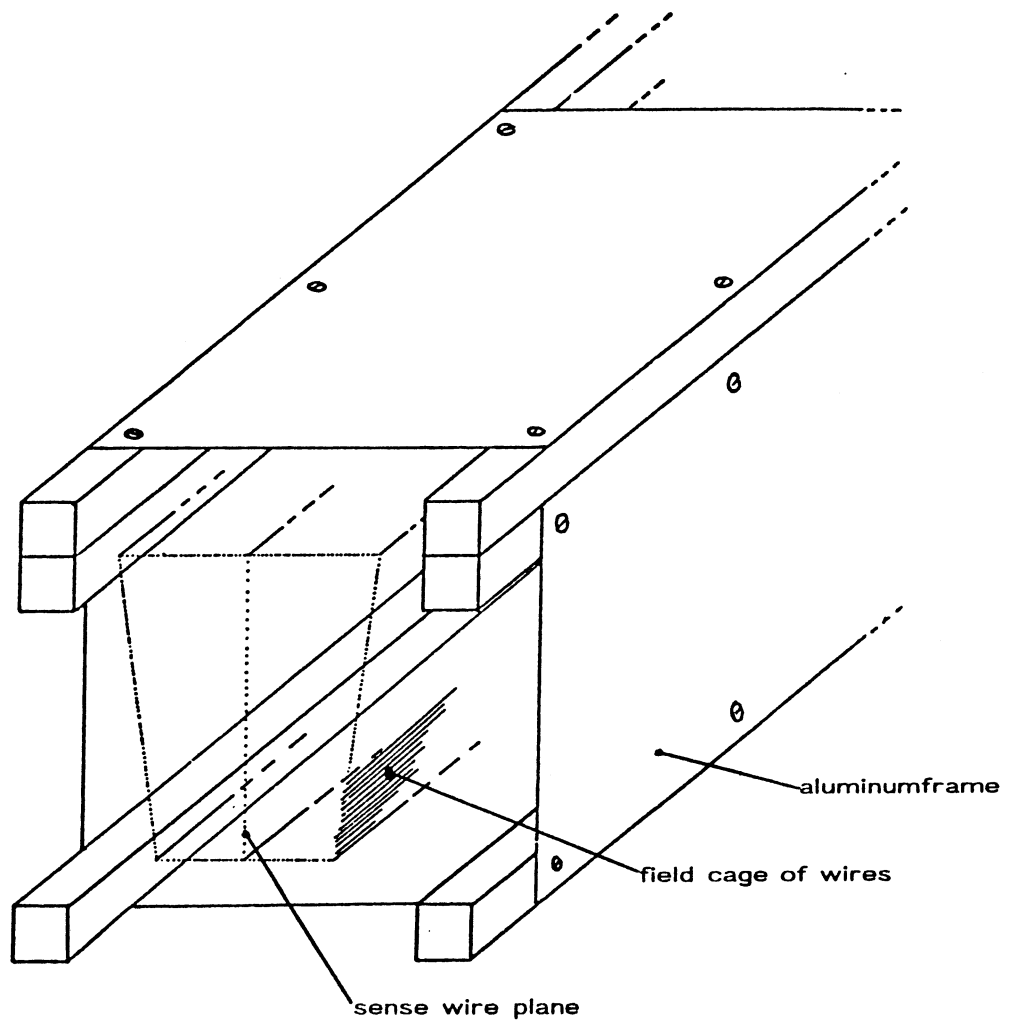


Bild 2.6b Langer Freiburger Prototyp [Schweier 1983]

Full Size Prototype (FSP, [Fischer 1986], Bild 2.7): Der Prototyp voller Größe sollte zwei volle Sektoren der OPAL Jetkammer darstellen. Zur einfacheren mechanischen Konstruktion wurden die Endplatten nicht konisch unter einem Winkel von 75° , sondern senkrecht zu den Zähldrähten realisiert. Die Rotationssymmetrie wird durch zwei weitere Halbsektoren simuliert. Er enthielt 2×160 Zähldrähte von 4 m Länge und Driftstrecken von maximal 241.5 mm. An ihm wurden im SPS-X5-Teststrahl am CERN Orts- und Energieauflösung (Teilchentrennung) bei 160 ausgelesenen Drähten gemessen. Ihre Winkel-, Gas- und Feldabhängigkeiten wurden getestet und die Betriebsparameter optimiert [Breucker 1987].

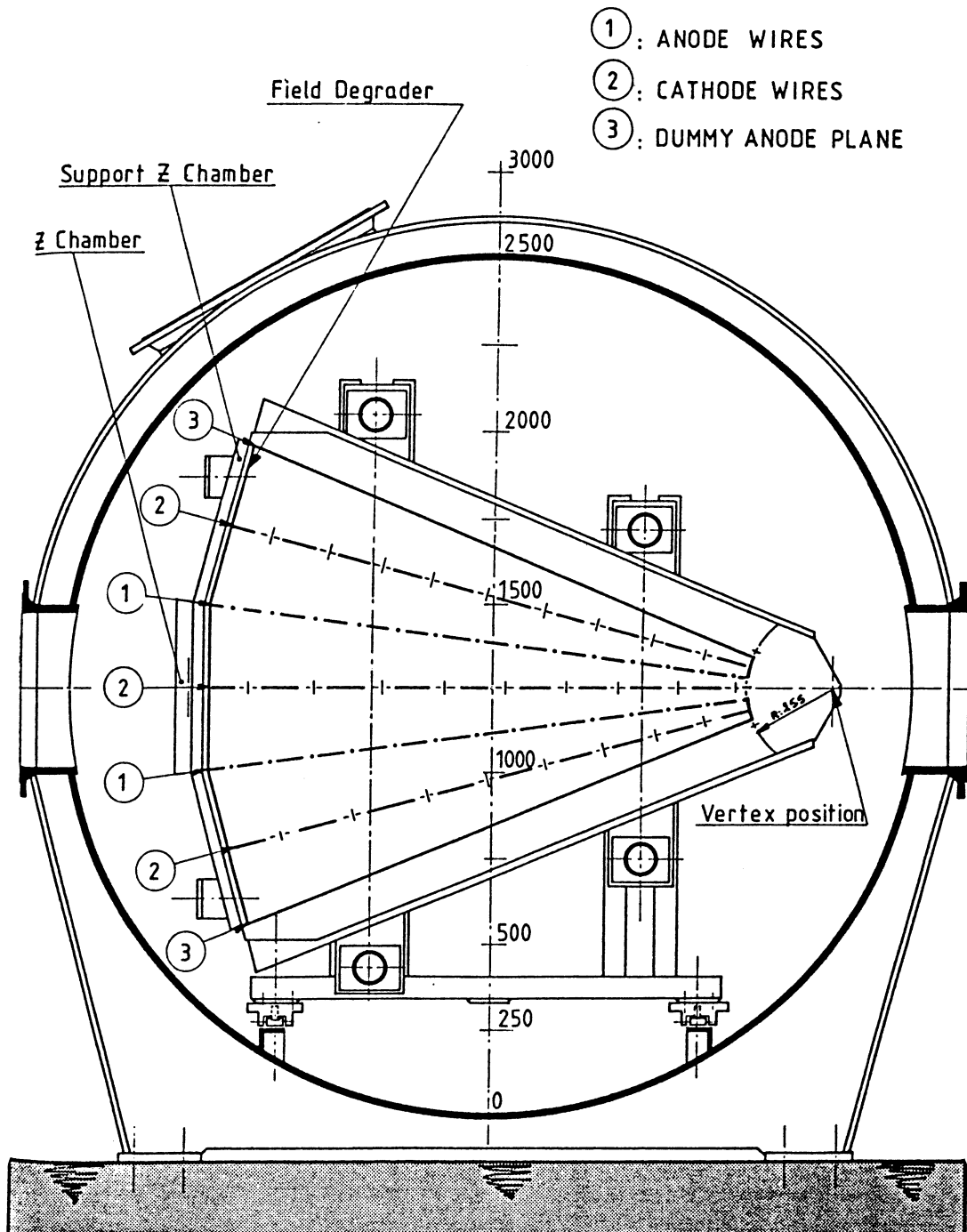


Bild 2.7 OPAL Full Size Prototype [OPAL 1983]

2-Sector Prototype (Bild 2.8): Er besteht aus zwei vollen Sektoren, die aus Symmetriegründen wieder mit zwei Halbsektoren ergänzt wurden ähnlich dem FSP. Der 2-Sector Prototype wird aus Teilen der Serienfertigung für die OPAL Jetkammer gebaut. Er hat demnach auch die konischen Endplatten der OPAL Jetkammer. Die Drahtlängen betragen innen 3.2 m und außen 4.1 m. Weiterhin wurde der Feldkäfig für das Driftfeld anhand von Messungen am FSP und elektrostatischen Feldrechnungen gegenüber dem FSP verbessert.

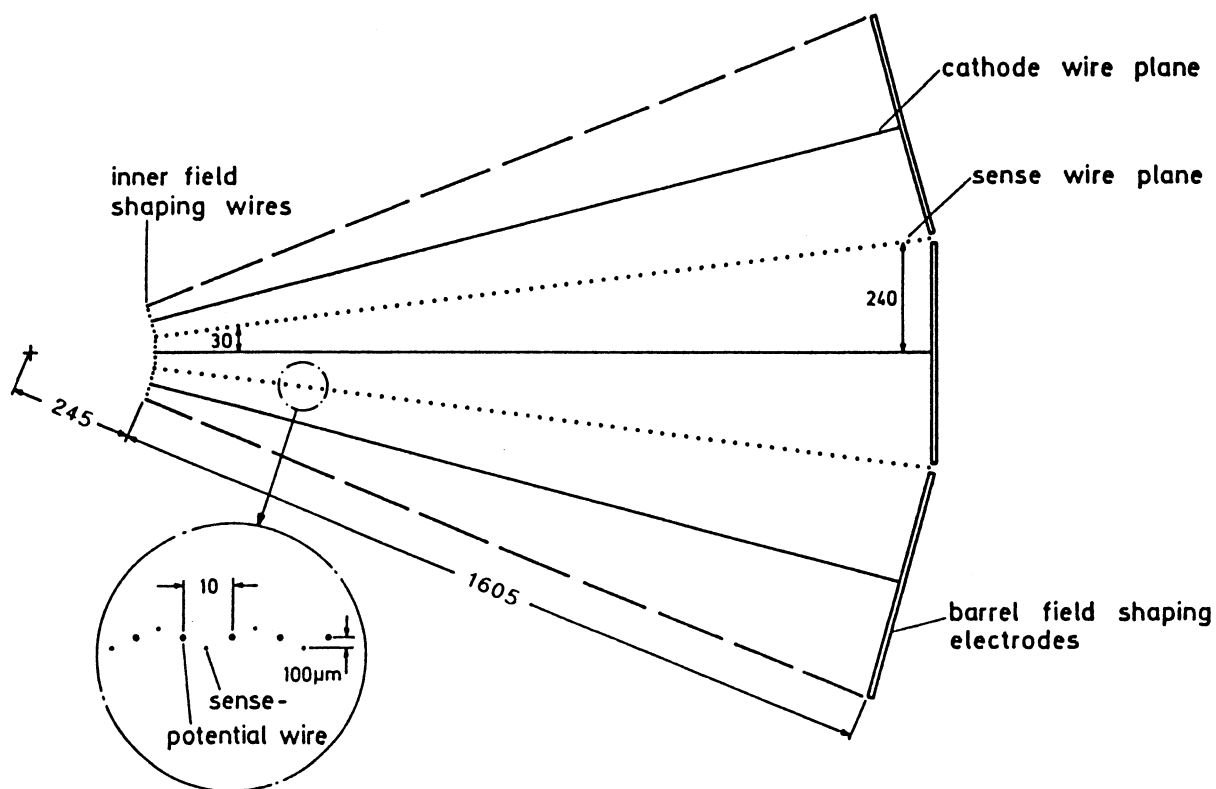


Bild 2.8 2-sector Prototype [nach Breuker 1987, geändert]

2.3 Arbeitsweise und Meßgrößen einer Jetkammer

2.3.1 Ionisation des Zählgases beim Durchgang eines geladenen schnellen Teilchens

Die hochenergetischen Reaktionsprodukte der e^+e^- - Wechselwirkung durchfliegen die Jetkammer, die 96% des vollen Raumwinkels umfaßt. Dort ionisieren die geladenen Teilchen das Zählgas, denn Anregung und Ionisation sind die den Energieverlust dominierenden Prozesse. Der differentielle Energieverlust durch Ionisation pro Wegstrecke dE/dx wird durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben [Sauli 1977]

$$(2.3.1) \quad \frac{dE}{dx} = 2 K \frac{\rho}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left[\log \left(\frac{2 m_e v^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad K = \frac{2 \pi N_0 z^2 e^4}{m_e c^2}$$

wobei m_e die Elektronenmasse ist, z und v bedeuten die Ladung (in Einheiten von e) und Geschwindigkeit des Teilchens, $\beta = v/c$, N_0 ist die Avogadro'sche Zahl, Z , A und ρ sind die Atom-, Massenzahl und Dichte des durchquerten Mediums, und x ist die Weglänge im Medium gemessen in g/cm^2 . Die Größe I ist ein effektives Ionisationspotential, gemittelt über alle Elektronen. Die ungefähre Größe von I beträgt $10 Z$ eV. Für ein Zählgas ist der Energieverlust nur eine Funktion der Ladung und Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens und unabhängig von seiner Masse. Wird der Energieverlust über der Teilchengeschwindigkeit v aufgetragen (Bild 2.9), so sieht man vom langsamen zum schnellen Teilchen übergehend zuerst den $1/v^2$ Abfall bei nicht relativistischen Geschwindigkeiten, dann, nach einem Minimum, einen logarithmischen Wiederanstieg mit $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$, der auf das relativistische Anwachsen der transversalen Komponente des elektrischen Feldes des Teilchens zurückgeht und in dem Fermi-Plateau endet, da die dielektrischen Eigenschaften des Mediums das elektrische Feld

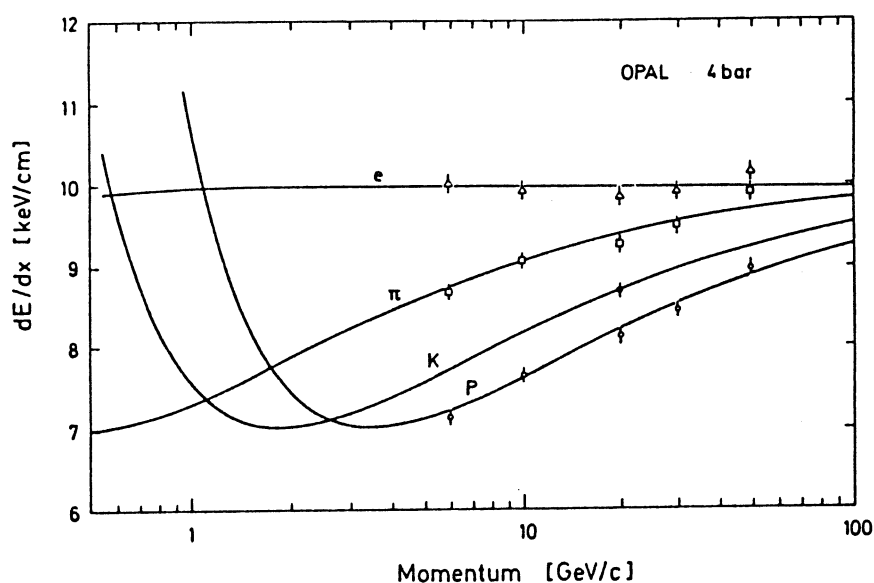


Bild 2.9 Im OPAL FSP gemessener Energieverlust als Funktion des Teilchenimpulses für Elektronen, Pionen, Myonen und Protonen. Die durchgezogene Linie ist ein Fit zu den Daten [Breuker 1987].

des Teilchens abschirmen. Die Abhängigkeit des dE/dx vom Medium ist sehr schwach, da $Z/A \approx 0.5$ für alle Elemente außer Wasserstoff und den schwersten Elementen ist. Das Minimum der Kurve liegt bei einer Geschwindigkeit, die der dreifachen Ruhemasse des Teilchens entspricht. Ein Teilchen mit dieser Geschwindigkeit nennt man minimal ionisierend. Für Teilchen gleicher Ladung aber unterschiedlicher Ruhemasse (e , π , K , p) liegt das Minimum bei entsprechend verschiedenen Impulsen. In einem gewissen Impulsbereich kann man somit diese verschiedenen Teilchen voneinander trennen, sofern man den Impuls der Teilchen kennt.

Die Bestimmung des differentiellen Energieverlustes wird jedoch dadurch erschwert, daß er in dünnen Gasschichten stark fluktuiert. Die Fluktuationen wurden zuerst von Landau beschrieben. Die Landauverteilung läßt sich näherungsweise geschlossen darstellen [Sauli 1977]

$$f_L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})}$$

(2.3.2)

$$\lambda = (\Delta E - \Delta E_{mp}) / \xi \quad \xi = K \frac{Z \rho}{A \beta^2} x$$

f ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Teilchen auf der Wegstrecke x einen Energieverlust ΔE erfährt. Die reduzierte Energieverlustvariable λ stellt die auf den wahrscheinlichsten Energieverlust ΔE_{mp} normalisierte Abweichung dar. ξ ist der mittlere Energieverlust, der erste Term der Bethe-Bloch Formel (2.3.1). Für eine Schichtdicke von 5 cm atm Argon ist diese Funktion in Abbildung 2.10 aufgetragen. Für 4 bar Argon erhält man eine totale Ionisation von ca. 420 Elektronen pro cm Wegstrecke. Man sieht, daß die ursprüngliche Landauverteilung für Gase zu schmal ist. Ihre volle Breite bei halber Höhe des Maximums beträgt nur etwa 15%, wogegen Talman [Talman 1979] bei einer genaueren Betrachtung 30%

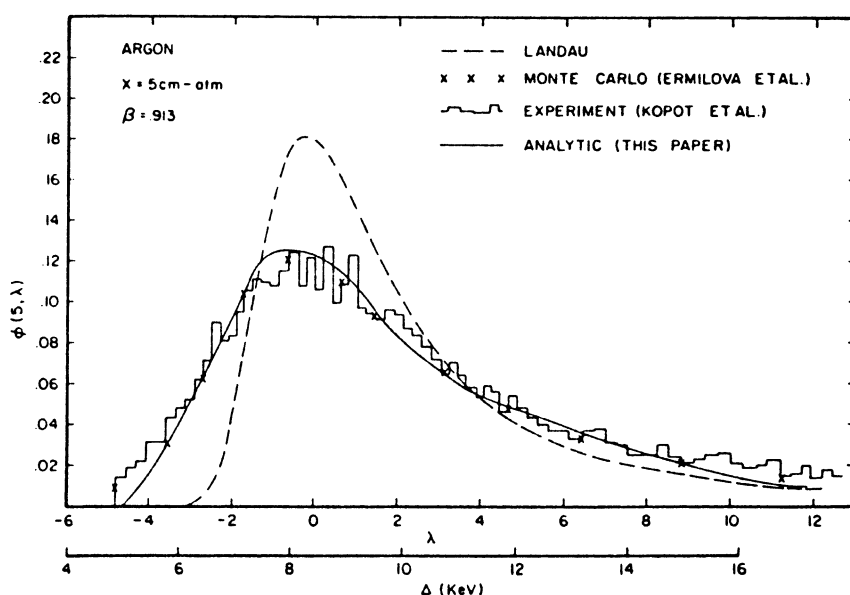


Bild 2.10 Beobachtete, Monte Carlo, Landau und analytisch berechnete Energieverlustverteilung für 2.2 GeV Protonen ($\beta = 0.913$) in Argon Stichprobendicken von 5 cm atm. Die horizontale Achse ist sowohl mit der Landau Variablen λ als auch dem absoluten Energieverlust Δ beschriftet [Talman 1979].

fand. Da Gasdetektoren den Energieverlust durch Messung der totalen Ionisation bestimmen, ist die Proportionalität zwischen totaler Ionisation und Signalgröße, d.h. die Gleichmäßigkeit der Gasverstärkung, wichtig. Charakteristisch für die Landauverteilung ist der Ausläufer zu hohen Energien. Eine einfache Methode den dE/dx zu bestimmen, ist die Ionisation vielfach zu messen und die 40%(-60%) größten Meßwerte zu verwerfen. Das arithmetische Mittel über die restlichen 60%(-40%) ergibt dann eine gute Abschätzung für den dE/dx . Diese Methode wird "truncated mean" genannt. In der OPAL Jetkammer wird eine Spur bis zu 159 mal gemessen. Allison & Cobb [Allison 1980] berechneten die Abhängigkeit der Energieauflösung R für eine feste Stichprobendicke xP (Länge x , Gasdruck P) von der Anzahl der gezogenen Stichproben n in reinem Argon zu:

$$(2.3.3) \quad R (\%FWHM) = 96n^{-0.46} (xP)^{-0.32}$$

Nach I. Lehraus [Lehraus 1983] läßt sich die erreichbare Auflösung bei Gasdetektoren mit hinreichender Meßlänge und Meßanzahl als Funktion der Detektortiefe L in m atm beschreiben als

$$(2.3.4) \quad FWHM = 0.135 L^{-0.37} \text{ oder } \sigma = 0.057 L^{-0.37}$$

Der kleinere Exponent bei Lehraus resultiert aus den größeren systematischen Fehlern bei einem größeren Detektor, da das Ergebnis ein Fit an Ergebnisse echter Detektoren darstellt. Für die OPAL Jetkammer ergibt das eine Auflösung bei 4 bar von $\sigma = 2.9\%$ (die OPAL Jetkammer wurde für ein σ von 3-4% entworfen). Eine Reduktion des Gasdrucks auf 2 bar würde die Auflösung auf $\sigma = 3.7\%$ verschlechtern, jedoch die Vielfachstreuung für langsame Teilchen verkleinern.

Die statistische Ionisation des Zählgases durch ein geladenes Teilchen führt weiterhin zu einer Zusammenballung (Clustering) der Elektronen entlang der Teilchenspur mit makroskopischen Abständen dazwischen, in denen keine Elektronen erzeugt werden (Bild 2.11). Es finden nämlich nur wenig primäre Ionisationen durch das geladene Teilchen selbst statt. Diese führen aber zu energiereichen Elektronen, welche durch sekundäre Ionisation thermalisieren. Sehr schnelle primäre Elektronen können mehrere Zentimeter im Zählgas zurücklegen, ehe sie gestoppt werden und führen so zu kurzen Nebenspuren entlang der Teilchenspur. Man nennt sie deshalb auch δ -Elektronen.

Im Gegensatz hierzu führt die Ionisation eines UV-Lasers, der heute vielerorts als Kalibrationshilfe eingesetzt wird, zu einer sehr gleichmässigen Aufreihung von einzelnen Elektronen, da die Gasmoleküle durch zwei-Photon Absorption einfach ionisiert werden.

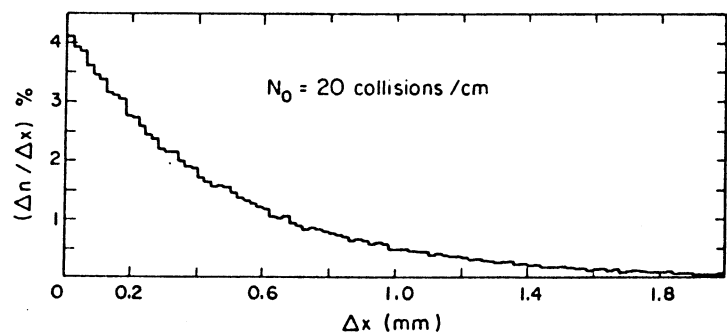


Bild 2.11 Verteilung der Abstände Δx_i zwischen benachbarten primären Clustern. Gasprobendicke 1 cm, $N_0 = 20$ Kollisionen pro Zentimeter. Das Ergebnis ist dargestellt mit einem Binning von 20 μm in Prozent von N_0 , bezogen auf ein Mittel von 10 000 Spuren [Lapique 1980].

2.3.2 Diffusion und Drift der Elektronen

Die durch die Gasionisation entstehenden Elektronen oder Elektronenwolken (Cluster) diffundieren ohne äußere elektromagnetische Felder im Laufe der Zeit t . Die Ausdehnung einer Elektronenwolke verbreitert sich dabei nach der Einsteinschen Diffusionsgleichung

$$(2.3.5) \quad \delta_x^2 = 2 D t \quad D \text{ Diffusionskoeffizient in } \mu\text{m}^2/\text{ns}$$

Unter Einfluß eines äußeren elektrischen Feldes E wird diese Diffusion jedoch anisotrop (Bild 2.12). Die Diffusion transversal zum elektrischen Feld D_t wächst mit dem elektrischen Feld E wie E^c , der longitudinale Diffusionskoeffizient D_l wird kleiner als D_t und zeigt eine komplizierte Abhängigkeit. Bei einem konstantem E -Feld von 940 V/cm in einem 4 bar Zählgas von (Ar : Methan) + Isobutan = (90 : 10) + 3% (Bedingungen des Venuskammertests am SPS - X5 - Teststrahl) beträgt $D_t \approx 140 \mu\text{m}^2/\text{ns}$ und $D_l \approx 60 \mu\text{m}^2/\text{ns}$, so daß eine ursprünglich punktförmige Elektronenwolke nach einer Driftstrecke von 26 cm mit ca. 2.4 mm mittlerer Breite auf den Zähldraht auftrifft (mit $v_d = 50 \mu\text{m}/\text{ns}$). Ein konstantes äußeres elektrisches Feld läßt die Elektronen auch mit einer makroskopisch konstanten Driftgeschwindigkeit v_d entgegen diesem Feld wandern, da mikroskopisch die Elektronen durch Stöße mit Gasatomen immer wieder abgebremst werden. Überlagert man noch ein Magnetfeld B senkrecht zum elektrischen Feld E , so werden die Elektronen auch noch im Sinne $E \times B$ abgelenkt. Diese makroskopisch langsame Drift der Elektronen kann man sich in einem einfachen Modell als Bewegung in einem zähen Medium vorstellen.

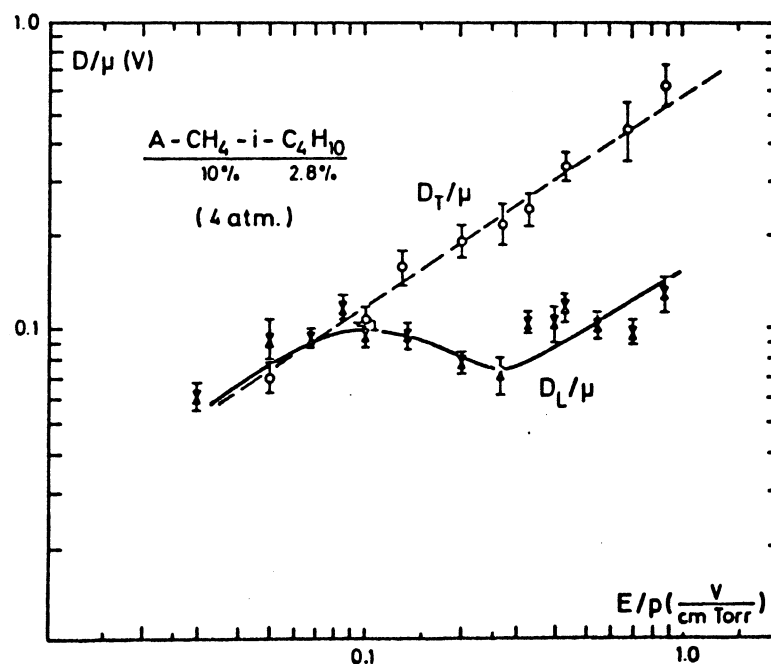


Bild 2.12 Longitudinaler D_l und transversaler D_t Diffusionskoeffizient in einer Argon-Methan-Isobutan Gasmischung von 4 bar Druck [Drumm 1980 und Peisert 1984].

Ein einfaches Zwei-Parameter-Modell [Mayer 1987] beschreibt dies so:

Die Bewegungsgleichung

$$(2.3.6) \quad m \dot{\mathbf{v}} + \mathbf{K} \mathbf{v} = e (\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})),$$

wobei \mathbf{K} ein anisotroper Reibungstensor mit zwei unabhängigen Komponenten, \mathbf{v} die Driftgeschwindigkeit, e die Elektronenladung, \mathbf{E} und \mathbf{B} elektrische und magnetische Feldstärke sind, führt mit der Wahl $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$, $\mathbf{E} = (E, 0, 0)$ und $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ auf

$$\begin{aligned} k_l v_l &= eE + e v_t B \\ k_t v_t &= -e v_l B \\ k_t v_z &= 0 \end{aligned}$$

Hierbei wurde v als konstant angenommen. Die Indices l bzw. t bedeuten longitudinal bzw. transversal in Bezug auf \mathbf{E} . Die Reibungskonstanten k_l und k_t werden als unabhängig vom Magnetfeld angenommen. Bei verschwindendem Magnetfeld $B = 0$ hat man

$$(2.3.7) \quad v_0 = \frac{eE}{k_l}$$

und der Lorentzwinkel α ergibt sich bei einem Magnetfeld von $B \neq 0$ zu

$$(2.3.8) \quad \tan \alpha = \frac{B}{E} v_0 \frac{k_l}{k_t} = \frac{eB}{k_t} \quad \frac{k_l}{k_t} =: \Psi$$

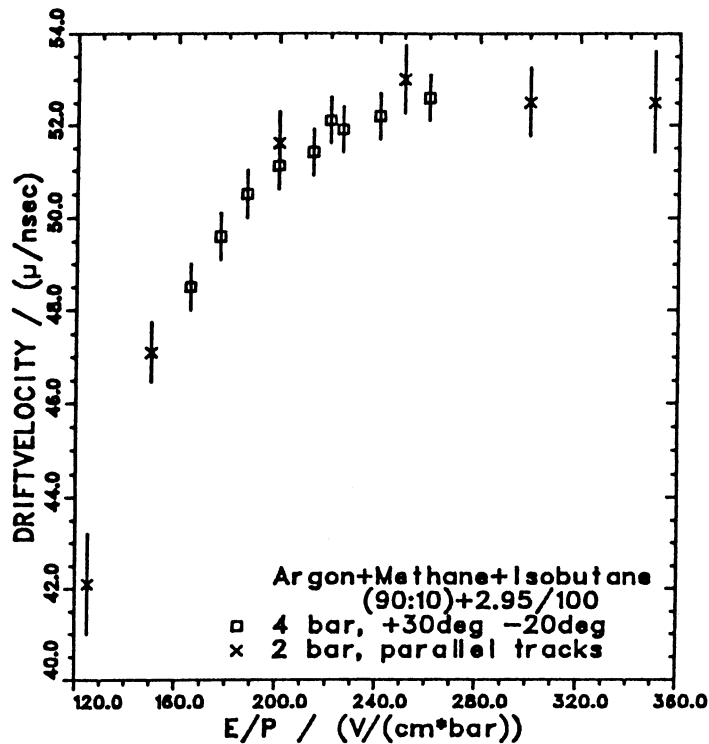
Damit erhält man für die Driftgeschwindigkeit longitudinal v_l und transversal v_t zum elektrischen Feld

$$(2.3.9) \quad v_l = \frac{eE}{k_l + B^2 e^2 / k_t} = v_0 \frac{\Psi}{\Psi + v_0^2 \Psi^2 B^2 / E^2}$$

$$(2.3.10) \quad v_t = - (e / k_l) B v_l = -v_l \Psi \frac{E}{B} v_l$$

Die Driftgeschwindigkeit wird also über die beiden Parameter Ψ und v_0 vollständig beschrieben. Sie werden experimentell bestimmt durch Messen der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen Feld ohne Magnetfeld v_0 und des Lorentzwinkels α mit Magnetfeld. Bild 2.13 a und b zeigen solche Kurven des Venuskammertests am CERN SPS-X5-Teststrahl.

DRIFTVELOCITY AS A FUNCTION OF THE ELECTRIC FIELD



LORENTZANGLE AS A FUNCTION OF THE MAGNETIC FIELD

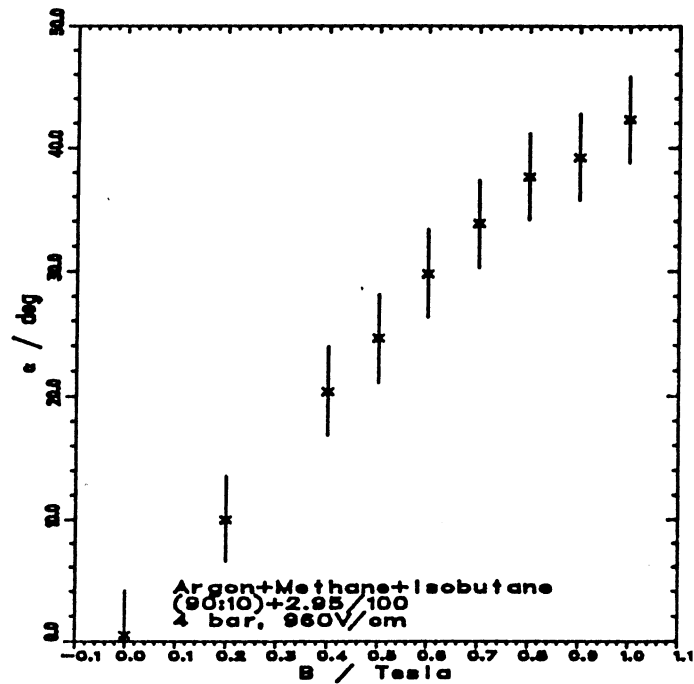


Bild 2.13 Online Auswertung der Driftgeschwindigkeit (links) und des Lorentzwinkels (rechts) während des Venuskammer Tests am CERN-SPS-X5 Teststrahl.

2.3.3 Gasverstärkung und Sättigung

In der Nähe der Zähldrähte wächst das elektrische Feld wie $1/r$ an, wobei r der Abstand zur Zähldrahtmitte ist. Einige Drahradien von der Oberfläche der Zähldrähte entfernt wird die Feldstärke so groß, daß die Elektronen auf ihrer freien Weglänge zwischen den Stößen mit den Gasatomen soviel Energie gewinnen, daß sie das Gasatom beim Stoß ionisieren. Dies löst eine Lawine in Richtung auf den Zähldraht aus. Der Gasverstärkungsfaktor M kann bei Geigerzählrohren bis zu 10^7 betragen. In einer Driftkammer kommt nicht nur ein Elektron pro Zähldraht an, sondern, aufgrund der aufgesammelten Ionisationsspurlänge pro Zähldraht, einige hundert Elektronen. Will man für die dE/dx Messung einen proportionalen Zusammenhang zwischen der Anzahl der andriftenden Elektronen und dem Signal auf dem Zähldraht haben, so darf der Multiplikationsfaktor nicht größer als 10^4 werden, da sonst durch die zurückbleibenden Ionenrümpfe in den Verstärkungslawinen der zuerst ankommenden Elektronen das elektrische Feld für die Gasverstärkung der später ankommenden Elektronen merklich abgeschwächt wird. Man spricht dann von lokaler Sättigung. Die lokale Sättigung hängt weiter ab von der Größe der Primärlonisation (Teilchensorte) und der geometrischen Spurlänge, die auf einem Zähldraht gesammelt wird. Die geometrische Spurlänge verändert sich mit den Winkeln Θ und φ der Spur zur Zähldrahtebene (Bild 2.14a). Bei einer Spur senkrecht zum Zähldraht $\Theta = 0$ driften mehr Elektronen auf einen Millimeter Zähldraht, als bei einer schräg zum Zähldraht verlaufenden Spur. In der OPAL-FSP-Kammer sind das immerhin noch maximal 7% lokale Sättigung zwischen $\Theta = 0^\circ$ und $\Theta = 30^\circ$ [Breuker 1987].

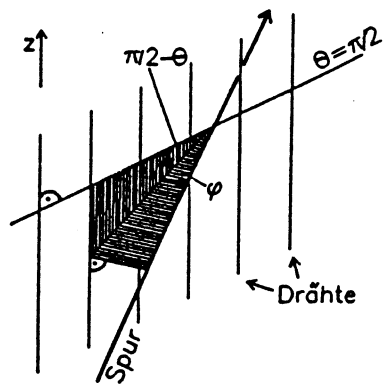
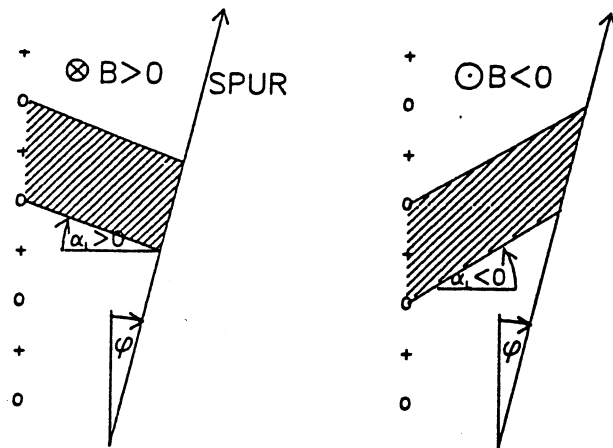


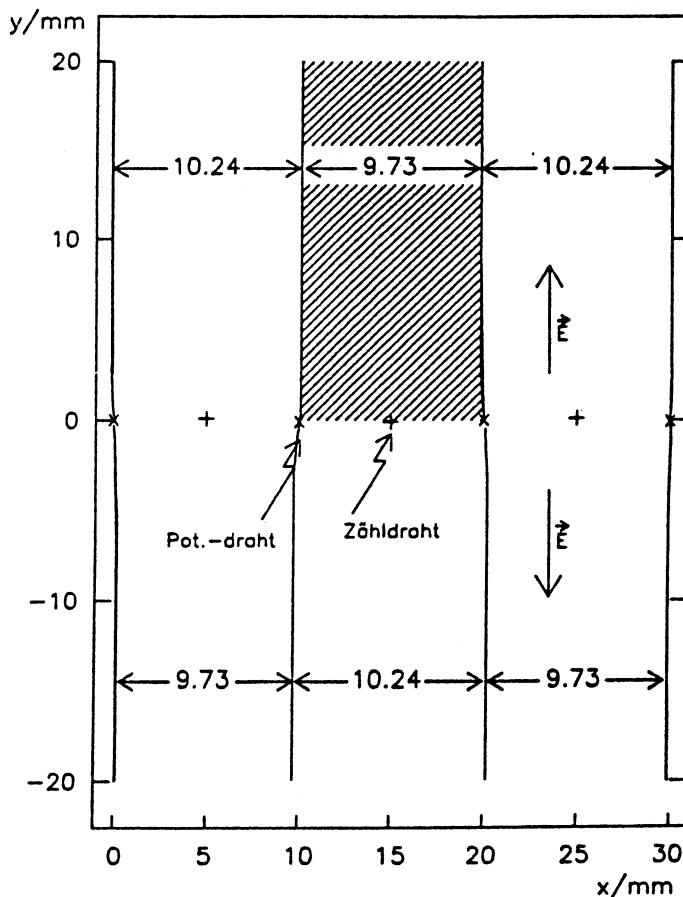
Bild 2.14a Definition der Winkel Θ , φ einer Spur zur Zähldrahtebene [Bittner 1987]



+ Zähldraht
o Potentialdraht

Bild 2.14b Der Lorentzwinkel α_L bewirkt für symmetrisch links und rechts verlaufende Spuren ungleiche Spurlängen, die auf einem Zähldraht gesammelt wurden [Bittner 1987].

Bild 2.14c Eine Driftzelle ist definiert als das Einzugsgebiet eines Zähl- drahtes, d.h. alle Elektronen die sich in einer Driftzelle befinden, driften auf denselben Zähl- draht. Für $B \neq 0$ sind die Driftzellen um den Lorentzwinkel gedreht (Bild 2.14b). Das Staggering bewirkt die unterschiedlichen Breiten der Driftzellen für vorne und hinten (wine bottle effect) (Feldrechnung mit FIELDN für die Venuskammer Runs 218 ff).



Unter Einfluß eines Magnetfeldes verändert der Lorentzwinkel die Spurlänge von Spuren rechts und links der Zähldrahtebene asymmetrisch (Bild 2.14b). Zuletzt muß noch eine elektrostatisch bedingte Verjüngung der Driftzellen (wine bottle effect) für durch staggering zurückgesetzte Zähldrähte erwähnt werden (Bild 2.14c). Eine weitere globale Sättigung kann durch die zur Kathode driftenden Ionenrumpfe verursacht werden, die sich ca. 1000-fach langsamer als die Elektronen bewegen, so daß eine später kommende Spur beeinflusst wird, wenn die Teilchenrate zu hoch ist (siehe Abschnitt 3.2.5.3).

Die Gasverstärkung M kann man in einen einfachen Zusammenhang zur Feldstärke an der Zähldrahtoberfläche $E_{s_{ws}}$ bringen [Sauli 1977, Gleichung 32]

$$(2.3.11) \quad M = e^{a+bE_{s_{ws}}} \quad \text{für } M \gg 1$$

Die Faktoren a und b muß man aus dem Experiment gewinnen. Da $E_{s_{ws}}$ einen Schwellenwert überschreiten muß bevor Gasverstärkung auftritt, ist a negativ. Relative Änderungen in einem kleinen Bereich können betrachtet werden mit

$$(2.3.12) \quad \frac{\Delta M}{M} = b E_{s_{ws}} \frac{\Delta E_{s_{ws}}}{E_{s_{ws}}}$$

Die übliche Näherung von $b E_{s_{ws}} = \text{const.}$ ($\approx 10-30$) ist also nur sehr beschränkt gültig.

Bei sehr kleinen Gasverstärkungen ($\leq 10^4$) muß für eventuelle Sättigungsrechnungen bedacht werden, daß die Elektronenlawine den Draht nicht mehr ganz umschließt (Bild 2.15).

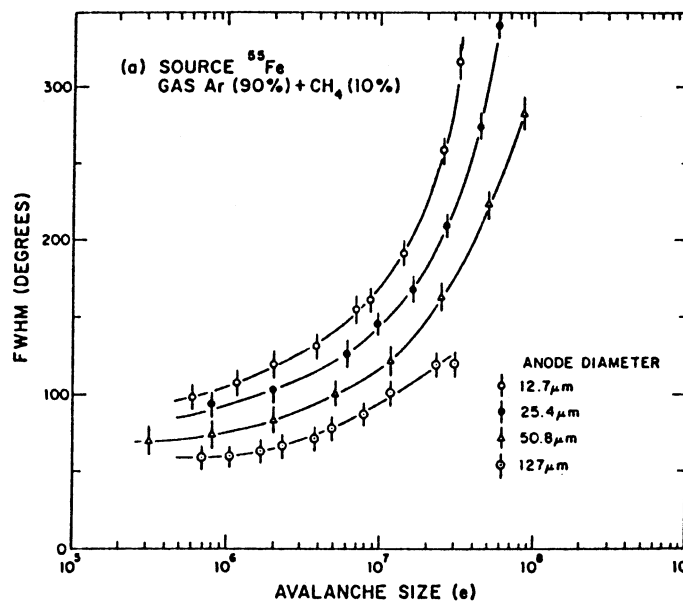


Bild 2.15 FWHM der Winkelausdehnung einer Gasverstärkungslawine ausgelöst durch die 5.9 KeV γ -Quanten einer ^{55}Fe Quelle in einem Argon-Methan Gasmischung als Funktion der Lawinengröße [Okuno 1979]

2.3.4 Ortsauflösung in der r - φ Ebene

Da die Spuren in der r - φ Ebene durch das Magnetfeld gekrümmt verlaufen, bestimmt die Ortsauflösung in der r - φ Ebene letztendlich die erreichbare Impulsauflösung und damit Teilchenidentifikation und -separation. Die Koordinaten in der r - φ Ebene sind bestimmt durch die Drahtposition, die gemessene Driftzeit und den Lorentzwinkel. Der Fehler in den Koordinaten enthält Beiträge von den Fehlern in der Zeitmessung und der Transformation der Zeit in eine Länge, wie auch von der Zeitstreuung durch die Diffusion der Elektronen entlang der Driftrichtung. Für eine Kammer der Größe von OPAL kommt noch die Ungenauigkeit in der Drahtposition durch Gravitationsdurchhang (0-190 μm) und elektrostatische Auslenkung (0-80 μm , je nach Position entlang des Drahtes und Ort des Drahtes in der Kammer) hinzu, sowie eventuelle Fehler des elektrischen Feldes. Diese sind ohne Magnetfeld zwar in erster Ordnung vernachlässigbar, da man auf dem Maximum der Driftgeschwindigkeit arbeitet, aber in einem Magnetfeld nimmt der Lorentzwinkel monoton mit wachsendem elektrischem Feld zu und führt zu Richtungsfehlern. Der Hauptbeitrag zur Auflösung stammt jedoch von der Zeitmessung, da ein Zeitfehler von 1 ns bei einer Driftgeschwindigkeit von 50 $\mu\text{m}/\text{ns}$ einem Ortsfehler von 50 μm entspricht. Dies ist einer der Hauptgründe für den Einsatz von 100 MHz Flash ADC (FADC) in OPAL. Das Aufzeichnen der Pulsform erlaubt gegenüber einer reinen Schwellenwertmessung eine Korrektur anhand der einzelnen Pulsformen. Für nahe an der Zählrahtebene verlaufende Spuren kommt noch eine Streuung durch die statistische Verteilung der Primärelektronencluster entlang der Spur hinzu, da die Spur selbst nicht auf einer Isochrone verläuft.

Die am einfachsten zu bestimmende Auflösung ist die des Einzeldrahtes mit der Drei-Draht-Methode

$$(2.3.13) \quad \Delta t = \sqrt{\frac{2}{3}} \left(\frac{t_1 + t_3}{2} - t_2 \right)$$

wobei t_1 , t_2 und t_3 die Zeiten auf drei benachbarten Drähten sind. Δt ist von der Driftstrecke abhängig. Der OPAL FSP erreicht hier 80-130 μm , (mit $\Delta x = v_D \Delta t$, $v_D = 50 \mu\text{m}/\text{ns}$), je nach Abstand der Spur vom Zählraht [Schaile 1986]. Aussagekräftiger ist der Sagittafehler Δs , die mittlere gemessene Krümmung einer in Wirklichkeit geraden Spur gemessen als Höhe der Sehne des Kreisbogens auf die Kreislinie, da die Sagitta s direkt mit dem Impuls des Teilchens zusammenhängt:

$$(2.3.14) \quad s = 0.0375 \frac{L^2 B}{P_t} \quad \text{und} \quad \Delta s = 0.0375 L^2 B \frac{\Delta P_t}{P_t^2}$$

B (in Tesla) ist die Stärke des Magnetfeldes entlang der Strahlachse, P_t (in GeV/c) der Impuls des Reaktionsteilchens in der Ebene senkrecht zur Strahlachse und L (in m) die Länge der Projektion der gekrümmten Spur auf die Zählrahtebene. Der Sagittafehler Δs läßt sich aus der Einzeldrahtauflösung $\Delta x = v_D \Delta t$ bestimmen [Gluckstern 1963, (13)]

$$(2.3.15) \quad \Delta s = \frac{3.35}{\sqrt{N+5}} \Delta x$$

N ist die Anzahl der gemessenen Punkte entlang der Spur. Mit dem OPAL FSP wurde für eine Spurlänge über 160 Zähldrähte ein Sagittafehler Δs von 45–60 μm gemessen [Fischer 1986]. Dies entspricht nicht ganz dem mit (2.3.15) aus der Einzeldrahtauflösung erwarteten Sagittafehler für $N = 160$ Drähte von 22–35 μm . Zum Vergleich, die echte Sagitta eines Teilchens mit einem Transversalimpuls von 100 GeV/c beträgt im 0.4 T Magnetfeld von OPAL 380 μm .

2.3.5 Ortsauflösung in der z-Koordinate

Die z-Koordinate wird durch Ladungsteilung mit dem Ohmschen Widerstand des Drahtes bestimmt. Die erreichbare Auflösung ist gegeben durch das Signal : Rausch Verhältnis am Eingang des Vorverstärkers. Eine hohe Gasverstärkung wäre also wünschenswert, was aber einer guten dE/dx Auflösung widerspricht. Die erreichten Auflösungen für Einzelspuren liegen bei ungefähr 1% der Drahtlänge, werden aber bei mehreren Spuren schlechter. Die r-z Ebene wird für die Spurrekonstruktion mit Raumpunkten benötigt. Bei topologisch komplizierten Ereignissen ergeben Rekonstruktionen mit Raumpunkten bessere Ergebnisse als solche in Projektionen. Auch wird die z-Koordinate für die r- ϕ Ebene benötigt, da Gravitationsdurchhang parabelförmig und elektrostatische Auslenkung cosinusförmig von z abhängig sind mit bis zu 300 μm Differenz zwischen Aufhängungsort des Drahtes und seiner Mitte.

2.3.6 Teilchenidentifikation und -trennung

Impulsauflösung aus der Orts- und dE/dx-Bestimmung ergeben zusammen die Teilchentrennung D. Sie wird mit $\varepsilon := dE/dx$ und für einen festen Impuls p für z.B. Elektronen e und Pionen π definiert als

$$(2.3.16) \quad D_{e\pi}(p) = \frac{\varepsilon_e(p) - \varepsilon_\pi(p)}{\sigma_{\varepsilon_\pi}(p)}$$

wobei σ die Standardabweichung von ε ist. Die Trennkraft der OPAL Jetkammer ist in Bild 2.16 dargestellt. Man spricht von Trennung, wenn D größer zwei ist.

2.3.7 Datenauslese

Die Signale der Zähldrähte werden in der OPAL-Jetkammer mit differentiellen Strom-zu-Spannungswandlern direkt am rechten und linken Drahtende verstärkt und dann über ein langes, individuell abgeschirmtes twisted-pair-Kabel in die Meßhütte übertragen (Bild 2.17). Dort werden sie von Flash-Analog-zu-Digital-Convertern (FADC) alle 10ns abgetastet und in einem 1 K tiefen Random-Access-Memory (RAM) abgelegt. Die FADC haben 6 Bit, sind aber durch eine nichtlineare Eingangsschaltung der Landauverteilung der Gasionisation

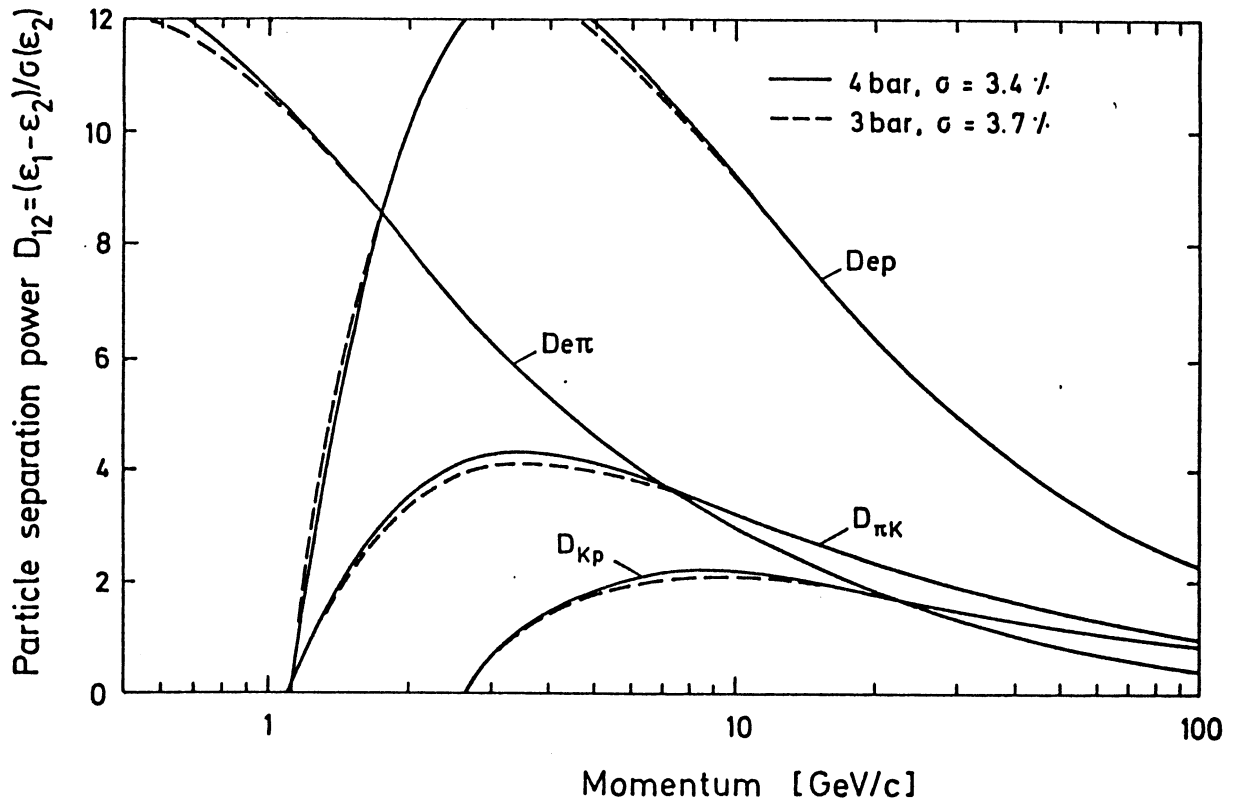


Bild 2.16 Teilchentrennkraft des OPAL-FSP abgeleitet aus einer an die Daten angepaßten Parametrisierung [Breuker 1987]

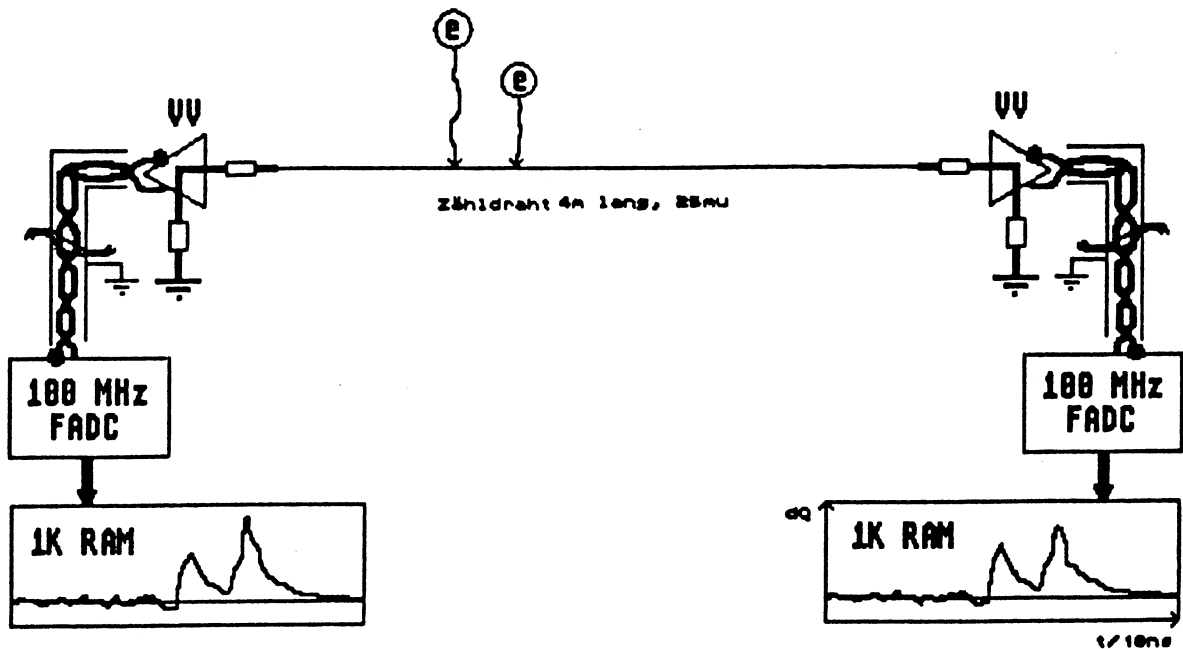


Bild 2.17 Schema der Signalauslese in der OPAL-Jet-Kammer. Der Zählrohr wird rechts und links ausgelesen, das Signal wird vorverstärkt in einem Strom-Spannungswandler (VV) und über ein langes "twisted pair" Kabel zur Meßhütte gesendet. Dort wird es alle 10ns durch einen FADC digitalisiert und in einem 1K tiefen Random-Access-Memory zwischengespeichert.

angepaßt worden und haben somit einen 8 Bit entsprechenden dynamischen Bereich. Das Memory (10 μ s tief bei 100MHz Datenrate) faßt die ganze 26 cm lange Driftstrecke (5.2 μ s bei $v_D = 50 \mu\text{m/ns}$) und hat noch Reserve für Triggerungenauigkeiten oder eine Gasmischung mit einer etwas langsameren Driftgeschwindigkeit.

2.3.8 Zusammenfassung

Die OPAL Jetkammer ist ein sorgfältig abgewogener Kompromiß zwischen einem reinen Spurendetektor und einem Detektor, der die Teilchen identifiziert.

Als Spurendetektor weist die Jetkammer Raumpunkte in r - ϕ - z nach mit einer Genauigkeit von ca. 100 μm in der r - ϕ Ebene und 4 cm entlang der z -Achse. Auch die Doppelspurtrennung beträgt bei 2 mm Spurabstand bereits 85% und erreicht bei 5 mm 100% [Schaile 1986]. Die Jetkammer eignet sich somit zur Trennung von gebündelten Spuren (Jets), daher auch ihr Name. Bei 160 Meßpunkten für eine Spur mit einem Transversalimpuls größer als 0.1 GeV/c ermöglicht sie eine gute Rekonstruktion komplizierter Ereignisse, zumal die Auflösung von 80 μm für kleine Driftstrecken bereits an bisherige Vertexdetektoren herankommt. Ein längs der Strahlachse und senkrecht zum elektrischen Driftfeld orientiertes Magnetfeld zwingt geladene Teilchen auf eine gekrümmte Bahn, aus deren Krümmung sich der Transversalimpuls des Teilchens bestimmen läßt.

Die wichtigen Reaktionsprodukte Elektron und Pion lassen sich bis zu einem Transversalimpuls von 12 GeV/c mit Hilfe der Messung der totalen Ionisation dE/dx gut trennen. Auch Elektron-Proton und Pion-Kaon werden in einem weiten Impulsbereich gut unterschieden (Bild 2.16).

2.4 Durch elektrostatische Berechnungen behandelbare Fragestellungen

In erster Linie sollte die Elektrostatik bei Entwurf und Konstruktion eines Detektors eingesetzt werden. Erst danach sollten mit ihrer Hilfe die nicht ganz unvermeidlichen Feldfehler berechnet werden und in Form von Eichkonstanten der Auswertung zur Verfügung gestellt werden.

Beim Entwurf einer Jetkammer ist der erste Schritt die Festlegung der Eigenschaften einer einzelnen Driftzelle, da diese ja periodisch durch die Nachbardriftzellen berandet ist. Danach wird diese Driftzelle periodisch bis auf den Rand der Driftkammer fortgesetzt, und die Potentiale werden am Rand so eingestellt, daß die Kammer unendlich periodisch und unendlich lang erscheint. In einem dritten Schritt ist der mechanischen Konstruktion Rechnung zu tragen und ein Ausgleich zu finden für nicht konstruierbare Details. Hierbei sind zu beachten:

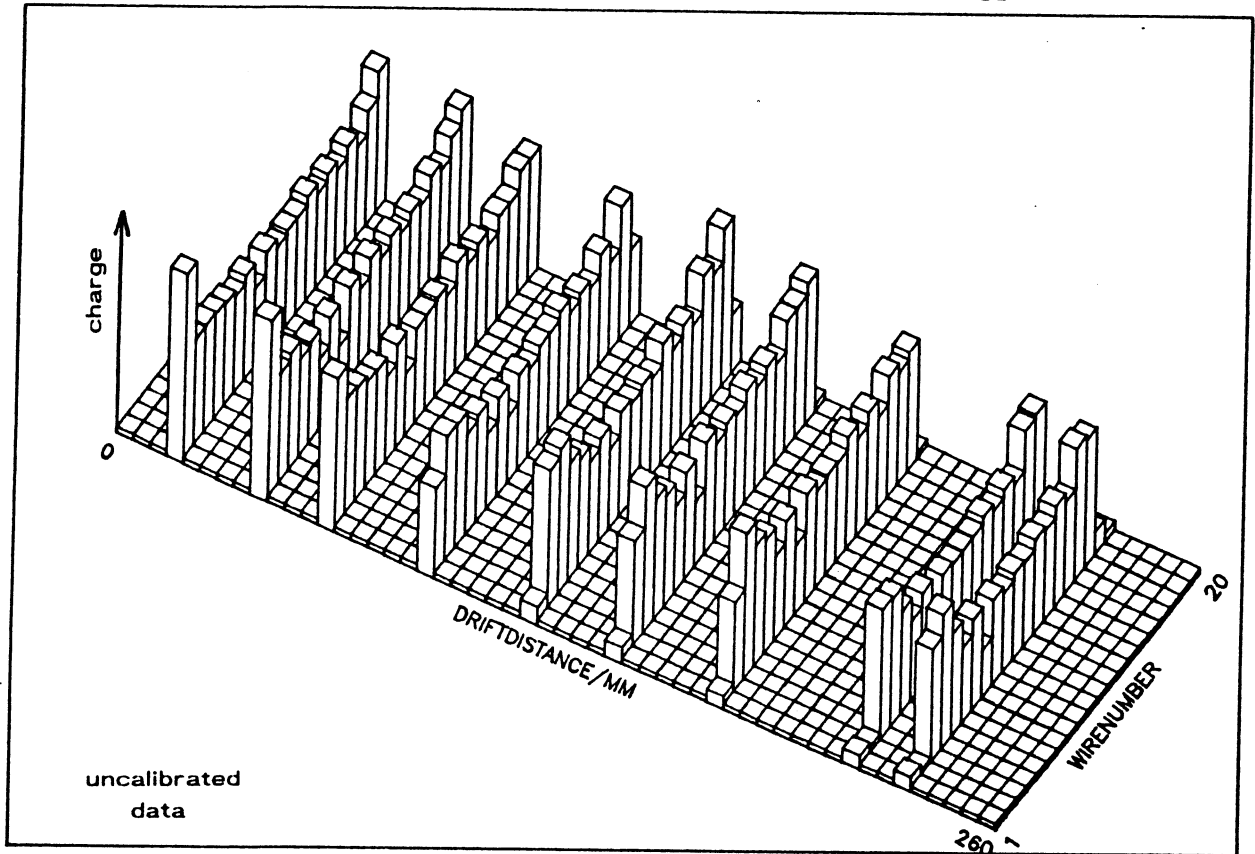
- Die Oberflächenfelder aller Zähldrähte sollten sich um nicht mehr als 1% unterscheiden.
- Die Oberflächenfelder kathodischer Drähte (CW, PW, FW, Strips) dürfen 20 kV/cm nicht überschreiten, da hier Feldemission von Elektronen aus der Oberfläche einsetzt.
- Die elektrostatische Auslenkung der Zähldrähte darf nicht zu groß sein ($\leq 100 \mu\text{m}$), soll senkrecht zur Zähldrahtebene stehen, und jeder Zähldraht muß in einem stabilen Gleichgewicht sein. Dabei darf ein Draht nur bis ca. 30% seiner Reißspannung gezogen werden. Alle anderen Drähte sollten überhaupt nicht ausgelenkt werden.
- Eine gute Ladungssammlungsoptik eines Zähldrahtes wird für dE/dx gebraucht.
- Außerhalb der unvermeidlichen periodischen Variation des elektrischen Feldes in der Nähe der Zähldrahtebene muß der Betrag des Driftfeldes im ganzen Driftvolumen auf weniger als 1% konstant sein und der Winkel des Feldes zur Zähldrahtebene muß überall derselbe sein.
- Die Verteilung der Ankunftszeiten der driftenden Elektronen auf einen Zähldraht sollte ein möglichst breites und flaches Minimum besitzen.

Weiterhin kann der Einfluß von Toleranzen in der mechanischen Herstellung (Drahtdurchmesser, -position) betrachtet werden. Dies legt obere Grenzen für die Fertigungstoleranz fest. Dasselbe trifft auf die Güte der Netzgeräte für die Spannungsversorgung zu. Die analytischen Formeln in Abschnitt 3.1 gestatten eine Variation einzelner Parameter bei gleichzeitigem Festhalten der anderen, wie es z.B. zur Aufnahme einer Driftgeschwindigkeitskurve in Abhängigkeit von der Potentialdrahtspannung notwendig ist, um den Detektor im Maximum der Driftgeschwindigkeit zu betreiben.

Eine Kammer, deren Rand für ein perfekt periodisches Potential eingestellt ist, sieht für das Übersprechen nicht symmetrisch aus, da die gegenseitigen Kapazitäten nur von der Geometrie abhängen. Das Übersprechen kann berechnet werden. Darüberhinaus können Eichkonstanten gewonnen werden für schräge und gekrümmte Spuren, globale Raumladung und Driftzellenverjüngung durch das Staggering (wine bottle effect).

Schließlich kann man mit Hilfe der Elektrostatik auch nicht ideal eingestellte Driftkammern berechnen und versuchen, deren Meßergebnisse zu verstehen, wie es für die Venuskammer durchgeführt wurde. Bild 2.18 zeigt die am Zähldraht gemessene Ladung aufgetragen über dem Ort der Teilchenspur in der Venuskammer am CERN-SPS-X5-Teststrahl. Das Verstehen dieses Bildes war der Ausgangspunkt und Motor für die hier vorliegende Arbeit.

CHARGE VERSUS DISTANCE 4BAR AR:METHANE 90:10



RUN: 131 128 122 119 116 105 111 102 97

Bild 2.18 Am Zählrohr gemessene Ladung aufgetragen über dem Ort der Teilchenspur für alle 20 Zählrohre in der Venuskammer am CERN-SPS-X5-Teststrahl (Runs 97ff, unkalibriert)

3 Zweidimensionale elektrostatische Berechnung einer Jetkammer

3.1 Allgemeines

3.1.1 Gegenüberstellung von zwei- und dreidimensionaler Rechnung

Es gibt zwei Gründe, die elektrostatischen Berechnungen nur zweidimensional durchzuführen:

Erstens ist die Anzahl der mathematischen Hilfsmittel größer und deren Anwendung einfacher. Als wohl wichtigstes Hilfsmittel muß hier die Komplexe Potentialtheorie genannt werden. Auch die Beschreibung des Problem - vor allem die der Randbedingungen - ist einfacher. Weiterhin muß man die Rechenzeit und Genauigkeit der Ergebnisse betrachten. Bei den hier berechneten Problemen beträgt die Anzahl der Freiheitsgrade ca. 2000. Eine dreidimensionale Beschreibung würde ungefähr das Zehnfache an Freiheitsgraden bedeuten. Die Verwendung von Zahlen einfacher Genauigkeit (10^{-7}) für die Computerberechnungen endet aber bei ca. 3000 Freiheitsgraden. Die Rechenzeit skaliert etwa mit N^3 (N = Anzahl der Freiheitsgrade), so daß die jetzt zweidimensional gelösten Problemstellungen mit Rechenzeiten von ungefähr 20 CPUStd. (DEC-VAX 750¹⁾), dreidimensional nicht in der Feinheit der Darstellung lösbar gewesen wären. Die mit dem Computer zusammenhängenden Schwierigkeiten sind aber angesichts der Entwicklung auf diesem Gebiet (Cray 2²⁾ oder Connection Machine³⁾) bestimmt nur vorübergehender Natur.

Zweitens bietet sich aus physikalischer Sicht eine Lösung in zwei Dimensionen an, da eine Jetkammer mehrere Meter lange Drähte, aber nur wenige Zentimeter lange Driftwege aufweist. Die Kammer kann also in guter Näherung als unendlich lang betrachtet werden, zumal in berandeten Driftkammern das Potential periodisch auf den Rand fortgesetzt wird. In einer gut eingestellten Driftkammer sind also dreidimensionale Effekte nur durch die diskreten Schrittweiten der Potentialänderungen auf dem Rand in der Nähe der Drahtenden, durch die Auslenkung der Drähte und durch Raumladungen zu finden. In der Nähe der optimalen Einstellung einer Driftkammer wird eine zweidimensionale Rechnung zufriedenstellende Ergebnisse liefern. Nur für eine total verstimzte Kammer sollte eine dreidimensionale Betrachtung durchgeführt werden.

Für die Drahtauslenkung muß die Länge des Drahtes berücksichtigt werden. Da sich die Kraft auf ein Drahtstück der Länge dl mit seiner Auslenkung ändert, wurden die Drahtladungen und die daraus resultierenden Felder in zwei 2-D-Schnitten berechnet, an der Aufhängung (unausgelenkt) und in der Mitte des Drahtes (maximale Auslenkung).

¹⁾ Digital Equipment Corporation, ein Teil der Probleme wurde auf einer VAX 8800 gelöst

²⁾ Angestrebt ist die Benutzung der Cray 2 in Stuttgart.

³⁾ 65536 parallele Prozessoren in einem zwölfdimensionalen Würfelverbund, Scientific American 256 (6, 1987) 86

Ein möglicher Einstellungsfehler einer Driftkammer und seine dreidimensionale Auswirkung soll hier kurz betrachtet werden, nämlich eine Falschanpassung des Feldkäfigs an das mittlere Potential der Zähldrahtebene. Man betrachtet zuerst zwei geerdete parallele Platten vom Abstand b , deren Öffnung auf einer Seite durch eine Platte mit dem Potential V_0 geschlossen sei (Bild 3.1.1 a). Ein Ansatz durch Separation der Variablen und Fourierreihe in den Variablen führt zu [Lorrain 1970]

$$(3.1.1) \quad V(x,y,z) = \frac{4V_0}{\pi} \sum_{n=1,3,5,\dots} \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-n\pi x/b}$$

Die Störung ist maximal in der Mitte für $y = b/2$ und klingt exponentiell ab. Die Reihe ist sehr stark konvergent, und eine obere Abschätzung liefert bereits der erste Term.

Wird ein quadratisches Rohr durch eine Platte verschlossen (Bild 3.1.1 b), so ist

$$(3.1.2) \quad V(x,y,z) = \frac{4V_0}{\pi} \sum_{n=1,3,5,\dots} \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{n\pi z}{b} e^{-\sqrt{2} \frac{n\pi x}{b}}$$

Im dreidimensionalen Fall ist die Dämpfung der Störung des Potentials um den Faktor $\sqrt{2}$ im Exponenten der e-Funktion größer, d.h. die Eindringtiefe ist kleiner. Dafür steigt allerdings der Betrag des Feldes an der Oberfläche um den Faktor $\sqrt{2}$.

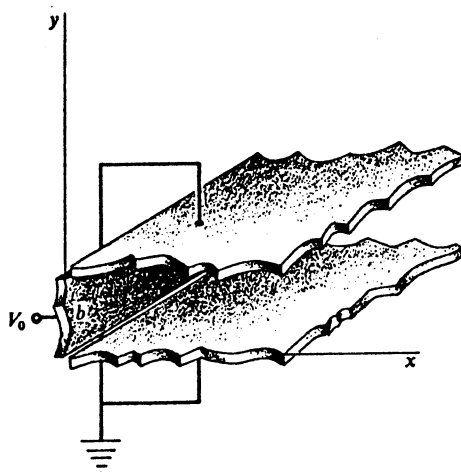


Bild 3.1.1a Geerdete, parallele Flächenelektroden sind durch eine weitere Flächenelektrode auf dem Potential V_0 abgeschlossen. Die Elektroden sind als unendlich lang angenommen, als Verlängerung der gezackten Ränder [Lorrain 1970]

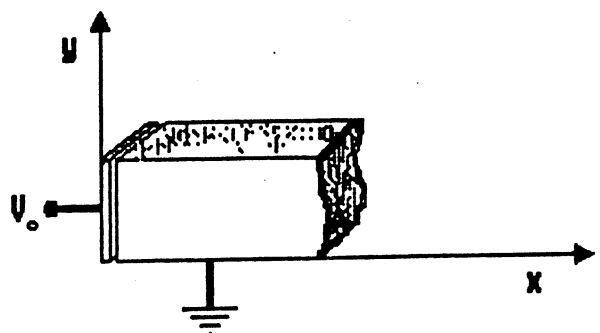


Bild 3.1.1b Geerdetes, quadratisches Metallrohr einseitig verschlossen durch eine Platte auf Potential V_0 . Das Rohr ist auf der anderen Seite unendlich lang.

Ein Vergleich einer 2-D zu 3-D Potentialberechnung findet sich in Bild 3.1.2 anhand der Venuskammer. Die durchgezogene Linie zeigt das Potential in der Mitte des Driftraumes in der Venuskammer, wenn man den Potentialanstieg des Feldkäfigs abzieht (2-D Rechnung mit FIELDN). Die gestrichelte Linie zeigt die entsprechende 2-D analytische Lösung und die Quadrate sind die 3-D analytische Lösung. Die 2-D FIELDN Rechnung wurde an die 2-D analytische Lösung durch Verschieben um 16 Volt angepaßt, um die endliche Länge der Venuskammer in der FIELDN Rechnung zu berücksichtigen.

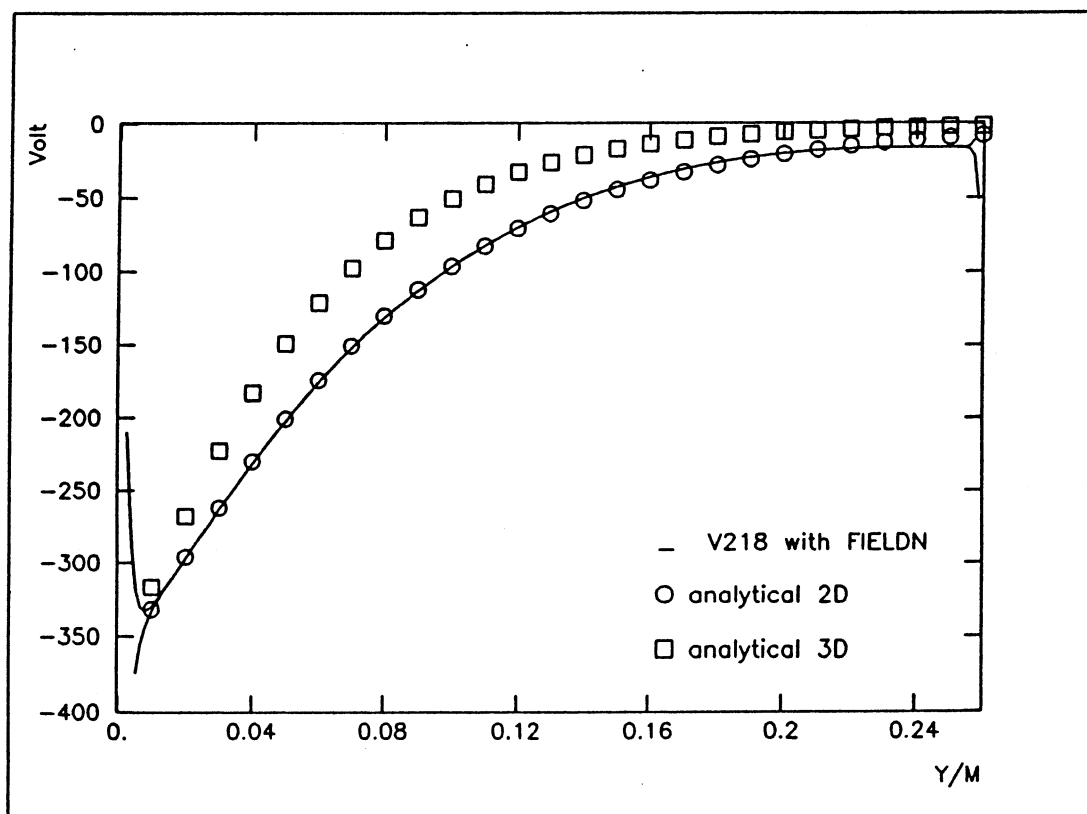


Bild 3.1.2 Vergleich 2-D zu 3-D Potentialberechnung. Die durchgezogene Linie zeigt das Potential in der Mitte des Driftraumes in der Venuskammer, wenn man den Potentialanstieg des Feldkäfigs abzieht (2-D Rechnung mit FIELDN, Runs 218ff). Die Kreise zeigen die entsprechende 2-D analytische Lösung und die Quadrate sind die 3-D analytische Lösung. Die 2-D FIELDN Rechnung wurde an die 2-D analytische Lösung durch Verschieben um 16 Volt angepaßt, um die endliche Länge der Venuskammer in der FIELDN Rechnung zu berücksichtigen.

3.1.2 Lösungen mit Greenfunktionen und Komplexer Potentialtheorie

Die zweidimensionale Poissongleichung

$$(3.1.3) \quad \Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = - \frac{\rho(\mathbf{x})}{\epsilon_0}$$

läßt sich oft mit Hilfe von Greenfunktionen lösen. Die Greenfunktion $G(\mathbf{x})$ wird definiert durch

$$(3.1.4) \quad \Delta G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \quad \text{und} \quad G(\mathbf{x}) = 0 \quad \text{auf dem Rand } s$$

und ist eine Lösung dieser speziellen Poissongleichung. Die allgemeinste Lösung u der inhomogenen Poissongleichung ergibt sich dann

$$(3.1.5) \quad u(\mathbf{x}) = P(\mathbf{x}) + \int d^2x' \rho(\mathbf{x}') G(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$$

wobei $P(\mathbf{x})$ die allgemeine Lösung der homogenen (Laplace) Gleichung ist. Wird die Ladungsverteilung durch n diskrete Linienladungen λ_i am Orte \mathbf{x}_i dargestellt, dann ist

$$(3.1.6) \quad u(\mathbf{x}) = P(\mathbf{x}) + \sum_{i=1}^n \lambda_i G(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i)$$

und man hat das Superpositionsprinzip der Elektrostatik. $G(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i)$ ist das Potential am Orte \mathbf{x} aufgrund einer Einheitslinienladung bei \mathbf{x}_i . $P(\mathbf{x})$ ist ein Polynom um noch eventuelle Randflächen zu berücksichtigen. Die Schwierigkeit besteht nun darin, die Greenfunktion für den vorgegebenen Rand zu finden, d.h. die Geometrie des Problems zu berücksichtigen.

Hier bedient man sich häufig der komplexen Potentialtheorie, da jede reguläre Funktion $\chi(z) = u(z) + i v(z)$, $z = x + i y = (x, y)$ außerhalb ihrer Polstellen den Cauchy-Riemannschen Differentialgleichungen genügt

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} \quad \text{und} \quad \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{\partial v}{\partial x}$$

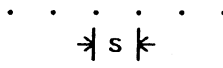
Daraus folgt, daß auch $\Delta u = 0$ und $\Delta v = 0$ gilt, Real- und Imaginärteil also auch Lösungen der Laplacegleichung sind. Der Realteil stellt das gesuchte physikalische Potential dar, die Ladungen liegen in den Polstellen der regulären Funktion. Zweitens kann aus einer bereits bekannten Lösung eine neue gefunden werden, wenn eine konforme Abbildung f der Geometrien aufeinander existiert, weil mit $w = u + i v = f(z) = f(x + i y)$ auch $\chi(w)$ eine Potentialfunktion ist, sofern $\chi(z)$ eine war.

Setzt man

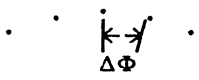
$$(3.1.7) \quad G(x, x_k) =: -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \operatorname{Re} \log g(z, z_k)$$

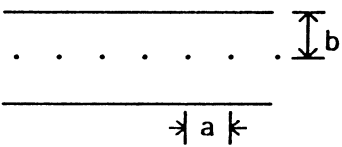
so findet man unter anderem folgende Beispiele von $g(z, z_k)$ [Killian 1980]

(3.1.8) für den einzelnen Draht  $z - z_k$

(3.1.9) für eine Drahtreihe  $\sin \frac{\pi}{s} (z - z_k)$

(3.1.10) Draht über geerdeter Platte  $\frac{z - z_k}{z - z_k + 2 i d}$

(3.1.11) Drähte auf einem Ring n-fach rotationssymmetrisch  $z^n - z_k^n$ mit $n = \frac{2\pi}{\Delta\Phi}$

(3.1.12) Drahtreihe symmetrisch zwischen zwei geerdeten Platten [Erskine 1972]  $\Theta_1(z - z_k \frac{\pi}{a}, i 4 \frac{b}{a})$
 $\Theta_4(z - z_k \frac{\pi}{a}, i 4 \frac{b}{a})$
 Θ_i Jacobische Thetafunktion

Die "numerische Berechnung beliebiger Leiteranordnungen im Vakuum" (Absatz 3.3) benutzt die Greenfunktion für einen Draht (3.1.8). Die "analytische Lösung einer Jetkammer mit Drahtkathoden" (Absatz 3.2) verwendet die Greenfunktion einer Drahtreihe (3.1.12), die symmetrisch zwischen zwei geerdeten Platten liegt.

Für die OPAL-Zentraldetektor-Jetkammer ist auch ein Programm sinnvoll, das die 24-fache Rotationssymmetrie in Form der Greenfunktion (3.1.11) berücksichtigt. Da aber alle Testkammern keine Rotationssymmetrie haben, wurde im Rahmen dieser Arbeit darauf verzichtet, zumal in der OPAL Kollaboration ein Programm existiert, welches Drahtkonfigurationen bis zu 300 Drähten berechnen kann [Zankel 1985]. Rotationssymmetrische Vieldrahtproportionalzähler mit wenigen Drähten wurden bereits früher auf diese Weise berechnet [Friedrich 1978].

Die analytische Lösung im Abschnitt 3.2 behandelt nur eine unendlich periodische Jetkammer. Dies bedeutet jedoch keine große Einschränkung, da die Felder einer realen Jetkammer über die Potentiale so eingestellt werden sollten, daß sie unendlich periodisch erscheinen. Die analytische Lösung ergibt die formelmäßigen Zusammenhänge der einzelnen in einer Jetkammer einstellbaren oder wichtigen Parameter, so daß eine Parameterstudie sehr einfach durchgeführt werden kann. Mit Hilfe der Differentialkoeffizienten läßt sich für kleine Parametervariationen sogar ein linearer Zusammenhang zwischen den meisten Parametern

finden. Die numerische Lösung in Abschnitt 3.3 dagegen erlaubt die zweidimensionale Berechnung einer realen Jetkammer mit ihren, durch die Konstruktion bedingten, Unzulänglichkeiten in der Periodizität und mit ihren Rändern, so daß die reale Feldverteilung bekannt ist. Parameterstudien sind jedoch sehr umständlich, da für einige Werte der Parameter jeweils die ganze Kammer durchgerechnet werden muß. Aus diesen Ergebnissen muß dann auf die funktionalen Zusammenhänge zwischen den Parametern rückgeschlossen werden, z.B. durch eine Anpassungskurve an die berechneten Konfigurationen.

3.1.3 Gittermethoden

Gittermethoden haben heute eine sehr weite Verbreitung in der Lösung von Differentialgleichungen mit Computern gefunden. In ihnen wird das kontinuierliche Gebiet, das dem Problem zugrunde liegt, durch ein Gitter diskreter Punkte und Verbindungslinien oder Flächen ersetzt. Die räumlichen Eigenschaften des Problems (Abstand der Punkte, Dielektrika) und die Eigenschaften des Differentialoperators werden in die Beziehungen zwischen den Gitterpunkten (Knoten) übersetzt. Die Randbedingungen schreiben die Funktionswerte und eventuell ihre Ableitungen auf einzelnen Knoten vor. Die Lösung erhält man dann in Form der Funktionswerte (und deren Ableitungen) auf allen Knoten mit Interpolationsvorschriften zwischen den Knoten. Die exakte Lösung erhält man aus der Konvergenz der Gitterlösung für immer feinere Gitter. Eine einfache Methode ist die Relaxation.

3.1.3.1 Relaxation

Man ersetzt die Laplacesche bzw. Poissonsche Differentialgleichung

$$(3.1.13) \quad \Delta\Phi = 0 \quad \text{bzw.} \quad \Delta\Phi = -\frac{\rho}{\epsilon}$$

durch eine entsprechende Differenzengleichung. Die Methode soll hier nur für ebene Probleme vorgestellt werden, doch ist eine dreidimensionale Erweiterung ohne Schwierigkeiten möglich [Wendt 1958]. Entwickelt man das Potential in der Umgebung eines Gitterpunktes (x_0, y_0) in eine Taylor Reihe ($\Phi_y := \partial\Phi/\partial y$)

$$(3.1.14) \quad \Phi(x,y) = \Phi(x_0,y_0) + \frac{x-x_0}{1!} \Phi_x(x_0,y_0) + \frac{y-y_0}{1!} \Phi_y(x_0,y_0) + \\ \frac{(x-x_0)^2}{2!} \Phi_{xx}(x_0,y_0) + \frac{2(x-x_0)(y-y_0)}{2!} \Phi_{xy}(x_0,y_0) + \frac{(y-y_0)^2}{2!} \Phi_{yy}(x_0,y_0) + \dots$$

bricht diese nach den quadratischen Gliedern ab und berechnet die Potentialwerte in den vier

Nachbarpunkten 1, 2, 3, 4 des Gitters mit gleicher Maschenweite a in beiden Koordinatenrichtungen (Bild 3.1.3), dann ergibt die Summe dieser Werte

$$\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4 = 4\Phi_0 + a^2(\Phi_{xx} + \Phi_{yy})$$

Nach der Laplacegleichung verschwindet aber $\Phi_{xx} + \Phi_{yy}$ und das Potential im Mittelpunkt $\langle 0 \rangle$ ergibt sich als arithmetisches Mittel der vier Nachbarpunkte.

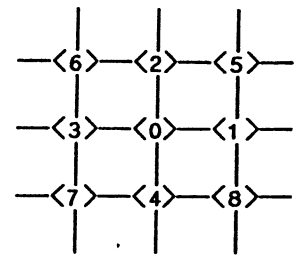


Bild 3.1.3 Quadratisches Netz der Maschenweite a

$$(3.1.15) \quad \Phi_0 = \frac{1}{4}(\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4)$$

Sind noch Ladungen in dem Gebiet vorhanden (Ladungsverteilung $\rho(x,y)$), dann erhält man

$$(3.1.16) \quad \Phi_0 = \frac{1}{4}(\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4 + \frac{a^2}{\epsilon} \rho(x_0, y_0))$$

Man kann somit iterativ alle Gitterpunkte bestimmen, braucht allerdings sehr viele Iterationen. Ist das Gitter nicht äquidistant, so ergibt sich für die Laplacegleichung, wenn s_i der jeweilige Teil der Gitterweite a zum nächsten Gitterpunkt ist (Bild 3.1.4),

$$(3.1.17) \quad \left(\frac{1}{s_1 s_3} + \frac{1}{s_2 s_4} \right) \Phi_0 = \frac{1}{s_1 + s_3} \left(\frac{\Phi_1}{s_1} + \frac{\Phi_3}{s_3} \right) + \frac{1}{s_2 + s_4} \left(\frac{\Phi_2}{s_2} + \frac{\Phi_4}{s_4} \right)$$

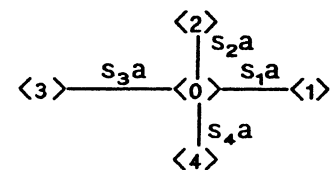


Bild 3.1.4 Potentialbestimmung bei ungleichem Abstand

Ähnlich läßt sich eine Grenze zweier Dielektrika behandeln. Sei hierzu die Dielektrikagrenze identisch mit der Gitterlinie 3-0-1 und ϵ die Konstante im Gebiet mit Punkt 2, ϵ' diejenige im Gebiet um Punkt 4. Mit Hilfe des Kontinuitätsgesetzes an einer Grenzschicht

$$(3.1.18) \quad \epsilon \Phi_y(x_0, y_0) = \epsilon' \Phi'_y(x_0, y_0) \quad \text{und} \quad \Phi_0 = \Phi'_0$$

erhält man dann

$$(3.1.19) \quad 4(\epsilon + \epsilon')\Phi_0 = \epsilon(2\Phi_2 + \Phi_1 + \Phi_3) + \epsilon'(2\Phi_4 + \Phi_1 + \Phi_3)$$

Bei der Berechnung von Driftkammerfeldern ergibt sich jedoch die Schwierigkeit, daß an den Drähten das Potential logarithmisch singular wird. Für die in Driftkammern vorkommenden Drähte von 20 μm Durchmesser erwies sich obiger Ansatz eines rechteckigen Gitters als unbrauchbar, auch bei noch so feiner, rechnerisch praktikabler Gitteraufteilung. Die Konvergenz einer Polynomentwicklung der Logarithmusfunktion ist sehr schwach. Bei den dünnen Drähten kann man sich jedoch behelfen, indem in der Nähe der Drähte die Relaxation in Zylinderkoordinaten durchgeführt wird und erst in größerem Abstand auf das rechteckige

Gitter übergegangen wird [Liebschner 1987]. Die Ergebnisse sind dann zufriedenstellend, obwohl die mathematische Konsistenz am Übergang von Radial- auf Rechteckgitter fehlt, da ja dieselben Punkte einmal in Zylinderkoordinaten- und dann in Rechteckkoordinaten relaxiert werden. Ein ganz ähnliches Problem stellt sich bei der Behandlung der Leiterbahnstreifen auf den feldformenden Elektroden. Die Ladungsverteilung auf einem Streifen ist nicht homogen, sondern nimmt zum Rand hin stark zu (siehe 3.3.2.6). Der Abfall des Potentials an der nur 30 µm hohen Leiterbahnkante ist dementsprechend steil (annähernd logarithmisch) und muß durch ein sehr feines Gitter oder einen nicht konsistenten Mischansatz in Zylinder- und Rechteckkoordinaten berücksichtigt werden (Ergebnisse siehe Absatz 3.3.2.7).

3.1.3.2 Methode der finiten Elemente

Die Methode der finiten Elemente soll hier nur kurz umrissen werden, ohne auf die einzelnen Schritte näher einzugehen (siehe auch Bemerkungen am Ende dieses Abschnittes).

In einem ersten Schritt wird das zu untersuchende Gebiet G ohne Beschränkung der Allgemeinheit in disjunkte Dreiecke zerlegt, die das Gebiet vollständig überdecken (vgl. Abschnitt 3.4.1). Im nächsten Schritt wählt man eine Ansatzfunktion $u(x,y)$, die sich aus Elementansatzfunktionen $u^{(e)}(x,y)$ zusammensetzt, welche jeweils nur auf einem Dreieckselement von Null verschieden sind. Man hat also sogenannte lokale Träger. Ein konformer Ansatz verlangt, daß die Ansatzfunktion $u(x,y)$ beim Übergang von einem Dreieck ins angrenzende Dreieck stetig differenzierbar ist. Auch nicht konforme Ansätze sind heute gebräuchlich, jedoch muß dann die Konvergenz der Näherungslösung gegen die exakte bewiesen werden, da nicht konforme Ansätze mathematisch nicht erlaubt sind. Als Ansatzfunktion auf dem einzelnen Element bietet sich ein vollständiges oder zumindest symmetrisches Polynom vom Grad n an. Diese Elementansatzfunktion wird dargestellt als Linearkombination sogenannter Normfunktionen $N_i^{(e)}(x^{(e)}, y^{(e)})$ mit den Knotenvariablen $u_i^{(e)}$ als Faktoren

$$u^{(e)}(x,y) = \sum_{i=1}^P u_i^{(e)} N_i^{(e)}(x,y)$$

Die Normfunktionen haben die Eigenschaft (i und j zählen die P Knotenvariablen eines Dreiecks ab)

$$(3.1.20) \quad N_i^{(e)}(x_j^{(e)}, y_j^{(e)}) = \begin{cases} 1 & \text{für } i = j \\ 0 & \text{für } i \neq j \end{cases}$$

Dann kann die Ansatzfunktion auf dem Gesamtgebiet beschrieben werden durch

$$(3.1.21) \quad u(x,y) = \sum_{k=1}^N u_k N_k(x,y)$$

wobei $N_k(x,y)$ eine Zusammenfassung aller Normfunktionen ist, die in der Knotenvariablen k von Null verschieden sind (k zählt alle N Knotenvariablen im Gesamtgebiet ab).

Zuletzt wird die Laplacegleichung $\Delta u = 0$ mit Hilfe eines integralen Extremalprinzips gelöst [Schwarz 1984]. u ist eine Lösung der Laplacegleichung mit den Randbedingungen $u = \varphi(s)$ und $\partial u / \partial n + \alpha(s)u = \gamma(s)$ genau dann, wenn das Integral I

$$(3.1.22) \quad I := \int_G \frac{1}{2}(u_x^2 + u_y^2) \, dx dy + \int_{\partial G} \frac{1}{2}\alpha(s)u^2 - \gamma(s)u \, ds$$

minimal wird unter der Randbedingung $u = \varphi(s)$. Setzt man den Ansatz (3.1.21) in den Integralausdruck (3.1.22) ein, zerfällt das Integral in eine Summe von Integralen, die nur noch auf einem Dreieck auszuführen sind, da ja ein lokaler Träger gewählt wurde. Es ergibt sich eine quadratische Form für das Integral I :

$$(3.1.23) \quad I = \frac{1}{2} \mathbf{u}^T \mathbf{S} \mathbf{u} + \mathbf{d}^T \mathbf{u} + c$$

\mathbf{u} ist der Vektor der Knotenvariablen, die Steifigkeitsmatrix \mathbf{S} enthält die Beiträge der Dreiecksintegrationen und \mathbf{d} ist der Koeffizientenvektor. Die Bedingung, daß das Integral minimal wird, läßt sich dann formulieren als

$$(3.1.24) \quad \mathbf{S} \mathbf{u} + \mathbf{d} = \mathbf{0}$$

Nach der Wahl der Normfunktionen und der Diskretisierung des Gebietes kann die Steifigkeitsmatrix aufgestellt werden. Die Knotenvariablen \mathbf{u} sind die gesuchten Unbekannten. Sie lassen sich durch die Inversion der Matrix \mathbf{S} bestimmen und zwar, im Gegensatz zur Relaxationsmethode, in einem einzigen Rechenschritt.

Ein vollständiges kubisches Polynom ist für die Elektrostatik eine gute Elementansatzfunktion, weil dann die Gesamtansatzfunktion über die Elementgrenzen hinweg stetig differenzierbar ist. Da sich jedes beliebige Dreieck auf das Einheitsdreieck $((0,0), (0,1), (1,0))$ transformieren läßt, wird das kubische Polynom in den transformierten Koordinaten ξ und η dargestellt:

$$(3.1.25) \quad u(\xi, \eta) = \alpha_1 + \alpha_2 \xi + \alpha_3 \eta + \alpha_4 \xi^2 + \alpha_5 \xi \eta + \alpha_6 \eta^2 + \alpha_7 \xi^3 + \alpha_8 \xi^2 \eta + \alpha_9 \xi \eta^2 + \alpha_{10} \eta^3$$

Wählt man als Knotenvariablen die Funktionswerte u_i und ersten Ableitungen $u_{\xi i}$, $u_{\eta i}$ in jedem Eckpunkt ($i = 1, 2, 3$) und den Funktionswert u_4 im Schwerpunkt des Dreiecks, sind alle zehn α_i bestimmbar. Vier der zehn Normfunktionen sind als Beispiel in Bild 3.1.5 gezeigt.

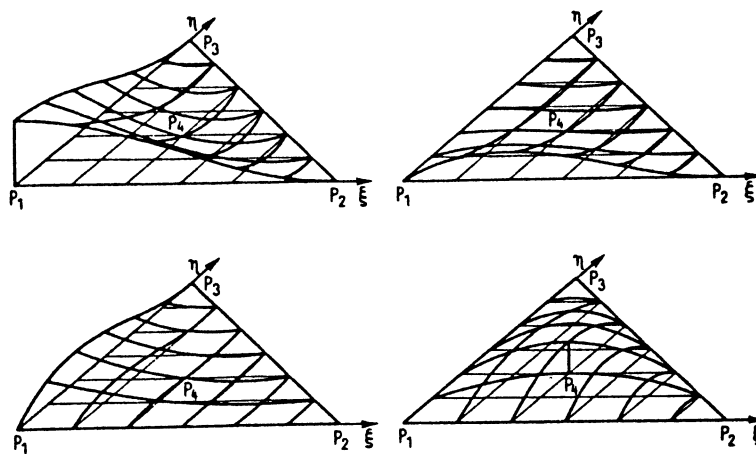


Bild 3.1.5 Vier der zehn Normfunktionen für den vollständigen kubischen Ansatz auf dem Dreieck, wenn die Ableitungen in den Eckpunkten als Knotenvariable mitverwendet werden. Die Normierung der vier gezeigten Funktionen ist jeweils: 1) $u(P_1)=1$, 2) $u_\xi(P_1)=1$, 3) $u_\eta(P_1)=1$, 4) $u(P_4)=1$ [Schwarz 1984]

Die Knotenvariable u_4 , der Funktionswert im Schwerpunkt des Dreiecks, wird an einem inneren Knotenpunkt berechnet. Die Knotenvariablen von inneren Punkten sind jedoch sowohl in den zu berechnenden Integralausdrücken, als auch bei der Addition der Teilbeiträge aller Elemente nur mit den Knotenvariablen der äußeren Knotenpunkte - den drei Ecken des Dreiecks - verbunden. Nimmt man an, daß die äußeren Knotenvariablen bereits bestimmt wurden, so stellen sich die inneren Knotenvariablen so ein, daß die potentielle Energie des Elementes minimal wird. Die inneren Freiheitsgrade können also durch äußere Freiheitsgrade bestimmt werden und lassen sich aus den globalen Bestimmungsgleichungen eliminieren. Dies bezeichnet man als Kondensation. Die konsequente Weiterführung dieser Idee führt schließlich zur Substrukturierung, bei welcher größere und komplex aufgebaute Strukturen, wie etwa eine Jetkammer, in Teilnetze zerlegt werden. Ein sehr feiner Draht mit seiner Umgebung kann als ein Teilnetz deklariert werden, worin alle inneren Freiheitsgrade eliminiert werden können. Die Drahtnetze gehen dann nur noch über ihre Randknoten in die Gesamtberechnung ein.

Die computergerechte Beschreibung der Methode der finiten Elemente erwies sich als so aufwendig und schwierig [Blonski 1985], daß auf ein erprobtes kommerzielles Programmpaket (ASKA, siehe Abschnitt 3.4.2) zurückgegriffen wurde, welches zur besseren Auswertung an das Graphikpaket von FIELDN (Abschnitt 3.3 und Anhang) angeschlossen wurde.

3.2 Analytische Lösung einer Jetkammer mit Drahtkathoden

3.2.1 Das elektrische Potential und Feld

Die Jet-Driftkammer (Bild 3.2.1) ist bezüglich der Drahtebene symmetrisch. Für die Berechnung nimmt man an, daß die Drahtebene aus einer unendlichen Reihe, unendlich langer, dünner, geerdeter Zähldrähte (SW) mit Radius a besteht, die sich mit dickeren Potentialdrähten (PW) mit Radius p und Potential V_p abwechseln. Die Zähldrähte haben einen Abstand s , wobei die Potentialdrähte in der Mitte dazwischenliegen. Die Kathoden C sind ebene, leitende Oberflächen mit dem Abstand l zur Drahtebene. Weiter unten (Absatz 3.2.3) werden diese glatten Blechkathoden durch Drahtgitter ersetzt und die entsprechenden Korrekturen berechnet.

Ein zweidimensionales Koordinatensystem wird definiert mit $(x,y) = (0,0)$ an einem Zähldraht, wie in Bild 3.2.1 beschrieben, wobei die x -Achse entlang der Drahtebene und senkrecht zu den Drähten verläuft. Die y -Achse weist von der Drahtebene zur Kathode. Wenn man die Potentialdrähte vernachlässigt und nur die Zähldrähte betrachtet (oder umgekehrt), kann man die Lösung des elektrostatischen Problems in Büchern finden [Buchholz 1957]. Erskine, der darüberhinaus die geometrischen Verhältnisse einer Proportionalkammer oder Jet-Driftkammer mit $l \geq s$ und $(a \text{ oder } p) \ll s$ annahm, erhielt einen einfacheren Ausdruck für das Potential $V(x,y)$ [Erskine 1972]

$$(3.2.1) \quad V(x,y) = \frac{C V_c}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{2\pi l}{s} - \log \left[\left(2 \sin \frac{\pi x}{s} \right)^2 + \left(2 \sinh \frac{\pi y}{s} \right)^2 \right] \right\} + V_c$$

mit $C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\pi l/s - \log(2\pi a/s)}$ und $V_c = \text{Kathodenspannung}$

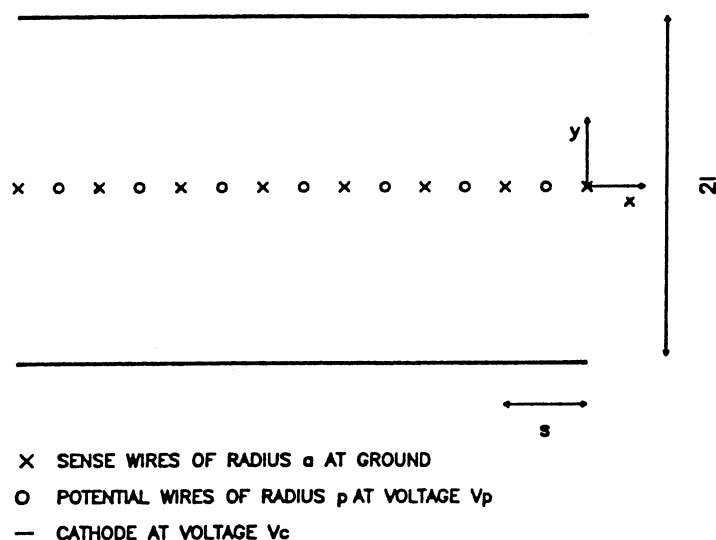


Bild 3.2.1 Eine Jetkammer besteht aus einer Drahtebene dünner Zähldrähte vom Abstand s , mit dazwischenliegenden Potentialdrähten um die Gasverstärkung unabhängig vom Driftfeld, welches durch die Kathode definiert wird, anzupassen.

Eine Überlagerung zweier unabhängiger, ineinander geschobener Potentialansätze vom Typ (3.2.1) stellt das elektrische Potential einer Jetkammer dar. Faßt man die Integrationskonstanten zu V_i zusammen, so erhält man folgende Formel für die Driftkammer in Bild 3.2.1:

$$(3.2.2) \quad V(x,y) = -V_1 \log \left[\left(2 \sin \frac{\pi x}{s} \right)^2 + \left(2 \sinh \frac{\pi y}{s} \right)^2 \right] \\ - V_2 \log \left[\left(2 \sin \frac{\pi}{s} \left(x + \frac{s}{2} \right) \right)^2 + \left(2 \sinh \frac{\pi y}{s} \right)^2 \right] + V_3$$

Folgende Randbedingungen zur Berechnung von V_1 , V_2 und V_3 werden vorausgesetzt: V (auf der Zählrahtoberfläche) = 0, V (auf der Potentialdrahtoberfläche) = V_p und $V(x,l) = V_c$

Wenn man bekannte Näherungen für $(x \text{ oder } y) \ll s$ benutzt, so können die geometrischen Konstanten

$$(3.2.3) \quad C := \log 4, \quad C_1 := 2 \log \frac{2\pi a}{s}, \quad C_2 := 2 \log \frac{2\pi p}{s}, \quad \text{und für } y > s \quad C_3 := \frac{2\pi l}{s}$$

definiert werden. Die Integrationskonstanten lauten dann:

$$(3.2.4) \quad V_1 = \frac{V_c}{(C - C_3)} \frac{(C - C_2) - V_p}{(C - C_2) - (C_2 - C_3)(C_1 - C)}$$

$$(3.2.5) \quad V_2 = \frac{V_p}{(C - C_3)} \frac{(C_1 - C_3) - V_c}{(C - C_2) - (C_2 - C_3)(C_1 - C)}$$

$$(3.2.6) \quad V_3 = \frac{V_c (C_1 C_2 - C^2) - V_p C_3 (C_1 - C)}{(C_1 C_2 - C^2) + C_3 (2C - C_1 - C_2)}$$

Dies ist das Potential in einer Driftkammer.

Die Formeln für das elektrische Feld $E = (E_x, E_y)$ lauten wie folgt:

$$(3.2.7) \quad E_x = \frac{\pi}{s} \sin \left(\frac{2\pi x}{s} \right) \left\{ \frac{V_1}{\left(\sin \frac{\pi x}{s} \right)^2 + \left(\sinh \frac{\pi y}{s} \right)^2} - \frac{V_2}{\left(\cos \frac{\pi x}{s} \right)^2 + \left(\sinh \frac{\pi y}{s} \right)^2} \right\}$$

$$(3.2.8) \quad E_y = \frac{\pi}{s} \sinh \left(\frac{2\pi y}{s} \right) \left\{ \frac{V_1}{\left(\sin \frac{\pi x}{s} \right)^2 + \left(\sinh \frac{\pi y}{s} \right)^2} + \frac{V_2}{\left(\cos \frac{\pi x}{s} \right)^2 + \left(\sinh \frac{\pi y}{s} \right)^2} \right\}$$

$$E_x \xrightarrow{y \rightarrow \infty} 0 \quad E_y \xrightarrow{y \rightarrow \infty} \frac{2\pi}{s} (V_1 + V_2)$$

3.2.2 Charakteristische Potentiale und Felder einer Jetkammer

- Das mittlere Potential der Zähldrahtebene (wire plane mean potential) $V_3 = V_{wpm}$: V_3 erweist sich als das mittlere Potential der aus Zähl- und Potentialdrähten bestehenden Zähldrahtebene. Deshalb wird es von nun an auch als V_{wpm} bezeichnet. In jeder beliebigen Entfernung y von der Zähldrahtebene kann das über x gemittelte Potential (average potential) V_{av} deshalb folgendermaßen berechnet werden:

$$(3.2.9) \quad V_{av}(y) = V_{wpm} - y E_d$$

- Das Driftfeld E_d :

Der absolute Wert des elektrischen Feldes weit entfernt von der Drahtebene, welcher das Driftfeld der Driftkammer definiert:

$$(3.2.10) \quad E_d = \left| - \frac{\partial V}{\partial y} \right| = \left| \frac{2\pi}{s} (V_1 + V_2) \right|$$

- Das Feld auf der Oberfläche des Zähldrahtes (sense wire surface) E_{sws} :

Der absolute Wert des elektrischen Feldes auf der Zähldrahtoberfläche kontrolliert die Gasverstärkung

$$(3.2.11) \quad E_{sws} = \left| - \frac{\partial V}{\partial r}(r = a) \right| = \left| 2 \frac{V_1}{a} \right|$$

Die Linienladung auf dem Zähldraht beträgt $\lambda_{sw} = 4\pi\epsilon_0 V_1$

- Das Feld auf der Oberfläche des Potentialdrahtes (potential wire surface) E_{pws} :

Der absolute Wert des elektrischen Feldes auf der Potentialdrahtoberfläche

$$(3.2.12) \quad E_{pws} = \left| - \frac{\partial V}{\partial r}(r = \rho) \right| = \left| 2 \frac{V_2}{\rho} \right|$$

Die Linienladung auf dem Potentialdraht beträgt $\lambda_{pw} = 4\pi\epsilon_0 V_2$

Bei asymmetrischen Driftkammern, wo der Abstand zwischen Drahtebene und Kathode₁ = l_1 größer ist als der Abstand zwischen Drahtebene und Kathode₂ = l_2 , kann das Problem zunächst symmetrisch gelöst werden, z.B. für den größeren Abstand l_1 . Dann kann das Potential $V(x, l_2)$ berechnet und die Kathode₂ mit der nötigen Spannung versorgt werden. Dieses Vorgehen garantiert symmetrische Driftfelder.

Das Versetzen (staggering) von Zähldrähten um $\pm d$ senkrecht zur Drahtebene kann vernachlässigt werden, da ein geringes Versetzen ($d/s \ll 1$) wenig Auswirkung auf die oben berechneten Parameter hat.

Umgekehrt kann man für eine gegebene Driftkammer-Geometrie jeden Wert aus der Menge $\langle V_p, V_c, E_d, E_{s_{ws}} \rangle$ erhalten, vorausgesetzt man kennt zwei andere Werte. Das Driftfeld E_d wird immer als positiv und V_p als negativ vorausgesetzt. Die Werte für V_p und V_c um ein gewünschtes Driftfeld E_d und Zählrohrflächenfeld $E_{s_{ws}}$ zu erhalten, werden im Anhang A.3.2.1 berechnet. Der Anhang A.3.2.1 enthält auch die Formeln, wenn das Driftfeld E_d und die Spannung des Potentialdrahtes V_p gegeben sind.

3.2.3 Drahtkathoden

Kathoden aus Drahtebenen werden oft in Driftkammern benutzt. Sie dienen als Trennung zweier aneinandergrenzender Drifträume. Da sie keine geschlossenen leitenden Oberflächen sind, muß das Potential, das an sie angelegt wird, anders als bei einer zusammenhängenden Metalloberfläche sein, um dasselbe Feld zu erzielen. Wenn man von Gleichung (3.2.1) ausgeht, kann man einen Ausdruck ableiten für die Spannungsdifferenz $\Delta V_{cw} = V_{cw} - V_s$ zwischen einer leitenden Oberfläche auf dem Potential V_s und der Drahtkathode auf dem Potential V_{cw} (Drahtabstand s_c und Drahtradius a_c), um dasselbe Driftfeld E_d zu erhalten. Unter der Voraussetzung, daß das elektrische Feld symmetrisch ist in Bezug auf die Kathodendrahtebene, gilt die folgende Näherung weitab der Drahtkathode ($y \geq s_c$):

$$(3.2.13) \quad V_{far} = \frac{CV_{cw}}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{2\pi l}{s_c} - \frac{2\pi y}{s_c} \right) \quad \text{und} \quad E_d = \frac{CV_{cw}}{2s\epsilon_0}$$

Daher sieht es wie ein Feld aus, welches durch eine einzige leitende Oberfläche auf Potential V_s entstand:

$$(3.2.14) \quad V_s(x, y = 0) = - \frac{l C V_{cw}}{2\epsilon_0 s} = l E_d$$

Das Potential auf der Oberfläche der Drahtkathode beträgt:

$$(3.2.15) \quad V_{cw} = \frac{s_c}{2\pi} E_d \left(\frac{2\pi l}{s_c} - 2 \log \frac{2\pi a_c}{s_c} \right)$$

Daher gilt:

$$(3.2.16) \quad \Delta V_{cw} = V_{cw} - V_s = \frac{s_c}{\pi} E_d \log \frac{2\pi a_c}{s_c} \quad a_c \ll s_c$$

Verglichen mit einer zusammenhängenden leitenden Oberfläche muß die Drahtkathode um ΔV_{cw} negativer eingestellt werden. V_s kann als das Kathodenpotential V_c der oben beschriebenen Driftkammer angesetzt werden.

Das Oberflächenfeld der Kathodendrähte E_{cws} lautet:

$$(3.2.17) \quad E_{cws} = \frac{s_c}{\pi a_c} E_d$$

In einem Speicherringexperiment liegen die Kathoden einer Zentraldetektor-Jetkammer nicht parallel zur Zähldrahtebene. Hier wird die Entfernung Kathode-Zähldrähte mit jedem Draht größer und das an die Kathodendrähte angelegte Potential ebenso um das Driftfeld konstant zu halten. Wendet man die oben errechnete Spannungsdifferenz auf jeden Draht an, so liegt der Fehler in der Größenordnung von 1% für Neigungswinkel unter 10° (siehe Tabelle 3.2.2).

Winkel E zu Kathodendrahtebene	90°	$90^\circ - 7.5^\circ$	$90^\circ - 15^\circ$
ΔV_{CW} nach (3.2.15)	-202.303 V	—	—
ΔV_{CW} korrekt	-202.303 V	-200.45 V	-195.95 V
Unterschied	0 V	1.85 V	6.35 V

Tabelle 3.2.2 Spannungsdifferenz ΔV_{CW} zwischen einer leitenden Oberfläche und einer Drahtkathode (Driftfeld 940 V/cm, Drahtabstand 3.2155 mm, Drahtdurchmesser 125 μm , entspricht OPAL), wenn der Winkel zwischen der Drahtkathode und dem Driftfeld berücksichtigt wird (OPAL $\approx 7.5^\circ$). Die korrekte Rechnung wurde mit dem im Abschnitt 3.3 beschriebenen Programm FIELDN durchgeführt.

3.2.4 Darstellung von Metalloberflächen für die Computersimulation

Viele Elektrostatik Programme, wie z.B. im Absatz 3.3 beschrieben, basieren auf der zweidimensionalen Potentialtheorie, welche sich der komplexen Analysis mit Greenfunktionen einzelner Drähte bedient, die nicht unbedingt periodisch sein müssen. Sie können unendlich dünne Drähte behandeln, bei denen der Drahtradius nur als ein Wichtungsfaktor benutzt wird, um die Ladungen auf den Drähten zu finden. Ausgedehnte Elektroden werden dann durch eine Anordnung von Drähten ersetzt. Gleichung (3.2.16) zeigt, daß ein Drahtgitter und ein geschlossenes Metallblech dasselbe Fernfeld (Driftfeld) ergeben, vorausgesetzt der Abstand der Drähte ist genau gleich ihrem Umfang, d.h.

$$(3.2.18) \quad 2\pi a_c = s_c$$

Die Drähte müßen dieselben Oberflächen haben wie der ausgedehnte Leiter, den sie ersetzen. Das auf diese Weise errechnete Feld beschreibt jedoch nur das Feld eines Metallblechs, wenn man nicht zu nahe an die Drahtoberfläche herangeht (gewöhnlich nicht näher als der Drahtabstand). Ist eine Betrachtung näher an der Blechoberfläche nötig, erlaubt Gleichung (3.2.18) eine feinere Darstellung der Oberfläche durch mehr, enger gespannte und dünnere Drähte, ohne systematische Fehler einzuführen.

3.2.5 Anwendungen und Ergebnisse

3.2.5.1 Bestimmung des Arbeitspunktes einer Driftkammer

Eine Driftkammer sollte im Maximum der Driftgeschwindigkeit arbeiten. Hierzu ist eine Messung, bei der das Driftfeld, nicht aber die Gasverstärkung variiert wird, notwendig. Da die Gasverstärkung nur von dem Zählrohrflächenfeld abhängt, reicht es, dieses konstant zu halten. Man berechnet also die Potentialwerte für die Kathode V_c und die Potentialdrähte V_p in Abhängigkeit des zu variierenden Driftfeldes bei konstantem Zählrohrflächenfeld für die gegebene Driftkammergeometrie (Anhang A.3.2.1).

Weiter ist es wichtig, die Signalhöhe in Abhängigkeit vom Zählrohrflächenfeld zu kennen. Bei konstanter Gasionisation ist die Signalhöhe direkt proportional zur Gasverstärkung, sofern keine Sättigung vorliegt. Die Gasverstärkung sollte nach (2.11) exponentiell vom Zählrohrflächenfeld abhängen. Bild 3.2.3 zeigt eine solche Meßkurve der Venuskammer ($E_{ZO} := E_{sWS}$). Man sieht deutlich, daß eine Sättigung immer vorhanden ist, sie aber mit der Gasverstärkung stark zunimmt. Eine Berücksichtigung der Sättigung ist jedoch möglich [Bittner 1987].

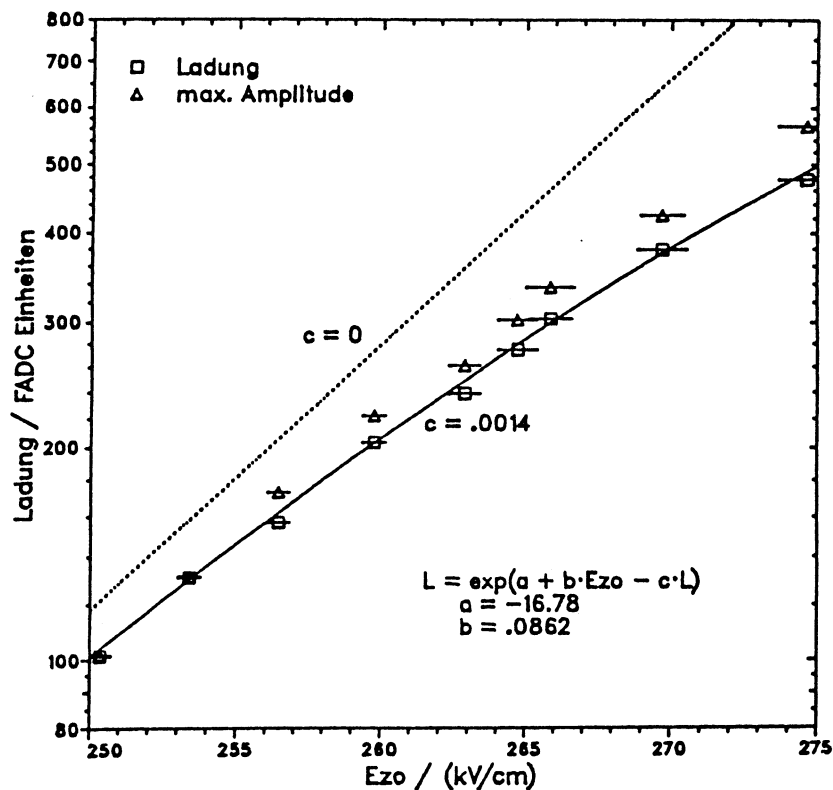


Bild 3.2.3 Ladung und maximale Amplitude als Funktion der Feldstärke an der Zählrohroberfläche E_{zo} . Die maximale Amplitude ist auf den untersten Ladungspunkt normiert (Faktor 16.95). Der Arbeitspunkt für alle Meßreihen mit konstanter Gasverstärkung beträgt $E_{zo} = 269.7$ kV/cm. Bei diesem Wert ist die Ladung aufgrund Sättigung auf 60% reduziert. [Bittner 1987]

3.2.5.2 Stabilitätsanforderungen an Netzgeräte

In der OPAL-Jetkammer soll die Gasverstärkung M auf 1% konstant gehalten werden. Mit den Gleichungen im Anhang A.3.2.1 ergibt sich für die OPAL-Jetkammer Geometrie bei einem Driftfeld von 940 V/cm und einer Potentialdrahtspannung von -2380 V

$$\begin{aligned} E_{\text{sWS}} [\text{in V/cm}] &= \frac{\partial E_{\text{sWS}}}{\partial E_d} \cdot E_d + \frac{\partial E_{\text{sWS}}}{\partial V_p} \cdot V_p \doteq \\ &= 105.68 E_d [\text{in V/cm}] - 84.47 V_p [\text{in V}] = 300390 \end{aligned}$$

und damit

$$\frac{\Delta E_{\text{sWS}}}{E_{\text{sWS}}} = \frac{\partial E_{\text{sWS}}}{\partial E_d} \cdot \frac{E_d}{E_{\text{sWS}}} \cdot \frac{\Delta E_d}{E_d} = 0.33 \frac{\Delta E_d}{E_d}$$

oder

$$\frac{\Delta E_{\text{sWS}}}{E_{\text{sWS}}} = \frac{\partial E_{\text{sWS}}}{\partial V_p} \cdot \frac{V_p}{E_{\text{sWS}}} \cdot \frac{\Delta V_p}{V_p} = 0.67 \frac{\Delta V_p}{V_p}$$

Messungen im FSP ergaben [Breuker 1987] $\Delta M/M = 16 \Delta V_p/V_p$.

Die Bedingung $\Delta M/M \leq 1\%$ übersetzt sich dann in $\Delta V_p/V_p \leq 0.63\%$ oder $\Delta E_d/E_d \leq 1.3\%$.

3.2.5.3 Maximal erträgliche Raumladung oder Teilchenrate

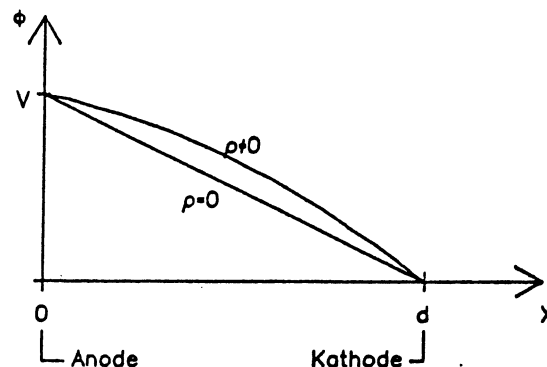
Die bei der Gasmultiplikation in der Nähe der Zähldrähte entstehenden Ionen driften zum großen Teil durch das ganze Driftvolumen zurück bis zur Kathode. Außer der lokalen Störung des elektrischen Feldes wird durch die Ionen auch eine globale Verminderung des Driftfeldes und des Zähldrahtoberflächenfeldes bewirkt. Hierzu folgende Abschätzung:

Die Jetkammer kann in erster Näherung als Plattenkondensator aufgefaßt werden, dessen eine Platte die Kathode auf Potential V_c ist und dessen andere Platte der Zähldrahtebene entspricht mit dem Potential V_{wpm} , dem mittleren Zähldrahtebenenpotential (Gleichung 3.2.6 und 3.2.9). In einem Plattenkondensator (Plattenabstand d) läßt sich das Potential auch mit einer homogenen Ladungsdichte ρ im Inneren berechnen. Integration der Poissongleichung $\Delta V = \rho/\epsilon_0$ ergibt für das Feld im Inneren

$$(3.2.19) \quad E(x) = E_0 + \frac{\rho}{\epsilon_0} (2x - d)$$

wobei E_0 die konstante Feldstärke im Plattenkondensator ohne Raumladung ist. Der Verlauf des Potentials ist in Bild 3.2.4 gezeigt. Das Driftfeld nimmt in der Nähe der Anodenplatte um (3.2.20) $\Delta E = -\rho d/(2\epsilon_0)$ ab. Nach Anhang A.3.2.9 hängt aber das Zähldrahtoberflächenfeld vom Driftfeld ab. Mit den in 3.2.5.2 benutzten Daten für die OPAL Jetkammer übersetzte

Bild 3.2.4 Potentialverlauf in einem Plattenkondensator mit und ohne einer homogenen, positiven Raumladung der Dichte ρ . Das E-Feld (Steigung der Potentialkurve) wird durch die Raumladung an der Anode reduziert und an der Kathode um den gleichen Betrag erhöht. [Bittner 1987]



sich $\Delta M/M \leq 1\%$ in $\Delta E_d/E_d \leq 1.28\%$. Mit einem maximalen Driftweg $d = 24$ cm resultiert dann eine obere Grenze für die Raumladung

$$\rho = \frac{\Delta E_d}{E_d} E_d \frac{2\epsilon_0}{d} = 8.9 \cdot 10^{-15} \frac{\text{C}}{\text{cm}^3} = 5.6 \cdot 10^{-4} \frac{\text{e}}{\text{cm}^3}$$

Da die Raumladungsdichte ρ für die Testmessungen sich auch aus der Strahlintensität R , dem Strahldurchmesser b , der Gasionisation pro Weglänge I , der Driftgeschwindigkeit der Ionen v_{ion} und der Gasverstärkung M berechnen läßt zu

$$(3.2.21) \quad \rho = c \frac{I R}{b} \frac{v_{\text{ion}}}{M}$$

($c \approx 0.5$, Teilungsverhältnis Ionenwanderung zu Kathode/Potentialdraht), kann man die maximale Teilchenrate zu $R = 12$ Teilchen/s abschätzen ($b = 1$ cm, $v_{\text{ion}} = 449$ cm/s, $I = 400$ e/cm, $M = 10^4$).

3.2.5.4 Dicke Drähte und Änderungen der Periodizität

In der OPAL Jetkammer war es an einigen Stellen nötig, dickere Drähte einzuziehen oder mehrere Drähte durch einen dicken Draht zu ersetzen.

Zum einen waren es die jeweils äußersten Drähte der Zähldrahtebene (inner and outer Bias Wire). Die Terminierung der Zähldrahtebene garantiert zwar keine Extrakräfte auf diese Drähte im Normalbetrieb, während Ein- und vor allem Notabschaltungen sind die Drähte jedoch großen elektrostatischen Kräften ausgesetzt. Diese Drähte sind an der Position eines Zähldrahtes ($25 \mu\text{m}^\emptyset$) im periodischem Muster eingezogen und nur etwas dicker ($125 \mu\text{m}^\emptyset$), aber immer noch dünn im Vergleich zum Abstand zum nächsten Draht. Da das Potential in der Nähe eines dünnen Drahtes zylindersymmetrisch ist, berechnet man das periodische Potential über einem normal dünnen Draht an dem Ort, welcher beim dicken Draht seiner Oberfläche entspricht, z.B. an $(x,y) = (0, a_{\text{th}})$ für einen dicken "Zähldraht" mit Radius a_{th} . Mit diesem Potential versorgt man dann den dickeren Draht.

Am äußeren Ende der Kathodendrahtebene konnten aus technischen Gründen drei Drähte nicht eingezogen werden. Feldberechnungen (mit Kapitel 3.3) zeigten, daß dies zu unerträglichen Störungen des Driftfeldes führt, da die durch diese Drähte fehlende Ladung auch zu einer Reduktion der Ladung auf dem gegenüberliegenden Stück der Zähl drahtebene führte und damit zu einer Verringerung des Driftfeldes dazwischen. Es bestand die Möglichkeit, in die Mitte der Lücke ein Kupferröhrchen von 1 mm Durchmesser einzubauen. Die Überspannung für das Röhrchen errechnet sich wie der Spannungsunterschied ΔV_{cw} zwischen einer Blech- und einer Drahtkathode mit Gleichung (3.2.16), wobei $2a_c = 1 \text{ mm}$ und s_c gleich der Breite der Lücke abzüglich zweimal dem halben Kathodendrahtabstand gesetzt wurde. Die halben Kathodendrahtabstände gehören jeweils noch zu den die Lücke berandenden Kathodendrahten.

3.2.5.5 Terminierung einer Zähl drahtebene

Jede Zähl drahtebene einer Driftkammer besteht aus einer endlichen Anzahl von Drähten. Die Zähl drahtebene muß daher durch feldformende Elektroden elektrostatisch abgeschlossen werden. Diese Elektroden können sowohl aus Drähten als auch aus streifenartigen Leiterbahnen auf gedruckten Schaltungen hergestellt werden. Sie müssen so im Raum angeordnet und mit einem solchen Potential versehen werden, daß die Zähl drahtebene unendlich periodisch erscheint. Dann erhält man das gewünschte gleiche Driftfeld für jeden Zähl draht.

Die Terminierung welche in Bild 3.2.5 dargestellt ist, beruht auf zwei Grundsätzen: Erstens muß die periodische Struktur erhalten bleiben, da es nahezu unmöglich ist, irgendeinen weggelassenen Draht durch Potentialänderung auf den anderen Drähten auszugleichen. Deshalb darf die Feldformung nicht weiter vom letzten Draht entfernt sein als $s/2$. Zweitens sollte das Potential auf den feldformenden Elektroden so gut wie möglich dem mit Gleichung (3.2.2) berechneten folgen. Die Potentiale auf Schnitten senkrecht zur Zähl drahtebene können für eine echte Jetkammer in Bild 3.2.6 gesehen werden. Das Potential in der Nähe eines Potentialdrahtes verläuft viel glatter als über einem Zähl draht. Daher werden die feldformenden Leiterbahnen anstelle eines Potentialdrahtes eingebaut. Da es schwierig ist, ein Streifenmuster mit einer gedruckten Schaltung herzustellen, welches keinerlei Felddurchgriff zeigt, und die Streifen eine endliche Breite haben, werden feldformende Drähte über dem letzten Zähl draht eingezogen, die das Feld in zweiter Ordnung korrigieren. Diese Felldrähte können alle mit dem mittleren Potential V_{av} (Gleichung 3.2.9) entsprechend ihrem Abstand zur Zähl drahtebene versorgt werden. Weiterhin geben diese Felldrähte nun die Möglichkeit, kleine Fehler bei den Feldstreifen zu machen. Besonders kann ein recht großer ($\approx s$) Feldstreifen in der Mitte angebracht werden, der mit der Potentialdrahtspannung V_p versorgt wird. Alle anderen Streifen werden dann mit dem mittleren Potential V_{av} (Gleichung 3.2.9) versorgt.

Ein- und besonders Notabschaltungen der Spannungszufuhr führen jedoch zu großen elektrostatischen Kräften auf dem letzten Zähldraht. Deshalb wird ein dickerer Draht (Bias Wire BW) mit Radius a_{th} empfohlen. Das richtige Potential für diesen dickeren Draht kann mit Gleichung (3.2.2) berechnet werden indem man $(x,y) = (0,a_{th})$ einsetzt (siehe auch 3.2.5.4).

Bild 3.2.5 Terminierung der Zähldrahtebene einer Jetkammer. Die Feldformung erfolgt hauptsächlich durch Streifen auf einer gedruckten Schaltung. Die Feldformung zweiter Ordnung wird durch Felddrähte erzielt. Der letzte Zähldraht (Bias Wire) ist dicker, um der erhöhten mechanischen Beanspruchung standzuhalten, welche durch das Schalten der Hochspannung verursacht werden. Darüberhinaus kann er für Feldkorrekturen dritter Ordnung benutzt werden.

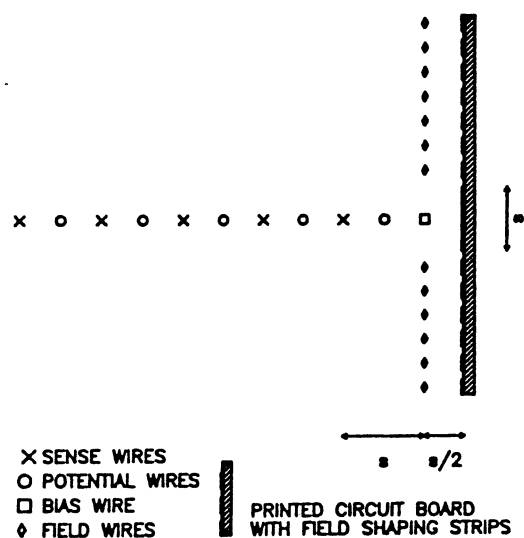
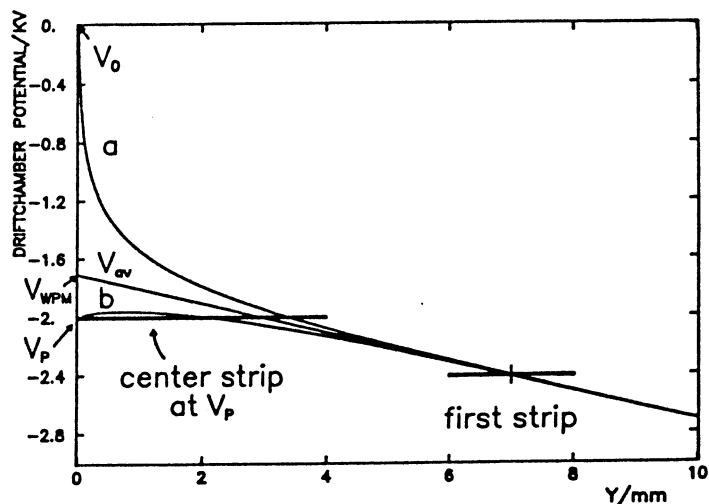


Bild 3.2.6 Das Potential ist entlang Schnitten von der Zähldrahtebene senkrecht 10mm in den Driftraum hinein gezeigt. Schnitt a geht durch einen Zähldraht, Schnitt b durch einen Potentialdraht. Das mittlere Potential V_{av} und die Potentialeinstellungen der feldformenden Elektroden sind auch eingezeichnet.



3.3 Numerische Berechnung beliebiger Leiteranordnungen im Vakuum ($\epsilon_r = 1$)

Hier wird nur die Theorie für die im Anhang näher beschriebenen Programme FIELDN und FIELDN-DB vorgestellt. Darüberhinaus werden die Ergebnisse gezeigt, die mit diesen Programmen erzielt wurden. Einige weitere Anmerkungen sind an dieser Stelle jedoch angebracht: Bei den vielen Eingabedaten zur Beschreibung einer Jetkammer erwies sich die starke Graphikunterstützung dieser Programme als sehr hilfreich, da das menschliche Auge und Gehirn im Erkennen von Mustern unübertroffen sind. Fast alle Eingabedaten und Ergebnisse können graphisch dargestellt, in Ausschnitten vergrößert und zum Vergleich überlagert werden. Die Programme sind für die interaktive Benutzung von einem grafikfähigen Terminal aus entwickelt worden, sind aber genauso im Batchbetrieb zu benutzen. Somit können die erstellten Eingabedaten interaktiv überprüft werden. Die zeitintensive Rechnung kann dann im Batchbetrieb erfolgen, und die Ergebnisse können wiederum interaktiv graphisch betrachtet werden. Die Kommunikation der Programme untereinander findet über unformatierte oder formatierte Files statt, so daß für die einzelnen Phasen auch verschiedene, auf diesen Arbeitsschritt angepaßte, Computer benutzt werden können.

3.3.1 Theorie

3.3.1.1 Bestimmung der Drahtladungen aus den Potentialen

Zur Berechnung einer beliebigen Leiteranordnung wird die Greenfunktion eines einzelnen Drahtes benutzt (Gleichung 3.1.8). Bei der hier angewandten Art der Berechnung mit Hilfe der Superposition einzelner Drähte, müssen die Symmetrien explizit in der Geometrie der Leiteranordnung vorgegeben werden. Ausgedehnte Leiter können mit Hilfe von Gleichung (3.2.17) dargestellt werden, indem ihre Oberfläche durch viele Drähte ersetzt wird, deren Abstand gleich ihrem Umfang ist.

Da im Normalfall die Potentiale u_k der Drähte vorgegeben sind, hat man als erstes die Linienladungen λ_i aus diesen Randbedingungen zu bestimmen. Gleichung (3.1.6) gilt auch am Ort \mathbf{x}_k jedes Drahtes

$$u_k = P(\mathbf{x}_k) + \sum_{i=1}^n \lambda_i G(\mathbf{x}_k, \mathbf{x}_i)$$

wobei die Summierung über alle Drähte durchzuführen ist. Der Diagonalterm muß jedoch mit Vorsicht behandelt werden. Wenn der Drahtradius r_k klein genug angenommen wird, so daß die azimuthale Abhängigkeit von G entlang der Drahtoberfläche vernachlässigt werden kann, gilt mit (3.1.7)

$$(3.3.2) \quad G(\mathbf{x}_k, \mathbf{x}_k) = -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \operatorname{Re} \log \left[\frac{d}{dz} g(z_k, z) \Big|_{z=z_k} r_k \right]$$

Da hier keine geerdeten Platten mit berücksichtigt werden, ist (3.3.3) $P(\mathbf{x}) \equiv 0$. Dafür müßte jedoch streng genommen

$$(3.3.4) \quad \sum_{k=1}^n \lambda_k = 0$$

gefordert werden. Diese Bedingung wurde aber wegen zu langer Rechenzeiten fallengelassen, da sie nichts anderes besagt, als daß die Gesamtladung im System verschwindet. Die Betrachtung des Potentials und Feldes der berechneten Drahtanordnung wird also nur innerhalb und in der näheren Umgebung (ca 1 m) der Drahtanordnung erlaubt sein, was für alle hier gestellten Probleme angemessen ist. Einsetzen der Funktion $g(z, z_k)$ für einen Draht (Gleichung 3.1.8) führt dann in Matrixschreibweise auf

$$(3.3.5) \quad \mathbf{u} = \mathbf{C}^{-1} \mathbf{c} \mathbf{w} \quad \text{mit} \quad \mathbf{C}_{ij}^{-1} = \begin{cases} \log \sqrt{(xw_i - xw_j)^2 + (yw_i - yw_j)^2} & i \neq j \\ \log r_i & i = j \end{cases}$$

\mathbf{u} ist der Vektor aller Drahtpotentiale; $\mathbf{c} \mathbf{w}$ sind die gesuchten Potentialkoeffizienten, die mit den Linienladungen λ über

$$(3.3.6) \quad \mathbf{c} \mathbf{w} = -\lambda / (2\pi\epsilon_0)$$

zusammenhängen; \mathbf{C} ist die Kapazitätsmatrix, deren Inverses durch die Geometrie hier vorgegeben ist; (xw_i, yw_i) ist der Ort eines Drahtes und r_i sein Radius.

Die Berücksichtigung von Raumladungen und die Berechnung von statischem Übersprechen (Abschnitte 3.3.2.2 und 3.3.2.3) verlangte eine Behandlung von Drahtanordnungen mit Drähten auf festem Potential und Drähten vorgegebener Ladung. Dies ist hier sehr einfach. Hat man m Drähte mit fester Ladung in der Anordnung von insgesamt n Drähten, so seien dies ohne Beschränkung der Allgemeinheit die Drähte $n-m+1$ bis n . Die Formel für die Berechnung eines Drahtpotentials u_k lautet dann

$$(3.3.7) \quad u_k = \sum_{i=1}^{n-m} C_{ik} c w_i + \sum_{i=n-m+1}^n C_{ik} c w_i$$

Da aber alle $c w_i$ der rechten Summe vorgegeben sind, ist diese nur eine additive Konstante, und die Gleichung reduziert sich auf die $n-m$ unbekanntes $c w_i$ der linken Summe.

Sind die Potentialkoeffizienten aller Drähte bekannt (vorgegeben oder berechnet), erhält man das elektrische Feld $\mathbf{E} = (E_x, E_y)$ am Ort $\mathbf{x} = (x, y)$

$$(3.3.8) \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = - \sum_{i=1}^n c w_i \frac{1}{(x-xw_i)^2 + (y-yw_i)^2} \begin{pmatrix} x - xw_i \\ y - yw_i \end{pmatrix}$$

Das Oberflächenfeld (surface field) E_{si} eines Drahtes mit Radius rw_i und Potentialkoeffizient cw_i ergibt sich zu:

$$(3.3.9) \quad E_{si} = \left| \frac{cw_i}{rw_i} \right|$$

Die Kraft pro Länge F_i auf einen Draht ist das Produkt seiner Linienladung $\lambda_i = -2\pi\epsilon_0 cw_i$ mit der Überlagerung der Felder aller anderen Drähte an seinem Ort (xw_i, yw_i)

$$(3.3.10) \quad F_i = \begin{pmatrix} F_{xi} \\ F_{yi} \end{pmatrix} = 2\pi\epsilon_0 cw_i \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^n cw_k \frac{1}{(xw_i - xw_k)^2 + (yw_i - yw_k)^2} \begin{pmatrix} xw_i - xw_k \\ yw_i - yw_k \end{pmatrix}$$

Die Inversion der Matrix C^{-1} ist eine Möglichkeit zur Berechnung der Potentialkoeffizienten. Dies ist aus mehreren Gründen schwierig. Erstens braucht man bei n Drähten zur Inversion der $n \times n$ Matrix sehr viel Speicherplatz. Da die ursprüngliche Version dieses Programmes auf einer PDP 11 lief [Schweier 1983] und erst später auf eine VAX mit virtuellem Speicher transportiert wurde [Bramow 1986], war es für mehr als ≈ 100 Drähte sogar unmöglich. Selbst auf einem Computer mit virtuellem Speicher ist es schwierig, eine doppelgenaue Matrix (64 bit/Zahl) mit $n = 3000$ zu halten (72 MByte). Zweitens wird in der Literatur mehrfach auf Probleme mit der Rechengenauigkeit bei der Inversion großer vollbesetzter Matrizen hingewiesen, so daß eine Nachiteration unbedingt nötig ist. Drittens ist die Rechenzeit sehr lang. Diese Probleme wurden alle umgangen, indem die Matrix nicht invertiert wird, sondern die Potentialkoeffizienten direkt iterativ berechnet werden. Hierzu wird die Methode der konjugierten Gradienten [siehe z.B. Schwarz 1984, S. 212] für positiv definite $n \times n$ Matrizen benutzt [Bramow 1986]. Auf die Abspeicherung aller n^2 logarithmisierten Drahtabstände kann verzichtet werden, wenn man diese in jedem Iterationsschritt aus den n Orten der Drahtpositionen neu berechnet. Dies dauert zwar länger, benötigt aber insgesamt nur noch fünf Vektoren der Länge n . Die Methode der konjugierten Gradienten führt mathematisch spätestens nach n Iterationsschritten zur exakten Lösung, die jedoch durch Rundungsfehler eines Computers nie erreicht wird. Aus physikalischen Gründen kann das Abbruchkriterium oft noch weiter gelockert werden. Hier wird als Abbruchkriterium die Maximumsnorm benutzt, d.h. die größte Abweichung des iterierten Potentials vom Sollpotential auf einem Draht. Da die Potentiale experimentell nur bis auf 0.5 Volt genau bekannt sind, kann bei diesem Wert abgebrochen werden, der noch weit über der Rechengenauigkeit von ca. 0.01 V für einfach genaue Zahlen und hier behandelte Driftkammerpotentiale liegt. Insgesamt ergab sich, gegenüber der Matrixinversion, eine Rechenzeitverkürzung um den Faktor 100 [Bramow 1986]. Oft empfiehlt sich für größere Drahtanordnungen ($n > 1000$) die Rechnung doppelt genau durchzuführen, da hierbei das verbesserte Konvergenzverhalten der Iterationen die längere Rechenzeit der Einzeloperationen ausgleicht. Ein weiterer Vorteil der iterativen Lösung besteht darin, daß von einer bereits berechneten Konfiguration ausgegangen werden kann, wenn eine ähnliche Konfiguration berechnet werden soll, z.B. für Parameterscans (Rechenzeitersparnis ca 50%).

3.3.1.2 Drahtauslenkung durch Gravitation und Elektrostatik

Bei langen Drähten (einige m) ändert sich für kleine Auslenkungen (ca 1 mm) die Zugspannung eines Drahtes nur unwesentlich, so daß im folgenden immer von einer konstanten Zugspannung ausgegangen wird. Der am einfachsten zu berechnende Fall liegt bei Auslenkung durch Gravitation vor. Die auf den Draht einwirkende Last $F = \rho\pi r^2 g$ (Kraft pro Länge senkrecht zum Draht) ist auf dem ganzen Draht gleich. Man erhält die Differentialgleichung

$$(3.3.11) \quad \frac{d^2 u}{dz^2} = - \frac{1}{T} \rho\pi r^2 g =: - c_g$$

u ist die Auslenkung; dz ein Drahtstück; T die Zugspannung, mit welcher der Draht gespannt ist; ρ die Dichte des Drahtes; r der Drahtradius; w die Drahtlänge und g die Fallbeschleunigung. Die Lösung dieser Differentialgleichung ist eine Parabel. Mit der Randbedingung, daß der Draht an seinen Enden festgehalten wird (3.3.12) $u(\pm w/2) = 0$, folgt

$$(3.3.13) \quad u(z) = - \frac{c_g}{2} \left(z^2 - \frac{w^2}{4} \right)$$

Der Gravitationsdurchhang (gravitational sag) ist in der Mitte des Drahtes maximal und beträgt

$$(3.3.14) \quad u_{\max} = u(0) = \frac{\rho\pi(2r)^2 g}{T} \frac{w^2}{32}$$

Sollen zwei unterschiedlich dicke oder unterschiedlich lange Drähte auf denselben Gravitationsdurchhang gespannt werden, in einer Jetkammer unbedingt nötig, so gilt

$$(3.3.15) \quad T_2 = \frac{\rho_2(2r_2 w_2)^2}{\rho_1(2r_1 w_1)^2} T_1$$

Im elektrostatischen Fall ist die Last im allgemeinen nicht konstant. Mit der Auslenkung verändert sich sowohl das am Draht angreifende elektrische Feld, als auch seine Ladung. Die Berechnung kann unter bestimmten Annahmen iterativ durchgeführt werden, indem in jedem Iterationsschritt zuerst bei festgehaltenen Ladungen die Drähte ausgelenkt werden (eventuell mehrfach, bis eine stabile Position erreicht ist) und dann die Ladungen neu berechnet werden.

Im einfachsten Fall betrachtet man den Draht nur in einem Punkt, dem Mittelpunkt, und nimmt die dort berechnete Last als konstant auf dem ganzen Draht an [Zankel 1985]. Als Lösung ergibt sich wieder eine Parabel. Da für gestaggerte Zähldrähte die Kraft mit der Auslenkung zunimmt, erhält man jedoch zu große Auslenkungen. Überhaupt ist die Berechnung der Auslenkung der Zähldrähte senkrecht zur Zähldrahtebene am wichtigsten, da sie direkt in die Ortsbestimmung der Ionisationsspur eingeht. Eine Auslenkung der Zähldrähte parallel zur Zähldrahtebene führt zu einem sehr kleinen Fehler. Auch Auslenkungen der feldformenden

Drähte (CW und FW) gehen nur über das Driftfeld ein. So hat man erstens den Fehler in der Auslenkung in Relation zur Länge der Driftstrecke zu setzen. Zweitens arbeitet eine Driftkammer im Maximum der Driftgeschwindigkeit und ist somit gegen kleine Feldänderungen unempfindlich. Ein weiterer rechen-technisch sehr aufwendiger Ansatz zur Berechnung der Auslenkung der Drähte ist die Zerlegung eines Drahtes in n -Stücke, wobei auf jedem Einzelstück die Last als konstant angenommen wird [Bramow 1986]. Bei einer feinen Stückelung ($n \approx 20$) führt dies zu sehr guten Ergebnissen. Die Rechenzeit dafür ist aber sehr lang, weil die Ladung aller Drähte in jeder Iteration an $n/2$ Stützstellen zu berechnen ist.

Da die Last auf die Zähldrähte mit ihrer Auslenkung nicht stärker als linear wachsen kann - das Hookesche Gesetz ist linear - , wurde hier ein allgemeiner Ansatz für einen linearen Zusammenhang zwischen Last und Auslenkung gewählt. Drei Fälle werden unterschieden: Konstante Last (z.B. Gravitation), mit der Auslenkung wachsende Last (z.B. elektrostatische Auslenkung der Zähldrähte) und mit der Auslenkung sich verringernde Last. Diese Methode braucht nur zwei Schnitte zur Ladungsberechnung in der Kammer - an der Drahtaufhängung und in der Mitte des Drahtes. Da sich die Drähte an der Aufhängung nicht bewegen, wird die Last dort sogar nur einmal am Anfang berechnet. Die Methode ist also rechen-technisch nicht aufwendiger als die Methode der konstanten Last auf dem gesamten Draht, führt aber zu besseren Ergebnissen und erlaubt die Berechnung von Drahtauslenkungen unter gleichzeitigem Einfluß von Gravitation und Elektrostatik.

Die elektrostatische Last F_i auf einen Draht mit Linienladung λ_i ist

$$(3.3.16) \quad F_i = \lambda_i E_{\text{other}}$$

wobei E_{other} die Superposition der elektrischen Felder aller anderen Drähte am Ort des betrachteten Drahtes ist. Sei nun F^0 die Last auf dem Draht im unausgelenkten Fall und F^a diejenige bei einer Auslenkung Δu . Es gelten die Differentialgleichungen

$$(3.3.17) \quad \frac{d^2 u}{dz^2} = \begin{cases} -\frac{F^0}{T} & \text{für konstante Last} \\ -\frac{\Delta F}{\Delta u} \frac{u}{T} & \text{für ansteigende Last} \quad \Delta F := F^a - F^0 > 0 \\ -\frac{\Delta F}{\Delta u} \frac{u}{T} & \text{für fallende Last} \quad \Delta F := F^a - F^0 < 0 \end{cases}$$

Man erhält als Lösung für (3.3.17)

$$(3.3.20) \quad u = a + bz^2, \quad b = -\frac{1}{2} \frac{F^0}{T}, \quad u\left(\frac{w}{2}\right) = 0 \Rightarrow a = \frac{1}{2} \frac{F^0}{T} \left(\frac{w}{2}\right)^2, \quad \Delta u_n = -a$$

für (3.3.18)

$$(3.3.21) \quad u = a \cos(bz), \quad b = \sqrt{\left| \frac{\Delta F}{\Delta u} \frac{1}{T} \right|}, \quad \frac{d^2 u}{dz^2}(0) = -\frac{F^a}{T} \Rightarrow a = \frac{F^a}{T b^2}, \quad \Delta u_n = a - u\left(\frac{w}{2}\right)$$

für (3.3.19)

$$(3.3.21) \quad u = a \cosh(bz), \quad b = \sqrt{\left| \frac{\Delta F}{\Delta u} \frac{1}{T} \right|}, \quad \frac{d^2 u}{dz^2}\left(\frac{w}{2}\right) = -\frac{F^0}{T} \Rightarrow a = -\frac{F^0}{T b^2 \cosh(bw/2)},$$
$$\Delta u_n = a - u\left(\frac{w}{2}\right)$$

hierbei ist Δu_n die neu berechnete Auslenkung des Drahtes. Die Randbedingung wurde jeweils am Ort der größeren Last auferlegt, da dies rechenstechnisch stabiler ist. Die Codierung als Computerprogramm bedarf jedoch noch einer Berücksichtigung vieler Sonderfälle, die alle mit der begrenzten Rechengenauigkeit zusammenhängen. Kleinere Probleme gibt es auch, wenn Gravitation und elektrostatische Last einander entgegengesetzt sind, weil die resultierende Überlagerung einer Parabel mit einem in Gegenrichtung verlaufenden Cosinus durch keine der obigen Fälle beschrieben wird. Da die Drähte aber auf denselben Gravitationsdurchhang gespannt sind und die Gravitation alle Drähte in derselben Richtung auslenkt, reicht es, nur die elektrostatische Auslenkung zu berechnen und anschließend den Gravitationsdurchhang dazu zu addieren. Die iterative Lösung konvergiert umso schneller gegen die Endauslenkung, je stabiler diese ist, so daß allein anhand des Konvergenzverhaltens eine Stabilitätsaussage gemacht werden kann.

Ein Vergleich der drei Methoden wird im Abschnitt 3.3.2.5 anhand des langen Freiburger Prototypen durchgeführt.

3.3.1.3 Elektronendrift

Die Elektronendrift wurde analog dem in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen Modell für $E \perp B$ implementiert. Bilder 3.3.1a und b zeigen die longitudinale und transversale Driftgeschwindigkeit für ein Magnetfeld von 0 T und 0.5 T mit an die Daten des Venuskammertests angepaßten $v_D(E = 0)$ und Ψ Werten. Die Diffusion wurde nur mit einer festen Diffusionskonstante für das elektrische Feld der maximalen Driftgeschwindigkeit realisiert, jedoch longitudinal und transversal verschieden. Dies ist ausreichend, da sich die Elektronen auf ihrem ganzen Weg in einem konstanten elektrischen Feld bewegen, mit Ausnahme der letzten Millimeter vor Erreichen des Zähl drahtes. Ohne Diffusion bewegen sich die Elektronen wegen ihrer langsamen Driftgeschwindigkeit an den Feldlinien entlang. Ein Verfolgen (Tracking) der Elektronen im elektrischen Feld zeichnet somit ein Feldlinienbild, wobei die Liniendichte allerdings keine Aussage über die Feldstärke erlaubt.

Eine einfache Methode einem Elektron zu folgen, ist die Berechnung des elektrischen Feldes an seinem Ort, daraus die Driftgeschwindigkeit abzuleiten, das Elektron in Richtung der Driftgeschwindigkeit um einen Betrag Δx zu verschieben und damit das Anwachsen Δt der Driftzeit zu berechnen. Dies ist ein tangenciales Verfolgen. Wie man sofort sieht, führt es bei der spiralförmigen Bahn eines Elektrons unter Einfluß des E- und B-Feldes in der Nähe eines Zähl drahtes zu Rechenfehlern, die das Elektron schließlich auf eine falsche stabile Kreisbahn um den Zähl draht führen. Auch die Schrittweite muß sehr klein gewählt werden, um eine gute Bahnverfolgung und Driftzeit zu erhalten. Deshalb wurde hier ein Runge-Kutta Algorithmus mit dynamisch veränderlicher Schrittweite gewählt. Die Schrittweite Δx wird proportional zum Abstand des Elektrons zum nächstgelegenen Draht Δa_{\min} angepaßt

$$(3.3.23) \quad |\Delta x| = 0.3 |\Delta a_{\min}| \quad \text{und} \quad |\Delta x| \geq 5 \mu\text{m} \quad \text{und} \quad |\Delta x| \leq 10 \text{mm}$$

da sich das Feld nur in der Nähe von Ladungen stark ändern kann, also nur dort kleine Schrittweiten nötig sind. Mit einer unteren Grenze von $\Delta x = 5 \mu\text{m}$ werden auch $10 \mu\text{m}$ dünne Drähte gut getroffen. Ein Runge-Kutta Algorithmus zweiter Ordnung [Abramowitz 1984, Gleichung 25.5.6] erwies sich als ausreichend. Hierbei wird der Mittelwert zweier aufeinander folgender Schritte tatsächlich ausgeführt. Die Verbindung dieser beiden Methoden, variable Schrittweite und Runge-Kutta Verfahren zweiter Ordnung, garantiert ein schnelles Durchqueren des Feldnullpunktes vor den Potentialdrähten, in dem vorher einzelne Elektronen für sehr viele Schritte gefangen waren.

Hiermit ist es nun möglich, eine Ionisationsspur eines Lasers mit äquidistant verteilten Elektronen zu betrachten. Man erhält für alle Zähl drahte das Spektrum der Driftzeiten aller Elektronen, die auf einem Zähl draht ankommen, die Zeit des ersten ankommenden Elektrons jedes Zähl drahtes (siehe Abschnitt 3.2.24) und die Ankunftszeit jedes Elektrons über seinem Startort. Mit Hilfe einer Intervallschachtelung läßt sich auf einer Ionisationsspur genau der Ort bestimmen, wo die Elektronen links und rechts davon auf zwei verschiedene Zähl drahte

driften. Man erhält für eine Spur die Länge innerhalb der Driftzelle jedes Drahtes und hat somit ein Maß dafür, wieviel Primärisonisation auf jedem Zähldraht im Mittel gesammelt wird (siehe Abschnitt 3.3.2.2).

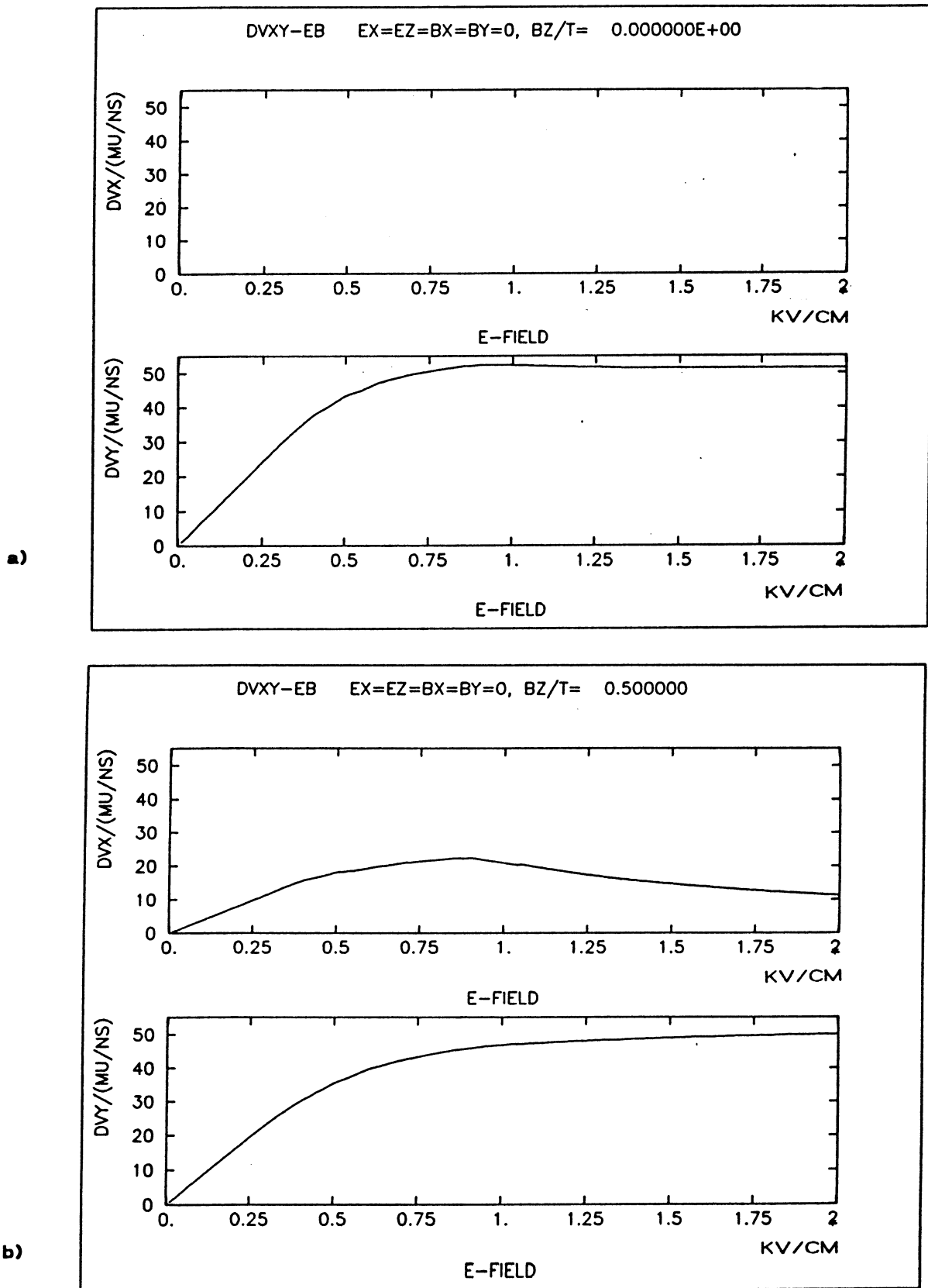


Bild 3.3.1a, b Transversale (DVX) und longitudinale (DVY) Driftgeschwindigkeit in einer Argon-Methan-Isobutan Mischung in einem Magnetfeld von a) $BZ = 0$ T b) $BZ = 0.5$ T (angepaßt an die Daten des Venuskammertests am CERN-SPS-X5-Teststrahl)

3.3.2 Anwendungen und Ergebnisse

3.3.2.1 Das Zähldrahtoberflächenfeld der TK-Kammer

Zur Erprobung von Tunnel-Kathoden als kalte Elektronenquelle wurde in Freiburg eine Driftkammer mit nur einem einzigen Zähldraht gebaut (Bild 3.3.2.1a [Jahn 1986]). Die Gasverstärkung M hängt laut Gleichung (2.11) exponentiell vom Zähldrahtoberflächenfeld ab. Im Gegensatz zu einer Ionisationsspur eines geladenen Teilchens ist die Anzahl der emittierten Elektronen einer Tunnelkathode über mehrere Größenordnungen variabel einstellbar. Deshalb kann man den exponentiellen Zusammenhang über sehr weite Bereiche testen. In Bild 3.3.2.1b ist die Positionierung der Drähte dargestellt, welche die ausgedehnten Feldelektroden simulieren. Bild 3.3.2.1c zeigt den durch Verfolgen von Elektronen gewonnenen Feldlinienverlauf in der Nähe des einzigen Zähldrahtes. Hieraus war klar ersichtlich, daß zu einem stabilen Betrieb der Kammer nicht nur die Ober- und Unterseite, sondern auch die Seitenwände der isolierenden Grundplatte des Grabens unterhalb des Zähldrahtes leitend gemacht werden mußte, weil vom Zähldraht kommende Feldlinien auf ihnen enden. Entlang dieser Feldlinien bewegen sich die bei Gasverstärkung entstehenden Ionen und bilden auf einer nicht leitenden Oberfläche Ladungsanhäufungen, die sich dann funkenartig entladen. Deshalb wurde diese erste isolierende Grundplatte später durch eine Aluminiumgrundplatte ersetzt. Die gemessene Abhängigkeit der Gasverstärkung vom berechneten Zähldrahtoberflächenfeld für verschiedene Zähldrahtpotentiale und Driftfelder ist in Abschnitt 4.1 dargestellt.

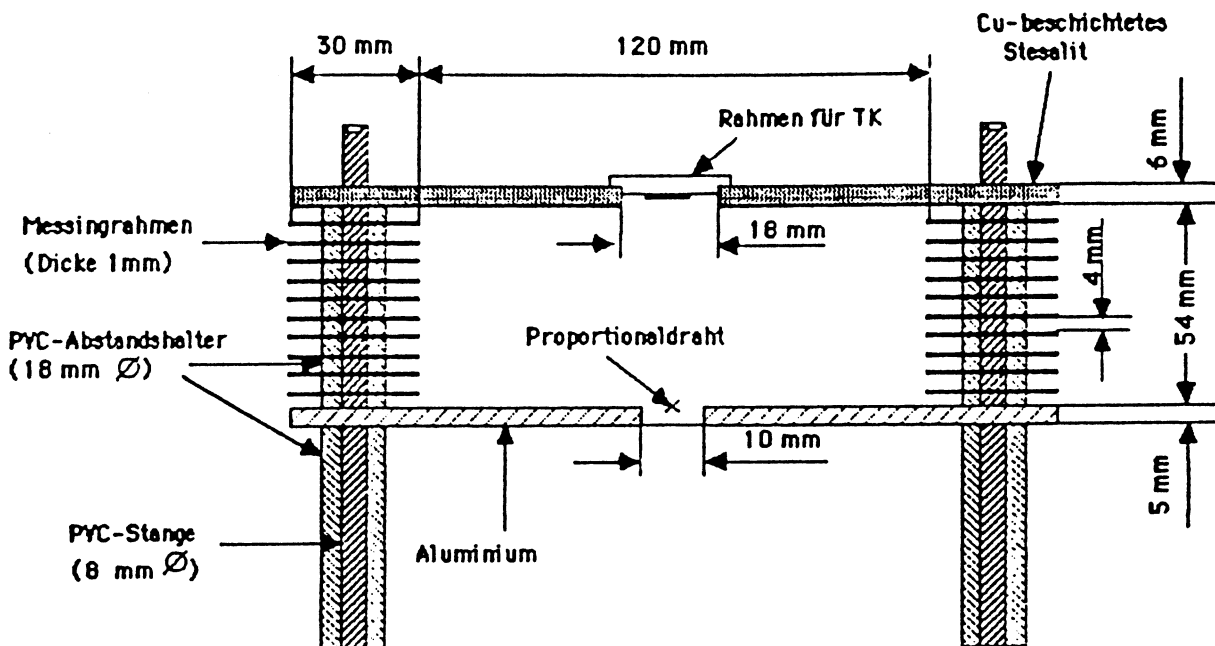


Bild 3.3.2.1a Die Geometrie des Driftraumes in der Seitenansicht (Schnittdarstellung) [Jahn 1986]

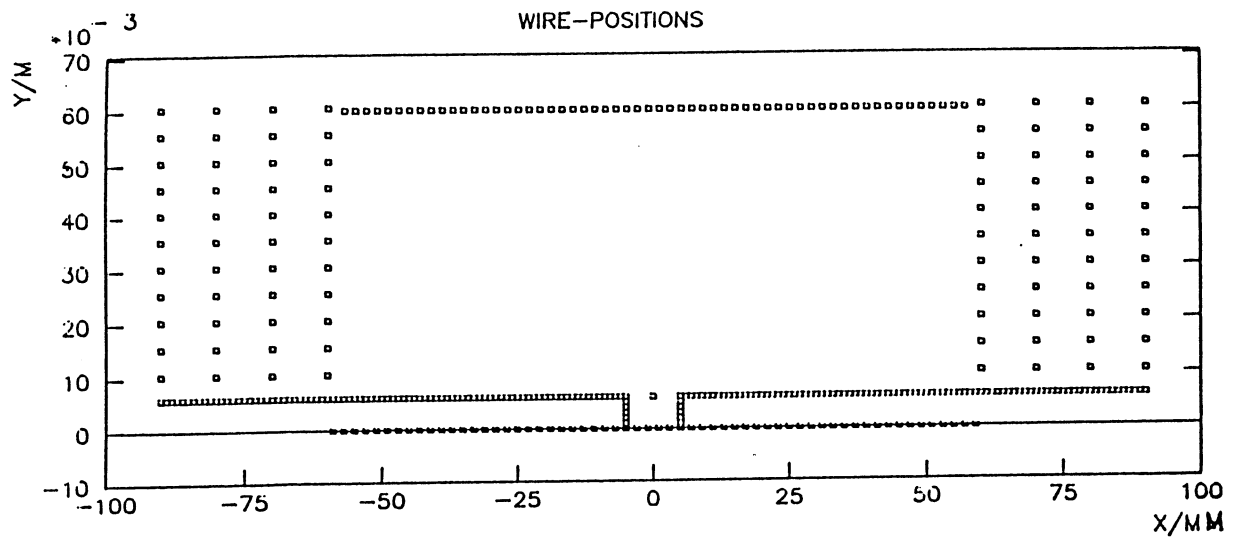


Bild 3.3.2.1b Positionierung der Drähte (senkrecht zur Zeichenebene mit unterschiedlichen Radien), welche die Elektroden simulieren [Jahn 1986].

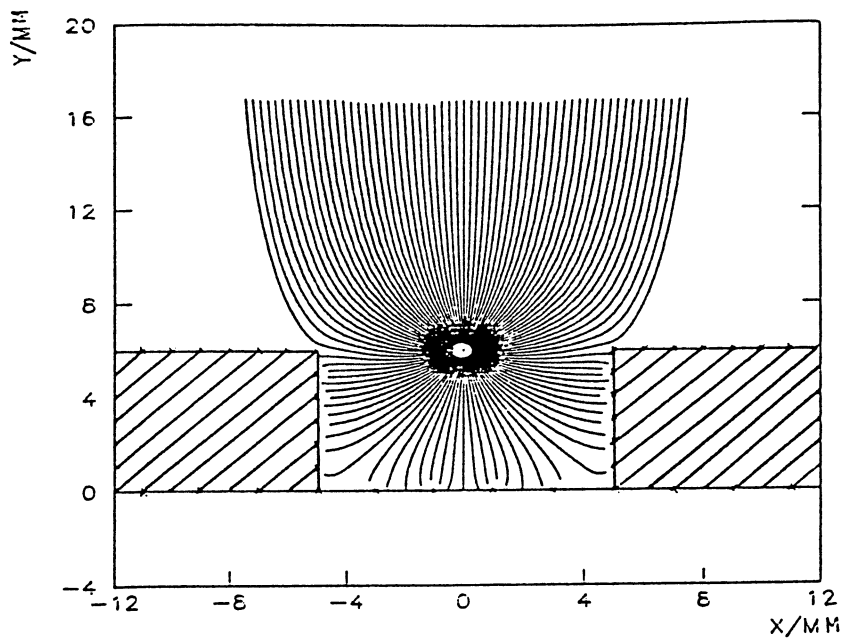


Bild 3.3.2.1c Elektrischer Feldlinienverlauf in der Umgebung des Zähl drahtes [Jahn 1986].

3.3.2.2 Sättigung durch Raumladung in der Venuskammer

Dieser Abschnitt löst nun das anfangs anhand Bild 2.18 gestellte Problem der Berechenbarkeit einer beliebigen Driftkammer. In jenem Bild ist die Ladung, die auf jedem Zählrohr gesammelt wird über dem Ort der primären Teilchenspur aufgetragen. Die Bestimmung der Ladung geschieht hier folgendermaßen:

- 1) Berechnung der Elektrostatik der Kammer
- 2) Berechnung der Optik der Kammer: Am Ort der Teilchenspur wird für jeden Abstand a zur Driftebene mit Hilfe des Elektronenverfolgens und einer Intervallschachtelung diejenige Länge d_{DC} der Spur für jeden Zählrohr gemessen, von welcher die Elektronen zum selben Zählrohr driften. Die auf dem Zählrohr ankommende primäre Ladung ist dann
(3.3.24) $Q_0 = d_{DC} Q_{00}$, wobei Q_{00} die Primärionisation/mm Weglänge ist.
- 3) Diese am Zählrohr i ankommende Ladung Q_{0i} wird durch die Gasverstärkung zu einem auslesbaren Signal der Ladung Q_i verstärkt. Laut Gleichung 2.11 erhält man

$$(3.3.25) \quad Q_i = Q_{0i} e^{a+bE_{swsi}} = Q_{00} d_{DCi} e^{a+bE_{swsi}}$$

Die Parameter a und b werden durch einen Fit an die experimentellen Daten bestimmt. Für kleine Änderungen des Zählrohrflächenfeldes, wie sie innerhalb einer Zählroherebene vorkommen, kann auch eine differentielle Gleichung analog (2.12) benützt werden. Man muß also das Oberflächenfeld E_{sws} für jeden Zählrohr bestimmen. Bild 3.3.2.2a zeigt die Driftzellen in der Venuskammer für die Einstellung der Runs 218ff (siehe Anhang A.3.3.3.3), Bild 3.3.2.2b zeigt das Oberflächenfeld der einzelnen Zählrohre dafür. Da das Oberflächenfeld der Zählrohre jedoch nicht vom Ort der Teilchenspur abhängt, geht nur die Driftzellengeometrie in die gesehene Ladung pro Zählrohr in die Rechnung ein. Das Driftzellenbild zeigt aber keinen Hinweis auf das in Bild 2.18 gesehene Aussterben der äußersten Zählrohrsignale mit größer werdendem Abstand. In Bild 3.3.2.2c ist die mit Gleichung (3.3.25) errechnete Ladung für einen Driftabstand von 40 mm gezeigt. An den mittleren Zählrohren ist deutlich der Flaschenhalseffekt zu sehen, der durch das Staggering der Zählrohre bedingt ist. Der Abfall der Ladung zu den äußeren Zählrohren hin spiegelt die Verteilung der Zählrohrflächenfelder wieder, wobei auf dem äußersten Zählrohr noch ein Driftzelleneinfluß sichtbar ist.

Die Venuskammerdaten wurden am CERN-SPS-X5 Teststrahl mit einem gepulsten Strahl von 2 s Länge (burst) und 10 s Pause dazwischen genommen. Da die Teilchenrate ca. 1000 Teilchen/s betrug, war es naheliegend, daß die Optik der Kammer durch die langsam zur Kathode zurückdriftenden Ionen (globale Raumladung) verändert wurde.

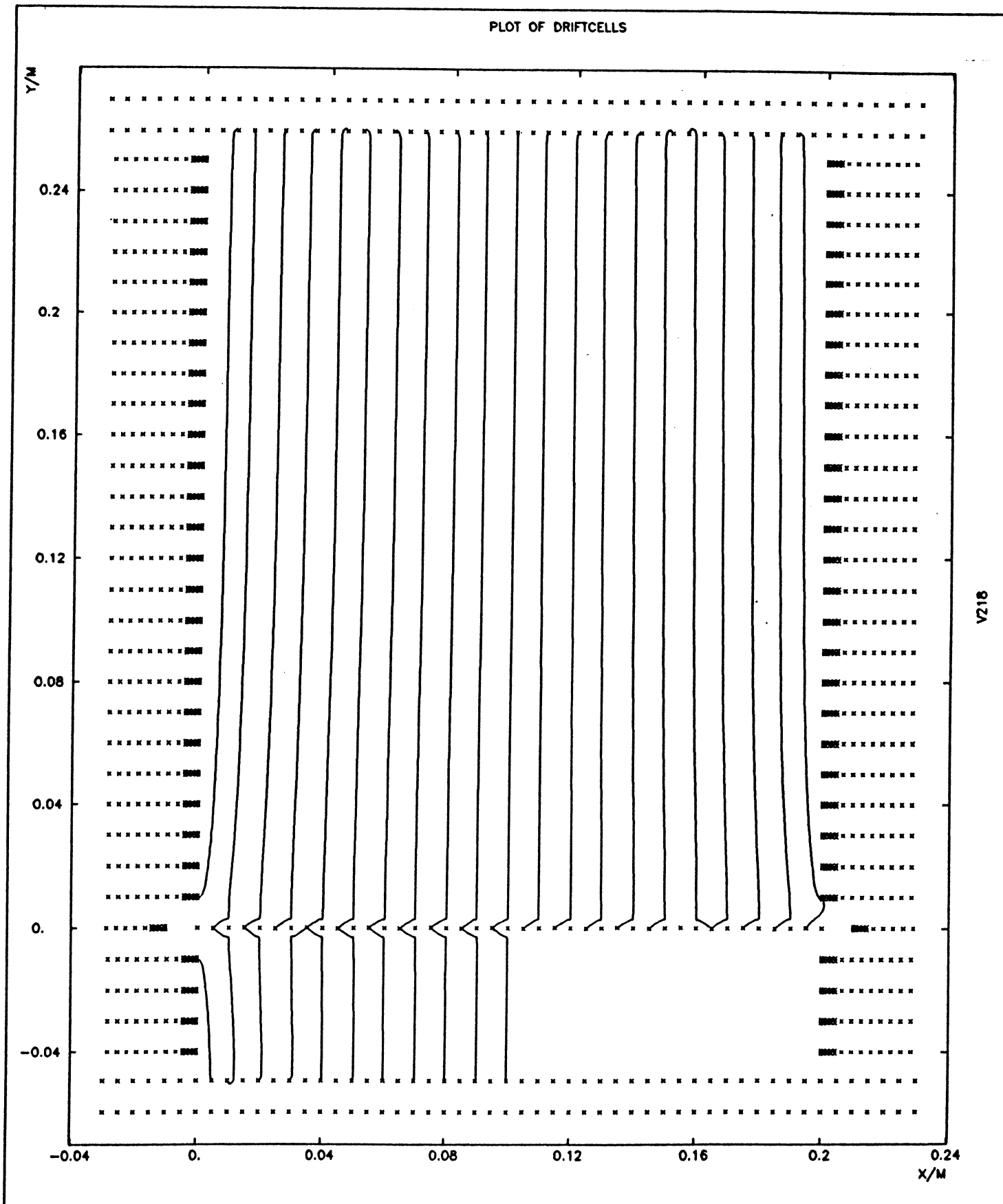


Bild 3.3.2.2a Ränder der Driftzellen in der VENUS-Kammer für die Runs 218ff. Es ist jeweils die Bahn des ersten Elektrons ($\pm 10 \mu\text{m}$), welches auf den nächsten Draht drifted, eingezeichnet.

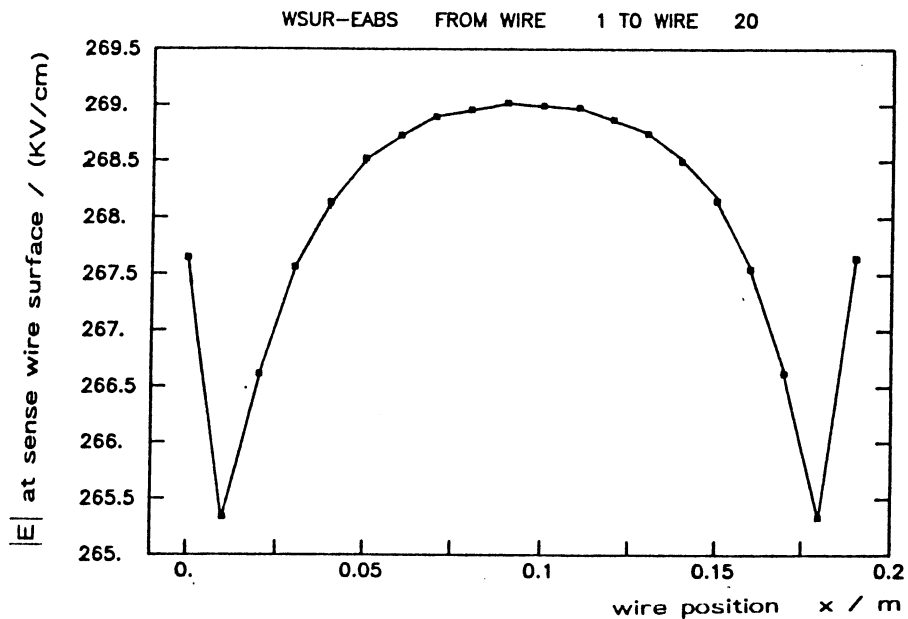


Bild 3.3.2.2b Zählrahtoberflächenfeld in der VENUS-Kammer (Runs 218ff).

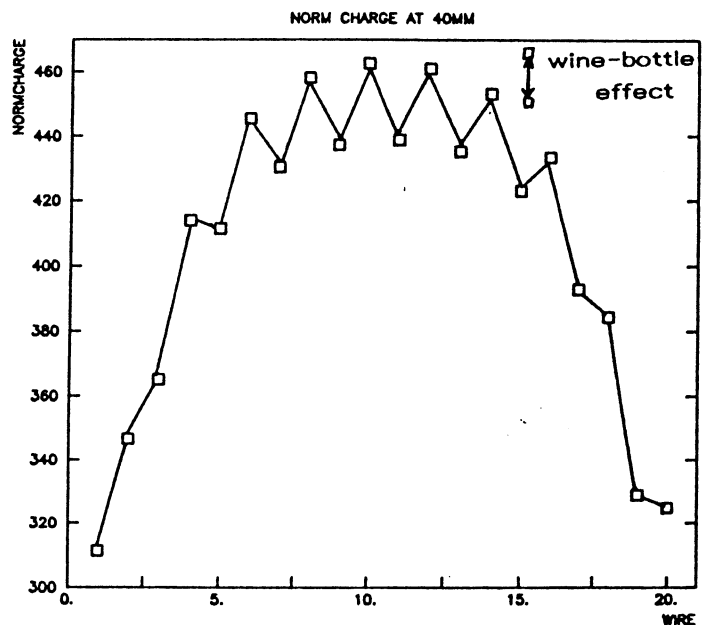


Bild 3.3.2.2c Aufgrund der Elektrostatik berechnetes Ladungssignal jedes Zählrates in der VENUS-Kammer, wenn die Teilchenspur in 40 mm Abstand von der Zählrahtebene verlief (Runs 218ff).

Die Raumladung ρ läßt sich wie folgt abschätzen:

$$(3.3.26) \quad \rho = q \frac{R}{v^+} \frac{N_T}{S_B} M$$

q der Anteil aller Ionen, der zur Kathode driftet, ca 0.5

R Teilchenrate = 784/s [Bittner 1987]

v^+ Ionendriftgeschwindigkeit berechnet aus der Mobilität μ^+ von CH_4^+ in Ar

$$\mu^+ = 1.87 \text{ cm}^2/(\text{Vs}) \text{ [Sauli 1977]}, \quad v^+ = \mu^+ E/p = 450 \text{ cm/s}$$

für $E = 940 \text{ V/cm}$ und $p = 4 \text{ bar}$

N_T totale Ionisation pro Zentimeter Spurlänge = 416 e^+/cm

S_B Strahlbreite in Richtung entlang der Zähldrähte = 1.2 cm [Bittner 1987]

M Gasverstärkung = $1.9 \cdot 10^4$ [Bittner 1987]

Damit ergibt sich:

$$\rho = 6 \cdot 10^6 \text{ e}^+/\text{cm}^3 = 0.9 \cdot 10^{-12} \text{ C}/\text{cm}^3$$

Diese Rechnung ist nur eine grobe Abschätzung (Faktor 2), da q nicht genau bekannt ist und auch die anderen Daten mit Fehlern behaftet sind.

Es wurde ein Ansatz gewählt, bei dem diese homogene Raumladung durch ein Gitter von Drähten mit festgehaltener Ladung simuliert wird. Der Drahtabstand wurde zu 1 cm gewählt, so daß jeder Draht die Raumladung von 1 cm^2 (zweidimensionale Rechnung) umfaßt. Das Ergebnis für eine Raumladung von $cw = -2 \text{ V}$ ($\equiv \lambda = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{ C}/\text{cm}^3$ siehe Gleichung (3.3.6)) auf jedem Raumladungsdraht ist in Bild 3.3.2.2d für die Driftzellen und in 3.3.2.2e für das Zählrahtoberflächenfeld dargestellt. Bild 3.3.2.2f zeigt die Ladung, die jeder Zählraht in der Venuskammer sammelte, für die verschiedenen Driftabstände. Die Ladung wurde analog Bild 2.18 auf die Ladung der kürzesten Driftstrecke normiert. Die Rechnung mit Raumladung erklärt also sowohl das Aussterben der äußersten Zähldrähte als auch die "Badewannenkurve" der Ladung der inneren Zähldrähte für große Driftstrecken. Ein noch ähnlicheres Bild von Rechnung und Messung erhält man, wenn die gemessenen Daten für das Übersprechen der Zähldrähte untereinander korrigiert werden (siehe Abschnitt 4.2). Bild 3.3.2.2g zeigt (analog zu Bild 3.2.4 der analytischen Rechnung) den Verlauf des Driftfeldes entlang der Mittelebene der VENUS-Kammer für verschiedene Raumladungen. Der Schnitt beginnt 1 cm vor der Zählrahtebene und endet 1 cm vor der Kathodenplatte.

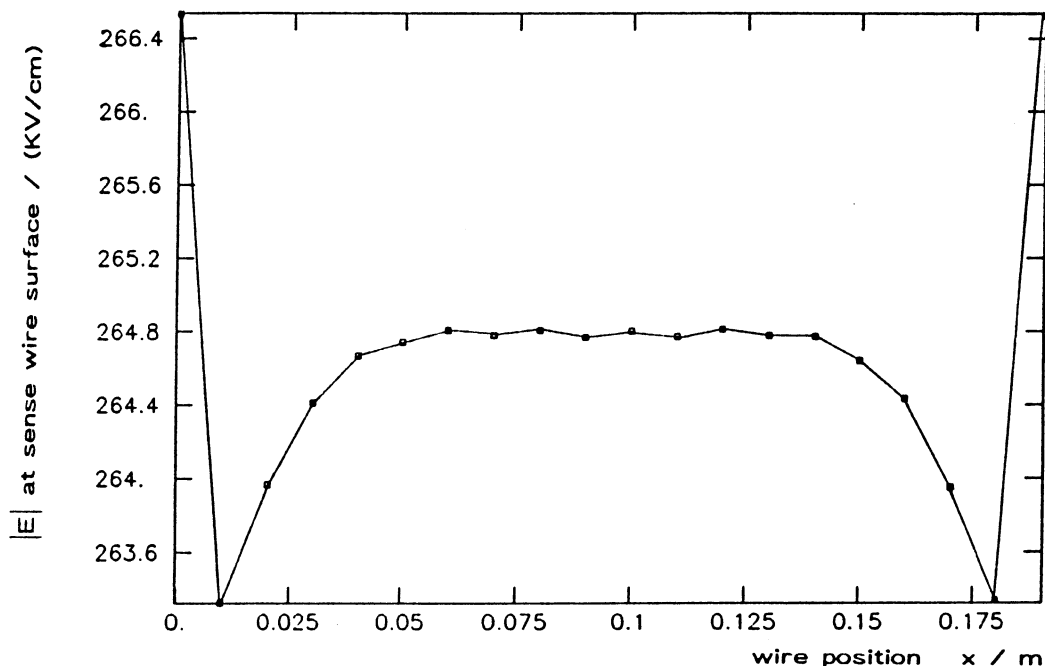


Bild 3.3.2.2e Zählrahtoberflächenfeld (VENUS - Kammer, Runs 218ff, Raumladung $1.1 \cdot 10^{-12} \text{ C}/\text{cm}^3$)

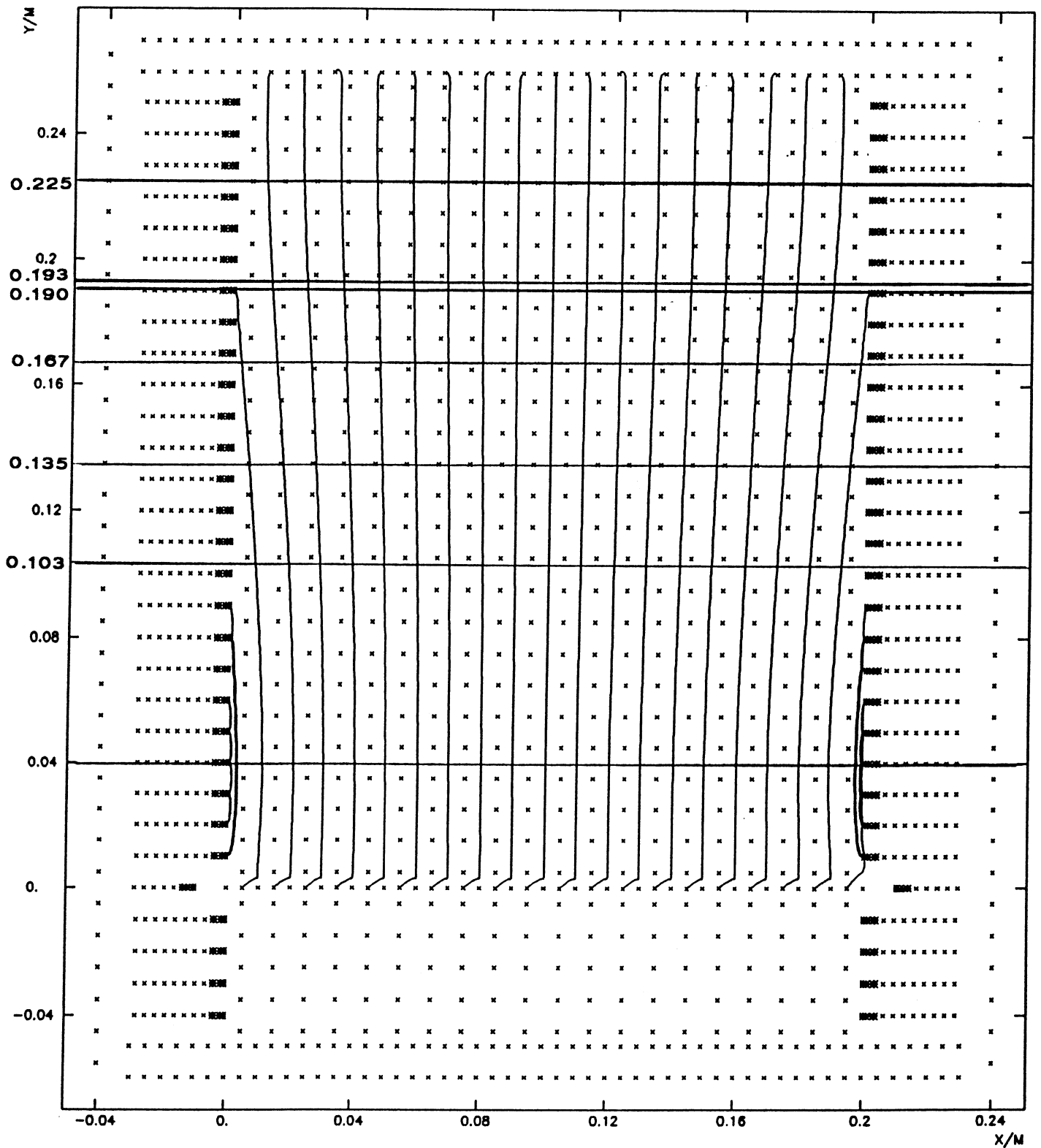


Bild 3.3.2d Driftzellen in der VENUS-Driftkammer (Runs 218ff) bei Berücksichtigung der Raumladung ($\rho = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{C/cm}^3$). Die Abstände des Teststrahls für die Messungen am CERN-SPS-X5 sind als Linien eingezeichnet.

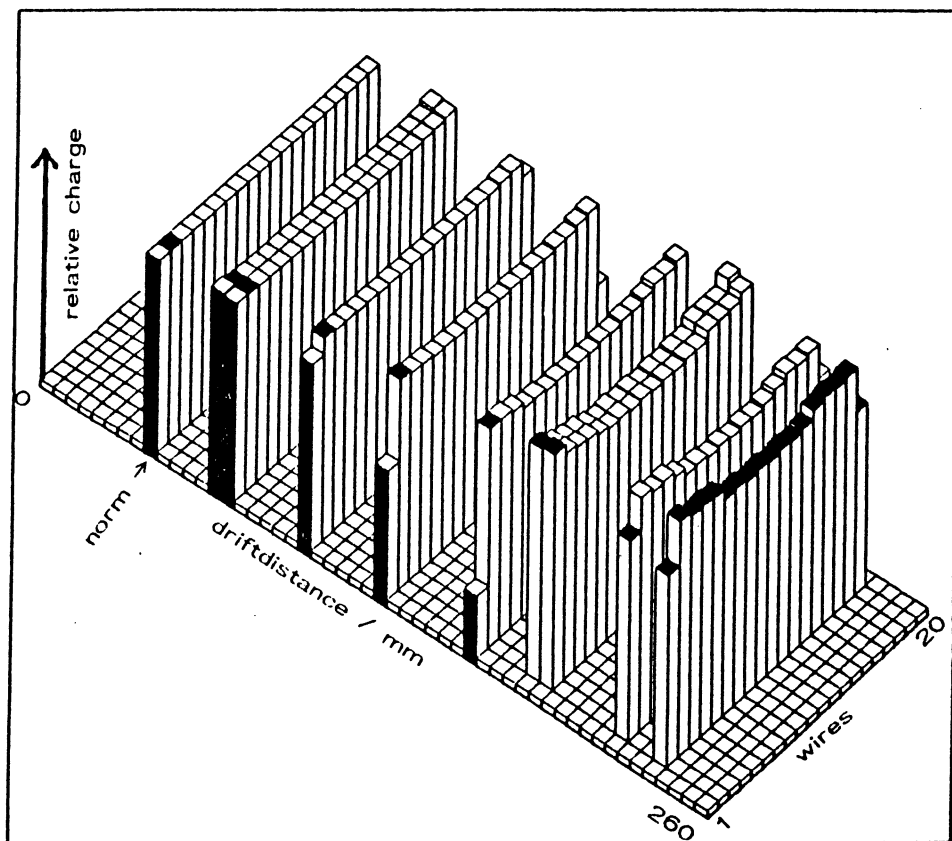


Bild 3.3.2.2f Normierte Signalladung jedes Zähldrahtes für verschiedene Driftstrecken in der VENUS-Kammer (Runs 218 ff, Raumladung $1.1 \cdot 10^{-12} \text{ C/cm}^3$)

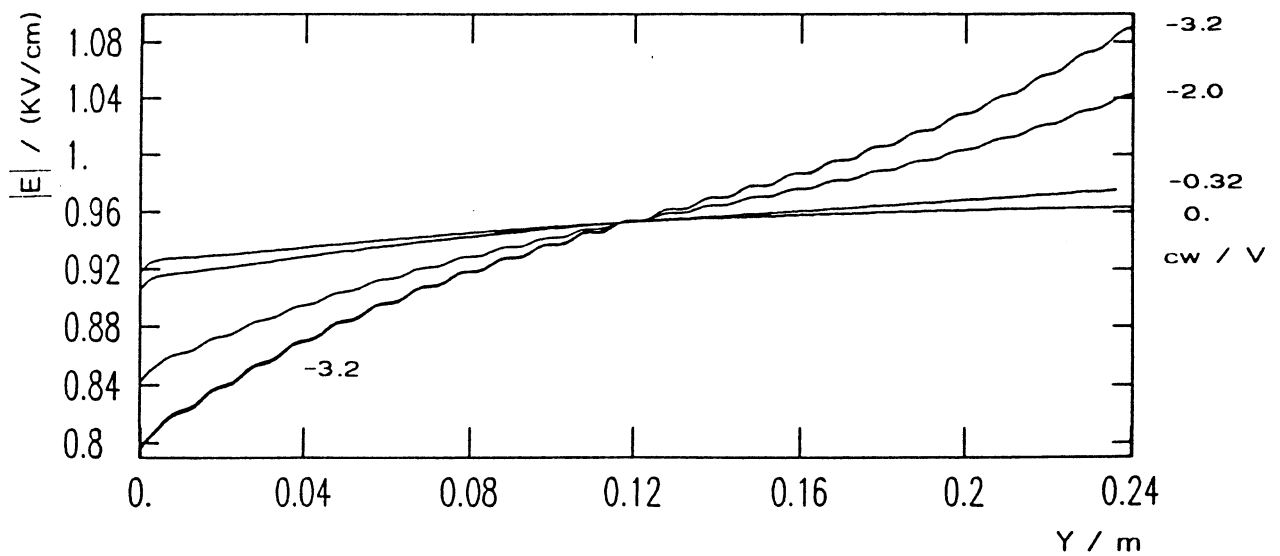


Bild 3.3.2.2g Änderung des Driftfeldes mit zunehmender Raumladung in der VENUS-Kammer. Der Schnitt beginnt 1 cm vor der Zähldrahtebene und endet 1 cm vor der Kathodenplatte.

3.3.2.3 Übersprechen in der VENUS- und FSP-Kammer

Das Entstehen eines Auslesesignals auf einem Zähldraht durch die wegdriftenden Ionen führt auch zu einem sehr viel kleineren Signal entgegengesetzter Polarität auf allen anderen Drähten in einer Driftkammer. Die Größe dieses Übersprechsignals kann rein elektrostatisch berechnet werden. Das größte Übersprechsignal wird man auf den benachbarten Potentialdrähten haben. Auf den nächsten Zähldrähten ist das Übersprechsignal schon klein, und man sieht es am ausgelesenen Puls oft als kleinen Unterschwinger vor dem eigentlichen Zählsignal. Da in dem hier vorliegenden Programm keine Inversion der geometrischen Matrix in die Kapazitätsmatrix vorgenommen wird, muß das Übersprechsignal analog der Signalentstehung berechnet werden. Hierzu berechnet man zuerst die Ladungen q_i auf allen Drähten, welche die Kammer darstellen. Sei nun q_s die Ladung auf dem Zähldraht s , deren Übersprechsignal berechnet werden soll. Um den Zähldraht s mit Radius r_s wird dann ein Ring von n Drähten ($n \geq 4$) gelegt im Abstand d von der Zähldrahtmitte ($2r_s < d < 500 \mu\text{m}$). Diese n Drähte erhalten zusammen z.B. 10% der Ladung des Zähldrahtes und simulieren die positive Raumladungswolke der durch die Gasionisation entstandenen Ionen. Die Ladung des Zähldrahtes wird entsprechend um 10% verringert, da ja die Elektronen aus der Gasverstärkung diese Ladung kompensieren. Eine erneute Berechnung der Ladung aller Drähte der Driftkammer unter Festhaltung der Ladung der n Drähte auf dem Ring führt nun zu neuen, anderen Ladungen q'_i für jeden Draht. Das Übersprechsignal x_i in Prozent des Originalsignals berechnet sich dann zu

$$x_i = 100 \frac{q_i - q'_i}{0.9q_s - q'_s}$$

Da das Übersprechsignal ein rein kapazitiver Effekt ist, hängt seine Größe nicht von den hier zur Berechnung benutzten Parametern ab. Aus Gründen der Rechengenauigkeit empfiehlt es sich jedoch, die aufgeführten Werte zu benutzen und die Rechnung doppelt genau (10^{-15}) durchzuführen, da die Übersprechlادungen nur ca 10^{-9} der Drahtladungen sind. In Bild 3.3.2.3a ist das Ergebnis für die VENUS-Kammer aufgetragen. Auf der x-Achse ist die Position des Drahtes mit dem Übersprechsignal aufgetragen. Die y-Achse entspricht der Größe des Übersprechsignals in Prozent, der Scharparameter ist der Abstand des Zähldrahtes mit dem Übersprechsignal zum Zähldraht mit dem Zählsignal. Der Abfall des Übersprechsignals auf den Zähldrähten am Kammerrand ist auf die Endlichkeit der Kammer zurückzuführen. Die Terminierung einer Zähldrahtebene für ein gutes Driftfeld (Abschnitt 3.2.5.5) führt nicht notwendigerweise zu einer guten Periodizität der Kammer für das Übersprechen. Bild 3.3.2.3b zeigt die Summe aller Übersprechsignale auf einen Zähldraht, die man für Spuren parallel zur Zähldrahtebene erreicht, da dann die Zählsignale auf allen Zähldrähten gleichzeitig erzeugt werden und somit auch alle Übersprechsignale gleichzeitig sind. Korrigiert man jeden Zähldraht für das Übersprechen ("hardware"- oder "software"-mäßig) mit den in der Mitte der Kammer gewonnenen Werten, so bleibt auf dem Zähldraht am Rande der Zähldrahtebene ein Fehler von ca 3% übrig. Dies zeigt die untere Kurve in diesem Bild.

CROSSTALK IN VENUS CHAMBER

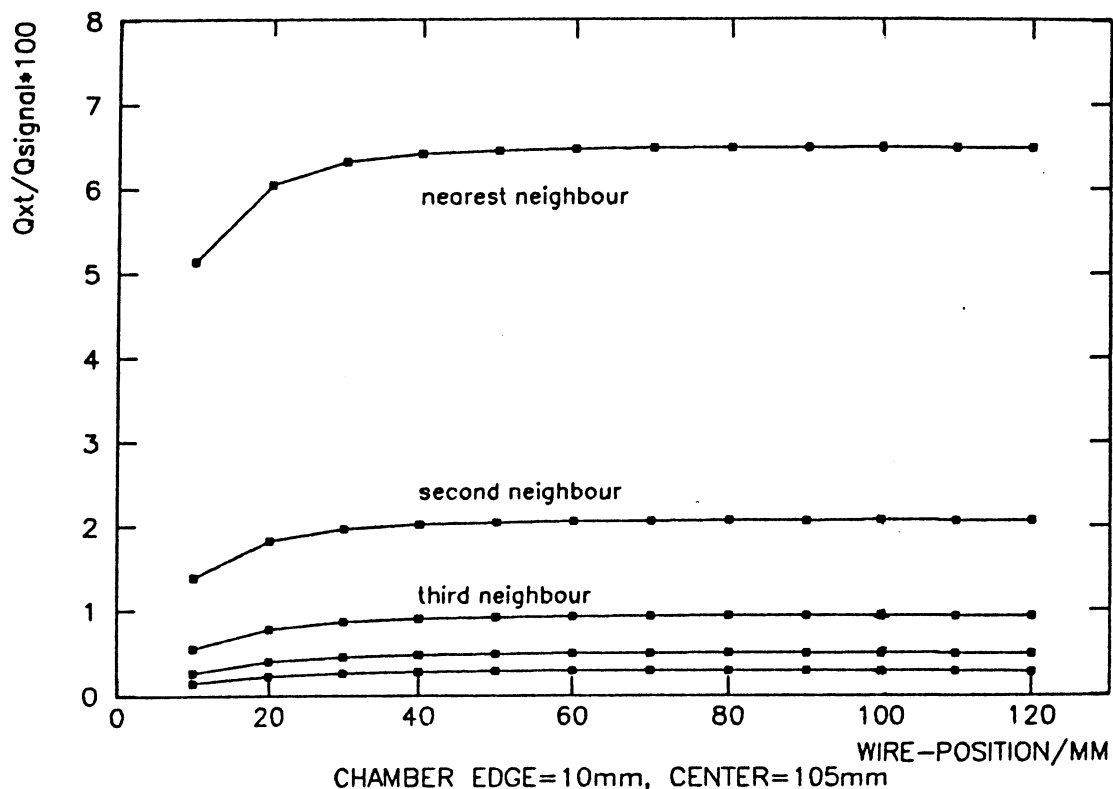


Bild 3.3.2.3a Übersprechen (XT) in der VENUS-Kammer. Die Ordinate zeigt die Position des Zählrahtes mit dem Übersprechsignal. Der Scharparameter ist der Abstand des Zählrahtes mit dem Übersprechsignal zum Zählraht mit dem Originalsignal. Der äußerste Draht der Zählrahtebene befindet sich bei 10 mm, die Kammermitte bei 105 mm.

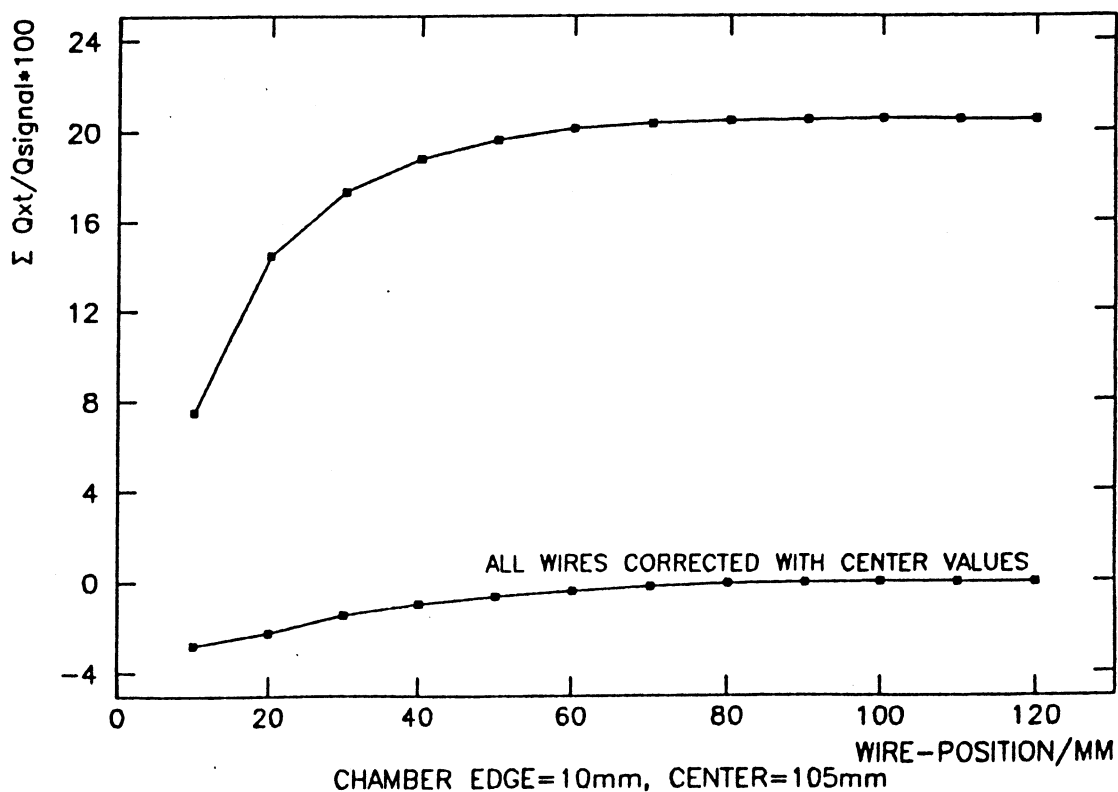


Bild 3.3.2.3b Summe aller Übersprechsignale auf jeden Zählraht, wie es sich für Spuren parallel zur Zählrahtebene aufaddiert. Die untere Kurve zeigt den Fehler der Korrektur des Übersprechens, wenn die Werte der Kammermitte überall verwendet werden.

Für den FSP sind die entsprechenden Ergebnisse in den Bildern 3.3.2.3c und d aufgetragen. Dank der Größe der Kammer (160 Zähldrähte/Ebene) sind die Randeffekte hier kleiner als in der VENUS-Kammer (20 Zähldrähte in einer Ebene). Der Fehler der Korrektur mit den Werten der mittleren Zähldrähte beträgt für den Randdraht nur 2.1% (siehe auch Abschnitt 4.3).

Für die Berechnung des Übersprechens erwies es sich als wichtig, daß die gesamte Leiteroberfläche einer Kammer richtig simuliert wird (Gleichung 3.2.18). Dies ist einer der wenigen Fälle, in denen keine Berechnung anhand eines kleineren Modells möglich ist.

3.3.2.4 Konstruktionsbedingte Feldverzerrungen im FSP

Im OPAL-Full-Size-Prototype gibt es zwei Gründe für eine Feldverzerrung in der Nähe der äußeren feldformenden Elektroden. Erstens fehlen die letzten drei Kathodendrähte, da sie aus Platzgründen nicht einziehbar waren, und zweitens hat die feldformende Elektrode einen Durchgriff der Masse auf ihrer Rückseite durch die Streifen auf ihrer Innenseite ins Driftfeld. Zur Simulation wurde der FSP mit den drei fehlenden Kathodendrähten und einem Durchgriff von 2.34% simuliert mit den Potentialen für ein Driftfeld von 940 V/cm (siehe Anhang A.3.3.3.4). Ein Durchgriff von 2.34% ergibt sich gerade für eine relative Dielektrizitätskonstante $\epsilon_r = 1$ der glasfaserverstärkten Elektrode (für Messungen siehe Abschnitt 4.4). Bild 3.3.2.4a zeigt den Feldlinienverlauf im interessanten Bereich. Analog den Lasermessungen wurden zwei parallele Spuren simuliert im Winkel von 7.5° zur Zähldrahtebene (parallel zur Kathode) ca. 15 mm vor der Kathodenebene. Es wurde die Driftzeit für drei Stücke der Spur (innen 10 Drähte, Mitte 10 Drähte, außen 19 Drähte) berechnet. Bild 3.3.2.4b zeigt eine Anpassungskurve an die Driftzeiten der inneren zwei Stücke. Extrapoliert zum dritten Stück ergibt sich eine maximale Abweichung auf dem äußersten Zähldraht von 8.8 ns ($\approx 460 \mu\text{m}$). Die Signale kommen hier früher an als der Fit erwarten ließ. Bildet man die Differenz der Driftzeiten der beiden parallelen Spuren für jeden Zähldraht (Bild 3.3.2.4c), so sieht man eine Abnahme zu den äußeren Drähten hin, d.h. die Driftgeschwindigkeit wird scheinbar schneller. Beide Effekte sind jedoch nicht auf eine Feldstärkenänderung zurückzuführen, sondern auf den gekrümmten Verlauf der Feldlinien im Gebiet nahe der feldformenden Elektrode (siehe Bild 3.3.2.4a). Der Winkel der Feldlinien im betrachteten Gebiet beträgt maximal 6.6° zur Senkrechten auf die Zähldrahtebene, die der idealen Driftrichtung entspricht.

CROSSTALK IN FSP

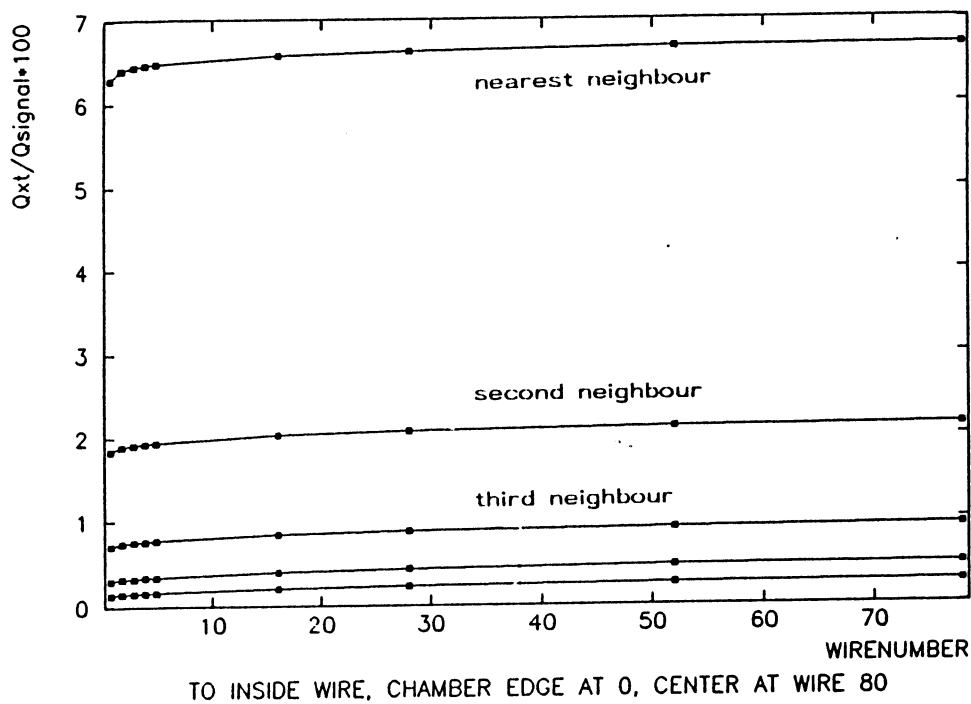


Bild 3.3.2.3c Größe der Übersprechsignale im OPAL-FSP. Der letzte Zählrohr befindet sich bei 0, die Mitte der Kammer bei 80. Nur die Quadrate wurden wirklich berechnet, dazwischen wurde eine Hilfsgerade eingezeichnet.

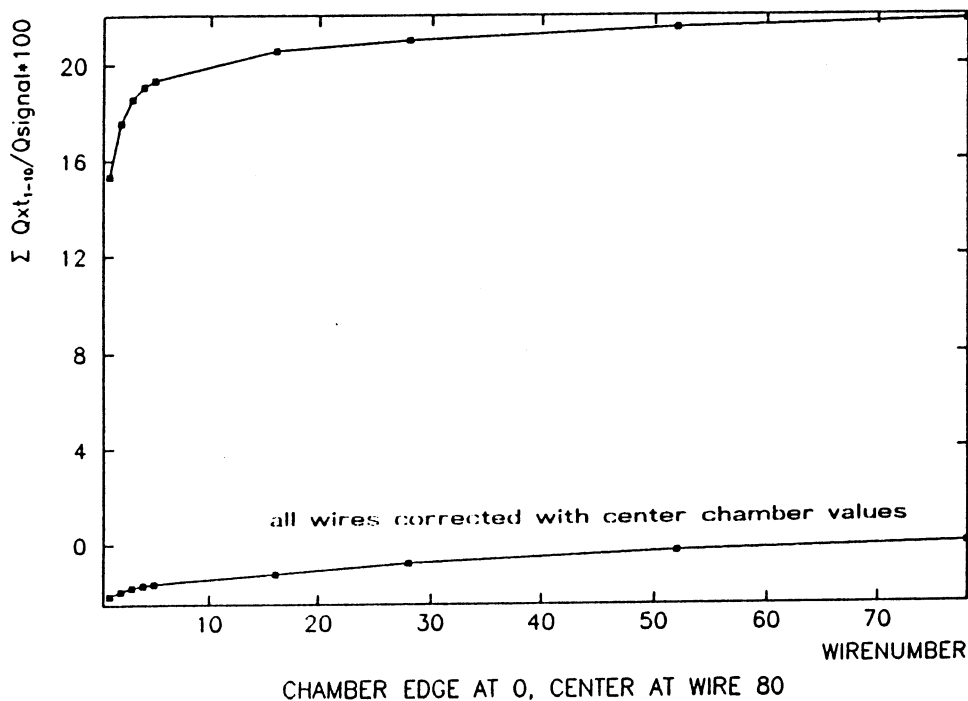
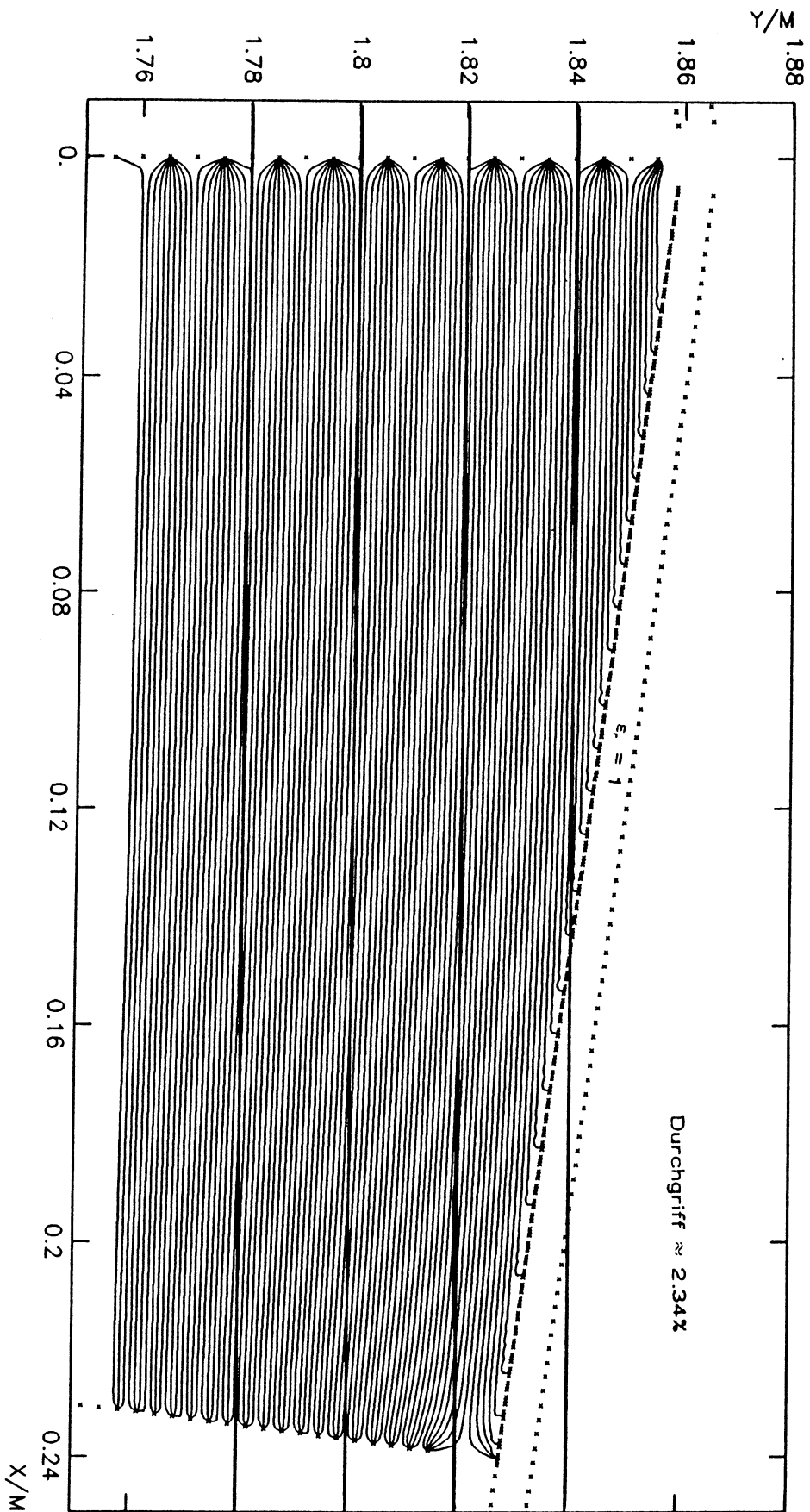


Bild 3.3.2.3d Summe aller Übersprechsignale (obere Kurve) und Restsignal nach Korrektur der Übersprechsignale, wenn überall die Übersprechwerte der Kammermitte verwendet werden (untere Kurve), für den OPAL-FSP.



FSP VP=-2500V,ED=940V/CM 23-JAN-1986

Bild 3.3.2.4a Feldlinienverlauf im OPAL-FSP nahe der äußeren feldformenden Elektrode. Als Hilfslinien sind Senkrechte zur Zähldrahtebene eingezeichnet.

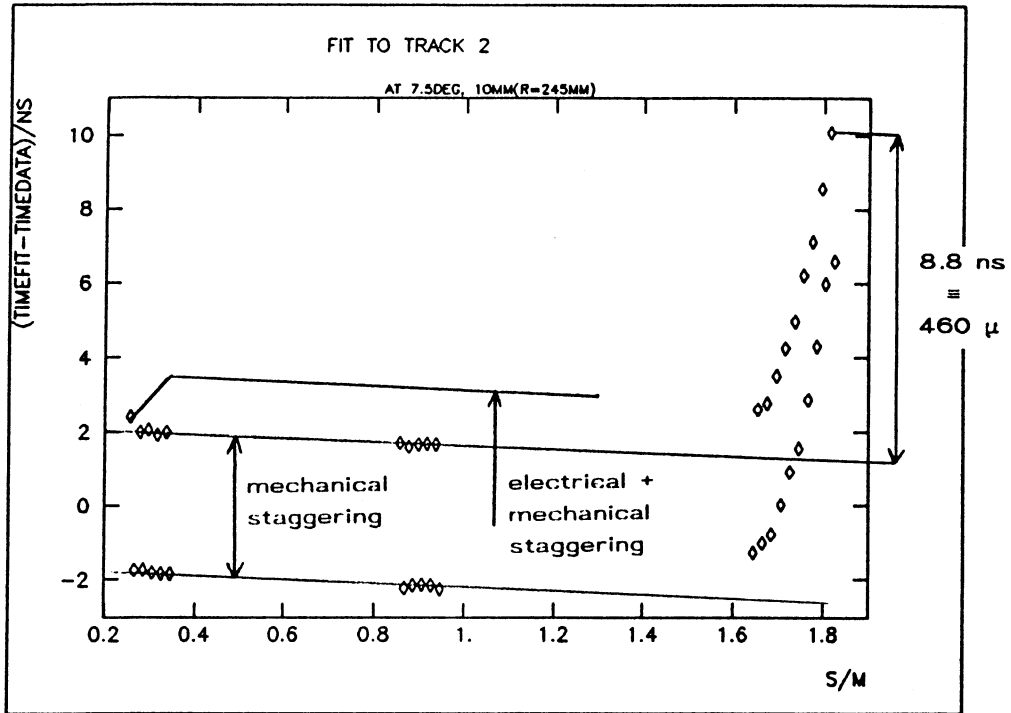


Bild 3.3.2.4b Driftzeiten einer Spur parallel zur Kathodendrahtebene (7.5° zur Zähldrahtebene) ca. 2 cm vor der Kathode im OPAL-FSP. Ein linearer Fit durch die Driftzeiten der Drähte (außer den äußersten) wurde abgezogen.

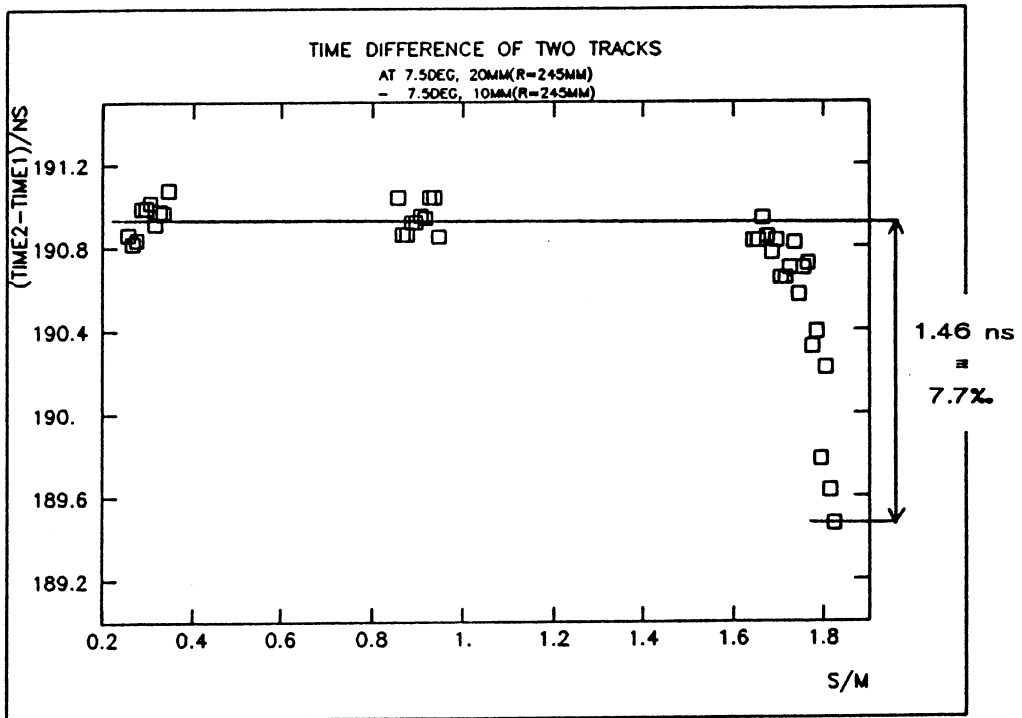


Bild 3.3.2.4c Differenz der Driftzeiten zweier paralleler Spuren (1 und 2 cm vor der Kathode und parallel zu ihr). Aus ihr wird gerne die Driftgeschwindigkeit berechnet, was hier aber für die äußeren Drähte zu großen Fehlern führt.

3.3.2.5 Drahtauslenkung in verschiedenen Jetkammern

Ein Vergleich der drei Modelle zur Berechnung der elektrostatischen Auslenkung

1) stückweise konstante Last auf dem Draht, n-Stücke

2) mit der Auslenkung linear sich ändernde Last

3) konstante Last auf dem ganzen Draht, Last = Last in der Mitte des Drahtes

wurde anhand des Freiburger langen Prototypen durchgeführt. Die Drahtanordnung ist schematisch in Bild 3.3.2.5a dargestellt. Die im Programm und den folgenden Bildern benutzte Numerierung der Drähte ist eingetragen. Innerhalb einer Ebene sind die Drähte fortlaufend numeriert. In aufsteigender Folge sind zuerst die Drahtebenen des Feldkäfigs, dann die Potentialdrähte und zuletzt die Zähldrähte durchnumeriert. Die berechnete Auslenkung ist für die oberen Eckdrähte des Feldkäfigs am größten und beträgt 2.9 mm (Bild 3.3.2.5b). Auch die Terminierung der Zähldrahtebene ist nicht perfekt, da die Zähldrähte auch entlang der Zähldrahtebene ausgelenkt werden und nicht nur senkrecht dazu. Zur Rechtfertigung des linearen Ansatzes wurde mit Hilfe des Vielparabelansatzes die Last auf diverse Drähte in Abhängigkeit ihrer Auslenkung entlang der Länge des Drahtes in der stabilen Endauslenkung berechnet (Bild 3.3.2.5c,d). Der lineare Zusammenhang für die so wichtigen Zähldrähte ist deutlich zu erkennen, die Felldrähte weichen jedoch geringfügig davon ab. Nimmt man die mit einem Vielparabelansatz - der Draht wird in 20 gleichlange Stücke unterteilt - berechneten Werte für die Auslenkung als richtig an [Bramow 1986], so ergeben sich folgende Fehler für die anderen Ansätze (Bilder 3.3.2.5e,f): Die Fehler in der Auslenkung der Zähldrähte senkrecht zur Zähldrahtebene (x-Richtung) sind kleiner als 1 μm für den linearen Ansatz und konstant 5 μm für den Ein-Parabelansatz. Dieser Fehler geht direkt in die Ortsbestimmung ein. Die Auslenkung in der Zähldrahtebene geht nur indirekt ein über die Krümmung einer Spur. Der Fehler von maximal 3 μm des linearen Ansatzes kann gegenüber der radialen Positioniergenauigkeit der Drähte in einer Jetkammer von 10 μm vernachlässigt werden. Der Ein-Parabelansatz weicht bis zu 19 μm vom Vielparabelansatz ab. Die Auslenkungsunterschiede der Felldrähte von 8% relativ zur Gesamtauslenkung in einer Koordinate (maximal 200 μm von 2.5 mm) können ohnehin unberücksichtigt bleiben, da diese nur einer Änderung des Driftfeldes von 0.2 mm/60 mm = 0.3% entsprechen. Auch hier schneidet der lineare Ansatz besser ab als der Ein-Parabelansatz. Die Auslenkung der Felldrähte wird hauptsächlich berechnet für die Überprüfung, ob die Kammer überhaupt elektrostatisch stabil ist, oder ob der Draht reißt.

Dreidimensionale Ansicht vom Freiburger Prototyp

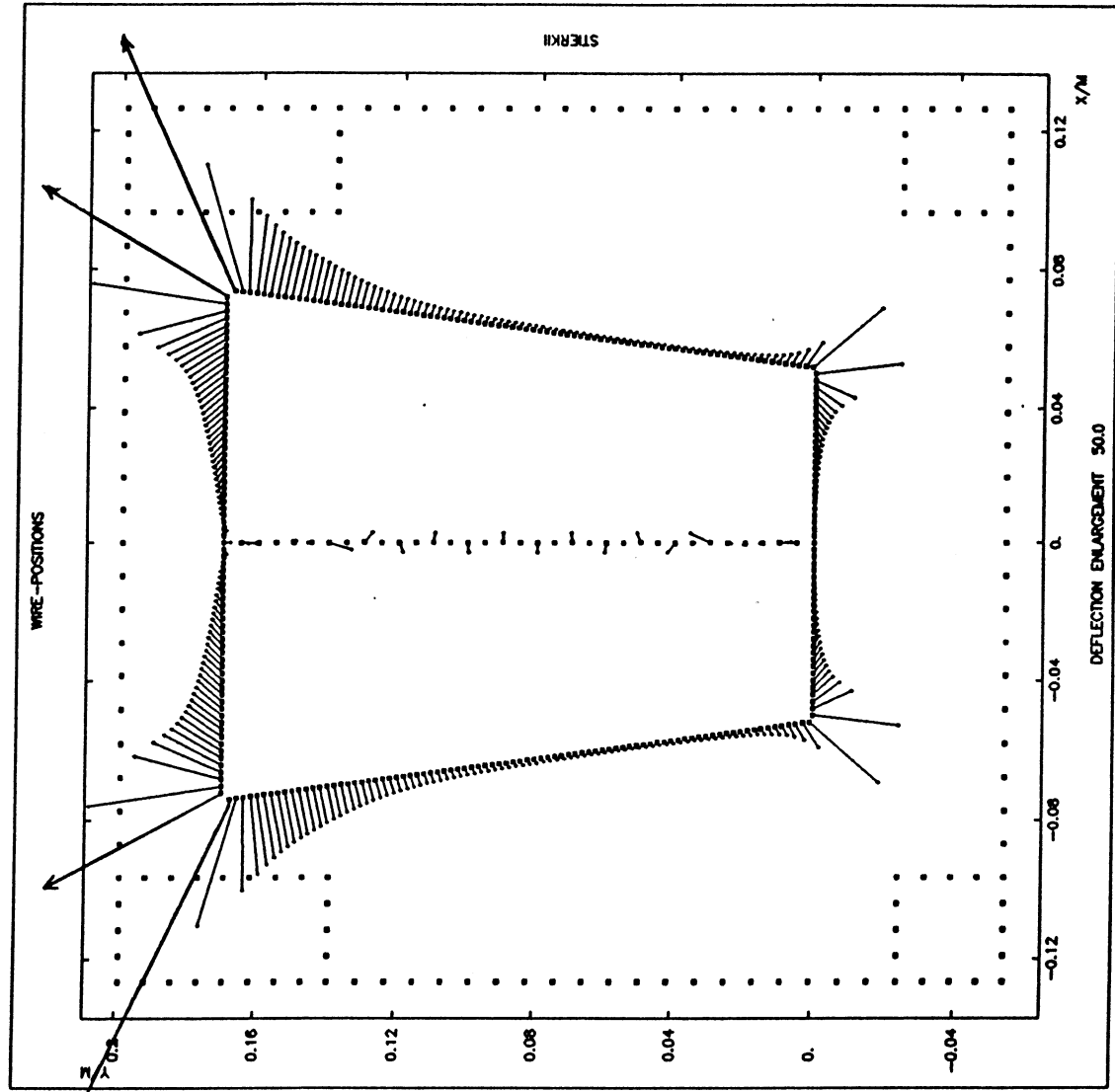
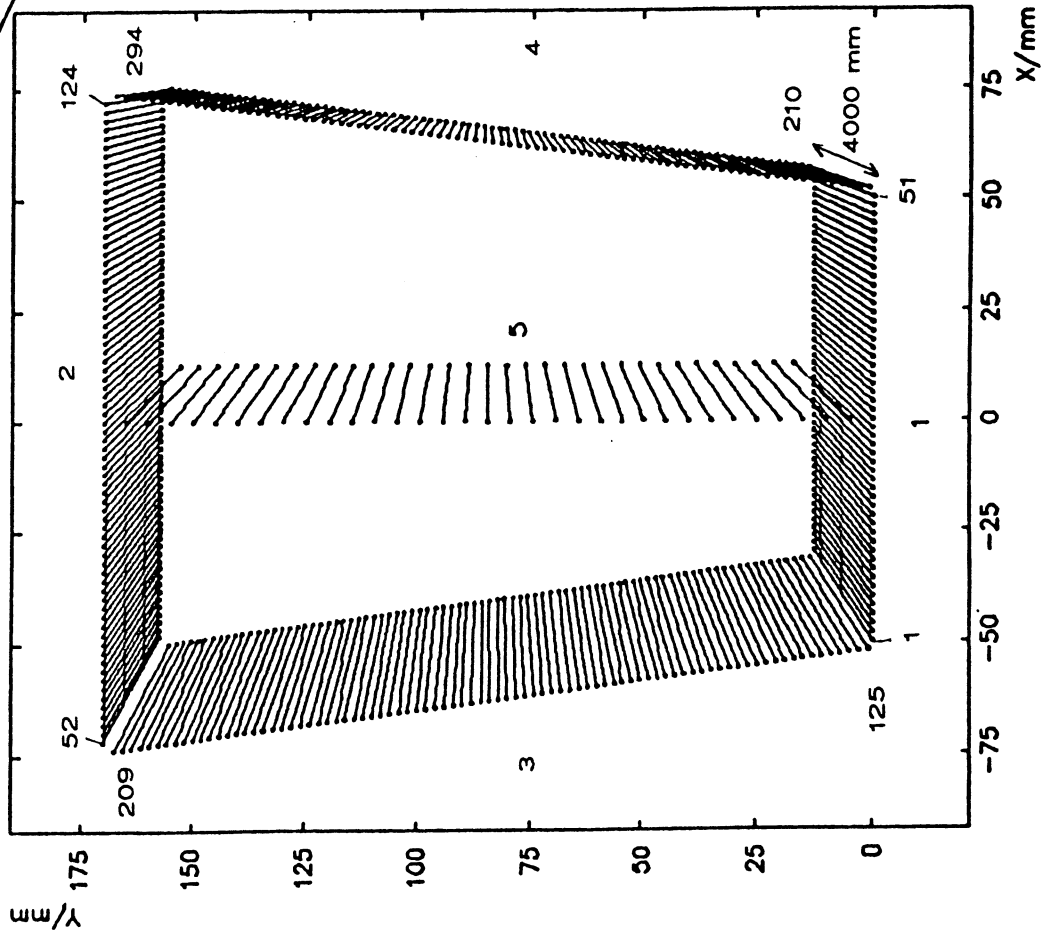


Bild 3.3.2.5a Schemazeichnung der Drahtanordnung des Freiburger langen Prototyps. Die im Programm benutzten Drahtnummern sind jeweils am Rande einer Ebene notiert [Bramow 1986].

Bild 3.3.2.5b Drahtauslenkung im Freiburger langen Prototyp in der Mitte des Drahtes (Maximum). Die Auslenkung ist relativ zum Maßstab der Drahtposition um den Faktor 50 vergrößert.

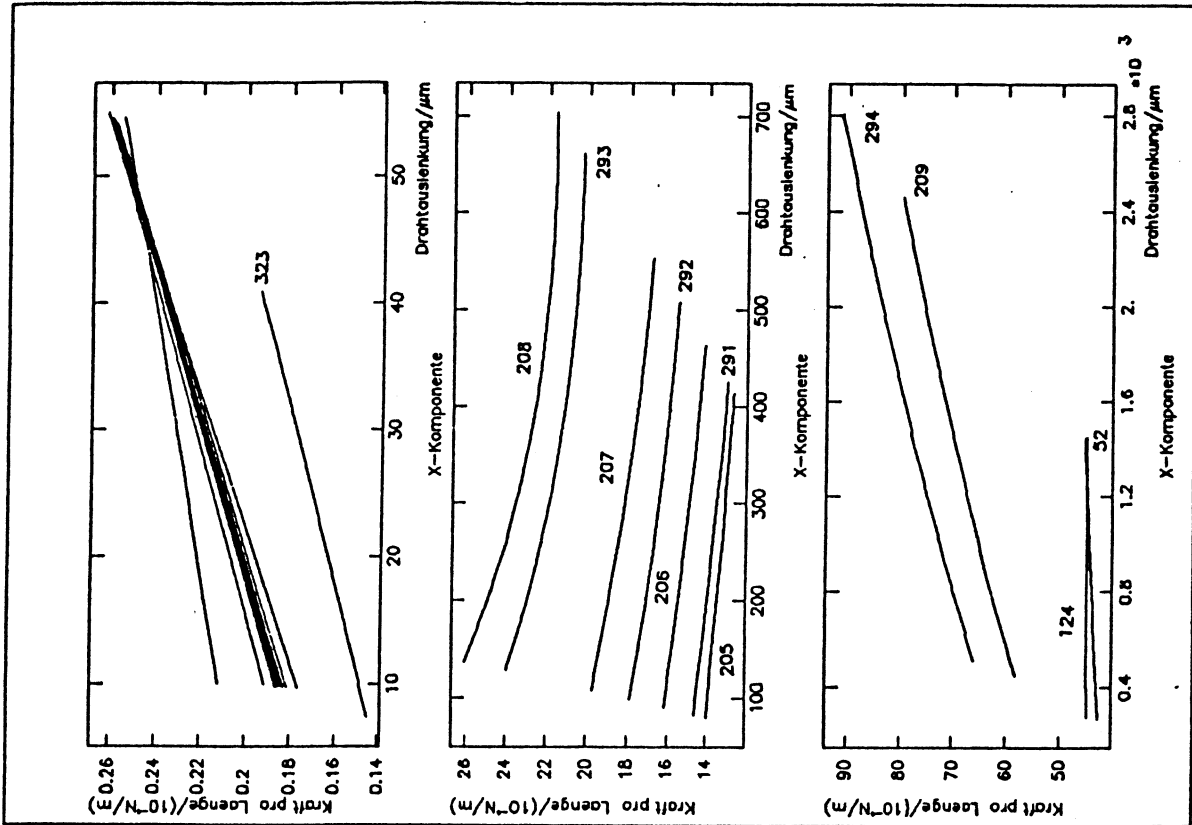
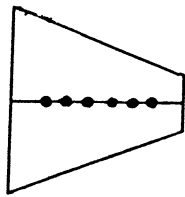
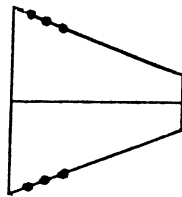


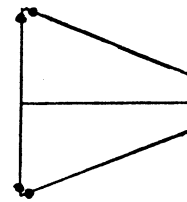
Bild 3.3.2.5c Die elektrostatistische Kraft pro Länge als Funktion der Drahtauslenkung in x-Richtung für verschiedene Drähte des Freiburger langen Prototypen [Bramow 1986].



Zähldrähte



Feldkäfig
nahe linke
obere Ecke



Feldkäfig
linke obere
Ecke

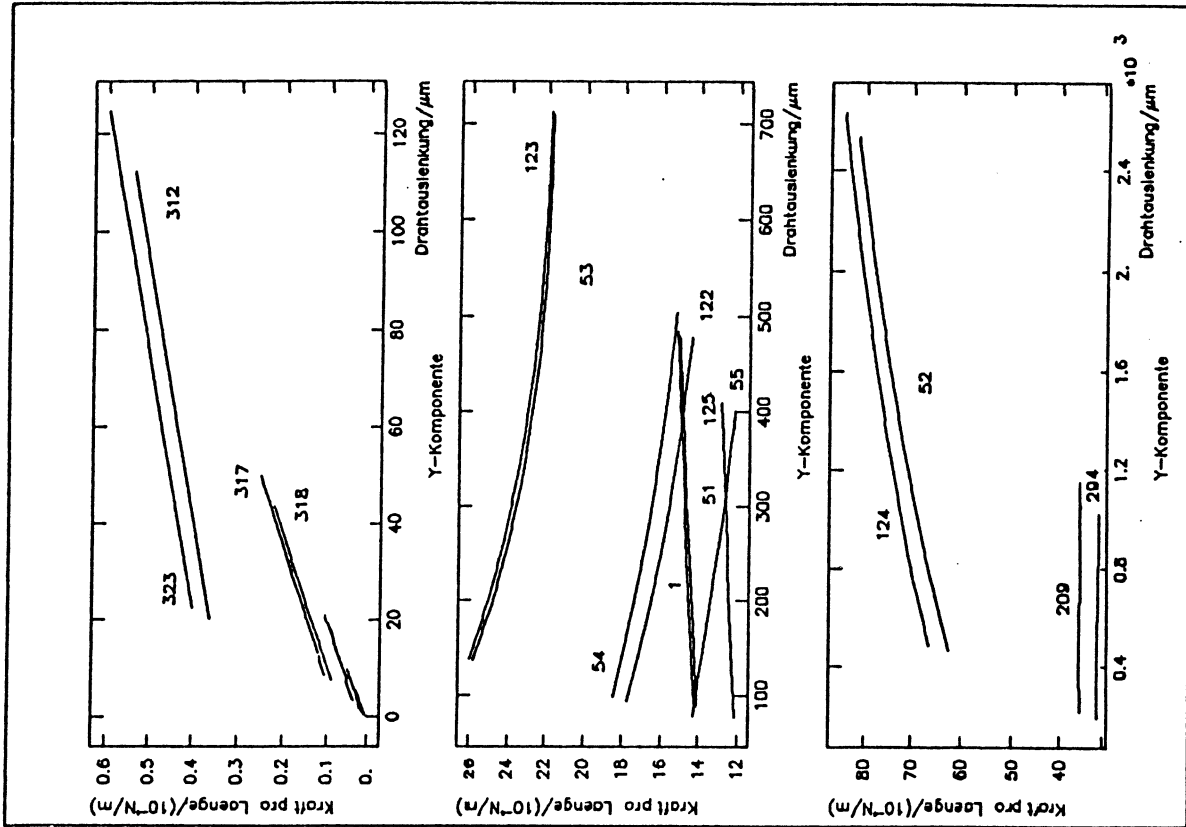
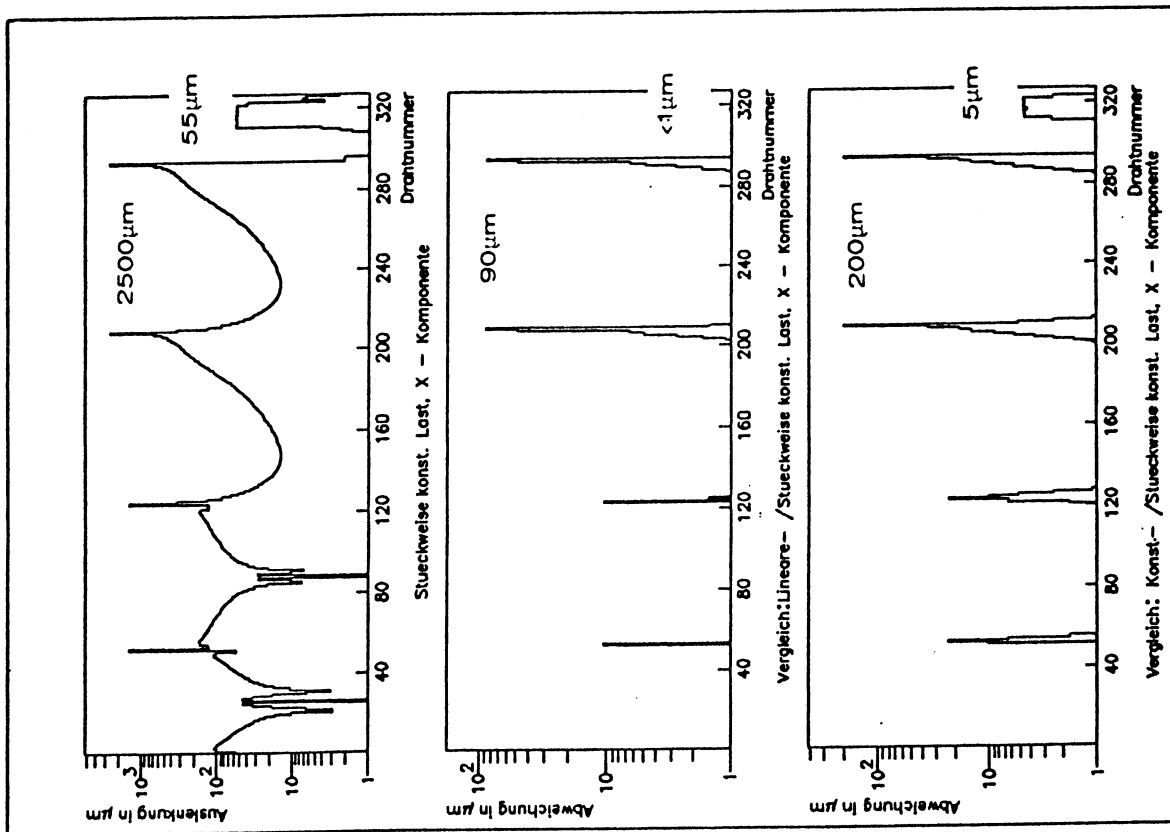


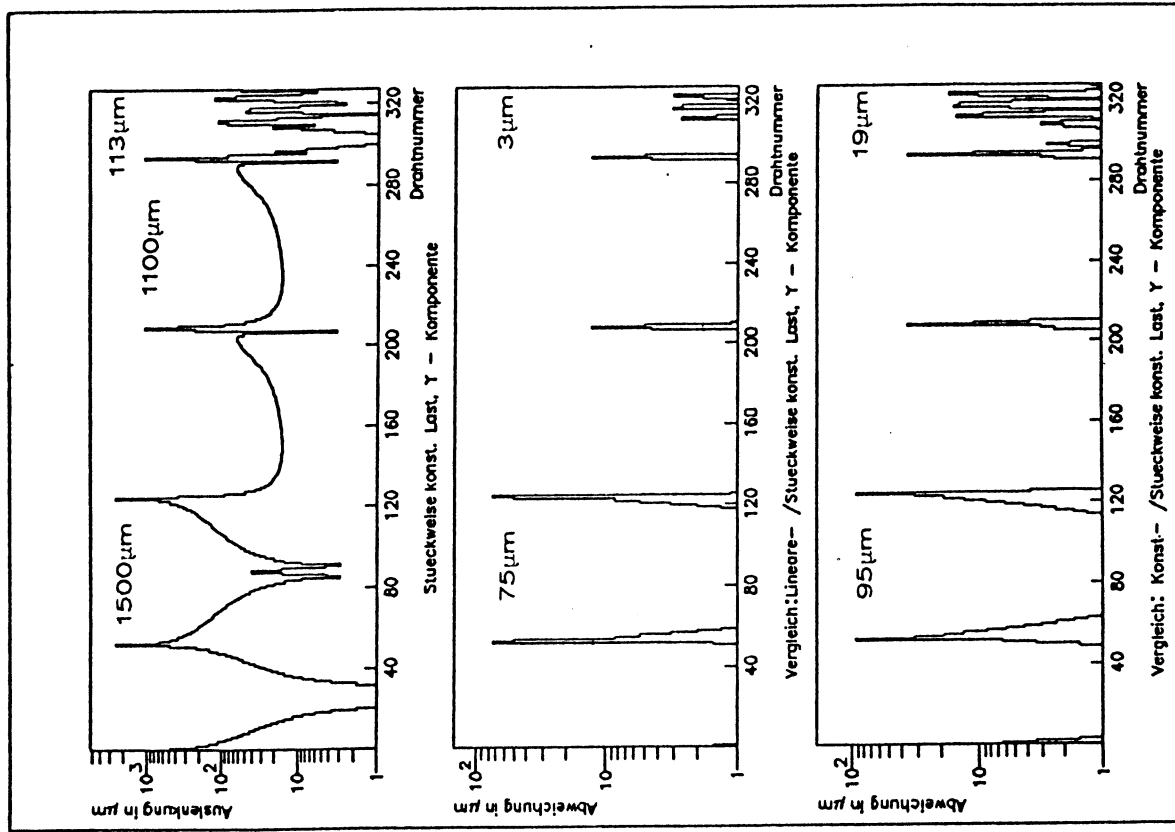
Bild 3.3.2.5d Die elektrostatistische Kraft pro Länge als Funktion der Drahtauslenkung in y-Richtung für verschiedene Drähte des Freiburger langen Prototypen [Bramow 1986].



Vielparabel-
ansatz
(20 Stuecke)

Unterschied
zu
linearem
Ansatz

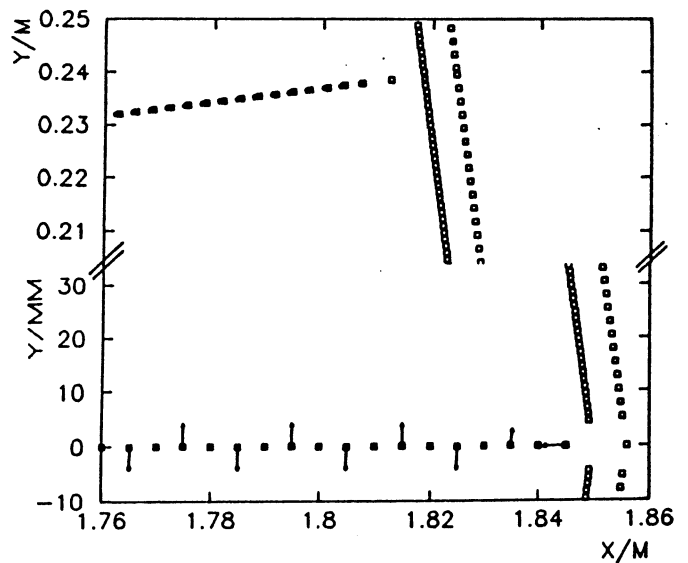
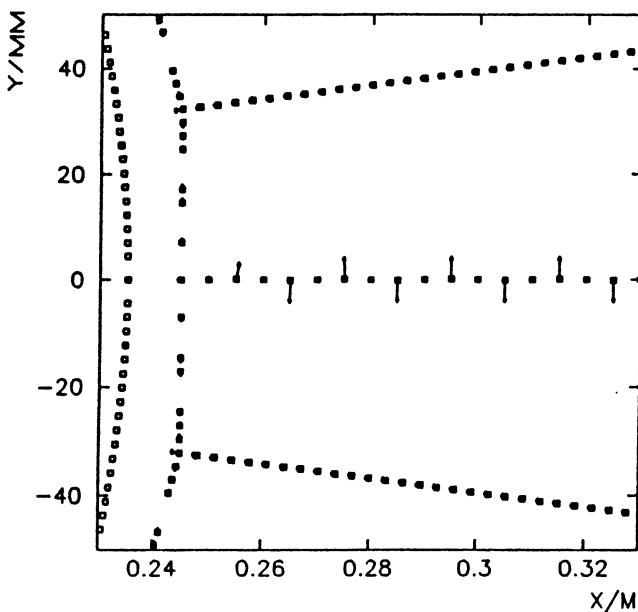
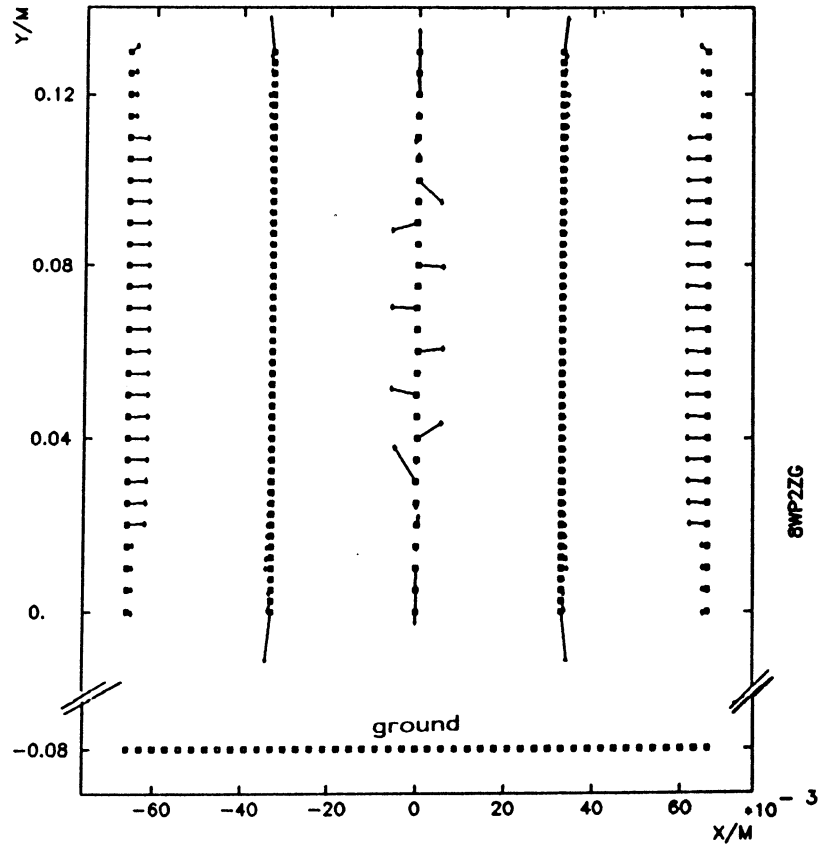
Unterschied
zu
Einparabel-
Ansatz
mit
Mittenlast



Bilder 3.3.2.5e, f Vergleich der Drahtauslenkungen anhand des Freiburger langen Prototypen für verschiedene Rechenmodelle. Oben ist die Auslenkung für den Vielparabelansatz bei einer Stückelung des Drahtes in 20 Teile gezeigt, darunter die Differenz zum linearen Ansatz dieser Arbeit und ganz unten die Differenz zum Ansatz mit der Last auf der Mitte des Drahtes als konstant auf dem ganzen Draht angenommen. Links ist die x-Komponente, rechts die y-Komponente gezeigt. Die Auslenkung der Zähldrähte ist jeweils am rechten Bildrand zu sehen [Bramow 1986].

Die Auslenkungen im Acht-Draht-Prototypen (Anhang A3.3.3.1) sind in Bild 3.3.2.5g eingetragen, wobei die Auslenkungen relativ zum Maßstab der Drahtpositionen um den Faktor 50 vergrößert sind. Die Auswirkungen der aus technischen Gründen gewählten offenen Geometrie sind gut zu sehen. Die Spiegelebenen werden einheitlich nach innen gezogen. Die äußersten Drähte der Kathodenebene werden abgestoßen und weit nach außen ausgelenkt. Auch diese Kammer hatte keinen perfekten Abschluß der Zähldrahtebene, da die äußersten Zähldrähte nicht nur senkrecht zur Zähldrahtebene ausgelenkt wurden.

Bild 3.3.2.5g Drahtauslenkung im 8WP. Die Auslenkung ist um den Faktor 50 relativ zum Maßstab der Drahtpositionen vergrößert.



Bilder 3.3.2.5h, I Drahtauslenkung während des 2-Sector Tests der OPAL-Jetkammer. Die Drahtauslenkung ist um den Faktor 50 vergrößert.

Der 2-Sector-Test der OPAL-Jetkammer (Bilder 3.3.2.5h,i) zeigt eine unter den gegebenen geometrischen Randbedingungen optimierte Kammer. Die Auslenkung der Kathodendrähte entlang ihrer Ebene in Richtung auf den Vertex sind eine Folge des unter 7.5° zur Senkrechten auf die Kathodenebene angreifenden elektrischen Feldes. In der Zähldrahtebene ist die Gesamtauslenkung der äußersten Zähldrähte kleiner als bei den den in der Mitte liegenden Zähldrähten, da es nur einen benachbarten Zähldraht gibt. Die Auslenkung der anders gestaggerten Nachbarzähldrähte nach hinten bedingt nämlich ca 50% der Auslenkung des betrachteten Zähldrahtes nach vorne. Zur Optimierung des 2-Sector-Tests wurde aus Rechenzeitgründen ein sorgfältig herunterskaliertes Modell mit nur 300 Drähten (2-Sector \equiv 2800 Drähte) benutzt (Anhang A.3.3.3.6) Die Berechnung der Drahtauslenkungen in diesem Minimodell (Bild 3.3.2.5j) stimmen mit der großen Rechnung für den 2-Sector Test überein. Im allgemeinen ist es sehr gut möglich, mit skalierten Modellen Parameter zu optimieren, vor allem, wenn am Ende eine Rechnung in richtiger Größe mit dem optimierten Parametersatz das Minimodell bestätigt.

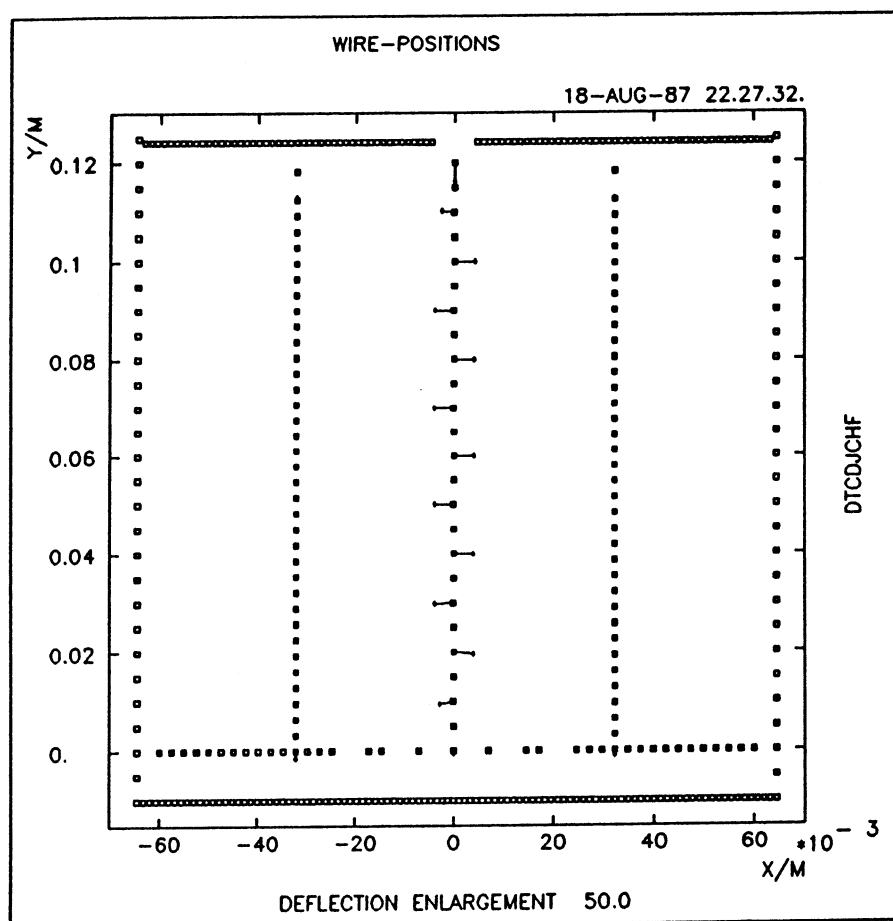


Bild 3.3.2.5j Drahtauslenkung im Minimodell (300 Drähte) des 2-Sector Tests (2800 Drähte), welches zur Parameteroptimierung benutzt wurde. Das Koordinatensystem ist gegen das der Bilder 3.3.2.5h, i um 90° gedreht.

3.3.2.6 Oberflächenladungsverteilungen auf Drähten und Streifen

Für die Betrachtung der Gasverstärkung und der globalen Raumladung war das elektrische Feld entlang der Zählrahtoberfläche von Interesse, da nach Abschnitt 2.3.3 (Bild 2.15) die Gasverstärkungslawine den Draht nicht ganz umgibt. Hierzu wurde mit Hilfe von Gleichung (3.2.18) $2\pi a = s$ die Drahtoberfläche eines Drahtes der Dicke $2r$ durch n Drähte mit Mittelpunkt auf der Drahtoberfläche, Radius $r_i = r/n$ und gegenseitigem Abstand $\Delta\varphi_i = 360^\circ/n$ ersetzt. Die ersetzenden Drähte haben dieselbe Oberfläche wie der Draht, den sie ersetzen. In nullter Näherung erhalten sie eine Ladung $cw_i = cw/n$ und haben somit dasselbe Oberflächenfeld (mit 3.3.9) $E_{si} = cw_i/r_i = cw/r = E_s$ wie der ersetzte Draht. Eine neue Berechnung der Ladungen wird diese jedoch etwas ändern, deren Summe aber konstant lassen, und man erhält die Verteilung der Oberflächenladung und des Oberflächenfeldes des alten, ersetzten Drahtes.

In der VENUS-Kammer wurden der äußere linke und rechte Zählraht durch je acht und die zwei mittleren Zählrähte durch je 180 Drähte ersetzt. Die Rechnung muß in doppelter Genauigkeit erfolgen (10^{-16}), da der Abstand der Drähte auf der Oberfläche untereinander nur Mikrometer beträgt, die Kammer jedoch ca. 30 cm groß ist (Faktor 10^5). Die Oberflächenfelder aller Zählrähte sind in Bild 3.3.2.6a gezeigt. Diejenigen, deren Oberfläche in n Drähte aufgelöst worden ist, sind deutlich zu erkennen, da an derselben Drahtposition mehrere Symbole untereinander zu sehen sind. Die größten Variationen entlang der Oberfläche sind auf den äußersten Zählrähten zu finden, weil die Zählrahtebene der VENUS-Kammer schlecht terminiert ist. Das Maximum des Feldes befindet sich jeweils in Richtung zum Rand der Kammer hin, das Minimum in Richtung zum nächsten Zählraht (Bild 3.3.2.6b,c). Die Variation beträgt 0.37 kV/cm, was 1.4% entspricht, bei einem mittleren Feld von 265.7 kV/cm. Bei den Zählrähten in der Mitte der Ebene zeigt das Maximum des Feldes jedoch in Richtung des längeren Driftraumes, da das Potential des Feldkäfigs nicht richtig eingestellt war und somit die unterschiedliche Länge des Driftraumes zu unterschiedlichen Fehlern in den jeweiligen Drifträumen führte. Dies sieht man auch an dem unterschiedlichen Ergebnis der Variation des elektrischen Feldes über die Oberfläche für den in den kürzeren Driftraum gestagerten Draht (Bild 3.3.2.6d) von $31 \text{ V/cm} \equiv 0.11\%$ und für den zum längeren Driftraum hin versetzten Zählraht von $76 \text{ V/cm} \equiv 0.28\%$ (Bild 3.3.2.6e). Zur Repräsentation der Oberfläche eines Drahtes erwiesen sich acht Drähte als genügend.

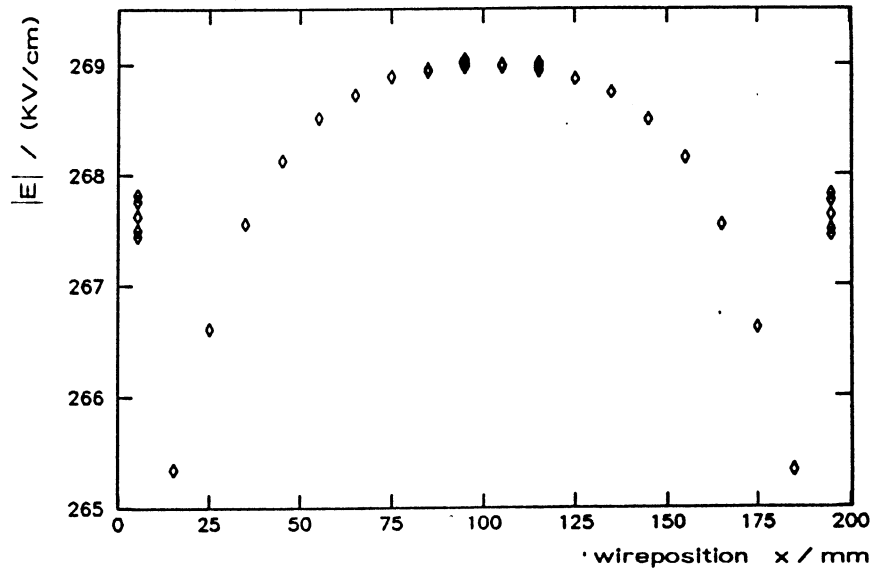


Bild 3.3.2.6a Oberflächenfelder der Zählröhre in der VENUS-Kammer (Runs 218ff). Einige Zählröhre wurden durch viele Drähte auf ihrer Oberfläche ersetzt, um die Variation des Feldes (\equiv Ladung) entlang der Oberfläche zu sehen.

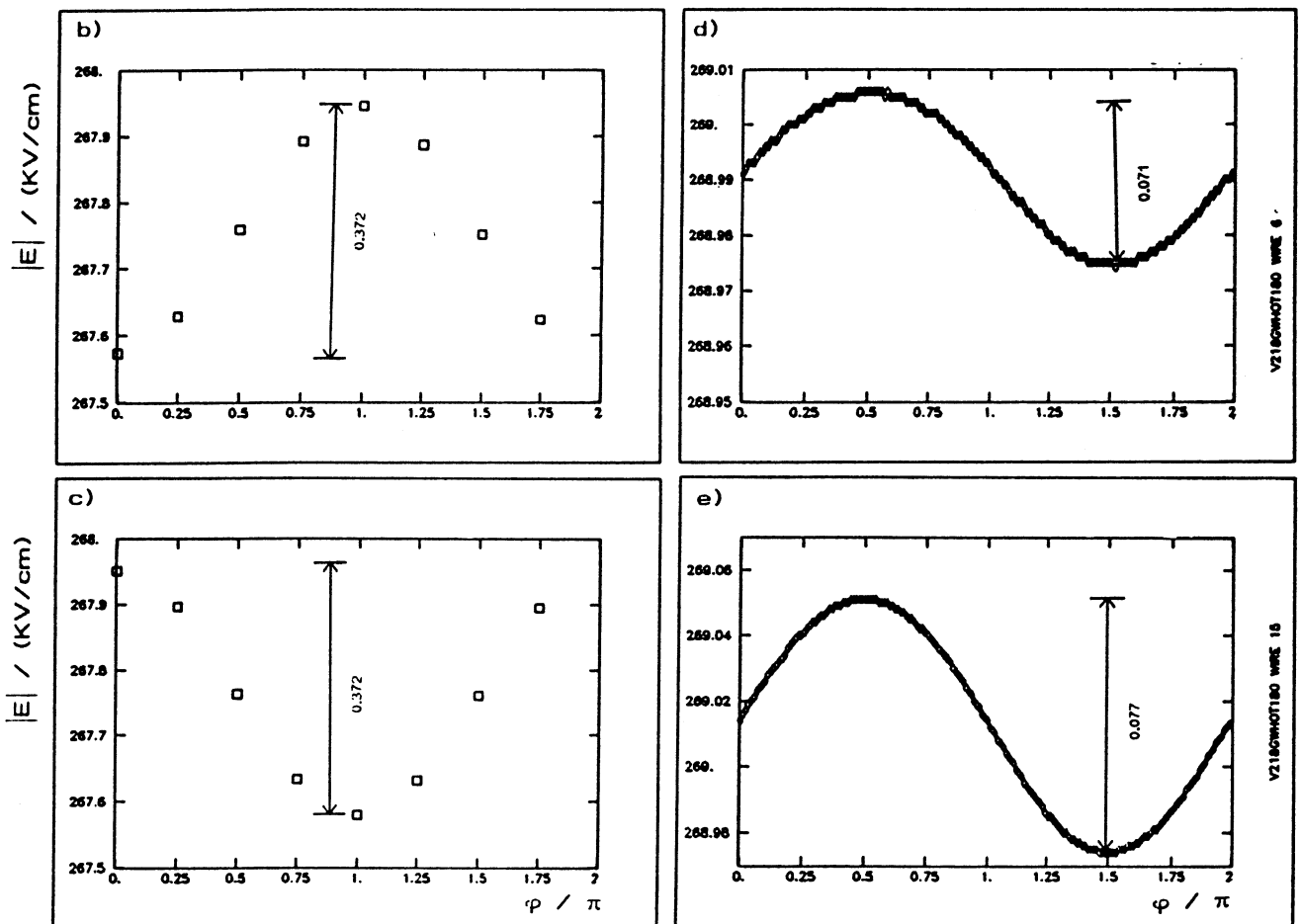


Bild 3.3.2.6b-e Elektrostatiches Feld E entlang der Oberfläche von vier herausgegriffenen Zählröhren.

- b) Erster Zähldraht am linken Rand der Zähldrahtebene
- c) Letzter Zähldraht am rechten Rand der Zähldrahtebene
- d) Zähldraht in der Mitte, der in Richtung des kurzen Driftraumes gestagert ist.
- e) Zähldraht in der Mitte, der in Richtung des langen Driftraumes gestagert ist.

Für die Diskretisierung des Gebietes bei Relaxationsrechnungen war die Kenntnis der Oberflächenladungsverteilung auf einem Streifen der feldformenden Elektroden nötig. Hierzu wurde ein Streifen ($B = 1300 \mu\text{m}$ breit, $H = 30 \mu\text{m}$ dick, $A = 2600 \mu\text{m}$ Abstand Mitte-Mitte zum Nachbarstreifen) durch eine einzige lineare Reihe von n Drähten ersetzt, da das Verhältnis von Höhe zu Breite eines Streifens keine Doppelreihe nötig machte. Der Mittelpunkt der Drähte wurde auf die halbe Höhe des Streifens gelegt. Die Drähte erhielten einen Durchmesser von B/n und wurden äquidistant plaziert, so daß die Oberfläche des äußersten Drahtes mit der Streifenkante zusammenfiel. Die Oberflächenladung eines Streifens auf 10 kV zeigt einen deutlichen Anstieg zum Rand des Streifens hin (Bild 3.3.2.6f). Die Oberflächenladungsdichte ist am Rand mehr als doppelt so groß wie in der Mitte des Streifens. Der Leiterbahnkante muß also bei Gitterrechnungen besondere Beachtung geschenkt werden, weil hier hohe Feldstärken auftreten.

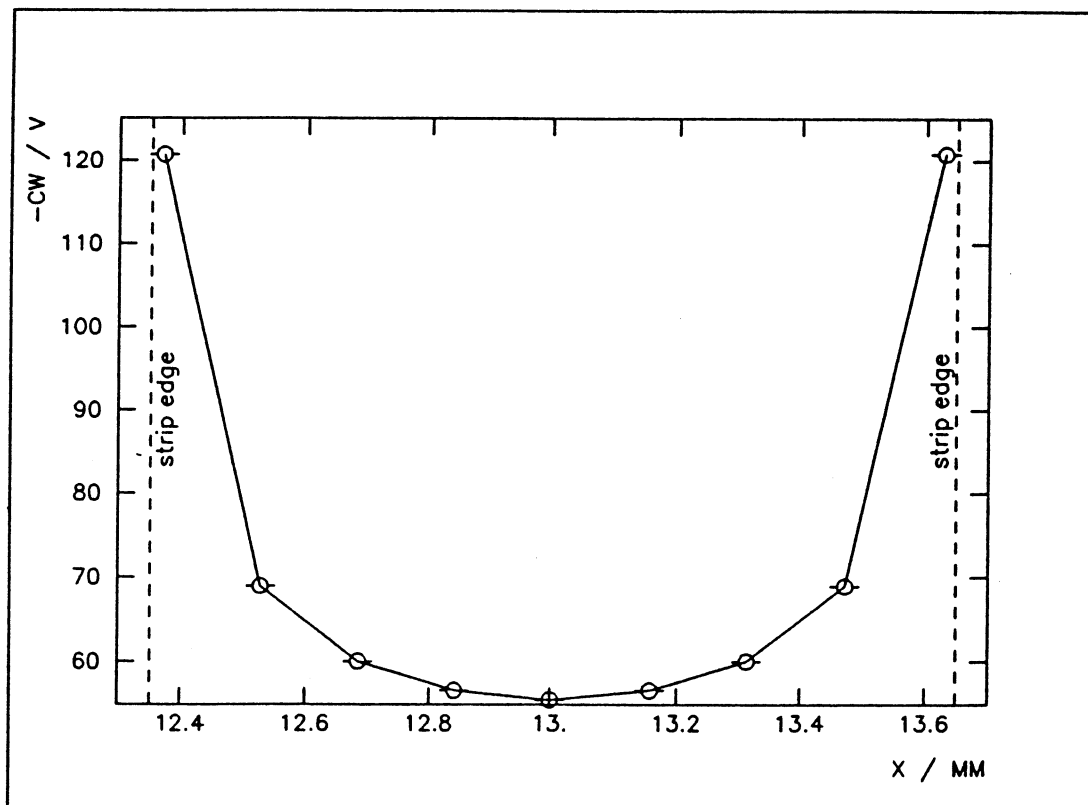


Bild 3.3.2.6f Ladungsverteilung auf einem Streifen der feldformenden Elektrode des OPAL-FSP. Der Streifen liegt auf einem Potential von 10 kV.

3.3.2.7 Darstellung von Streifenelektroden durch Drähte

Da ein Streifen einer feldformenden Elektrode eine deutliche Ladungshäufung am Rande zeigt (siehe vorhergehenden Abschnitt), wird eine Repräsentation durch einen einzigen Draht nicht gut sein. Zum Vergleich mit Relaxationsrechnungen [Liebschner 1987] wurde ein ganz einfaches Modell gewählt: Ein Stück der 6 mm starken, auf der Rückseite ganz mit Kupfer beschichteten, glasfaserverstärkten Kunstharz-Feldelektrode wird von innen mit einem Metallkasten auf einem Potential von 10 kV abgedeckt (Bild 3.3.2.7a). Die Leiterbahnstreifen auf der Innenseite (Breite $B = 1300 \mu$, Abstand Mitte zu Mitte 2600μ) wurden ebenfalls auf 10 kV gelegt. Auf der Rückseite der Feldelektrode befindet sich Masse, am Rande des Modells wurde durch die Feldelektrode hindurch ein linearer Spannungsabfall angenommen. Gefragt war nach dem mittleren Potential der Streifenebene. Hierzu wurden zwei Schnitte aus dem Innenraum zur Streifenebene gelegt, einer durch die Mitte eines Streifens, ein anderer genau in das Loch zwischen zwei Streifen. Das Potential wurde vom Stück des gemeinsamen Verlaufs auf die Leiterbahnebene extrapoliert und die Differenz zu dem auf den Streifen angelegten Potential von 10 kV als Durchgriff bezeichnet. Der beste Kompromiß zwischen Genauigkeit und Rechenzeit ist eine Darstellung eines Streifens aus drei Drähten (Tabelle 3.3.2.7b). Der Durchgriff beträgt $220 \text{ V} \approx 2.2\%$. Das mittlere Potential beträgt also nur 9.78 kV anstatt der an die Streifen angelegten 10 kV. Diese Rechnung stimmt mit einer Relaxationsrechnung (siehe Abschnitt 3.1.3.1) überein [Liebschner 1987]. Mit Hilfe der Relaxation kann auch berechnet werden, wie groß der Durchgriff bei einer von Eins verschiedenen Dielektrizitätskonstanten ϵ_r ist. Für $\epsilon_r = 5.6$ ergab sich ein Durchgriff von $360 \text{ V} \approx 3.6\%$.

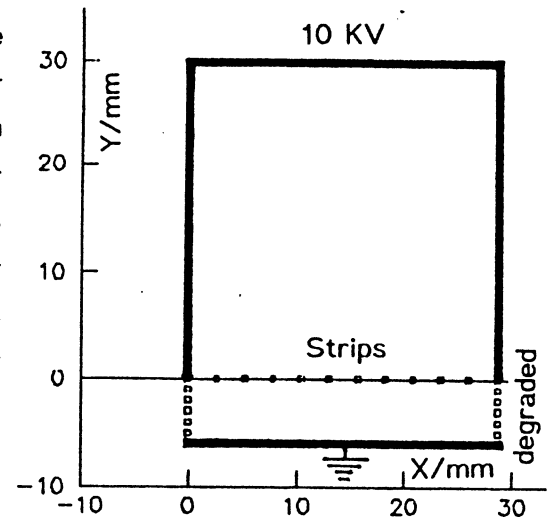


Bild 3.3.2.7a Drahtanordnung des Modells zur Simulation von Leiterbahnstreifen durch Drähte.

Anzahl der Drähte für einen Streifen	Radius des einzelnen Drahtes/ μm	Abweichung vom Sollpotential von 10 kV ($\pm 2 \text{ V}$)		
		In der Mitte zwischen den Streifen/V	Durchgriff/V	4 mm von der Streifenoberfläche entfernt
1	413.8	895	444	342
2	207.0	545	235	175
3	137.9	552	223	159
5	82.8	562	218	158
9	46.0	569	216	155
Relaxation	64 Stützpunkte pro Streifenabstand	568	218	148 [Liebschner 1987]
Relaxation	s.o. aber $\epsilon_r = 5.6$		364	248 [Liebschner 1987]

Tabelle 3.3.2.7b Darstellung eines Streifens einer feldformenden Elektrode durch Drähte (Streifenbreite 1300μ , Streifenabstand Mitte-Mitte = 2600μ , Elektrodenstärke 6 mm). Der Durchgriff für $\epsilon_r = 1$ der Masse auf der Rückseite der Elektrode durch die Streifen auf der Innenseite mit Potential 10 kV ist aufgetragen. Zum Vergleich sind die mit Relaxation gewonnenen Werte aufgeführt für $\epsilon_r = 1$ und $\epsilon_r = 5.6$.

3.4 Die Methode der Finiten Elemente am Beispiel der VENUS-Jetkammer

3.4.1 Die Topologie (Realisierung des Gitters)

Bei allen Berechnungen von Problemen auf Stützpunktgittern ist ein wichtiger und großer Teil der Arbeit die Aufteilung des zu untersuchenden Gebietes, die Diskretisierung des Problems. Dies nennt man die Topologie. Da, wie weiter unten beschrieben, nur ein vollständiger kubischer Ansatz auf Dreiecken zur Verfügung stand, mußte die VENUS-Kammer in lauter Dreiecke zerlegt werden (Bild 3.4.1a). Dabei sollte die lokale Symmetrie erhalten bleiben. Im Driftfeld wurde dies nicht ganz erfüllt, weil die Dreiecke eine Vorzugskante von links unten nach rechts oben aufweisen. Zur Einsparung von Rechenzeit muß die Diskretisierung des Gebietes auch mit verschiedenen großen Dreiecken realisiert werden, um an besonders wichtigen Stellen ein feines Gitter und sonst ein gröberes Gitter verwenden zu können. Hierbei sollte die Gitterverfeinerung nicht mehr als das Doppelte pro Schritt betragen - die Dreieckseiten dürfen also nur halbiert werden. Auch dürfen aus rechentechnischen Gründen die Dreiecke nicht zu spitz werden. Das heißt, die Seiten eines Dreieckes sollten ungefähr gleich lang sein (Faktor 2). Weiterhin verfügt das Finite-Elemente-Paket ASKA [ASKA], welches hier eingesetzt wurde, über die Möglichkeit, Teilnetze zu erklären, und somit weitere Rechenzeit zu sparen. So wurde jede feldformende Messinglamelle (siehe Bild 2.4) und jeder Draht mit seiner Umgebung als Teilnetz deklariert. Die Teilnetze der Messinglamellen schließen dicht aneinander an. Ebenso sind Potential- und Zähldrahtteilnetz jeweils unmittelbar verbunden (Bild 3.4.1b). Das Hauptnetz enthält folglich nur noch die wenigen Randpunkte der Teilnetze und die Diskretisierung des "freien" Driftraumes. Zur exakten Definition der Randwerte wurde eine unrealistische Masseplatte ein Zentimeter außerhalb der Lamellen angenommen. Die 3 cm breiten Lamellen verhindern jedoch einen Durchgriff dieser Masse in den Driftraum. Da jeder Draht eine Singularität im Potential darstellt, darf er nicht als ein einziger Knoten dargestellt werden, da die Finite-Elemente-Lösung mit einem kubischen Ansatz stetige Differenzierbarkeit in jedem Knoten erzwingt. Das Innere eines Drahtes muß vielmehr freibleiben, und der Rand des Drahtes durch ein n -Eck repräsentiert werden. n sollte groß gewählt werden (hier $n = 16$), um die Kopplung über die Tangentialkomponenten entlang der Drahtoberfläche klein zu halten. Bei dieser Repräsentation eines Zähldrahtes von 35 μm Durchmesser ist eine Dreieckseite nur einige Mikrometer lang, ein Dreieckselement im Driftraum jedoch einige Zentimeter. Die Übergangselemente dazwischen müssen diesem Dimensionsproblem (4 Größenordnungen) Rechnung tragen. Weiterhin ist bekannt, daß das Potential in der Nähe eines Drahtes logarithmisch verläuft. Der Logarithmus hat aber eine Taylorreihenentwicklung, die schlecht konvergiert, so daß eine Darstellung durch den kubischen Ansatz problematisch ist. Paßt man die Feinheit des Gitters der Ableitung des Potentials (dem Feld) an, wird die Diskretisierung jedoch brauchbar. Hier wurde in den Teilnetzen für den Potential- und Zähldraht nach einem Übergangsbereich von der quadratischen Berandung des Teilnetzes auf die 16-Eck-Struktur des Drahtes eine Verfeinerung gewählt, bei der in jedem Schritt die Dreiecksgröße etwa halbiert wird (Bilder 3.4.1c und d). Ähnlich wurden die Ecken der feldformenden Messinglamellen mit ihren hohen Feldern berücksichtigt (Bild 3.4.1e).

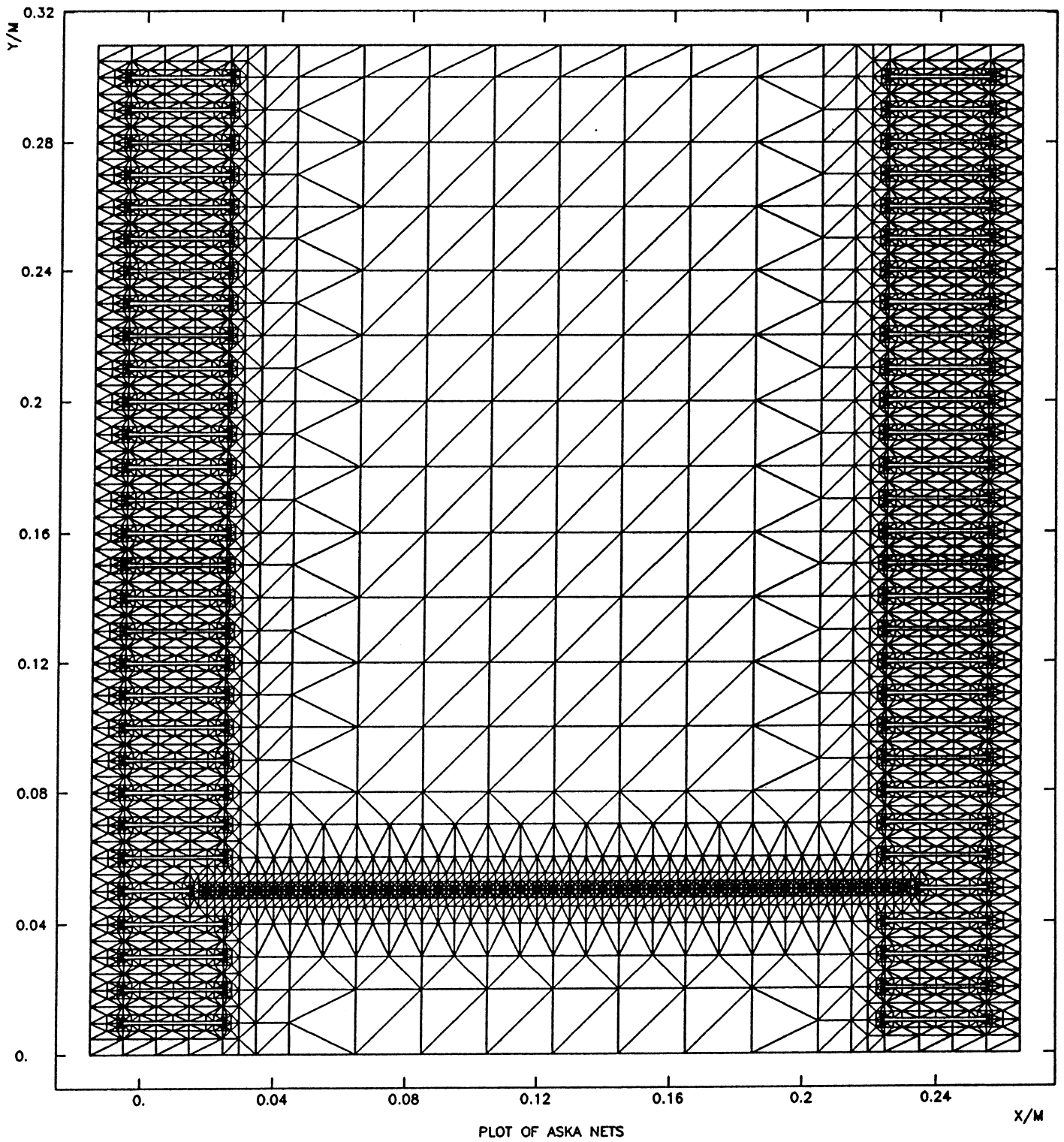


Bild 3.4.1a Diskretisierung der VENUS-Kammer in Form von Dreiecken für die Berechnung mit der Methode der finiten Elemente.

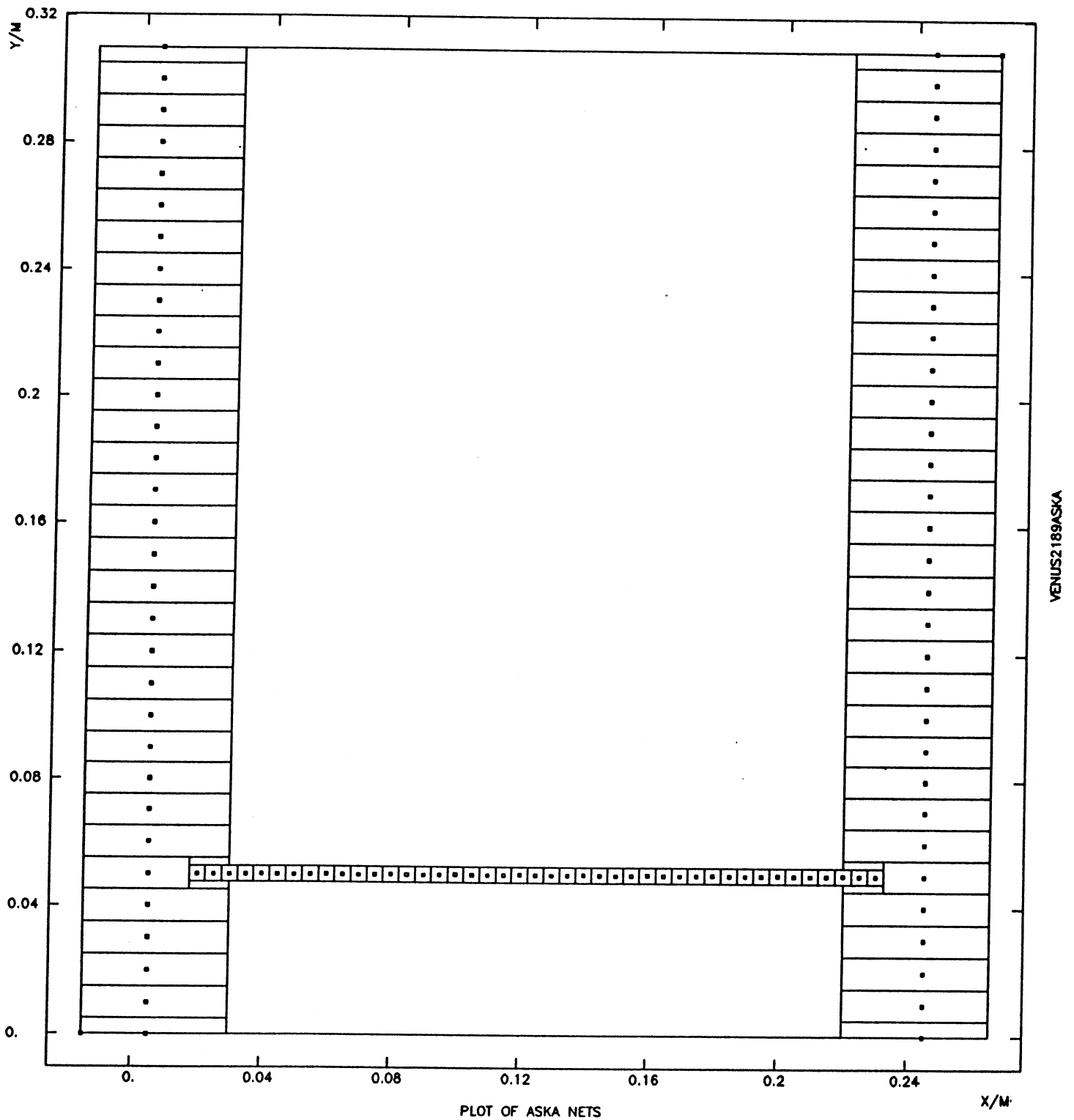
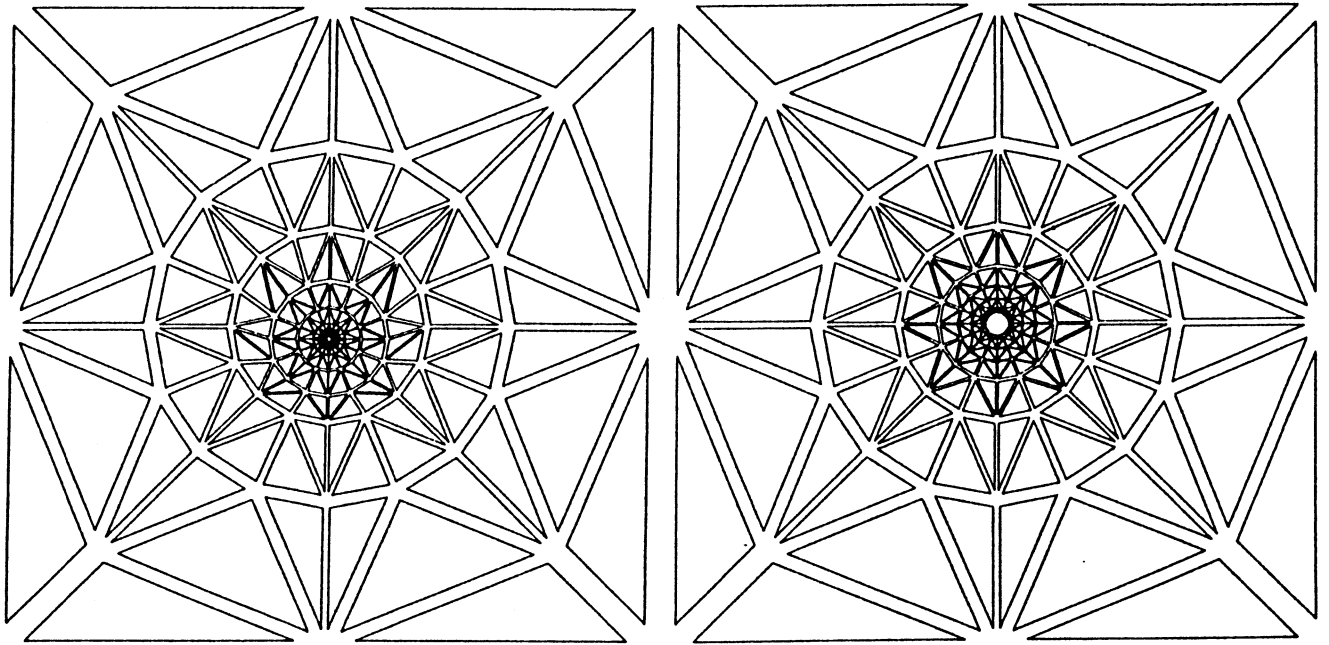


Bild 3.4.1b Bei der Berechnung benutzte Teilnetzstruktur. Jede feldformende Messinglamelle und jeder Draht sind eigene Teilnetze, welche mit der Zerlegung des Driftraumes zum Hauptnetz zusammengebunden werden.



Bilder 3.4.1c, d Diskretisierung in der Nähe des Zähl-(c) und Potentialdrahtes (d). Gezeigt ist jeweils das ganze Teilnetz. Die Drahtoberfläche ist als 16-Eck realisiert. Der Zähl draht (Durchmesser 35 μm) ist um 100 μm aus der Mitte versetzt, der Potentialdraht (Durchmesser 175 μm) befindet sich in der Mitte.

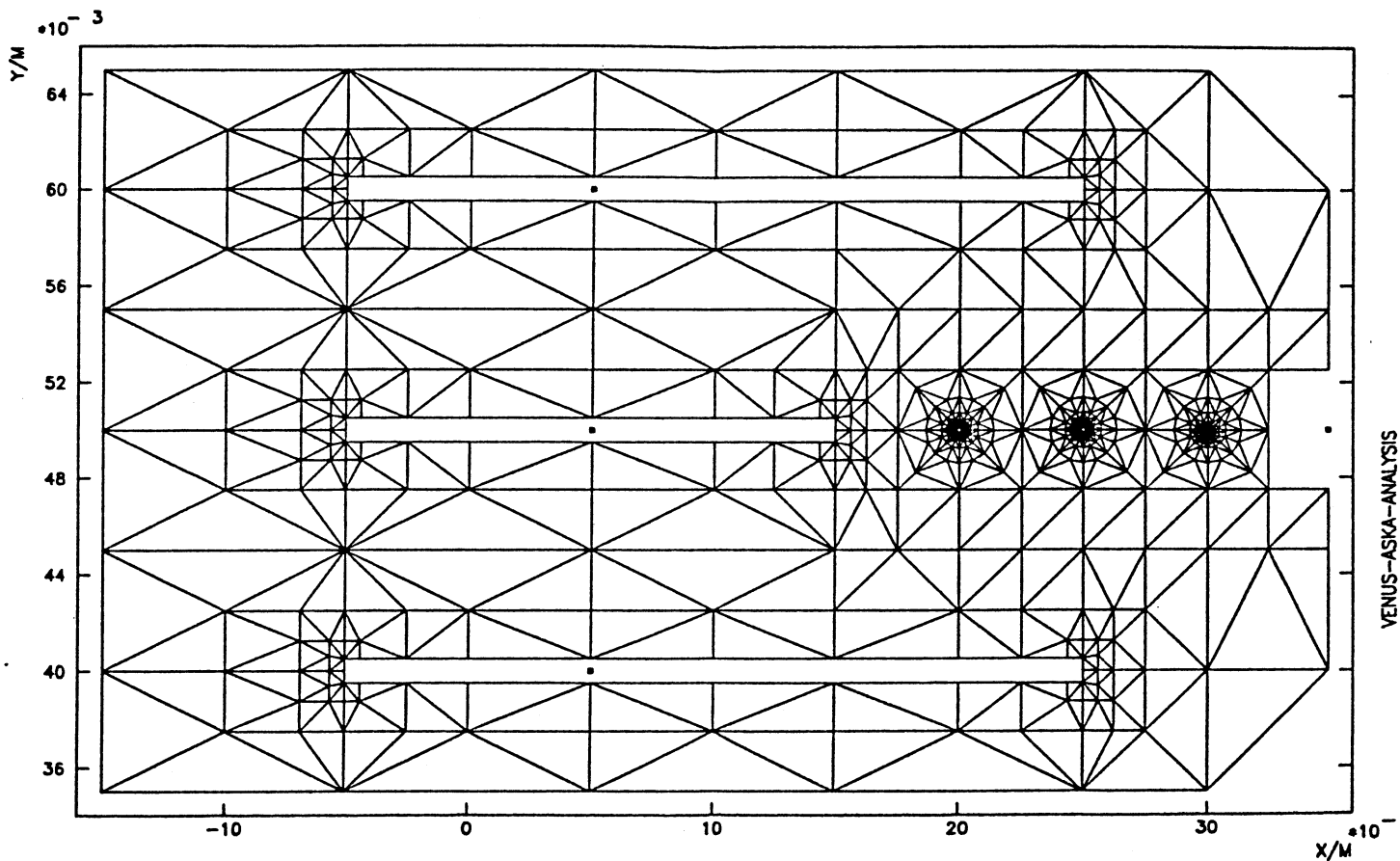


Bild 3.4.1e Diskretisierung um das Ende der Zähl drahtebene. Links sind die Teilnetze dreier feldformender Messinglamellen gezeigt. Rechts sind drei Teilnetze für Drähte zu sehen (nicht existent, PW, SW).

3.4.2 Potential- und Feldberechnung

Die Potential- und Feldberechnung wurde mit Hilfe des Finite-Elemente-Paketes ASKA [ASKA] des Instituts für Computeranwendungen (ICA) der Universität Stuttgart vorgenommen. Hierzu wurde vom ICA ein neues Element mit einem vollständigen kubischen Polynomansatz auf einem Dreieck für elektrostatische Feldprobleme geschaffen, da sich in Vorversuchen ein linearer Ansatz als unbrauchbar erwiesen hatte. Der zehnte Freiheitsgrad, das Potential im Schwerpunkt des Dreiecks, wurde kondensiert. Das Element wurde deshalb EPTR9 (electric potential on a triangle with 9 degrees of freedom) genannt. Die Kondensation des zehnten Freiheitsgrades machte es im anschließenden eigenen graphischen Auswerteprogramm leider unmöglich, dieselbe Interpolation wie in ASKA durchzuführen. Deshalb wurde vom ICA eine lineare Interpolation zwischen den Knoten vorgeschlagen. Das neue Element EPTR9 wurde nicht in die ASKA-Bibliothek eingebunden, sondern nur an eine Experimentierschnittstelle angehängt. Die Berechnung der Venuskammer nutzte die Teilnetzmöglichkeiten und andere Feinheiten von ASKA stark aus. An dieser Stelle möchte ich Herrn K. Straub vom ICA Stuttgart für seine große Unterstützung bei der Berechnung recht herzlich danken.

Die VENUS-Kammer wurde in 105 Teilnetze aufgeteilt mit insgesamt 11 000 Knoten und 20 000 Dreieckselementen. Die Potentialwerte waren auf 2300 Knoten vorgeschrieben, so daß ca. 31 000 Freiheitsgrade übrigblieben. Die Inversion der Matrix dauerte ca. zwei CPU-Stunden auf einer VAX 785, das Vorbereiten der Eingabedaten und Auswerten der Ergebnisse benötigte jedoch weitere elf CPU-Stunden.

3.4.3 Auswertung

Zur Auswertung wurden die Ergebnisse des ASKA-Programmes über Zwischenfiles an eine modifizierte Version des Programmes FIELDN (Anhang A.3.3.1.1) übergeben, so daß dieselben Batchfiles zur Berechnung und Darstellung der einzelnen Bilder benutzt werden konnten. Dies war recht einfach, da es die modulare Struktur von FIELDN erlaubte, einfach den Feldberechnungsteil zu ersetzen. Es gab drei Zwischenfiles, die der Datenstruktur in ASKA ähnlich sind:

- 1) Das Netz: NET, NOE, NON, welches die Netznummer NET, die Anzahl seiner Dreieckselemente (Number Of Elements) und die Anzahl der Knoten (Number Of Nodes) für jedes Teilnetz enthielt.
- 2) Die Koordinaten: NET, NODE1, NODE2, NODE3, X1, Y1, X2, Y2, X3, Y3, welches pro Zeile die Geometrie für jeweils ein Dreieckselement enthielt - die Knotennummern der Eckpunkte (NODE_i) und die Koordinaten jedes Eckpunktes (X_i, Y_i).
- 3) Die Daten: NET, NODE, POT, EX, EY, das für jeden Knoten (NODE), die Nummer des Teilnetzes, zu dem er gehörte (NET), das berechnete Potential (POT) und das elektrische Feld (EX, EY) enthielt.

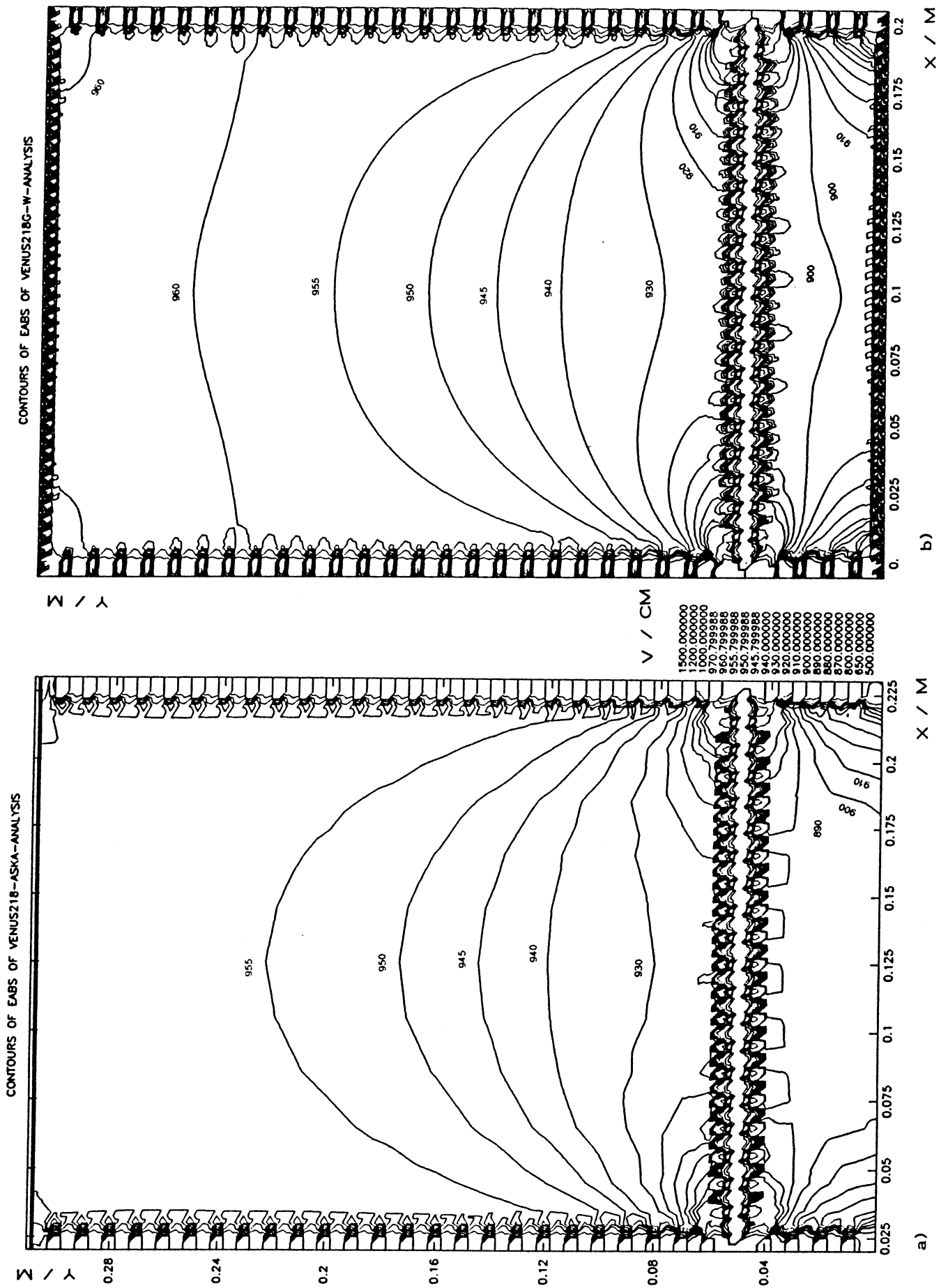
Jenes Dreieckselement zu finden, in welchem der aktuell zu berechnende Punkt liegt, war die zeitaufwendige Routine des neuen Feldberechnungsteils. Danach wurden seine Potential- und Feldwerte einfach zwischen den Eckpunkten des Dreiecks linear interpoliert, da die kubische Interpolation von ASKA nicht mehr nachvollziehbar war (siehe Abschnitt 3.4.2).

3.4.4 Ergebnisse

Die beste Methode für die Bewertung der Ergebnisse ist ein Vergleich der mit der Methode der finiten Elemente gewonnenen Ergebnisse für die VENUS-Kammer (Runs 218ff) mit der Berechnung derselben Kammer durch das Superpositionsprinzip von Linienladungen (Abschnitt 3.3). Diese beiden Programme sind insofern komplementär, als die Beschreibung von dünnen Drähten mit dem Superpositionsprinzip und die Beschreibung von großen, ausgedehnten leitenden Oberflächen mit der Methode der finiten Elemente sehr einfach ist. Umgekehrt bedarf das Superpositionsprinzip großer Sorgfalt bei der Darstellung von ausgedehnten Leiteroberflächen, wie auch das Finite-Elemente-Programm bei der Beschreibung sehr dünner Drähte. Ein Vergleich der Potentiale ist jedoch wenig aufschlußreich, da alle Randpotentiale vorgegeben sind und der steile Gradient im Innenraum nur kaum sichtbare Verschiebungen der Äquipotentiallinien bewirkt. Als aussagekräftig erwies sich ein Vergleich der differentiellen Größe, des Betrages des elektrischen Feldes, in Form einer Höhenliniendarstellung. Diese bedarf jedoch einer Gewöhnung des Betrachters. Für die Darstellung der ASKA-Ergebnisse sei hier noch einmal angemerkt, daß das Graphikprogramm zwischen den Knotenpunkten linear interpoliert, da die zur Berechnung in ASKA benutzte kubische Interpolation nicht mehr verfügbar war. In der Darstellung der gesamten Kammer (Bilder 3.4.4a und b) sieht man einen kleinen Unterschied im freien Driftraum vor den Kathodenplatten. In der Berechnung mit dem Superpositionsprinzip von Linienladungen steigt das Feld gerade noch über 960 V/cm auf 960.8 V/cm an, so daß die 960 V/cm Höhenlinie sichtbar ist (analog im kurzen Driftraum die 900 V/cm-Linie), im Gegensatz zur Berechnung mit finiten Elementen, wo das Driftfeld nur 958 V/cm erreicht. Dies entspricht einem Unterschied von 3%. Ein detaillierterer Vergleich ist in der Nähe der Enden der Zähldrahtebene (Bilder 3.4.4c und d) möglich, da hier die Problembereiche der Programme - sehr dünne Drähte und ausgedehnte leitende Oberflächen an den Messinglamellen - benachbart sind. Auch hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung ($\leq 5\%$).

Zuletzt wurde versucht, das Zähldrahtoberflächenfeld aus der Finite-Elemente-Berechnung zu erhalten. Hierbei zeigte sich, daß die Feldwerte in den Knoten auf dem 16-Eck, das den Draht darstellt, alle zu klein sind (ca. 18%). Die schlechte Konvergenz der Taylorentwicklung des Logarithmus und damit die schlechte Approximation des Feldes ganz nahe am Draht durch das kubische Polynom der finiten Elemente wird hier sichtbar. Verwirft man jedoch die Werte der 16 Knoten der Zähldrahtoberfläche und fittet eine Logarithmusfunktion an die fünf anschließenden und weiter außen liegenden 16-Ecke und extrapoliert diesen Fit zurück zur Zähldrahtoberfläche, so erhält man das gesuchte Oberflächenfeld und damit die Ladung auf dem Draht mit einer Abweichung von ca. 1% zur Rechnung mit dem Superpositionsprinzip. Auch die in Abschnitt 3.3.2.6 berechnete Variation des Feldes entlang der Zähldrahtoberfläche (Bilder 3.3.2.6b-e) stimmt mit der hier gesehenen Variation überein ($< 6\%$).

Abschließend kann gesagt werden, daß beide Rechenmethoden in den Potentialen übereinstimmen und auch in den Feldern weniger als 5% Unterschiede zeigen. Die zweidimensionale Berechnung einer Driftkammer ist demnach mit der für den Betrieb einer Driftkammer notwendigen Präzision durchgeführt worden.

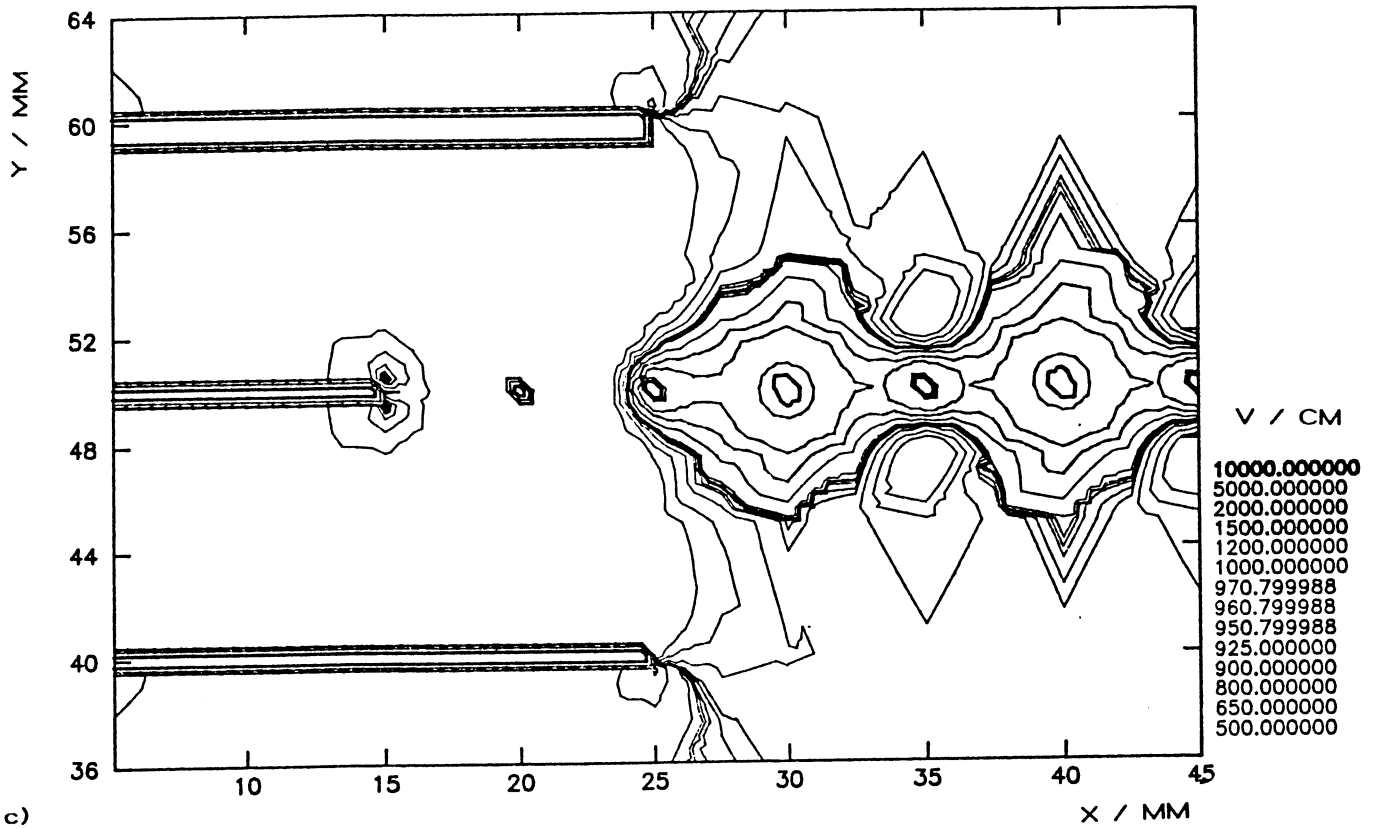


Bilder 3.4.4a, b Höhenlinien konstanten Betrages des elektrischen Feldes in der VENUS-Kammer (Runs 218ff)

a) ist das mit dem Finite-Element-Programm gewonnene Ergebnis

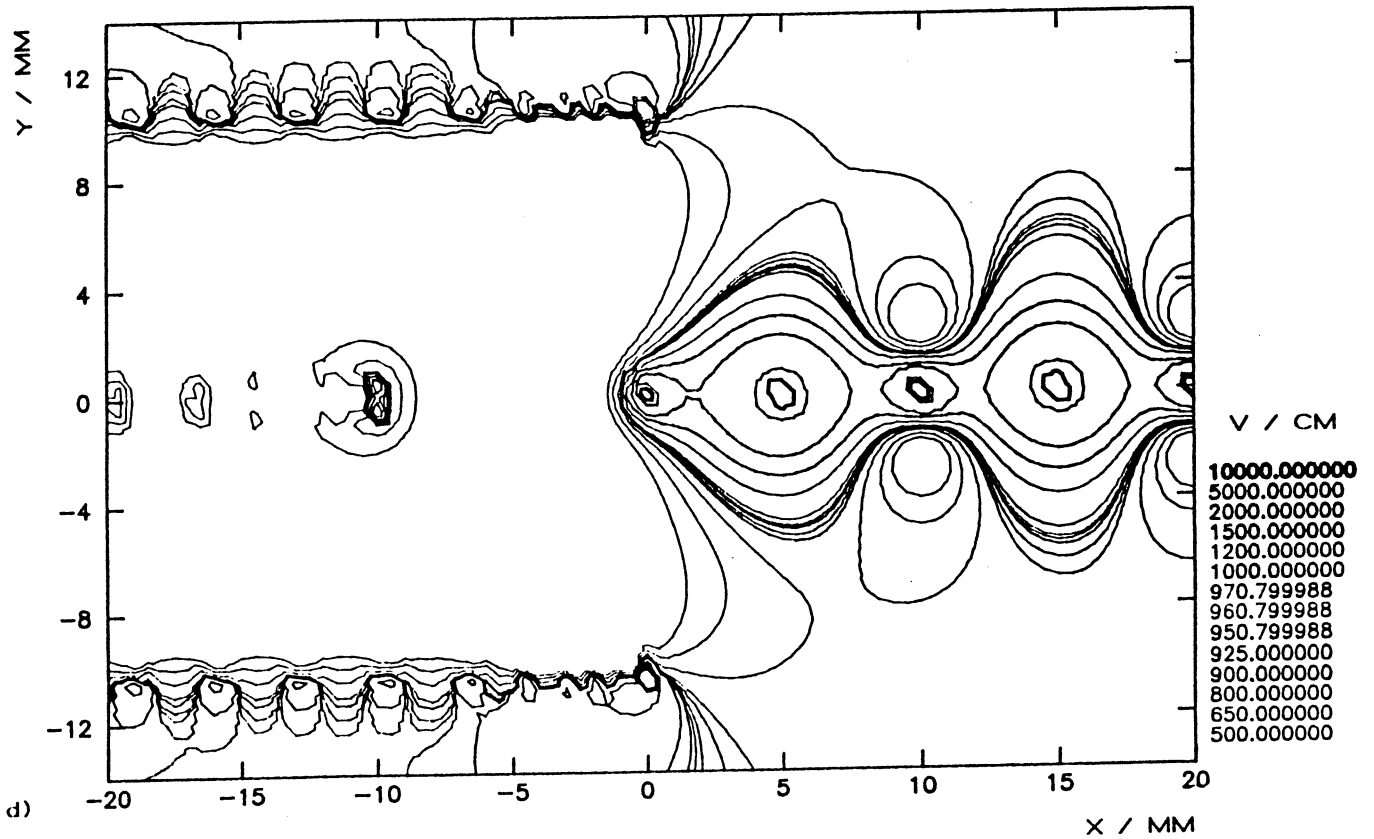
b) zeigt dieselbe Berechnung mit dem Programm FIELDN (Abschnitt 3.3), das mit Superposition von Linienladungen arbeitet.

CONTOURS OF EABS OF VENUS218-ASKA-ANALYSIS



c)

CONTOURS OF EABS OF VENUS218-WIRE



d)

Bilder 3.4.4c, d Höhenlinien konstanten Betrages des elektrischen Feldes in der Nähe des Endes der Zähldrahtebene. Oben (c) ist die Finite-Elemente-Berechnung gezeigt. Die Rechnung selbst erfolgte mit einem vollständigen kubischen Ansatz, das Zeichenprogramm interpoliert jedoch nur linear zwischen den Gitterpunkten. Unten (d) ist zum Vergleich die Berechnung im selben Ausschnitt mit der Superposition von Linienladungen gezeigt. (Höhenlinien bei 500, 650, 800, 900, 925, 951, 961, 971, 1000, 1200, 1500, 2000, 5000 und 10 000 V/cm).

4. Messungen und Vergleich mit Rechnungen

4.1 Gasverstärkung als Funktion des Zähldrahtoberflächenfeldes

Nach Gleichung (2.11) $M = e^{a+bE_{\text{sws}}}$ hängt die Gasverstärkung M exponentiell vom Zähldrahtoberflächenfeld E_{sws} ab. Dies wurde in der Tunnel-Kathoden-Kammer (§ 3.3.2.1) und in der VENUS-Kammer nachgeprüft.

In der Tunnel-Kathoden-Kammer wurden zwei verschiedene Ionisationsquellen eingesetzt - eine radioaktive Quelle aus ^{55}Fe , welche γ -Quanten von 5.9 keV emittiert, und eine Tunnel-Kathode, welche kalte Elektronen emittiert. Die ^{55}Fe -Quelle erzeugt eine wohldefinierte Ionisationsladung und wird deshalb häufig als Eichnormal in Driftkammern verwendet. Dieser Umstand verhindert aber das Untersuchen des exponentiellen Zusammenhangs für einen großen Bereich des Zähldrahtoberflächenfeldes. Man kann nur den Dynamikbereich seiner Ausleseelektronik ausnützen. Die Ionisationsmenge der Tunnel-Kathode hingegen ist über die angelegte Tunnelspannung variabel, und somit kann die Abschwächung des Auslesesignals aufgrund der kleineren Gasverstärkung durch eine höhere Emission von Elektronen aus der Tunnel-Kathode etwas ausgeglichen werden. Damit erhöht sich der Meßbereich. Die Gasverstärkung folgt dem Zähldrahtoberflächenfeld, wie erwartet, exponentiell (Bild 4.1a). Bei einer Gasverstärkung von ca. 10^4 setzt jedoch deutlich sichtbar eine Sättigung ein. Diese resultiert aus der Abschirmung des Zähldrahtoberflächenfeldes für die etwas später ankommenden Driftelektronen durch die, bei der Gasverstärkung lokal am Draht entstehende, positive Ionenwolke. Man spricht von lokaler Sättigung im Gegensatz zur globalen Sättigung in den Abschnitten 3.3.2.2 und 4.2. Die TK-Kammer wurde für jeden Meßpunkt mit Hilfe des Programmes FIELDN mit der in Bild 3.3.2.1b gezeigten Drahtkonfiguration elektrostatisch berechnet. Daraus wurde das Oberflächenfeld des einzigen Zähldrahtes ermittelt.

Bei einem Driftfeldscan der VENUS-Kammer am CERN-SPS-X5-Teststrahl war irrtümlich die Potentialdrahtspannung konstant gehalten worden. Es ergab sich somit eine Variation des Zähldrahtoberflächenfeldes mit dem Driftfeld. Das jeweilige Zähldrahtoberflächenfeld E_{sws} (im Bild E_{z0}) wurde später mit Hilfe der analytischen Formeln (§ 3.2) bestimmt. Es wurde der Mittelwert von dem mit kurzem Driftraum und dem mit langem Driftraum berechneten Oberflächenfeld verwendet. Die Abhängigkeit der ausgelesenen Pulshöhe ist in Bild 4.1b dargestellt und umfaßt nur einen kleinen Ausschnitt um den Arbeitspunkt der VENUS-Kammer für minimal ionisierende Teilchen. Da die Gasverstärkung hier ca. 10^4 beträgt, sind auch diese Daten durch lokale Sättigung beeinflusst. Eine formale Beschreibung der lokalen Sättigung ergibt [Bittner 1987]

$$(4.1) \quad Q = e^{a+bE_{\text{sws}}-cQ}$$

Die Lösung dieser transzendenten Gleichung für die Meßdaten ist als durchgezogener Strich in Bild 4.1b eingezeichnet ($a = -16.78$, $b = 0.0862$, $c = 0.0014$), womit sich für den

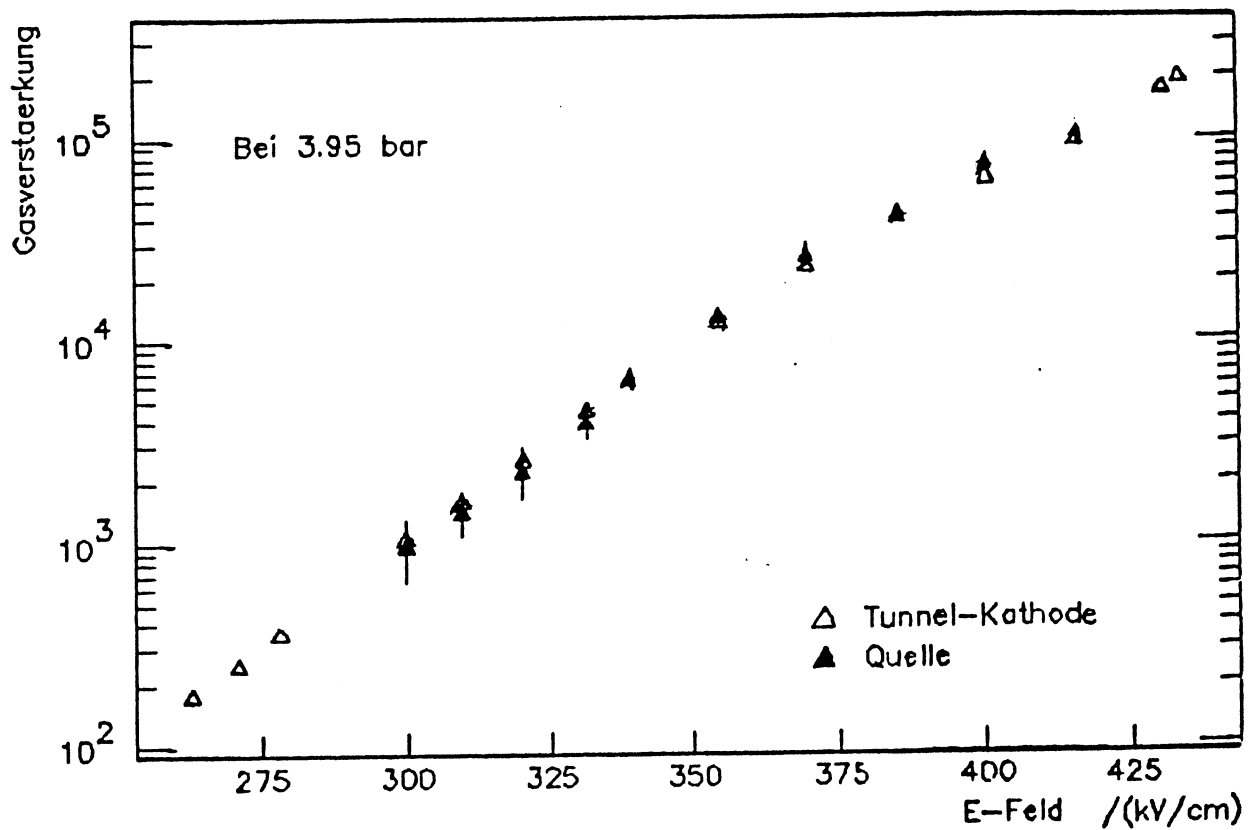


Bild 4.1a Die Gasverstärkung in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke E auf der Zählrahtoberfläche, die proportional zur Linienladungsdichte ist. Die Messungen mit der Tunnel-Kathode als kalte Elektronenquelle können den exponentiellen Zusammenhang über einen größeren Bereich prüfen, als die Messungen mit einer ^{55}Fe -Quelle als Ionisationsquelle [Jahn 1986].

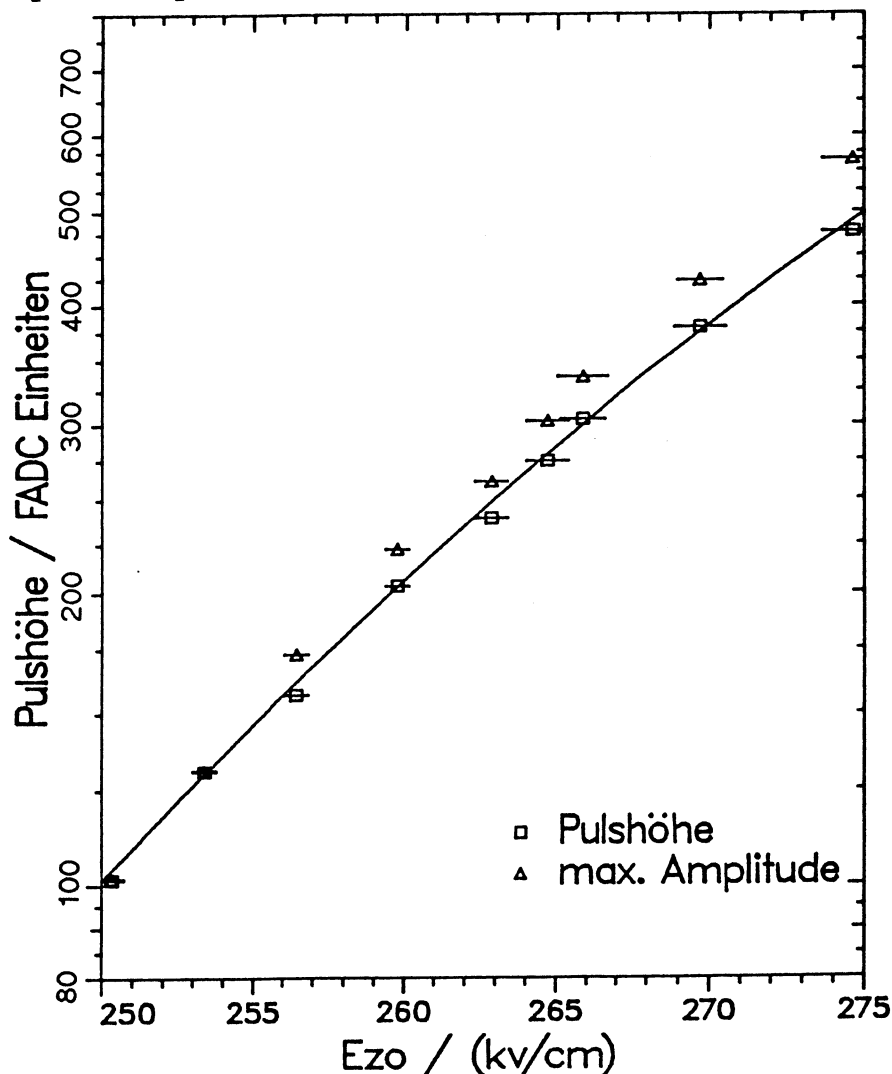


Bild 4.1b Pulshöhe (Quadrate) und maximale Amplitude (Dreiecke) der von der Venuskammer mit einem FADC-System ausgelesenen Zählsignale in Abhängigkeit des Zählrahtoberflächenfeldes E_{zo} (VENUS-Kammer Test am CERN - SPS - X5 - Strahl, Runs 305ff).

Arbeitspunkt von $E_{\text{sws}} = 269.7 \text{ kV/cm}$, der während des CERN-Tests benutzt wurde, eine Sättigung des Ladungssignals auf 60% berechnet.

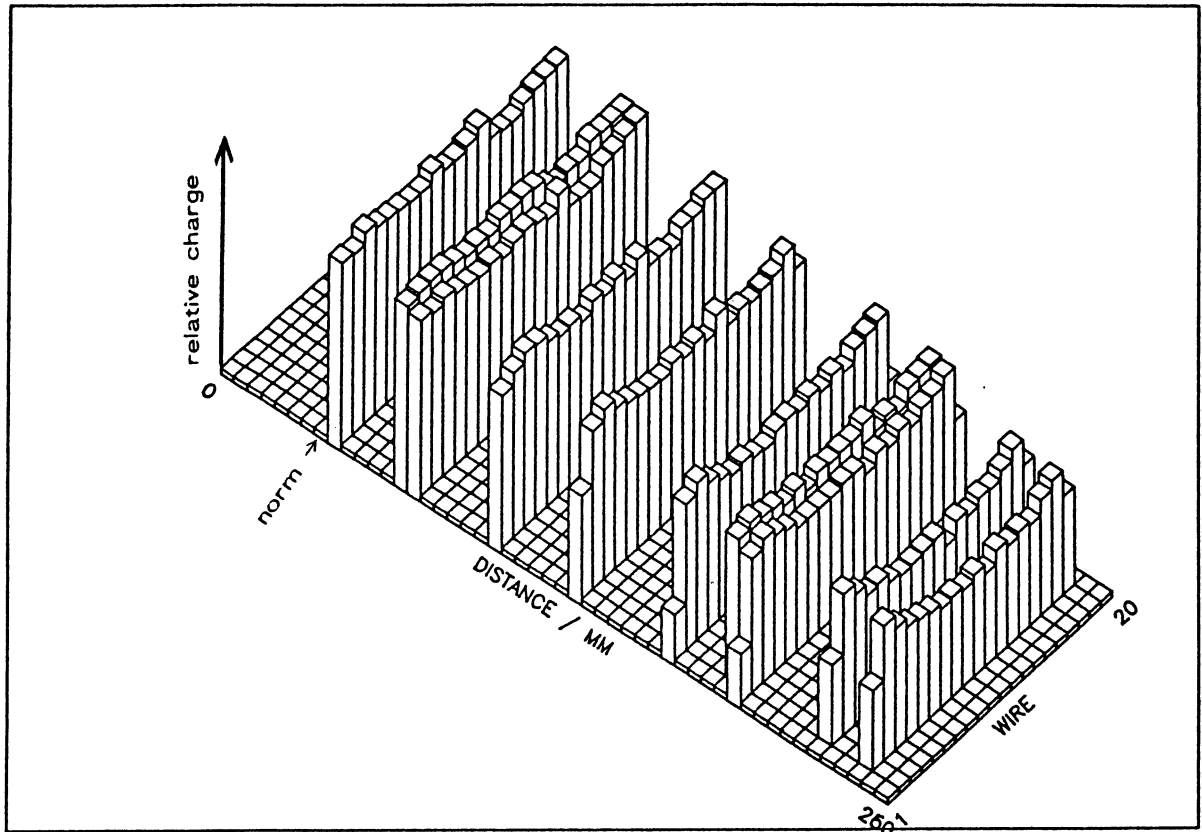
4.2 Sättigung durch Raumladung in der VENUS-Kammer

Die Auswirkung einer globalen Raumladung in der VENUS-Kammer ist in Bild 4.2a zu sehen. Hier ist die pro Zählrohr ausgelesene Ladungsmenge über dem Ort der Teilchenspur für alle zwanzig Zählrohre der VENUS-Kammer aufgetragen. Die Signalhöhe wurde für jeden Zählrohr einzeln auf die Ladungsmenge normiert, die dieser Zählrohr bei einer Entfernung der Teilchenspur von 40 mm zur Zählroherebene erhält. Die kürzeste Driftstrecke bei dieser Sequenz von Meßdaten (Runs 218ff) betrug 40 mm. Drei Effekte sind deutlich zu sehen: Erstens nimmt die mittlere Ladung mit der Driftentfernung ab. Dies ist auf Elektroneneinfang (Attachment) durch elektronegative Gase (hauptsächlich O_2) zurückzuführen, die in Spuren im Zählgas vorkommen ($\approx 10^2 \text{ ppm}$). Zweitens stirbt das Signal der äußeren Zählrohre ganz ab, und das Signal der zweitäußeren Zählrohre sinkt auf die Hälfte ab bei einer Driftentfernung von 250 mm. Drittens werden die Signale der äußersten, noch ganz gesehenen, Zählrohre leicht überhöht gegenüber den mittleren Zählrohren, was zu einer "Badewannen"-Form für große Driftstrecken führt.

Die letzten zwei Punkte werden in einer elektrostatischen Berechnung der Optik der VENUS-Driftkammer wiedergespiegelt (Bild 4.2b), sofern eine globale Raumladung von $1.1 \cdot 10^{-12} \text{ C/cm}^3$ berücksichtigt wird, weil die Driftzellenbreite der einzelnen Zählrohre sich mit der Driftentfernung ändert (siehe auch Bild 3.3.2.2d). Die Höhe des Signals der zweitäußeren Zählrohre für die maximale Driftstrecke reagiert sehr empfindlich auf die gewählte Raumladung und kann leicht zwischen Null und maximaler Höhe eingestellt werden. Die mittlere Raumladung pro Zählrohr steigt mit der Entfernung an, so daß das aus Bild 4.2a vermutete Attachment sogar unterschätzt worden war.

Der X5-Teststrahl am CERN-SPS war gepulst mit einer Pulslänge von ca. 2 s und 10 s Pause zwischen zwei Pulsen. Da der Trigger für die Ausleseelektronik auf den ganzen Strahl eingestellt war, wurde das erste Ereignis so früh im Puls (Burst) ausgelesen, daß es nicht von globaler Raumladung durch vorherige Teilchen beeinträchtigt war. Bereits die zweite ausgelesene Spur - es wurden ca. vierzig Ereignisse pro Puls ausgelesen - war jedoch durch die globale Raumladung beeinträchtigt, weil die Ionendriftzeit für die 26 cm Driftstrecke zur Kathode ca. 0.06 s und die Zeit zwischen zwei ausgelesenen Ereignissen ca. 0.05 s beträgt. Bildet man das Verhältnis der Ladungen des ersten Ereignisses jedes Pulses zu allen anderen Ereignissen [Bittner 1987], so entspricht dies dem Verhältnis der Ladungen, die mit Hilfe einer elektrostatischen Feldrechnung ohne Raumladung ermittelt wurden, zu denjenigen, die mit einer globalen Raumladung ausgerechnet wurden (Bild 4.2c).

CHARGE VERSUS DISTANCE, CROSS TALK CALIBRATED



RUNS 219;1 218;2 219;2 225 231 237 248 249 256 261

Bild 4.2a Auf jedem Zählrohr gesammelte Ladung in Abhängigkeit des Abstandes der Teilchenspur zur Zählrohrautebene. Die Daten wurden für das Übersprechen der Zählrohre untereinander korrigiert und auf die Ladungen bei einem Spurbabstand von 40 mm normiert [Bittner 1987].

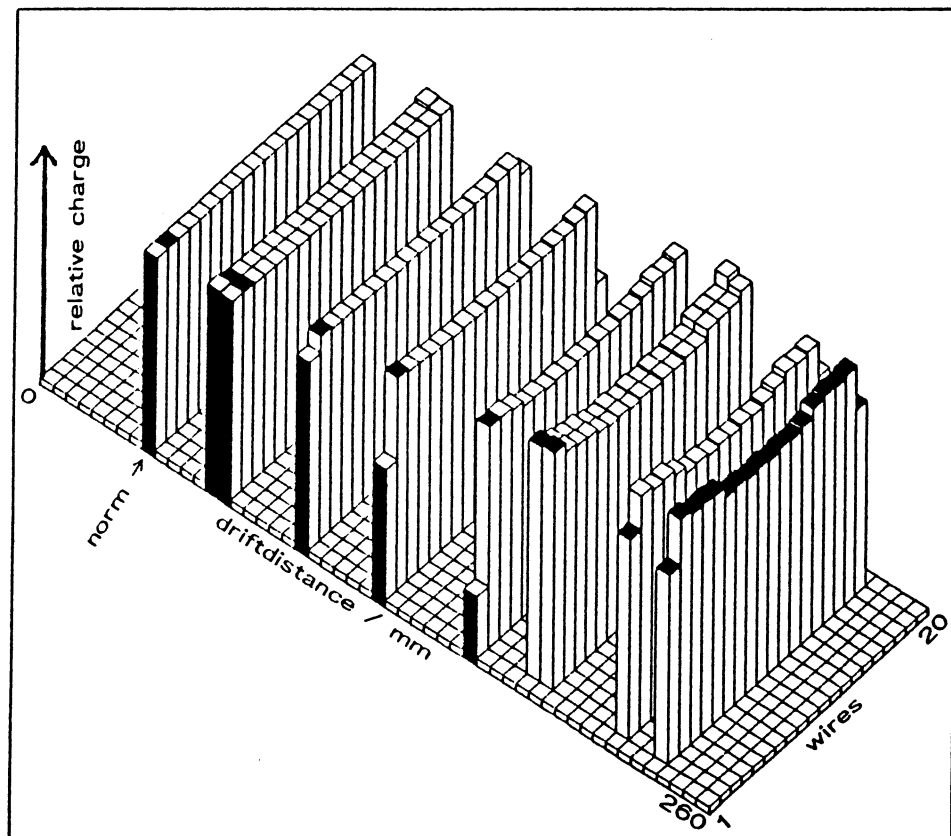


Bild 4.2b Auf jedem Zählrohr gesammelte Ladung in Abhängigkeit des Abstandes der Teilchenspur zur Zählrohrautebene. Die Daten wurden aus der elektrostatisch berechneten Optik und der Zählrohrautoberflächenfelder der Driftkammer für eine globale Raumladung von $1.1 \cdot 10^{-12} \text{ C/cm}^3$ abgeleitet und analog Bild 4.2a auf einen Spurbabstand von 40 mm normiert.

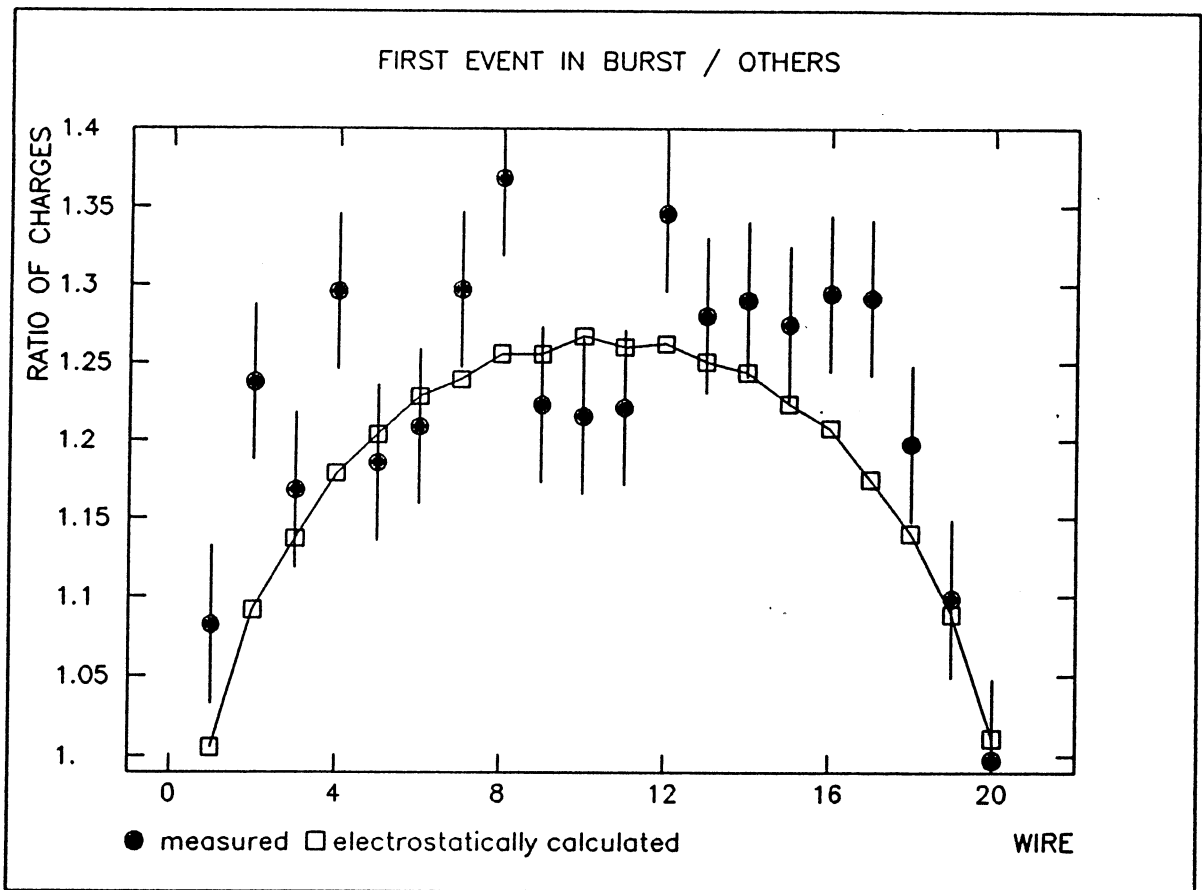


Bild 4.2c Verhältnis der gesammelten Ladung jedes Zählrahtes für das erste Ereignis im Burst, welches noch keine globale Raumladung spürt, zu allen übrigen Ereignissen im Burst, die alle eine globale Raumladung fühlen. Die Rauten zeigen die experimentellen Daten (VENUS Runs 371ff) [Bittner 1987], die Quadrate stellen die Ergebnisse der elektrostatischen Berechnung mit einer globalen Raumladung von 0, bzw. $1.1 \cdot 10^{-12} \text{ C/cm}^3$ dar.

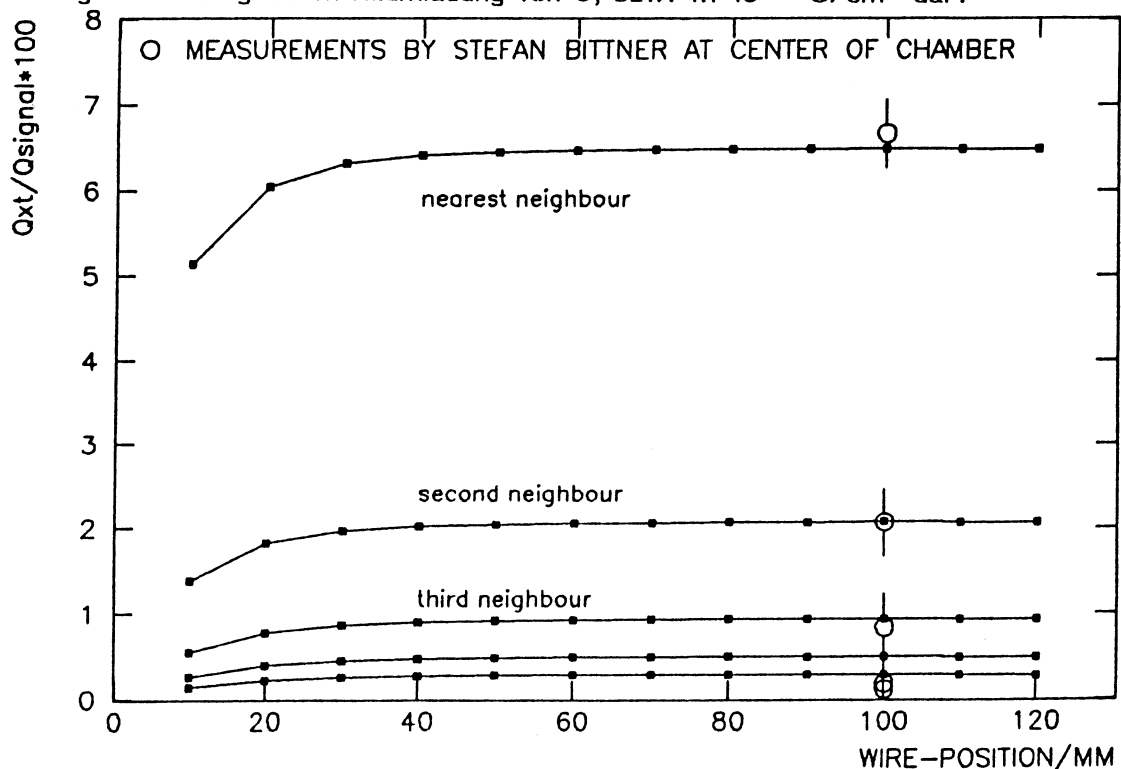


Bild 4.3a Übersprechen der Zählrähte untereinander in der VENUS-Kammer. Die Quadrate zeigen die Übersprechsignale in Prozent, wenn sich das Originalsignal auf dem i -ten Nachbarzählraht befindet, für rein elektrostatisch berechnetes Übersprechen (nur vom Draht 1 (Kammerrand) bei 10 mm bis Draht 12 bei 120 mm (Kammermitte bei 105 mm), von insgesamt 20 Zählrähten). Die Messungen (Kreise) stellen eine Mittelung über die inneren zwölf Zählrähte der VENUS-Kammer dar, da jeweils die vier äußeren Zählrähte nicht ausgewertet werden konnten [Bittner 1987].

4.3 Übersprechen in der VENUS- und FSP-Kammer

In der VENUS-Kammer konnte das Übersprechen für die mittleren Zähldrähte bestimmt werden [Bittner 1987]. Es wurde aus Spuren mit großem Winkel $\varphi = 40^\circ$ zur Zähldrahtebene ermittelt. Hierfür wurde ein Algorithmus verwendet, der dem weiter unten beschriebenen ähnlich ist. Die Ergebnisse stimmen sehr gut mit den elektrostatisch berechneten Werten überein (Bild 4.3a), weil die Drahtlängen in der VENUS-Kammer nur 25 cm betragen und alle Drähte dynamisch über Kondensatoren mit Masse verbunden sind.

Die Berechnung des Übersprechens ist aber der einzige Fall, für den keine Berechnung eines sorgfältig verkleinerten Modells möglich ist. Die Oberfläche der in der Kammer befindlichen Leiter muß im Modell genau wiedergegeben werden, weil das elektrostatische Übersprechen von den gegenseitigen Kapazitäten der Leiter und somit nur von der wahren Geometrie der Kammer abhängt.

Für den FSP wurden am CERN-SPS-X5-Teststrahl spezielle Daten zum Bestimmen des Übersprechens genommen, denn bei einem maximalen Winkel der Teilchenspur (hier Teststrahl) zur Zähldrahtebene von $\varphi = 7.5^\circ$ ist dies aus den normalen Testdaten für dE/dx - und z -Auflösung nicht möglich. Der Teststrahl wurde ungefähr parallel zur mittleren Zähldrahtebene eingestellt, so daß sich die Übersprechsignale vieler Zähldrähte summieren und das Übersprechsignal groß wird. Das Übersprechsignal liegt jedoch im Zählsignal verborgen. Deshalb wurde der Strahl so weit weg von der Zähldrahtebene gelegt, daß er die Kathodendrahtebene etwa auf der Höhe des dreißigsten Zähldrahtes durchquerte (siehe Bild 2.7). Die Zähldrähte davor haben demnach kein Zählsignal, sondern nur das Übersprechsignal. Da der Strahl jedoch eine Ausdehnung von ca. 5 mm hatte, schwankte der erste Zähldraht mit Zählsignal um ± 2 Zähldrähte von Ereignis zu Ereignis. Daraus resultierte auch, daß der erste Zähldraht mit "reinem" Übersprechsignal programmtechnisch nicht sehr sauber herausgefunden werden konnte und zu einem gewissen Anteil mit einem Restzählsignal verunreinigt war. Dies ergibt einen zu kleinen Wert für das Übersprechsignal auf dem nächsten Nachbarn zum ersten Zählsignal und einen großen Fehler dieses Wertes.

Die von den FADC alle 10 ns digitalisierten Signale mußten zuerst für das Ruhesignal (Pedestal) und den Zeitnullpunkt (time offset) korrigiert werden. Später fand sich bei manchen Drähten noch ein mit dem Start des FADC synchrones 50 MHz Rauschen (Bild 4.3c, untere Hälfte, c_2), das berücksichtigt werden mußte. Bild 4.3b zeigt die von den FADC digitalisierten Pulse am linken und rechten Drahtende (links, bzw. rechts im Bild). Das Zeitfenster ist ± 300 ns groß. Der erste Zähldraht mit Signal (im Bild nach oben) ist hier der Draht mit der Nummer 43 - seine gemessene Ladung wird mit h_1 (hit), die Signale der folgenden Zähldrähte werden mit h_2 , h_3 , h_4 usw. bezeichnet. Gegenläufig werden die Übersprechsignale (im Bild nach unten) des ersten Zähldrahtes mit "reinem" Übersprechsignal mit c_1 (crpsstalk) und der folgenden mit c_2 , c_3 , c_4 usw. bezeichnet. Zählsignal und Übersprechsignal besitzen umgekehrte Polarität.

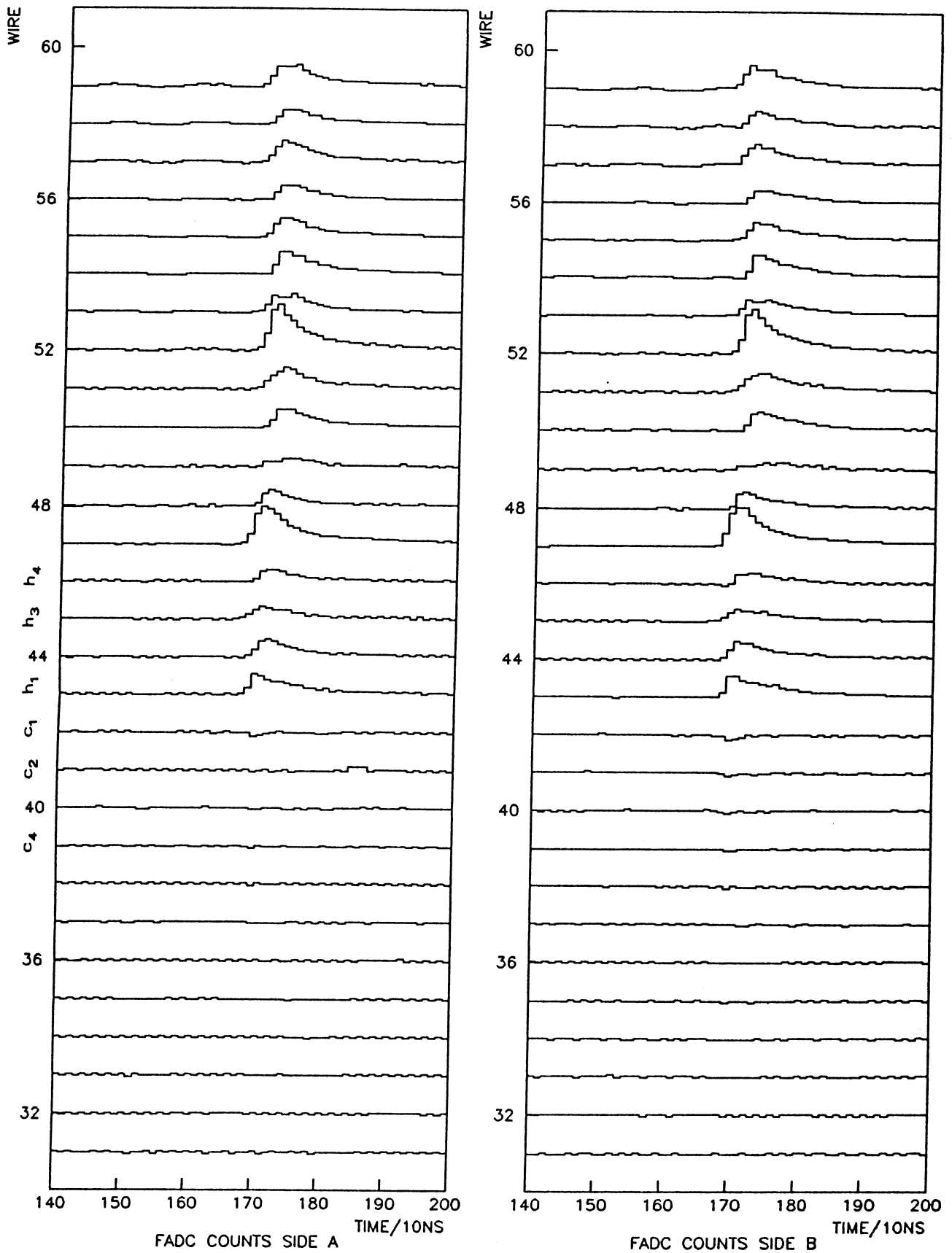


Bild 4.3b Bildliche Darstellung der mit dem FADC-System ausgelesenen Pulse im OPAL-FSP. Die Teilchenspur dringt auf der Höhe von Zähldraht No. 43 durch die Kathodenebene in den Driftraum dieses Sektors ein und verläuft parallel zur Zähldrahtebene. Links sind die am linken Zähldrahtende, rechts die am rechten Zähldrahtende ausgelesenen Signale zu sehen.

Zur Bestimmung des Übersprechens werden folgende Annahmen gemacht:

- 1) Das Übersprechsignal ist proportional zum Zählsignal (Faktor x_i)
- 2) Das Übersprechsignal selbst erzeugt keine weiteren Übersprechsignale
- 3) Die Übersprechsignale nehmen mit der Entfernung zum Zählsignal schnell ab.

Für ein einzelnes Ereignis sind die Übersprechsignale so klein, daß keine Aussage gemacht werden kann. Obige Annahmen erlauben jedoch eine Aufsummierung vieler Ereignisse, wenn jedes Ereignis relativ zum ersten getroffenen Draht betrachtet wird. Bild 4.3c zeigt das Ergebnis einer solchen Aufsummierung normiert mit der Anzahl der Ereignisse. Die oberen zwei Reihen von Pulsformen zeigen die Signale $c_5, c_4, c_3, c_2, c_1, h_1, h_2, h_3, h_4, h_5$ für Ereignisse mit einem Spurwinkel von 0.5° zur Zähldrahtebene. Die unteren zwei Reihen zeigen dieselben Signale, jedoch für Ereignisse mit einem Spurwinkel von 6.5° zur Zähldrahtebene. Deutlich ist die kleinere Aufsummierung für die Übersprechsignale zu sehen. Das Übersprechsignal auf den Drähten mit Zählsignal wird hier als Unterschwinger vor dem Zählsignal sichtbar.

Es läßt sich folgendes Gleichungssystem aufstellen

$$(4.3.1) \quad \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ c_4 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_1 & h_2 & h_3 & h_4 & \cdot & \cdot & \cdot \\ & h_1 & h_2 & h_3 & \cdot & \cdot & \cdot \\ & & h_1 & h_2 & \cdot & \cdot & \cdot \\ & & & h_1 & \cdot & \cdot & \cdot \\ & \mathbf{0} & & & \cdot & \cdot & \cdot \\ & & & & & \cdot & \cdot \\ & & & & & & \cdot \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} \equiv \mathbf{C} = \mathbf{H} \mathbf{X}$$

Die Matrix der Zählsignale \mathbf{H} ist eine obere Dreiecksmatrix, das Gleichungssystem somit mathematisch lösbar. Praktisch ergibt sich jedoch das Problem, daß das Auflösen der Matrix nicht bei c_1 - dem größten Wert, sondern bei c_n (hier wurde bis $n = 10$ mitgenommen), dem kleinsten Wert - beginnt. Dieser ist aber mit einem sehr großen Fehler behaftet. Im Rahmen der Meßfehler lassen sich viele Lösungsvektoren \mathbf{X} finden, von denen derjenige genommen wurde, der mit der obengenannten dritten Annahme am besten verträglich war. Darüberhinaus wurden die Übersprechfaktoren x_i mit Hilfe der durch das Übersprechen verkleinerten Zählsignale gewonnen und sind zu groß. Durch einen iterativen Algorithmus, bei dem am Ende jeder Iteration k die Signale $Q^{(k)}$ durch die mit dem Übersprechfaktor $X^{(k)}$ korrigierten Signale ersetzt wurden

$$(4.3.2) \quad Q_i^{(k+1)} = Q_i^{(k)} - \sum_{j=\pm 1}^{\pm 10} Q_{i+j}^{(k)} X_j^{(k)}$$

läßt sich der richtige Übersprechfaktor $X^{(\infty)}$ finden. Die Iterationen wurden solange fortgesetzt bis die Signale Q stabil waren. Auf den reinen Übersprechdrähten sollte sich ein Signal der Größe Null und auf den anderen Drähten das echte Zählsignal $h_i^{(\infty)}$ eingestellt haben. Die Messung ergab einen Abfall des Übersprechfaktors mit der Entfernung des

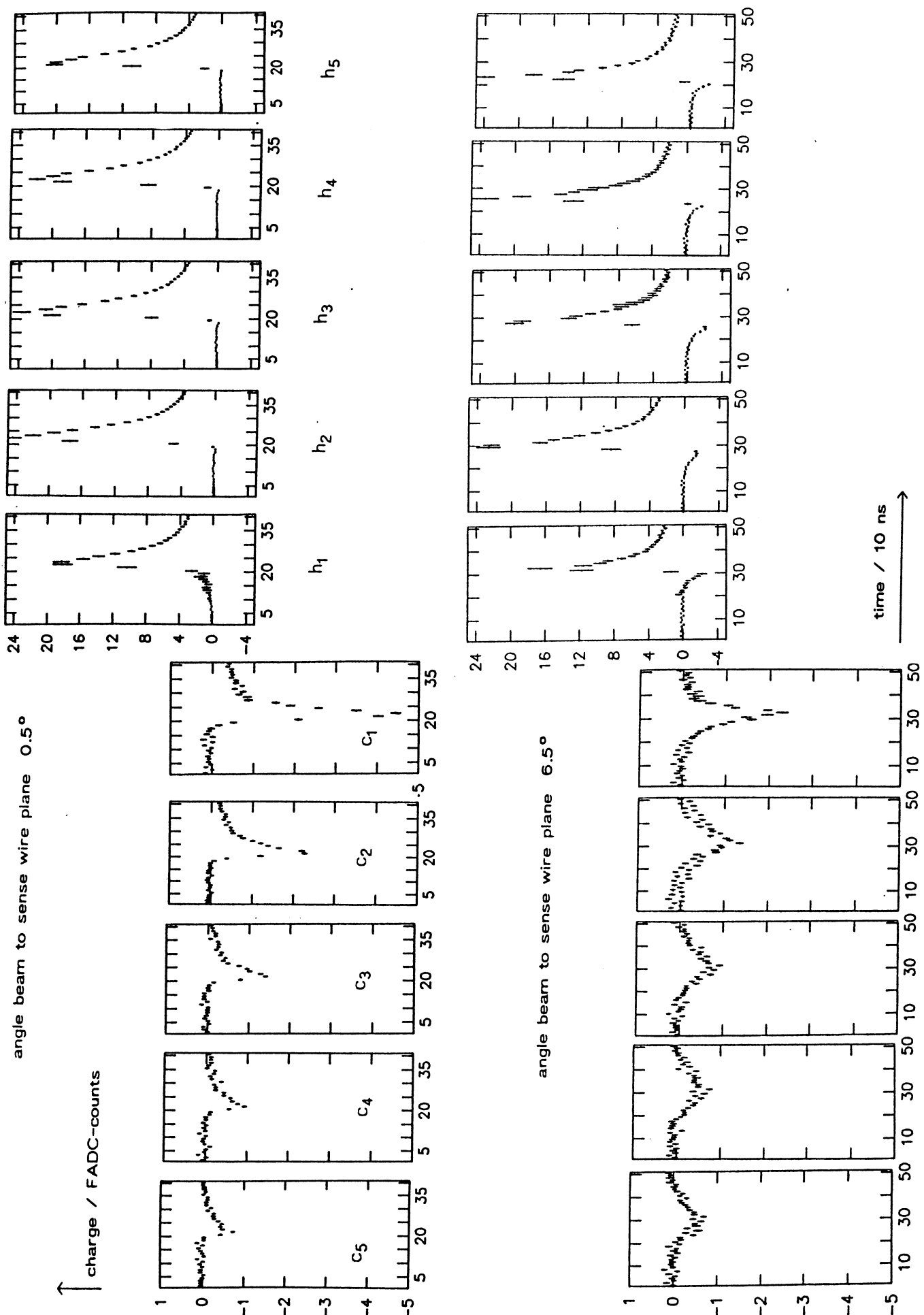


Bild 4.3c Übersprechsignale und Zählsignale für zehn aufeinanderfolgende Drähte für Spuren fast parallel (0.5°) zur Zähldrahtebene (obere zwei Reihen) und für Spuren mit einem Winkel von 6.5° zur Zähldrahtebene (untere zwei Reihen).

Zähldrahtes mit dem Übersprechsignal zum Zähldraht mit dem Zählsignal wie (Bild 4.3d)

$$(4.3.3) \quad X = 0.093 n^{-1.65}$$

n ist die Entfernung der Drähte in Einheiten des Zähldrahtabstandes (hier 10 mm). Eine elektrostatische Berechnung des Übersprechens stimmt allerdings nicht mit den gemessenen Daten überein. Erst eine Rechnung unter Einbeziehen des Wellenwiderstandabschlusses der einzelnen Drähte und der Schwingkreiseigenschaften der Potentialzufuhr [Bock 1985] ergab eine Übereinstimmung mit den Meßdaten. Der Übersprechfaktor auf dem ersten Nachbarzähl- draht wurde mit 9.3% gemessen und mit 8% berechnet. Die Fehler in der elektrodynamischen Rechnung stellen die Abhängigkeit des Übersprechsignals vom Ort des Drahtes im äußeren Schwingkreis der Spannungszufuhr der Potentialdrähte dar. Diese starke Abhängigkeit der Übersprechsignale von den Schwingkreiseigenschaften der Kammer ist darauf zurückzuführen, daß im FSP die Drähte erstens 4 m lang sind und zweitens nicht so gut dynamisch über Kondensatoren an Masse angeschlossen sind wie in der VENUS-Kammer. Aus Sicherheitsgründen sind auch noch einige Widerstände eingebaut, welche die Zeitkonstanten noch mehr verlängern.

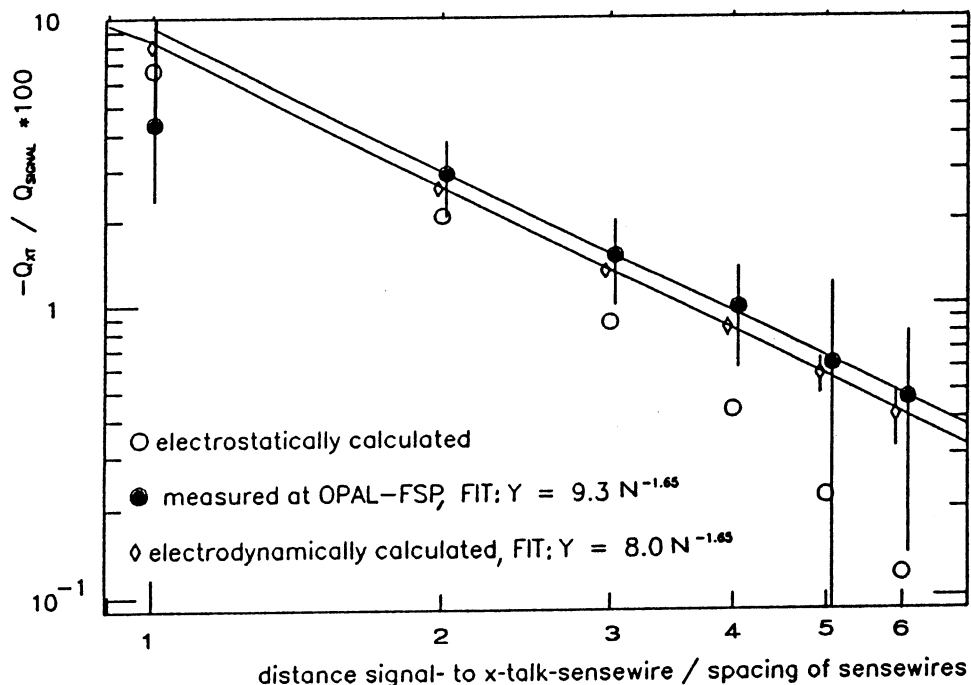


Bild 4.3d Vergleich der Übersprechsignale auf dem ersten bis sechsten Nachbarzähl- draht für am OPAL-FSP gemessene Werte (volle Kreise), mit einem elektrodynamischen Modell berechnete Werte (Rauten) [Bock 1985] und nur elektrostatisch berechnete Werte (offene Kreise). Die durchgezogenen Linien sind Anpassungskurven an die Daten.

Das Übersprechen bewirkt eine schlechtere Energieauflösung, weil die Signale der einzelnen Zähldrähte gekoppelt werden, und somit die großen Signale im Schwanz der Landauverteilung mit Hilfe des "truncated mean" nicht mehr so gut ausgeschlossen werden können. Weiterhin bedingt das Übersprechen eine starke Abhängigkeit der gemessenen Ladung vom Winkel φ der Teilchen zur Zähldrahtebene (Bild 4.3e). Der Korrekturfaktor für das Übersprechen in Abhängigkeit des φ -Winkels ist in Bild 4.3f dargestellt. Für eine Spur parallel zur Zähldrahtebene ($\varphi = 0^\circ$) ist die gemessene Ladung nur noch 64% der ursprünglichen. Beide Auswirkungen führten zu einer Kompensationsschaltung am Ende jedes Zähldrahtes in der OPAL-Zentraldetektor-Jetkammer für die zwei nächsten Nachbarzähldrähte. Sie konnte aufgrund obiger Annahmen und Messungen als reines Widerstandsnetzwerk realisiert werden. Das noch verbleibende Übersprechsignal ist in den letzten zwei Bildern auch eingezeichnet. Ein weiteres Problem ist jedoch die unterschiedliche Pulsform des Zähl- und des Übersprechsignals (Bild 4.3g), welche noch nicht berücksichtigt wurde.

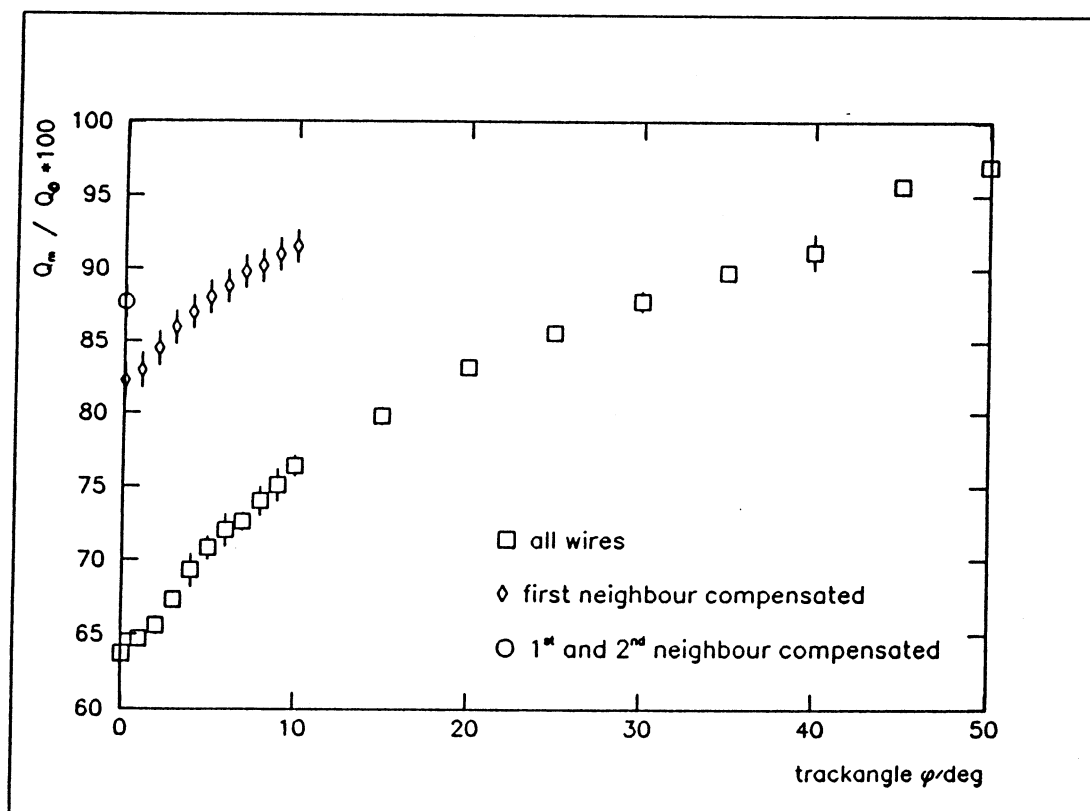


Bild 4.3e Aufgrund von Übersprechen noch ausgelesener Prozentsatz der ursprünglichen Ladung für Spuren mit einem Winkel φ zur Zähldrahtebene unter der Annahme, daß die Form des Übersprechens $y = a\varphi^b$ ist mit $a = -9.3\%$, $b = -1.65$ und n dem Abstand des Signaldrahtes zum Übersprechdraht. Die Quadrate ergeben sich, wenn alle Drähte übersprechen, die Rauten, wenn das Übersprechsignal vom nächsten Nachbarn kompensiert ist, und die Kreise, wenn die beiden nächsten Nachbarn kompensiert sind.

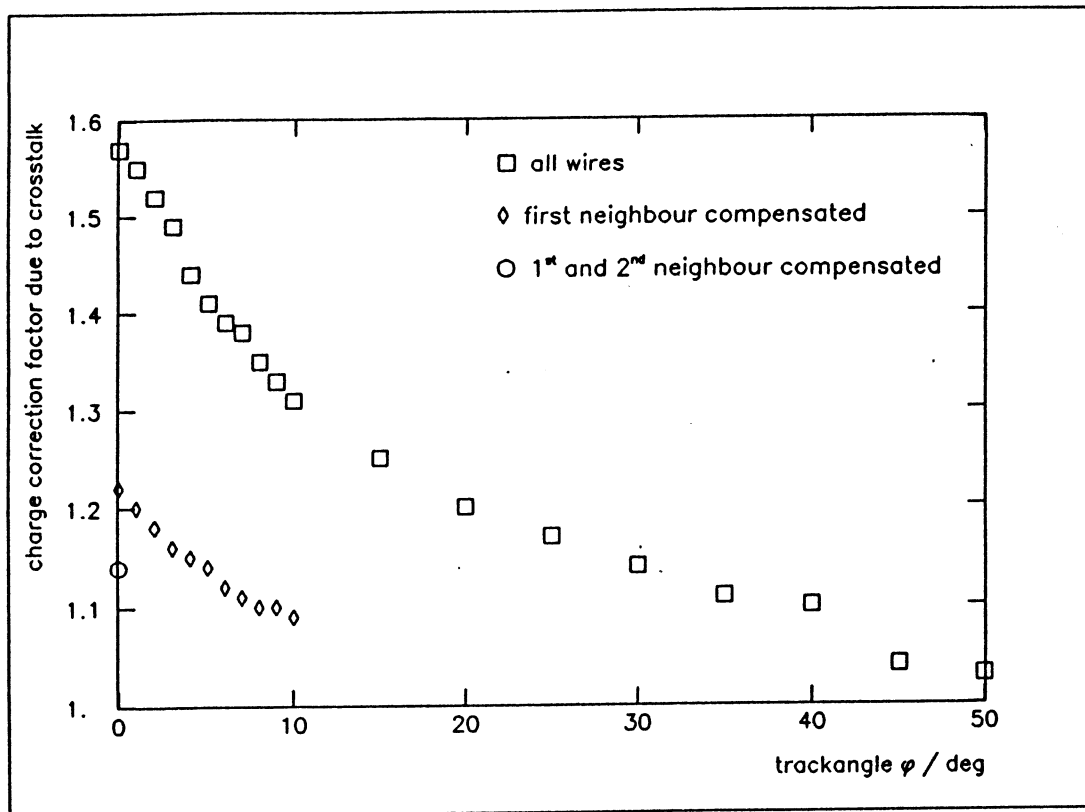


Bild 4.3f Faktor f für die Korrektur des Übersprechens zur Rückgewinnung der ursprünglichen Ladung Q_0 aus der gemessenen Ladung Q_m bei verschiedenen Winkeln φ der Teilchenspur zur Zählrahtenebenen ($Q_0 = f Q_m$). Alle Drähte (Quadrate), der nächste Nachbar kompensiert (Rauten) und die nächsten zwei Nachbarn kompensiert (Kreis).

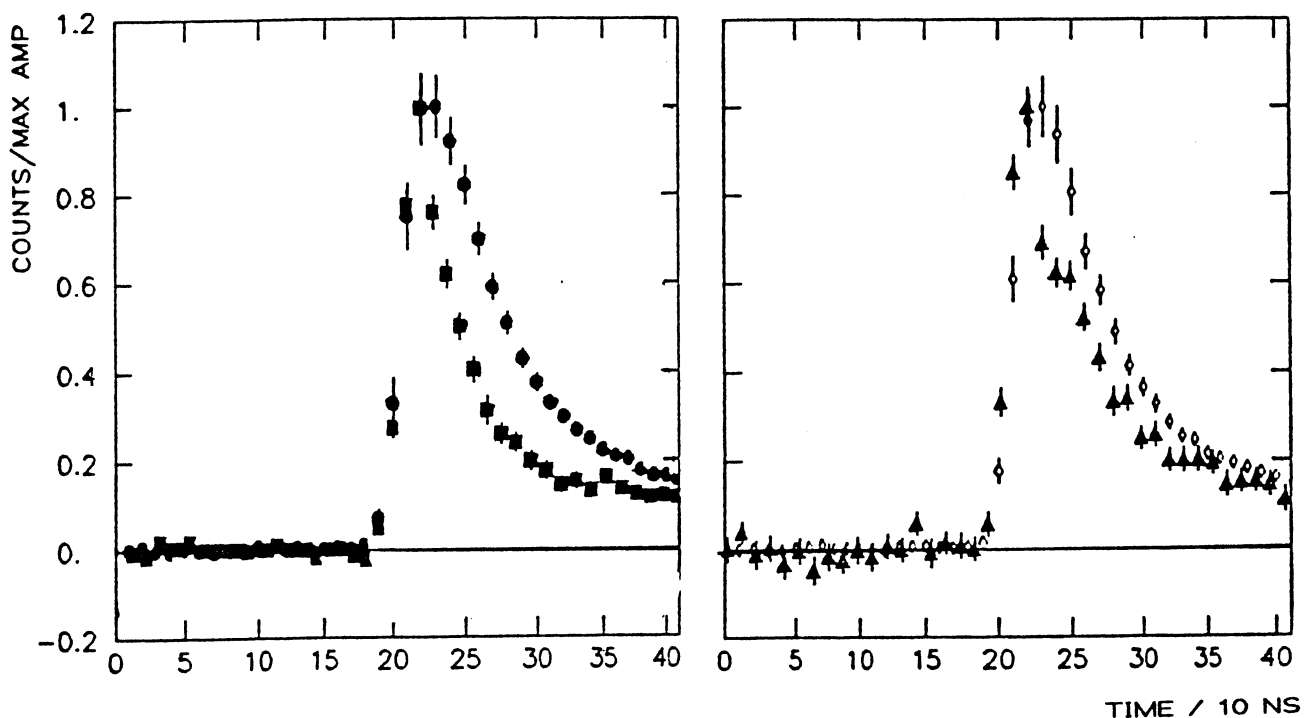


Bild 4.3g Pulsformen des ursprünglichen Ladungssignals (Kreise bzw. Rauten) im Vergleich zur Pulsform des Übersprechsignals (Dreiecke bzw. Quadrate). Die zwei Beispiele sind beliebig herausgegriffen und mit der maximalen Amplitude normiert.

4.4 Konstruktionsbedingte Feldverzerrungen im FSP

Im Abschnitt 3.3.2.4 wurde eine Vergrößerung der Driftzeit und eine scheinbare Verringerung der lokalen Driftgeschwindigkeit nahe der äußeren Feldelektrode für Spuren nahe der Kathode berechnet. Tabelle 4.4 zeigt einen Vergleich der berechneten Werte mit gemessenen Werten. Die Meßdaten wurden mit Hilfe einer parallelen Doppelspur eines frequenzvervierfachen ND:YAG-Lasers gemessen [Hauschild 1986]. Der in der Rechnung angenommene Durchgriff von 2.34% der Masse auf der Rückseite der Feldelektrode in den Driftraum erscheint somit zu groß. Eine lineare Interpolation auf die Meßdaten ergibt einen Durchgriff von 1.5%, welcher im Rahmen des gemessenen Durchgriffs liegt [Ludwig 1986]. Der gemessene Durchgriff einer Feldelektrode ist zeitabhängig und beträgt nach dem Einschalten der Hochspannung 2%. Er fällt innerhalb 24 Stunden auf 0.5% ab und zeigt Hysterese.

	Driftstrecken- verlängerung	scheinbare Drift- geschwindigkeits- änderung	Durchgriff der äußeren Feldelektroden
elektrostatische Rechnung	460 μm	7.7%	2.34%
Messung mit Laserdoppelspur	300 μm	5%	(1.5% interpoliert)
elektrodynamische Messung	—	—	2% \rightarrow 0.5% HV an \rightarrow nach 24 Std.

Tabelle 4.4 Auswirkungen des Durchgriffs der Masse auf der Rückseite der feldformenden Elektroden in den Driftraum für eine Spur mit einem Winkel von 7.5° zur Zähltrahtebene und ca. 1 cm vor der Kathodendrahtebene.

4.5 Drahtauslenkungen im 8W-Prototyp und dem Freiburger langen Prototyp

Die Drahtauslenkungen wurden im 8WP und dem Freiburger langen Prototyp gleich gemessen [Wahl 1986]. Ein Vergleich zwischen Messung und Berechnung mit dem linearen Ansatz (siehe 3.3.1.2) für alle Drähte der Zähltrahtebene ist anhand von Bild 4.5a möglich. Die Ergebnisse stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit überein.

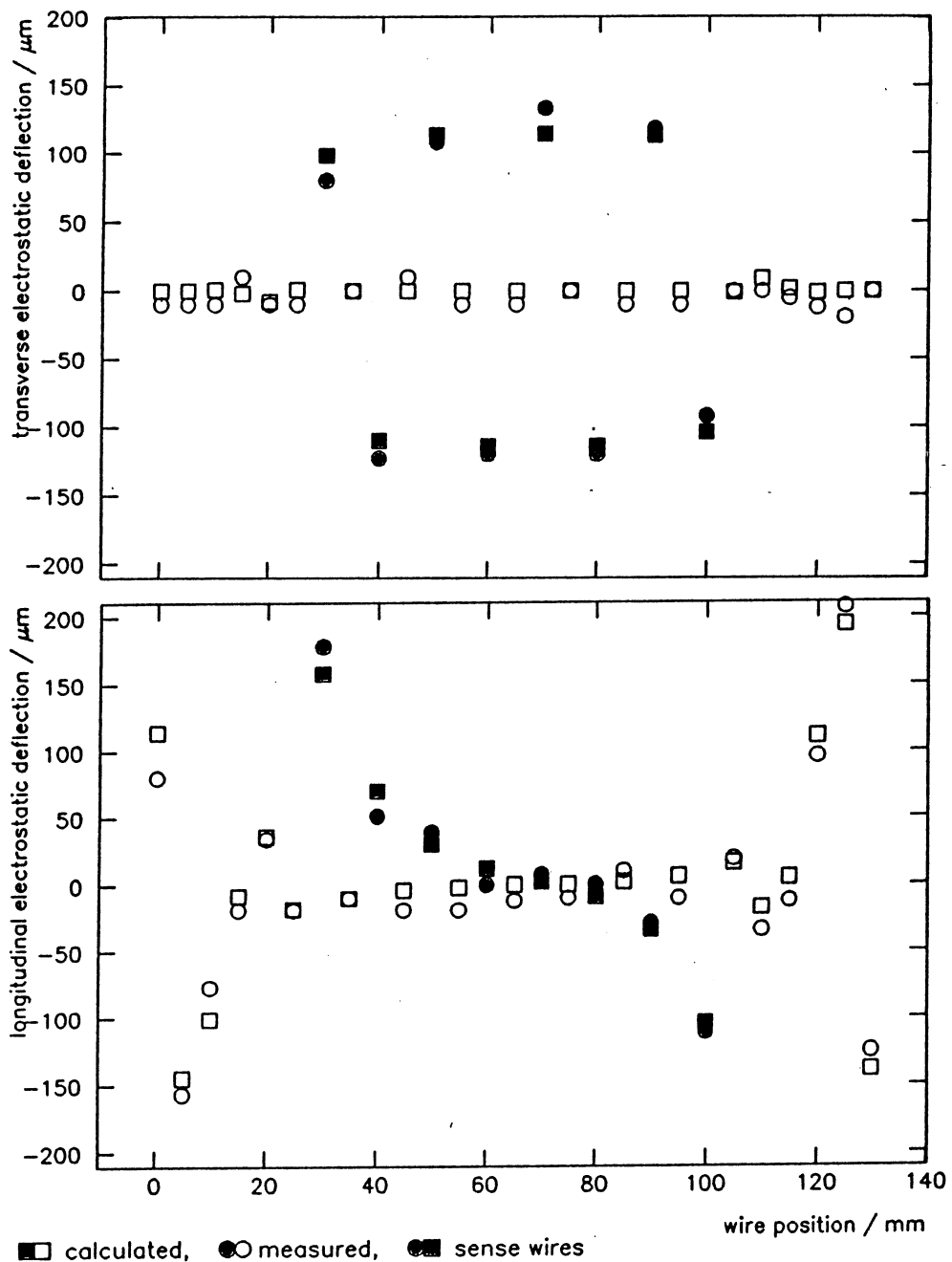


Bild 4.5a Drahtauslenkungen aller Drähte der Zähldrahtebene im Eight-Wire-Prototype (8WP). Oben ist die Auslenkung transversal und unten longitudinal zur Zähldrahtebene zu sehen. Kreise sind Messungen [Burckhart 1985], Quadrate wurden mit dem linearen Ansatz berechnet. Die Zähldrähte sind mit gefüllten Symbolen markiert.

Dies trifft für den Freiburger langen Prototypen leider nicht zu (Bild 4.5b). Die Auslenkungen transversal zur Zähldrahtebene sind alle größer gemessen worden als berechnet. Die Auslenkungen longitudinal zeigen überhaupt keine Korrelation. Eine Variation der Eingabeparameter der Rechnung (Drahtdurchmesser, -zugspannung, Potentiale) im Rahmen der Meßgenauigkeiten ergab nur Vergrößerungen der Drahtauslenkungen um ca.

5 μm . Eine Übereinstimmung der transversalen Auslenkungen konnte nur bei einer Verringerung der Zugspannung aller Drähte um 17% erreicht werden, was jedoch außerhalb der Toleranzen beim Einziehen der Drähte liegt, aber sich vielleicht auf eine inelastische Deformation der Drähte zurückführen läßt. Eine Überprüfung der Zugspannung konnte jedoch nicht mehr durchgeführt werden, da die Kammer nicht mehr in dem Zustand vorhanden ist.

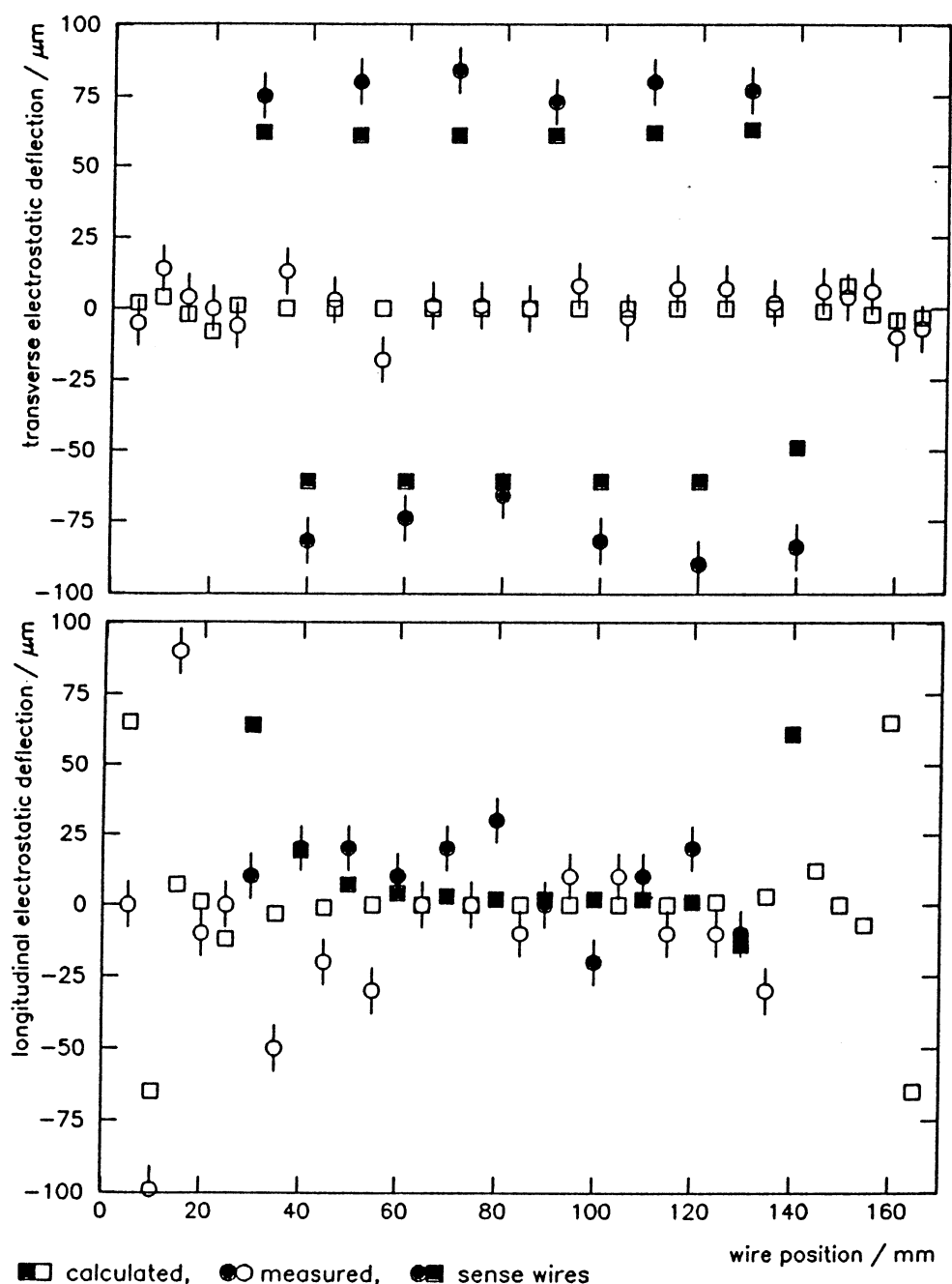


Bild 4.5b Drahtauslenkungen aller Drähte der Zähldrahtebene im Freiburger langen Prototyp. Oben ist die Auslenkung transversal und unten longitudinal zur Zähldrahtebene zu sehen. Kreise sind Messungen [Wahl 1986], Quadrate wurden mit dem linearen Ansatz berechnet. Die Zähldrähte sind mit gefüllten Symbolen markiert.

5. Schlußbemerkungen

Die zweidimensionale Berechnung einer Jetkammer kann als weitgehend gelöst betrachtet werden. Zum Ersten wurde für Parameterstudien eine analytische Lösung einer unendlich periodischen Jetkammer mit Drahtkathoden vorgestellt. Zum Zweiten wurde ein Computerprogramm zur numerischen Berechnung beliebiger Leiteranordnungen (für $\epsilon_r = 1$) geschrieben. Dieses Programm ist modular aufgebaut. Es besteht aus Unterprogrammen, die die verschiedenen Berechnungen durchführen, und dem Hauptprogramm, welches die Befehle interaktiv interpretiert und auch die graphische Darstellung der Daten ermöglicht. Die Definition einer neuen Jetkammergeometrie oder Potentialeinstellung ist somit in kurzer Zeit möglich.

Zwei Problemkreise bleiben für sehr allgemeine Betrachtungen noch offen: Zum Einen ist es für nicht ideal eingestellte Driftkammern nötig auch dreidimensionale Rechnungen durchzuführen. Für eine Driftkammer von der Größe der OPAL Jetkammer ist jedoch eine zweidimensionale Rechnung aus geometrischen Gründen und wegen des guten Abschlusses des Driftvolumens durch feldformende Elektroden nicht erforderlich. Für dreidimensionale Rechnungen sind nur Finite-Elemente-Programme geeignet, wobei dem Dimensionsproblem von wenigen Mikrometer dicken Drähten und Leiterbahnen zu der mehrere Meter messenden Driftkammer einige Aufmerksamkeit geschenkt werden muß. Insbesondere muß die Genauigkeit der Rechnung hinsichtlich der Darstellung der Ränder der Driftkammer geprüft werden. Eine detaillierte Darstellung aller Ränder einer Driftkammer ist aber sehr umfangreich und zeitaufwendig. Mit einer dreidimensionalen Rechnung wären lokale Sättigungseffekte entlang des Drahtes berechenbar und die Drahtauslenkungen korrekt bestimmbar.

Zum Anderen bedarf eine exakte Beschreibung der Ränder einer Driftkammer eines Programmes, welches verschiedene Dielektrizitätskonstanten in einer Rechnung zuläßt. Die Ränder bestehen nämlich oft aus gut isolierenden Werkstoffen, wie z.B. glasfaserverstärkten Kunstharzplatten. Hier sind wohl auch Finite-Elemente-Methoden der Relaxationsmethode vorzuziehen.

Die Anwendbarkeit der Methode der finiten Elemente auf die elektrostatischen Probleme einer Driftkammer wurde gezeigt, für eine häufigere Benutzung eines Finite-Elemente-Programmes müßten allerdings noch einige programmtechnische Probleme gelöst werden: Vor- und Nachprozessoren mit Graphikunterstützung, Einbindung einiger Elementtypen in eine bereits erprobte Bibliothek (Draht mit logarithmischem Ansatz der radialen Koordinate, freies Driftfeld, Spiegelebenen, Rotationssymmetrien, Masse im Unendlichen und verschiedene Dielektrizitätskonstanten) und Kopplung von elektrostatischen und mechanischen Elementen zur Berechnung von Drahtauslenkungen.

Zuletzt soll die Überprüfung der Rechnungen durch Messungen angesprochen werden. Als Problem haben sich die Feldelektroden aus glasfaserverstärkten Kunstharzplatten erwiesen. Ihre relative Dielektrizitätskonstante liegt für 50 Hz Wechselspannung bei $\epsilon_r \approx 5$. In einer Driftkammer werden sie jedoch einer statischen Spannung ausgesetzt und verhalten sich ganz anders. Hier zeigten sich lange Zeitkonstanten (Tage) und starke Abhängigkeiten vom Wassergehalt des Zählgas, was wahrscheinlich auf eine Veränderung der Oberflächenleitfähigkeit zurückzuführen ist. Eine Berechnung erwies sich somit als schwierig, weil die Eingabedaten für die Programme nicht genau bekannt sind. Für die hier vorliegende Arbeit gab es, außer der Drahtauslenkung, keine einzige Meßgröße, die rein elektrostatisch beeinflußt ist und somit eine direkte Nachprüfung der Rechnungen erlaubt hätte. Die hohen Feldstärken (≥ 1 kV/cm) in einer Driftkammer verbieten den Einsatz von Potentialmeßsonden, weil die großen metallischen Sonden (ca. 10 cm) das Potential beeinflussen. Die meisten Vergleiche wurden mit Meßdaten durchgeführt, die eine genaue Kenntnis der Arbeitsweise einer Driftkammer voraussetzen und deshalb von deren richtiger Simulation abhängen.

Die analytischen Formeln erwiesen sich zur Optimierung einzelner Parameter einer Driftkammer als sehr nützlich, wie z.B. Gasverstärkung und Driftfeld. Die Formeln wurden zum Entwurf, Betrieb und zur Hochspannungsregelung der Testkammern des OPAL Zentraldetektors benutzt. Die Berechnungen realer Driftkammern mit ihren Unzylindricitäten, wie Feldverzerrungen durch Randlektroden, Drahtauslenkungen, Raumladungen und Übersprechen der Zählsignale, stimmen mit den an verschiedenen Testkammern gemessenen Daten überein.

A.3.2.1 Weitere Formeln zur zweidimensionalen analytischen Lösung (zu 3.2)

Um ein Driftfeld E_d und ein Zählrahtoberflächenfeld $E_{s_{ws}}$ zu erhalten, muß man das Potentialdrahtpotential V_p und das Kathodenpotential V_c wie folgt einstellen:

$$(A.3.2.1) \quad V_1 = \frac{a}{2} E_{s_{ws}}$$

$$(A.3.2.2) \quad V_2 = \frac{s}{2\pi} E_d - V_1$$

$$(A.3.2.3) \quad V_{wpm} = V_3 = \frac{a}{2} (C_1 - C) E_{s_{ws}} + \frac{sC}{2\pi} E_d$$

$$(A.3.2.4) \quad V_c = \frac{a}{2} (C_1 - C) E_{s_{ws}} + \left(\frac{sC}{2\pi} - l \right) E_d = V_{wpm} - l E_d$$

$$(A.3.2.5) \quad V_p = \frac{a}{2} (C_1 + C_2 - 2C) E_{s_{ws}} + \frac{s}{2\pi} (C - C_2) E_d$$

Geht man vom Driftfeld E_d und dem Potentialdrahtpotential V_p aus, so lesen sich die Formeln:

$$(A.3.2.6) \quad V_1 = \frac{s}{2\pi} E_d - V_2$$

$$(A.3.2.7) \quad V_2 = \frac{s}{2\pi} \frac{C - C_1}{2C - C_1 - C_2} E_d + \frac{1}{2C - C_1 - C_2} V_p$$

$$(A.3.2.8) \quad V_{wpm} = V_3 = \frac{s}{2\pi} \frac{C^2 - C_1 C_2}{2C - C_1 - C_2} E_d + \frac{C - C_1}{2C - C_1 - C_2} V_p$$

$$(A.3.2.9) \quad E_{s_{ws}} = \frac{s}{a\pi} \frac{C - C_2}{2C - C_1 - C_2} E_d + \frac{-2/a}{2C - C_1 - C_2} V_p$$

A.3.2.2 Ausführliches Beispiel zur zweidimensionalen analytischen Lösung (zu 3.2)

Die in Abschnitt 3.2 abgeleiteten Formeln sind in SI-Einheiten dargestellt. Im folgenden Beispiel werden jedoch gebräuchliche Einheiten benutzt.

Folgende Kammer wird angenommen:

- 1) Zähldrähte: $2a = 20 \mu\text{m}$ Durchmesser, Potential 0 V, Abstand $s = 10 \text{ mm}$
- 2) Potentialdrähte: $2p = 100 \mu\text{m}$ Durchmesser, Potential $V_p = -2000 \text{ V}$
- 3) Driftfeld: $E_d = 1000 \text{ V/cm}$
- 4) Kathodendrähte: $2a_c = 100 \mu\text{m}$ Durchmesser, Abstand $s_c = 5 \text{ mm}$
in einer Entfernung von $l = 30 \text{ mm}$ zur Zählrahtebene

- 5) Feldelektroden: Breite des mittleren Streifens 8 mm
 Breite der anderen Streifen 2 mm mit einem 1 mm breiten Isolier-
 streifen dazwischen bei $y = \pm(6+3n)$ mm, $n = 0,1,2,\dots$
 Felddrähte: 100 μm Durchmesser bei $y = \pm(6+3n)$ mm, $n = 0,1,2,\dots$
 6) "Bias"-Draht $2a_{\text{th}} = 100 \mu\text{m}$ Durchmesser

Aus den angenommenen Werten 1) bis 3) folgt mit A.3.2.1:

$$V_1 = 167.5 \text{ V} \qquad V_2 = -8.348 \text{ V} \qquad V_{\text{wpm}} = -1710.0 \text{ V}$$

$$E_{\text{sws}} = 335.0 \text{ KV/cm} \qquad E_{\text{pws}} = 3.339 \text{ KV/cm}$$

Mit Hilfe von Gleichung (3.2.16) folgt aus 3) und 4) die Spannungskorrektur für die Kathodendrähte: $\Delta V_{\text{cw}} = -440.4 \text{ V/cm}$.

Hiermit kann das Potential V_{cw} für die Kathodendrähte berechnet werden:

$$V_{\text{cw}} = V_{\text{c}} + \Delta V_{\text{cw}} = V_{\text{av}}(30 \text{ mm}) + \Delta V_{\text{cw}} = -4710.0 + -440.4 \text{ V} = -5150.4 \text{ V}$$

$$E_{\text{cws}} = 31.83 \text{ KV/cm} \text{ (mit (3.2.17))}$$

Annahme 5) ergibt das Potential auf den Streifen der feldformenden Elektroden und den Felddrähten zu

$$V(n) = V_{\text{av}}(6+3n) \text{ mm} = V_{\text{av}}(6 \text{ mm}) - n E_{\text{d}} 3 \text{ mm} = -2301.8 - 300 n \text{ Volt}$$

Der mittlere Streifen wird auf das Potential $V_{\text{p}} = -2000 \text{ V}$ eingestellt (mit § 3.2.5.5).

Der "Bias"-Draht wird auf $V(0, a_{\text{th}}=50\mu\text{m}) = -539.2 \text{ V}$ gelegt (mit § 3.2.5.4).

Bild A.3.2.2 zeigt das Ergebnis einer Computersimulation einer kleinen Jetkammer. Sie wurde mit dem Programm FIELDN (§ 3.3 und § A.3.3) durchgeführt. Die Kammer hat die Geometrie und Potentiale des obigen Beispiels. Die Zähldrahtebene besteht aus 10 Zähldrähten, 11 Potentialdrähten und 2 "Bias"-drähten. Die Kammer wurde laut Abschnitt 3.2.5.5 abgeschlossen. Jeder Feldstreifen wurde durch drei gleiche Drähte mit Radius = Streifenbreite/ $6\pi = 106 \mu\text{m}$ ersetzt gemäß Abschnitt 3.3.2.7. Der 8 mm breite mittlere Streifen wurde durch acht Drähte mit Radius = Breite des mittleren Streifens / $16\pi = 159 \mu\text{m}$ ersetzt. Um ein symmetrisches Driftfeld bezüglich der Kathode zu erhalten, wurde die Zähldrahtebene an ihr gespiegelt. Diese Spiegelebene wurde durch Drähte mit einem gegenseitigen Abstand von 10 mm und einem Durchmesser von $10\text{mm}/\pi$ simuliert, um im Fernfeld wie eine geschlossene Metalloberfläche auszusehen. Entsprechend wurde sie auf das mittlere Potential der Zähldrahtebene V_{wpm} gelegt. Das Bild A.3.2.2 zeigt Höhenlinien konstanten Betrages des elektrischen Feldes, welche sehr empfindlich auf Feldstörungen sind. Die Höhenlinien für 500, 995, 1005, 1050 und 5000 V/cm sind eingezeichnet. Die Höhenlinien 995 und 1005 V/cm rahmen den Bereich ein, in dem das Driftfeld innerhalb der gewünschten Grenzen von $1000 \text{ V/cm} \pm 0.5\%$ liegt.

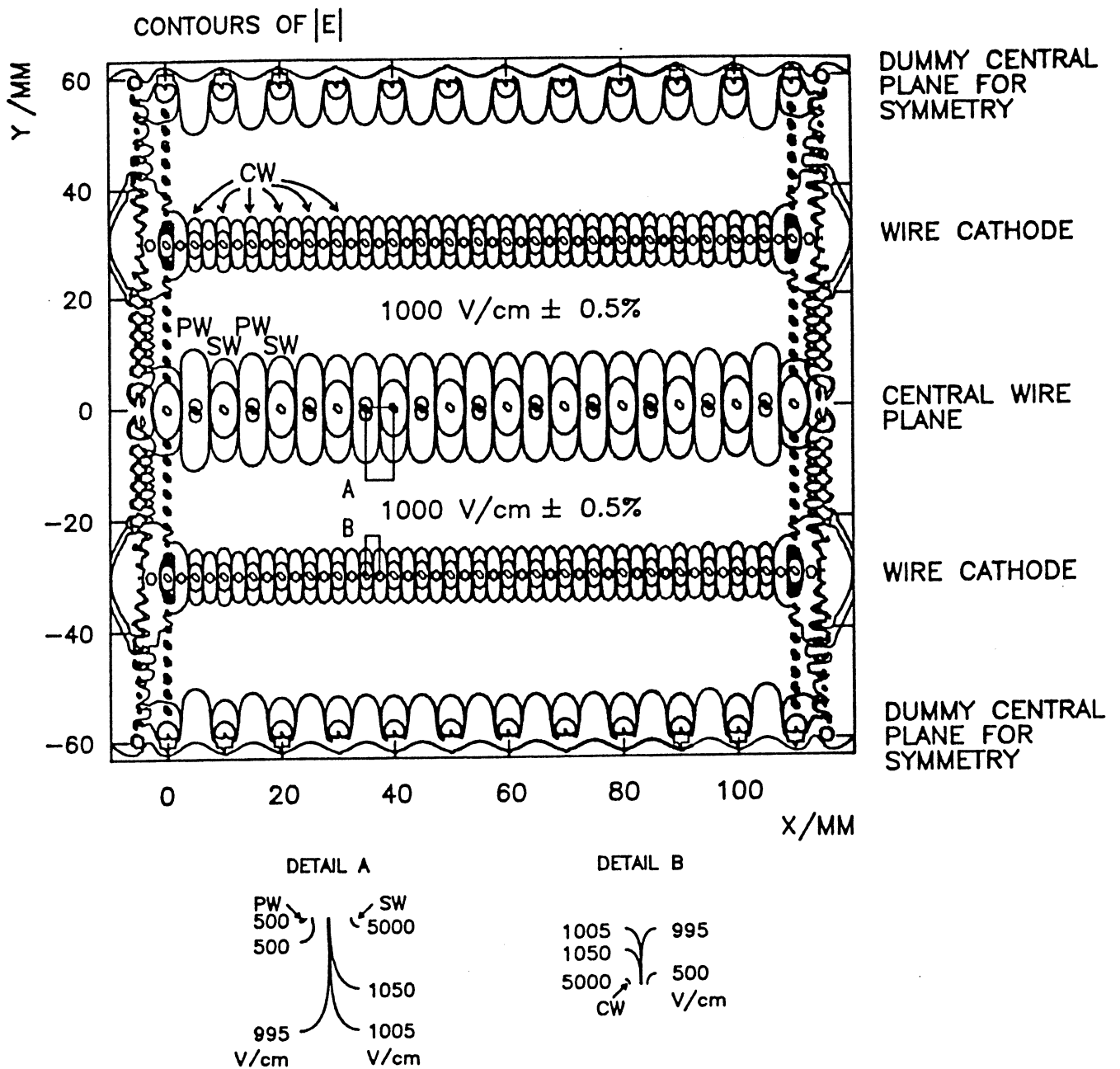


Bild A.3.2.2 Computer-Simulation einer kleinen Jetkammer. Höhenlinien des Betrages des elektrischen Feldes sind gezeigt bei 500, 995, 1005, 1050, 5000 V/cm. Die Oberflächenfeldstärke der Zählröhre (SW), Potentialdrähte (PW) und Kathodendrähte (CW) beträgt 335., 3.34 beziehungsweise 31.8 KV/cm. Die Feldstärke hat den Wert Null 0.75 mm vor den Potentialdrähten in Richtung des Driftraumes und jeweils in der Mitte zwischen zwei Kathodendrähten.

_DUAL:[RUNGE.WELTIN.FIELD]JETCHAMB.WC;2

```

100, JETCHAMB.WC exemplary calculation for publication 8-APR-1987 10:16:15
10, 10, 0, 20, 0, 10, 0, 0 SW
11, 5, 0, 100,-2000, 10, 0, 0 PW
2, 0, 0, 100, -539, 110, 0, 0 BIAS at V(0,50MU)
23, 0, 30, 100,-5150, 5, 0, 0 CATHODE TOP at Vav(30mm)+dVc
23, 0, -30, 100,-5150, 5, 0, 0 CATHODE BOTTOM, dVc=440V
12, 0, 60, 3183,-1710, 10, 0, 0 MIRROR SENSE WIRE PLANE TOP
12, 0, -60, 3183,-1710, 10, 0, 0 MIRROR SENSE WIRE PLANE BOTTOM
8, -5, -3.5, 318,-2000, 0, 1, 0 CENTER FIELD STRIP LEFT at Vp
8, 115, -3.5, 318,-2000, 0, 1, 0 CENTER FIELD STRIP RIGHT at Vp
9, -5, 5.106, 212,-2302, 0, 3,-300 FIELD STRIPS linear=Vav left top
9, -5, 6.000, 212,-2302, 0, 3,-300 FIELD STRIPS linear=Vav
9, -5, 6.894, 212,-2302, 0, 3,-300 FIELD STRIPS linear=Vav
8, 0, 6, 100,-2302, 0, 3,-300 FIELD WIRES linear=Vav
9, -5, -5.106, 212,-2302, 0, -3,-300 FIELD STRIPS linear=Vav left bottom
9, -5, -6.000, 212,-2302, 0, -3,-300 FIELD STRIPS linear=Vav
9, -5, -6.894, 212,-2302, 0, -3,-300 FIELD STRIPS linear=Vav
8, 0, -6, 100,-2302, 0, -3,-300 FIELD WIRES linear=Vav
9, 115, 5.106, 212,-2302, 0, 3,-300 FIELD STRIPS linear=Vav right top
9, 115, 6.000, 212,-2302, 0, 3,-300 FIELD STRIPS linear=Vav
9, 115, 6.894, 212,-2302, 0, 3,-300 FIELD STRIPS linear=Vav
8, 110, 6, 100,-2302, 0, 3,-300 FIELD WIRES linear=Vav
9, 115, -5.106, 212,-2302, 0, -3,-300 FIELD STRIPS linear=Vav right bottom
9, 115, -6.000, 212,-2302, 0, -3,-300 FIELD STRIPS linear=Vav
9, 115, -6.894, 212,-2302, 0, -3,-300 FIELD STRIPS linear=Vav
8, 110, -6, 100,-2302, 0, -3,-300 FIELD WIRES linear=Vav
10, -5, 60, 667,-1710, 0, -3,-300 MIRROR STRIPS at Vav left top
8, 0, 54, 100,-2302, 0, -3,-300 MIRROR FWIRES at Vav
10, -5, -60, 667,-1710, 0, 3,-300 MIRROR STRIPS at Vav left bottom
8, 0, -54, 100,-2302, 0, 3,-300 MIRROR FWIRES at Vav
10, 115, 60, 667,-1710, 0, -3,-300 MIRROR STRIPS at Vav right top
8, 110, 54, 100,-2302, 0, -3,-300 MIRROR FWIRES at Vav
10, 115, -60, 667,-1710, 0, 3,-300 MIRROR STRIPS at Vav right bottom
8, 110, -54, 100,-2302, 0, 3,-300 MIRROR FWIRES at Vav
$ eod

```

Tabelle A.3.2.2a Die Kammerkonfiguration der in Bild A.3.2.2 dargestellten Jetkammer. Eingabefile für das Kommando READWC im Programm FIELDN.

Tabelle A.3.2.2b Mit dem Kommando WRITEPCF im Programm FIELDN erstelltes formatiertes Zwischenfile für die kleine Jetkammer aus Bild A.3.2.2. In jeder Zeile stehen alle wichtigen Daten für jeweils einen Draht: Nummer, Ort an der Aufhängung, Durchmesser, Potential, Ladung, Oberflächenfeld, Kräfte auf den Draht, Länge, Dichte, Zugspannung und (Auslenkung in der Mitte des Drahtes).

321 wires defined - wireconfiguration list:												
iw	xw	yw	2*rw	pw	cw	E	Fx	Fy	wleng	wtens	wdens	
####	mm	mm	mm	V	V	KV/cm	uN/m	uN/m	mm	g	g/ccm	
1	10.000	0.000	20.	0.0	-0.33471698E+03	334.717	1.373	-0.073	0.0	0.0	0.00	
2	20.000	0.000	20.	0.0	-0.33483621E+03	334.836	0.964	-0.016	0.0	0.0	0.00	
3	30.000	0.000	20.	0.0	-0.33491565E+03	334.916	0.486	0.002	0.0	0.0	0.00	
4	40.000	0.000	20.	0.0	-0.33495474E+03	334.955	0.237	0.004	0.0	0.0	0.00	
5	50.000	0.000	20.	0.0	-0.33496216E+03	334.962	0.082	-0.001	0.0	0.0	0.00	
6	60.000	0.000	20.	0.0	-0.33496185E+03	334.962	-0.082	-0.007	0.0	0.0	0.00	
7	70.000	0.000	20.	0.0	-0.33495459E+03	334.955	-0.232	-0.014	0.0	0.0	0.00	
8	80.000	0.000	20.	0.0	-0.33491592E+03	334.916	-0.476	-0.018	0.0	0.0	0.00	
9	90.000	0.000	20.	0.0	-0.33483569E+03	334.836	-0.951	-0.012	0.0	0.0	0.00	
10	100.000	0.000	20.	0.0	-0.33471631E+03	334.716	-1.341	0.021	0.0	0.0	0.00	
11	5.000	0.000	100.	-2000.0	0.17274443E+02	3.455	-0.097	0.007	0.0	0.0	0.00	
12	15.000	0.000	100.	-2000.0	0.16999815E+02	3.400	-0.069	0.002	0.0	0.0	0.00	
13	25.000	0.000	100.	-2000.0	0.16854963E+02	3.371	-0.038	0.000	0.0	0.0	0.00	
14	35.000	0.000	100.	-2000.0	0.16777124E+02	3.355	-0.018	0.000	0.0	0.0	0.00	
15	45.000	0.000	100.	-2000.0	0.16745195E+02	3.349	-0.009	0.000	0.0	0.0	0.00	
16	55.000	0.000	100.	-2000.0	0.16738276E+02	3.348	0.000	0.000	0.0	0.0	0.00	
17	65.000	0.000	100.	-2000.0	0.16744768E+02	3.349	0.009	0.001	0.0	0.0	0.00	
18	75.000	0.000	100.	-2000.0	0.16777264E+02	3.355	0.018	0.001	0.0	0.0	0.00	
19	85.000	0.000	100.	-2000.0	0.16855856E+02	3.371	0.037	0.001	0.0	0.0	0.00	
20	95.000	0.000	100.	-2000.0	0.16999638E+02	3.400	0.068	0.000	0.0	0.0	0.00	
21	105.000	0.000	100.	-2000.0	0.17274088E+02	3.455	0.095	-0.003	0.0	0.0	0.00	
22	0.000	0.000	100.	-539.0	-0.33445782E+03	66.892	-3.941	-0.217	0.0	0.0	0.00	
23	110.000	0.000	100.	-539.0	-0.33445612E+03	66.891	3.997	0.116	0.0	0.0	0.00	
24	0.000	30.000	100.	-5150.0	0.16415329E+03	32.831	-55.370	-2.476	0.0	0.0	0.00	
25	5.000	30.000	100.	-5150.0	0.16064189E+03	32.128	-8.672	-0.304	0.0	0.0	0.00	

26	10.000	30.000	100.	-5150.0	0.15985310E+03	31.971	-2.987	-0.191	0.0	0.0	0.00
27	15.000	30.000	100.	-5150.0	0.15954572E+03	31.909	-1.405	-0.155	0.0	0.0	0.00
28	20.000	30.000	100.	-5150.0	0.15938724E+03	31.877	-0.731	-0.130	0.0	0.0	0.00
29	25.000	30.000	100.	-5150.0	0.15928915E+03	31.858	-0.388	-0.110	0.0	0.0	0.00
30	30.000	30.000	100.	-5150.0	0.15922615E+03	31.845	-0.217	-0.092	0.0	0.0	0.00
31	35.000	30.000	100.	-5150.0	0.15918889E+03	31.838	-0.142	-0.077	0.0	0.0	0.00
32	40.000	30.000	100.	-5150.0	0.15917146E+03	31.834	-0.104	-0.066	0.0	0.0	0.00
33	45.000	30.000	100.	-5150.0	0.15916405E+03	31.833	-0.069	-0.058	0.0	0.0	0.00
34	50.000	30.000	100.	-5150.0	0.15916231E+03	31.832	-0.028	-0.054	0.0	0.0	0.00
35	55.000	30.000	100.	-5150.0	0.15916064E+03	31.832	0.015	-0.051	0.0	0.0	0.00
36	60.000	30.000	100.	-5150.0	0.15916170E+03	31.832	0.060	-0.049	0.0	0.0	0.00
37	65.000	30.000	100.	-5150.0	0.15916264E+03	31.833	0.099	-0.049	0.0	0.0	0.00
38	70.000	30.000	100.	-5150.0	0.15916898E+03	31.834	0.129	-0.052	0.0	0.0	0.00
39	75.000	30.000	100.	-5150.0	0.15918799E+03	31.838	0.165	-0.057	0.0	0.0	0.00
40	80.000	30.000	100.	-5150.0	0.15922391E+03	31.845	0.241	-0.064	0.0	0.0	0.00
41	85.000	30.000	100.	-5150.0	0.15928656E+03	31.857	0.408	-0.072	0.0	0.0	0.00
42	90.000	30.000	100.	-5150.0	0.15938454E+03	31.877	0.748	-0.079	0.0	0.0	0.00
43	95.000	30.000	100.	-5150.0	0.15954218E+03	31.908	1.417	-0.084	0.0	0.0	0.00
44	100.000	30.000	100.	-5150.0	0.15984984E+03	31.970	2.995	-0.091	0.0	0.0	0.00
45	105.000	30.000	100.	-5150.0	0.16063937E+03	32.128	8.679	-0.160	0.0	0.0	0.00
46	110.000	30.000	100.	-5150.0	0.16415028E+03	32.830	55.366	-2.268	0.0	0.0	0.00
cathode bottom omitted (wires 47-69)											
70	0.000	60.000	3183.	-1710.0	-0.16765318E+03	1.053	18.704	-401.555	0.0	0.0	0.00
71	10.000	60.000	3183.	-1710.0	-0.16411607E+03	1.031	-6.479	-440.332	0.0	0.0	0.00
72	20.000	60.000	3183.	-1710.0	-0.15974615E+03	1.004	-2.136	-441.104	0.0	0.0	0.00
73	30.000	60.000	3183.	-1710.0	-0.15828641E+03	0.995	-1.084	-442.304	0.0	0.0	0.00
74	40.000	60.000	3183.	-1710.0	-0.15745424E+03	0.989	-0.394	-442.420	0.0	0.0	0.00
75	50.000	60.000	3183.	-1710.0	-0.15703790E+03	0.987	-0.092	-442.252	0.0	0.0	0.00
76	60.000	60.000	3183.	-1710.0	-0.15703998E+03	0.987	0.052	-442.258	0.0	0.0	0.00
77	70.000	60.000	3183.	-1710.0	-0.15745508E+03	0.989	0.354	-442.421	0.0	0.0	0.00
78	80.000	60.000	3183.	-1710.0	-0.15828818E+03	0.995	1.037	-442.304	0.0	0.0	0.00
79	90.000	60.000	3183.	-1710.0	-0.15975258E+03	1.004	2.083	-441.111	0.0	0.0	0.00
80	100.000	60.000	3183.	-1710.0	-0.16412268E+03	1.031	6.418	-440.317	0.0	0.0	0.00
81	110.000	60.000	3183.	-1710.0	-0.16766229E+03	1.053	-18.748	-401.488	0.0	0.0	0.00
mirror sense wire plane bottom omitted (wires 82-93)											
94	-5.000	-3.500	318.	-2000.0	-0.59638939E+02	3.751	-170.768	-306.588	0.0	0.0	0.00
95	-5.000	-2.500	318.	-2000.0	-0.21079762E+02	1.326	-71.502	-14.444	0.0	0.0	0.00
96	-5.000	-1.500	318.	-2000.0	-0.11966338E+02	0.753	-46.219	-4.148	0.0	0.0	0.00
97	-5.000	-0.500	318.	-2000.0	-0.80594444E+01	0.507	-33.445	-0.907	0.0	0.0	0.00
98	-5.000	0.500	318.	-2000.0	-0.80578136E+01	0.507	-33.438	0.893	0.0	0.0	0.00
99	-5.000	1.500	318.	-2000.0	-0.11968232E+02	0.753	-46.227	4.127	0.0	0.0	0.00
100	-5.000	2.500	318.	-2000.0	-0.21081236E+02	1.326	-71.508	14.408	0.0	0.0	0.00
101	-5.000	3.500	318.	-2000.0	-0.59642799E+02	3.751	-170.784	306.507	0.0	0.0	0.00
102	115.000	-3.500	318.	-2000.0	-0.59641678E+02	3.751	170.777	-306.515	0.0	0.0	0.00
103	115.000	-2.500	318.	-2000.0	-0.21079287E+02	1.326	71.500	-14.412	0.0	0.0	0.00
104	115.000	-1.500	318.	-2000.0	-0.11966291E+02	0.753	46.219	-4.130	0.0	0.0	0.00
105	115.000	-0.500	318.	-2000.0	-0.80577936E+01	0.507	33.438	-0.895	0.0	0.0	0.00
106	115.000	0.500	318.	-2000.0	-0.80559502E+01	0.507	33.430	0.904	0.0	0.0	0.00
107	115.000	1.500	318.	-2000.0	-0.11965864E+02	0.753	46.217	4.143	0.0	0.0	0.00
108	115.000	2.500	318.	-2000.0	-0.21076538E+02	1.326	71.490	14.431	0.0	0.0	0.00
109	115.000	3.500	318.	-2000.0	-0.59639782E+02	3.751	170.769	306.560	0.0	0.0	0.00
110	-5.000	5.106	212.	-2302.0	0.22863920E+02	2.157	47.555	-108.278	0.0	0.0	0.00
111	-5.000	8.106	212.	-2602.0	0.35540806E+02	3.353	35.889	-215.067	0.0	0.0	0.00
112	-5.000	11.106	212.	-2902.0	0.39898960E+02	3.764	10.569	-246.667	0.0	0.0	0.00
113	-5.000	14.106	212.	-3202.0	0.43474434E+02	4.101	-15.310	-272.511	0.0	0.0	0.00
114	-5.000	17.106	212.	-3502.0	0.46877071E+02	4.422	-43.990	-297.110	0.0	0.0	0.00
115	-5.000	20.106	212.	-3802.0	0.50495445E+02	4.764	-78.682	-323.256	0.0	0.0	0.00
116	-5.000	23.106	212.	-4102.0	0.54954464E+02	5.184	-125.402	-355.138	0.0	0.0	0.00
117	-5.000	26.106	212.	-4402.0	0.61957199E+02	5.845	-197.655	-401.868	0.0	0.0	0.00
118	-5.000	29.106	212.	-4702.0	0.81996048E+02	7.735	-332.598	-500.647	0.0	0.0	0.00
119	-5.000	6.000	212.	-2302.0	-0.10005513E+02	0.944	-17.114	17.438	0.0	0.0	0.00
120	-5.000	9.000	212.	-2602.0	-0.40660677E+01	0.384	-3.112	7.707	0.0	0.0	0.00
121	-5.000	12.000	212.	-2902.0	-0.41825876E+00	0.039	-0.031	0.802	0.0	0.0	0.00
122	-5.000	15.000	212.	-3202.0	0.27574437E+01	0.260	-1.453	-5.303	0.0	0.0	0.00
123	-5.000	18.000	212.	-3502.0	0.58918166E+01	0.556	-6.580	-11.303	0.0	0.0	0.00
124	-5.000	21.000	212.	-3802.0	0.93600311E+01	0.883	-16.466	-17.824	0.0	0.0	0.00
125	-5.000	24.000	212.	-4102.0	0.13905655E+02	1.312	-35.192	-25.894	0.0	0.0	0.00
126	-5.000	27.000	212.	-4402.0	0.22103146E+02	2.085	-77.116	-37.252	0.0	0.0	0.00
127	-5.000	30.000	212.	-4702.0	0.54166161E+02	5.110	-223.895	-4.815	0.0	0.0	0.00
128	-5.000	6.894	212.	-2302.0	-0.49684525E+02	4.687	-68.930	313.202	0.0	0.0	0.00
129	-5.000	9.894	212.	-2602.0	-0.44613476E+02	4.209	-24.199	279.845	0.0	0.0	0.00
130	-5.000	12.894	212.	-2902.0	-0.40861481E+02	3.855	4.524	253.793	0.0	0.0	0.00
131	-5.000	15.894	212.	-3202.0	-0.37441711E+02	3.532	26.246	229.944	0.0	0.0	0.00
132	-5.000	18.894	212.	-3502.0	-0.33949554E+02	3.203	44.124	205.697	0.0	0.0	0.00
133	-5.000	21.894	212.	-3802.0	-0.29897810E+02	2.821	58.945	177.936	0.0	0.0	0.00
134	-5.000	24.894	212.	-4102.0	-0.24183693E+02	2.281	67.682	139.243	0.0	0.0	0.00
135	-5.000	27.894	212.	-4402.0	-0.11739251E+02	1.107	44.275	60.240	0.0	0.0	0.00
136	-5.000	30.894	212.	-4702.0	0.77301094E+02	7.293	-314.837	409.095	0.0	0.0	0.00
137	0.000	6.000	100.	-2302.0	0.13348119E+01	0.267	-0.050	-7.791	0.0	0.0	0.00
138	0.000	9.000	100.	-2602.0	-0.27303529E+00	0.055	0.007	1.522	0.0	0.0	0.00
139	0.000	12.000	100.	-2902.0	-0.24197373E+00	0.048	0.005	1.344	0.0	0.0	0.00
140	0.000	15.000	100.	-3202.0	-0.76254815E-01	0.015	0.002	0.424	0.0	0.0	0.00
141	0.000	18.000	100.	-3502.0	0.11004759E+00	0.022	-0.003	-0.611	0.0	0.0	0.00
142	0.000	21.000	100.	-3802.0	0.37963480E+00	0.076	-0.015	-2.104	0.0	0.0	0.00
143	0.000	24.000	100.	-4102.0	0.96969640E+00	0.194	-0.077	-5.342	0.0	0.0	0.00
144	0.000	27.000	100.	-4402.0	0.11511147E+01	0.230	-0.242	-6.626	0.0	0.0	0.00
field strips left bottom omitted (wires 145-179)											
180	115.000	5.106	212.	-2302.0	0.22871174E+02	2.158	-47.567	-108.345	0.0	0.0	0.00
181	115.000	8.106	212.	-2602.0	0.35546482E+02	3.353	-35.888	-215.139	0.0	0.0	0.00

182	115.000	11.106	212.	-2902.0	0.39907555E+02	3.765	-10.563	-246.733	0.0	0.0	0.00
183	115.000	14.106	212.	-3202.0	0.43485043E+02	4.102	15.323	-272.573	0.0	0.0	0.00
184	115.000	17.106	212.	-3502.0	0.46885384E+02	4.423	44.006	-297.130	0.0	0.0	0.00
185	115.000	20.106	212.	-3802.0	0.50501404E+02	4.764	78.697	-323.233	0.0	0.0	0.00
186	115.000	23.106	212.	-4102.0	0.54960369E+02	5.185	125.417	-355.085	0.0	0.0	0.00
187	115.000	26.106	212.	-4402.0	0.61959423E+02	5.845	197.659	-401.775	0.0	0.0	0.00
188	115.000	29.106	212.	-4702.0	0.81994240E+02	7.735	332.578	-500.503	0.0	0.0	0.00
189	115.000	6.000	212.	-2302.0	-0.99996805E+01	0.943	17.103	17.439	0.0	0.0	0.00
190	115.000	9.000	212.	-2602.0	-0.40568118E+01	0.383	3.104	7.693	0.0	0.0	0.00
191	115.000	12.000	212.	-2902.0	-0.40954426E+00	0.039	0.030	0.785	0.0	0.0	0.00
192	115.000	15.000	212.	-3202.0	0.27669792E+01	0.261	1.459	-5.320	0.0	0.0	0.00
193	115.000	18.000	212.	-3502.0	0.58984275E+01	0.556	6.588	-11.310	0.0	0.0	0.00
194	115.000	21.000	212.	-3802.0	0.93662281E+01	0.884	16.478	-17.822	0.0	0.0	0.00
195	115.000	24.000	212.	-4102.0	0.13907476E+02	1.312	35.197	-25.871	0.0	0.0	0.00
196	115.000	27.000	212.	-4402.0	0.22102821E+02	2.085	77.113	-37.212	0.0	0.0	0.00
197	115.000	30.000	212.	-4702.0	0.54162457E+02	5.110	223.870	-4.740	0.0	0.0	0.00
198	115.000	6.894	212.	-2302.0	-0.49676609E+02	4.686	68.910	313.192	0.0	0.0	0.00
199	115.000	9.894	212.	-2602.0	-0.44602650E+02	4.208	24.184	279.786	0.0	0.0	0.00
200	115.000	12.894	212.	-2902.0	-0.40852989E+02	3.854	-4.532	253.729	0.0	0.0	0.00
201	115.000	15.894	212.	-3202.0	-0.37434452E+02	3.532	-26.248	229.862	0.0	0.0	0.00
202	115.000	18.894	212.	-3502.0	-0.33940834E+02	3.202	-44.118	205.599	0.0	0.0	0.00
203	115.000	21.894	212.	-3802.0	-0.29893179E+02	2.820	-58.938	177.859	0.0	0.0	0.00
204	115.000	24.894	212.	-4102.0	-0.24182402E+02	2.281	-67.678	139.194	0.0	0.0	0.00
205	115.000	27.894	212.	-4402.0	-0.11740361E+02	1.108	-44.278	60.227	0.0	0.0	0.00
206	115.000	30.894	212.	-4702.0	0.77297890E+02	7.292	314.808	409.157	0.0	0.0	0.00
207	110.000	6.000	100.	-2302.0	0.13406060E+01	0.268	0.050	-7.825	0.0	0.0	0.00
208	110.000	9.000	100.	-2602.0	-0.26651758E+00	0.053	-0.006	1.486	0.0	0.0	0.00
209	110.000	12.000	100.	-2902.0	-0.23418181E+00	0.047	-0.004	1.301	0.0	0.0	0.00
210	110.000	15.000	100.	-3202.0	-0.69220603E-01	0.014	-0.001	0.384	0.0	0.0	0.00
211	110.000	18.000	100.	-3502.0	0.11593765E+00	0.023	0.003	-0.644	0.0	0.0	0.00
212	110.000	21.000	100.	-3802.0	0.38322434E+00	0.077	0.015	-2.123	0.0	0.0	0.00
213	110.000	24.000	100.	-4102.0	0.97138923E+00	0.194	0.077	-5.350	0.0	0.0	0.00
214	110.000	27.000	100.	-4402.0	0.11506324E+01	0.230	0.242	-6.621	0.0	0.0	0.00
field strips right bottom omitted (wires 215-249)											
250	-5.000	60.000	667.	-1710.0	-0.87128609E+02	2.613	-191.719	-164.265	0.0	0.0	0.00
251	-5.000	57.000	667.	-2010.0	-0.22754658E+02	0.682	-35.070	-114.711	0.0	0.0	0.00
252	-5.000	54.000	667.	-2310.0	-0.87742500E+01	0.263	-6.119	-46.638	0.0	0.0	0.00
253	-5.000	51.000	667.	-2610.0	0.13737610E+00	0.004	0.011	0.736	0.0	0.0	0.00
254	-5.000	48.000	667.	-2910.0	0.79745016E+01	0.239	-3.313	42.830	0.0	0.0	0.00
255	-5.000	45.000	667.	-3210.0	0.15588632E+02	0.467	-13.813	83.671	0.0	0.0	0.00
256	-5.000	42.000	667.	-3510.0	0.23677036E+02	0.710	-32.659	126.604	0.0	0.0	0.00
257	-5.000	39.000	667.	-3810.0	0.33110153E+02	0.993	-64.361	175.447	0.0	0.0	0.00
258	-5.000	36.000	667.	-4110.0	0.45577423E+02	1.367	-120.691	236.372	0.0	0.0	0.00
259	-5.000	33.000	667.	-4410.0	0.60477932E+02	1.813	-214.418	326.449	0.0	0.0	0.00
260	0.000	54.000	100.	-2302.0	0.31134355E+00	0.062	-0.008	1.778	0.0	0.0	0.00
261	0.000	51.000	100.	-2602.0	-0.61057240E+00	0.122	-0.004	-3.400	0.0	0.0	0.00
262	0.000	48.000	100.	-2902.0	-0.54639083E+00	0.109	-0.004	-3.033	0.0	0.0	0.00
263	0.000	45.000	100.	-3202.0	-0.32762414E+00	0.066	0.001	-1.818	0.0	0.0	0.00
264	0.000	42.000	100.	-3502.0	-0.53046230E-01	0.011	0.001	-0.294	0.0	0.0	0.00
265	0.000	39.000	100.	-3802.0	0.30465651E+00	0.061	-0.011	1.687	0.0	0.0	0.00
266	0.000	36.000	100.	-4102.0	0.89862752E+00	0.180	-0.070	4.954	0.0	0.0	0.00
267	0.000	33.000	100.	-4402.0	0.93454808E+00	0.187	-0.173	5.384	0.0	0.0	0.00
mirror strips and fwires left bottom omitted (wires 268-285)											
286	115.000	60.000	667.	-1710.0	-0.87137161E+02	2.613	191.760	-164.223	0.0	0.0	0.00
287	115.000	57.000	667.	-2010.0	-0.22765205E+02	0.683	35.093	-114.755	0.0	0.0	0.00
288	115.000	54.000	667.	-2310.0	-0.87844667E+01	0.263	6.129	-46.690	0.0	0.0	0.00
289	115.000	51.000	667.	-2610.0	0.12618680E+00	0.004	-0.011	0.676	0.0	0.0	0.00
290	115.000	48.000	667.	-2910.0	0.79648919E+01	0.239	3.305	42.780	0.0	0.0	0.00
291	115.000	45.000	667.	-3210.0	0.15578393E+02	0.467	13.796	83.623	0.0	0.0	0.00
292	115.000	42.000	667.	-3510.0	0.23668201E+02	0.710	32.636	126.571	0.0	0.0	0.00
293	115.000	39.000	667.	-3810.0	0.33101292E+02	0.993	64.331	175.426	0.0	0.0	0.00
294	115.000	36.000	667.	-4110.0	0.45570774E+02	1.366	120.658	236.382	0.0	0.0	0.00
295	115.000	33.000	667.	-4410.0	0.60474052E+02	1.813	214.389	326.491	0.0	0.0	0.00
296	110.000	54.000	100.	-2302.0	0.29881421E+00	0.060	0.008	1.707	0.0	0.0	0.00
297	110.000	51.000	100.	-2602.0	-0.62199491E+00	0.124	0.004	-3.464	0.0	0.0	0.00
298	110.000	48.000	100.	-2902.0	-0.55789280E+00	0.112	0.004	-3.097	0.0	0.0	0.00
299	110.000	45.000	100.	-3202.0	-0.33851045E+00	0.068	-0.001	-1.879	0.0	0.0	0.00
300	110.000	42.000	100.	-3502.0	-0.62584020E-01	0.013	-0.001	-0.347	0.0	0.0	0.00
301	110.000	39.000	100.	-3802.0	0.29630309E+00	0.059	0.011	1.641	0.0	0.0	0.00
302	110.000	36.000	100.	-4102.0	0.89181161E+00	0.178	0.069	4.917	0.0	0.0	0.00
303	110.000	33.000	100.	-4402.0	0.92879838E+00	0.186	0.172	5.352	0.0	0.0	0.00
mirror strips and fwires right bottom omitted (wires 304-321)											

A.3.3 Die Programme FIELDN, FIELDN_DB, CONTEFIELD

FIELDN ist das wichtigste dieser Programme. Es berechnet die Ladungsverteilung einer beliebigen zweidimensionalen Anordnung von Leitern und alle anderen in Kapitel 3.3 angeführten Ergebnisse. Das Programm arbeitet mit einfach genauen Zahlen (10^{-7}) und ist in FORTRAN-77 geschrieben mit einigen VAX-FORTRAN Erweiterungen. Es ist modular aufgebaut. Das Hauptprogramm enthält den Kommandointerpreter für die angenehme interaktive Benutzung und die Vorbereitung der graphischen Ausgabe. Die einzugebenden Kommandos bestehen immer aus einer Zeile mit einem mnemonischen Wort und folgenden Dateneingabezeilen. Der Rest der Zeilen kann (sollte) mit Kommentaren aufgefüllt werden. Fast alle Eingaben können im Falle eines Fehlers mit Control+Z abgebrochen werden - das Programm kehrt einfach auf die nächsthöhere Stufe zurück. Oft können auch Default-Werte mit Control+Z übernommen werden. Die Unterprogramme erledigen die eigentliche Rechenarbeit und sind jederzeit in andere Programme einbindbar. Die Übergabe der Steuerdaten findet normalerweise in der Argumentliste des Unterprogrammaufrufes statt, die Kammerdaten und andere große Datensätze werden in COMMON-Blöcken übergeben. Die Datensätze werden vektoriell übergeben und auch so behandelt für den späteren Einsatz eines Vektorrechners. Eine wichtige Funktion ist die graphische Darstellung, für die auf die Graphikfähigkeiten der VAX-CERNLIB [CERNLIB] zurückgegriffen wird, vor allem auf PIGS (Portable Interactive Graphics System) zusammen mit HPLOT. Dieser Teil dürfte die meisten Schwierigkeiten bei der Anpassung an einen anderen Rechner beinhalten.

Zur besseren Bedienung hat es sich als nützlich erwiesen, einige externe Files zu verwenden, deren Endung eine Abkürzung darstellt. Im Programm werden sie jedoch nur über die logischen Einheiten angesprochen. Die Relation zum Namen muß mit Hilfe des Betriebssystems hergestellt werden.

Die Kammereingabedaten stehen für die zweidimensionale Rechnung auf dem File mit der Endung .WC oder .WCN (Wire Configuration), je nachdem ob das alte oder das neue Eingabeformat benutzt wird. Dieses formatierte File kann mit jedem Editor erstellt werden (Näheres siehe unter A.3.3.1.1 READWC bzw. READWCN).

Das Ergebnis jeder Iteration der Berechnung der Potentialkoeffizienten wird in einem umformatierten File mit der Endung .POT (potential coefficients) abgelegt. Für den Fall einer vorzeitigen Beendigung der Rechnung kann jederzeit hierauf aufgesetzt werden.

Zur Berechnung der Drahtauslenkung sind für jeden Draht die Länge, Zugspannung und Dichte nötig. Diese werden auf dem formatierten File .LTD (Length, Tension, Density) bereitgestellt, und zwar werden sie den Drähten über ihre Position im File zugeordnet entsprechend der Reihenfolge der anderen vom File .WC gelesenen Daten.

Die Ergebnisse jeder Iteration von POTCOF bei der Berechnung der Drahtauslenkung werden umformatiert im File .POC abgelegt (Potential Coefficients at Center).

Soll mit Hilfe des Kommandos WRITEPCF ein formatiertes Ergebnisfile geschrieben werden, so sollte das File .PCF heißen (Potential Coefficients Formated).

Erstellte graphische Darstellungen (Plots) können auf einem Tektronix-kompatiblen Terminal direkt betrachtet werden, oder für die spätere Ausgabe auf einem graphischen Ausgabegerät (Printer, Plotter) in einem formatierten Transportfile zwischengespeichert werden. Es erhält die Endung .CAP (capture file).

Die Graphik wird von einem einzigen Unterprogramm (DISPXY) mit mehreren Entry-Punkten erstellt. Seine Unterprogrammstruktur und Benutzung der Bibliotheken ist in einem Diagramm im Anhang 3.3.1.4 dargestellt.

Das Programm **FIELDN_DB** ist eine kürzere Version von **FIELDN** und rechnet im Gegensatz zu diesem in doppelter Genauigkeit (10^{-16}). Es enthält nur einen kleinen Kommandointerpreter und keine Graphik. Somit ist es sehr leicht auf anderen Rechnern zu implementieren. Außer zur doppelt genauen Berechnung der Potentialkoeffizienten dient es noch zur Berechnung des Übersprechens (XTALK). Die externen Files sind analog zu **FIELDN** und können in beiden Programmen gelesen werden.

Da das Programm **FIELDN** keinen Höhenlinienalgorithmus enthält, wurde auf Anregung des Instituts für Computeranwendung in Stuttgart ein einfaches Höhenlinienplotprogramm geschrieben: **CONTEFIELD**. Es liest die umformatierten .POT und .POC Files von **FIELDN** und berechnet die Höhenlinien, indem das Gebiet in lauter Rechtecke zerlegt wird, wovon jedes intern in zwei Dreiecke geteilt wird. Der Schnitt einer Fläche auf einer bestimmten Höhe mit einem Dreieck im Raum ist mathematisch eindeutig die Höhenlinie. Die Höhenlinienbilder werden wieder mit Hilfe der CERNLIB gezeichnet.

A.3.3.1 Befehle zur Steuerung der Programme

A.3.3.1.1 Das Programm FIELDN

FIELDN

HELP

* for HELP purposes

COMMAND function

READWC reads chamber geometry only
 READWCN reads chamber geometry only, but in new format
 POTCOF reads chamber geometry, calculates pot. coffs
 READPC reads pot. coffs from file = lun
 B-FIELD defines magnetic field for drifting of electr.
 FLAGS defines some flags for program execution
 WSUR-FIELDS potential and efield on wire surfaces
 WSUR-EABS plots wire surface fields versus wire pos.
 RMTXT global right margin text for all pictures
 CAP lun for capture file (default=0=none)
 DVXY-EB plots driftvelocity for one b versus efield
 BOXES defines the tracking volume (default exists)
 WIRE-POSITIONS plots wire positions
 TRACKE tracks one electron and plots track
 DRIFTC calculates driftcells and plots them

WSUR- plots on wire surface
 CIRC- plots along a circle
 LINE- plots along a line

-POT the potential
 -PEA POT + EAB
 -EAB |E| and dir
 -EXY EX and EY

LINE-TRACKE plots tracks of electrons to wires and plots drift time spectra
 LINE- potential along a line minus

-POT-Linear linear function
 -POT-Radial geiger counter
 -POT-Prop propchamber
 -POT-Drift driftchamber

CALC single point field and driftvelocity
 WFORCE calculates force on a single wire
 WRITEPCF writes potcofs formatted to lun
 READPCF reads file written by WRITEPCF
 PEN defines new pen for penplotter
 OVERLAY redefine limits of axis for plots or overlay
 MODIFY allows modification of single wire parameters
 GRAV defines gravity acceleration vector
 READLTD reads wires length tension and density
 DEFL calculates deflection of wires

READWC reads chamber geometry only

* wireconfiguration is read in but no potcofs are calculated

which lun to read wireconfiguration from ?

how many wiregrids (one grid / line) to read ?

wiregrids are read according to

NGRID(I), XGRID, YGRID, DGRID, VGRID, XSTEP, YSTEP, VSTEP

nwires , /mm /mm /mu /V /mm /mm /V

-NGRID(I), XCENT, YCENT, DGRID, VGRID, RCIRCLE, PHI0, DPHI

nwires , /mm /mm /mu /V /mm /deg /deg

? ? ? ? ? ? ?

* the first number (wiregrids) tells the program, how many input lines to read

* end of file is also recognized as end of input

* if NGRID is positiv a row of ngrid wires is defined

* NGRID is the number of wires to generate for this input line

* XGRID, YGRID are the position of the wire in millimeter

* DGRID is the diameter of the wire in micron

* VGRID is the voltage applied to the wire in volt

* XSTEP, YSTEP is the increment in position from each wire to the next one in mm

* VSTEP is the voltage increment from each wire to the next one in Volt

* if NGRID is negativ a circle of -ngrid wires is defined

* XCENT, YCENT is the center of the arc, on which the wires will be placed (in millimeter)

* DGRID is the diameter of each wire in micron

* VGRID is the voltage of every wire on the arc

* RCIRCLE is the radius of the circle, of which the arc is a part from in millimeter

* PHI0 is the startangle of the arc in degrees (0 is to the right, anticlockwise)

* DPHI is the increment in angle for each wire in degrees


```

READWCN reads chamber geometry only, but in new format
* NEW wireconfiguration is read in but no potcoffs are calculated
READWCN: which lun to read wireconfiguration from ?
*
READWCN: enter header comment line
READWCN: following lines are read according to:
      CC, NWIR, Kshift1/mm, ~2/mm.or.deg, K1 wir1,~2, dKwir1,~2, Dwir/mu, Vw1/V, dV/V
      CC=controlcode: XX,XP,PX,PP coordinatesystem=xy or polar, $E=endofdata,
      !!=comment, RE=repeat, NWqfi
      ? ? ? ? ? ? ? ?
* each sequence of wires (linear row, circle, spiral, etc.) is defined relative to
* an origin (Kshift1,Kshift2), the first wire of the sequence is then placed at
* a distance (K1 wir1,K1 wir2) from this origin, all following wires are then
* (dKwir1,dKwir2) separated from each other.
* Dwir is the diameter of every wire in this sequence
* Vw1 is the voltage of the first wire in this sequence
* dV is the voltage increment between to consecutive wires
* Controlcode RE: now NWIR is interpreted as a repeat count,
* how often to repeat the previous line
* and all following parameters are increments to the original onw.
* Controlcode NWqfi: defines the positions in the sequence of all wires,
* in front of it all wires have fixed potential, behind of it all wires have
* fixed charge and (Vw1,dV) are interpreted as potential coefficient CW.
POTCOF reads chamber geometry, calculates pot. coffs
* potential coefficients will be calculated
lun to store results (negative=none) ?
continue old calculation (0=no) ?
* if continue=0 READWCN is called, else stored configuration is continued
READPC reads pot. coffs from file = lun
* potential coefficients are read in
WHICH LUN TO READ POTCOF FROM ?
B-FIELD defines magnetic field for drifting of electr.
      BX=BY=0, BZ/T= ?
FLAGS defines some flags for program execution
* THE FOLLOWING FLAGS ARE DEFINED:
* DIFFUSION LDIFFU
* DRIFTVELOCITY LDVEB
new values in above order please ??
* if LDIFFU=.true. then tracking of electrons is done with diffusion (default=.false.)
* if LDVEB=.false. then the electric field value is taken as driftvelocity
* to track electrons (default=.true.)
WSUR-FIELDS potential and efield on wire surfaces
* calculates the potential and EABS at surface of all wires
from wire to wire ??
WSUR-EABS plots wire surface fields versus wire pos.
* plots the absolute values of the efield at the wire surface
from wire to wire ??
RMTEXT global right margin text for all pictures
      RMTEXT ?
CAP lun for capture file (default=0=none)
      which lun for capture-file ?
DVXY-EB plots driftvelocity for one b versus efield
      bz/t ?
BOX defines the tracking volume (default exists) and plot window.
* redefine the box in which electrons are drifted
* Redefine the window for plotting of wire-positions, -deflections and electron tracks
* Inside BOX they are drifted and checked after each
* step if they are inside one wire, outside BOX they are considered as lost
      XBXMIN,YBXMIN,XBXMAX,YBXMAX / m , scbox ?????
WIRE-POSITIONS plots wire positions inside box as small squares
      enlargement factor for deflections ?
TRACKE tracks one electron and plots track
      xstart/mm, ystart, nsteps
DRIFTC calculates driftcells and plots them
nsteps < 0: electron is tracked backwards
linestart and end above SW, nsteps >= 4/3 * no of SW
xbegin,ybegin,xend,yend / m ,nsteps ???
* resulting stepsize must be less than smallest drift cell
select: 1 = plot of driftcells
      2 = output of boundaries to terminal
      3 = extend boundaries to new line
           line to extend boundaries to
           idir is direction of e-tracking, here = -1 !!
           xstart,ystart,xend,yend / m,idir ???
      4 = back
      5 = read boundaries formatted from file
           LUN to read boundaries from (must have been written by this routine)
      6 = write boundaries formatted to file
           LUN to write boundaries to ?

```

```

WSUR-      plots on wire surface
          which wire , how many points ??
CIRC-      plots along a circle
          xcirclecenter/m, ycirclecenter, circleradius, nxy ??
LINE-      plots along a line
          XLINBE/m, YLINBE, XLINEN, YLINEN, nxy ???
-POT       the potential
-PEA       POT + EAB
-EAB       |E| and dir
          * display the absolute value of the efield/(v/cm) and direction/(rad/pi)
-EXY      EX and EY
LINE-TRACKE plots tracks of electrons to wires and plots drift time spectra
          * track electrons from line to wires and plot tracks and/or drift times
          PLOT TRACKING OF ELECTRONS (+1=YES, 0=NO)
          NEGATIV = OLD COORDINATE SYSTEM ?
          TIMING (+-0.5=no, +-1=spectra, +-2=first e, +-3=1+2, +-4=2+list of all e ?
          NEGATIV = TRACK e- BACKWARDS ?
          IF(IDIST>=2) First e timing: from wire to wire ??
LINE-      potential along a line minus -
-POT-LLinear      linear function
          A + B * s subtracted from potential:
          A/V,B/(V/CM)= ??
-POT-Radial      geiger counter
          geiger counter potential is subtracted:
          line must have been drawn exactly from wire surface to outside
          (Ua-Ui)*ln((S+Ri)/Ri)/ln(Ra/Ri)+Ui subtracted:
          Ui/V, Ua/V, Ri/m, Ra/m = ???
-POT-Prop      propchamber
          propchamberpotential according to SAULI p53 is
          subtracted: ONLY OUTSIDE wires !
          sense wires at (x,y)=(0+n*S,0) at ground,
          cathode at (x,y)=(x,+L) at VCath
          sw-diameter:2*A/mu, spacing:S/mm, cath-sw:L/mm, cath-pot:VC/v ???
-POT-Drift      driftchamber
          SENSE WIRE DIAMETER AND SPACING: 2*A/MU, S/MM ??
          SENSE WIRE LENGTH, STAGGERING, TENSION, DENSITY: SWL/mm, SWS/mu ,SWT/gramm, SWD/(g/ccm) ???
          POTENTIAL WIRE DIAMETER AND GAP TO CATHODE: 2*P/MU, L/MM ??
          POTENTIAL WIRE AND CATHODE VOLTAGE: (or ^Z to input fields) VP/V, VC/V ?? '
          DRIFTFIELD AND FIELD AT SENSE WIRE SURFACE or ^Z to enter Ed, Vp: ED/(V/CM),ESWS/(KV/CM) ??
          DRIFTFIELD AND POTENTIAL-WIRE POTENTIAL: ED/(V/CM),VP/V ??
CALC      single point field and driftvelocity
          * calculates field and potential at one point for interactive use
          bz/t ?
          X/mm, Y/mm ? to calculate values at
WFORCE calculates force on a single wire
          WFORCE: which wire ?
WRITEPCF writes potcofs formatted to lun
          * potcofs are written formatted to lunt
          to which LUN, from wire to wire ???
READPCF reads file written by WRITEPCF
          * reads wireconfiguration list formatted from LUNPC
          LUN to read (should have been written by WRITEPCF) ?
          * if "number of wires defined (=NWQFI)" in the first line is less than the total
          * number of lines, then only the first NWQFI wires are used in POTCOF to find
          * the charge for, such that the charges NWQFI+1 to NW are not modified. (to
          * introduce space charge effects or other fixed charged (not potential) effects)
PEN      defines new pen for penplotter
          pen number for penplotter ?
OVERLAY redefine limits of axis for plots or overlay
          * allows own definition of window boundaries or skipping of windows
          OVERLAY ON=1 else OFF ?
          * if overlay=1 then at begin of each plot the following questions are posed
          OK=^Z, CHANGE=1, LOGAR+CHANGE=2, SKIP=0 ?
          IF 2 THEN (switched on for all following plots untills reset by this command)
          LOGARITHMIC Y SCALE [1=ON] ?
          LOGARITHMIC X SCALE [1=ON] ?
          IF 3 THEN (switched on for all following plots, no reset possible only other luns)
          LUN FOR HSTORE, LUN FOR FORMATED DATA ??
          ALWAYS
          MODIFY XMIN OR ^Z ?
          MODIFY XMAX OR ^Z ?
          MODIFY YMIN OR ^Z ?
          MODIFY YMAX OR ^Z ?
MODIFY allows modification of single wire parameters
          MODIFY: parameter (XW,XWQ,YW,YWQ,2*RW,CW,PW)
          ipar = 1 2 3 4 5 6 7
          MODIFY: wirenumber or ^Z ?
          ipar, new value or ^Z ??
GRAV      defines gravity acceleration vector
          GRAVITY ACCELERATION: GX, GY/(m/sec**2) ??

```

READLTD reads wires length tension and density
 * wires length, tension and density are read in for wires numbered according
 * to READWC for calculation of wire deflections
 if WTENS < 0 tension is adjusted to give same sag
 which lun to read wires LTD from ?
 how many wiregrids (one grid / line) to read ?
 wiregrids are read according to
 NGRID(I), WLENGth, WTENsion, WDENSity, WLSTEP
 nwires , /mm /gramm /(gramm/ccm), /mm
 ? ? ? ? ?
 * these parameters are added to the list of other wire parameters according to
 * numbering in READWC and READLTD (attention please).
 * WLSTEP is the increment in wire length from wire to wire
 DEFL calculates deflection of wires
 This will calculate the deflection of wires due to
 electrostatic forces and gravity and will redefine the
 wire charge position (xwq,ywq) to lie at max deflection.
 If wire length = 0, wire is assumed to be fixed.
 No of ITERATIONS ?
 * this command must be iterated together with POTCOF (continue=1)
 * recommended procedure 6 * (POTCOF (continue=1), DEFL (20 iterations))
 * if "No of ITERATIONS" is negativ, then many error and warning printouts are supressed
 * this is recommended for the first 5 * (POTCOF (continue=1), DEFL (-20 iterations))
 * since due to numerical precision program fights a bit a the beginning.
 * in the last go, however, it should be positiv to get all remaining
 * difficulties (DEFL (+20iterations)./

A.3.3.1.2 Das Programm FIELDN_DB

FIELDN_DB double precision version

HELP

HELP	this list
READPCF	reads formatted wire configuration file
READPC	reads double precision unformatted file
READPS	reads single precision unformatted file
READWC	reads ASCII wire configuration
POTCOF	calculates the charges on the wires
XTALK	calculates signal crosstalk
WRITEPCF	writes formatted file
WRITEPC	writes single precision unformatted file

READPCF reads formatted wire configuration file
* reads files written by WRITEPCF of FIELDN and FIELDN_DB
LUN to read (should have been written by WRITEPCF) ?

READPC reads double precision unformatted file
* to read the files written by FIELDN_DB (POTCOF)
WHICH LUN TO READ double precision POTCOF FROM ?

READPS reads single precision unformatted file
* to read the files written by FIELDN (POTCOF)
WHICH LUN TO READ single precision POTCOF FROM ?

READWC reads ASCII wire configuration
* same as in FIELDN

POTCOF calculates the charges on the wires and writes double precision unformatted file
* same as in FIELDN
lun to store results (negative=none) ?
continue old calculation (0=no) ?

XTALK calculates signal crosstalk
* calculates the crosstalk induced by a signal on the defined signalwire
* onto the other wires. Therefore the signal wire is surrounded by a
* ring of fixed same charge wires and the signal wire gets subtracted
* the sum of all ring charges. This is the starting case 0. Then the
* new charges on all fixed potential wires are recalculated (case 1).
* the difference charge(case1)-charge(case0) is the signal seen on each
* wire. this difference is normalized to the difference of the defined
* signal wire, which is set to 100%.
*
* SIGNAL-WIRE= number of signal wire
* NFIXED = quantity of fixed charge wires around signal wire
* RFIXED = radius of circle, the fixed charge wires form around the signal wire
* %SIGNAL of CWsignal= percentage of charge of signal wire used as signal,
* one NFIXED th part is put on every ring wire.
* NCALC = quantity of fixed potential wires on which to calculate %xtalk
* NWHIT (1,...,nwxak)=wires on which to calculate the percentage xtalk
XTALKR: SIGNAL-WIRE, NFIXED, RFIXED/mu, %SIGNAL of CWsignal, NCALC ???
XTALKR: ENTER THE "NWXAK" WIRE NUMBERS

WRITEPCF writes formatted file
* same parameters as FIELDN, but other format of numbers
to which LUN, from wire to wire ???

WRITEPC writes single precision unformatted file to be read by FIELDN (READPC)
WHICH LUN TO WRITE single precision POTCOF to ?

A.3.3.1.3 Das Programm CONTEFIELD

CONTEFIELD

```
LUN for plotfile ?
WINDOWSIZE/cm: XSIZ,YSIZ ??
|---->
|----> XMIN,YMIN,XMAX,YMAX (window in your chamber in mm) ???
|----> DRAW CONTOURS AT HEIGHT ,COLOR OF CONTOUR [^Z] ??
|----<
|----< XNETMI,YNETMI,XNETMA,YNETMA [^Z=XMIN...] (netwindow in chamber window) ???
|----< NXNET,NYNET [ <=500, ^Z=XSIZ*2.,YSIZ*2.] (number of support points) ??
|----< NEW NET (Yes) ?
|----< if yes
```


A.3.3.2 Die Daten der berechneten Kammern

A.3.3.2.1 VENUS-Kammer, Runs 218ff

(VENUS218G.WC)

117, VENUS218G.WC, ZPIA-S FULLY SATISFIED, GROUND AT +-10MM 20-MAY-1986 21:22:12

10	5	-.1	35	-2	20	0	0	SH EVEN	
10	15	+.1	35	-2	20	0	0	SH ODD	
21	0	0	175	-3100	10	0	0	PH	
1	-10.068	-.5	136	-2500	0	0	0	HEAD	BIAS LAM LEFT
1	-10.068	0	136	-2500	0	0	0		
1	-10.068	+.5	136	-2500	0	0	0		
1	-10.744	-.5	386	-2500	0	0	0	FINE BOTTOM	
1	-11.960	-.5	386	-2500	0	0	0		
1	-13.176	-.5	386	-2500	0	0	0		
1	-14.392	-.5	386	-2500	0	0	0		
1	-10.744	+.5	386	-2500	0	0	0	FINE TOP	
1	-11.960	+.5	386	-2500	0	0	0		
1	-13.176	+.5	386	-2500	0	0	0		
1	-14.392	+.5	386	-2500	0	0	0		
1	-16.562	0	994	-2500	0	0	0	BODY	
1	-19.687	0	994	-2500	0	0	0		
1	-22.813	0	994	-2500	0	0	0		
1	-25.938	0	994	-2500	0	0	0		
1	-29.063	0	994	-2500	0	0	0		
1	210.068	-.5	136	-2500	0	0	0	HEAD	BIAS LAM RIGHT
1	210.068	0	136	-2500	0	0	0		
1	210.068	+.5	136	-2500	0	0	0		
1	210.744	-.5	386	-2500	0	0	0	FINE BOTTOM	
1	211.960	-.5	386	-2500	0	0	0		
1	213.176	-.5	386	-2500	0	0	0		
1	214.392	-.5	386	-2500	0	0	0		
1	210.744	+.5	386	-2500	0	0	0	FINE TOP	
1	211.960	+.5	386	-2500	0	0	0		
1	213.176	+.5	386	-2500	0	0	0		
1	214.392	+.5	386	-2500	0	0	0		
1	216.562	0	994	-2500	0	0	0	BODY	
1	219.687	0	994	-2500	0	0	0		
1	222.813	0	994	-2500	0	0	0		
1	225.938	0	994	-2500	0	0	0		
1	229.063	0	994	-2500	0	0	0		
4	-00.068	-10.5	136	-2860	0	-10	-960.8	HEAD	LAM LEFT BOTTOM
4	-00.068	-10.	136	-2860	0	-10	-960.8		
4	-00.068	-9.5	136	-2860	0	-10	-960.8		
4	-00.744	-10.5	386	-2860	0	-10	-960.8	FINE BOTTOM	
4	-01.960	-10.5	386	-2860	0	-10	-960.8		
4	-03.176	-10.5	386	-2860	0	-10	-960.8		
4	-04.392	-10.5	386	-2860	0	-10	-960.8		
4	-00.744	-9.5	386	-2860	0	-10	-960.8	FINE TOP	
4	-01.960	-9.5	386	-2860	0	-10	-960.8		
4	-03.176	-9.5	386	-2860	0	-10	-960.8		
4	-04.392	-9.5	386	-2860	0	-10	-960.8		
4	-06.562	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8	BODY	
4	-09.687	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8		
4	-12.813	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8		
4	-15.938	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8		
4	-19.063	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8		
4	-22.188	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8		
4	-25.313	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8		
4	-28.438	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8		
4	200.068	-10.5	136	-2860	0	-10	-960.8	HEAD	LAM RIGHT BOTTOM
4	200.068	-10.	136	-2860	0	-10	-960.8		
4	200.068	-9.5	136	-2860	0	-10	-960.8		
4	200.744	-10.5	386	-2860	0	-10	-960.8	FINE BOTTOM	
4	201.960	-10.5	386	-2860	0	-10	-960.8		
4	203.176	-10.5	386	-2860	0	-10	-960.8		
4	204.392	-10.5	386	-2860	0	-10	-960.8		
4	200.744	-9.5	386	-2860	0	-10	-960.8	FINE TOP	
4	201.960	-9.5	386	-2860	0	-10	-960.8		
4	203.176	-9.5	386	-2860	0	-10	-960.8		
4	204.392	-9.5	386	-2860	0	-10	-960.8		
4	206.562	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8	BODY	
4	209.687	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8		
4	212.813	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8		
4	215.938	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8		
4	219.063	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8		
4	222.188	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8		
4	225.313	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8		
4	228.438	-10.	994	-2860	0	-10	-960.8		
25	-00.068	10.5	136	-2860	0	10	-960.8	HEAD	LAM LEFT TOP
25	-00.068	10.	136	-2860	0	10	-960.8		
25	-00.068	9.5	136	-2860	0	10	-960.8		
25	-00.744	10.5	386	-2860	0	10	-960.8	FINE TOP	
25	-01.960	10.5	386	-2860	0	10	-960.8		
25	-03.176	10.5	386	-2860	0	10	-960.8		
25	-04.392	10.5	386	-2860	0	10	-960.8		
25	-00.744	9.5	386	-2860	0	10	-960.8	FINE BOTTOM	
25	-01.960	9.5	386	-2860	0	10	-960.8		
25	-03.176	9.5	386	-2860	0	10	-960.8		
25	-04.392	9.5	386	-2860	0	10	-960.8		
25	-06.562	10.	994	-2860	0	10	-960.8	BODY	
25	-09.687	10.	994	-2860	0	10	-960.8		
25	-12.813	10.	994	-2860	0	10	-960.8		
25	-15.938	10.	994	-2860	0	10	-960.8		
25	-19.063	10.	994	-2860	0	10	-960.8		
25	-22.188	10.	994	-2860	0	10	-960.8		
25	-25.313	10.	994	-2860	0	10	-960.8		
25	-28.438	10.	994	-2860	0	10	-960.8		

25	200.068	10.5	136	-2860	0	10	-960.8	HEAD	LAM RIGHT TOP
25	200.068	10.	136	-2860	0	10	-960.8		
25	200.068	9.5	136	-2860	0	10	-960.8		
25	200.744	10.5	386	-2860	0	10	-960.8	FINE TOP	
25	201.960	10.5	386	-2860	0	10	-960.8		
25	203.176	10.5	386	-2860	0	10	-960.8		
25	204.392	10.5	386	-2860	0	10	-960.8		
25	200.744	9.5	386	-2860	0	10	-960.8	FINE BOTTOM	
25	201.960	9.5	386	-2860	0	10	-960.8		
25	203.176	9.5	386	-2860	0	10	-960.8		
25	204.392	9.5	386	-2860	0	10	-960.8		
25	206.562	10.	994	-2860	0	10	-960.8	BODY	
25	209.687	10.	994	-2860	0	10	-960.8		
25	212.813	10.	994	-2860	0	10	-960.8		
25	215.938	10.	994	-2860	0	10	-960.8		
25	219.063	10.	994	-2860	0	10	-960.8		
25	222.188	10.	994	-2860	0	10	-960.8		
25	225.313	10.	994	-2860	0	10	-960.8		
25	228.438	10.	994	-2860	0	10	-960.8		
53	-30	-49.5	1592	-6703	5	0	0	CATHODE BOTTOM	
53	-30	259.5	1592	-26880	5	0	0	CATHODE TOP	
53	-30	-59.5	1592	-6703	5	0	0	CATHODE BOTTOM SCREEN	
53	-30	269.5	1592	-26880	5	0	0	CATHODE TOP	
33	-40	-55	3183	0	0	10	0	GROUND LEFT	
33	240	-55	3183	0	0	10	0	GROUND RIGHT	

A.3.3.2.2 Eight-Wire-Prototype

(8WP2ZG.WC, 8WP.LTD)

24,8WP2ZG.WC: TYPE 1 OP 2 ZANKELS SETUP BUT MASS THICKENED 24-JAN-1986 09:27:01

4,-66.,	0.,	175.,	-1400.,	0.,	5.,	0.,	MIRROR
19,-66.,	20.,	100.,	-1400.,	0.,	5.,	0.,	MIRROR
4,-66.,	115.,	175.,	-1400.,	0.,	5.,	0.,	MIRROR
4,-33.,	0.,	175.,	-5190.,	0.,	2.5.,	0.,	CW
45,-33.,	10.,	100.,	-5190.,	0.,	2.5.,	0.,	CW
4,-33.,	122.5.,	175.,	-5190.,	0.,	2.5.,	0.,	CW
1, 0.,	0.,	300.,	-5190.,	0.,	0.,	0.,	DPW
3, 0.,	5.,	175.,	-2500.,	0.,	10.,	0.,	DPW
1, 0.,	10.,	300.,	0.,	0.,	0.,	0.,	DSW
1, 0.1	20.,	100.,	0.,	0.,	0.,	0.,	DSW
4, -0.1	30.,	25.,	0.,	0.,	0.,	0.,	DSW
7, 0.,	35.,	100.,	-2500.,	0.,	20.,	0.,	SW
4, 0.1	40.,	25.,	0.,	0.,	10.,	0.,	PW
1, -0.1	110.,	100.,	0.,	0.,	20.,	0.,	SW
1, 0.,	120.,	300.,	0.,	0.,	0.,	0.,	DSW
3, 0.,	105.,	175.,	-2500.,	0.,	0.,	0.,	DSW
1, 0.,	130.,	300.,	-5190.,	0.,	10.,	0.,	DPW
4, 33.,	0.,	175.,	-5190.,	0.,	0.,	0.,	DPW
45, 33.,	10.,	100.,	-5190.,	0.,	2.5.,	0.,	
4, 33.,	122.5.,	175.,	-5190.,	0.,	2.5.,	0.,	
4, 66.,	0.,	175.,	-1400.,	0.,	2.5.,	0.,	
19, 66.,	20.,	100.,	-1400.,	0.,	5.,	0.,	
4, 66.,	115.,	175.,	-1400.,	0.,	5.,	0.,	
45, 66.,	-80.,	955.,	0.,	-3.0.,	5.,	0.,	
23, . /MM , /G , / (G/CCM)					0.,	0.,	MASS NOW CORRECT

4,4340,2105, 8.23,	CuBe,	MIRROR	8WP.LTD
19,4340, 620, 8.23,	CuBe,	MIRROR	
4,4340,2105, 8.23,	CUBE,	MIRROR	
4,4340,2105, 8.23,	CUBE,	CW	
45,4340, 620, 8.23,	CUBE,	CW	
4,4340,2105, 8.23,	CUBE,	CW	
1,4568,5000, 8.00,	STEEL,	DPW	
3,4568,2105, 8.23,	CUBE,	DPW	
1,4568,5000, 8.00,	STEEL,	DSW	
1,4568, 687, 8.23,	CUBE,	DSW	
4,4568, 101,19.19,	WRE,	SW	
7,4568, 687, 8.23,	CUBE,	PW	
4,4568, 101,19.19,	WRE,	SW	
1,4568, 687, 8.23,	CUBE,	DSW	
1,4568,5000, 8.00,	STEEL,	DSW	
3,4568,2105, 8.23,	CUBE,	DPW	
1,4568,5000, 8.00,	STEEL,	DPW	
4,4340,2105, 8.23,	CUBE,	CW	
45,4340, 620, 8.23,	CUBE,	CW	
4,4340,2105, 8.23,	CUBE,	CW	
4,4340,2105, 8.23,	CUBE,	MIRROR	
19,4340, 620, 8.23,	CUBE,	MIRROR	
4,4340,2105, 8.23,	CUBE,	MIRROR	

A.3.3.2.3 OPAL-Full-Size-Prototype

(FSP940.DAT)

```

27 ,FSP940.DAT: WIREGRIDS SW PLANE VERTICAL, DRIFTSACE TO THE RIGHT OF SW
1 .100 0255 30 00 0 0 0 ,FIRST THICKER SENSE WIRE BOTTOM
79 .100 0275 25 00 0000 0020 0 ,SENSE WIRES STAGGERED INTO DRIFT
79 -.100 0265 25 00 0000 0020 0 ,SENSE WIRES STAGGERED OUT DRIFT
1 -.100 1845 30 00 0 0 0 ,LAST THICKER SENSE WIRE TOP
1 0000 0245 0100 -800 0 0 0 ,BIAS WIRE BOTTOM
1 00000 1855 175 -800 0 0 0 ,BIAS WIRE TOP
1 0 250 175 -2500 0 0 0 ,FIRST THICKER POTENTIAL WIRE BOTTOM
159 0 260 100 -2500 0000 0010 0 ,POTENTIAL WIRES
1 0 1850 175 -2500 0 0 0 ,LAST THICKER POTENTIAL WIRE
10 5.924 245 100 -2482 2.633 0 -247.7 ,BOTTOM FIELD SHAPING WIRES
11 5.924 235 838 -2482 2.633 0 -247.7 ,BOTTOM FIELD SHAPING STRIPS
472 32.255 245 100 -5166 .4388 3.3333 -41.278 ,CATHODE
2 240.266 1827.775 148 -24731 -.621 .082 0 ,FIELD STRIP CENTER INNER HALF
2 240.984 1827.681 148 -24731 .621 -.082 0 ,FIELD STRIP CENTER OUTER SIDE
89 5.927 1858.627 148 -2482 2.633 -.347 -247.7 ,FIELD STRIPS TOP CENTER
89 5.309 1858.712 148 -2482 2.633 -.347 -247.7 ,FIELD STRIPS TOP LEFT
89 6.551 1858.548 148 -2482 2.633 -.347 -247.7 ,FIELD STRIPS TOP RIGHT
100 6.776 1865.072 845 00 2.633 -.347 0 ,GROUND ON BACK OF FIELD DEG ABOVE -2482 I
10 -6.776 1865.072 845 00 -2.633 -.347 0 ,GROUND BACK FDEG OTHER SIDE SW
10 -5.927 1858.627 446 -2482 -2.633 -.347 -247.7 ,FIELD STRIPS TOP CENTER OTHER SDE SW
10 -5.924 245 100 -2482 -2.633 0 -247.7 ,BOTTOM FIELD SHAPING WIRES OTHER SIDE SW
11 -5.924 235 838 -2482 -2.633 0 -247.7 ,BOTTOM FIELD SHAPING STRIPS OTHER SIDE SW
482 -32.255 245 1061 -4963.6 00000 3.3333 0 ,SCREEN SW PLANE
10 58.360 241.500 100 -2482 -2.610 0.344 -247.7 ,BOTTOM FIELD SHAPING WIRES OTHER SIDE CW
10 58.360 231.563 838 -2482 -2.610 0.344 -247.7 ,BOTTOM FIELD SHAPING STRIPS OTHER SIDE CW
475 58.360 241.600 1070 -2482 .4388 3.3333 -41.278 ,CATHODE SCREEN
10 243.617 1827.334 446 -24731 2.633 -.347 247.7 ,FIELD STRIP CENTER SCREEN

I STRIPS OF 1.4MM MADE BY 3 WIRES OF 148MU AT 0 AND +-1.326MM
I VS = POTENTIAL AT SW 0
I VP = AT PW -2500
I VB = BIAS -800
I V1 = TOP VOLTAGE -24731
I VS = CATHODE START -5166
I V6 = FIELD ELEKTRODES START -2482
I DVTOP = STRIP DIFFERENCE -247.7
I DVBOT = WIRE DIFF -247.7
I DVSID = CATH DIFF -41.28
I SCREEN SENSE WIRE PLANE 2PIA=S -4963.6V
    
```

A.3.3.2.4 Freiburger langer Prototyp

(STIERKII.WC, STIERKII.LTD)

Im Abschnitt 3.3.2.5 zum Vergleich der drei Auslenkungsrechenmodelle benutzt.

```

31,STIERKII.WC: =R.INP OF STEFAN BRAMOW
25,-50., 0.025, 100., -6700., 2., 0., 188.
26, 0., 0.025, 100., -2000., 2., 0., -188.
36,-72., 169.975, 100., -8768., 2., 0., 188.
37, 0., 169.975, 100., -2000., 2., 0., -188.
85,-51.919768, 0.958198,100., -6700., -0.2610524, 1.9828897, -24.538924
85, 51.919768, 0.958198,100., -6700., 0.2610524, 1.9828897, -24.538924
17, 0., 5., 100., -2800., 0., 10., 0.
6, 0.1, 30., 25., 0., 0., 20., 0.
6, -0.1, 40., 25., 0., 0., 20., 0.
2, 0.07, 10., 100., -400., 0., 140., 0.
2, -0.13, 20., 100., -400., 0., 140., 0.
5,-126.5,-54.,2000.,0.,7.5,0.,0.
5,-126.5,-24.,2000.,0.,7.5,0.,0.
5,-126.5,139.,2000.,0.,7.5,0.,0.
5,-126.5,199.,2000.,0.,7.5,0.,0.
5,96.5,-54.,2000.,0.,7.5,0.,0.
5,96.5,-24.,2000.,0.,7.5,0.,0.
5,96.5,139.,2000.,0.,7.5,0.,0.
5,96.5,199.,2000.,0.,7.5,0.,0.
3,-126.5,-46.5,2000.,0.,0.,7.5,0.
3,-96.5,-46.5,2000.,0.,0.,7.5,0.
3,96.5,-46.5,2000.,0.,0.,7.5,0.
3,126.5,-46.5,2000.,0.,0.,7.5,0.
19,-86.85,-54.,3000.,0.,9.65,0.,0.
19,-86.85,199.,3000.,0.,9.65,0.,0.
19,-126.5,-15.85,3000.,0.,0.,8.15,0.
19,126.5,-15.85,3000.,0.,0.,8.15,0.
7,-126.5,146.5,2000.,0.,0.,7.5,0.
7,-96.5,146.5,2000.,0.,0.,7.5,0.
7,96.5,146.5,2000.,0.,0.,7.5,0.
7,126.5,146.5,2000.,0.,0.,7.5,0.
    
```

```

11, STIERKII.LTD
25,4140,680.,8.23
26,4140,680.,8.23
36,4140,680.,8.23
37,4140,680.,8.23
85,4140,680.,8.23
85,4140,680.,8.23
17,4140,680.,8.23
6,4140,99.2,19.19
6,4140,99.2,19.19
2,4140,680.,8.23
2,4140,680.,8.23
    
```


Im Abschnitt 4.5 zum Vergleich mit den MeBdaten benutzt.

_DUA1:[RUNGE.WELTIN.FIELD]STIERKIIWN.DAT;1

5-FEB-1986 16:20

Page 1

```

27,      KAIWN NO SHIELD OF CH WAHLS DEFLECTION MEASUREMENTS 3-FEB-1986 19:21:00
 6,  0.1,      30.,      25.,      0.,  0.,      20.,      0. ,SW
 6, -0.1,      40.,      25.,      0.,  0.,      20.,      0. ,SW
 2,  0.07,     10.,     100.,     -400.,  0.,     140.,     0. ,DSW
 2, -0.13,     20.,     100.,     -400.,  0.,     140.,     0. ,DSW
17,  0.,       5.,     100.,     -2600.,  0.,     10.,      0. ,PW
25, -50.,     0.025,  100.,     -6553.,  2.,      0.,     186.11
26,  0.,     0.025,  100.,     -1900.,  2.,      0.,     -186.11
36, -72.,    169.975,  100.,     -8600.,  2.,      0.,     186.11
37,  0.,    169.975,  100.,     -1900.,  2.,      0.,     -186.11
85, -51.919768, 0.958198, 100.,     -6553., -0.2610524, 1.9828897, -24.37169
85,  51.919768, 0.958198, 100.,     -6553.,  0.2610524, 1.9828897, -24.37169
 5, -126.5,   -54.,   2387  0.,7.5,0.,0.,      ALU BEAMS
 5, -126.5,   -24.,   2387  0.,7.5,0.,0.
 5, -126.5,  139.,   2387  0.,7.5,0.,0.
 5, -126.5,  199.,   2387  0.,7.5,0.,0.
 5,   96.5,   -54.,   2387  0.,7.5,0.,0.
 5,   96.5,   -24.,   2387  0.,7.5,0.,0.
 5,   96.5,  139.,   2387  0.,7.5,0.,0.
 5,   96.5,  199.,   2387  0.,7.5,0.,0.
 3, -126.5,  -46.5,   2387  0.,0.,7.5,0.
 3,  -96.5,  -46.5,   2387  0.,0.,7.5,0.
 3,   96.5,  -46.5,   2387  0.,0.,7.5,0.
 3,  126.5,  -46.5,   2387  0.,0.,7.5,0.
 7, -126.5,  146.5,   2387  0.,0.,7.5,0.
 7,  -96.5,  146.5,   2387  0.,0.,7.5,0.
 7,   96.5,  146.5,   2387  0.,0.,7.5,0.
 7,  126.5,  146.5,   2387  0.,0.,7.5,0.
19, -86.85,   -54.,   3000,  0.,9.65,0.,0.,      GROUND SHEETS  TAKEN OUT !!!!!
19, -86.85,  199.,   3000,  0.,9.65,0.,0.
19, -126.5,  -15.85,  3000,  0.,0.,8.15,0.
19,  126.5,  -15.85,  3000,  0.,0.,8.15,0.

```

_DUA1:[RUNGE.WELTIN.FIELD]STIERKIIW.LTD;2

5-FEB-1986 09:55

Page 1

```

 5, STIERKIIW.LTD SWL=4220MM  5-FEB-1986 09:40:52
 6,  4220,  99.2,  19.19 ,SW
 6,  4220,  99.2,  19.19 ,SW
 2,  4220,  680.,   8.23 ,DSW
 2,  4220,  680.,   8.23 ,DSW
17,  4220,  680.,   8.23 ,PW
25,  4140,  680.,   8.23 ,CATHODES
26,  4140,  680.,   8.23 ,
36,  4140,  680.,   8.23 ,
37,  4140,  680.,   8.23 ,
85,  4140,  680.,   8.23 ,
85,  4140,  680.,   8.23 ,

```

A.3.3.2.6 2-Sector-Test der OPAL-Jetkammer (2SEC940.WCN, 2SEC940.LTD)

```

2SEC940.WCN (one sense wire plane,adjacents are dummy) 23-FEB-1987 22:44:11
!! n s1,s2, w1, w2, dw1,dw2,dia, Vp, dVp
PX 80, 245, 0, 10, .1, 20,0, 25, -2, 0 SW staggered up
PX 79, 245, 0, 20, -.1, 20,0, 25, -2, 0 SW staggered down
PP 1, 245, 0, 0, 0, 0,0, 175, -600, 0, BIAS inside
PP 1,1845, 0, 0, 0, 0,0, 175, -1160, 0, BIAS outside
PP 160, 245, 0, 5, 0, 10,0, 125, -2380, 0, PW Vupm=-1872.785
!!----- Vc(CW1)=V(32.2549)+DVcu=-4904.746+-200.452-5105.195-----
PP 1, 0, 0,247.11, 7.5,3.21553,0, 175, -5105.195,-39.453, CW left THICK
RE 1, 0, 0, 0, -15, 0,0, 0, 0, 0, CW right
PP 490, 0, 0,250.33, 7.5,3.21553,0, 125, -5144.648,-39.453, CW left
RE 1, 0, 0, 0, -15, 0,0, 0, 0, 0, CW right
!!----- Inner field wires exact at V(d), #2,5,6,9,10,11-----
PP 1, 245,15, 7.07, -75, 0,0, 125, -2537.48, 0, FW2 left out
PP 2, 245,15, 14.63, -75, 2.5182,0, 125, -3247.61,-236.71, FW5+6
PP 3, 245,15, 24.70, -75, 2.5182,0, 125, -4194.45,-236.71, FW9+10+11
!!
PP 1, 245, 0, 7.07, 90, 0,0, 125, -2537.48, 0, FW2 left
PP 2, 245, 0, 14.63, 90, 2.5182,0, 125, -3247.61,-236.71, FW5+6
PP 3, 245, 0, 24.70, 90, 2.5182,0, 125, -4194.45,-236.71, FW9+10+11
!!
PP 1, 245, 0, 7.07, -90, 0,0, 125, -2537.48, 0, FW2 right
PP 2, 245, 0, 14.63, -90, 2.5182,0, 125, -3247.61,-236.71, FW5+6
PP 3, 245, 0, 24.70, -90, 2.5182,0, 125, -4194.45,-236.71, FW9+10+11
!!
PP 1, 245,-15, 7.07, 75, 0,0, 125, -2537.48, 0, FW2 right out
PP 2, 245,-15, 14.63, 75, 2.5182,0, 125, -3247.61,-236.71, FW5+6
PP 3, 245,-15, 24.70, 75, 2.5182,0, 125, -4194.45,-236.71, FW9+10+11
!!----- end of movable wires -----
PP 1,1856, 0, 0, 0, 0,0,2922, 0, 0, GROUND outside
!!----- CWfill-BFDcenter strip potential=V(239.38)+DVcu=-24374.93-200.45-----
PP 1, 0, 0, 1828, 7.5, 0,0,1000,-24575.38, 0, CWfill left
RE 1, 0, 0, 0, -15, 0,0, 0, 0, 0, CWfill right
!!----- Barrel Field Degradar dense-----
!! center=2strips at +-65mm of 1.2mm size made to one of 2.5mm size=#0
!!PP 93,1834,7.5,236.26,-82.5,-2.54,0, 128, -2300.77,-236.71 strip(left)
!!RE 1, 0,-15, 0, -15, 0,0, 0, 0, 0, 0, 0
PP 187,1834,7.5,236.86,-82.5,-1.27,0, 404.3, -2300.77,-118.355 strip+gap(center)
RE 1, 0,-15, 0, -15, 0,0, 0, 0, 0, 0, 0
!!PP 93,1834,7.5,237.46,-82.5,-2.54,0, 128, -2300.77,-236.71 strip(left)
!!RE 1, 0,-15, 0, -15, 0,0, 0, 0, 0, 0, 0
PP 2,1834,7.5, .65,-82.5,-1.30,0, 398,-24575.38, 0, center strip
RE 1, 0,-15, 0, -15, 0,0, 0, 0, 0, 0, 0
PP 94,1840,7.5,236.86,-82.5,-2.54,0, 809, 0, 0, ground on back
RE 1, 0,-15, 0, -15, 0,0, 0, 0, 0, 0, 0
!! right side
!!PP 93,1834,-7.5,236.26, 82.5,-2.54,0, 128, -2300.77,-236.71 strip(left)
!!RE 1, 0, 15, 0, 15, 0,0, 0, 0, 0, 0, 0
!!PP 93,1834,-7.5,236.86, 82.5,-2.54,0, 128, -2300.77,-236.71 strip(center)
PP 187,1834,-7.5,236.86, 82.5,-1.27,0, 404.3, -2300.77,-118.355 strip+gap(center)
RE 1, 0, 15, 0, 15, 0,0, 0, 0, 0, 0, 0
!!PP 93,1834,-7.5,237.46, 82.5,-2.54,0, 128, -2300.77,-236.71 strip(left)
!!RE 1, 0, 15, 0, 15, 0,0, 0, 0, 0, 0, 0
PP 94,1840,-7.5,236.86, 82.5,-2.54,0, 809, 0, 0, ground on back
RE 1, 0, 15, 0, 15, 0,0, 0, 0, 0, 0, 0
!!----- Inner strips dense, linear from Vupm to Vc(CW1), big flat center-----
!! V(phi)=-(-5105.19+-1872.78)/7.5deg-1872.78=-430.99V/deg-1872.78V
PP 1, 0, 0, 235, 0, 0,0,1940, -2331.63, 0, flat center
PP 11, 0, 0, 235, 1.0646,0, .6435, 840, -2331.63,-277.34
RE 1, 0, -15, 0, -15, 0,0, 0, 0, 0, 0, 0
PP 10, 0, 0, 235,-1.0646,0,-.6435, 840, -2331.63,-277.34
RE 1, 0, 15, 0, 15, 0,0, 0, 0, 0, 0, 0
!!-----dummy sense wire planes at Vupm-----
PP 161, 0, 0, 245, 15, 10,0,3183, -1872.8, 0
PP 161, 0, 0, 245, -15, 10,0,3183, -1872.8, 0
$EOD

```

```

100, 2SEC940.LTD (one sense wire plane,adjacents are dummy) 30-FEB-1987
80 3270.6 -68. 19.19 10.718 PX 80, 245, 0, 10, .1, 20,0, 25, -2, 0 SW staggered up
79 3276.0 -68. 19.19 10.718 PX 79, 245, 0, 20, -.1, 20,0, 25, -2, 0 SW staggered down
1 3265.2 1426.0 8.23 0 PP 1, 245, 0, 0, 0, 0,0, 175, -600, 0, BIAS inside
1 4122.7 2273 8.23 0 PP 1,1845, 0, 0, 0, 0,0, 175, -1160, 0, BIAS outside
160 3277.9 -733.3 8.23 5.359 PP 160, 245, 0, 5, 0, 10,0, 125, -2380, 0, PW Vupm=-1872.785
1 3096.4 1282. 8.23 0 PP 1, 0, 0,247.11, 7.5,3.21553,0, 175, -5105.195,-39.453, CW left THICK
1 3096.4 1282. 8.23 0 PP 1, 0, 0, 0, -15, 0,0, 0, 0, 0, CW right
490 3098.1 750 8.23 1.7085 PP 490, 0, 0,250.33, 7.5,3.21553,0, 125, -5144.648,-39.453, CW left
490 3098.1 750 8.23 1.7085 RE 1, 0, 0, 0, -15, 0,0, 0, 0, 0, CW right
24 3096.4 654 8.23 0 PP 1, 245,15, 7.07, -75, 0,0, 125, -2537.48, 0, FW2 left out
$

```

Line	100, DTCDJCHF.WC, 940V/CM, VP=-2380V, WPM=-1872.785V	23-FEB-1987	21:27:26	Line	100, DTCDJCHF.LTD 24-FEB-1987	23:26:55	Holes in FW !! NEW LENGTH 2025MM!!
1	0	175.0	-670	0	0	0	BIAS BOT
3	-0.1	10.0	0	20.00	0	0	SW SHORT
2	0.1	20.0	0	20.00	0	0	SW SHORT
3	0.1	60.0	0	20.00	0	0	SW LONG
3	-0.1	70.0	0	20.00	0	0	SW LONG
1	0	120.0	-1160.	0	0	0	BIAS TOP
5	0	5.0	-2380	10.00	0	0	PW SHORT
7	0	55	-2380	10.00	0	0	PW LONG
36	-32.2549	0	-5107.052	3.2155	0	0	CW left DVC=202.306V
1	32.2549	0	-5107.052	0	0	0	CW right THICK
35	32.2549	3.2155	-5107.052	0	0	0	CW right
1	7.0712	0	-2537.477	3.2155	0	0	CW right
1	-7.0712	0	-2537.477	0	-236.72	0	FIELD BR #22 from vwpm to vc
2	14.6258	0	-3247.610	0	-236.72	0	FIELD BL
2	-14.6258	0	-3247.610	0	-236.72	0	FIELD BR #5,6 linear from vwpm to vc
3	24.6986	0	-4194.746	0	-236.72	0	FIELD BL
3	-24.6986	0	-4194.746	0	-236.72	0	FIELD BR #9,10,11 linear from vwpm to vc
11	59.956	0	-2300.851	0	-236.72	0	FIELD BRR
11	-59.956	0	-2300.851	0	-236.72	0	FIELD BLL
1	0	130.8	5000.0	0	0	0	GRND TOP
4	0	-10.0	-2329.4	0	0	0	SCR bot flat
3	-1.1212	-10.0	-2329.4	0	0	0	SCR bot flat
23	4.5539	-10.0	-2329.4	0	-126.252	0	SCR BR linear from vwpm to vcw
23	-4.5539	-10.0	-2329.4	0	-126.252	0	SCR BL =100.3v/mm
22	4.5539	124.232	-2300.8	0	-118.355	0	SCR TR linear from vwpm to vc.
22	-4.5539	124.232	-2300.8	0	-118.355	0	SCR TL =94.0v/mm
1	-32.2549	124.232	-2300.8	0	0	0	BFD CENTER DV=DVCW
1	32.2549	118.232	1000.0	0	0	0	CW fill DVCfill=DVCw+74v from 6mm*tan7.5
1	32.2549	124.232	400.8	0	0	0	BFD CENTER DV=DVCW
1	32.2549	118.232	1000.0	0	0	0	CW fill DVCfill=367.387 correct
24	63.2196	-10.0	-1997.2	0	-129.371	0	SCR BRR linear vwpm to vcw
24	-63.2196	-10.0	-1997.2	0	-129.371	0	SCR BLL =100.3
24	63.2196	124.232	-1989.4	0	-121.279	0	SCR TRR linear from vwpm to vc
24	-63.2196	124.232	-1989.4	0	-121.279	0	SCR TLL =94.0v/mm
26	-64.510	0	-1872.8	0	5.00	0	MIR L
26	64.510	0	-1872.8	0	5.00	0	MIR R
19	-64.510	-5	-1779.2	0	-5	93.6	linear to ground at -100m
19	64.510	-5	-1779.2	0	-5	93.6	linear to ground at -100m
26	-62.5	-100	1591.5	0	0	0	ground at -100m
100,	DTCDJCHF.LTD	24-FEB-1987	23:26:55	Holes in FW !! NEW LENGTH 2025MM!!			
1	3275.2	1400.0	8.23	0	0	0	BIAS BOT
3	3280.6	68.2	19.19	10.718	0	0	SW SHORT
2	3286.0	68.2	19.19	10.718	0	0	SW SHORT
3	4098.8	104	19.19	10.718	0	0	SW LONG
3	4104.2	104	19.19	10.718	0	0	SW LONG
1	4132.7	2230	8.23	0	0	0	BIAS TOP
5	3317.9	750	8.23	10.718	0	0	PW SHORT reference sag of 189.5166mu
7	4132.5	1138	8.23	10.718	0	0	PW LONG
36	3076.4	750	8.23	24.123	0	0	CW left sag 159.31 -> ? mu
1	3076.4	1235.7	8.23	0	0	0	CW right thick ref sag
35	3078.1	750	8.23	24.123	0	0	CW right variable sag
7	3076.4	632	8.23	0	0	0	FIELD BR ref sag
7	3076.4	632	8.23	0	0	0	FIELD BL
7	3076.4	632	8.23	0	0	0	FIELD BRR
7	3076.4	632	8.23	0	0	0	FIELD BLL

A.A Bild- und Tabellenunterschriften

Bild 2.1 Der OPAL Detektor: 1 Vertex-, 2 Jet-, 3 z-Driftkammer, 4 Drucktank, 5 Magnetspule, 6 Flugzeitszintillatoren, 7 elektromagnetisches Bleiglaskalorimeter, 8 Eisen-Streamerröhren Sandwichkalorimeter für Hadronennachweis, 9 Myondriftkammern [OPAL 1984]

Bild 2.2a OPAL-Zentraldetektor Längsschnitt:
1 Vertex-, 2 Jet-, 3 z-Driftkammer

Bild 2.2b OPAL-Zentraldetektor Querschnitt

Bild 2.3a OPAL-Jetkammer Sektor Gesamtansicht

Bild 2.3b OPAL-Jetkammer Sektor inneres Ende

Bild 2.3c OPAL-Jetkammer Sektor äußeres Ende

Bild 2.4a Venuskammer als Ausschnitt der OPAL Jetkammer [Sverko 1986]

Bild 2.4b Die Venuskammer im Schnitt (x Zähl draht, o Potentialdraht) [Sverko 1986]

Bild 2.5 Drahtkonfiguration des Eight Wire Prototype [OPAL 1984]

Bild 2.6a Langer Freiburger Prototyp als Teil der OPAL Jetkammer [Bramow 1986]

Bild 2.6b Langer Freiburger Prototyp [Schweier 1983]

Bild 2.7 OPAL Full Size Prototype [OPAL 1983]

Bild 2.8 2-sector Prototype [nach Breuker 1987, geändert]

Bild 2.9 Im OPAL FSP gemessener Energieverlust als Funktion des Teilchenimpulses für Elektronen, Pionen, Myonen und Protonen. Die durchgezogene Linie ist ein Fit zu den Daten [Breuker 1987].

Bild 2.10 Beobachtete, Monte Carlo, Landau und analytisch berechnete Energieverlustverteilung für 2.2 GeV Protonen ($\beta = 0.913$) in Argon Stichprobendicken von 5 cm atm. Die horizontale Achse ist sowohl mit der Landau Variablen λ als auch dem absoluten Energieverlust Δ beschriftet [Talman 1979].

Bild 2.11 Verteilung der Abstände Δx_i zwischen benachbarten primären Clustern. Gasproben-dicke 1 cm, $N_0 = 20$ Kollisionen pro Zentimeter. Das Ergebnis ist dargestellt mit einem Binning von 20 μm in Prozent von N_0 , bezogen auf ein Mittel von 10 000 Spuren [Lapique 1980].

Bild 2.12 Longitudinaler D_L und transversaler D_T Diffusionskoeffizient in einer Argon-Methan-Isobutan Gasmischung von 4 bar Druck [Drumm 1980 und Peisert 1984].

Bild 2.13 Online Auswertung der Driftgeschwindigkeit (links) und des Lorentzwinkels (rechts) während des Venuskammer Tests am CERN-SPS-X5 Teststrahl.

Bild 2.14a Definition der Winkel Θ , φ einer Spur zur Zähldrahtebene [Bittner 1987]

Bild 2.14b Der Lorentzwinkel α_L bewirkt für symmetrisch links und rechts verlaufende Spuren ungleiche Spurlängen, die auf einem Zähldraht gesammelt wurden [Bittner 1987].

Bild 2.14c Eine Driftzelle ist definiert als das Einzugsgebiet eines Zähldrahtes, d.h. alle Elektronen die sich in einer Driftzelle befinden, driften auf denselben Zähldraht. Für $B \neq 0$ sind die Driftzellen um den Lorentzwinkel gedreht (Bild 2.14b). Das Staggering bewirkt die unterschiedlichen Breiten der Driftzellen für vorne und hinten (wine bottle effect) (Feldrechnung mit FIELDN für die Venuskammer Runs 218 ff).

Bild 2.15 FWHM der Winkelausdehnung einer Gasverstärkungslawine ausgelöst durch die 5.9 KeV γ -Quanten einer ^{55}Fe Quelle in einem Argon-Methan Gasgemisch als Funktion der Lawinengröße [Okuno 1979]

Bild 2.16 Teilchentrennkraft des OPAL-FSP abgeleitet aus einer an die Daten angepaßten Parametrisierung [Breuker 1987]

Bild 2.17 Schema der Signalauslese in der OPAL-Jet-Kammer. Der Zähldraht wird rechts und links ausgelesen, das Signal wird vorverstärkt in einem Strom-Spannungswandler (VV) und über ein langes twisted-pair-Kabel zur Meßhütte gesendet. Dort wird es alle 10ns durch einen FADC digitalisiert und in einem 1K tiefen Random-Access-Memory zwischengespeichert.

Bild 2.18 Am Zähldraht gemessene Ladung aufgetragen über dem Ort der Teilchenspur für alle 20 Zähldrähte in der Venuskammer am CERN-SPS-X5-Teststrahl (Runs 97ff, unkalibriert)

Bild 3.1.1a Geerdete, parallele Flächenelektroden sind durch eine weitere Flächenelektrode auf dem Potential V_0 abgeschlossen. Die Elektroden sind als unendlich lang angenommen, als Verlängerung der gezackten Ränder [Lorrain 1970]

Bild 3.1.1b Geerdetes, quadratisches Metallrohr einseitig verschlossen durch eine Platte auf Potential V_0 . Das Rohr ist auf der anderen Seite unendlich lang.

Bild 3.1.2 Vergleich 2-D zu 3-D Potentialberechnung. Die durchgezogene Linie zeigt das Potential in der Mitte des Driftraumes in der Venuskammer, wenn man den Potentialanstieg des Feldkäfigs abzieht (2-D Rechnung mit FIELDN, Runs 218ff). Die Kreise zeigen die entsprechende 2-D analytische Lösung und die Quadrate sind die 3-D analytische Lösung. Die 2-D FIELDN Rechnung wurde an die 2-D analytische Lösung durch Verschieben um 16 Volt angepaßt, um die endliche Länge der Venuskammer in der FIELDN Rechnung zu berücksichtigen.

Bild 3.1.3 Quadratisches Netz der Maschenweite a für die Relaxation

Bild 3.1.4 Potentialbestimmung durch Relaxation bei ungleichem Gitterabstand

Bild 3.1.5 Vier der zehn Normfunktionen für den vollständigen kubischen Ansatz auf dem Dreieck, wenn die Ableitungen in den Eckpunkten als Knotenvariable mitverwendet werden. Die Normierung der vier gezeigten Funktionen ist jeweils: 1) $u(P_1)=1$, 2) $u_\xi(P_1)=1$, 3) $u_\eta(P_1)=1$, 4) $u(P_4)=1$ [Schwarz 1984]

Bild 3.2.1 Eine Jetkammer besteht aus einer Drahtebene dünner Zähldrähte vom Abstand s , mit dazwischenliegenden Potentialdrähten um die Gasverstärkung unabhängig vom Driftfeld, welches durch die Kathode definiert wird, anzupassen.

Tabelle 3.2.2 Spannungsdifferenz ΔV_{cw} zwischen einer leitenden Oberfläche und einer Drahtkathode (Driftfeld 940 V/cm, Drahtabstand 3.2155 mm, Drahtdurchmesser 125 μm , entspricht OPAL), wenn der Winkel zwischen der Drahtkathode und dem Driftfeld berücksichtigt wird (OPAL $\approx 7.5^\circ$). Die korrekte Rechnung wurde mit dem im Abschnitt 3.3 beschriebenen Programm FIELDN durchgeführt.

Bild 3.2.3 Ladung und maximale Amplitude als Funktion der Feldstärke an der Zähldrahtoberfläche. Die maximale Amplitude ist auf den untersten Ladungspunkt normiert (Faktor 16.95). Der Arbeitspunkt für alle Meßreihen mit konstanter Gasverstärkung beträgt $E_{zo} = 269.7$ kV/cm. Bei diesem Wert ist die Ladung aufgrund Sättigung auf 60% reduziert. [Bittner 1987]

Bild 3.2.4 Potentialverlauf in einem Plattenkondensator mit und ohne einer homogenen, positiven Raumladung der Dichte ρ . Das E-Feld (Steigung der Potentialkurve) wird durch die Raumladung an der Anode reduziert und an der Kathode um den gleichen Betrag erhöht. [Bittner 1987]

Bild 3.2.5 Terminierung der Zähldrahtebene einer Jetkammer. Die Feldformung erfolgt hauptsächlich durch Streifen auf einer gedruckten Schaltung. Die Feldformung zweiter Ordnung wird durch Felldrähte erzielt. Der letzte Zähldraht (Bias Wire) ist dicker, um der erhöhten mechanischen Beanspruchung standzuhalten, welche durch das Schalten der Hochspannung verursacht werden. Darüberhinaus kann er für Feldkorrekturen dritter Ordnung benutzt werden.

Bild 3.2.6 Das Potential ist entlang Schnitten von der Zähldrahtebene senkrecht 10mm in den Driftraum hinein gezeigt. Schnitt a geht durch einen Zähldraht, Schnitt b durch einen Potentialdraht. Das mittlere Potential V_{av} und die Potentialeinstellungen der feldformenden Elektroden sind auch eingezeichnet.

Bild 3.3.1a, b Transversale (DVX) und longitudinale (DYY) Driftgeschwindigkeit in einer Argon-Methan-Isobutan Mischung in einem Magnetfeld von a) $BZ = 0$ T b) $BZ = 0.5$ T (angepaßt an die Daten des Venuskammertests am CERN-SPS-X5-Teststrahl)

Bild 3.3.2.1a Die Geometrie des Driftraumes in der Seitenansicht (Schnittdarstellung) [Jahn 1986]

Bild 3.3.2.1b Positionierung der Drähte (senkrecht zur Zeichenebene mit unterschiedlichen Radien), welche die Elektroden simulieren [Jahn 1986].

Bild 3.3.2.1c Elektrischer Feldlinienverlauf in der Umgebung des Zähldrahtes [Jahn 1986].

Bild 3.3.2.2a Ränder der Driftzellen in der VENUS-Kammer für die Runs 218ff. Es ist jeweils die Bahn des ersten Elektrons (± 10 μm), welches auf den nächsten Draht drifted, eingezeichnet.

Bild 3.3.2.2b Zähldrahtoberflächenfeld in der VENUS-Kammer (Runs 218ff)

Bild 3.3.2.2c Aufgrund der Elektrostatik berechnetes Ladungssignal jedes Zählrates in der VENUS-Kammer, wenn die Teilchenspur in 40 mm Abstand von der Zähldrahtebene verlief (Runs 218ff).

Bild 3.3.2.2d Driftzellen in der VENUS-Driftkammer (Runs 218ff) bei Berücksichtigung der Raumladung ($\rho = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{C/cm}^3$). Die Abstände des Teststrahls für die Messungen am CERN-SPS-X5 sind als Linien eingezeichnet.

Bild 3.3.2.2e Zählrahtoberflächenfeld (VENUS - Kammer, Runs 218ff, Raumladung $1.1 \cdot 10^{-12} \text{C/cm}^3$)

Bild 3.3.2.2f Normierte Signalladung jedes Zählrahtes für verschiedene Driftstrecken in der VENUS-Kammer (Runs 218 ff, Raumladung $1.1 \cdot 10^{-12} \text{C/cm}^3$)

Bild 3.3.2.2g Änderung des Driftfeldes mit zunehmender Raumladung in der VENUS-Kammer. Der Schnitt beginnt 1 cm vor der Zählrahtebene und endet 1 cm vor der Kathodenplatte.

Bild 3.3.2.3a Übersprechen (XT) in der VENUS-Kammer. Die Ordinate zeigt die Position des Zählrahtes mit dem Übersprechsignal. Der Scharparameter ist der Abstand des Zählrahtes mit dem Übersprechsignal zum Zählraht mit dem Originalsignal. Der äußerste Draht der Zählrahtebene befindet sich bei 10 mm, die Kammermitte bei 105 mm.

Bild 3.3.2.3b Summe aller Übersprechsignale auf jeden Zählraht, wie es sich für Spuren parallel zur Zählrahtebene aufaddiert. Die untere Kurve zeigt den Fehler der Korrektur des Übersprechens, wenn die Werte der Kammermitte überall verwendet werden.

Bild 3.3.2.3c Größe der Übersprechsignale im OPAL-FSP. Der letzte Zählraht befindet sich bei 0, die Mitte der Kammer bei 80. Nur die Quadrate wurden wirklich berechnet, dazwischen wurde eine Hilfsgerade eingezeichnet.

Bild 3.3.2.3d Summe aller Übersprechsignale (obere Kurve) und Restsignal nach Korrektur der Übersprechsignale, wenn überall die Übersprechwerte der Kammermitte verwendet werden (untere Kurve), für den OPAL-FSP.

Bild 3.3.2.4a Feldlinienverlauf im OPAL-FSP nahe der äußeren feldformenden Elektrode. Als Hilfslinien sind Senkrechte zur Zählrahtebene eingezeichnet.

Bild 3.3.2.4b Driftzeiten einer Spur parallel zur Kathodendrahtebene (7.5° zur Zählrahtebene) ca. 2 cm vor der Kathode im OPAL-FSP. Ein linearer Fit durch die Driftzeiten der Drähte (außer den äußersten) wurde abgezogen.

Bild 3.3.2.4c Differenz der Driftzeiten zweier paralleler Spuren (1 und 2 cm vor der Kathode und parallel zu ihr). Aus ihr wird gerne die Driftgeschwindigkeit berechnet, was hier aber für die äußeren Drähte zu großen Fehlern führt.

Bild 3.3.2.5a Schemazeichnung der Drahtanordnung des Freiburger langen Prototyps. Die im Programm benutzten Drahtnummern sind jeweils am Rande einer Ebene notiert [Bramow 1986].

Bild 3.3.2.5b Drahtauslenkung im Freiburger langen Prototyp in der Mitte des Drahtes (Maximum). Die Auslenkung ist relativ zum Maßstab der Drahtposition um den Faktor 50 vergrößert.

Bild 3.3.2.5c Die elektrostatische Kraft pro Länge als Funktion der Drahtauslenkung in x-Richtung für verschiedene Drähte des Freiburger langen Prototypen [Bramow 1986].

Bild 3.3.2.5d Die elektrostatische Kraft pro Länge als Funktion der Drahtauslenkung in y-Richtung für verschiedene Drähte des Freiburger langen Prototypen [Bramow 1986].

Bilder 3.3.2.5e, f Vergleich der Drahtauslenkungen anhand des Freiburger langen Prototypen für verschiedene Rechenmodelle. Oben ist die Auslenkung für den Vielparabelansatz bei einer Stückelung des Drahtes in 20 Teile gezeigt, darunter die Differenz zum linearen Ansatz dieser Arbeit und ganz unten die Differenz zum Ansatz mit der Last auf der Mitte des Drahtes als konstant auf dem ganzen Draht angenommen. Links ist die x-Komponente, rechts die y-Komponente gezeigt. Die Auslenkung der Zähldrähte ist jeweils am rechten Bildrand zu sehen [Bramow 1986].

Bild 3.3.2.5g Drahtauslenkung im 8WP. Die Auslenkung ist um den Faktor 50 relativ zum Maßstab der Drahtpositionen vergrößert.

Bilder 3.3.2.5h, i Drahtauslenkung während des 2-Sector Tests der OPAL-Jetkammer. Die Drahtauslenkung ist um den Faktor 50 vergrößert.

Bild 3.3.2.5j Drahtauslenkung im Minimodell (300 Drähte) des 2-Sector Tests (2800 Drähte), welches zur Parameteroptimierung benutzt wurde. Das Koordinatensystem ist gegen das der Bilder 3.3.2.5h, i um 90° gedreht.

Bild 3.3.2.6a Oberflächenfelder der Zähldrähte in der VENUS-Kammer (Runs 218ff). Einige Zähldrähte wurden durch viele Drähte auf ihrer Oberfläche ersetzt, um die Variation des Feldes (= Ladung) entlang der Oberfläche zu sehen.

Bild 3.3.2.6b-e Elektrostatistisches Feld E entlang der Oberfläche von vier herausgegriffenen Zähldrähten.

- b) Erster Zähldraht am linken Rand der Zähldrahtebene
- c) Letzter Zähldraht am rechten Rand der Zähldrahtebene
- d) Zähldraht in der Mitte, der in Richtung des kurzen Driftraumes gestaggert ist.
- e) Zähldraht in der Mitte, der in Richtung des langen Driftraumes gestaggert ist.

Bild 3.3.2.6f Ladungsverteilung auf einem Streifen der feldformenden Elektrode des OPAL-FSP. Der Streifen liegt auf einem Potential von 10 kV.

Bild 3.3.2.7a Drahtanordnung des Modells zur Simulation von Leiterbahnstreifen durch Drähte.

Tabelle 3.3.2.7b Darstellung eines Streifens einer feldformenden Elektrode durch Drähte (Streifenbreite 1300μ , Streifenabstand Mitte-Mitte = 2600μ , Elektrodenstärke 6 mm). Der Durchgriff für $\epsilon_r = 1$ der Masse auf der Rückseite der Elektrode durch die Streifen auf der Innenseite mit Potential 10 kV ist aufgetragen. Zum Vergleich sind die mit Relaxation gewonnen Werte aufgeführt für $\epsilon_r = 1$ und $\epsilon_r = 5.6$.

Bild 3.4.1a Diskretisierung der VENUS-Kammer in Form von Dreiecken für die Berechnung mit der Methode der finiten Elemente.

Bild 3.4.1b Bei der Berechnung benutzte Teilnetzstruktur. Jede feldformende Messinglamelle und jeder Draht sind eigene Teilnetze, welche mit der Zerlegung des Driftraumes zum Hauptnetz zusammengebunden werden.

Bilder 3.4.1c, d Diskretisierung in der Nähe des Zähl- (c) und Potentialdrahtes (d). Gezeigt ist jeweils das ganze Teilnetz. Die Drahtoberfläche ist als 16-Eck realisiert. Der Zähldraht (Durchmesser $35 \mu\text{m}$) ist um $100 \mu\text{m}$ aus der Mitte versetzt, der Potentialdraht (Durchmesser $175 \mu\text{m}$) befindet sich in der Mitte.

Bild 3.4.1e Diskretisierung um das Ende der Zähldrahtebene. Links sind die Teilnetze dreier feldformender Messinglamellen gezeigt. Rechts sind drei Teilnetze für Drähte zu sehen (nicht existent, PW, SW).

Bilder 3.4.4a, b Höhenlinien konstanten Betrages des elektrischen Feldes in der VENUS-Kammer (Runs 218ff)

a) ist das mit dem Finite-Element-Programm gewonnene Ergebnis

b) zeigt dieselbe Berechnung mit dem Programm FIELDN (Abschnitt 3.3), das mit Superposition von Linienladungen arbeitet.

Bilder 3.4.4c, d Höhenlinien konstanten Betrages des elektrischen Feldes in der Nähe des Endes der Zählrahtebene. Oben (c) ist die Finite-Elemente-Berechnung gezeigt. Die Rechnung selbst erfolgte mit einem vollständigen kubischen Ansatz, das Zeichenprogramm interpoliert jedoch nur linear zwischen den Gitterpunkten. Unten (d) ist zum Vergleich die Berechnung im selben Ausschnitt mit der Superposition von Linienladungen gezeigt. (Höhenlinien bei 500, 650, 800, 900, 925, 951, 961, 971, 1000, 1200, 1500, 2000, 5000 und 10 000 V/cm).

Bild 4.1a Die Gasverstärkung in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke E auf der Zählrahtoberfläche, die proportional zur Linienladungsdichte ist. Die Messungen mit der Tunnel-Kathode als kalte Elektronenquelle können den exponentiellen Zusammenhang über einen größeren Bereich prüfen, als die Messungen mit einer ^{55}Fe -Quelle als Ionisationsquelle [Jahn 1986].

Bild 4.1b Pulshöhe (Quadrate) und maximale Amplitude (Dreiecke) der von der Venuskammer mit einem FADC-System ausgelesenen Zählsignale in Abhängigkeit des Zählrahtoberflächenfeldes E_{z0} (VENUS-Kammer Test am CERN-SPS-X5-Strahl, Runs 305ff).

Bild 4.2a Auf jedem Zählraht gesammelte Ladung in Abhängigkeit des Abstandes der Teilchenspür zur Zählrahtebene. Die Daten wurden für das Übersprechen der Zähldrähte untereinander korrigiert und auf die Ladungen bei einem Spurbabstand von 40 mm normiert [Bittner 1987].

Bild 4.2b Auf jedem Zählraht gesammelte Ladung in Abhängigkeit des Abstandes der Teilchenspür zur Zählrahtebene. Die Daten wurden aus der elektrostatisch berechneten Optik und der Zählrahtoberflächenfelder der Driftkammer für eine globale Raumladung von $1.1 \cdot 10^{-12} \text{ C/cm}^3$ abgeleitet und analog Bild 4.2a auf einen Spurbabstand von 40 mm normiert.

Bild 4.2c Verhältnis der gesammelten Ladung jedes Zählrahtes für das erste Ereignis im Burst, welches noch keine globale Raumladung spürt, zu allen übrigen Ereignissen im Burst, die alle eine globale Raumladung fühlen. Die Rauten zeigen die experimentellen Daten (VENUS Runs 371ff) [Bittner 1987], die Quadrate stellen die Ergebnisse der elektrostatischen Berechnung mit einer globalen Raumladung von 0, bzw. $1.1 \cdot 10^{-12} \text{ C/cm}^3$ dar.

Bild 4.3a Übersprechen der Zähldrähte untereinander in der VENUS-Kammer. Die Quadrate zeigen die Übersprechsignale in Prozent, wenn sich das Originalsignal auf dem i -ten Nachbarzählraht befindet, für rein elektrostatisch berechnetes Übersprechen (nur vom Draht 1 (Kammerrand) bei 10 mm bis Draht 12 bei 120 mm (Kammermitte bei 105 mm), von insgesamt 20 Zähldrähten). Die Messungen (Kreise) stellen eine Mittelung über die inneren zwölf Zähldrähte der VENUS-Kammer dar, da jeweils die vier äußeren Zähldrähte nicht ausgewertet werden konnten [Bittner 1987].

Bild 4.3b Bildliche Darstellung der mit dem FADC-System ausgelesenen Pulse im OPAL-FSP. Die Teilchenspür dringt auf der Höhe von Zählraht No 4 durch die Kathodenebene in den Driftraum dieses Sektors ein und verläuft parallel zur Zählrahtebene. Links sind die am linken Zählrahtende, rechts die am rechten Zählrahtende ausgelesenen Signale zu sehen.

Bild 4.3c Übersprechsignale und Zählsignale für zehn aufeinanderfolgende Drähte für Spuren fast parallel (0.5°) zur Zählrahtebene (obere zwei Reihen) und für Spuren mit einem Winkel von 6.5° zur Zählrahtebene (untere zwei Reihen).

Bild 4.3d Vergleich der Übersprechsignale auf dem ersten bis sechsten Nachbarzähl draht für am OPAL-FSP gemessene Werte (volle Kreise), mit einem elektrodynamischen Modell berechnete Werte (Rauten) [Bock 1985] und nur elektrostatisch berechnete Werte (offene Kreise). Die durchgezogenen Linien sind Fits an die Daten.

Bild 4.3e Aufgrund von Übersprechen noch ausgelesener Prozentsatz der ursprünglichen Ladung für Spuren mit einem Winkel φ zur Zähl drahtebene unter der Annahme, daß die Form des Übersprechens $y = an^b$ ist mit $a = -9.3\%$, $b = -1.65$ und n dem Abstand des Signaldrahtes zum Übersprechdraht. Die Quadrate ergeben sich, wenn alle Drähte übersprechen, die Rauten, wenn das Übersprechsignal vom nächsten Nachbarn kompensiert ist, und die Kreise, wenn die beiden nächsten Nachbarn kompensiert sind.

Bild 4.3f Faktor f für die Korrektur des Übersprechens zur Rückgewinnung der ursprünglichen Ladung Q_0 aus der gemessenen Ladung Q_m bei verschiedenen Winkeln φ der Teilchenspur zur Zähl drahtebenen ($Q_0 = f Q_m$). Alle Drähte (Quadrate), der nächste Nachbar kompensiert (Rauten) und die nächsten zwei Nachbarn kompensiert (Kreis).

Bild 4.3g Pulsformen des ursprünglichen Ladungssignals (Kreise bzw. Rauten) im Vergleich zur Pulsform des Übersprechsignals (Dreiecke bzw. Quadrate). Die zwei Beispiele sind beliebig herausgegriffen und mit der maximalen Amplitude normiert.

Tabelle 4.4 Auswirkungen des Durchgriffs der Masse auf der Rückseite der feldformenden Elektroden in den Driftraum für eine Spur mit einem Winkel von 7.5° zur Zähl drahtebene und ca. 1 cm vor der Kathodendrahtebene.

Bild 4.5a Drahtauslenkungen aller Drähte der Zähl drahtebene im Eight-Wire-Prototype (8WP). Oben ist die Auslenkung transversal und unten longitudinal zur Zähl drahtebene zu sehen. Kreise sind Messungen [Burckhart 1985], Quadrate wurden mit dem linearen Ansatz berechnet. Die Zähl drähte sind mit gefüllten Symbolen markiert.

Bild 4.5b Drahtauslenkungen aller Drähte der Zähl drahtebene im Freiburger langen Prototyp. Oben ist die Auslenkung transversal und unten longitudinal zur Zähl drahtebene zu sehen. Kreise sind Messungen [Wahl 1986], Quadrate wurden mit dem linearen Ansatz berechnet. Die Zähl drähte sind mit gefüllten Symbolen markiert.

Bild A.3.2.2 Computer-Simulation einer kleinen Jetkammer. Höhenlinien des Betrages des elektrischen Feldes sind gezeigt bei 500, 995, 1005, 1050, 5000 V/cm. Die Oberflächenfeldstärke der Zähl drähte (SW), Potentialdrähte (PW) und Kathodendrähte (CW) beträgt 335., 3.34 beziehungsweise 31.8 KV/cm. Die Feldstärke hat den Wert Null 0.75 mm vor den Potentialdrähten in Richtung des Driftraumes und jeweils in der Mitte zwischen zwei Kathodendrähten.

Tabelle A.3.2.2a Drahtkonfiguration der in Bild A.3.2.2 gezeigten Jetkammer. Eingabedaten für das Kommando READWC des Programmes FIELDN.

Tabelle A.3.2.2b Mit dem Kommando WRITEPCF im Programm FIELDN erstelltes formatiertes Zwischenfile für die kleine Jetkammer aus Bild A.3.2.2. In jeder Zeile stehen alle wichtigen Daten für jeweils einen Draht: Nummer, Ort an der Aufhängung, Durchmesser, Potential, Ladung, Oberflächenfeld, Kräfte auf den Draht, Länge, Dichte, Zugspannung und Auslenkung in der Mitte des Drahtes.

A.B Literaturliste

Kürzel Autor, Titel, Quelle

Abramowitz 1984

M.A. Abramowitz and I.A. Stegun
Pocketbook of mathematical functions
Harri Deutsch, Thun · Frankfurt am Main, FRG 1984

AEG FR4

Material: Glasotext^R 1825, NEMA FR4, DIN 40802: EP-GC-02
AEG Isolier- und Kunststoff GmbH, Otto-Hahn-Str. 5, D-3500 Kassel

ALEPH 1984

ALEPH
Cern Courier 24(7.1984)269

Allison 1980

W.W.M. Allison and J.H. Cobb
Relativistic charged particle identification by energy loss
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30(1980)253

AMY 1985

KEK Amiable AMY
Cern Courier 25(9.1985)387

ASKA

ASKA - Linear Static Analysis, User's refence manual (ISD No. 73)
Institut für Statik und Dynamik (ISD) der Universität Stuttgart, Oktober 1975

Bittner 1986

S. Bittner, J. Ludwig, H.J. Mayer, D. Schaile, O. Schaile, I.Sverko and A.Weltin
Pulse shape analysis for a jet chamber with long drift paths in the presence
of a magnetic field.
Nuclear Instruments and Methods A252(1986)564

Bittner 1987

S. Bittner
Korrektur systematischer Effekte bei der Bestimmung des differentiellen
Energieverlustes in Driftkammern
Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Univ. Freiburg, Februar 1987

Blonski 1985

A. Blonski
Dispersionseigenschaften von Wellenleitern und Drahtkammern und elektro-
statische Feldberechnung mit der Finit-Element-Methode.
Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Univ. Freiburg, März 1985

Bock 1985

P. Bock
Persönliche Mitteilung und OPAL-CD-Meeting, CERN, Genf, Februar 1985

Bourgeois 1973

F. Bourgeois, J.P. Dufey

Programmes de simulation des chambres à drift en champ magnetic
CERN-NP internal report 73-11, Geneva, July 1973

Bramow 1986

S. Bramow

Driftfeldoptimierung und Untersuchung der elektrostatischen Drahtauslenkung in
einer Jet-Driftkammer

Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Univ. Freiburg, Juni 1986

Breuker 1987

OPAL Jet Chamber Collaboration, H. Breuker et al.

Particle identification with the OPAL jet chamber in the region of the
relativistic rise

CERN-EP/87-97, Geneva, May 1987 (submitted to NIM)

Buchholz 1957

H. Buchholz

Elektrische und magnetische Potentialfelder.

Springer, Berlin, (1957)60

Burckhart 1985

H.J. Burckhart et al.

Investigation of very long jet chambers

Nuclear Instruments and Methods A244(1986)416, CERN EF/85-11

CDF 1984

Collider Detector Facility

CERN Courier 24(1.1984)11

CERNLIB

CERN Computer center program library

CERN, Geneva, 01. September 1985

Collatz 1958

L. Collatz

Numerische und graphische Methoden

Handbuch der Physik (Herausg. Flüge), Band II, S.392, Springer, Berlin 1958

DELPHI 1984

DELPHI

Cern Courier 24(6.1984)227

Drumm 1980

H. Drumm et al.

Experience with the JET-Chamber of the JADE detector at PETRA

Nuclear Instruments and Methods 176(1980)333

Erskine 1972

G.A. Erskine

Electrostatic problems in multiwire proportional chambers

Nuclear Instruments and Methods 105(1972)565

Farr 1978

W. Farr et al.

A drift chamber system for the detection of narrow particle jets from e^+e^- reactions

Nuclear Instruments and Methods 156(1978)283

Fischer 1986

OPAL Jet Chamber Collaboration, H.M. Fischer et al.

The Opal jet chamber full scale prototype

Nuclear Instruments and Methods A252(1986)331

Friedrich 1978

A.-D. Friedrich

Aktives H_2 -Gastarget bei hohem Druck

Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Univ. Freiburg, September 1978

Gluckstern 1963

R.L. Gluckstern

Uncertainties in track momentum and direction, due to multiple scattering and measurement errors

Nuclear Instruments and Methods 24(1963)381

Hauschild 1986

M. Hauschild

.....

Dissertation, Bonn, in Vorbereitung

Persönliche Mitteilung, OPAL-DSG 7. Oktober 1986

H1 1986

DESY Hi H1

Cern Courier 26(7.1986)11

Jahn 1986

A. Jahn

Emissionsverhalten von Tunnel-Kathoden zur Eichung von Driftkammern

Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Univ. Freiburg, Juli 1986

Killian 1980

T.J. Killian

Accurate computer simulation of a drift chamber.

Nuclear Instruments and Methods 176(1980)355

Lehraus 1983

I. Lehraus

Progress in particle identification using ionization

Nuclear Instruments and Methods 217(1983)43

Liebschner 1987

E. Liebschner

.....

Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Univ. Freiburg, in Vorbereitung

Lorrain 1970

P. Lorrain and D. Corson
Electromagnetic fields and waves
W.H. Freeman and Company, San Francisco, 2nd ed. 1970

Ludwig 1986

J. Ludwig, Freiburg
Persönliche Mitteilung
OPAL, CDM, 11. September 1986

Maxwell 1883

J.C. Maxwell
Lehrbuch der Electricität und des Magnetismus
Springer, Berlin, 1883

Mayer 1987

H. J. Mayer
Simulation einer Jetkammer für e^+e^- Speicherring Experimente
Dissertation, Fakultät für Physik der Univ. Freiburg, September 1987

Okuno 1979

H. Okuno, J. Fischer, V. Radeka, A. H. Walenta
Azimuthal spread of the avalanche in proportional chambers
IEEE Transaction on Nuclear Science NS-26(1.1979)160

OPAL 1983

OPAL Collaboration:
Carleton Univ., Nat. Research Council, Montreal Univ. (Canada)
DPHPE - Saclay (France)
Bonn Univ., Freiburg Univ., Heidelberg Univ. (Germany)
Tokyo Univ. (Japan)
Enrico Fermi Inst.- Chicago, Maryland Univ., California Univ.- Riverside (USA)
Technion, Tel Aviv Univ., Weizmann Inst. (Israel)
Bologna Univ. (Italy)
Birmingham Univ., Cavendish Cambridge, Manchester Univ., Queen Mary College,
R.A.L., University College London (U.K.)
C.E.R.N.
The OPAL detector technical proposal
CERN/LEPC/83-4, Geneva, May 1983

OPAL 1984

OPAL Status Report
CERN LEPC/84-17, 1984

Peisert 1984

A. Peisert and F. Sauli
Drift and diffusion of electrons in gases: A compilation
CERN, Yellow Report 84-08, Geneva, July 1984

Russ 1984

M. Russ

Driftkammern mit Draht-Kathodenebenen

Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Univ. Heidelberg, 1984

Sauli 1977

F. Sauli

Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers
CERN, Yellow Report 77-09, Geneva, May 1977

Schaile 1986

D. Schaile, O. Schaile und J. Schwarz

A simultaneous hit finding and timing method for pulse shape analysis of
drift chamber signals

Nuclear Instruments and Methods A242(1986)247

Schledermann 1984

H. Schledermann

Untersuchung an Driftkammern für den Einsatz im intensiven LEAR-
Antiprotonenstrahl am CERN.

Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Univ. Freiburg, Oktober 1984

Schmidt 1980

B. Schmidt

Elektronendrift in Zählgasen unter dem Einfluss elektrischer und magnetischer
Felder

Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Univ. Heidelberg, Juni 1980

Schmidt 1986

B. Schmidt

Drift properties of electrons in methane and methane noble gas mixtures

Nuclear Instruments and Methods A252(1986)579

Schmitt 1981

W. Schmitt

Anwendung der Methode der finiten Elemente in der Bruchmechanik unter be-
sonderer Berücksichtigung dreidimensionaler und elastisch-plastischer Probleme.

Dissertation, Darmstadt, 1981

Fraunhofer Institut für Werkstoffmechanik, Freiburg

Schwarz 1984

H.R. Schwarz

Methode der finiten Elemente

B.G Teubner, Stuttgart, 1984

Schweier 1983

M. Schweier

Voruntersuchungen zum Betrieb einer 5m langen Driftkammer

Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Univ. Freiburg, Juli 1983

Southwell 1946

R.V. Southwell

Relaxation methods in theoretical physics

Oxford 1946

Sverko 1986

I. Sverko

Pulsformanalyse und Zeitaufösungen für eine Driftkammer mit langen Driftstrecken im Magnetfeld.

Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Univ. Freiburg, März 1986

Talman 1979

R. Talman

On the statistics of particle identification using ionization

Nuclear Instruments and Methods 159(1979)189

Wahl 1986

C. Wahl

Aufbau und Untersuchung eines Jet-Kammer-Prototyps

Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Univ. Freiburg, Juni 1986

Wendt 1958

G. Wendt

Statische Felder und stationäre Ströme

Handbuch der Physik (Herausg. Flügge), Band XVI, S.148 Springer, Berlin 1958

Zankel 1985

K. Zankel

Persönliche Mitteilung und [Burckhart 1985]

CERN, Genf, 1985

ZEUS 1986

ZEUS and HERA

Cern Courier 26(6.1986)16

A.D Stichwortverzeichnis

Attachment, Elektroneneinfang	90
Bethe-Bloch Formel	14
Bias Wire, BW	8
Burst, Puls von Teilchen	58, 90
Cathode Wire, CW, Kathodendraht	7
Cluster von Elektronen	16f
dE/dx	14
δ -Elektronen	16
Drei-Draht-Methode zur Zeitauflösung	22
Driftzellenverjüngung durch Staggering	20f, 58
Durchgriff	79
Elektroneneinfang, Attachment	90
Element	35
Felddraht, FW, field wire	8
Field Wire, FW, Felddraht	8
Flash-Analog-to-Digital-Converter, FADC	22f
Flaschenhalseffekt, wine-bottle-effect	20f, 58
Gravitationsdurchhang, gravitational sag	51
Jetkammer	25
Jets	25
Kathodendraht, CW, cathode wire	7
Knoten im Gitter, node in net	33
Kondensation eines Freiheitsgrades	37
Landauverteilung	15
Lorentzwinkel α_c	8, 18
minimal ionisierendes Teilchen	15
node in net, Knoten im Gitter	33
Pedestal	93
Ψ -Faktor	18
Puls von Teilchen, Burst	58, 90
Random-Access-Memory, RAM	23
Raumladung globale	58
Sagitta einer Spur	22
Sag gravitational	51
Sättigung lokale	19, 88
globale	58
Sense Wire, SW, Zähl draht	7
Staggering der Zähl drähte	8, 40
Steifigkeitsmatrix	36
Substruktur, Teilnetze	37
Superpositionsprinzip der Elektrostatik	31
Teilchentrennung	23
Teilnetze, Substruktur	37
Tracking	54
Truncated mean	16
Twisted-Pair-Kabel	23
Vielfachstreuung	16
Wine bottle effect, Driftzellenverjüngung	20f, 58
Zähl draht, SW, Sense Wire	7

A.D Veröffentlichungen

V. Artemiev¹⁾, A. Bamberger²⁾, M. Fuchs²⁾, Y. Galaktionov¹⁾, G. Giesen²⁾, A. Gordeev¹⁾, Y. Gorodkov¹⁾, W. Heck²⁾, Y. Kamishkov¹⁾, V. Lubimov¹⁾, J. Ludwig²⁾, R. Marx²⁾, T. Mocken²⁾, V. Plyaskin¹⁾, V. Pojidaev¹⁾, K. Runge²⁾, V. Shevchenko¹⁾, E. Shumilov¹⁾, E. Skodzek²⁾, H.-C. Weber²⁾, A. Weltin²⁾ and M. Wülker²⁾.

1)ITEP, Moscow, USSR

2)University of Freiburg, Freiburg, FRG

Performance of a fine grained photon position detector using proportional tubes
NIM 224(1984)408

S. Bittner, J. Ludwig, H.J. Mayer, O. Schaile, I. Sverko and A. Weltin

University of Freiburg, Germany

D. Schaile

CERN, Geneva, Switzerland

Pulse shape analysis for a jet chamber with long drift paths in the presence of a magnetic field

NIM A252(1986)564

H.M. Fischer, M. Hauschild, H. Hartmann and A. Hegerath

Physikalisches Institut, Universität Bonn, Bonn, FRG

H. Boerner, H.J. Burckhart, M. Dittmar, R. Hammarström, R.D. Heuer, L. Mazzone, A. Michelini, Ö. Runolfsson, D. Schaile, M. Uldry, J. Va'vra*, S. Weisz, P. Wicht and K. Zankel
CERN, Geneva, Switzerland

*Now at SLAC, Stanford University, CA 94305, USA

R. Kolpin, J. Ludwig, W. Mohr, F. Röhner, H. Röser, K. Runge, O. Schaile, J. Schwarz, H.E. Stier and A. Weltin

Fakultät für Physik, Universität Freiburg, Freiburg, FRG

P. Bock, J. Heintze, P. Igo-Kemenes, P. Lennert, R. Rusniak, P. von Walter, A. Wagner and J. Zimmer

Physikalisches Institut, Universität Heidelberg, Heidelberg, FRG

The OPAL Jet chamber full scale prototype

NIM A252(1986)331

H. Breuker, H.M. Fischer, M. Hauschild, H. Hartmann, B. Wunsch

Physikalisches Institut, Universität Bonn

H. Boemer, H.J. Burckhart, M. Dittmar, R. Hammarström, R.D. Heuer, A. Michelini, D.E. Plane,
Ö. Runolfsson, D. Schaile, S. Weisz, K. Zankel

CERN, Geneva

J. Ludwig, W. Mohr, F. Röhner, K. Runge, O. Schaile, J. Schwarz, H.E. Stier, A. Weltin
Fakultät für Physik, Universität Freiburg

P. Bock, J. Heintze, P. Igo-Kemenes, P. Lennert, A. Wagner

Physikalisches Institut, Universität Heidelberg

Particle Identification with the OPAL jet chamber in the region of the relativistic rise

CERN-EP/87-97, May 27th, 1987

submitted to NIM

A. Weltin

Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, FRG

Analytical solution of the potential and electric field of a jet type drift chamber

submitted to NIM on June 9, 1987

Mein Dank gilt allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, sei es in Freiburg, am CERN in Genf oder am ICA in Stuttgart.

Herrn Prof. Dr. K. Runge danke ich für die Überlassung des Themas, seine Unterstützung und Gesprächsbereitschaft.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. W. Heck für viele anregende Diskussionen, sowie bei Herrn Prof. Dr. Drs. h.c. J.H. Argyris vom ICA, Stuttgart, und seinen Mitarbeitern für die große Unterstützung bei der Finite - Elemente Rechnung.

Herrn Privatdozent Dr. J. Ludwig, Frau I. Sverko und den Herren S. Bittner, S. Bramow, S. Greskamp, A. Jahn, E. Liebschner und H.J. Mayer danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Mein besonderer Dank gilt auch Frau Dr. D. Schaile und Herrn Dr. O. Schaile, ohne deren hervorragende Programme zur Datennahme und Online-Auswertung des VENUS-Kammer Tests am CERN-SPS-X5-Strahl diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre.

Bei meiner Frau und meinen Kindern bedanke ich mich für die fortgesetzte Ermunterung zu dieser Arbeit, die große Geduld während vieler hektischer Wochen und die Hilfe beim Aufschreiben der Arbeit.

Lebenslauf

Persönliche Angaben:

Name: Armin Weltin
geboren am: 1. Juli 1956 in Müllheim (Baden)
Eltern: Erich Weltin und Rosemarie Weltin, geb. Kirner
Familienstand: Seit dem 18. Februar 1983 verheiratet mit Karin Weltin, geb. Weber
Kinder: Andreas, geb. am 16. Februar 1984
Annika, geb. am 7. August 1985
Christian, geb. am 23. Januar 1987

Angaben zur Ausbildung:

Schulbildung:

1963	-	1966	Grundschule Müllheim
1966	-	1975	Markgräfler Gymnasium Müllheim
14. Mai		1975	Abitur

Wehrdienst:

1975	-	1976	Bundeswehr
------	---	------	------------

Studium:

1976	-	1978	Studium der Physik an der Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg
19. Juni		1978	Vordiplom Physik
1978	-	1979	Auslandsstudium an der University of Glasgow, Department of Natural Philosophy, Glasgow (U.K.)
1979	-	1982	Studium der Physik an der Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg
1. November		1980	Beginn der Diplomarbeit bei Herrn Prof. Dr. A. Bamberger
1. Februar		1982	
- 31. Mai		1982	Aufenthalt am CERN, Genf (CH) im Rahmen der Diplomarbeit
20. Dezember		1982	Diplom in Physik
1. Januar		1983	Beginn der Doktorarbeit an der Fakultät für Physik der Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, bei Herrn Professor Dr. K. Runge
April		1984	
- Februar		1985	Aufenthalt am CERN, Genf (CH) im Rahmen der Doktorarbeit

Anstellung:

Seit 1. August 1984 als wissenschaftlicher Angestellter an der Fakultät für Physik der Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg.