

**Technische Universität München**

**Fachgebiet Raumfahrttechnik**

# **Hochgeschwindigkeitseinschläge auf teildurchlässige Oberflächen**

**Gerd Hofschuster**

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen  
der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors Ingenieur  
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Hans-Peter Kau

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Eduard Igenbergs, i.R.

2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Peukert

Die Dissertation wurde am 17. Januar 2002 bei der Technischen Universität München  
eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 21. Januar 2003 angenommen.



## **Danksagung**

Leider kann ich an dieser Stelle aus Platzgründen nicht allen so danken wie es angemessen wäre und ich mir das auch wünschen würde. Ich kann nur hoffen, dass mich zu allen Beteiligten ein so freundschaftliches Verhältnis verbindet, dass sie mir dies auch nachsehen werden.

Im Bereich der fachlichen Unterstützung muss aber die „Staubgruppe“ um Prof. Grün am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg erwähnt werden, die mich freundschaftlich an ihrem Institut aufgenommen hat und ohne deren Unterstützung diese experimentelle Arbeit überhaupt nicht möglich gewesen wäre.

Aber auch im persönlichen Bereich habe ich von allen Seiten Hilfe und Motivation erfahren. Ich kann hier nur versichern, dass ich die mir entgegengebrachte Freundschaft nie vergessen und natürlich in Zukunft versuchen werde auszubauen.

Gerd Hofschuster



# Inhalt

<b>1. Einleitung.....</b>	<b>1</b>
<b>2. Staub im Weltraum .....</b>	<b>3</b>
<b>3. Weltraummüll.....</b>	<b>7</b>
<b>4. Der Hochgeschwindigkeitseinschlag .....</b>	<b>11</b>
<b>5. Time-of-flight-Massenspektrometrie .....</b>	<b>17</b>
<b>6. Existierende Staubdetektoren.....</b>	<b>25</b>
6.1. Der Cosmic-Dust-Analyzer (CDA) an Bord der Raumsonde Cassini.....	25
6.2. Die Baureihe MDC .....	29
6.3. Die TOF-Massenspektrometer vom Typ PUMA / PIA .....	37
6.4. Aktuelle Entwicklungen in Japan .....	38
<b>7. Experimentelle Voruntersuchungen .....</b>	<b>41</b>
7.1. Problemstellung .....	41
7.2. Verwendung eines teildurchlässigen Targets.....	42
7.3. Geometrische Betrachtungen zu Honigwabenstrukturen.....	46
7.4. Verwendete Beschleunigeranlage .....	56
7.5. Vorversuche mit dem Aufbau nach Reschauer.....	57
7.6. Vorversuche mit einem neu konzipierten Aufbau .....	71
<b>8. Nachweis der Machbarkeit eines TOF-Massenspektrometers.....</b>	<b>75</b>
8.1. Verwendung eines linearen einstufigen TOF-Massenspektrometers.....	75
8.2. Auswertemethodik .....	76
8.3. Ergebnisse dieser Anordnung .....	79
8.4. Vergleich Flugzeitberechnung – Flugzeitsimulation .....	87
8.5. Verwendung eines verbesserten zweistufigen Aufbaus.....	91
8.6. Ergebnisse der verbesserten Anordnung.....	94
8.7. Test einer alternativen, statistischen Auswertemethodik.....	98
<b>9. Das elektrische Feld in unmittelbarer Nähe des Honigwabentargets.....</b>	<b>103</b>

<b>10. Masse und Geschwindigkeitsbestimmung des einfallenden Teilchens nach dem MDC-Prinzip .....</b>	<b>107</b>
10.1. Anordnung der Meßkampagne 1 .....	109
10.2. Anordnung der Meßkampagne 2 .....	113
<b>11. Alternative Meßmethodik zum teildurchlässigen Target .....</b>	<b>123</b>
<b>12. Zusammenfassung und Ausblick.....</b>	<b>125</b>
<b>Literatur .....</b>	<b>127</b>

# 1. Einleitung

Bereits im 17. Jahrhundert beobachtete der Astronom Cassini eine Lichterscheinung, die eine Stunde vor und nach Sonnenaufgang unter guten Bedingungen mit bloßem Auge zu sehen ist: das Zodiakallicht. Symmetrisch zur Ekliptik streut sich das Sonnenlicht an kleinen Staubteilchen. Cassini gelang auch die richtige Interpretation des Phänomens. Heute wissen wir um die Bedeutung von Staub im Weltall. Er spielt bei der Entstehung von Sonnensystemen eine entscheidende Rolle, so daß seine Erforschung die fundamentalen Fragen des Menschen über seine Existenz, woher er kommt und wohin er geht, berührt. Neben diesen philosophischen Aspekten haben sehr naheliegende Probleme zur Erforschung des Staubs geführt. In der Pionierzeit der Raumfahrt mußte geklärt werden, ob diese kleinen Festkörper eine Gefahr darstellen. Obwohl Gefährdungen durch größere Teilchen nicht auszuschließen waren, konnte sich die bemannte Raumfahrt entwickeln. Menschen landeten auf dem Mond. Zudem ist festzustellen, daß sich die ursprüngliche Bedrohungssituation durch die von der Raumfahrt selbst verursachte Müllproblematik wieder akut verschlechtert. Aus Sicht der astronomischen Staubforschung aber, die heute ein etablierter und noch dynamischer Forschungszweig ist, läßt sich diese Problematik aus einem anderen, positiven Blickwinkel betrachten: mit dem Weltraummüll wurde ein erdnahe Labor zur Entwicklung von Staubpopulationen geschaffen.

Aus welcher Sichtweise auch immer man diese Problematik sieht, fest steht, daß ein Bedarf für leichte und kompakte Staubdetektoren besteht. Das Fachgebiet Raumfahrttechnik der TU München von Herrn Prof. Dr.-Ing. Igenbergs hat langjährige Erfahrungen mit dem Bau und Betrieb kleiner Staubdetektoren. Die Baureihe MDC

(Munich Dust Counter bzw. Mars Dust Counter) war an mehreren Raumfahrtmissionen beteiligt. Der sehr kompakte Detektor ist in der Lage Masse und Geschwindigkeit eines einfallenden Staubteilchens zu bestimmen. Über die chemische Zusammensetzung des Teilchens kann hingegen keine Aussage getroffen werden. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich damit, diese Einschränkung durch die Verwendung eines speziellen Targets, auf das die Staubteilchen aufschlagen, zu überwinden. Herr Dr.-Ing. Heinrich Iglseider, ein ehemaliger Mitarbeiter des Fachgebiets Raumfahrttechnik und einer der geistigen Väter der MDC-Baureihe kam auf die Idee, Mikrohonigwabenstrukturen als teildurchlässige Targets zu verwenden. Er stellte dem Fachgebiet Raumfahrttechnik drei Probeexemplare zur Verfügung. Man erhoffte sich, daß auf beiden Seiten des Targets elektrische Ladungen entstehen, die zur Massen- und Geschwindigkeitsbestimmung, sowie für die massenspektroskopische Analyse verwendet werden können.

Die vorliegende Arbeit beschreibt daher erst die im Weltall vorkommenden „kleinen“ Festkörper in Form von Staub (Kapitel 2) und Weltraummüll (Kapitel 3), geht dann auf die grundlegende Wechselwirkung der Partikel mit den Detektoren, den Hochgeschwindigkeitseinschlag (Kapitel 4) ein. Zur chemischen Analyse von Teilchen im Weltall wird heute üblicherweise die Time-of-flight-(TOF)-Massenspektroskopie verwendet, Kapitel 5 beschreibt die Methodik. Kapitel 6 geht auf einige relevante ausgeführte Staubdetektoren ein. Kapitel 7 dokumentiert die Grundüberlegungen und Vorversuche, die zur Lösung des Problems angestellt wurden, während in Kapitel 8 der Nachweis einer funktionsfähigen TOF-Massenspektroskopie mit dem verwendeten Target erbracht wird. In Kapitel 9 wird die verwendete Modellvorstellung für das elektrische Feld in der Nähe der Honigwabe durch eine Simulationssoftware verifiziert. Schließlich begründet Kapitel 10, warum die massenspektroskopischen Untersuchungen die Massen- und Geschwindigkeitsbestimmung, wie sie in der Baureihe MDC verwendet werden, nicht negativ beeinflusst. In Kapitel 11 wird ein alternatives Vorgehen vorgeschlagen, mit dessen Hilfe auch neue Erkenntnisse über die Physik des Hochgeschwindigkeitseinschlages gewonnen werden könnten.



## 2. Staub im Weltraum

Auf den ersten Blick erscheint die Frage nach Staub im Universum sekundär. Im Hinblick auf die riesigen Dimensionen der Galaxien, Sterne und Planeten und aufgrund ihrer teilweise ja noch zu erforschenden Physik neigt man dazu, diese Komponente der Materie im Universum zu vernachlässigen. Erst bei genauerer Betrachtung offenbart sich die Bedeutung des Staubes. Heute geht man davon aus, daß dichte Molekülwolken Sternentstehungsgebiete sind. Die Argumente für die Entstehung unserer Sonne und der Planeten aus einem System sind (vgl. [1]):

- die Rechtsläufigkeit des Systems
- die Parallelität von Sonnenspin und Drehimpuls
- die gleiche chemische Zusammensetzung von Sonnen- und Kometenmaterie (gute Durchmischung).

Eine Zusammenfassung der Abläufe der Stern- und Planetenentstehung findet man bei [2]. Hier wird deutlich, daß das Stoßverhalten von kleinen Staubteilchen untereinander bei kleinen Relativgeschwindigkeiten für die Entstehung von Planetensystemen von entscheidender Bedeutung ist. In der heutigen Entwicklungsphase des Sonnensystems ist die Staubverteilung eine ganz andere als in der Entstehungsphase. Die Relativgeschwindigkeiten zwischen einzelnen Objekten liegen typischerweise im Bereich von km/s. Täglich sammelt die Erde 40 Tonnen extraterrestrischen Materials auf. Die kleinsten Teilchen werden trotz ihrer hohen Geschwindigkeit von der Atmosphäre langsam abgebremst und sinken zu Boden, größere Objekte verglühen. Den umfassendsten Überblick über Staub im Sonnensystem findet man bei [3]. Es ist

zwischen interstellaren und interplanetaren Teilchen zu unterscheiden. Die interstellaren Teilchen stammen aus der lokalen interstellaren Wolke außerhalb der Heliosphäre (ca. 100 Astronomische Einheiten). Innerhalb der Heliosphäre werden geladene Teilchen von der Sonne weggeblasen. Elektrisch neutrale Teilchen (Atome, Moleküle oder eben Staubteilchen) können aber ins Innere des Sonnensystems eindringen. Die Relativgeschwindigkeit der Sonne zu ihrer Umgebung bestimmt somit auch die Geschwindigkeit dieser Teilchen, die im Bereich von 26 km/s liegt und höher ist als diejenige gebundener Teilchen. Die schweren Elemente in diesen Staubteilchen entstanden durch Kernfusionsprozesse in Sonnen oder Supernova-Explosionen. Aus den Staubwolken wiederum können Sterne entstehen, so daß sich ein Kreislauf fortsetzt. Die interessantesten aktuellen Fragen im Zusammenhang mit interstellaren Staubteilchen sind nach [4]:

- Messung der elementaren Staubzusammensetzung zur Untersuchung zur Evolution von Galaxien.
- Wieviel Masse des interstellaren Mediums ist in Staubteilchen gebunden?
- Wie stellt sich die Größenverteilung von interstellaren Staubteilchen (als Resultat von Wachstumsprozessen und Zerstörungs- bzw. Kollisionsprozessen) dar?
- Stimmt die modellierte Wechselwirkung von Heliosphäre und interstellarem Staubfluß? Welche Teilchen erreichen die Erde?

Quellen für den interplanetaren Staub sind

- Kometen, die bei Annäherung an die Sonne Gas- und Staubteilchen emittieren
- und Kollisionen im Asteroidengürtel, die kleine Fragmente erzeugen.

Die Teilchen bewegen sich in erster Näherung auf Keplerbahnen um die Sonne und bilden eine radialsymmetrische Verteilung. Sie erfahren durch den Poynting – Robertson Effekt eine Verzögerung, so daß sie sich in einer Zeitgrößenordnung von  $10^5$  bis  $10^6$  Jahren auf die Sonne zu bewegen. In Sonnennähe tritt der Staub dann in Wechselwirkung mit seiner Umgebung. Starke Strahlung, Sublimationseffekte und Lorentzkräfte müssen berücksichtigt werden. Unter dem Strahlungsdruck erreichen die Teilchen ungebundene Bahnen und verlassen das Sonnensystem.

Staub kann aber auch stabile Strukturen bilden (vgl. [5]). Alle Großplaneten haben Staubringe, deren Quellen größere Objekte in deren Orbit sind. Aber auch für den Planeten Mars wird ein Staubring postuliert, dessen Quellen die Monde Phobos und Deimos sind. In einem selbsterhaltenden Prozeß sollen aus den Staubringen verlorene Teilchen durch neue ersetzt werden. Diese Staubringe sollen im Rahmen der NOZOMI-Mission nachgewiesen werden (vgl. Abschnitt 6.2).



### 3. Weltraummüll

Beim Weltraummüll bzw. „Space Debris“ handelt es sich um Festkörper im Weltraum, die durch die Raumfahrt hervorgerufen wurden und die keinen Zweck (mehr) erfüllen (vgl. [6]). Diese vom Menschen erzeugte Objekte im Orbit werden in zwei Hauptgruppen eingeteilt:

- „Primäre Objekte“ wurden direkt in eine Umlaufbahn geschossen. Dazu zählen etwa ausgebrannte Raketentufen, funktionsfähige und stillgelegte Nutzlasten und missionsbedingte Objekte.
- „Sekundäre Objekte“ werden von den primären Objekten erzeugt. Dazu zählen zum Beispiel Fragmente von Kollisionen und Explosionen, Lackpartikel und Festtreibstoffrückstände.

Ebenso gibt es Senken für Weltraummüll, entweder durch natürliche Mechanismen, wie atmosphärische Abbremsung oder durch die aktive Entfernung der Objekte aus dem Orbit. Zusammen mit den Meteoroiden bilden Space Debris die Partikelsituation im Bereich der Erde. In den meisten niedrigen Umlaufbahnen dominieren die Müllteilchen in allen Größenbereichen mit Ausnahme bei Teilchendurchmessern von 0,1 mm.

Fragmentierungsereignisse werden wiederum in drei Hauptgruppen aufgeteilt (vgl. [6] und [7]):

- In Explosionen geringer Intensität,

- Explosionen hoher Intensität
- und Kollisionen.

Zusätzlich ist bekannt, daß vor allem im Submillimeterbereich Teilchen, die nicht durch Fragmentierung entstanden sind, auf Raumfahrzeuge einschlagen. Dies wurde für den Low Earth Orbit (LEO) an rückgeführten Oberflächen (LDEF, EURECA) nachgewiesen. Es werden folgende Teilchenarten unterschieden:

- Rückstände von Feststoffraketen-treibsätzen, diese enthalten 1 bis 10 µm große Aluminiumpartikel, die durch die Verbrennung im Raketenmotor mit hoher Geschwindigkeit ausgestoßen werden und somit hochelliptische Bahnen erreichen. Sonnenstrahlung und Luftwiderstand begrenzen die Lebensdauer dieser Teilchen.
- Flüssigmetalltröpfchen aus Natrium und Kalium, die aus einigen russischen RORSAT-Satelliten in Höhen zwischen 700 und 950 km ausgelaufen sind. Die Tropfen erreichen einen Durchmesser von bis zu 4,5 cm.
- Ejecta, die beim Hochgeschwindigkeitseinschlag kleiner Debris-Teilchen oder Meteoroiden auf größere Objekte entstehen (vgl. Abschnitt 4). Hierbei ist wiederum zwischen Cone-Ejecta und Spallation-Ejecta zu unterscheiden. Die Cone-Ejecta werden mit hohen Geschwindigkeiten beim Hochgeschwindigkeitseinschlag ausgeworfen. Ein Großteil gelangt somit entweder auf hyperbolische Flugbahnen, so daß sie den Einfluß des LEO schnell verlassen, oder verglüht in der Atmosphäre. Die Spallation-Ejecta hingegen werden lediglich mit Relativgeschwindigkeiten von ca. 10 m/s vom Target ausgeworfen und sind wesentlich größer als die Cone-Ejecta. Sie erreichen etwa Millimeter-Größe. Der Orbit ist dem des Mutterobjektes ähnlich.
- Kleine Partikel aus der Oberfläche von Raumfahrzeugen, die durch den Kontakt mit atomarem Sauerstoff oder aufgrund von Strahlungseffekten herausgerodieren.

Die Vorhersagen des ESA-MASTER-Models 1996 (vgl. [8]) für die Teilchenbelastung des LEO (hier: Höhen kleiner als 2000 km) zeigt Tabelle 3.1. Teilchen auf

hochelliptischen Bahnen werden entsprechend ihrer Aufenthaltsdauer im besagten Bereich berücksichtigt.

Debris Größe	Objekte in LEO	Gesamt gezählte Objekte	Objekte in LEO / Gesamte Objekte [%]
> 0,1 mm	$1,0 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	8,7
> 1 mm	$3,3 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^8$	18,6
> 1 cm	160000	363000	44,0
> 10 cm	15100	18900	80,0

Tab. 3.1: Debrispopulation im LEO nach dem ESA-MASTER-Modell 1996

Die Hauptmotivation bei der Erstellung von Space Debris Modellen war es, Aussagen über die Gefährdung von Raumfahrzeugen zu erlangen. Dabei waren vor allem größere Objekte von Interesse. Sehr kleine Teilchen, wie sie in der Staubbeforschung relevant sind, standen nicht im Mittelpunkt. Die bestehenden Modelle zielten darauf ab, von bekannten Vorgängen (Starts, Explosionen, etc.) die heutige Debris-Situation abzuleiten und somit auch Aussagen über die Zukunft zu treffen. Ein prinzipielles Problem dabei ist, daß Kollisionen von Teilchen, die von der Erde aus verfolgbar sind, äußerst selten vorkommen und sich somit die Modellverifikation schwierig gestaltet (vgl. [9]). Eine weitaus höhere Anzahl von Kollisionen geht von kleineren Teilchen aus, zur Modellvalidierung stehen aber nur wenige zu analysierende rückgeführte Oberflächen zur Verfügung. Den Weltraummüllquellen Feststoffmotor und Sauerstofferosion sollte also in Zukunft mehr Aufmerksamkeit gewidmet werden. Hier bietet sich eine Doppelverwendung existierender Staubbefektoren an (vgl. z.B. [10]). In seiner Dissertation stellte Schobert (vgl. [11]) 1996 ein Modell für die Aluminiumoxidbelastung durch feststoffraketen-gestützte Platzierung geostationärer Satelliten auf. Er unterscheidet zwischen einer kurz- und einer langfristigen Belastung. Kurzfristig ergibt sich ein  $Al_2O_3$ -Wetter, so daß ein Satellit im LEO in

charakteristischen Bahnabschnitten einige Stunden nach einem Apogäumsmanöver eine Teilchenwolke durchfliegt. Dieses Modell konnte mit Einschlagsdaten verifiziert werden. Nachdem ca. 90 % der Teilchen nach 12 Stunden bereits in die Atmosphäre eintreten, ist mit keinem langfristigen Einfluß eines solchen Manövers vor dem Hintergrund der natürlichen Teilchendichte zu rechnen. Dennoch sind Arbeiten auf dem Gebiet der Aluminiumoxidbelastung neben der Modellverbesserung zum Thema Space Debris auch im Hinblick der Gefährdung von Raumfahrzeugen nicht zu vernachlässigen. Neuere Veröffentlichungen berichten auch von Centimeter-Teilchen durch den Einsatz von Feststoffmotoren (vgl. [12]). Die Existenz solcher Schlacketeilchen folgt aus Radarbeobachtungen, Tests in Prüfständen und aus der Analyse von Einschlägen aus Raumfahrzeugen.



## 4. Der Hochgeschwindigkeitseinschlag

Die Relativgeschwindigkeiten von festen Objekten im Weltraum sind sehr hoch. Folglich kommt es bei Zusammenstößen zu physikalischen Zuständen, die jenseits unserer täglichen Erfahrungswelt liegen. Dabei werden elektrische Ladungsträger, kleine Festkörper und Photonen emittiert. Damit ist es verständlich, daß Staubmessungen im Weltall mit Hilfe der beim Hochgeschwindigkeitseinschlag auftretenden Phänomene registriert und vermessen werden, vor allem dann, wenn die beteiligten Teilchen so klein sind, daß sie selbst direkt nicht beobachtet werden können. Für die Instrumente ist ein Signalverhalten wichtig, welches einen Rückschluß auf das einfallende Teilchen erlaubt. Nachdem der zugrundeliegende Prozeß sehr komplex ist und die Verhältnisse in mikroskopischen Größenordnungen nie eindeutig reproduzierbar sind, müssen für die meisten Geräte umfangreiche Kalibrierungen durchgeführt werden. Im Folgenden sollen die Vorgänge und die existierenden Modelle beim Hochgeschwindigkeitseinschlag kurz angerissen werden.

Der Hochgeschwindigkeitseinschlag eines Projektils auf eine Oberfläche ist hochkomplex. Laut Hickerson (vgl. [13]) müßte eine umfassende Beschreibung alle Bereiche der Kontinuumsmechanik umfassen. In der Anfangsphase des Einschlags sind die Druckspannungen wesentlich höher als die Festigkeit des Materials, so daß eine Behandlung als reibungsfreie, kompressible Flüssigkeit möglich ist. Laut [14] treten Drücke im Bereich von 10 Mbar und Temperaturen im Bereich von  $10^5$  K auf (vgl. [15]). Götting [64] faßt die Vorgänge beim Stoß zweier planparalleler Platten zusammen (vgl. Abb. 4.1). Dabei bezeichnet der Index „0“ die Zustände vor der Stoßwelle, der Index „1“ die dahinter, „P“ steht für Projektil und „T“ für Target. Die

Einschlagsgeschwindigkeit wird mit  $v_0$  bezeichnet. Von der Kontaktstelle aus

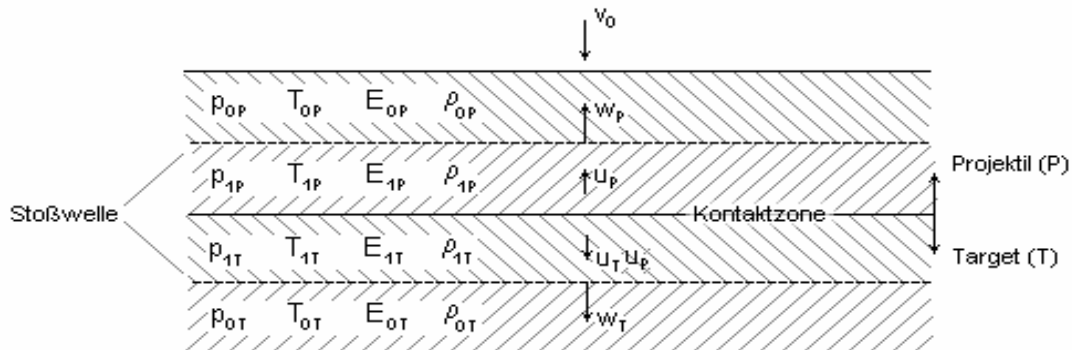


Abb. 4.1: Ebene Stoßwellenausbreitung nach Götting.

laufen die Stoßwellen mit  $w_P$  und  $w_T$  in das ungestörte Projektil- und Targetmaterial. Druck, Dichte und Temperatur erhöhen sich dabei sprunghaft. Hinter den Stoßwellenfronten fließt das komprimierte Material mit den Geschwindigkeiten  $u_P$  und  $u_T$  nach. Dabei gilt für den Druck:

$$p_{1P} = p_{1T} \quad (4.1)$$

und für die Materialteilchengeschwindigkeit

$$v_0 - u_P = u_T \quad (4.2).$$

In einem mit der Stoßfront bewegten Koordinatensystem sind die Strömungsdifferentialgleichungen einfach integrierbar, man erhält für die Massenerhaltung

$$\rho_0 \cdot w = \rho_1(w - u) \quad (4.3),$$

für die Impulserhaltung

$$p_0 + \rho_0 w^2 = p_1 + \rho_1(w - u)^2 \quad (4.4)$$

und für die Energieerhaltung

$$E_0 + \frac{w^2}{2} + \frac{p_0}{\rho_0} = E_1 + \frac{(w-u)^2}{2} + \frac{p_1}{\rho_1} \quad (4.5).$$

Mit dem empirischen Ansatz

$$w(u) = a + b \cdot u \quad (4.6)$$

kann dieses Gleichungssystem gelöst werden, a und b sind dabei Materialkonstanten. Für den Fall, daß Projektil und Target aus demselben Material bestehen, gibt Götting folgende Beziehungen für den Druck und für die Dichte an:

$$p_1 = p_0 + \frac{1}{2} \rho_0 v_0 \left( a + \frac{1}{2} b v_0 \right) \quad (4.7)$$

$$\rho_1 = \rho_0 \frac{a + \frac{1}{2} v_0 b}{a + \frac{1}{2} v_0 (b-1)} \quad (4.8).$$

Aus diesen Gleichungen läßt sich dann die Hugoniot-Kurve

$$p_1 = p_1(\rho_1) \quad (4.9)$$

bestimmen. Damit kann man auch die Erhöhung der spezifischen inneren Energie beim Drucksprung berechnen. Bei Drapatz und Michel [16] wird folgende Näherungsformel für die innere Energie hinter der Schockwelle angegeben:

$$\Delta E = \frac{1}{2} \left( \frac{v_0}{\sqrt{\rho_p / \rho_t} + 1} \right)^2 \quad (4.10).$$

Daraus folgt, daß für eine hohe innere Energie die Einschlagsgeschwindigkeit hoch und das Verhältnis Projektil- zu Targetdichte niedrig sein muß. Daher wird als Targetmaterial oft Gold oder Wolfram verwendet.

Mit dem Hochgeschwindigkeitseinschlag verbunden ist das Phänomen des Materieauswurfes. Es entsteht dann, wenn eine Schockwelle auf eine freie Oberfläche

trifft. Die Welle wird reflektiert, das aufgeheizte und komprimierte Material kann ungehindert in die Umgebung entweichen. Dabei kann es sich um festes, flüssiges, gasförmiges oder ionisiertes Material handeln. Die auftretenden Geschwindigkeiten können dabei so hoch sein, daß weitere Hochgeschwindigkeitseinschläge in Instrumenten auftreten. Drapatz und Michel [16] gehen in ihrer Modellbildung davon aus, daß das komprimierte Material in einem lokalem thermischen Gleichgewicht vorliegt. Für Einschlagsgeschwindigkeiten unter 10 km/s herrscht thermische Oberflächenionisation vor, innerhalb der Abkühlzeit von  $10^{-7}$  s diffundieren Ionen mit niedriger Ionisierungsenergie an die Oberfläche. Das Verhältnis von ionisierten zu neutralen Atomen wird mit Hilfe der Saha-Langmuir-Gleichung für Oberflächenionisierung angegeben:

$$\frac{n_i}{n_0} = \frac{g_i}{g_0} \cdot e^{\frac{E_i - E_A}{kT}} \quad (4.11).$$

Dabei sind  $g_0$  und  $g_i$  statistische Gewichtungen der jeweiligen Atome oder Ionen,  $E_i$  ist die Ionisierungsenergie und  $E_A$  die Austrittsarbeit. Die Gleichung erklärt, warum in diesem Geschwindigkeitsbereich bevorzugt Ionen der Alkalimetalle (niedrige Ionisierungsenergien) registriert werden. In einem höheren Geschwindigkeitsbereich (über 20 km/s) gehen Drapatz und Michel von einer Volumenionisation aus. Das heiße Material bildet aufgrund des thermischen Gleichgewichts Ionen. Dieser Prozeß kann wiederum mit der Saha-Gleichung beschrieben werden. Danach kommt es zur Expansion, in der die Zustände der Teilchen ausgefroren werden.

Beim Nichtgleichgewichtsmodell nach Krüger wird versucht, eine Wechselwirkung des Festkörpergitters mit der Schockwelle zu berücksichtigen (vgl. [17] und [18]). Die Schockwelle des Einschlages muß dabei Frequenzanteile besitzen, die größer als die Schwingungsfrequenzen des Festkörpers sind. Eine Ionenbildung ist demnach ab einer Einschlagsgeschwindigkeit von 300 m/s möglich. Kissel und Krüger (vgl. [19]) geben eine Abschätzung für die Anzahl der gebildeten Ionen über die Größe der Wechselwirkungszone an. Bei langsamen Hochgeschwindigkeitseinschlägen ( $v < 5$  km/s) wird wiederum von Oberflächeneffekten ausgegangen, woraus folgt, daß die Anzahl  $Y_T$  der gebildeten Targetionen proportional zu  $m^{1/3}$  und die Anzahl  $Y_P$  der Projektilionen zu  $m^{2/3}$ . Bei Einschlägen über 20 km/s sind die Proportionalitäten  $Y_T \approx m^{2/3}$  und  $Y_P \approx m^1$ . Mit steigender Geschwindigkeit nimmt die Anzahl der

gebildeten Ionen zu. Insbesondere für das Projektil existiert dabei eine obere Grenze, die nämlich genau dann erreicht wird, wenn alle Atome ionisiert sind. Nachdem also der relative Anteil von Target- und Projektilionen sich ändert, ist es nicht möglich einen gültigen Massenexponenten anzugeben. Laut Göller [57] ist im niedrigen Geschwindigkeitsbereich mit Exponentenwerten von ca. 0,5 und im hohen Bereich mit ca. 0,8 zu rechnen.

Letztendlich muß festgestellt werden, daß beide Modelle nicht in der Lage sind, alle auftretenden Phänomene befriedigend zu erklären und daß eine abgeschlossene Theorie zum Hochgeschwindigkeitseinschlag bis heute noch fehlt.



## 5. Time-of-flight-Massenspektrometrie

Neben der Geschwindigkeit und der Masse eines einfallenden Teilchens im Weltraum ist auch seine chemische Zusammensetzung von wissenschaftlichem Interesse. Mit dieser Information können die Quellen der Teilchen eindeutig bestimmt werden. Das dabei in der Raumfahrt angewendete Verfahren ist das der Flugzeit- bzw. TOF-Massenspektrometrie (Time Of Flight). Im folgenden sollen die Aspekte dieser Technik, ausgehend von der allgemein üblichen Technologie, im Hinblick auf die raumfahrttechnische Anwendung diskutiert werden. Der wesentliche Unterschied zwischen Weltraumspektrometern im Vergleich zu Laborgeräten ist die Art der Ionenentstehung. In der Raumfahrt muß man hier auf zufällige Hochgeschwindigkeitseinschläge warten, im Labor kann dieser Vorgang klar definiert und jederzeit wiederholt werden. Somit können auch Verfahren angewendet werden, die Orts- und Zeitunschärfen bei der Entstehung der Ionen minimieren. Lediglich die Methoden zur Behandlung der Energieunschärfe können in der raumfahrttechnischen Anwendung benutzt werden: Die Verwendung mehrstufiger Geräte sowie von Ionenspiegeln.

Als ein Massenspektrometer definiert Budzikiewicz (vgl. [20]) ein Instrument, das aus einer Substanzprobe einen Strahl gasförmiger Ionen erzeugt, diese nach Masse und Ladung trennt und ein Massenspektrum erzeugt. Prinzipiell besteht ein Massenspektrometer dabei aus:

- einem Einlaßsystem zur Probeneinführung,
- einer Ionenquelle, in der die Ionisierung erfolgt,

- einem Analysator zur Trennung der Ionen nach ihren  $m/e$ -Werten und
- einer Registriereinheit zur Ausgabe der Meßdaten in geeigneter Form.

Die in der Weltraumforschung verwendeten Geräte weichen von dieser Einteilung ab. Im Gegensatz zu Laborgeräten, die jederzeit Proben untersuchen können, muß im Weltraum gewartet werden, bis ein Staubteilchen das Target trifft. Die notwendigen Ionen entstehen dann durch den Hochgeschwindigkeitseinschlag selbst. Um ein Massenspektrum zu erhalten, müssen die Ionen dann nach ihren Massen getrennt werden. Zur Beschleunigung von Ionen können elektrische Felder nach folgender Gleichung genutzt werden:

$$e \cdot U = \frac{m \cdot v^2}{2} \quad (5.1)$$

bzw.

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot U}{m}} \quad (5.2)$$

Dabei ist  $e$  die Ladung,  $m$  die Masse des Teilchens,  $U$  die Beschleunigungsspannung und  $v$  die Geschwindigkeit. Bewegte geladene Teilchen können auch mit magnetischen Kräften abgelenkt werden. Den Ablenkradius erhält man durch Gleichsetzen der Lorentz- mit der Zentrifugalkraft:

$$r = \frac{m \cdot v}{e \cdot B} \quad (5.3).$$

Zusammen mit Gleichung (5.1) erhält man das Verhältnis von Masse zu Ladung

$$\frac{m}{e} = \frac{B^2 \cdot r^2}{2U} \quad (5.4),$$

in Abhängigkeit von einem bestimmten Bahnradius. Durch Kombination von elektrischen und magnetischen Feldern können somit fast beliebige Konfigurationen erstellt werden.

Abb. 5.1 ist eine Prinzipskizze der ersten sinnvoll verwendbaren TOF-Massenspektrometer, die in den 50er Jahren vorgeschlagen wurden (vgl. [21], [22] und



[23]). Entsprechend der Definition besteht es aus einem Einlaßsystem, einer Ionenquelle, einem Analysator und einem Detektor. Die zu untersuchenden Teilchen werden ionisiert und durchlaufen ein elektrisches Feld. Unterschiedlich schwere Teilchen erreichen dabei auch unterschiedliche Geschwindigkeiten. In der anschließenden Freiflugphase vergrößert sich während der Flugzeit  $t$  und Flugstrecke  $x$ , der örtliche und zeitliche Abstand der Teilchen, so daß am Detektor einzelne Peaks registriert werden, die unterschiedlichen Teilchen zugeordnet werden können.

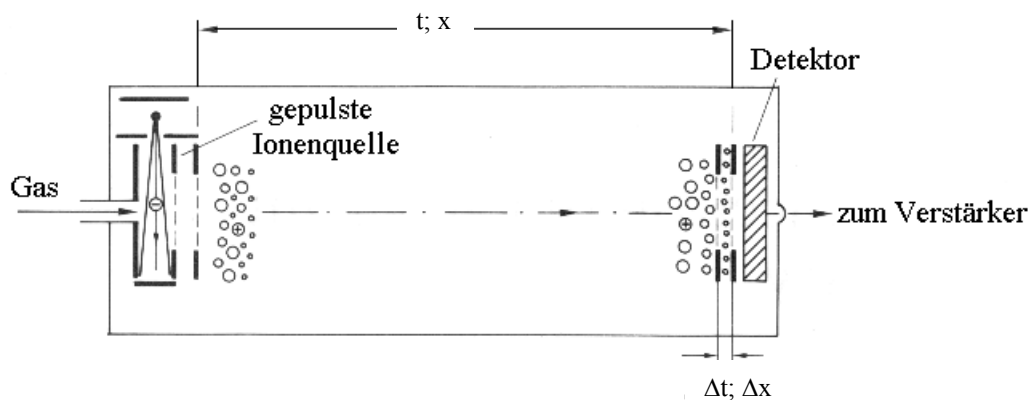


Abb. 5.1: Prinzipskizze des ersten praktisch verwendbaren TOF-Massenspektrometers (vgl. [23]).

Die Vorteile dieses Gerätetyps gegenüber Magnetfeldgeräten sind:

- Ein Spektrum über den gesamten Massenbereich kann in Bruchteilen von Millisekunden aufgezeichnet werden.
- Es gibt keine prinzipiellen Grenzen für die Massenauflösung.
- Das Ionisationsvolumen ist im Vergleich wesentlich größer.
- Die Konstruktion ist einfach und kann zu niedrigen Kosten hergestellt werden.

Die Flugzeiten der Ionen in TOF-Massenspektrometern erfolgt unter Verwendung der Formeln der Newton'schen Mechanik. Daneben gibt es eine Reihe von Effekten, die dazu führen, daß die Schärfe der registrierten Peaks abnimmt. Dazu zählen:

- Trägheit des Detektors, der zu flach abfallenden Peakflanken (tails) führen kann,
- Schwankungen des elektrischen Potentials der Versuchsanordnung, die durch die Versuchselektronik entstehen können,
- Linsen- und Störeffekte durch Abweichungen der tatsächlichen elektrischen und magnetischen Felder im Vergleich zu den modellierten Feldern,
- und Orts-, Zeit- und Energieunterschiede bei der Entstehung der Ionen.

Abb. 5.2 zeigt den Einfluß einer Ortsunschärfe bei der Entstehung gleicher Ionen im Beschleunigungsfeld. Die mit „HV“ gekennzeichnete Elektrode ist positiv vorgespannt. Ionen, die eine höhere Potentialdifferenz durchlaufen haben zwar eine längere Strecke zurückzulegen, aber sie erreichen auch eine höhere kinetische Energie, so daß sie die „niederenergetischen“ Teilchen schließlich einholen.

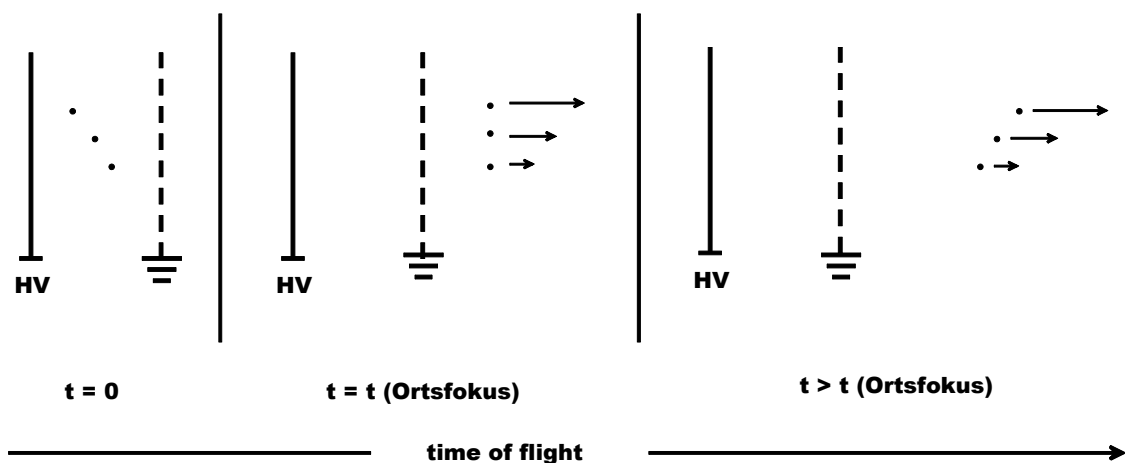


Abb. 5.2: Einfluß unterschiedlicher Startpositionen auf Ionen gleicher Masse nach [24] oder [25]. Nach einer Driftstrecke erreicht das Ionenpaket bei  $x_{SF}$  eine minimale Ausdehnung.

Der Potentialunterschied der Ionen errechnet sich zu:

$$\Delta U = \Delta x \cdot E q \quad (5.5),$$

wobei  $\Delta x$  die Ortsunschärfe,  $E$  das elektrische Feld und  $q$  die elektrische Ladung ist. Der Ort, an dem das Ionenpaket eine minimale Breite hat, nennt man Ortsfokus erster Ordnung (space focus first order, vgl. [26]). Er befindet sich in freien Driftstrecke nach der Flugzeit

$$x_{SF} = 2x_A \quad (5.6)$$

(vgl. Abb. 5.3a). Entwickelt man mathematisch die Flugzeit nach der Energieunschärfe, so verschwindet in diesem Punkt der lineare Term in  $\Delta U$  (vgl. [27]). Ein Detektor an diesem Ort könnte ein energiekorrigiertes Massenspektrum messen. Allerdings ist die freie Flugstrecke zu kurz, um unterschiedliche Massenpeaks klar zu trennen. Mit einer mehrstufigen Elektrodenanordnung (vgl. Abb. 5.3b) kann der Ortsfokus verschoben werden und somit längere Flugzeiten erreicht werden (vgl. [28]). In Abb. 5.3c ist der Ortsfokus zweiter Ordnung illustriert. Für eine bekannte Elektrodengeometrie gibt es einen Satz von Potentialen, so daß auch der quadratische Term der Entwicklung verschwindet (vgl. [29] und [30]).

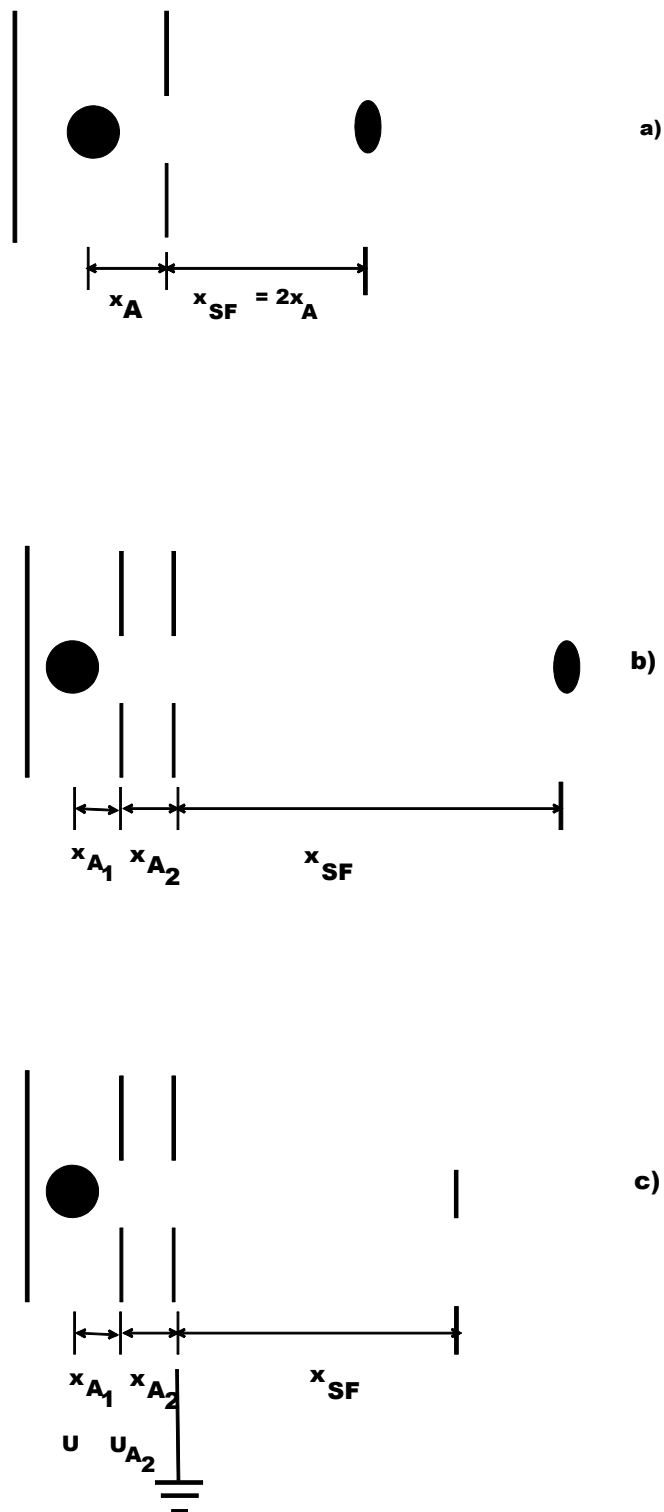


Abb. 5.3: Darstellung des Ortsfokus erster Ordnung in einem einstufigen TOF-Massenspektrometer (a), in einem zweistufigen TOF-Massenspektrometer (b) und des Ortsfokus zweiter Ordnung (c) nach [27]. Es ist die Ausdehnung der Ionenwolke in x-Richtung in den verschiedenen Anordnungen zu sehen.

Die geometrische Anordnung sowie die angelegten Spannungen ergeben sich dabei aus folgenden Beziehungen:

$$x_{A1} = \frac{x_{SF} - 2x_{A2}}{2(x_{SF} + x_{A2})} \left[ x_{SF} \left( \sqrt{\frac{x_{SF} - 2x_{A2}}{3x_{SF}}} \right)^3 + x_{A2} \right] \quad (5.7)$$

und

$$U_{A2} = U \frac{2(x_{SF} + x_{A2})}{3x_{SF}} \quad (5.8),$$

wobei die dritte Elektrode geerdet ist.

Neben dem zweistufigen Aufbau zum Ausgleich von Energieunterschieden der Ionen einer Sorte kann dieses Ziel auch mit dem Einbau eines Reflektrons oder Ionenspiegels erreicht werden. Das Prinzip zeigt Abb. 5.4. Nach der Freiflugstrecke laufen die Ionen gegen ein elektrisches Feld. Dabei wird ihre kinetische Energie in potentielle Energie umgewandelt. Die Ionen kommen zum Stillstand und werden von dem Feld in die Gegenrichtung beschleunigt. Nachdem Ionen mit hoher Anfangsenergie tiefer in das Feld des Reflektrons eindringen können, benötigen sie mehr Zeit, um es wieder zu verlassen, als niederenergetische Teilchen. Wird der Ionenspiegel in einer vom rechten Winkel etwas gedrehten Anordnung installiert, prallen die Teilchen entsprechend dem Reflexionsgesetz zurück. In einer weiteren Ausbaustufe existieren heute auch zweistufige Ionenspiegel, die eine Energiekorrektur zweiter Ordnung ermöglichen. Der Vorteil einer Verwendung von Ionenspiegeln ist die kompakte Bauweise bei relativ langer Flugstrecke. Zeitliche Unterschiede bei der Entstehung der Ionen können mit den in diesem Kapitel genannten Methoden aber nicht korrigiert werden.

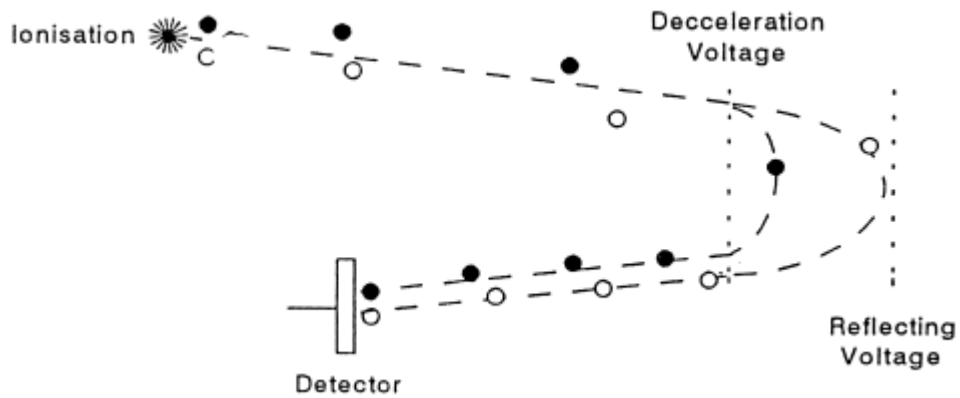


Abb. 5.4: Prinzip des Reflektrons nach [26]. Die schnellen Ionen (weiß) eilen den langsamen (schwarzen) voraus. Die Eindringtiefe in den Ionenspiegel (Deceleration Voltage – Reflecting Voltage) und damit auch die Aufenthaltsdauer sind unterschiedlich, somit können die langsamen Ionen das Reflektron zuerst wieder verlassen. Es existiert ein Ortsfokus, an dem beide Ionenarten zugleich ankommen (Detector).

## 6. Existierende Staubdetektoren

Der folgende Abschnitt stellt den Stand der Technik bei Staubdetektoren im Weltall dar. Dazu werden die für die Weiterentwicklung der in dieser Arbeit entwickelten Technologie relevanten Geräte vorgestellt.

### 6.1 Der Cosmic-Dust-Analyzer (CDA) an Bord der Raumsonde Cassini

Der Cosmic-Dust-Analyzer (CDA) des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg ist wesentlicher Bestandteil der Cassini-Huygens-Mission. Sie wird das Wissen über das Saturnsystem erheblich erweitern. Im einzelnen ist Untersuchungsgegenstand (vgl. [31]):

- Saturn, seine Temperaturflüsse, Winde, Atmosphäre und elektrische Entladungsphänomene.
- Titan, wiederum die Temperaturverteilung, Winde und Atmosphäre und die Überprüfung der Existenz elektrischer Ladungsphänomene. Zusätzlich die Topographie und Zusammensetzung der Oberfläche.
- Magnetosphärenwechselwirkungen zwischen der Titan-Atmosphäre mit der Magnetosphäre und Plasmaumgebung von Saturn.

- Ringe, hier die Größenverteilung und Zusammensetzung des Ringmaterials, dynamische Prozesse und Erforschung der Staubumgebung jenseits der sichtbaren Ringe.
- Monde, besonders die geologischen Strukturen und die Wechselwirkungen mit der Magnetosphäre und dem Ringsystem.

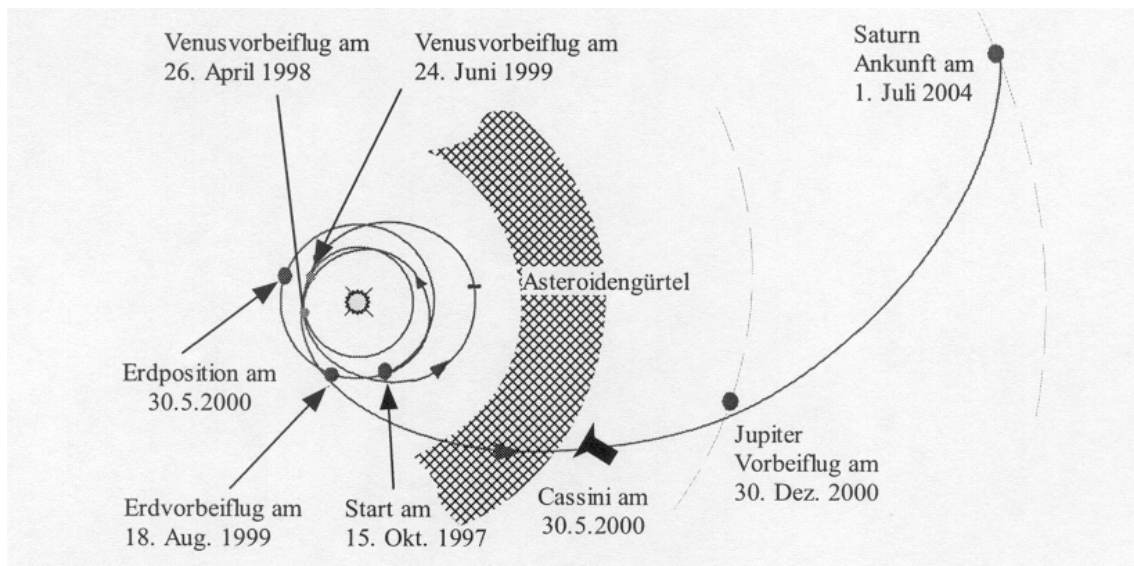


Abb. 6.1: Das Missionsprofil der Cassini-Huygens-Sonde.

Bei Cassini-Huygens handelt es sich um die größte Raumsonde, die jemals ins äußere Sonnensystem geschickt wurde (vgl. [31] und [32]). Sie hat 18 Instrumente an Bord, zwölf (insgesamt 360 kg) auf dem Orbiter Cassini und sechs auf der Huygens-Sonde (43,8 kg), die über Titan abgeworfen werden soll. Ihre Startmasse beträgt 5600 kg und ihre elektrische Leistung bei Saturn 660 W. Abb. 6.1 zeigt das Missionsprofil, Abb. 6.2 die Sonde.



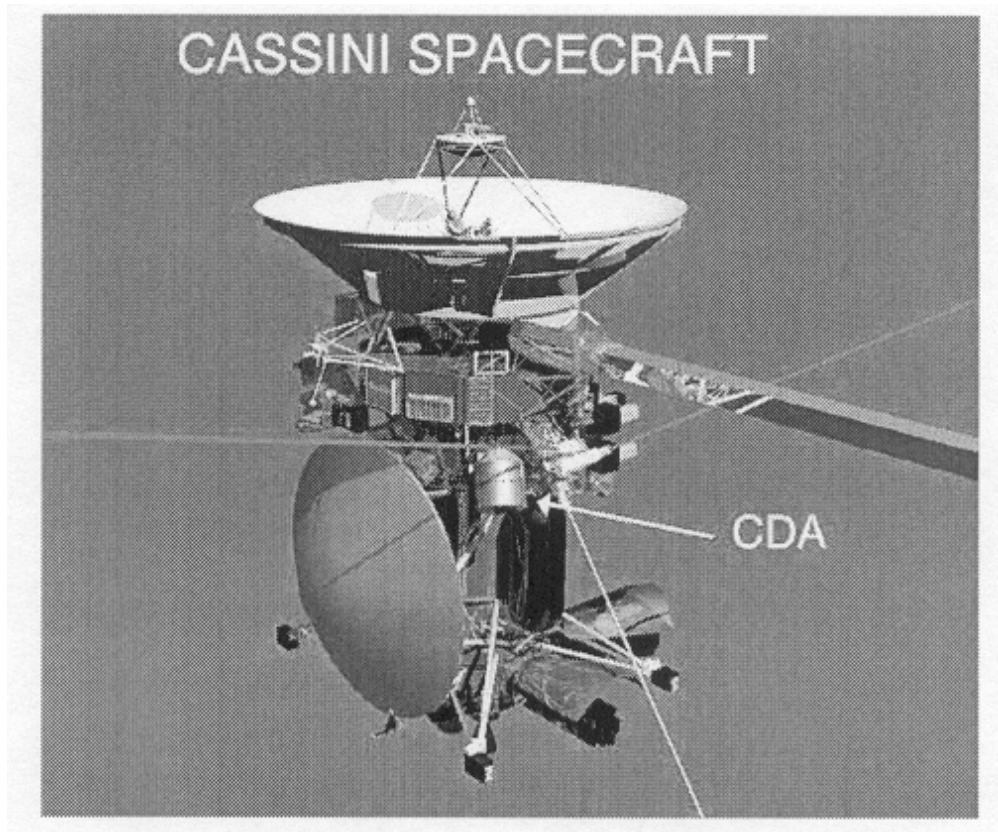


Abb. 6.2: Die Cassini-Huygens-Sonde.

Der Cosmic Dust Analyzer (CDA) integriert vier Untermeßsysteme, den Primary-Charge-Detector (QP), das Chemical-Analyzer-Target (CAT), den Impact-Ionization-Detector (IID) und den High-Rate-Detector (HRD). Abb. 6.3 zeigt den QP: er besteht aus vier Meßgittern, die beiden inneren sind mit einem Ladungsverstärker verbunden. Der Durchflug eines Teilchens hinterläßt eine typische Signalform: die Amplitude  $A_1$  zeigt die elektrische Ladung des Teilchens an; je näher das Teilchen am Rand des Detektors vorbeifliegt, desto kleiner wird  $A_2$ .

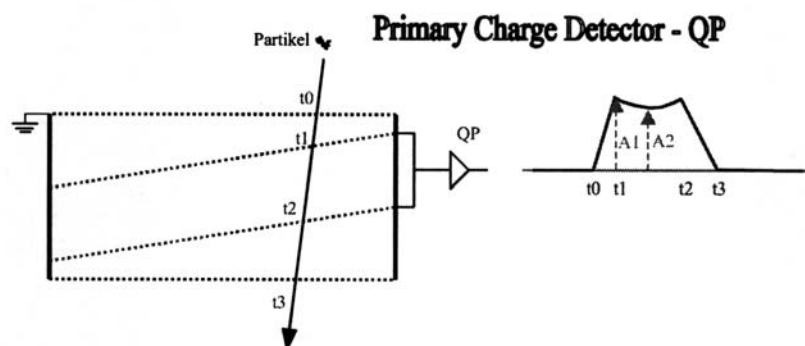


Abb. 6.3: Der Primary Charge Detector QP.

Der Einschlagssensor IID funktioniert nach demselben Prinzip wie die im nächsten Abschnitt beschriebenen Detektoren der MDC-Klasse. Ein Hochgeschwindigkeitseinschlag erzeugt Ladungen, die mit Hilfe der Ladungsverstärker registriert werden (vgl. Abb. 6.4).

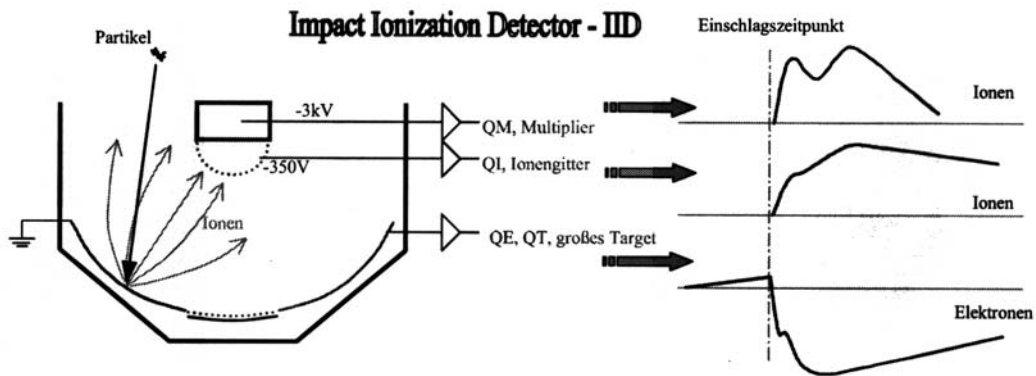


Abb. 6.4: Der Impact Ionization Detector IID.

Der Chemische Analysator (CAT) ist ein Flugzeitmassenspektrometer, daß aus dem Chemical Analyzer Target (0,3 mm Rhodium), dem Beschleunigungsgitter QA, dem Ionengitter QI und dem Multiplier QM besteht (vgl Abb. 6.5). Das CAT liegt auf +1000 V, das Beschleunigungsgitter ist geerdet. Die Ionen eines Einschlagsplasmas werden in diesem starken Potentialgefälle getrennt. Wasserstoffionen erreichen den Multiplier nach 550 ns, die Rhodiumionen erst nach 5000 ns.

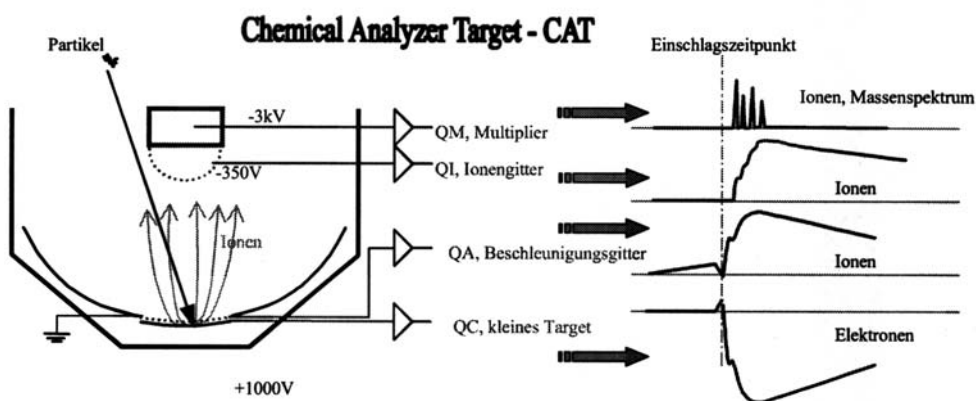


Abb. 6.5: Der chemische Analysator CAT

Der High Rate Detektor wurde unter der Leitung von Anthony Tuzzolino an der Universität Chicago entwickelt und gebaut. Er stellt ein unabhängiges, eigenständiges

Experiment im CDA dar (vgl. Abb. 6.6). Die PVDF-Folien bestehen aus permanent polarisiertem Material. Ein einfallendes Staubteilchen zerstört durch Kraterbildung oder wegen des entstehenden Durchschlagslochs die Ordnung der lokalen Dipole. Dadurch wird ein schneller Stromimpuls ausgelöst, dessen Gesamtladung eine Funktion der Teilchenmasse und –geschwindigkeit ist. Es können Staubflüsse bis zu  $10^4$  Teilchen pro Sekunde vermessen werden, die minimale Masse der Teilchen liegt bei  $8 \cdot 10^{-13}$  g (siehe auch [33], [34] und [35]). Staubflußraten dieser Größenordnung werden beim Durchflug durch die Saturnringebene erwartet.

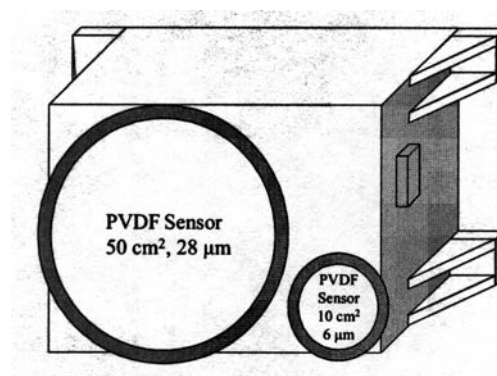


Abb. 6.6: Der High Rate Detektor.

## 6.2 Die Baureihe MDC

Das Fachgebiet Raumfahrttechnik der TU München ist mit der Baureihe MDC seit Jahren auf dem Gebiet der experimentellen Staubdetektion im Weltraum tätig. 1990 startete im Rahmen der japanischen HITEN-Mission des ISAS (Institute of Space and Astronautical Science) der erste MDC (Munich Dust Counter) vom Weltraumbahnhof Kagoshima in Japan. Eine Beschreibung des Gerätes findet man bei [36] und [37]. Die aktuelle Mission des MDC (jetzt Mars Dust Counter) ist die japanische Marsmission NOZOMI. Sie startete am 4. Juli 1998 mit einer M-V-Rakete. Der MDC ist ein Einschlagsmeteoroidendetektor, der in der Lage ist

- die Masse der Staubteilchen im Bereich von  $5 \cdot 10^{-16}$  bis  $1 \cdot 10^{-6}$  g zu messen,

- die Geschwindigkeit von 1 km/s bis 70 km/s
- und die Flugrichtung eines Partikels zu bestimmen.

Die Funktionsweise ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Ein Mikrometeoroid mit der Masse  $m$  und der Geschwindigkeit  $v$  durchfliegt das Eintrittsgitter, das eine Beeinflussung des elektrischen Feldes im Inneren des MDC durch äußere Einflüsse verhindert. Danach trifft er in der Sensorbox auf eine goldbeschichtete Oberfläche. Es entstehen elektrische Ladungen, die von den drei Meßkanälen mittels Ladungsverstärkung registriert werden. Der Elektronenkanal ist mit +220 V, der Ionenkanal mit -220 V und der neutrale Kanal mit 0 V vorgespannt. Die Ladungsträger werden durch das E-Feld in ihren Flugbahnen beeinflusst. Es kommt zu einer Auftrennung der Ladungsträger, die vom Einschlagsort abhängt. Der Elektronenkanal registriert negative Ladungen (Elektronen  $e^-$ , negative Ionen  $i^-$ ), der Ionenkanal immer positive Ionen  $i^+$ . Am neutralen Kanal können bei verschiedenen Einzelereignissen unterschiedliche Ladungsarten detektiert werden. Trägt das Teilchen beim Eintritt in die Sensorbox bereits eine Ladung, so ist eine Influenzreaktion an den Kanälen festzustellen.

Nach einem Einschlagsereignis kann aus den Anstiegszeiten sowie dem Absolutbetrag der gemessenen Ladungen mit Hilfe einer umfassenden Kalibrierung eine Aussage über die Masse und die Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens gewonnen werden.

Der MDC hat ein Gewicht von 0,73 kg, seine Leistungsaufnahme beträgt ca. 4 W. Seine Außenmaße sind 126 x 135 x 181 mm<sup>3</sup> (siehe Abb. 6.8). Die Signale der Ladungsverstärker werden digitalisiert und in einem FIFO-Speicher, der nur zur Hälfte beschrieben wird, aufgezeichnet. Übertrifft die Signalhöhe eine gewisse Triggerschwelle, wird der FIFO-Speicher komplett gefüllt und das Signal in das RAM des MDC transferiert. Für jedes Signal wird dann eine Qualitätszahl errechnet, die eine Unterscheidung zwischen Stör- und Einschlagssignalen ermöglicht. Es stehen insgesamt 56 kByte RAM zur Verfügung, 51 kByte können zur Signalspeicherung verwendet werden, die restlichen 5 kByte werden für Housekeeping-Daten, Qualitätszahlberechnung und Einstellungsvariablen benötigt. Genauere Beschreibungen findet man bei [38] und [39].

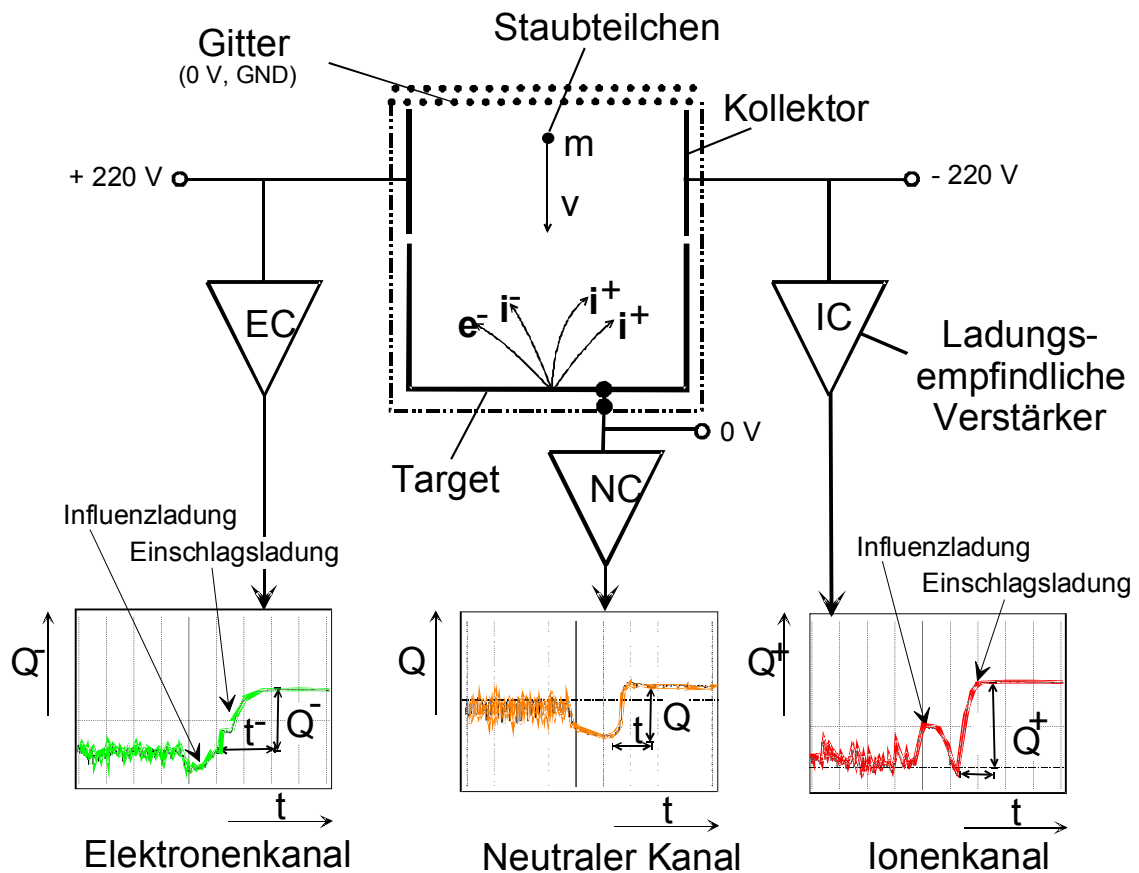


Abb. 6.7: Meßprinzip des Mars Dust Counters MDC. In der Sensorbox sind zwei Ladungsverstärker mit den mit +220 V und -220 V vorgespannten Ladungskollektoren und ein Verstärker mit den verbleibenden Sensorflächen verbunden. Je nach Einschlagsort zeigen die drei Verstärker unterschiedliche Ladungssignale, aus denen die Masse und die Geschwindigkeit des Staubteilchens bestimmt werden können.

Die wissenschaftlichen Ziele eines Weltraumexperiments sind mit dem jeweiligen Missionsprofil stark gekoppelt. Unvorhersehbare Ereignissen haben den Ablauf der Nozomi-Mission stark verändert. Im folgenden wird das ursprüngliche Vorhaben mit dem aktuellen verglichen, um dann den Einfluß auf die Ziele des MDC-Experiments zu skizzieren.

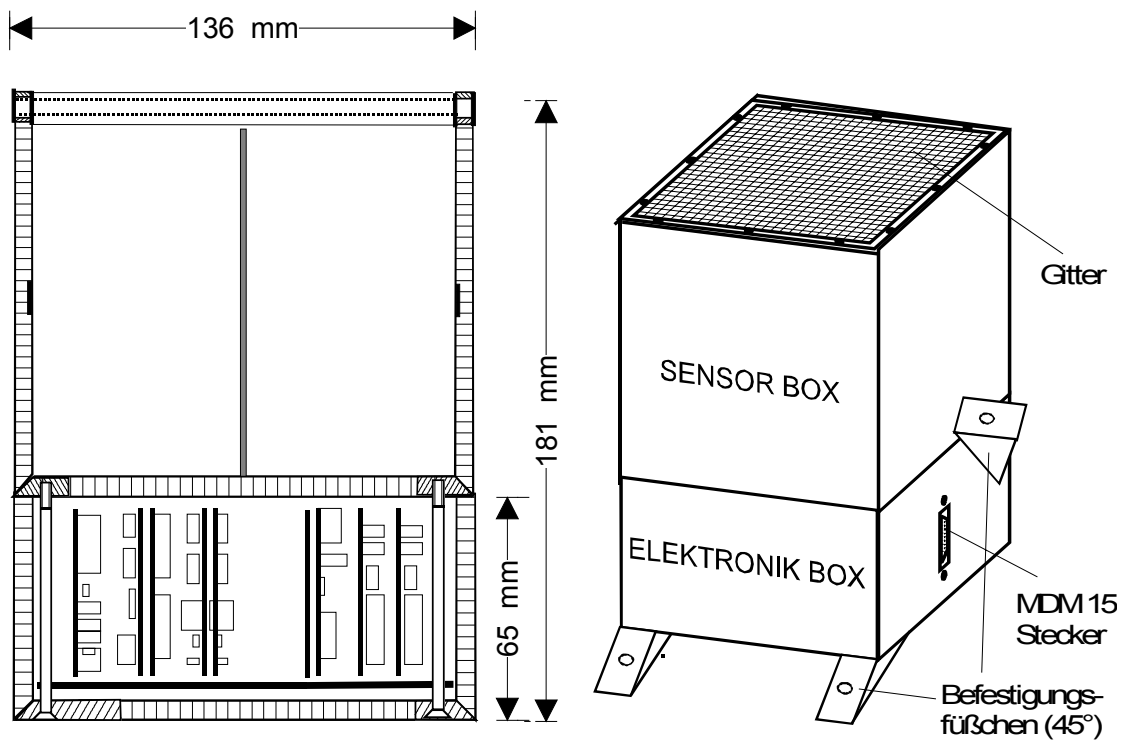


Abb. 6.8: Der MDC besteht aus einer Sensorbox, welche auf einer Elektronikbox aufgeschraubt wird. Die Sensorbox ist auf den fünf Innenseiten (eine Seite ist zum Weltraum offen und nur mit einem Gitter abgedeckt) mit einer Goldoberfläche beschichtet.

Nach dem Start im Juli 1998 befand sich die Sonde entsprechend den Planungen im Erde-Mond-Bereich. Es fanden zwei Vorbeiflüge am Mond statt, wobei in einem hochelliptischen Orbit der maximale Abstand zur Erde 1,7 Millionen Kilometer betrug. Danach sollte Nozomi in einem kombinierten Gravitationsmanöver /  $\Delta v$ -Manöver am 20. Dezember 1998 an der Erde Schwung für den Flug zum Mars holen, um dort am 11. Oktober 1999 anzukommen. Anschließend sollten im Marsorbit zwei Jahre lang Messungen durchgeführt werden. Allerdings kam es beim Zünden des Satellittriebwerks zu Problemen und die notwendige Geschwindigkeitsänderung von 432 m/s wurde um ca. 100 m/s unterschritten. Die Fehlerursache konnte auf ein defektes Ventil zurückgeführt werden. Diese Probleme wurden durch permanentes Öffnen des Ventils behoben. Die unmittelbar notwendigen Bahnkorrekturen belasteten das Treibstoffbudget in nicht unerheblichen Maße, so daß ein Fortführen der Mission im ursprünglichen Sinne nicht mehr möglich war. Das ISAS entwickelte ein alternatives Missionsprofil, das mit den vorhandenen Treibstoffreserven eine Ankunft am Mars ermöglicht, allerdings erst am 31. Dezember 2003. Dabei wird NOZOMI die Sonne innerhalb der Ekliptik dreimal umkreisen, um dann am 20. Dezember 2002 einen

Swing-by an der Erde zu machen, dabei die Ekliptik verlassen und nach einem weiteren halben Umlauf um die Sonne am 19. Juni 2003 wiederum einen Swing-by an der Erde durchzuführen und den Mars letztendlich ein halbes Jahr später zu erreichen (vgl. Abb. 6.9). Das Wissenschaftsprogramm am Mars soll durch die Probleme in der Anflugphase nicht beeinträchtigt werden.

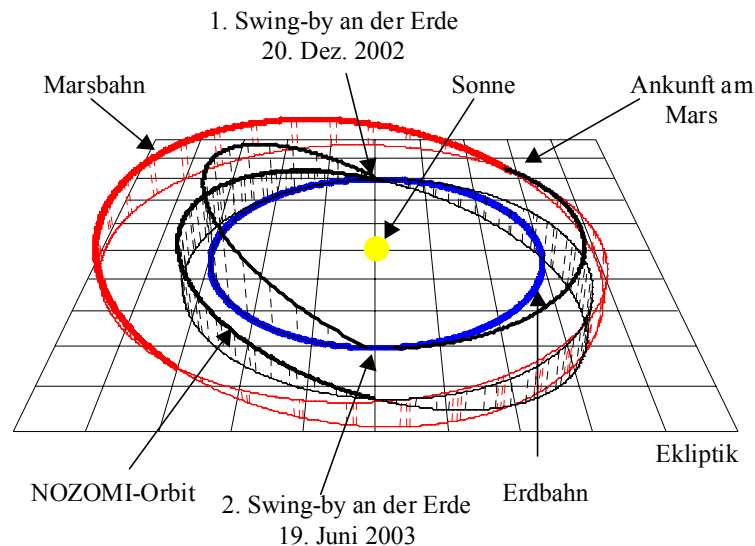


Abb. 6.9: Das Missionsprofil von NOZOMI. Nach dem 20. Dezember 1998 umkreist die Sonde die Sonne dreimal in einem elliptischen Orbit, um dann in einem ersten Swing-by an der Erde die Ekliptik zu verlassen und am 19. Juni 2003 in einem zweiten Swing-by Richtung Mars zu schwenken. Die Darstellung ist aus Übersichtlichkeitsgründen in der z-Richtung um einen Faktor 5 erhöht.

Die wissenschaftlichen Zielsetzungen des MDC in der Nozomi-Mission waren ursprünglich:

- Überprüfung der Existenz von Staubringen um den Mars, deren Quellen die Monde Phobos und Deimos sein sollen,
- Vertiefung des Wissens über den interplanetaren Staub,
- Vermessung des Staubvorkommens im Erde-Mond-Bereich und Vergleich der Daten mit den Ergebnissen der HITEN-Mission.

Man erkennt, daß durch das veränderte Missionsszenario die Punkte eins und drei nicht beeinflusst werden. Punkt zwei betrifft Messungen in der Anflugphase zum Mars. Hier hat sich die Meßzeit von fast zehn Monaten auf fünf Jahre verlängert. Außerdem ermöglicht die Flugbahn auch wissenschaftlich besonders interessante Messungen außerhalb der Ekliptik. Abb. 6.10 zeigt einen exemplarischen Staubeinschlag aus dem Erde-Mond-Bereich, dem eine Masse von  $4,6 \cdot 10^{-10}$  g und eine Geschwindigkeit von 4,47 km/s zugeordnet wurde.

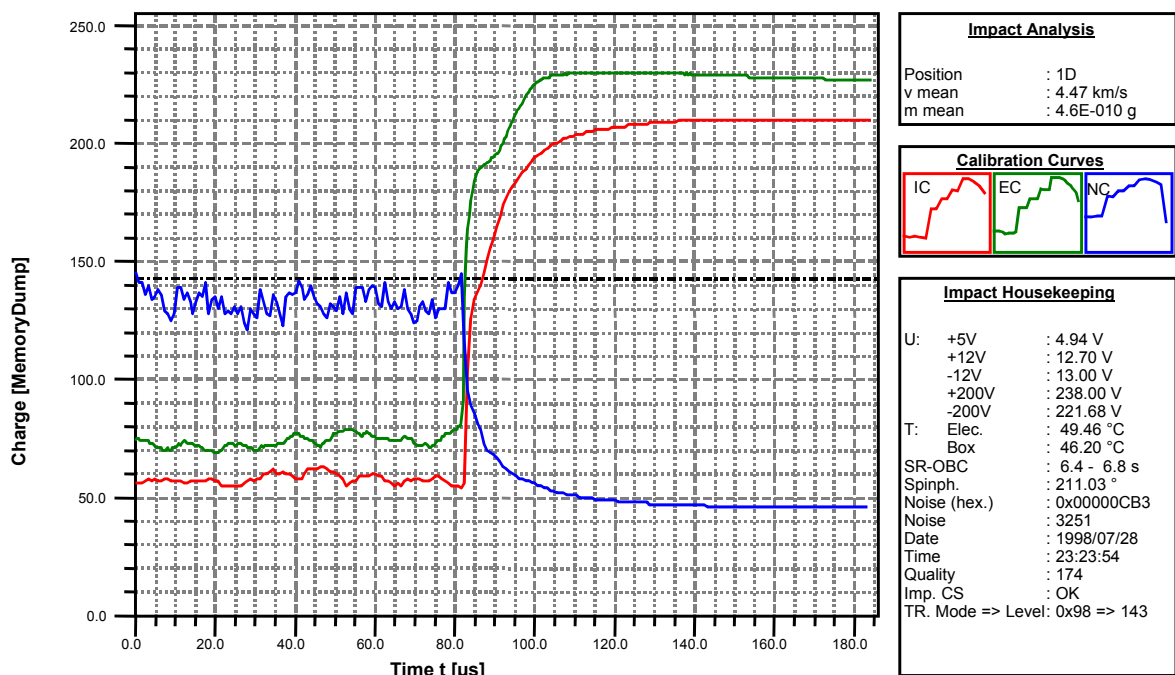


Abb. 6.10: Exemplarischer Staubeinschlag aus dem Erde-Mond-Bereich. Das direkte Auslesen des MDC-Speichers (Memory Dump) ist so ausgelegt, daß ein Anstieg des Elektronen- und des neutralen Kanals negative Ladung anzeigt, beim Ionenkanal positive. Der neutrale Kanal mißt hier also negative Ladungen. Die Auswertung des Impacts ergab eine Einschlagsgeschwindigkeit von 4,47 km/s und eine Masse von  $4,6 \cdot 10^{-10}$  g.

Inzwischen sind 86 Staubeinschläge für den Missionszeitraum Juli 1998 bis einschließlich Juni 2001 identifiziert worden. Sie sind in Tabelle 6.1 mit der Dateinummer, Impactnummer und ausgewerteter Masse (in Gramm) und Geschwindigkeit (in km/s) relativ zum Sonnensystem aufgeführt.



File	ImpNo	RelVelocity	Mass
98071101	26	26.08	6.8E-15
98071601	3	15.25	4.4E-12
98072802	40	5.05	4.3E-10
98073001	5	7.55	1.1E-10
98073101	29	36.73	8.3E-14
98080501	29	2.81	1.5E-09
98080701	3	22.63	9E-15
98082101	6	26.82	6.5E-12
98082201	8	25.54	1.6E-14
98090501	14	9.9	6.7E-13
98101701	2	12.72	3.9E-11
98102601	27	5.92	2.5E-11
98102701	37	35.05	3.4E-15
98110601	5	7.36	6.8E-12
98110801	43	2.16	2.9E-10
98110901	29	20.4	4.2E-14
98110901	17	14.95	2.5E-13
98111001	1	-1	-1
98111401	6	5.36	1E-10
98111701	8	13.49	9.3E-12
98111801	1	12.86	7.8E-11
98111801	6	19.39	6.4E-13
98112101	6	10.94	1.8E-11
98120201	17	18.53	1.2E-13
98121801	35	12.82	9.7E-12
99011001	25	-1	-1
99011201	43	8.52	5.4E-12
99011601	5	15.88	1.3E-11
99012401	8	38.56	1E-14
99021401	21	57.64	1.2E-13
99021401	20	5.86	4.8E-12
99030104	29	59.54	3.7E-16
99030901	3	25.21	1.2E-14
99040301	26	44.86	4E-13
99041401	30	9.62	2.6E-10
99041401	51	129.14	6E-16
99042001	29	10.26	3.2E-13
99051102	46	6.56	4.9E-12
99051901	21	11.65	2E-10
99060201	15	4.3	1.9E-11
99071201	29	5	2.5E-12
99072401	34	9	7.4E-12
99091201	12	19.98	8.8E-15
99092401	7	6.76	1.4E-10
99101901	45	41.25	5.4E-15
99112001	13	5.95	2.3E-10
99112501	3	-1	-1
99123001	13	-1	-1

00012901	9	11.99	2.1E-10
00031401	16	6.02	1.1E-10
00040501	19	16.98	2E-13
00041101	7	9.2	1.3E-12
00041101	43	5.2	1.7E-11
00041601	8	23.09	3E-14
00041601	21	-1	-1
00052301	29	5.26	1.9E-11
00053001	9	13.77	6.8E-11
00061301	19	19.37	1.3E-11
00061301	31	9.1	1.1E-10
00062101	42	-1	-1
00062101	4	10.88	3.1E-13
00062101	37	5.07	3.9E-12
00062801	36	10.22	2.6E-12
00070701	22	-1	-1
00070701	29	8.73	2.4E-12
00070701	22	12.85	4.7E-12
00072001	18	6.63	6E-11
00072601	17	9.02	2.8E-12
00080601	40	4.89	2E-10
00081301	3	9.71	1.3E-13
00081801	37	8.59	7.4E-11
00082701	33	6.83	6.9E-11
00092901	3	14.25	3.2E-11
01012501	19	26.16	1.4E-14
01012501	29	13.08	9.3E-12
01030701	33	-1	-1
01030701	32	41.79	6.1E-13
01030701	42	9.06	6.4E-12
01031401	28	12.86	1.6E-12
01042801	49	11.58	6.3E-12
01051701	6	34.89	5.3E-13
01051701	15	17.7	1.9E-10
01070201	36	8.15	1.6E-10
01070201	50	7.92	2.8E-10
01070201	6	14.83	9.9E-12
01070201	1	18.35	3E-12

Tab. 6.1: Eindeutig identifizierte Staubeinschläge der MDC-Nozomi-Mission von Juli 1998 bis Juli 2001. Der Eintrag „-1“ bedeutet, daß ein Einschlag nicht auswertbar ist, beispielsweise bei Treffern auf das Einlaßgitter.

### 6.3 Die TOF-Massenspektrometer vom Typ PUMA / PIA

Im März 1986 begegneten die Sonden Giotto (Europa) und Vega 1 und Vega 2 (Russland) dem Kometen Halley. An Bord war jeweils ein Impactmassenspektrometer, auf Giotto das Gerät PIA (Particle Impact Analyzer) und auf den Vega-Sonden das Gerät Puma. Der Aufbau dieser Geräte ist weitgehend identisch und in Abb. 6.11 dargestellt (vgl. [40] und [41]).

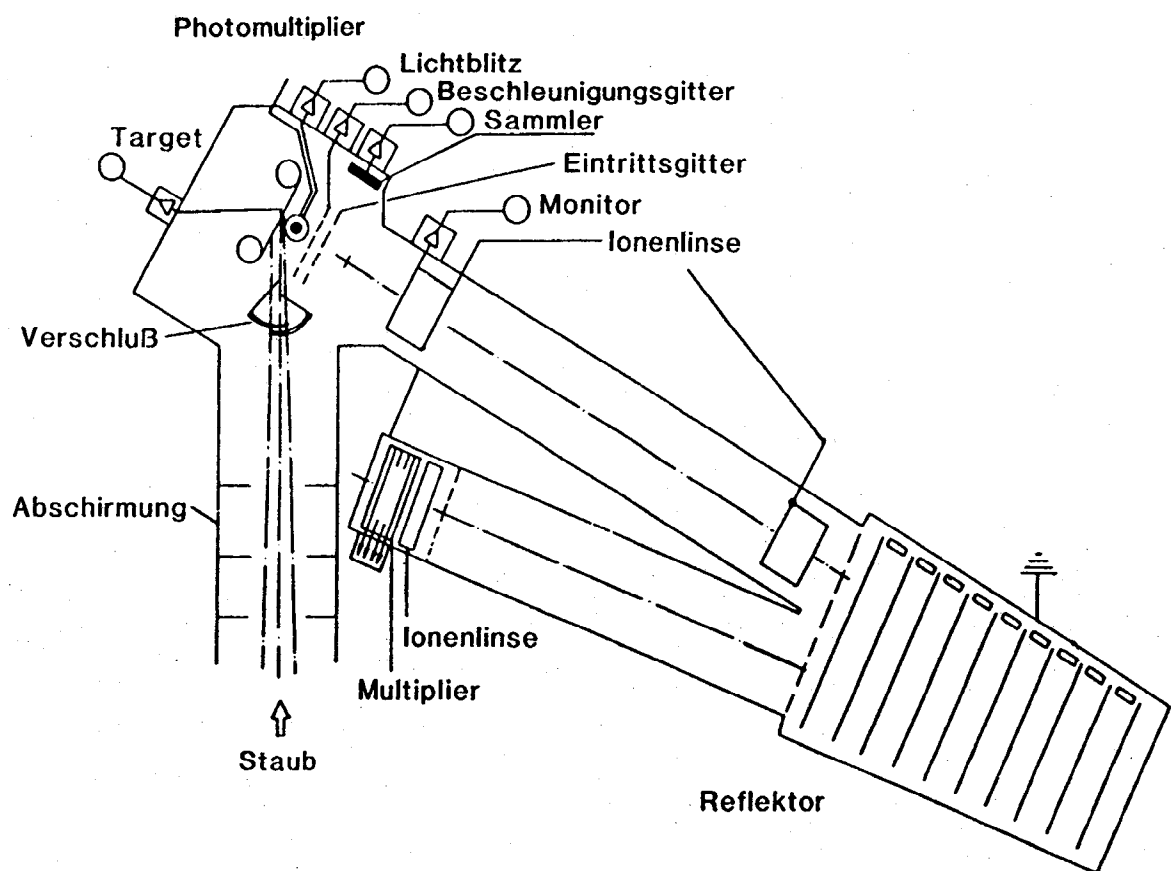


Abb. 6.11: Aufbau des TOF-Massenspektrometers PUMA / PIA.

Ein einschlagendes Partikel trifft auf das Target, die entstehende positive Ladung wird in einem elektrischen Feld beschleunigt und durchläuft ein TOF-Massenspektrometer mit Reflektron. Die Relativgeschwindigkeit der Sonden zur Kometenkoma und damit zu den Staubteilchen betrug dabei zwischen 69 km/s und 78 km/s. Im Detail waren die Missionsziele:

- Bestimmung der elementaren Zusammensetzung einzelner Partikel und Überprüfung der Existenz verschiedener chemischer Partikelklassen,
- Feststellen eines Zusammenhangs zwischen chemischer Zusammensetzung und dem Abstand vom Kometenkern,
- Nachweis möglicher organischer Materie,
- Bestimmung der Isotopenverhältnisse verschiedener Elemente und des Ursprungs der kometaren Partikeln,
- Messung der Massenverteilungsfunktion der einschlagenden Materie,
- Größenbestimmung der Staubhülle um den Kometen in Abhängigkeit der Partikelmasse und Feststellen von Anisotropien.

### 6.4 Aktuelle Entwicklungen in Japan

Momentan wird in Japan an der Weiterentwicklung der TOF-Massenspektrometer mit Reflektron für Staubmessungen im Weltall gearbeitet (vgl. [42]). Kern dieser Aktivitäten ist die Verwendung eines Reflektrontyps, bei dem das elektrische Potential gekrümmt ist. Abb. 6.12 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Spektrometers. In Abb. 6.13 und 6.14 ist das elektrische Feld im jeweiligen Reflektrontyp erkennbar.

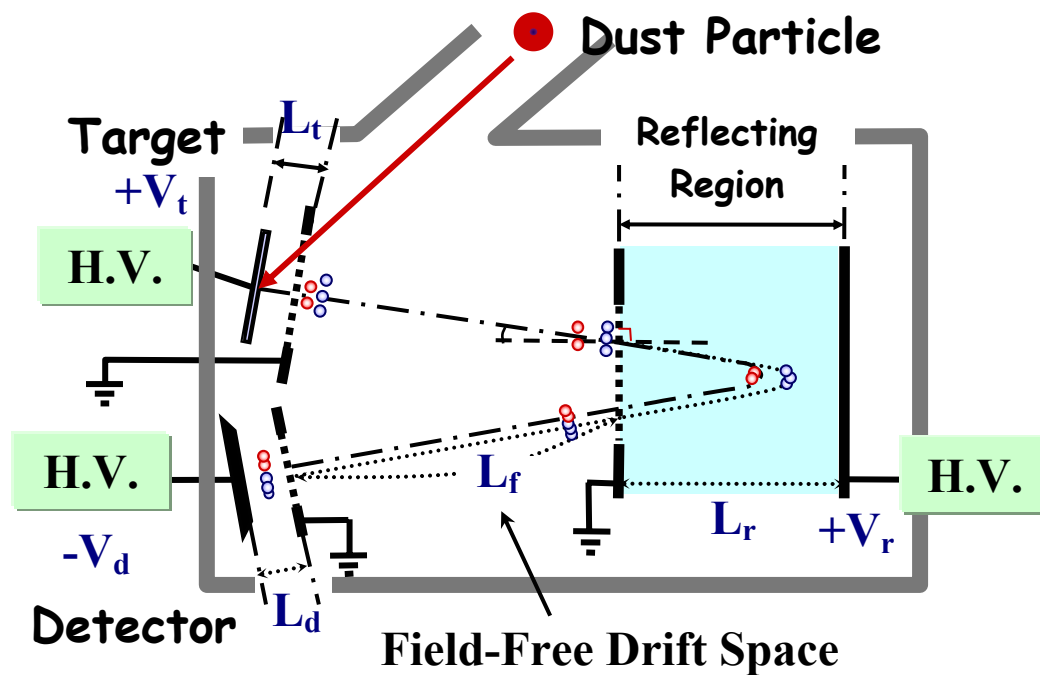


Abb. 6.12: Aktuell in Japan entwickeltes TOF-Massenspektrometer. Der Aufbau entspricht weitgehend den Massenspektrometern vom Typ PUMA /PIA.

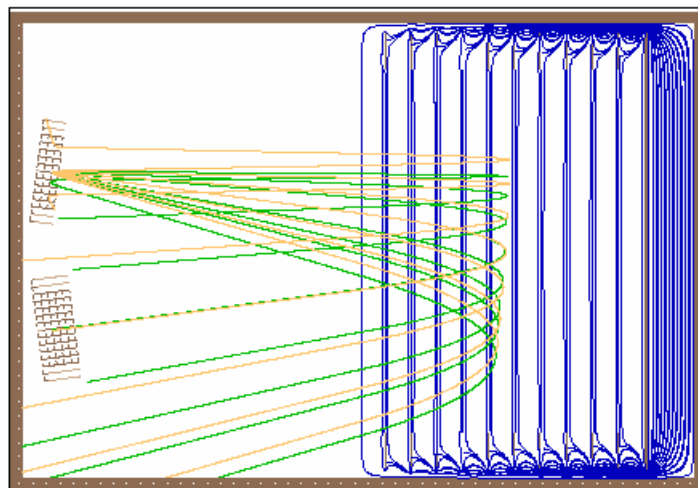


Abb. 6.13: Klassisches Reflektron. Die Äquipotentiallinien sind blau gekennzeichnet. Rot und schwarz sind die Flugbahnen verschiedener Ionen eingetragen.

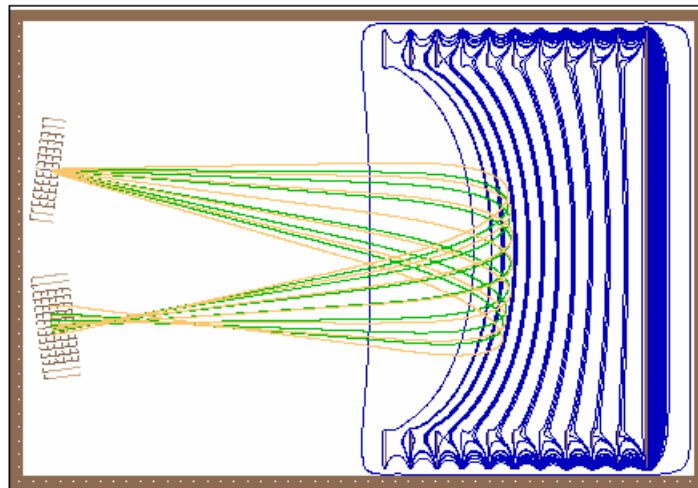


Abb. 6.14: Reflektion mit gekrümmten Äquipotentiallinien. Es gelingt eine bessere Focussierung auf den Detektor.

Es wurden Versuche mit 0,3 bis 2  $\mu\text{m}$  großen Carbonteilchen bei Geschwindigkeiten zwischen 5 und 20 km/s durchgeführt. Erste Ergebnisse zeigen, daß die Massenauflösung des Spektrometers und die Detektierungseffizienz des Geräts verbessert werden konnten.

## 7. Experimentelle Voruntersuchungen

In diesem Kapitel werden die Voruntersuchungen und Überlegungen dargestellt, die zur Entwicklung der eigentlichen Versuchsapparatur geführt haben. Ausgehend von der Problemstellung, die Masse und Geschwindigkeit von einfallenden Staubteilchen bei geringer Instrumentenmasse und -volumen zu bestimmen, wird als mögliche Problemlösung ein spezielles Honigwabentarget vorgeschlagen, wobei frühere ähnliche Arbeiten (HELIOS) berücksichtigt werden. Geometrische Überlegungen sollen die möglichen Einschlagsorte auf dem Target identifizieren, da es naheliegend ist, daß der Einschlagsort Einfluß auf die entstehende Ladungswolke hat. Schließlich wurden am Staubbeschleuniger des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg mit einem modifizierten Versuchsgerät des Fachgebiets Raumfahrttechnik der TU München erste Vorversuche gemacht und typische Signalarten identifiziert. Die Formen der Signale entsprechen den bekannten MDC-Messungen, so daß die Möglichkeit von TOF-Massenspektroskopie als wahrscheinlich gilt. Schließlich wurden diese Experimente auf einen anderen modularen Versuchsaufbau übertragen, der auch für die Hauptuntersuchungen verwendet werden kann und erste Statistiken erstellt.

### 7.1. Problemstellung

Aus der Diskussion der Missionen und Geräte in den vorigen Kapiteln geht hervor, daß man bei der Konzeption von Detektoren auf der einen Seite zwar möglichst aussagekräftige und genaue physikalische Information erhalten will. Auf der anderen Seite aber steht dies im Widerspruch zu der Forderung, möglichst kompakte und leichte Instrumente zu bauen. Des weiteren ist damit zu rechnen, daß in Zukunft keine großen

Wissenschaftssonden wie zum Beispiel das Cassini-Raumfahrzeug (Nettomasse 2150 kg) mehr staatlich finanziert werden.

Vielmehr ist davon auszugehen, daß eine wissenschaftliche Nutzlast entweder von einer kommerziellen Mission mitgenommen wird, oder der öffentliche Geldgeber das Budget für wissenschaftliche Experimente so reduziert, daß Sonden nur noch wenige oder gar nur ein Experiment an Bord haben werden. Die MDC-Missionen des Fachgebiets Raumfahrttechnik der TU München decken durch ihre kompakte Bauweise einen sehr interessanten Bereich der Staubdetektionsgeräte ab. Neben ihrer Fähigkeit, die Masse und Geschwindigkeit von einfallenden Staubteilchen zu messen, wäre es allerdings auch von Interesse, Aussagen über die chemische Zusammensetzung der Teilchen zu treffen, ohne daß dies zu einem unverhältnismäßig starken Anstieg der Instrumentmasse und Größe führt.

## 7.2. Verwendung eines teildurchlässigen Targets

Die Grundidee zur Erreichung dieses Zieles stammt von dem ehemaligen Institutsmitarbeiter Dr.-Ing. Heinrich Iglseider und besteht darin, ein teilweise durchlässiges Target zu verwenden. Trifft ein Staubteilchen mit hoher Geschwindigkeit auf diese Oberfläche, wird wie oben beschrieben elektrische Ladung freigesetzt. Entsteht nun diese Ladung auf beiden Seiten des Targets, wäre es möglich, bei einem Einzelereignis Masse und Geschwindigkeit nach dem MDC-Prinzip zu messen und gleichzeitig mit der Ladung hinter dem Target massenspektrometrische Untersuchungen durchzuführen.

In früheren Arbeiten wurde beim HELIOS-Experiment bereits mit einer ähnlichen Konfiguration gearbeitet. Abb. 7.1 zeigt den Detektoraufbau. Der Detektor besteht im wesentlichen aus zwei Funktionseinheiten (vgl. [43]), dem Auffängerteil und dem Flugzeitspektrometer. Das Target (3) besteht aus einer Jalousie aus Goldstreifen, das positive geladene Gitter (2) sammelt nach dem Hochgeschwindigkeitseinschlag die entstandenen Elektronen auf. Die entstandenen Ionen gelangen durch das negativ geladene Gitter (4) ins Innere des Detektors. Gleichzeitig verhindert die Jalousie-Form, daß Staub-, Sonnenwindteilchen oder UV-Strahlung direkt in den Detektor gelangen. Das Kernstück des Spektrometers ist das feldfreie Flugrohr (8), das gegenüber dem Target auf  $-200$  V liegt. Durch Einführung der Gitter (6) und (7) wurde versucht, die Qualität der Spektren zu verbessern. Gitter (7) ist ein Bremsgitter, d.h. im



Normalzustand liegt es auf einem höheren Potential als Gitter (4). Ist ein Großteil der Ionen nach einem Einschlag im Fokussierungsraum (5), was durch das Erreichen eines Maximalwertes im Ionenstrom durch Gitter (4) definiert wird, erfolgt ein Umschalten der Potentiale in den Gittern (6) und (7), die Ionen werden zum Detektor hin beschleunigt. Die Nachteile der Jalousie-Lösung waren laut [45]:

- Keine hohen Feldstärken am Aufschlagsort (schlechter Durchgriff durch die Jalousie, keine Spannungen über 200 V, da bei Verwendung von solchen und nachfolgender notwendiger Abbremsung der zu spektroskopierenden Ionen defokussierende Effekte überwiegen),
- abschirmende Wirkung der benachbarten Jalousielamelle für die freie Ausbreitung des Plasmas,
- unterschiedliche geometrische Bedingungen an verschiedenen Auftreffpunkten längs einer Lamelle, die Laufzeitunterschiede und unterschiedliche Abschirmbedingungen verursachen.

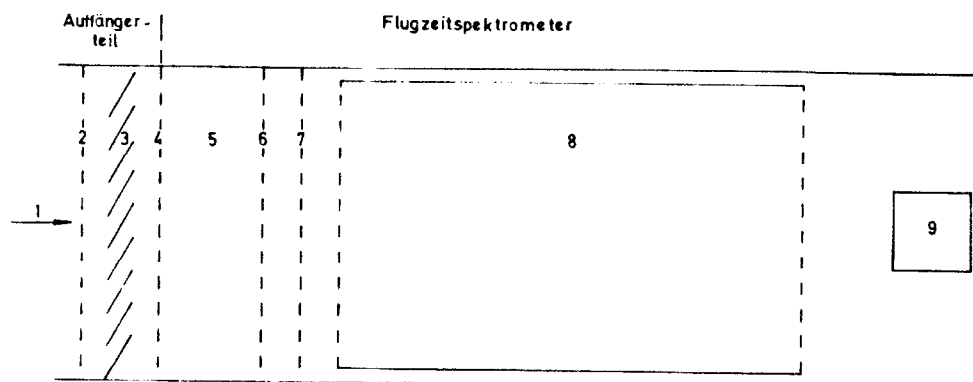


Abb. 7.1: Schematischer Aufbau des HELIOS-Detektors. (1) Flugrichtung der Staubteilchen, (2) positiv geladenes Elektronengitter, (3) Target, (4) negativ geladenes Ionengitter, (5) Fokussierungsraum, (6) Fokussierungsgitter, (7) Bremsgitter, (8) feldfreies Flugzeitrohr, (9) Multiplier.

Letztendlich führten diese Probleme dazu, daß die chemische Zusammensetzung einfallender Teilchen nicht bestimmt werden kann. Es lassen sich lediglich grobe

Klassifikationskriterien angeben, wenn sich Teilchen im Gehalt relativ leicht zu ionisierender Elemente unterscheiden.

Durch die Verwendung einer Mikrohonigwabenstruktur sollte es möglich sein, problemlos hohe Feldstärken am Target anzulegen und die entstehenden Ionen einer massenspektrometrischen Untersuchung ohne Spannungsumschaltverfahren zuzuführen.

Von Herrn Dr. Iglseder wurden dem Fachgebiet Raumfahrttechnik drei Honigwabenstrukturen aus Gold zur Verfügung gestellt. Die Schlüsselweite beträgt dabei 20, 40 und 80  $\mu\text{m}$ , während die Dicke der Folie 200  $\mu\text{m}$  und die Stegbreite konstant 10  $\mu\text{m}$  beträgt. Abbildung 7.2 zeigt eine Aufnahme der 80  $\mu\text{m}$ -Honigwabe unter dem Raster-Elektronen-Mikroskop.

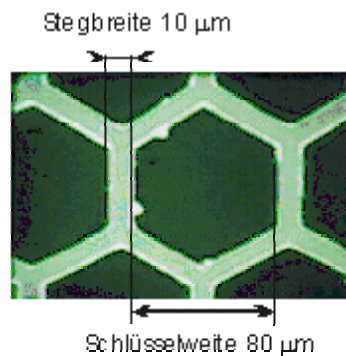


Abb. 7.2 Aufnahme der Honigwabenstruktur mit 80  $\mu\text{m}$  Schlüsselweite.

Solche Strukturen sind heute mit dem LIGA-Verfahren herzustellen, welches am Kernforschungszentrum in Karlsruhe entwickelt wurde. Das Verfahren ist in [51] beschrieben, den aktuellen Stand der Technik findet man in [52]. LIGA ist die Abkürzung für RöntgentiefenLithographie, Galvanoformung und Abformung. Dieses Verfahren bietet den Vorteil, Mikrostrukturen aus „Nicht-Silizium“-Materialien mit nahezu beliebigen lateralen Geometrien bei großer Strukturhöhe zu ermöglichen. Die Eigenschaften sind wie folgt:

- Realisierung von Strukturhöhen von bis zu 3 mm (designabhängig)
- nahezu freie laterale Formgebung
- kleinste laterale Abmessungen (Strukturdetail) bis zu 0,2  $\mu\text{m}$  (designabhängig)

- Aspektverhältnis (Verhältnis von Strukturhöhe und kleinsten lateralen Abmessungen) von freistehenden Einzelstrukturen von bis zu 50 und bei Detailstrukturen von über 500
- Oberflächenqualität im Submikrometerbereich
- große Materialpalette: Kunststoffe (z.B. PMMA), Metalle (Nickel, Kupfer, Gold, NiFe, NiP) und Keramiken (z.B. ZrO<sub>2</sub>)

Zur Herstellung einer Metallhonigwabenstruktur wird im ersten Schritt der Röntgentiefenlithographie ein strahlenempfindliches Polymer (Resist) durch den Schattenwurf einer Arbeitsmaske mit Röntgenstrahlung belichtet (vgl. Abb. 7.3 - 1). Durch stahlenchemische Prozesse ändert sich die Löslichkeit des Polymers. Im nächsten Arbeitsschritt wird mit einem geeigneten Lösungsmittel der bestrahlte Kunststoff herausgelöst (2). Jetzt können die entstandenen Leerräume galvanisch mit einem Metall aufgefüllt werden (3). Dann wird der restliche Kunststoff sowie die Galvanisierungselektrode entfernt. Dadurch ist es möglich, eine Goldhonigwabenstruktur in den beschriebenen Größen herzustellen. Das LIGA-Verfahren umfaßt prinzipiell noch weitere Arbeitsschritte (Abformung), die aber hier nicht angewendet werden mußten.

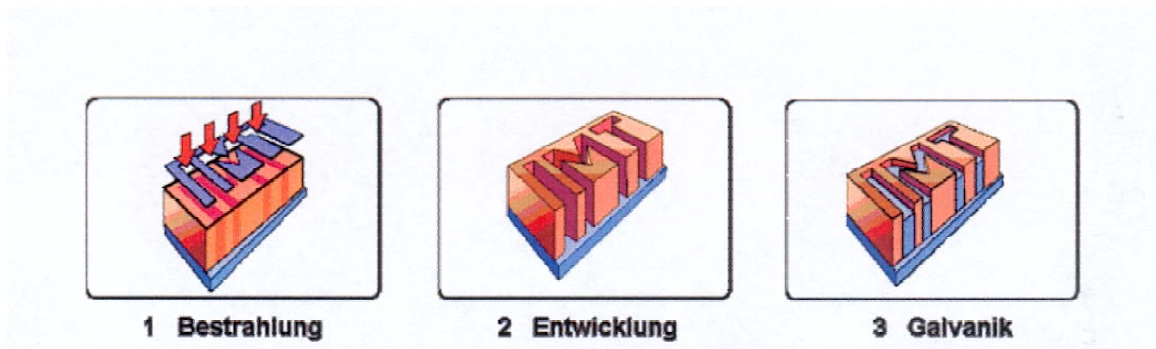


Abb. 7.3: Prozeßschritte des LIGA-Verfahrens beim Institut für Mikrostrukturtechnik IMT des Forschungszentrums Karlsruhe.

### 7.3. Geometrische Betrachtungen zu Honigwabenstrukturen

Prinzipiell ist hierbei die Wahrscheinlichkeit von Interesse, mit der ein Staubteilchen auf den Steg der Honigwabe oder in einen Kanal trifft. Daher ist zu bestimmen, wie groß der Anteil der Stegfläche im Vergleich zur Größe der Sechsecke ist. Die Fläche eines regelmäßigen Sechsecks berechnet sich zu

$$A_{\text{Sechseck}} = \frac{3a^2}{2} \sqrt{3} \quad (7.1)$$

wobei  $a$  die Kantenlänge ist. Die Schlüsselweite  $s$  verhält sich zur Kantenlänge wie folgt:

$$s = a\sqrt{3}. \quad (7.2)$$

Somit ergibt sich:

$$A_{\text{Sechseck}} = \frac{\sqrt{3}}{2} s^2 \quad (7.3)$$

Die Stegfläche ergibt sich aus Rechtecken an jeder Kante eines Sechsecks sowie einem gleichseitigen Dreieck an jeder Ecke (vgl. Bild 7.4), wobei die Seitenlänge der Stegbreite entspricht. Die Fläche eines Dreiecks errechnet sich zu

$$A_{\text{Dreieck}} = \frac{b^2}{4} \sqrt{3} \quad (7.4)$$

mit der Stegbreite  $b$ .

Jedes Sechseck ist von sechs Rechtecken umgeben, wobei aber jedes Rechteck an zwei verschiedene Sechsecke anschließt. Entsprechend sind die sechs Dreiecke an jeder Ecke drei Sechsecken zuzuordnen. Letztendlich kommen also auf ein Sechseck drei Rechtecke und zwei Dreiecke.

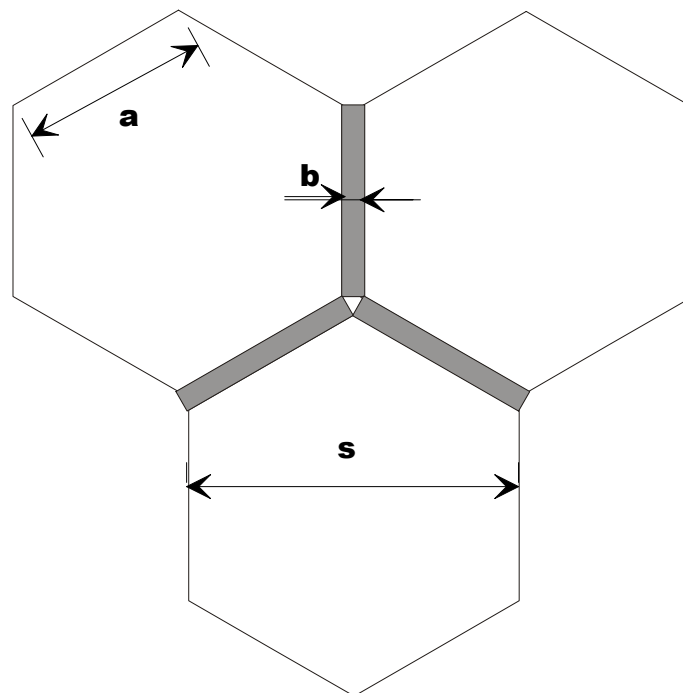


Abb. 7.4: Die Stegfläche einer Honigwabenstruktur besteht aus Rechtecken (grau) und gleichseitigen Dreiecken an jeder Ecke.

Den prozentualen Anteil von Steg- und Sechseckfläche bei den verwendeten drei Honigwaben zeigt Tabelle 7.1.

	Stegfläche	Sechseckfläche
Schlüsselweite 20 $\mu\text{m}$	27 %	73 %
Schlüsselweite 40 $\mu\text{m}$	15 %	85 %
Schlüsselweite 80 $\mu\text{m}$	8 %	92 %

Tab. 7.1: Flächenanteil von Steg- und Sechseckfläche bei den verwendeten Strukturen

Trifft ein Staubteilchen nicht auf den Steg, sondern auf die Wand einer Honigwabe, so ist damit zu rechnen, daß die Einschlagstiefe, also der Abstand von der Oberflächenebene, einen Einfluß auf die zu erwartende Signalart hat. Abbildung 7.5 zeigt die generellen geometrischen Verhältnisse. Um bei einem festen Einfallswinkel, gegeben durch die Winkel  $\theta$  und  $\rho$  die Tiefe  $b$  zu erreichen, muß das Staubteilchen die Frontebene der Honigwabe auf einer bestimmten Linie durchfliegen. Die Größe des

Winkels  $\theta$  kann zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  liegen. Den Winkel  $\rho$  kann man durch die Symmetrie eines Sechsecks auf ein Intervall von  $60^\circ$  begrenzt werden, nach der Definition, die aus Abbildung 7.5 ersichtlich ist, wird hier ein Intervall von  $-30^\circ$  bis  $+30^\circ$  gewählt.

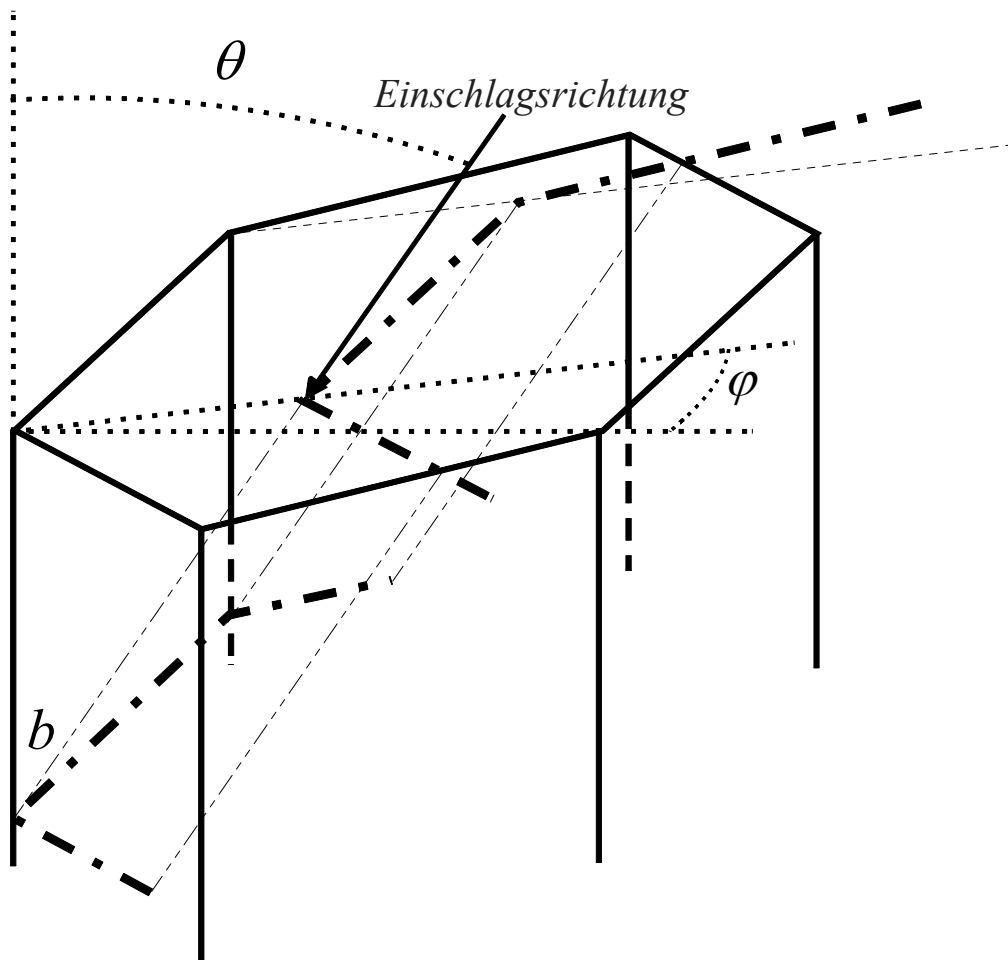


Abb. 7.5: Generelle Geometrie beim Einschlag eines Staubteilchens in der Honigwabe.

Um Wahrscheinlichkeitsaussagen zu erhalten, geht man davon aus, daß der Durchflug eines Staubteilchens durch die Frontebene der Honigwabenstruktur an jedem Punkt gleich wahrscheinlich ist. Möchte man die Wahrscheinlichkeit dafür errechnen, daß ein Staubteilchen in einem Intervall der Breite  $db$  einschlägt, so bildet man den Quotienten aus der Fläche des entstehenden Bandes in der Frontebene (vgl. 7.5) zur Gesamtfläche des Sechsecks. Abbildung 7.6 zeigt die für die mathematische Analyse notwendigen Fallunterscheidungen.

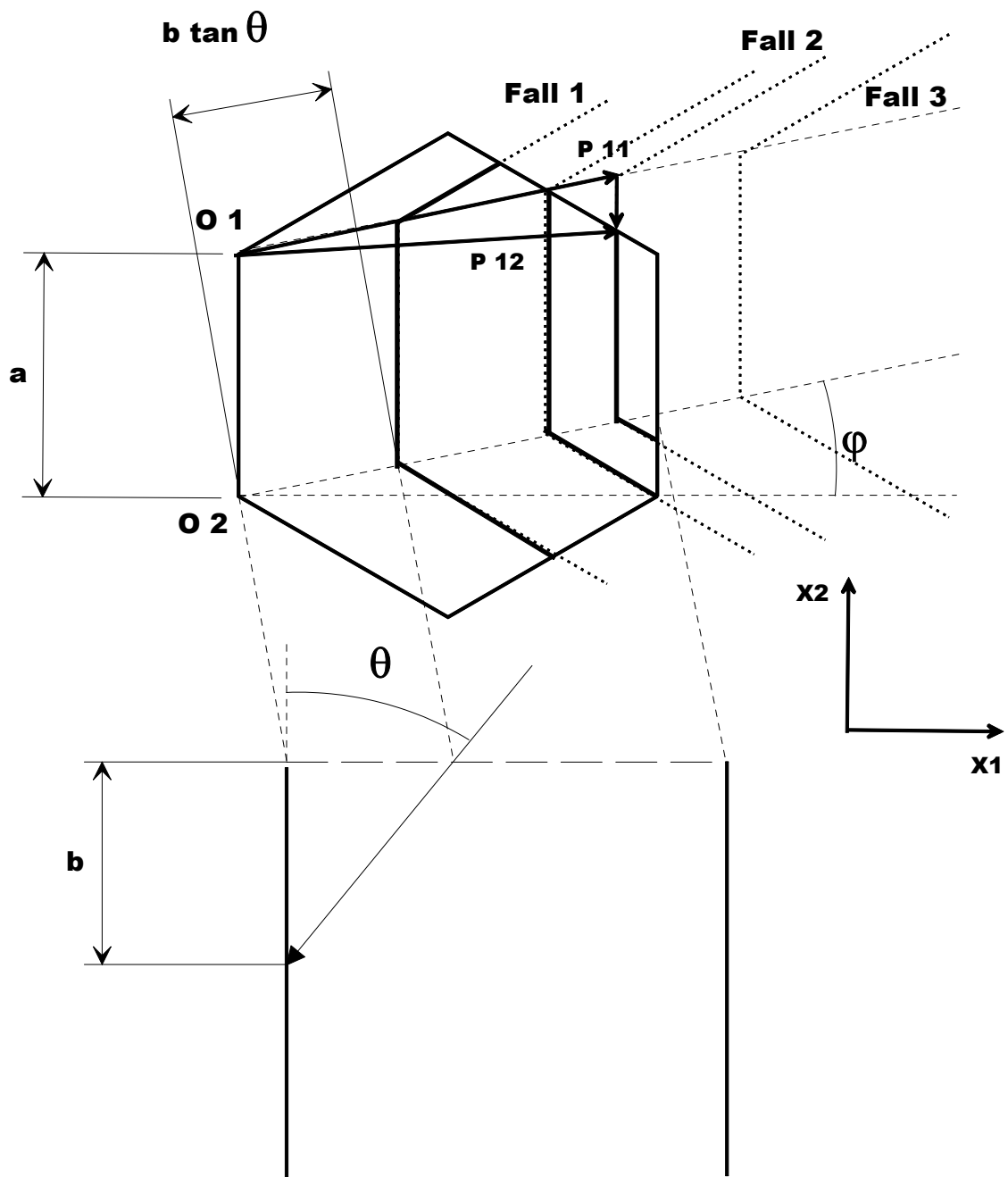


Abb. 7.6: Veranschaulichung der in einer mathematischen Modellierung zu unterscheidenden Fälle.

Es wird deutlich, dass abhängig von den Winkeln  $\theta$  und  $\varphi$  zwei (Fall 2) oder drei (Fall 1) Strecken in der Frontebene der Honigwabe entstehen. Möglich ist auch, daß das entstehende Band außerhalb der Honigwabenstruktur liegen würde (Fall 3). Dies tritt genau dann auf, wenn die  $X_1$ -Komponente (als Koordinatenursprung kann hier O 1

oder O 2 gewählt werden) des Durchstoßortes des Staubteilchens durch die Frontebene größer als die Schlüsselweite der Honigwabe ist; mathematisch ausgedrückt:

$$b \cdot \tan \theta \cos \varphi \geq a \cdot \sqrt{3} \quad (7.5)$$

Tritt dieser Fall auf, bedeutet dies, dass diese Tiefe  $b$  unter dem Winkel  $\theta$  nicht erreicht werden kann. Die Unterscheidung, ob Fall 1 oder Fall 2 vorliegt, wird mit Hilfe der analytischen Geometrie gelöst. Dazu wurde der Schnittpunkt des Vektors P11 mit der Kante der Honigwabenstruktur bestimmt (vgl. Abb. 7.6). Die Schnittgleichung hierfür lautet:

$$\mu \cdot \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix} = a \cdot \begin{pmatrix} \cos(30^\circ) \\ \sin(30^\circ) \end{pmatrix} + \lambda \cdot \begin{pmatrix} \cos(-30^\circ) \\ \sin(-30^\circ) \end{pmatrix} \quad (7.6)$$

Somit ergeben sich für die beiden Parameter  $\mu$  und  $\lambda$  zwei Gleichungen, der Schnittpunkt S ist eindeutig bestimmt (aber aus Übersichtlichkeitsgründen nicht in Abb. 7.6 eingetragen). Zur Fallunterscheidung wurde die Länge der Strecke von O1 bis S die sich als Betrag des Produkts aus  $b$  und dem Tangens von  $\theta$  ergibt, herangezogen:

$$|b \cdot \tan \theta| = \begin{cases} < |\overrightarrow{O1S}| \Rightarrow \text{Fall1} \\ \geq |\overrightarrow{O1S}| \Rightarrow \text{Fall2} \end{cases} \quad (7.7)$$

Abb. 7.7 zeigt den Zusammenhang zwischen dem Auftreten eines der drei Fälle in Abhängigkeit von der Einschlagtiefe und dem Einfallswinkel  $\theta$ . In der Abbildung wurden alle möglichen Winkel  $\varphi$  berücksichtigt. Es zeigt sich eindeutig, daß der Winkel  $\theta$  wesentlichen Einfluss auf die Fallunterscheidung hat. Bei der Betrachtung der Abb. 7.7 ist zu beachten, daß die geometrischen Verhältnisse auf ein Sechseck der Kantenlänge 1 normiert sind. Dementsprechend ergibt sich für die Honigwabe mit der Schlüsselweite

- a) 80  $\mu\text{m}$  eine maximale Tiefe von 4,33
- b) für 40  $\mu\text{m}$  von 8,66
- c) und für 20  $\mu\text{m}$  von 17,32



Eine Einschlagstiefe, die größer als die jeweilige Maximaltiefe ist, kennzeichnet einen Durchflug. Abb. 7.8 zeigt den Einfluss des Winkels  $\varphi$  auf die Fallunterscheidung bei einer fest gewählten Tiefe von 2,5.

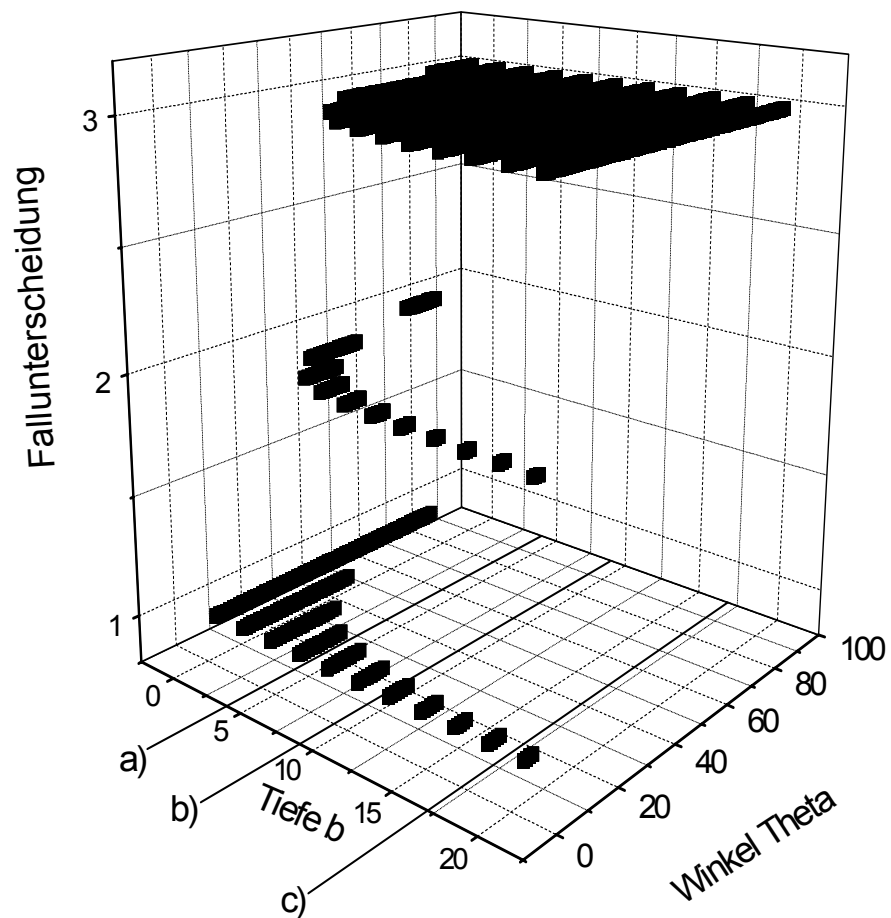


Abb. 7.7: Auftreten der verschiedenen Fälle in Abhängigkeit von Einschlagstiefe und Einfallwinkel  $\theta$ .

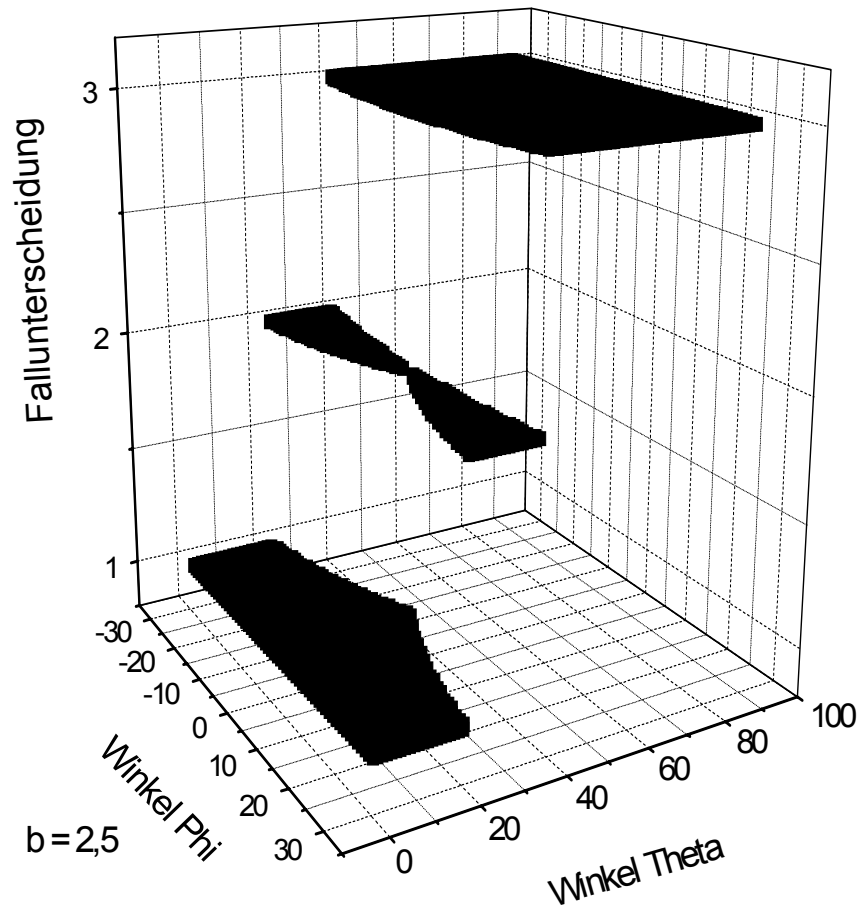


Abb. 7.8: Einfluss des Winkels  $\varphi$  bei fester Tiefe  $b$  auf die Fallunterscheidung.

Nachdem alle auftretenden Fälle behandelt wurden, muß für die Wahrscheinlichkeitsbestimmung die Länge und Breite der verschiedenen Streckenabschnitte aus Abb. 7.6 errechnet werden. Hier soll nur exemplarisch für alle notwendigen Längenbestimmungen die Länge der senkrechten Strecke im Fall 2 dargestellt werden. Aus Abb. 7.6 erkennt man, dass sie sich aus der Kantenlänge  $a$  abzüglich der Länge des Vektors  $\overrightarrow{P_{12}} - \overrightarrow{P_{11}}$  ergibt. Um diesen zu berechnen wird folgende Gleichung angesetzt:

$$b \cdot \tan \theta \cdot \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix} + \lambda \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = a \cdot \begin{pmatrix} \cos(30^\circ) \\ \sin(30^\circ) \end{pmatrix} + \mu \cdot \begin{pmatrix} \cos(-30^\circ) \\ \sin(-30^\circ) \end{pmatrix} \quad (7.8)$$

Wiederum ergeben sich für  $\lambda$  und  $\mu$  eindeutige Werte, mit Hilfe von  $\lambda$  kann der Betrag des Vektors  $\overrightarrow{P12} - \overrightarrow{P11}$  errechnet werden und somit auch die gesuchte Länge. Letztendlich fehlen also nur noch die Breiten der entsprechenden Längen. Abb. 7.9 zeigt sie ausgehend von einem Tiefenintervall  $db$ .

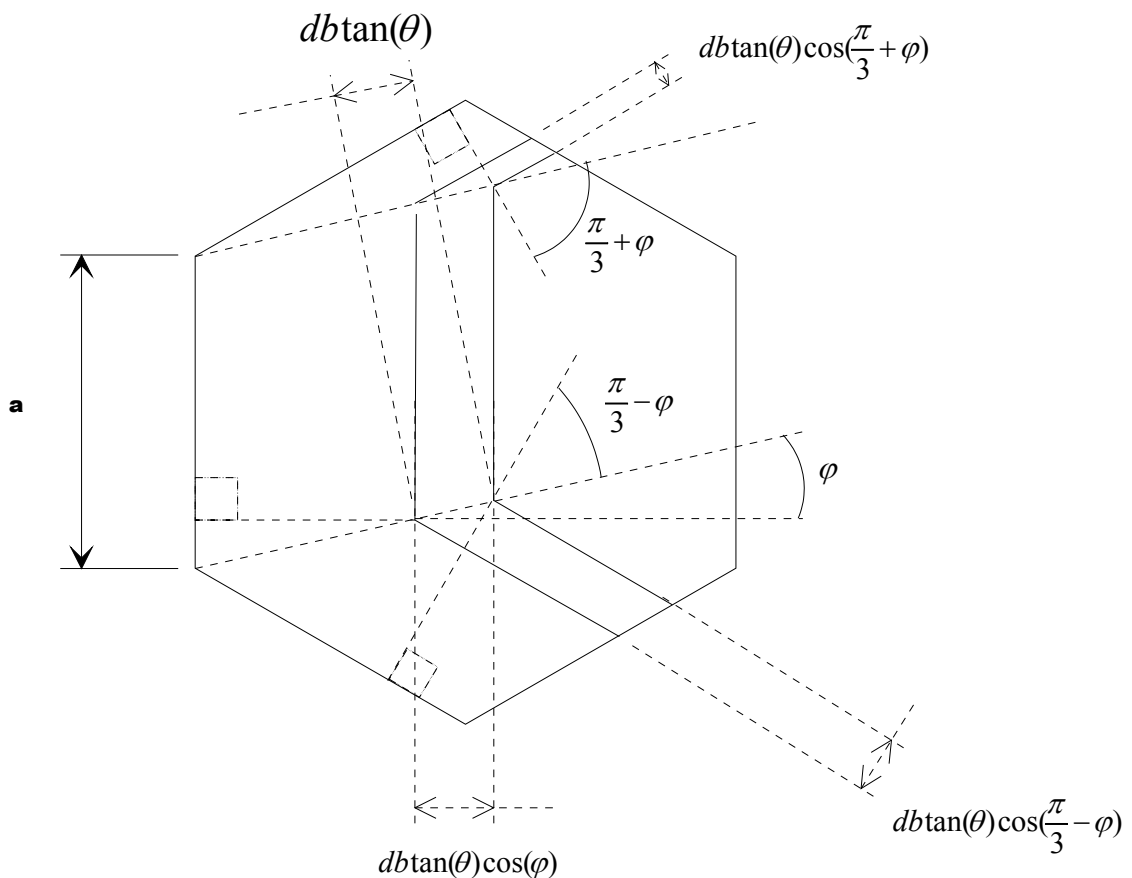


Abb. 7.9: Breite der verschiedenen Streckenabschnitte.

Somit kann eine Aussage über die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Tiefe  $b$  des Einschlagorts eines Staubteilchens in Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\theta$  gemacht werden. Bei großem  $\theta$  können nur sehr kleine Tiefen  $b$  erreicht werden, bei niedrigem  $\theta$  kann auch die Honigwabe mit  $20 \mu\text{m}$  Schlüsselweite durchflogen werden (vgl. Abb. 7.10). Abb. 7.11. zeigt dies explizit für  $\theta$ -Werte von  $12^\circ$ ,  $22^\circ$  und  $32^\circ$ , die im weiteren Verlauf dieser Arbeit im Experiment benutzt wurden. Nachdem ein Teilchen beim Flug

in einen Honigwabekanal letztendlich bei einer Tiefe  $b$  aufschlagen muß (außer falls  $\theta$  gleich  $0^\circ$ ), ist die Fläche unter einem der Graphen in Abb. 7.11. jeweils gleich eins.

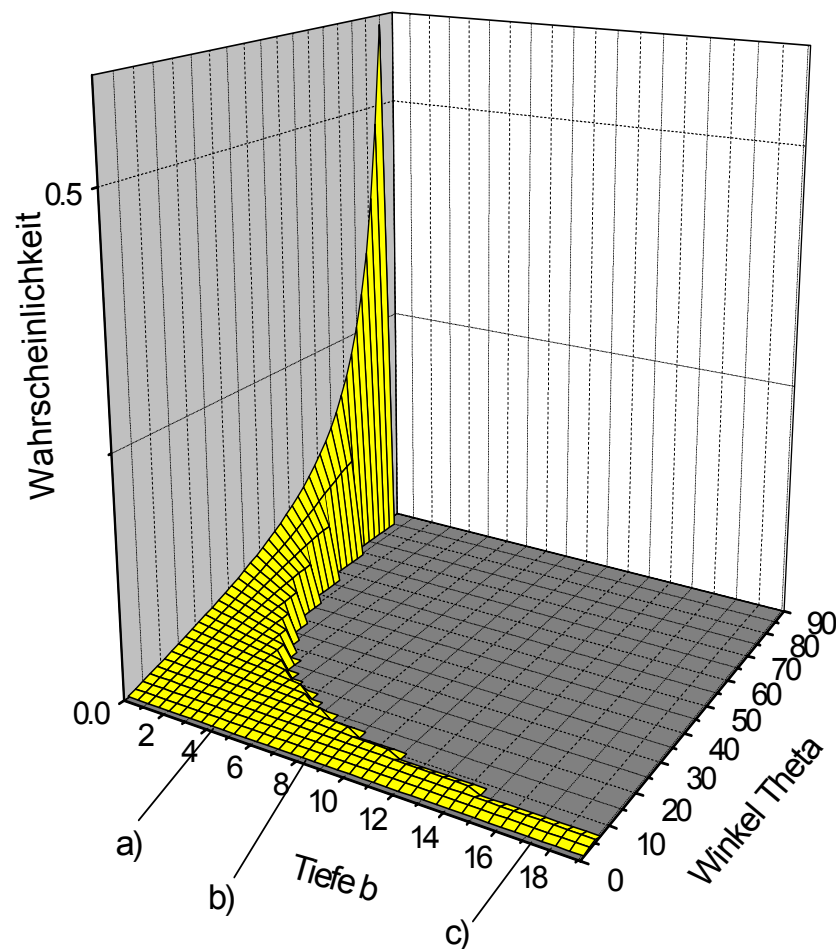


Abb. 7.10: Wahrscheinlichkeitsverteilung in Abhängigkeit von der Tiefe  $b$  und dem Winkel  $\theta$ . a), b) und c) kennzeichnen wiederum die maximale Tiefe der 80, 40 und 20er Honigwabe.

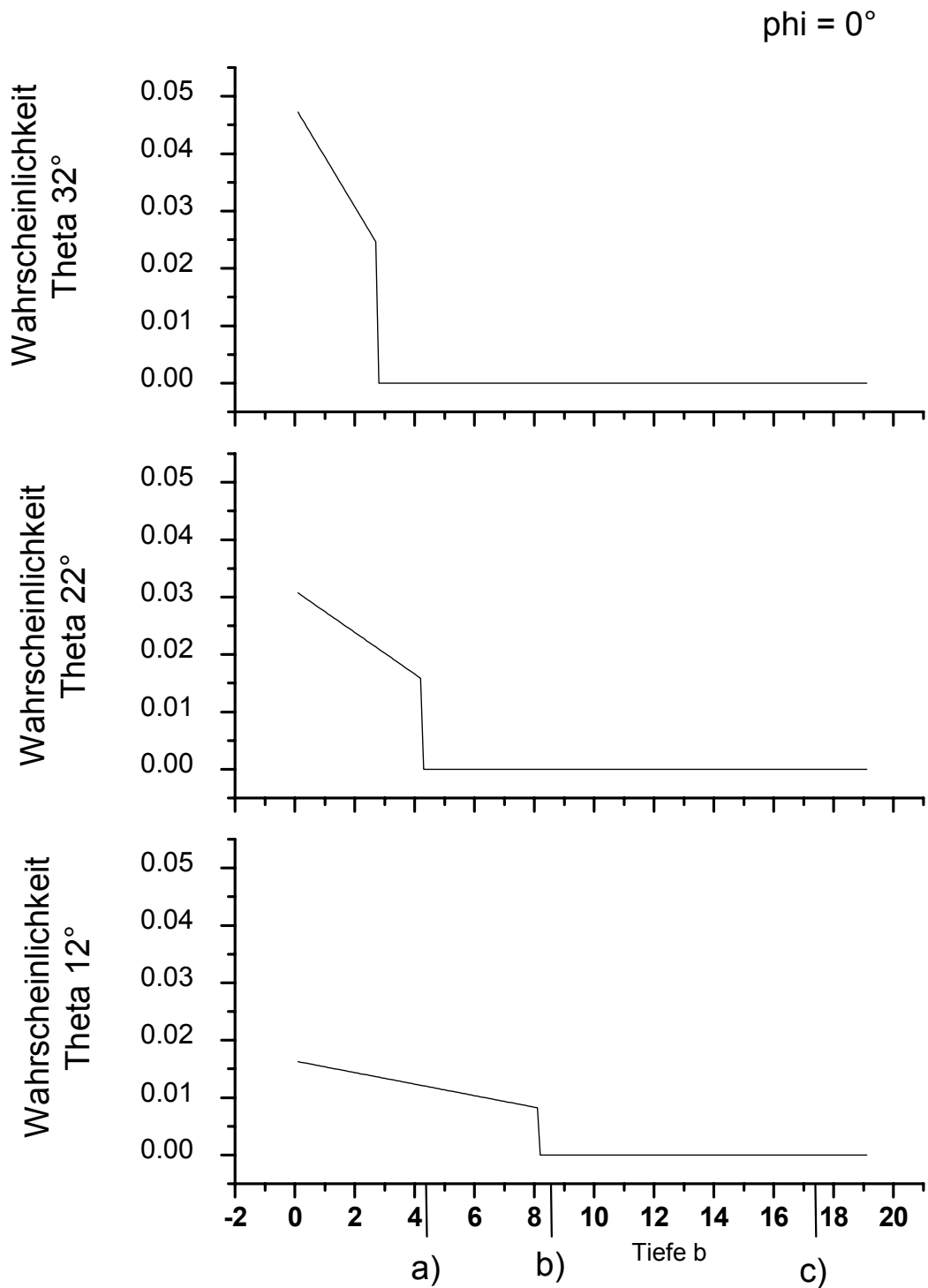


Abb. 7.11: Trefferwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Einschlagstiefe. a), b) und c) geben wiederum die Maximaltiefen der verwendeten Honigwaben an.

## 7.4. Verwendete Beschleunigeranlage

Alle Versuche dieser Arbeit wurden am elektrostatischen Teilchenbeschleuniger des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg bei Prof. Grün durchgeführt. Der schematische Aufbau ist in Abb. 7.12 dargestellt.

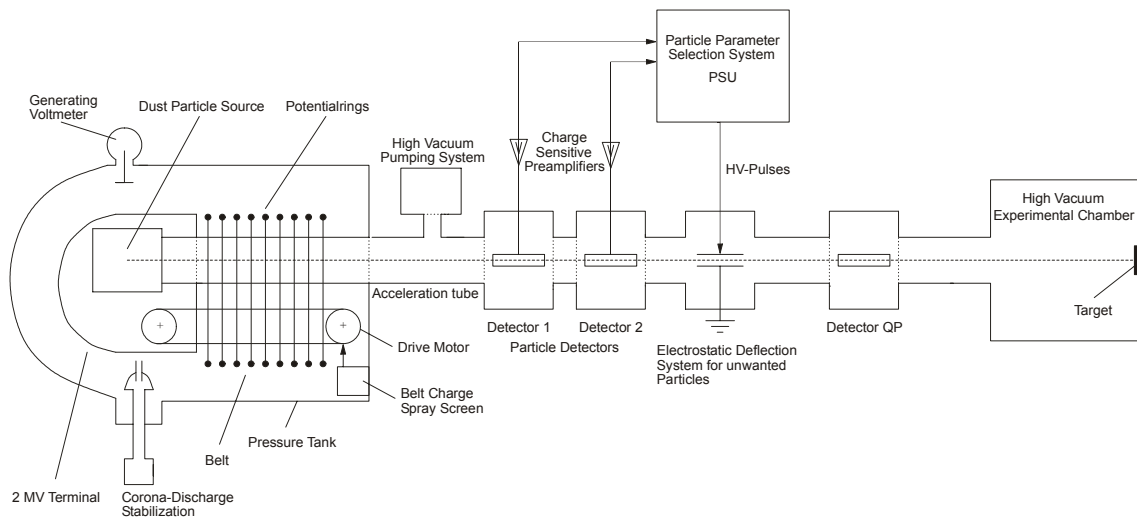


Abb. 7.12: Schematischer Aufbau des Staubbeschleuniger am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg nach [44].

Dabei handelt es sich um einen mit Hilfe eines 2 MV van-der-Graaf-Transformator betriebenen Beschleuniger. Hochfrequenzimpulse wirbeln Eisenstaubteilchen mit Durchmessern im Bereich von 0,1 bis 2  $\mu\text{m}$  in der Staubquelle auf. Diese werden dann an einer Wolframspitze mit ca.  $10^{-15}$  bis  $10^{-13}$  C aufgeladen. Anschließend erfolgt eine Beschleunigung durch die angelegte 2 MV-Spannung. Dabei gilt der Energieerhaltungssatz, die durchlaufene Potentialdifferenz wird in kinetische Energie umgewandelt:

$$\frac{1}{2}mv^2 = QU_B \quad (7.9)$$

Eine Geschwindigkeitsbestimmung der Teilchen auf ihrer Flugstrecke erfolgt einfach durch die Installation von Detektoren, die mit Ladungsverstärkern verbunden sind. Die positiv geladenen Partikel verursachen im Vorbeiflug einen Puls. Ist der Abstand zwischen zwei Detektoren bekannt, kann durch Messung des zeitlichen Abstandes zwischen den beiden Signalen die Geschwindigkeit bestimmt werden. Die Heidelberger Beschleunigeranlage ist in der Lage, Teilchen eines beliebigen

Geschwindigkeitsintervalls auszuwählen. Partikel außerhalb dieses Bereichs werden durch einen Spannungspuls aus ihrer Bahn abgelenkt.

Abb. 7.13 zeigt das Masse – Geschwindigkeitsprofil der als Geschosse verwendeten Eisenteilchen.

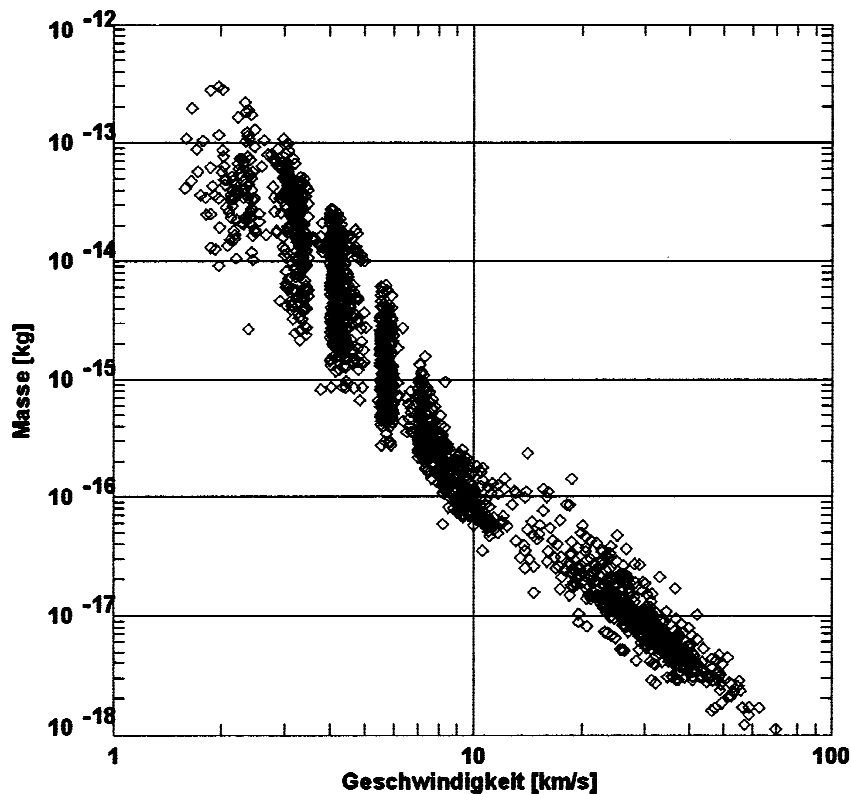


Abb. 7.13: Masse über Geschwindigkeitsverteilung der im Beschleuniger verwendeten Eisenteilchen

### 7.5. Vorversuche mit dem Aufbau nach Reschauer

Reschauer [48] untersuchte die Ladungsemission beim Durchschlag eines Targets. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 7.14 dargestellt. Als Target diente ihm eine dünne Folie. Auf beiden Seiten der durchschlagenen Folie registrierte er nach dem MDC-Prinzip

Ladungen. Um ein Time-of-flight-Massenspektrometer an der Rückseite der oben beschriebenen Honigwabenstrukturen zu betreiben, ist eine notwendige Bedingung, daß auf der Rückseite überhaupt genügend positive Ladung entsteht. Dies allein ist aber noch nicht hinreichend. Es muß ebenso geklärt werden, ob die postulierte Ladungswolke mit massenspektrometrischen Methoden untersuchbar ist und genügend Ladungsträger vom Projektil stammen. Die in diesem Abschnitt gemachten Vorversuche dienten dazu,

- erste Aussagen über die Ladungsemission beim Hochgeschwindigkeitseinschlag auf die Honigwabenstruktur
- und über die Existenz von Ladungen auf der Targetrückseite

zu machen. Dazu sollten Detektoren verwendet werden, die dem MDC-Aufbau entsprechen. Die Signalformen des MDCs sind am Fachgebiet Raumfahrttechnik sehr gut bekannt, so daß man davon ausgehen konnte, daß die Messung ähnlicher Signalformen für die Machbarkeit eines TOF-Massenspektrometers sprechen würde, da der Hochgeschwindigkeitseinschlag ja prinzipiell durch diese Methode untersuchbar ist (vgl. Instrumente in Abschnitt 6). Der Aufbau von Reschauer erfüllt diese Anforderungen in idealer Weise, er stellt eine Art Doppel-MDC dar [48].

Abbildung 7.14 zeigt diesen Aufbau. Ein einfallendes Staubteilchen trifft in die Versuchsanordnung ein. Durch das Funktionsprinzip des Beschleunigers trägt es eine positive Ladung. Diese wird von den beiden Ladungsverstärkern der Kanäle 1 und 2 detektiert. Danach ergeben sich für folgende Möglichkeiten:

- das Teilchen trifft auf den Steg der Honigwabe,
- es trifft innerhalb einer Wabe auf die Wand, oder
- es durchfliegt die Wabe ohne eine Oberfläche zu treffen.



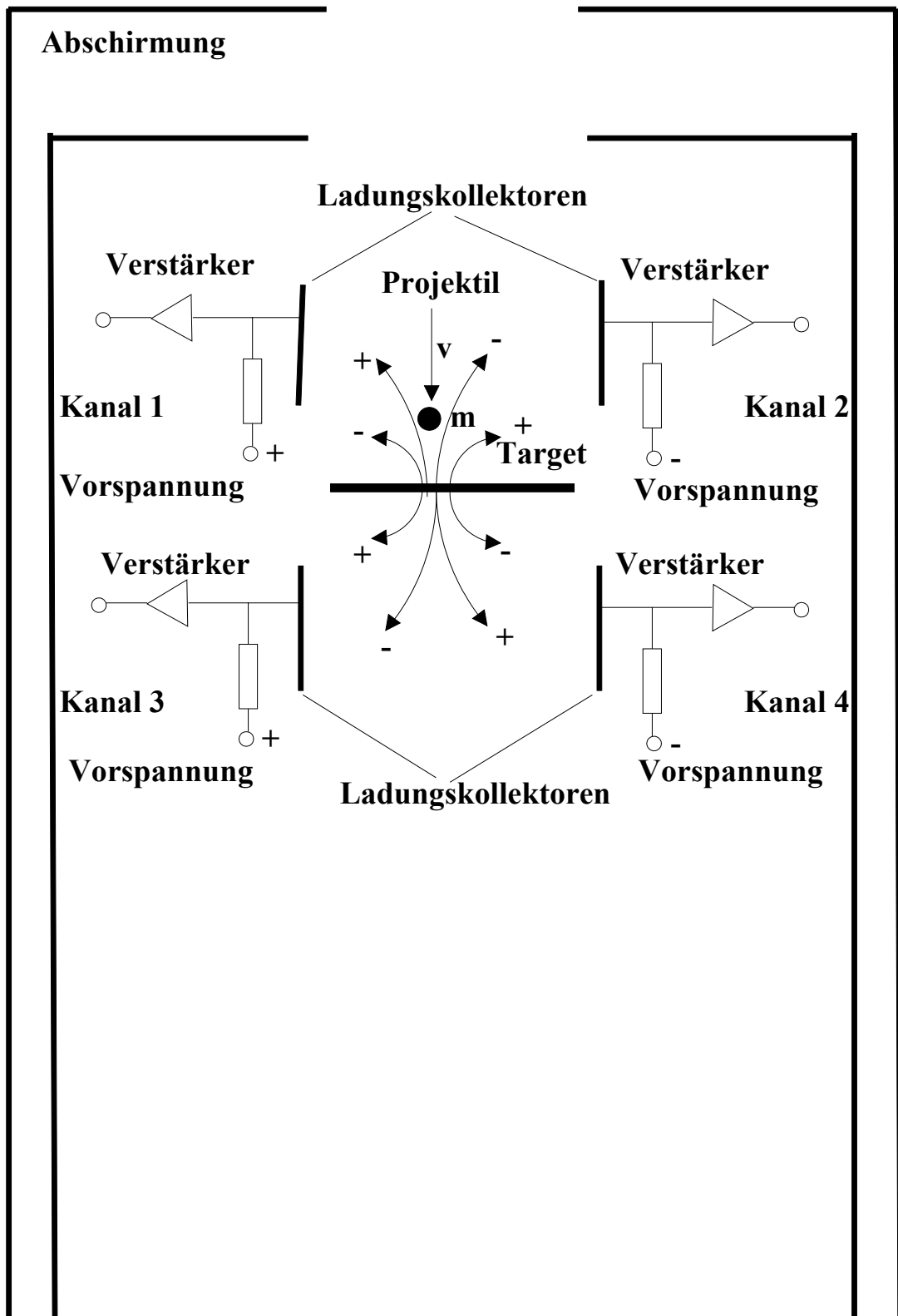


Abb.: 7.14 Modifizierter Aufbau nach Reschauer. Als Target diente Reschauer eine Metallfolie, hier wurde diese durch die Goldhonigwabenstruktur ersetzt. Das Target selbst ist geerdet, die Verstärker liegen auf + oder - 200 V.



Abb. 7.15: Gruppierete Anordnung des modifizierten Aufbaus nach Reschauer. Links unten ist der eigentliche Aufbau ohne Targethalter zu sehen. Rechts davon liegt eine aus Kaptonband gefertigte Blende, oben ein Messingzylinder zur Abschirmung.

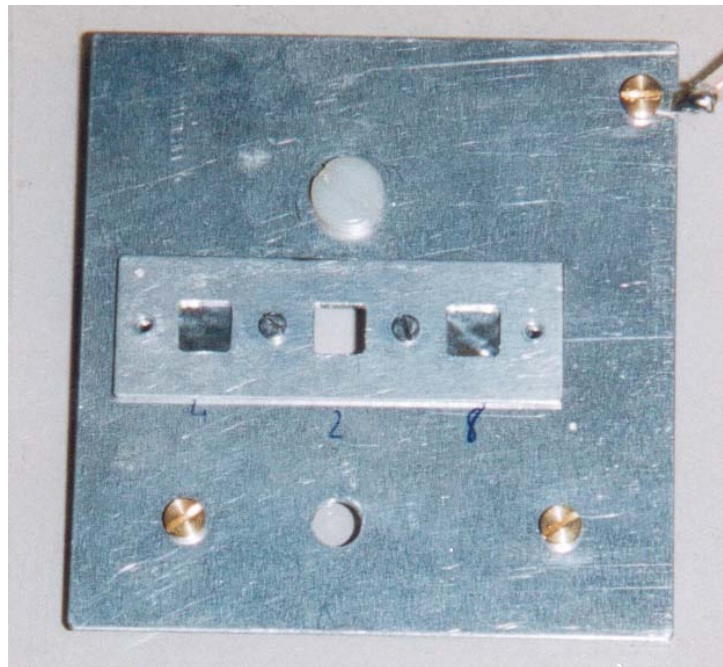


Abb. 7.16: Targethalter. In den quadratischen Aussparungen werden die Honigwaben montiert (links und rechts gerade abgeklebt). Das ganze Trägerplättchen kann in den Aufbau der Abb. 7.15 eingeschoben werden.

Die Ladungsverstärker sind in der Lage, auftretende Ladungen vor (Kanal 1 und 2) und hinter dem Target (Kanal 3 und 4) zu detektieren. Positive Ladungen gelangen zu den negativen vorgespannten Kollektoren (Kanal 2 und 4), negative zu den positiv vorgespannten (Kanal 1 und 3).

Zur Auswertung wird ein 4-Kanal-Speicher-Oszilloskop verwendet, das einen leichten Defekt auf Kanal 4 hat: die Meßwerte springen hier zwischen zwei Niveaus mit festem Abstand.

Der Aufbau war drehbar im Vakuumtank installiert, so daß neben dem senkrechten Einfall auch Messungen bei einem Einfallswinkel von ca.  $20^\circ$  zur Flächennormalen durchgeführt werden konnten. Allerdings mußte dazu die äußere Abschirmung mit den aus Kaptonband gebauten Blenden entfernt werden. Die Justierung erfolgte dann mit dem im Vakuumtank vorhandenen Laser, der den Aufschlagpunkt der Teilchen sichtbar machte und einem mechanischen Justiersystem.

Die gewonnenen Messungen konnten überraschenderweise nur im Dauerbetrieb des Beschleunigers erzielt werden. Somit war es nicht möglich, eine Statistik über das Auftreten unterschiedlicher Signale zu erstellen. Es konnte nur ein Richtwert für das Auftreten eines Signals hinter dem Target ermittelt werden. Von 10 Triggersignalen des Beschleunigers konnte man mit ca. 3 bis 4 Signalen hinter dem Target rechnen. Wesentlich dabei ist aber, daß die Messungen sich eindeutig auf einzelne Partikel zurückführen lassen (vgl. Abb. 7.17 bis 7.20). Möglicherweise verhinderte ein Einfluß des Partikelwahlsystems im Beschleunigers hier, daß Signale im Einzelschußbetrieb aufgezeichnet werden konnten. Die Kanalbelegung in den folgenden Abbildungen entspricht derjenigen von Abb. 7.14.

Im folgenden werden ein paar typische Signale gezeigt. Abb. 7.17 zeigt ein klassisches MDC-Signal. Das positiv geladene Partikel durchfliegt das elektrische Feld der Ladungskollektoren. Kanal 1 und Kanal 2 messen eine Influenzladung. Die Flugbahn des Partikels liegt näher am Ladungskollektor 1. Das erklärt das höhere Signal. Danach trifft das Staubteilchen auf das Target. Beim Hochgeschwindigkeitseinschlag entstehen positive und negative Ladungen. Erstere werden durch das elektrische Feld zum Kollektor 2, letztere werden zu Kollektor 1 gezogen. Die registrierten Signale entsprechen dieser Erwartung. Prinzipiell ist es denkbar, daß das anfliegende Teilchen die Honigwabe verfehlt (z. B. durch eine Störung im elektrischen Feld der Umgebung),

dann würde man ein klassisches MDC-Signal erhalten, das aber nicht der Honigwabe zuzuordnen ist.

Abb. 7.18 stellt eine Messung dar, die nur Ladung hinter dem Target registriert hat. Deutlich zu erkennen ist wiederum die Influenzladung. Danach mißt Kanal 3 negative und Kanal 4 positive Ladungen.

Abb. 7.19 zeigt ein Impactsignal, daß auf beiden Seiten der Honigwabenstruktur Ladungen beider Polaritäten nachweist.

Abb. 7.20 schließlich zeigt das Signal eines Teilchens, das ohne auf dem Target einzuschlagen, einfach durch die Honigwabe hindurchfliegt. Alle Kanäle messen Influenzladungen.

Zur Auswertung wurden alle gemessenen Einschläge in einer Tabelle aufgelistet und klassifiziert. Prinzipiell kann ein Kanal Influenz- oder Einschlagsladung messen. Somit ergeben sich acht Spalten, die einen Einschlag klassifizieren. Sie sind im einzelnen:

- Influenz Kanal 1,
- Influenz Kanal 2,
- Ladung Kanal 1,
- Ladung Kanal 2,
- Influenz Kanal 3,
- Influenz Kanal 4,
- Ladung Kanal 3 und
- Ladung Kanal 4.

Das Auftreten eines Signals wurde mit einer „1“, das Fehlen eines Signals mit „0“ bewertet.. Im wesentlichen wurden Teilchen mit Geschwindigkeiten über 5,5 km/s verwendet.

Impact 990903020

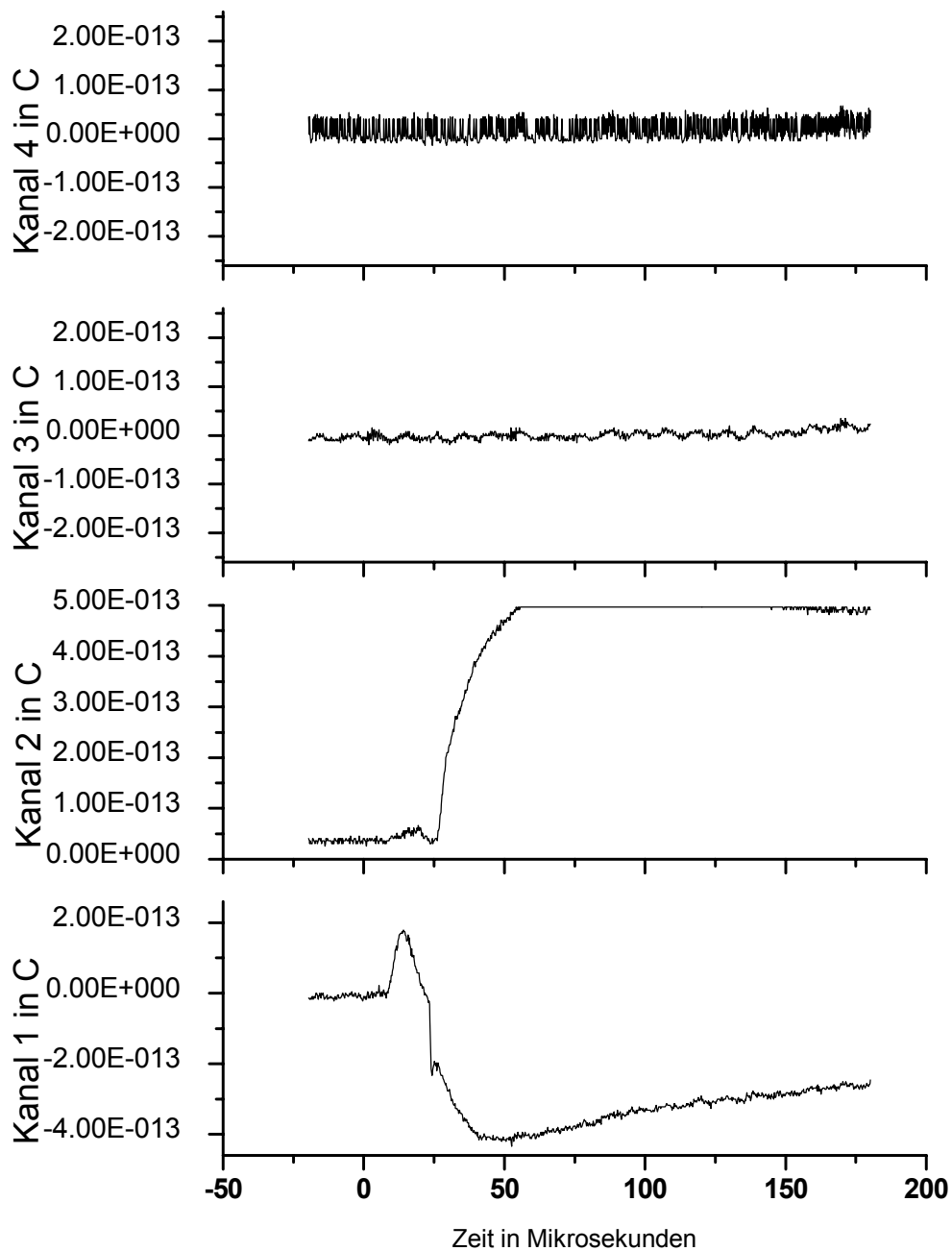


Abb.: 7.17: Klassisches MDC-Signal. Das durch den Beschleuniger geladenen Teilchen verursacht eine positive Influenzladung auf Kanal 1 und 2. Danach registriert Kanal 1 negative und Kanal 2 positive Ladung. Die Kanäle 3 und 4 hinter dem Target sehen keine Ladung. Durch einen Defekt des Speicheroszilloskops auf Kanal 4 springen die angezeigten Spannungswerte zwischen zwei Niveaus.

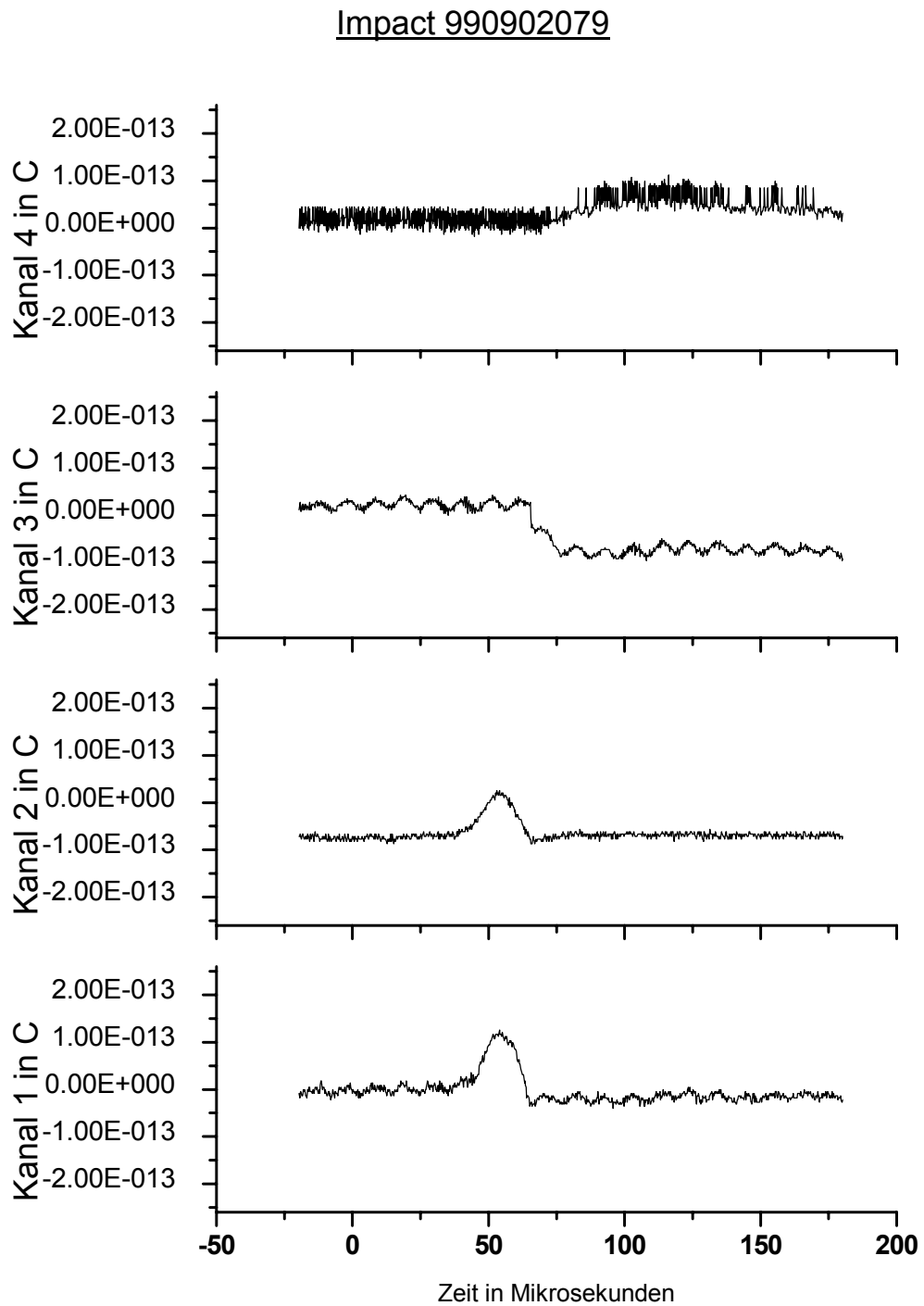


Abb. 7.18: Meßsignal hinter dem Target. Das einfallende, geladene Staubteilchen zeigt auf Kanal 1 und 2 positive Influenzladung, kurz nach dem Einschlag registrieren Kanal 3 und 4 Einschlagsladungen. Wiederum ist das Signal auf Kanal 4 durch den beschriebenen Defekt beeinflusst.

Impact 990902083

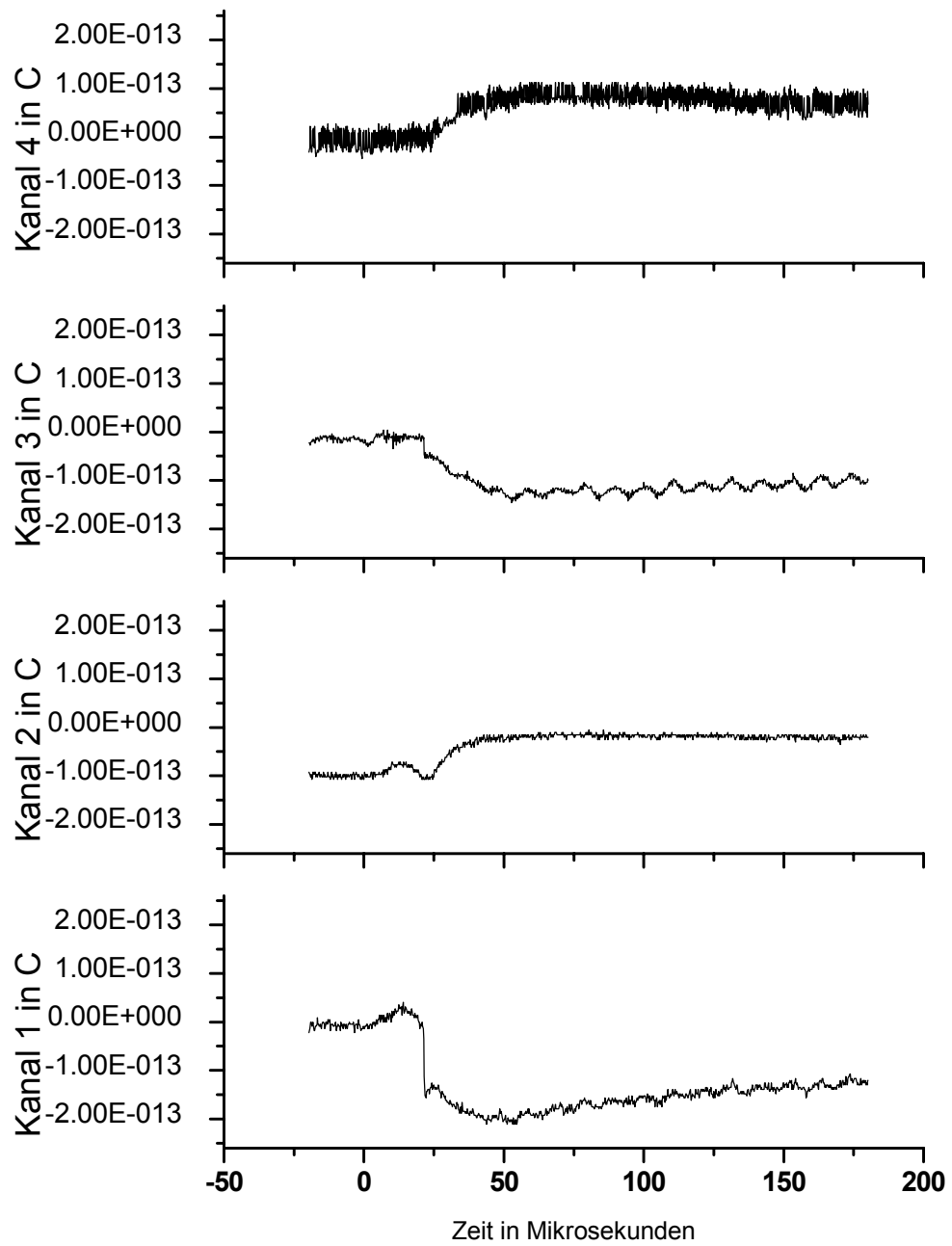


Abb. 7.19: Impact eines Staubteilchens mit Signalen vor und hinter der Honigwabenstruktur. Nach den Influenzladungen auf den Kanälen 1 und 2 registrieren alle Kanäle Einschlagsladungen.

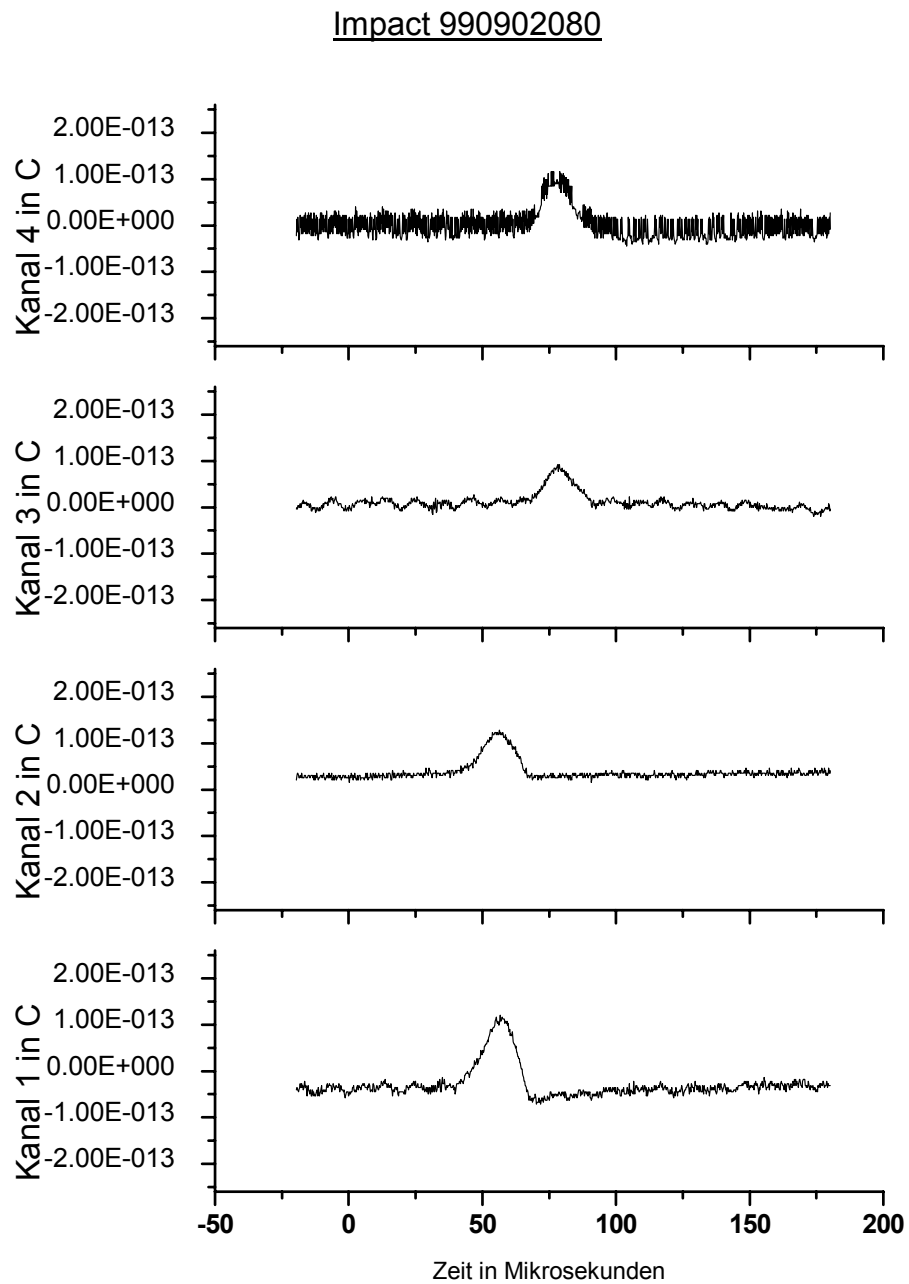


Abb. 7.20: Durchflug des Teilchens durch die Honigwabenstruktur. Nicht nur die Kanäle 1 und 2, sondern auch die Kanäle 3 und 4 zeigen Influenzladungen. Das Teilchen ist also ohne einen Hochgeschwindigkeitseinschlag an den Detektoren vorbeigeflogen.



In die Auswertung gingen 165 Einzelexperimente ein. Die Versuche konnten nur im Dauerbetrieb des Beschleunigers aufgezeichnet werden, so daß ein Signal dann registriert wurde, wenn es der Experimentator am Oszilloskop entdeckte und schnell genug einen Stopknopf drückte, bevor ein weiteres Triggersignal zur Löschung der Messung führte. Es wurde zwar versucht, für jede der oben beschriebenen Signalarten Beispiele aufzuzeichnen, im wesentlichen ging es aber darum Impactladung hinter dem Target nachzuweisen. Im Auswerteverfahren werden daher im folgenden nur diejenigen Messungen verwendet, die Ladung auf Kanal 3 oder auf Kanal 4 ergaben. Somit läßt sich unter der Annahme, daß eine Aufzeichnung eines Signals bei Auftreten von Impactladungen hinter dem Target gleichwahrscheinlich ist, eine gewisse statistische Vergleichbarkeit der Meßergebnisse erreichen.

Tab 7.2 listet das Auftreten der verschiedenen Signalarten auf. Die Buchstaben der ersten Spalte bedeuten dabei folgendes:

- a) in dieser Zeile wurden alle Impacts berücksichtigt, unabhängig sonstiger Versuchsparameter.
- b) hier wurden nur Messungen mit Impactladung hinter dem Target berücksichtigt.
- c) ausgehend von b) sind dies alle Einschläge mit unter einem Einfallswinkel von  $0^\circ$  zur Flächennormalen.
- d) von c) aus wurden hier alle Messungen bei Verwendung der Honigwabe mit Schlüsselweite  $20\ \mu\text{m}$  berücksichtigt.
- e) analog d), allerdings bei Verwendung der Honigwabe mit  $40\ \mu\text{m}$  Schlüsselweite.
- f) analog d), allerdings bei Verwendung der Honigwabe mit  $80\ \mu\text{m}$  Schlüsselweite.
- g) entsprechend c) sind hier alle Einschläge unter einem Winkel von  $20^\circ$  zur Flächennormalen berücksichtigt.

Bei h), i), und j) handelt es sich wiederum wie bei e) - g) um die Aufteilung nach verwendeter Schlüsselweite  $20$ ,  $40$  und  $80\ \mu\text{m}$ .

	Gesamtzahl Einschläge	Influenz Kanal 1	Influenz Kanal 2	Ladung Kanal 1	Ladung Kanal 2	Influenz Kanal 3	Influenz Kanal 4	Ladung Kanal 3	Ladung Kanal 4
a	165	128	93	61	22	6	6	137	132
b	138	111	77	43	13	1	1	137	132
c	76	68	70	21	12	1	1	76	71
d	31	30	29	10	4	0	1	31	27
e	8	7	8	2	2	0	0	8	7
f	37	31	33	9	6	1	0	37	37
g	62	43	7	22	1	0	0	61	61
h	35	26	7	17	1	0	0	35	35
i	19	14	0	4	0	0	0	19	19
j	8	3	0	1	0	0	0	7	7

Tab. 7.2: Auswertung der Versuchsreihe (zur Bedeutung der Spalten siehe Text)

Abbildung 7.21 stellt die Spalten a) und b) der Tab 7.2 grafisch dar. Abbildung 7.22 unterscheidet zwischen den Einschlägen bei 0° und bei 20° Einfallswinkel. Die folgenden Abbildungen 7.23 und 7.24 stellen den Einfluß der Schlüsselweite bei gegebenen Einfallswinkel dar. Hierbei ist zu beachten, daß diese Diagramme nicht mehr die bloße Anzahl dokumentieren, sondern auf die Gesamtzahl der jeweiligen Schüsse bei festem Winkel und Schlüsselweite normiert und somit vergleichbar sind.

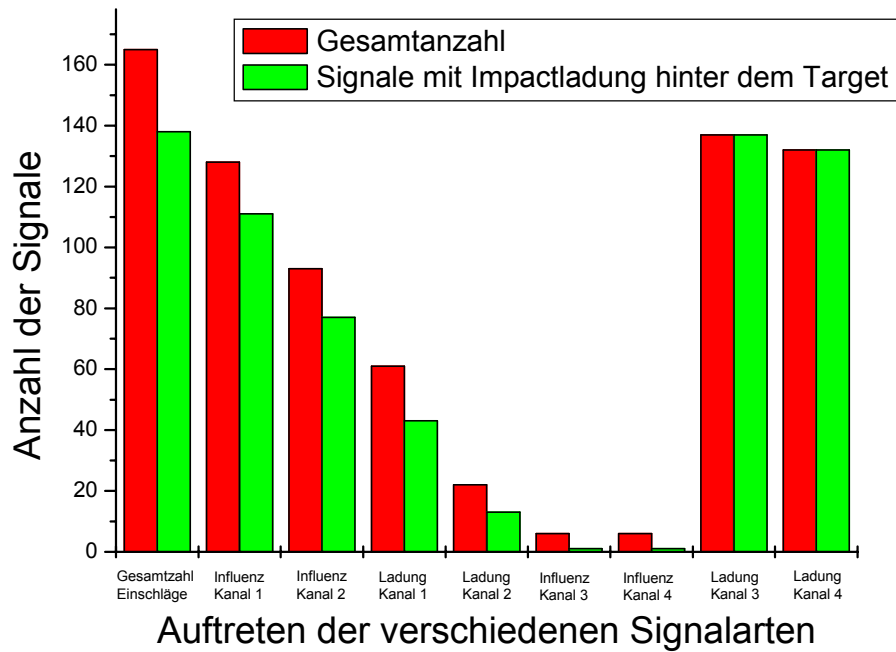


Abb. 7.21: Darstellung der Signalarten aller aufgenommenen Impacts, sowie den Impacts mit Impactladung hinter dem Target.

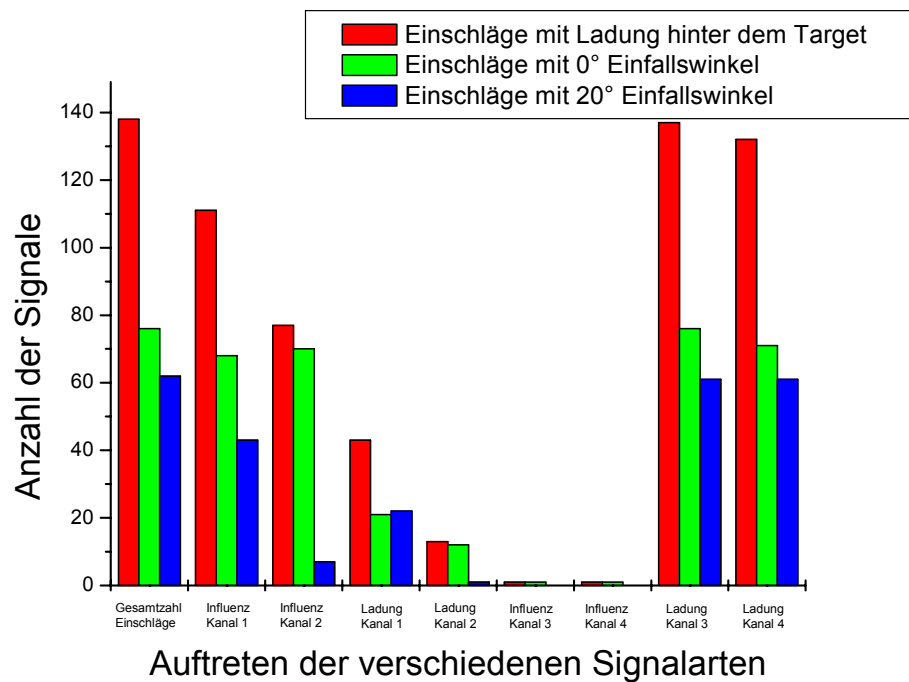


Abb. 7.22: Anzahl der Signale mit Ladung hinter dem Target bei zwei unterschiedlichen Einfallswinkeln.

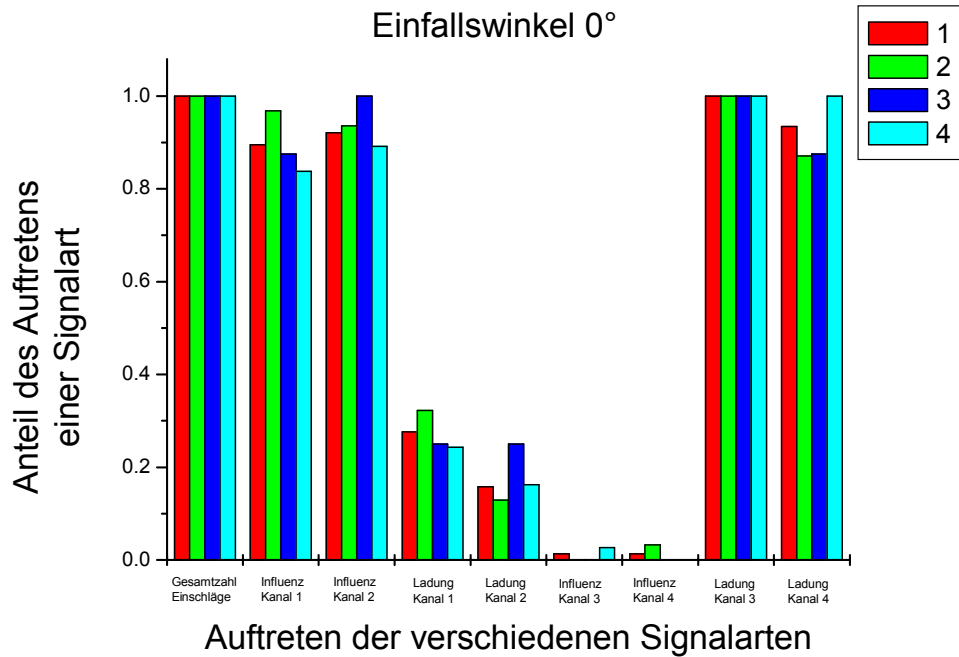


Abb. 7.23: Verteilung der Signalarten bei 0° Einfallswinkel bei (1) allen Einschlägen, bei Schlüsselweite 20 µm (2), 40 µm (3) und 80 µm (4).

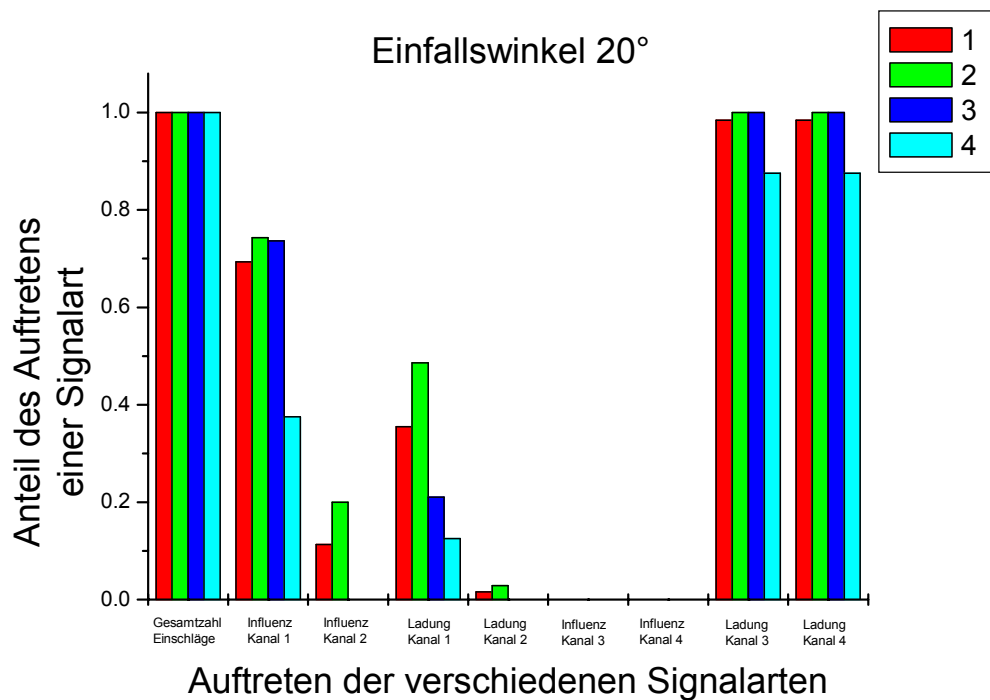


Abb. 7.24: Verteilung der Signalarten bei 20° Einfallswinkel bei (1) allen Einschlägen, bei Schlüsselweite 20 µm (2), 40 µm (3) und 80 µm (4).

Als Ergebnis dieser Meßreihen ist festzuhalten, daß Durchflüge von Staubpartikeln auch bei senkrechtem Einfall sehr selten sind. Möglicherweise spielt hierbei auch die Tatsache eine Rolle, daß die Winkeleinstellungen im Vakuumtank nicht sehr genau möglich waren. Es könnte also sein, daß in der Realität der Einfallswinkel abwich und dies einen Einfluß auf die Messungen hatte. Insgesamt konnte mit dem oben beschriebenen Verfahren kein signifikanter Einfluß zwischen der Signalverteilung auf der einen und dem Einschlagswinkel und der Schlüsselweite der Honigwabe andererseits festgestellt werden. Genauere Statistiken, möglichst im Einzelschußverfahren erstellt, sind daher notwendig. Die Anzahl der erhaltenen sinnvollen Signale rechtfertigt aber zweifelsohne weitere Versuche.

### 7.6. Vorversuche mit einem neu konzipierten Aufbau

Um sich dem Ziel eines Detektors, bestehend aus einem TOF-Massenspektrometer und Masse- und Geschwindigkeitsbestimmung nach dem MDC-Prinzip zu nähern, wurde nun eine modulare Versuchsanordnung gebaut. Mit diesem Aufbau sollten

- die in Kapitel 7.5 gemachten Vorversuche verifiziert werden,
- eine Statistik im Einzelschußbetrieb erstellt werden
- und in der weiteren Entwicklung die Machbarkeit von TOF-Messungen demonstriert werden.

Das Meßprinzip der im weiteren beschriebenen Vorversuche entspricht daher genau demjenigen des vorangegangenen Abschnitts. Allerdings gab es hier keine Abschirmung. Die oben beschriebenen typischen Signalformen konnten reproduziert werden. Alle Einzelmessungen sind in [49] aufgeführt. Als Beispiel für ein klassisches MDC-Signal sei Impact 000313002, für ein Signal hinter dem Target 000313001, und für eine Ladungsmessung vor und hinter dem Target 000313028 angegeben. An Kanal 1 und an Kanal 3 lagen  $-200\text{ V}$  und an Kanal 2 und an Kanal 4  $+200\text{ V}$  an.

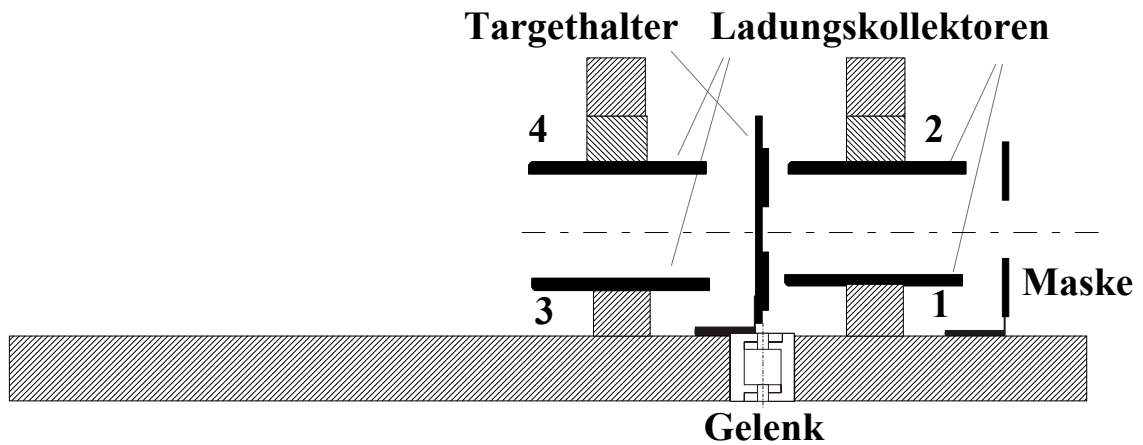


Abb. 7.25: Neuer schematischer Aufbau für Messungen nach dem Prinzip von Reschauer

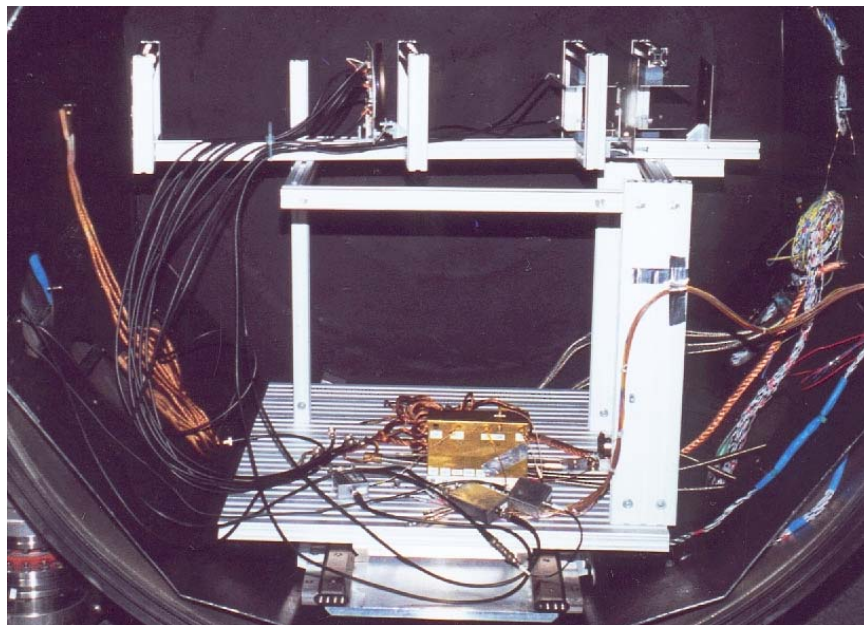


Abb. 7.26: Photographie des Aufbaus im Vakuumtank

Es wurde eine Statistik angefertigt, die die drei verschiedenen Signalarten MDC, Ladung hinter dem Target und Ladung auf beiden Seiten des Target unterscheidet. Es wurde dabei die Honigwabe mit der Schlüsselweite  $20\ \mu\text{m}$  unter den Einfallswinkeln  $6^\circ$  und  $20^\circ$  verwendet. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 7.27 und 7.28 gezeigt.

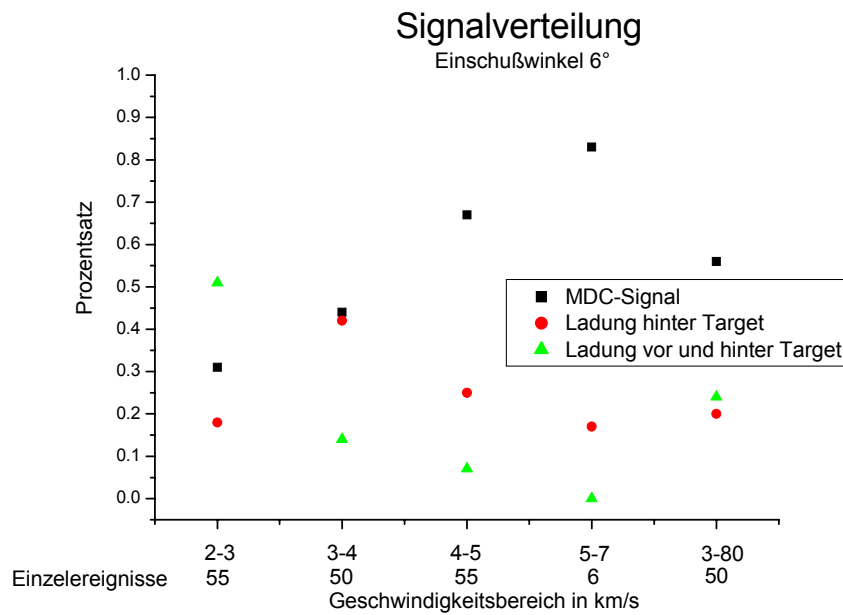


Abb. 7.27: Statistische Verteilung der Signale unter einem Einschußwinkel von 6°. Unter dem Geschwindigkeitsbereich ist die Anzahl der bei der jeweiligen Messung erhaltenen Einzelereignisse aufgeführt.

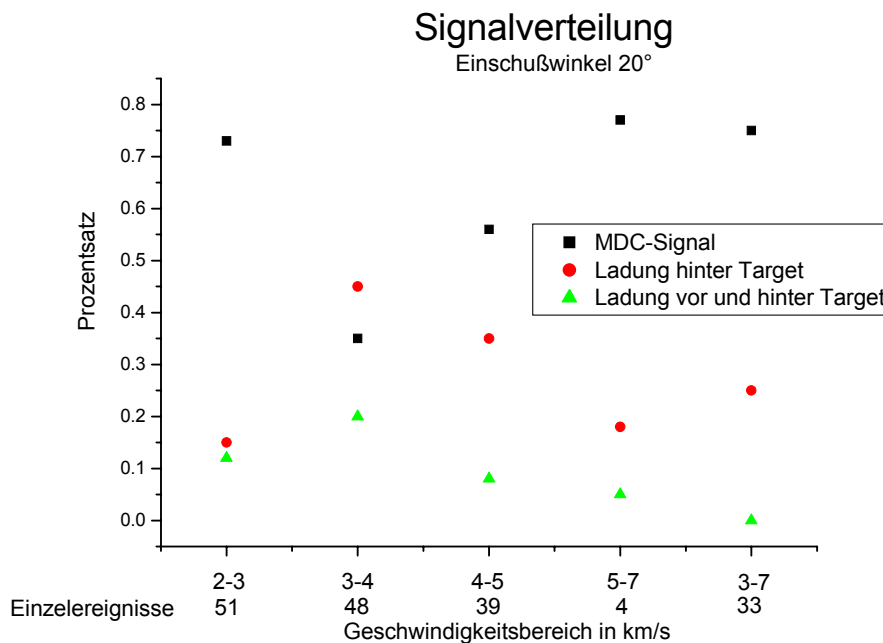


Abb. 7.28: Statistische Verteilung der Signale unter einem Einschußwinkel von 20°. Unter dem Geschwindigkeitsbereich ist die Anzahl der bei der jeweiligen Messung erhaltenen Einzelereignisse aufgeführt.

Zum einen wurde versucht, in einem möglichst engen Geschwindigkeitsintervall zu messen, um hier eventuelle Abhängigkeiten zu entdecken. Andererseits wurde auch eine Meßreihe durchgeführt, die die Auswahl der Teilchen weitgehend dem statistischen Verhalten des Beschleunigers zu diesem Zeitpunkt überließ (Geschwindigkeitsintervall 3 bis 80 km/s in Abbildung 7.27 und 3 bis 7 km/s in Abbildung 7.28). Prinzipiell zeigen die Versuche unter den beiden Winkeln ein ähnliches Verhalten, lediglich im Geschwindigkeitsbereich von 2-3 km/s treten unter einem Einschußwinkel von  $20^\circ$  vermehrt klassische MDC-Signale auf. Die Frontfläche der Honigwabenstruktur mit 20  $\mu\text{m}$  Schlüsselweite beträgt ca. 26,5% (siehe Kapitel 7.3). Es fällt auf, daß der Anteil der MDC-Signale immer darüber liegt, so daß man davon ausgehen kann, daß diese Signale nicht nur durch Einschläge auf der Honigwabenstegfläche, sondern auch durch Einschläge in den Kanälen entstehen. Diese Annahme wird durch das gemeinsame Auftreten von Einschlagsladung vor und hinter dem Target gestützt, sowie durch das Auftreten von Ladung nur auf einer Seite der Honigwabe. Es ist also sehr naheliegend, daß die verschiedenen Signalarten mit dem Aufschlagsort der Teilchen in Korrelation stehen.



## 8. Nachweis der Machbarkeit eines TOF-Massenspektrometers

Der Nachweis der Machbarkeit eines TOF-Massenspektrometers wurde in zwei Meßkampagnen erbracht. In der ersten fand lediglich ein lineares einstufiges Spektrometer Verwendung (Kapitel 8.1), die zugrunde liegende Auswertemethodik ist ebenso dazu dargelegt. Die errechneten Flugzeiten der Ionen werden zur Validierung mit Software-Simulationen verglichen. In der zweiten Meßkampagne (Kapitel 8.2) kamen elektronische Verbesserungen und ein zweistufig lineares Spektrometer zur Anwendung. Bei unterschiedlichen elektrischen Spannungen konnten jeweils interpretierbare Spektren erzielt werden. Zusätzlich wird exemplarisch auf einen Datensatz ein statistisches Auswerteverfahren erfolgreich getestet. Es ist also möglich, mit einem Goldhonigwabentarget ein funktionierendes Spektrometer zu bauen.

### 8.1. Verwendung eines linearen einstufigen TOF-Massenspektrometers

Abb. 8.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau des verwendeten Massenspektrometers. Das Teilchen fliegt von rechts nach links. Beim Passieren des Influenzröhrchens, das möglichst nah am Target montiert wurde, entsteht ein elektrisches Signal. Kurz darauf schlägt das Teilchen auf dem Honigwabentarget ein. Die entstehenden Ionen werden mittels einer elektrischen Spannung zwischen Target und dem Gitter rechts neben dem Flugrohr beschleunigt. Danach durchfliegen sie im Flugrohr einen feldfreien Raum. Zwischen dem Gitter am linken Ende des Flugrohrs und dem Detektor ist wiederum eine Spannung angelegt. Die Ionen erzeugen beim Auftreffen auf dem Detektor ein

Signal. Teilchen mit unterschiedlichem  $m/e$ -Verhältnis haben unterschiedliche Laufzeiten im Instrument. So ist es möglich, unterschiedliche Ionen zu identifizieren.

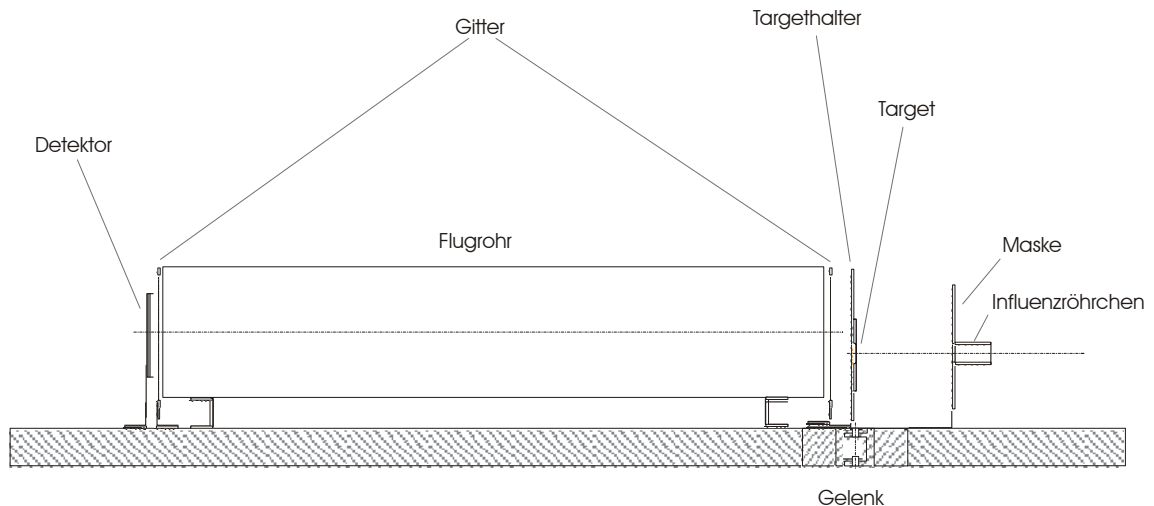


Abb. 8.1: Aufbau des verwendeten linearen Massenspektrometers.

Bei allen weiteren Versuchen wurde die Honigwabe mit einer Schlüsselweite von 80  $\mu\text{m}$  verwendet, die insbesondere nach den geometrischen Betrachtungen in Abschnitt 7.3 (vgl. Abbildungen 7.10 und 7.11) die erfolgversprechendste Variante darstellte. Es wurden entsprechend der Erfahrungen, die bei der Kalibrierung des Cassini Dust Detektors gewonnen wurden, Messungen in zwei Geschwindigkeitsbereichen, nämlich von 3,0 bis 4,2 km/s und von 15,0 bis 80,0 km/s durchgeführt. In diesen Geschwindigkeitsintervallen ist mit eindeutigen Spektren zu rechnen. Entsprechend der geometrischen Möglichkeiten der Apparatur wurden Versuche unter den drei Einfallswinkeln von  $12^\circ$ ,  $22^\circ$ ,  $32^\circ$  durchgeführt. Ein Winkel von  $22^\circ$  hat bei der verwendeten Honigwabe zur Folge, daß ein einfallendes Staubteilchen gerade nicht mehr durch die Struktur fliegen kann, ohne mit ihr wechselzuwirken.

## 8.2. Auswertemethodik

Prinzipiell lassen sich TOF-Spektren auf zwei verschiedene Arten interpretieren. Entweder kennt man den Zeitpunkt der Ionengenerierung, dann weiß man aufgrund der angelegten Spannungen und der Geometrie des Geräts, wann verschiedene Ionen den Detektor erreichen müssen. Dies setzt eine Annahme über die Anfangsgeschwindigkeit

der Ionen voraus. Hier wurde davon ausgegangen, daß die Ionen nach ihrer Entstehung keine Anfangsgeschwindigkeit besitzen. Die andere Möglichkeit besteht darin, daß man im Spektrum zwei Peaks eindeutig zuordnen kann (z.B. durch Erfahrung). Damit ist dann eine Massenskala definiert, so daß auch die restlichen Signale interpretierbar sind. Nachdem bis zur Durchführung dieser Versuche noch nie auf eine Honigwabenstruktur dieser Größe geschossen wurde, mußte die erste Auswertungsvariante gewählt werden.

Die Flugzeit der Ionen im Spektrometer wurde mit Hilfe der Bewegungsgleichungen berechnet. Dies geschah mit Hilfe eines Tabellenkalkulationsprogramms, so daß die Anpassung auf verschiedene Spannungseinstellungen sehr bequem möglich ist. Zugleich wurde damit auch ein Referenzspektrum entworfen (vgl. Abb. 8.2). Dabei wurden folgende einfach ionisierten Ionen berücksichtigt: Wasserstoff (H), Kohlenstoff (C), Stickstoff (N), Sauerstoff (O), Natrium (Na), Kalium (K), Eisen (Fe) und Gold (Au).

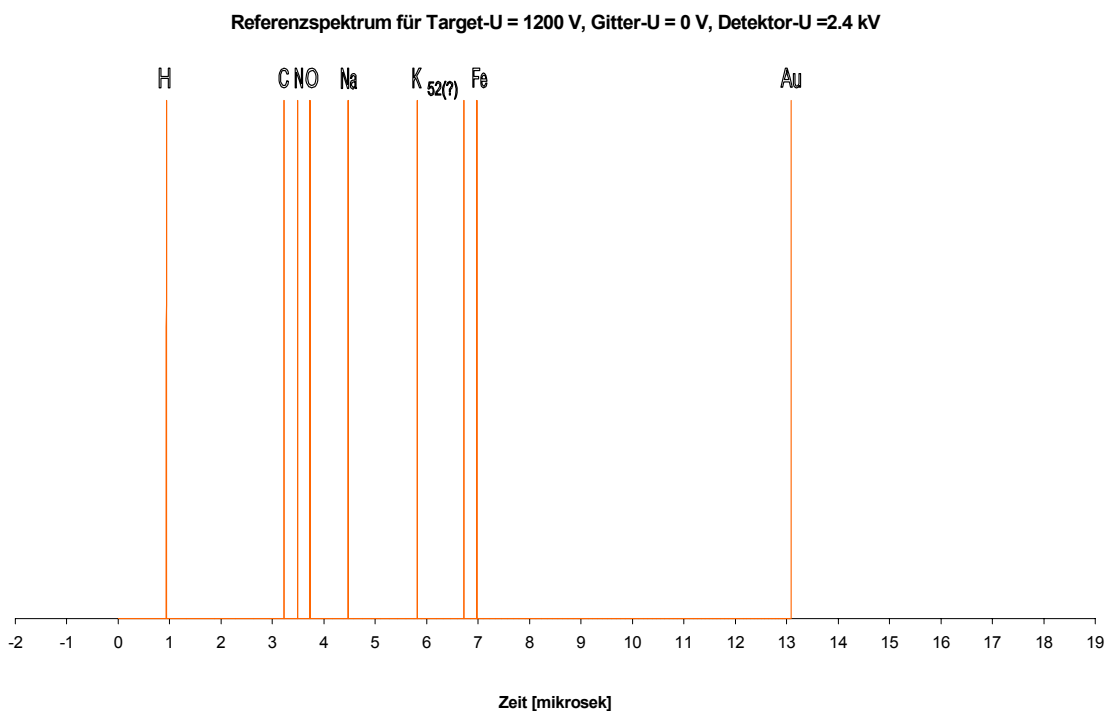


Abb. 8.2: Referenzspektrum des einstufigen TOF-Massenspektrometers. Das Target liegt bei einer Spannung von +1200V, die Gitter und das Flugrohr bei 0 V und der Detektor bei -2,4 kV. Der Nullpunkt der Skala entspricht dem Einschlagszeitpunkt.

Die berücksichtigten Ionen entsprechen denjenigen, die normalerweise mit anderen Instrumenten in dieser Versuchskammer detektiert wurden. (Beim Peak mit der Massenzahl 52, der Chrom entsprechen würde, lagen keine eindeutigen Aussagen vor.)

Neben der Flugzeitbestimmung der Ionen ist es wie bereits oben erwähnt dringend erforderlich, den Zeitpunkt der Ionenproduktion, also den Impactzeitpunkt (Nullpunkt in Abb. 8.2) zu kennen. Hierzu wurde ein eigenes Meßsystem installiert. Der Beschleuniger ist in der Lage ein Triggersignal zu einem Zeitpunkt zu erzeugen, an dem ein Teilchen eine gewisse Flugstrecke zurückgelegt hat. Diese Strecke wird so gewählt, daß sich das Teilchen ungefähr auf Höhe des Influenzröhrchen befindet. Dieses Triggersignal legt im folgenden den Nullpunkt aller Signale fest.

Zusätzlich ist außerhalb des Vakuumtanks im Flugrohr der Ladungsverstärker QD fest installiert (vgl. Abb. 8.3). Die Abstände zwischen QD, Influenzröhrchen und Target wurden gemessen. Ein Staubteilchen generiert im Vorbeiflug bei jedem Ladungsverstärker ein Signal. Somit läßt sich aus diesem Zeitunterschied die Geschwindigkeit und somit wiederum der Einschlagszeitpunkt errechnen. Zur Bestimmung des Vertrauensbereichs dieser Ergebnisse wurden sinnvolle Annahmen für die Ungenauigkeit der Ortsbestimmung der Detektoren, sowie den zeitlichen Vertrauensbereich ihres Ansprechens gemacht. Mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz nach Gauss errechnete sich somit ein Zeitintervall, in dem der Einschlag liegt. Im folgenden Abschnitt wird über die Ergebnisse der Meßkampagne berichtet.

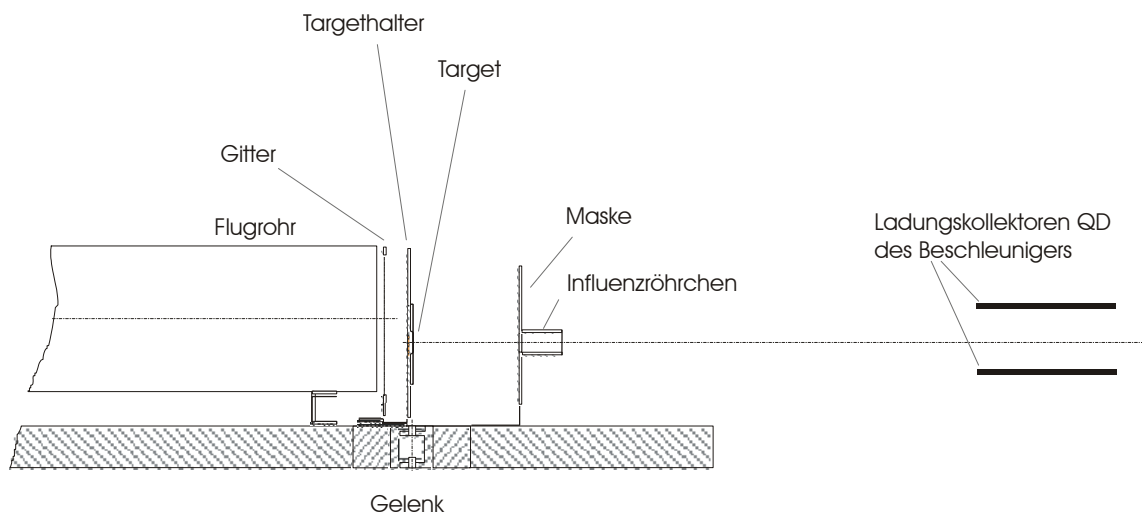


Abb. 8.3: Aufbau zur Identifikation von Spektrallinien. Vor dem eigentlichen Instrument befindet sich im Beschleuniger fest installiert die Ladungskollektoren QD.

### 8.3. Ergebnisse dieser Anordnung

Zur Interpretation eines Einzelspektrums ist es (wie oben beschrieben) erforderlich, den Einschlagszeitpunkt zu bestimmen und das Spektrum dann mit dem entsprechendem Referenzspektrum zu vergleichen. Dazu wurde das oben gezeigte Referenzspektrum nach Anpassung an die jeweiligen Spannungseinstellungen über die gemessenen Spektren gelegt. Dabei zeigte sich, daß es praktisch immer möglich war, auftretende Peaks den Ionen zuzuordnen, und gleichzeitig die Anforderungen der Einschlagszeitbestimmung zu erfüllen.

Abb. 8.4 zeigt ein aufgenommenes Signal, das durch ein Teilchen der Geschwindigkeit 19,5 km/s erzeugt wurde. Die Interpretation des Spektrums zeigt Abbildung 8.5. Zwei weitere Beispiele, die mit anderen Spannungseinstellungen am Spektrometer, aber ebenso bei Teilchengeschwindigkeiten von über 15 km/s gewonnen wurden, sind in den Abbildungen 8.6 und 8.7 dargestellt. Nach Gesamtdurchsicht aller Spektren im hohen Geschwindigkeitsbereich ist festzuhalten, daß unabhängig von den Einstellungen des Spektrometers immer gute Spektren registriert wurden. Die Spektren selbst zeigen aber keine typischen Formen, d.h. das Auftreten einzelner Peaks ist nicht klar vorhersagbar.

Abb. 8.8 zeigt ein Spektrum eines Teilchens aus dem niedrigen Geschwindigkeitsbereich (3,0 bis 4,2 km/s). Hierbei ist festzustellen, daß es ein typisches Spektrum gibt, das praktisch immer auftritt. Entsprechend früherer Beobachtungen treten hier stets die Peaks der Alkalimetalle Natrium Na und Kalium K auf. Abb. 8.9 und 8.10 zeigen weitere Beispiele.

Desweiteren ist festzustellen, daß die Qualität der Spektren, sprich die Peakhöhen, sich bei Versuchen mit einem Einfallswinkel von  $12^\circ$  nicht von denen bei einem Einfallswinkel von  $22^\circ$  unterscheiden. Bei  $32^\circ$  allerdings wird es oft bereits schwierig, einzelne Peaks zuzuordnen, denn die Peakhöhen nehmen ab und die Breiten zu. Abb. 8.11 zeigt ein gutes  $32^\circ$ -Signal.

## Nachweis der Machbarkeit eines TOF-Massenspektrometers

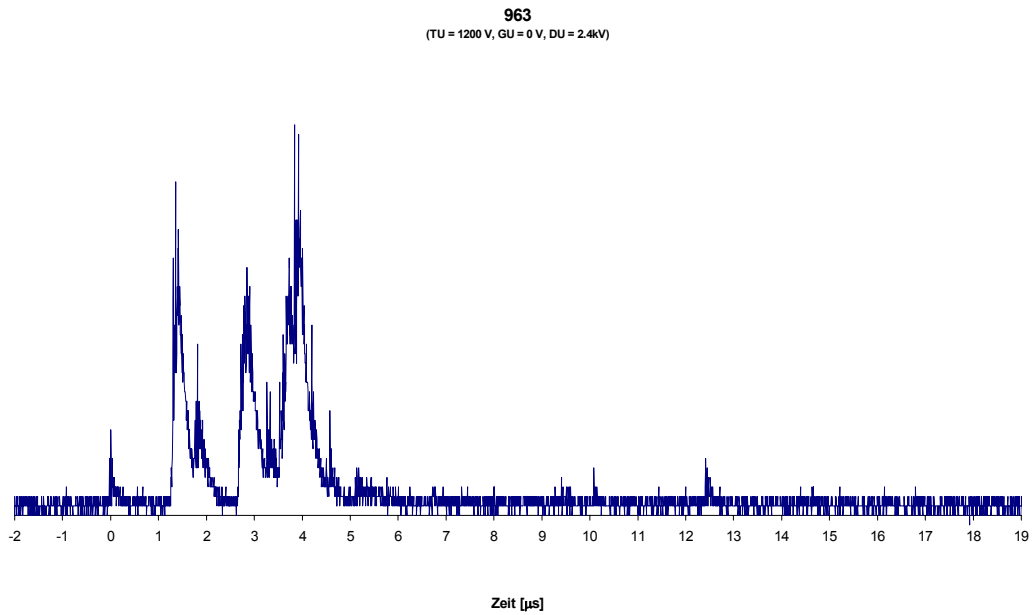


Abb. 8.4: Spektrum Nummer 963. Die Targetspannung betrug +1200 V, die Gitter- und Flugrohrspannung 0 V und die Detektorspannung  $-2,4$  kV. Der Nullpunkt der Zeitskala entspricht dem Triggerzeitpunkt der Messung.

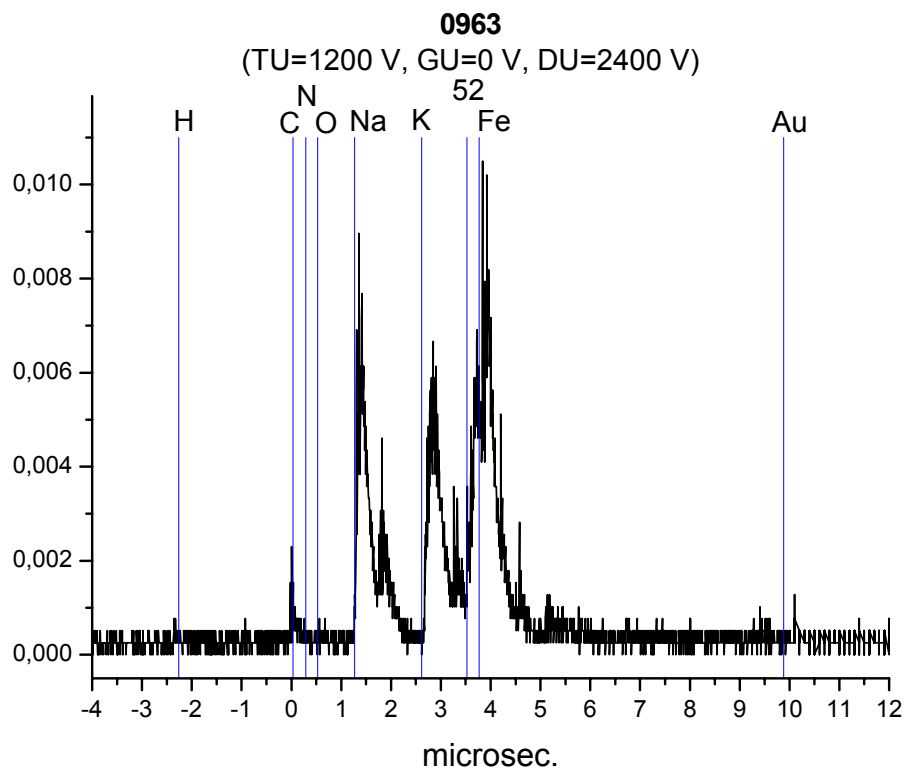


Abb. 8.5: Auswertung des Spektrums aus Abbildung 8.4. Das einfallende Teilchen hatte eine Geschwindigkeit von  $19,50$  km/s.

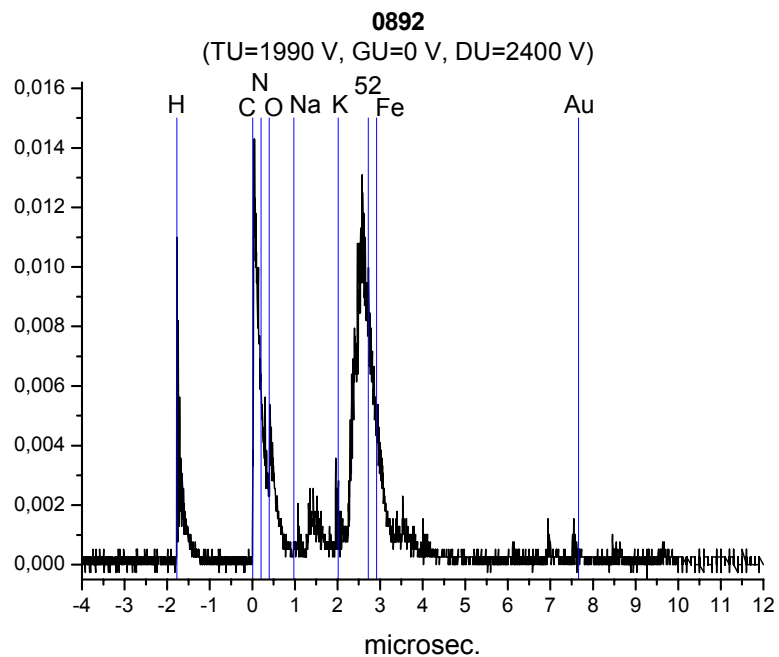


Abb. 8.6: Auswertung des Spektrums 0892. Das einfallende Teilchen hatte eine Geschwindigkeit von 30,21 km/s. Am Target war eine Spannung von +1990 V angelegt.

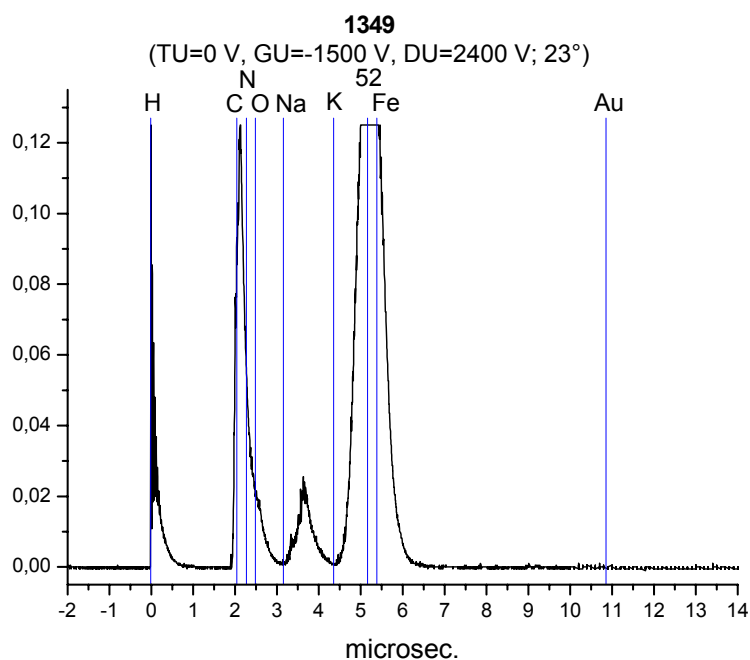


Abb. 8.7: Auswertung des Spektrums 1349. Das einfallende Teilchen hatte eine Geschwindigkeit von 25,26 km/s. Hier war am Target keine Spannung angelegt, am Gitter / Flugrohr hingegen -1500 V.

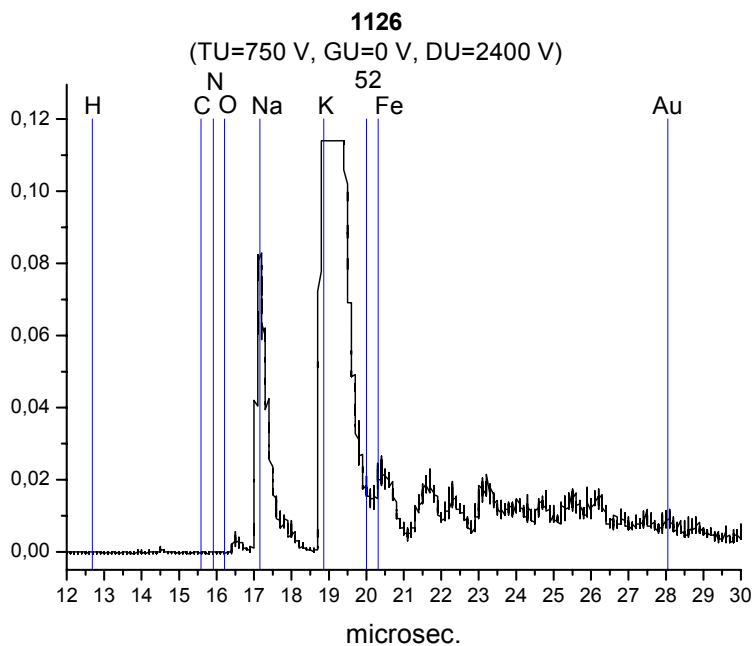


Abb. 8.8: Aufgenommenes Spektrum bei einer Targetspannung von +750 V, Gitter- und Flugrohrspannung von 0 V und einer Detektorspannung von -2,4 kV. Das einfallende Teilchen hatte eine Geschwindigkeit von 3,29 km/s.

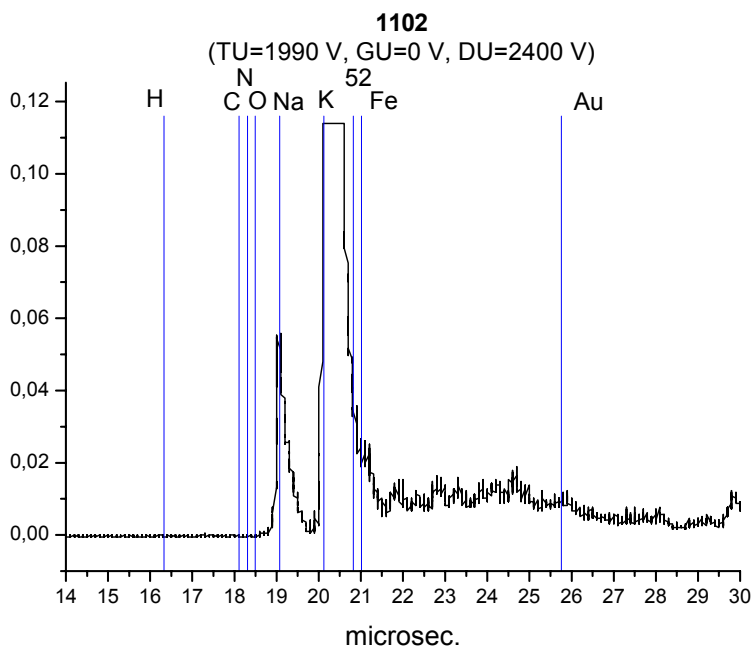


Abb. 8.9: Aufgenommenes Spektrum bei einer Targetspannung von +1990 V, Gitter- und Flugrohrspannung von 0 V und einer Detektorspannung von -2,4 kV. Das einfallende Teilchen hatte eine Geschwindigkeit von 3,33 km/s.



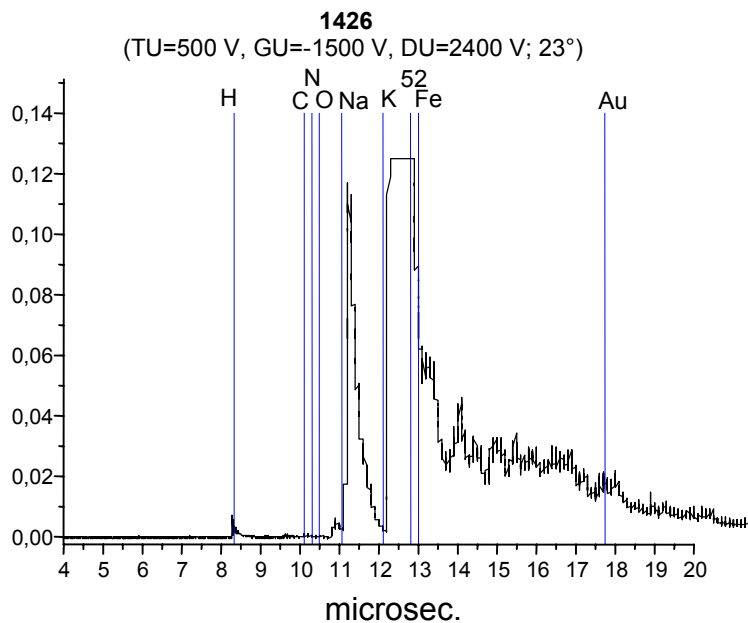


Abb. 8.10: Aufgenommenes Spektrum bei einer Targetspannung von +500 V, Gitter- und Flugrohrspannung von -1500 V und einer Detektorspannung von -2,4 kV. Der kleine Wasserstoff-Peak ist als Besonderheit im niedrigen Geschwindigkeitsbereich zu sehen.

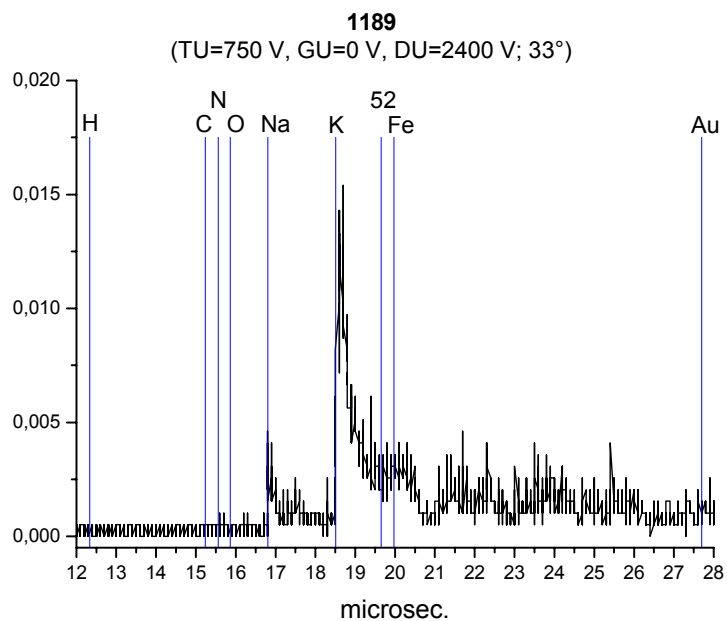


Abb. 8.11: Aufgenommenes Spektrum bei einer Targetspannung von +750 V, Gitter- und Flugrohrspannung von 0 V und einer Detektorspannung von -2,4 kV. Die Peakhöhen sind wesentlich kleiner. Das einfallende Teilchen hatte eine Geschwindigkeit von 3,23 km/s.

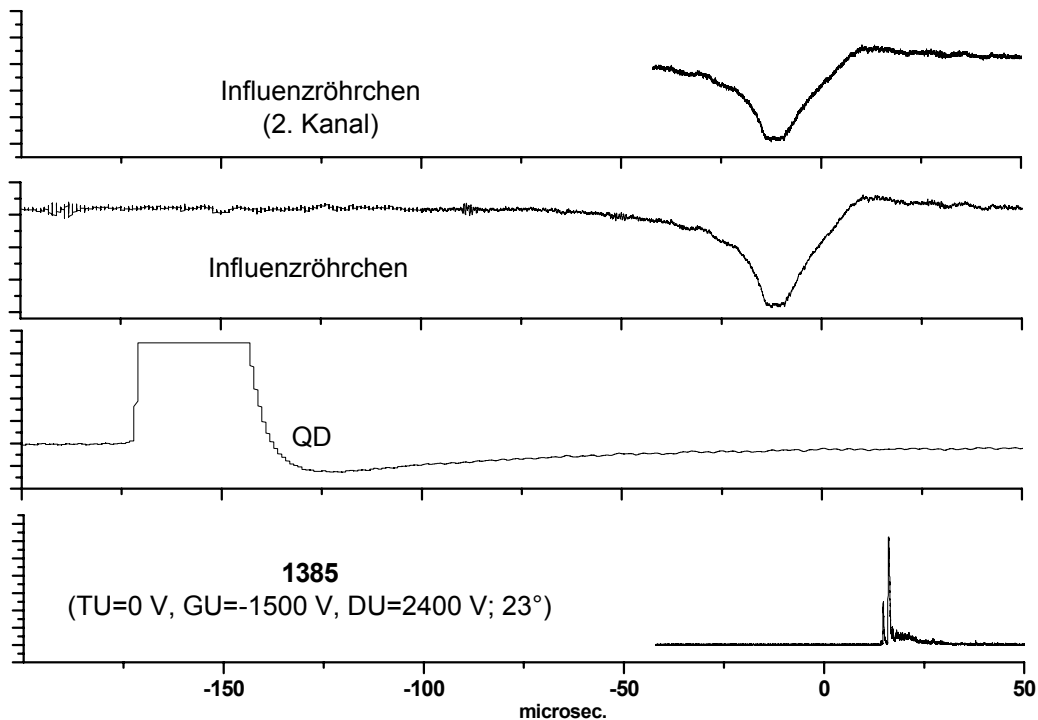


Abb. 8.12: Gesamtablauf der erhaltenen Signale eines Einzelschußexperiments. Das Staubteilchen hatte eine Geschwindigkeit von 3,51 km/s.

Abb. 8.12 zeigt nochmals exemplarisch das Zustandekommen einer Messung. Das zweite Signal von unten (QD) liefert der am Beschleuniger fest installierte Ladungsverstärker. Das geladene Teilchen generiert ein Signal. Das erste und zweite Signal von oben dokumentiert jeweils die entsprechende Messung am Influenzröhrchen. Es wurde zweifach aufgezeichnet, da der Versuchsaufbau nur mit zwei Speicheroszilloskopen realisiert werden konnte. Kurz danach trifft das Staubteilchen auf die Honigwabe, es folgt das detektierte Spektrum (unterstes Diagramm).

Es bleibt festzuhalten, daß unter allen gewählten Spannungseinstellungen des Spektrometers Ergebnisse erzielt wurden, die den theoretischen Erwartungen entsprechen. Im folgenden sind nun die durchgeführten Meßreihen in Tabelle 8.1 zusammengefaßt und dokumentiert. Das Ereignis „Einzelexperiment“ liegt dann vor, wenn das Influenzröhrchen einen Durchflug registriert. Dann ist es allerdings immer noch möglich, daß ein Teilchen im Aufbau kein weiteres Signal mehr erzeugte, sprich verloren gegangen ist, weil in dem offenen Versuchsaufbau durch elektrische Felder

Staubteilchen nach dem Durchflug abgelenkt wurden und somit die Honigwabe verfehlten. Die dann entstehenden Ionen bewegten sich dann aber auf Flugbahnen, die eine Registrierung unmöglich machten. Die Bedeutung des Begriffes „MDC-Signal“ in Tabelle 8.1 wird in Kapitel 6.2 erklärt. In diesem Abschnitt ist darunter Einschlagsladung vor dem Target zu verstehen. Bei einer Gesamtzahl von 540 Einzelexperimenten konnten 225 MDC-Signale registriert werden. Dies entspricht einer Quote von 42%. Es wurden 244 Spektren (45%) gemessen.

Target- spannung	Gitter Röhren- spannung	/ Geschwindig- keit Staub- teilchen	Einfalls- winkel	Anzahl Einzelex- perimente	MDC Signale	Spektrum
1200 V	0 V	15 –80 km/s	22°	30	17	11
1200 V	0 V	3,0 – 4,2 km/s	22°	39	17	13
1990 V	0 V	3,0 – 4,2 km/s	22°	29	10	8
500 V	0 V	3,0 – 4,2 km/s	22°	25	8	8
750 V	0 V	3,0 – 4,2 km/s	22°	19	5	7
1000 V	0 V	3,0 – 4,2 km/s	22°	15	4	4
1500 V	0 V	3,0 – 4,2 km/s	22°	22	3	9
1200 V	0 V	3,0 – 4,2 km/s	33°	11	5	4
1990V	0 V	3,0 – 4,2 km/s	33°	11	2	8
750 V	0 V	3,0 – 4,2 km/s	33°	17	3	7
1990 V	0 V	15 –80 km/s	33°	3	3	0
100 V	0 V	3,0 – 4,2 km/s	33°	5	2	3
500 V	-1990 V	3,0 – 4,2 km/s	33°	34	11	19
1000 V	-1990 V	3,0 – 4,2 km/s	33°	39	8	21

## Nachweis der Machbarkeit eines TOF-Massenspektrometers

1000 V	-1200 V	3,0 – 4,2 km/s	33°	31	11	17
1000 V	-750 V	3,0 – 4,2 km/s	33°	14	6	9
500 V	-750 V	3,0 – 4,2 km/s	33°	10	2	2
500 V	-1200 V	3,0 – 4,2 km/s	33°	10	3	2
750 V	-1990 V	3,0 – 4,2 km/s	33°	11	2	3
750 V	-1200 V	3,0 – 4,2 km/s	33°	21	6	9
750 V	750 V	3,0 – 4,2 km/s	33°	4	0	3
0 V	-1500 V	15 – 80 km/s	12°	5	3	4
0 V	-1500 V	3,0 – 4,2 km/s	12°	10	7	6
500 V	-1500 V	3,0 – 4,2 km/s	12°	10	4	7
0 V	-1500 V	3,0 – 4,2 km/s	12°	11	1	9
0 V	-1500 V	3,0 – 4,2 km/s	12°	17	5	7
0 V	-1500 V	3,0 – 4,2 km/s	12°	4	2	2
0 V	-1500 V	3,0 – 4,2 km/s	12°	22	20	14
0 V	-1500 V	3,0 – 4,2 km/s	12°	17	16	7
0 V	-1500 V	3,0 – 4,2 km/s	12°	8	8	1
500 V	-1500 V	3,0 – 4,2 km/s	12°	36	31	20

Tab. 8.1: Dokumentation der durchgeführten Einzelversuche mit der Angabe der Anzahl der jeweils aufgetretenen Signalarten.

## 8.4. Vergleich Flugzeitberechnung – Flugzeitsimulation

Neben den einfachen Rechnungen zur Bestimmung der Flugzeit eines Ions im linearen TOF-Massenspektrometer kommt auch die Simulation der verwendeten Apparatur mit Hilfe geeigneter Software in Frage. Insbesondere der Einfluß von Störelektroden kann so untersucht werden, sowie kompliziertere Geometrien erschlossen werden. Bei der hier verwendeten Software handelt es sich um SIMION 3D (Version 6) der Firma Princeton Electronic Inc. Die Untersuchungen ergaben, daß auf das verwendete Instrument keine Störeinflüsse wirkten, die die Funktion beeinträchtigt hätten. Die Flugzeit der Ionen wurde für verschiedene Spannungseinstellungen untersucht und mit den berechneten Werten verglichen. Abb. 8.13. zeigt das Modell des TOF-Massenspektrometers, Abb. 8.14 zeigt das Potential, das von den Ionen durchlaufen wurde und Abb. 8. 15 die Flugbahnen der Ionen im Instrument.

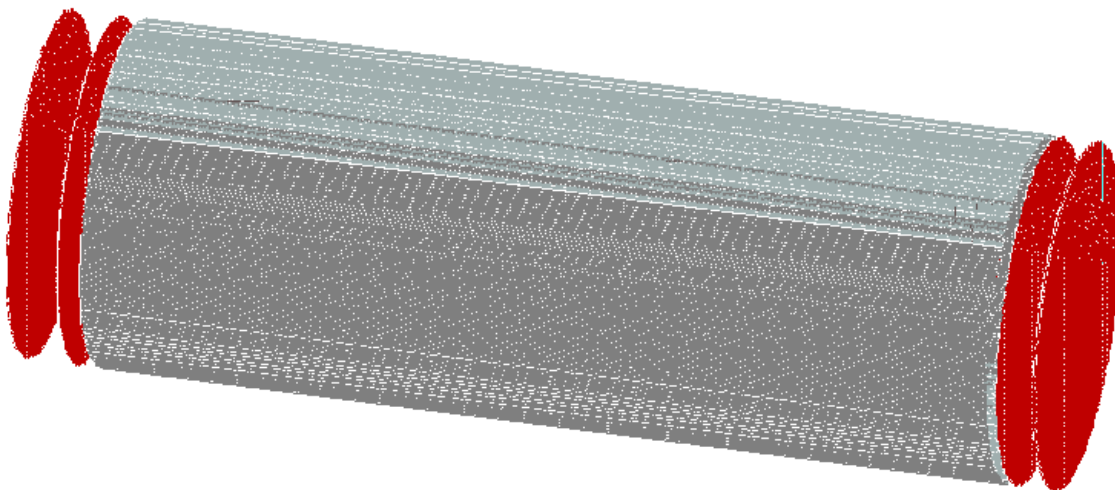


Abb. 8.13: Modell des TOF-Massenspektrometers in Simion 6.0. Die runde Scheibe (rot) ganz links entspricht dem Target, gleich daneben mit am Beginn des Flugrohrs befindet sich ein Gitter. Dieselbe Anordnung findet sich am Ende des Flugrohrs. Die Scheibe ganz rechts entspricht dem Detektor.

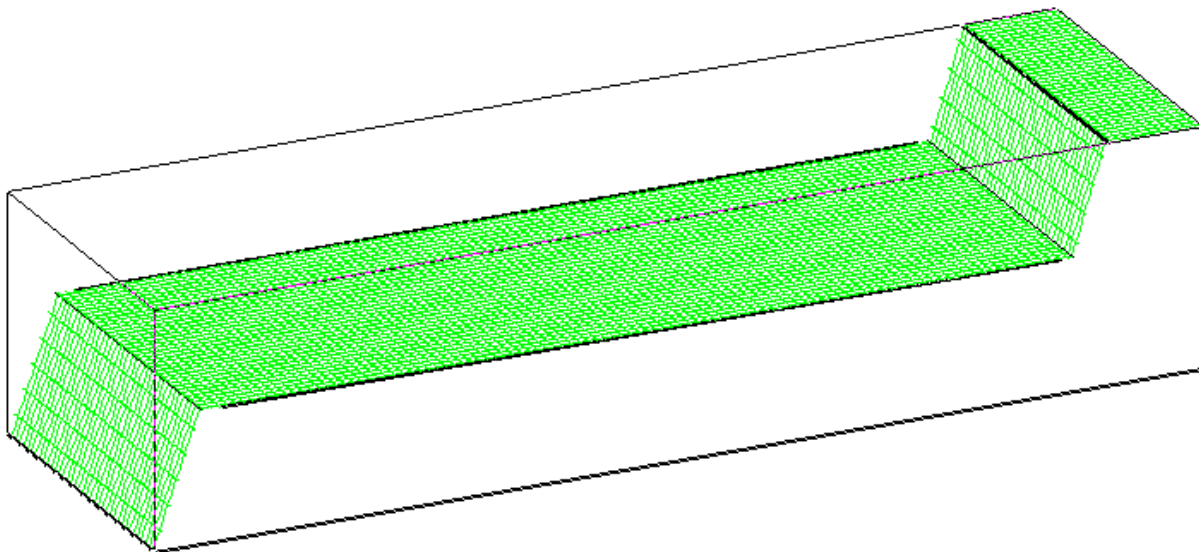


Abb. 8.14: Potentialverlauf der Flugstrecke der Ionen. Das hohe Plateau ganz rechts entspricht der Targetspannung. Zum ersten Gitter hin fällt das Potential schnell ab. Das Flugrohr selbst ist im Inneren feldfrei, so daß das Potential dort konstant ist. Zum Detektor hin, werden die Ionen noch einmal stark beschleunigt.

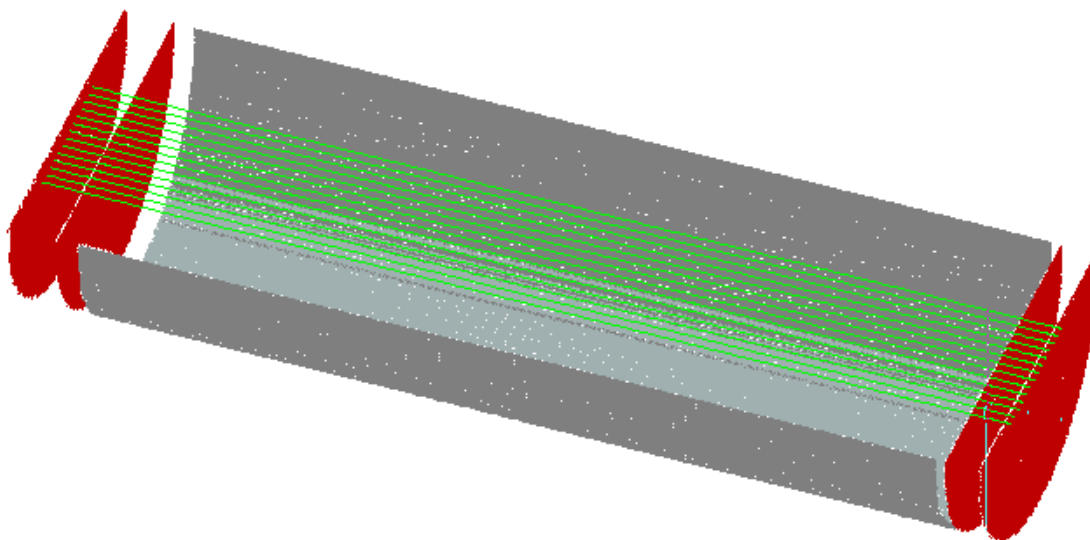


Abb. 8.15: Flugbahnen der Ionen im Instrument.

Explizit verglichen wurden bei einer Targetspannung von +1990 V, +1200 V und +500 V, wobei an den Gittern und an der Röhre jeweils 0 V und am Detektor  $-2,4$  kV angelegt wurden. Die folgenden Tabellen 8.2, 8.3 und 8.4 zeigen die Ergebnisse.

<b>Ion</b>	<b>Flugzeit errechnet (<math>\mu\text{s}</math>)</b>	<b>Flugzeit Simion 6.0 (<math>\mu\text{s}</math>)</b>
H	0,728	0,753
C	2,508	2,598
N	2,709	2,807
O	2,895	2,999
Na	3,471	3,597
K	4,520	4,682
52	5,221	5,409
Fe	5,414	5,610
Au	10,16	10,527

Tab 8.2: Flugzeiten der Ionen bei einer Targetspannung von +1990 V.

<b>Ion</b>	<b>Flugzeit errechnet (<math>\mu\text{s}</math>)</b>	<b>Flugzeit Simion 6.0 (<math>\mu\text{s}</math>)</b>
H	0,934	0,967
C	3,230	3,335
N	3,488	3,602
O	3,728	3,849
Na	4,470	4,616
K	5,819	6,009
52	6,723	6,942
Fe	6,972	7,199
Au	13,084	13,510

Tab 8.3: Flugzeiten der Ionen bei einer Targetspannung von +1200 V.

<b>Ion</b>	<b>Flugzeit errechnet (<math>\mu\text{s}</math>)</b>	<b>Flugzeit Simion 6.0 (<math>\mu\text{s}</math>)</b>
H	1,451	1,488
C	5,003	5,130
N	5,404	5,541
O	5,775	5,922
Na	6,925	7,101
K	9,015	9,244
52	10,415	10,680
Fe	10,801	11,076
Au	20,270	20,785

Tab 8.4: Flugzeiten der Ionen bei einer Targetspannung von +500 V.

Exemplarisch zeigt Abb. 8.16 den Vergleich der Tabelle 8.2 graphisch. Man sieht eine hervorragende Übereinstimmung, wenn man berücksichtigt, daß es aus bedienungstechnischen Gründen in Simion ja nicht möglich ist, den Startort der fliegenden Ionen ganz exakt anzugeben.



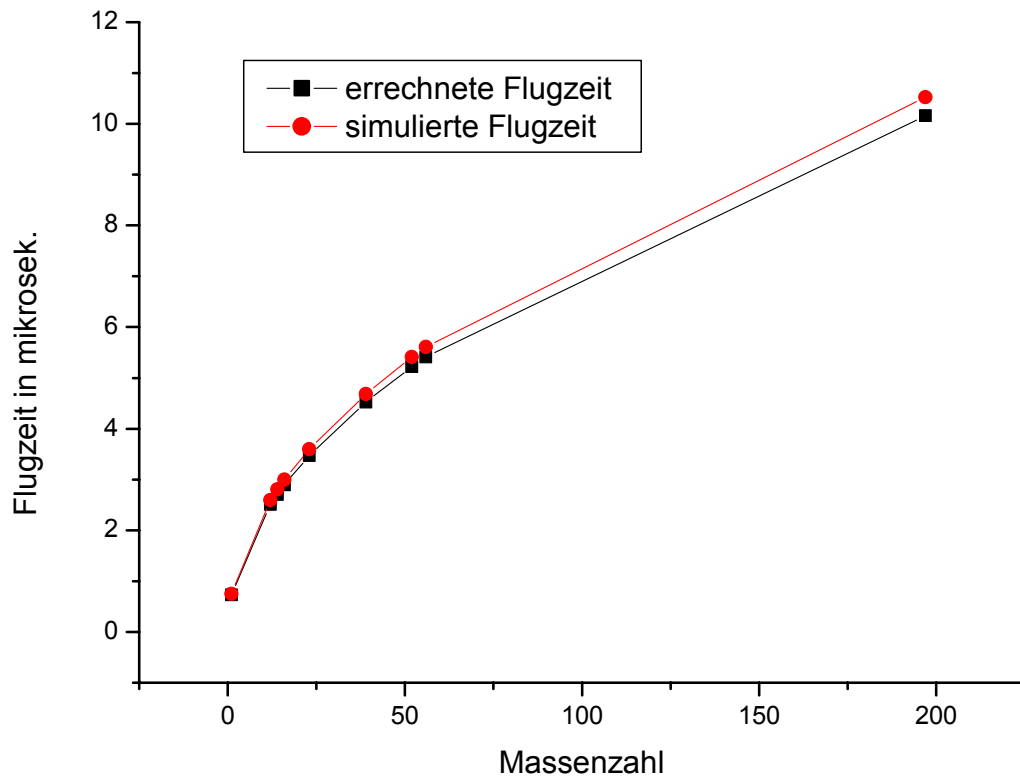


Abb. 8.16: Graphischer Vergleich gerechnete und simulierte Flugzeit.

### 8.5. Verwendung eines verbesserten zweistufigen Aufbaus

Nachdem der Nachweis der Machbarkeit eines TOF-Massenspektrometers erbracht wurde, stellte sich die Frage, ob es möglich ist, durch verbesserte Instrumente die Qualität der gemessenen Spektren noch zu erhöhen, oder ob wegen des speziellen Entstehungsprozesses, dem Hochgeschwindigkeitseinschlag auf einer Honigwabenstruktur, eine Verbesserung der Qualität der Spektren nicht mehr erzielt werden kann. Hierzu wurden zwei unterschiedliche Verbesserungen verfolgt. Zuerst wurde versucht, durch einen Impedanzabgleich den Tail (flach abfallende Flanke) der Meßpeaks zu reduzieren. Zum anderen sollte ein zweistufig linearer Aufbau realisiert. Dadurch ließ sich testen, ob das oben beschriebene Verfahren auch in einem zweistufigen Gerät anwendbar ist. Zudem sind Rückschlüsse über die

Ladungsentstehungsprozesse möglich. Geht man davon aus, daß die Ionen nur zeitverschoben in das elektrische Beschleunigungsfeld eintreten, dann wird sich dieser Zeitverzug einfach in der Breite des gemessenen Peaks widerspiegeln. Nimmt man an, daß nach dem Hochgeschwindigkeitseinschlag im Beschleunigungsfeld eine dichte Ladungswolke entsteht, so kann man versuchen, durch Variation der Spannungseinstellungen nach dem Effekt einer Energiekorrektur zu suchen. Dies konnte einfach durch das Einbauen einer weiteren Lochblende erreicht werden (vgl. Abb. 8.17). Die Lochblende hat gegenüber einem Gitter zwar den Nachteil eines nicht so eindeutigen elektrischen Feldes, allerdings ist dieser Einfluß als gering anzusehen, während gleichzeitig die Lochblende einen höheren Transmissionskoeffizienten gegenüber einem Gitter hat, da die Ladungsträger nicht auf einem Draht hängenbleiben können. Ebenso wurden auf Anraten von Mitarbeitern der Fakultät für Chemie keine festen Spannungseinstellungen gewählt, die normalerweise bei einem zweistufigen Gerät üblich sind (Korrektur zweiter Ordnung, vgl. Abschnitt 5). Am ehesten erschien es erfolgsversprechend, einfach verschiedene Spannungsbereiche auszuprobieren und somit experimentell einen Einfluß festzustellen.

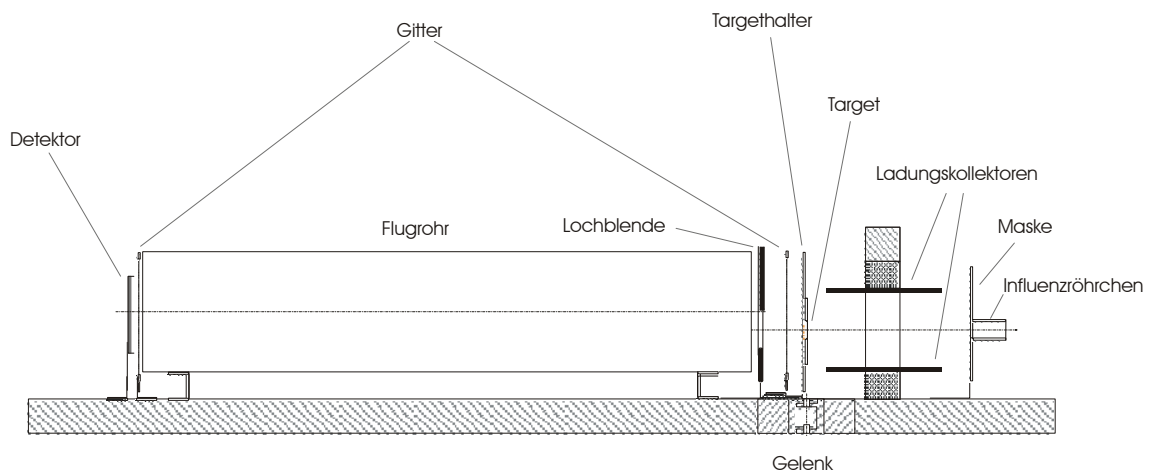


Abb. 8.17: Zweistufiges lineares Massenspektrometer.

Um den Einfluß der beiden Änderungen (elektronische Verbesserung und zweistufiges Gerät) in einer Meßkampagne separat betrachten zu können wurden Messungen durchgeführt, die in der Praxis einer einstufigen Anordnung entsprachen. Dies ist genau immer dann der Fall, wenn keine Spannungsdifferenz zwischen dem Gitter hinter dem Target und der Lochblende mit dem Flugrohr anliegt. Bei dieser Messkampagne wurde natürlich gleichzeitig auch versucht, weitere Erkenntnisse über die Masse- und Geschwindigkeitsbestimmung nach dem MDC-Prinzip zu gewinnen, dies ist in Abschnitt 10 beschrieben. Ansonsten wurden die Versuche denen der einstufigen Anordnung entsprechend durchgeführt. Abb. 8.18. zeigt analog zu Abb. 8.12 den

Gesamtablauf eines Einzelexperiments. Das Staubteilchen verursacht ein Signal am Detektor QD, danach am Influenzröhrchen. Anschließend passiert es die Ladungskollektoren und erzeugt dort weitere Influenzsignale. Nach dem Impact werden ein Spektrum sowie die Einschlagsladung vor dem Target registriert.

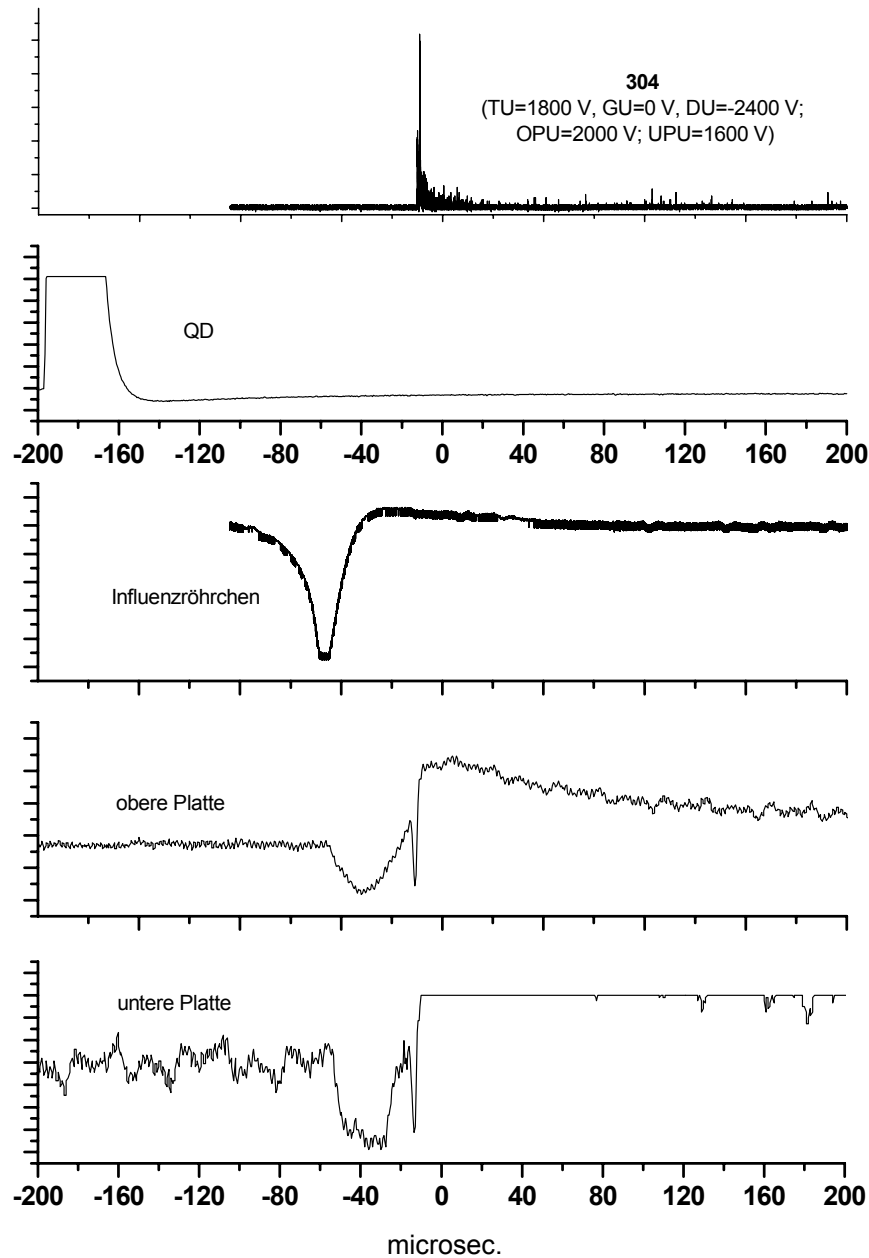


Abb. 8.18: Gesamtablauf Einzelexperiment bei einer zweistufigen Anordnung mit MDC-Platten.

## 8.6. Ergebnisse der verbesserten Anordnung

Im folgenden werden die Ergebnisse der Meßreihen mit dem zweistufigen Gerät diskutiert. Bei allen Experimenten lag am Target eine Spannung von +1800 V an, am Detektor von -2400 V, sowie an der Flugrohr-Lochblendeneinheit 0 V. Die Gitterspannung wurde in den Grenzen von 0 V bis 1200 V variiert. Bei 0 V Gitterspannung entspricht der Aufbau einem einstufigen TOF-Massenspektrometer, so daß die Unterschiede in den Signalen nur der verbesserten Elektronik zuzuschreiben sind (vgl. Abschnitt 8.1 und 8.3). Solche Meßbeispiele sind die Abbildungen 8.20 (Spektrum 250) und 8.24 (Spektrum 192). Ein Vergleich mit den Abbildungen aus Abschnitt 8.3 zeigt, daß die Peaks im allgemeinen wesentlich schärfer sind. Dabei sind die am Instrument angelegten Spannungen in den Abbildungen 8.6 (Spektrum 892) und 8.9 (Spektrum 1102) am ähnlichsten und daher gut für einen Vergleich geeignet.

Die Abbildungen 8.19 bis 8.21 zeigen eine Sequenz von gemessenen Spektren, die jeweils im hohen Geschwindigkeitsbereich, aber bei verschiedenen Gitterspannungen gewonnen wurden. Es fällt auf, daß die Peaks bei allen Spannungseinstellungen sehr scharf sind. Lediglich in der Nähe der Eisenlinie (die Projektile sind aus Eisen) werden so hohe Signale registriert, daß eine Einzelunterscheidung der Peaks schwierig wird.

Bei den Messungen im niedrigen Geschwindigkeitsbereich zeigt sich die Tendenz, daß je höher die Gitterspannung ist, desto schärfer sind auch die Peaks. Die Abbildungen 8.23 und 8.24 zeigen die Grenzfälle.

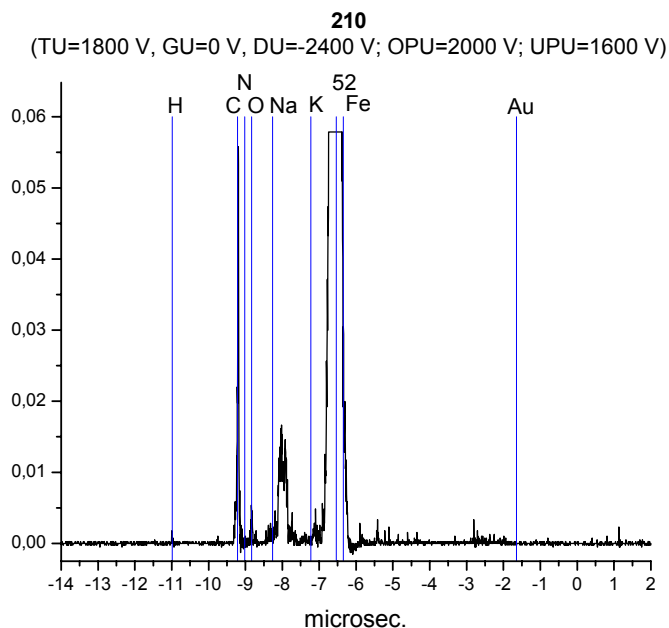


Abb. 8.19: Spektrum bei einer Targetspannung von +1800 V, Gitter-, sowie Lochblenden- und Flugrohrspannung von 0 V und einer Detektorspannung von -2,4 kV. Diese Messung entspricht einer einstufigen Anordnung mit verbesserter Elektronik. Das einfallende Teilchen hatte eine Geschwindigkeit von 23,62 km/s.

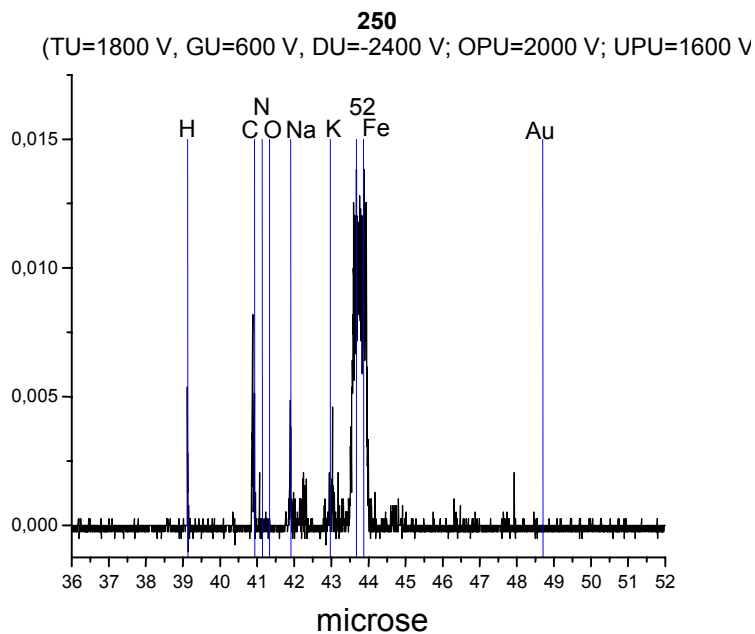


Abb. 8.20: Spektrum bei einer Targetspannung von +1800 V, einer Gitterspannung von 600 V, sowie einer Lochblenden- und Flugrohrspannung von 0 V. Das einfallende Teilchen hatte eine Geschwindigkeit von 19,08 km/s.

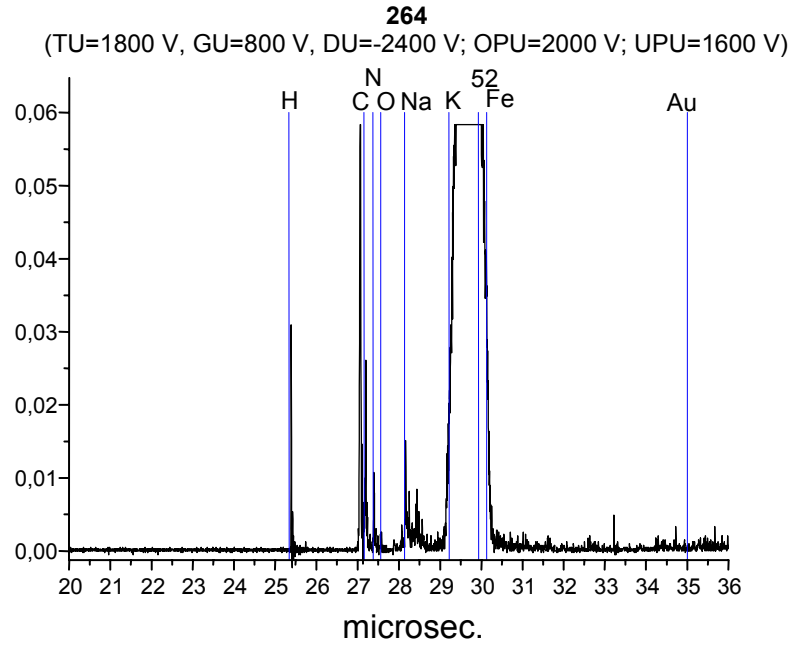


Abb. 8.21: Spektrum bei einer Targetspannung von +1800 V, einer Gitterspannung von 800 V, sowie einer Lochblenden- und Flugrohrspannung von 0 V. Das einfallende Teilchen hatte eine Geschwindigkeit von 29,39 km/s.

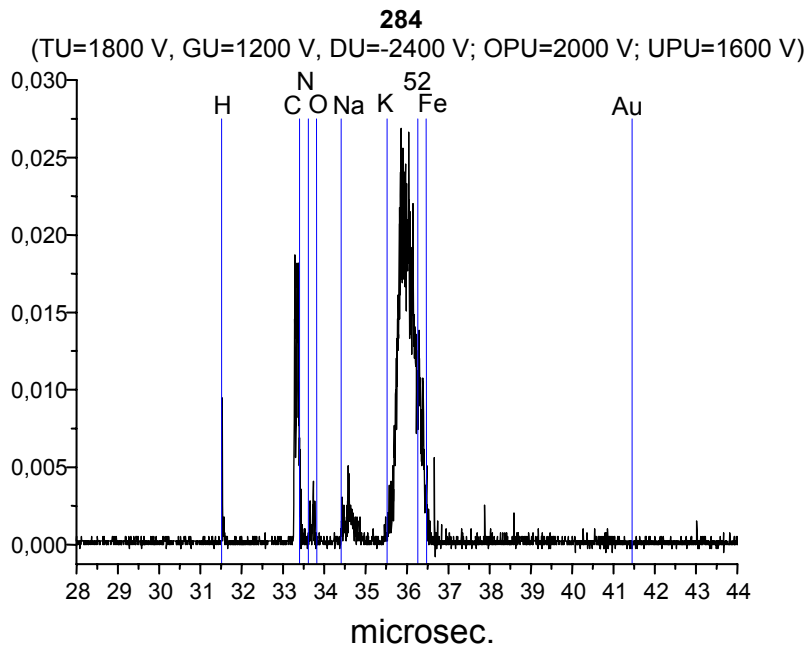


Abb. 8.22: Spektrum bei einer Targetspannung von +1800 V, einer Gitterspannung von 1200 V, sowie einer Lochblenden- und Flugrohrspannung von 0 V. Das einfallende Teilchen hatte eine Geschwindigkeit von 24,67 km/s.

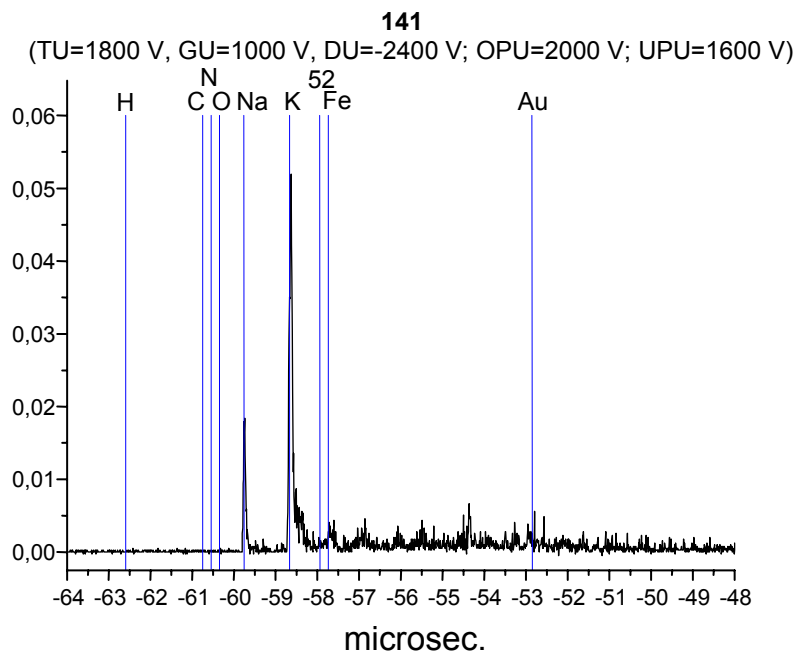


Abb. 8.23: Spektrum bei einer Targetspannung von +1800 V, einer Gitterspannung von 1000 V, sowie einer Lochblenden- und Flugrohrspannung von 0 V.

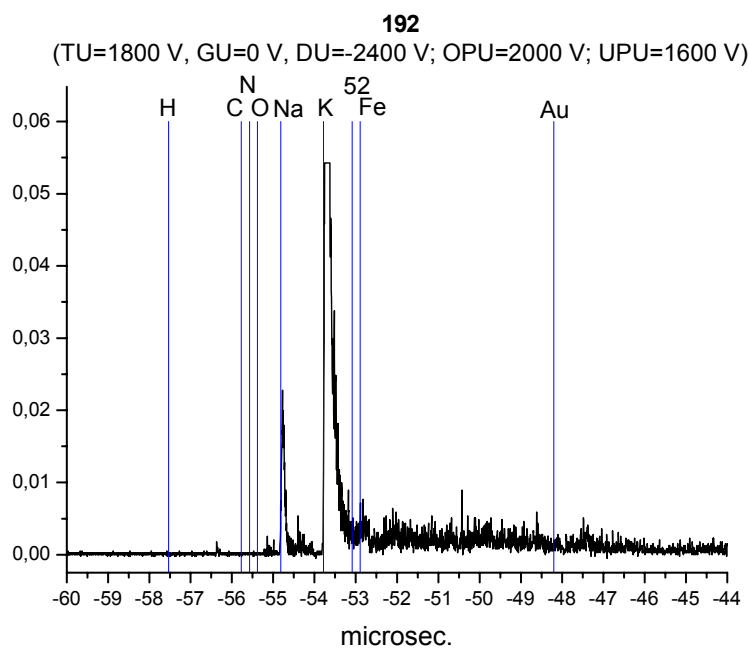


Abb. 8.24: Spektrum bei einer Targetspannung von +1800 V, Gitter-, Lochblenden- und Flugrohrspannung bei 0 V.

Ebenso wie beim einstufigen Gerät wurde eine Statistik angefertigt, die Aufschluß über den Anteil der erhaltenen Spektren gibt. Im niedrigen Geschwindigkeitsbereich konnte ein Spektrum in 66 % aller Fälle registriert werden, im hohen in 54 %.

Obere Platte	Untere Platte	Vorderes Gitter	Geschwindigkeit Staubteilchen	Einfallswinkel	Anzahl Einzelexperimente	MDC Signale	Spektrum	MDC- und Spektrum
2,0 kV	1,6 kV	0 V	3,0 – 4,2 km/s	22°	17	11	13	8
2,0 kV	0 V	0 V	3,0 – 4,2 km/s	22°	12	12	6	6
2,0 kV	0 V	0 V	15 – 80 km/s	22°	5	5	5	5
2,0 kV	1,6 kV	0 V	15 – 80 km/s	33°	10	10	5	5
2,0 kV	1,6 kV	1000 V	15 – 80 km/s	33°	11	11	7	7
2,0 kV	-0,2 kV	1000 V	15 – 80 km/s	33°	27	25	12	10
2,0 kV	-0,2 kV	500 V	15 – 80 km/s	33°	4	4	2	2

Tab. 8.5: Statistik der gemessenen Signale.

### 8.7. Test einer alternativen, statistischen Auswertemethodik

Bisher wurden nur Einzelexperimente betrachtet und ausgewertet. Um sicherzustellen, daß die erhaltenen Signale statistisch reproduzierbare Ergebnisse liefern, wurden Datensätze nach dem im Folgenden beschriebenen Verfahren ausgewertet. Die Methodik wurde von Dipl.-Phys. Martin Stübiger am Max-Planck-Institut für Kernphysik konzipiert, zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit lag leider keine zitierfähige Veröffentlichung vor. Man geht im ersten Schritt davon aus, daß in einem TOF-Massenspektrometer bei gegebenen Versuchsbedingungen statistisch gehäuft Peaks auftreten, die zu einer registrierten Ionenart gehören. Daher werden einfach in ein Diagramm die Flugzeiten registrierter Peaks eingetragen und nach Häufungen



zusammengefaßt. Dies setzt natürlich voraus, daß der Einschlagszeitpunkt bekannt ist. Für diese Häufungen werden dann in einem zweiten Schritt Mittelwerte errechnet. Im dritten Schritt werden zwei Peaks, deren Ionenzugehörigkeit als bekannt vorausgesetzt wird, identifiziert. Dies setzt natürlich Erfahrung voraus und definiert eine Massenskala. Das bedeutet im vierten Schritt, daß wenn die Auswahl im Schritt drei richtig war, die restlichen Peaks zuzuordnen sein müßten, und zwar entsprechend der Theorie der TOF-Massenspektrometrie einer Wurzelfunktion der Form

$$t = a \cdot \sqrt{M} + b \quad (8.1)$$

genügen sollten. Dabei ist  $t$  die Flugzeit,  $M$  die Massenzahl,  $a$  und  $b$  sind Konstanten. Trägt man  $t$  über  $\sqrt{M}$  auf, ergibt sich eine Gerade.

Im folgenden soll dieses Verfahren exemplarisch für einen Datensatz der zweiten Meßkampagne durchgeführt werden. Berücksichtigt wurden sechs Spektren, die mit Teilchen aus dem hohen Geschwindigkeitsbereich gewonnen wurden. Abb. 8.25 zeigt die sich ergebenden Anhäufungen.

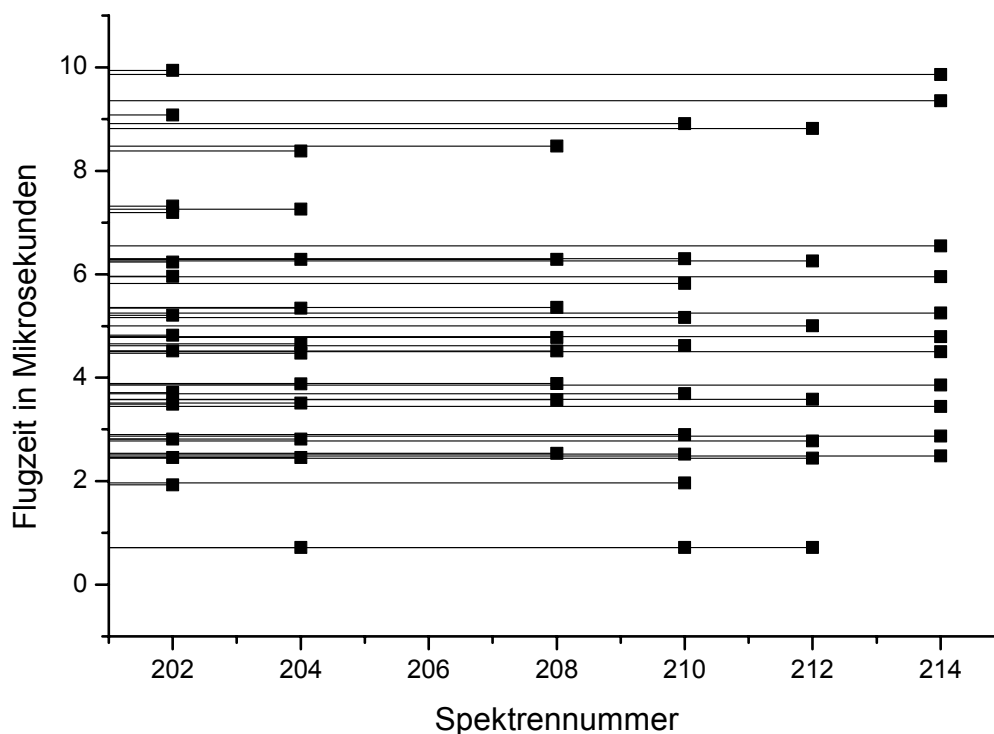


Abb. 8.25: Anhäufung von Peaks zu bestimmten Flugzeiten.

Als Mittelwerte wurden daraus berechnet 0,7  $\mu$ s, 1,95  $\mu$ s, 2,48  $\mu$ s, 2,84  $\mu$ s, 3,52  $\mu$ s, 3,70  $\mu$ s, 3,87  $\mu$ s, 4,50  $\mu$ s, 4,64  $\mu$ s, 4,80  $\mu$ s, 5,22  $\mu$ s, 6,27  $\mu$ s, 7,26  $\mu$ s, 8,43  $\mu$ s, 8,87  $\mu$ s und 9,90  $\mu$ s. Der Wert bei 0,7  $\mu$ s wurde mit Wasserstoff (Massenzahl 1) und der Wert bei 2,48 mit Kohlenstoff (Massenzahl 12) identifiziert. Somit ist es möglich für jeden anderen Peak eine Massenzahl zu errechnen. Tabelle 8.6 listet die Ergebnisse auf und identifiziert diejenigen Peaks, die einfach einem bestimmten Element zuzuordnen sind. Dabei ist zu beachten, daß die Genauigkeit der gemessenen Peaks zu höheren Massenzahlen hin abnimmt. Ebenso ist durch die Methode, (nämlich durch das Fitten durch zwei Elemente niedriger Ordnungszahl) mit einer größeren Ungenauigkeit im Bereich hoher Massenzahlen zu rechnen.

Neben diesen einfachen registrierten Ionen ist auch denkbar, daß molekulare Ionen mit verschiedenen Ladungszahlen entstehen, die für die nicht identifizierbaren Peaks verantwortlich sein könnten. Ebenso können hohe Anfangsenergien von Ionen einen Peak zeitlich verschieben. Die oft sehr breiten Peaks im Bereich von Chrom und Eisen sind auf eine Vielzahl möglicher Elemente zurückzuführen. Berücksichtigt wurden dabei wiederum nur einfach geladene Ionen.

<b>Flugzeit</b>	<b>Massenzahl</b>	<b>Element</b>
0,72 $\mu$ s	1,00	H (1)
1,95 $\mu$ s	7,37	Li (7)
2,48 $\mu$ s	12,00	C (12)
2,84 $\mu$ s	15,64	O (16)
3,52 $\mu$ s	24,08	Na (23), Mg (24)
3,70 $\mu$ s	26,62	Mg (26), Al (27)
3,87 $\mu$ s	29,17	?
4,50 $\mu$ s	39,41	K (39)
4,64 $\mu$ s	41,81	Ca (40)?

## Nachweis der Machbarkeit eines TOF-Massenspektrometers

---

4,80 $\mu\text{s}$	44,76	?
5,22 $\mu\text{s}$	52,95	Cr (52), Mn (55), Fe (56), Ni (58), Co (59)
6,27 $\mu\text{s}$	76,47	?
7,26 $\mu\text{s}$	102,28	?
8,43 $\mu\text{s}$	137,99	?
8,87 $\mu\text{s}$	152,69	?
9,90 $\mu\text{s}$	190,41	Au (197)?

Tab. 8.6: Mittlere Flugzeit eines Peaks mit zugehöriger Massenzahl und falls möglich mit Identifizierung der Ionenart.

Zusammenfassend ist zu dieser Methode zu sagen, daß sich für eine Vielzahl von Peaks eine Massenzahl ergibt, die mit den zu erwartenden Elemente im Einklang steht.



## 9. Das elektrische Feld in unmittelbarer Nähe des Honigwabentargets

Bevor die Versuche die Vermutung bestätigten, daß die durch einen Hochgeschwindigkeitseinschlag auf die Honigwabenstruktur erzeugten Ladungen durch eine massenspektrometrische Untersuchung analysierbar sind, wurden erste Überlegungen angestellt, um den Einfluß der Honigwabe abzuschätzen. Das zugrundeliegende Modell ging davon aus, daß entstehende Ionen mit Anfangsenergien von bis zu 10 eV erst eine Strecke von 200  $\mu\text{m}$  (laterale Ausdehnung der Honigwabenstruktur) zurücklegen müssen, um dann in das Beschleunigungsfeld des Spektrometers einzutreten. Die errechneten Werte waren so klein, daß ein Einfluß auf das Spektrum ausgeschlossen werden konnte. Letztlich war das elektrische Feld in einem Honigwabenkanal aber unbekannt, und somit die Annahme, daß dort kein wesentlicher Einfluß der Beschleunigungsspannung herrscht, nicht verifiziert. Daher wurden wiederum Simulationen des elektrischen Feldes mit SIMION durchgeführt. Abb. 9.1 zeigt die simulierte Struktur. Vor den Honigwaben wurde in einem Abstand, der ungefähr der doppelten Schlüsselweite der Wabe entspricht, eine Ersatzelektrode modelliert. Details können in [60] nachgelesen werden. Abb. 9.2 zeigt das elektrische Potential in den Honigwabenkanälen. Es ist deutlich zu sehen, daß das elektrische Feld nicht tief in den Kanal eindringt. Der Einfluß durch Inhomogenitäten ist daher als gering einzuschätzen und die oben erwähnte Annahme (Beschleunigungsfeld ohne wesentlichen Einfluß in der Honigwabe) ist gerechtfertigt. Abb. 9.3 zeigt dies einerseits

noch einmal detaillierter und zudem den Einfluß einer Elektrode vor der in das TOF eingebauten Honigwabenstruktur. Es ist deutlich zu erkennen, daß durch Elektroden vor dem Target die Funktion des Massenspektrometers nicht beeinträchtigt wird.

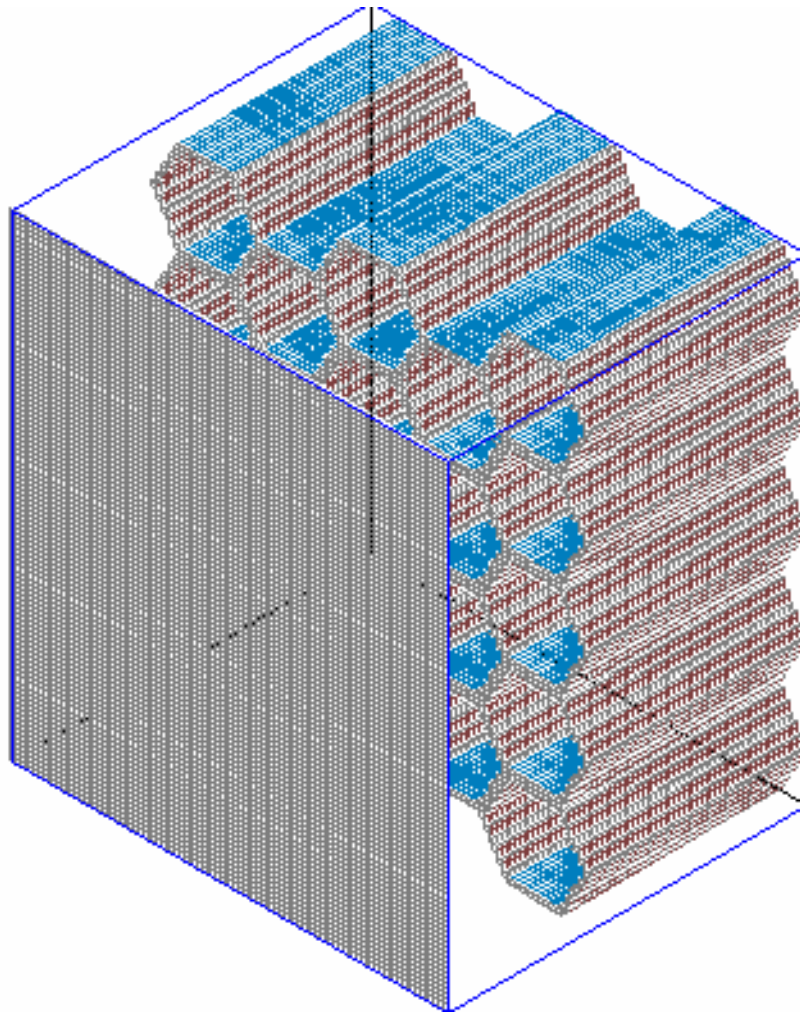


Abb. 9.1: Die Honigwabenstruktur in der Simulation mit SIMION 6.0. Der Einfluß des Beschleunigungsgitters wird durch die Platte vor der Struktur modelliert.

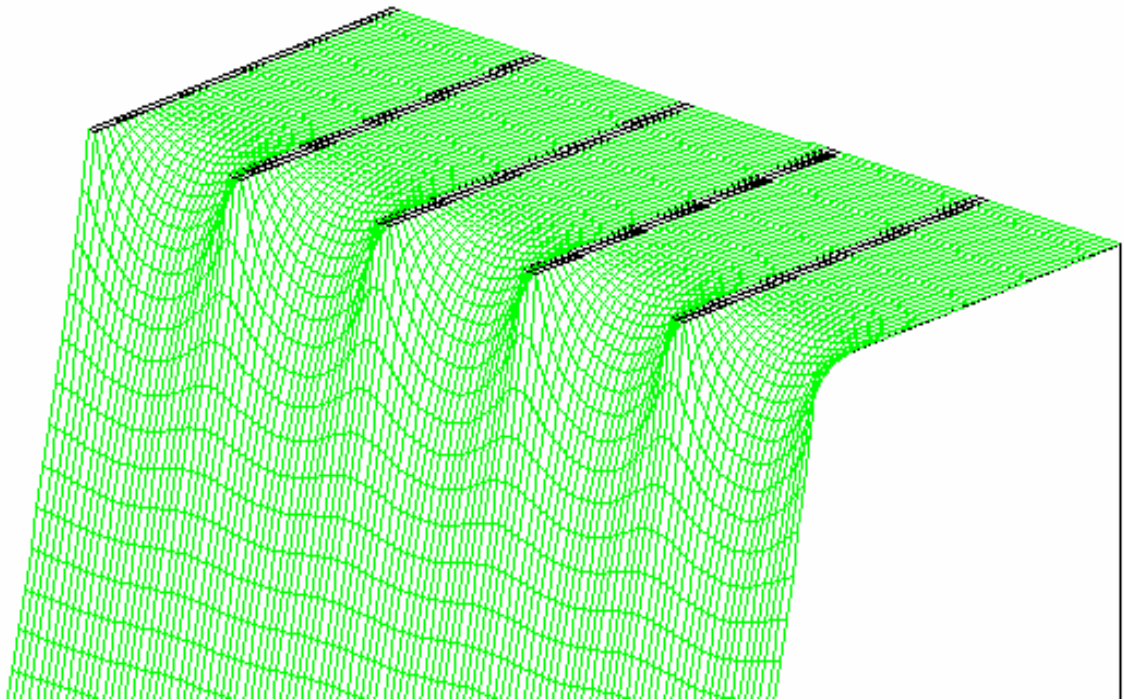


Abb. 9.2: Potentialverlauf des elektrischen Feldes einer Anordnung von fünf Honigwabenkanälen.

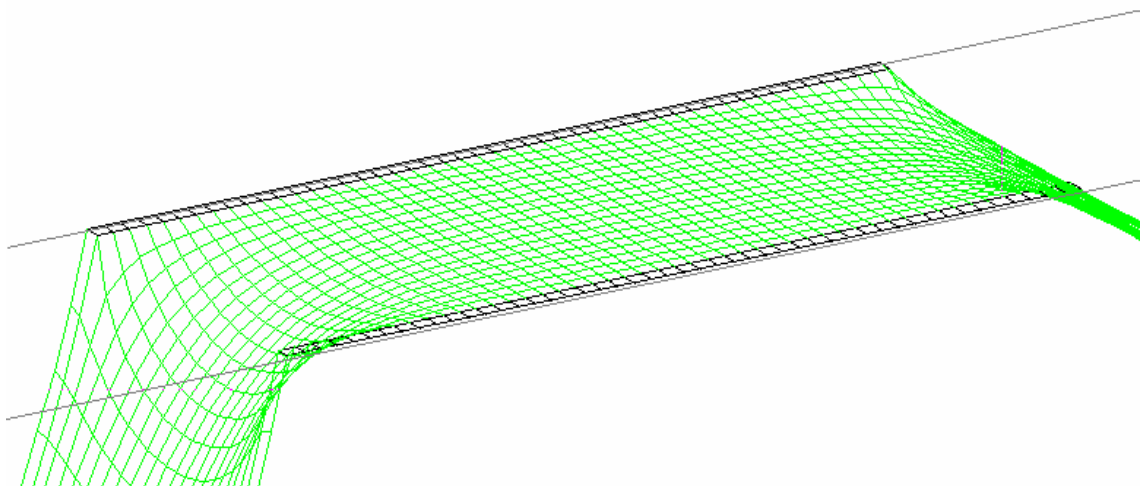


Abb. 9.3: Einfluß einer Elektrode (nicht dargestellt) vor der Honigwabe in einem TOF-Massenspektrometer. Die resultierenden Effekte (rechts) sind geringer einzuschätzen, als die des Beschleunigungsgitters hinter dem Target (links).





## 10. Masse und Geschwindigkeitsbestimmung des einfallenden Teilchens nach dem MDC-Prinzip

In diesem Abschnitt wird die Frage der Massen- und Geschwindigkeitsbestimmung der einfallenden Staubteilchen nach dem vom MDC bekannten Prinzip behandelt. Erste Versuche, die parallel mit den Experimenten des linearen einstufigen Massenspektrometers durchgeführt wurden, wiesen darauf hin, daß sowohl negative als auch positive Ladung vor dem Target entsteht und auch mit einer entsprechenden Vorspannung detektiert werden kann. Die der MDC-Kalibrierung zugrunde liegenden physikalischen Zusammenhänge werden dargestellt und die daraus resultierenden MDC-Diagramme mit entsprechenden der Meßreihe 2 verglichen. Es zeigen sich dieselben Grundtendenzen und Größenordnungen der Meßwerte. Sich ergebende Abweichungen erscheinen durch die unterschiedlichen Konfigurationen plausibel.

Neben der Möglichkeit, mit dem verwendeten Target massenspektrometrische Experimente durchzuführen, ist es Ziel dieser Arbeit, ebenso wie beim MDC Aussagen über die Masse und die Geschwindigkeit der einfallenden Teilchen zu machen. Dazu werden im Wesentlichen zwei Meßgrößen herangezogen: die massenspezifische Gesamtladungsausbeute  $Q_{\text{ges}}$  sowie die Anstiegszeit der Ladungssignale  $t_{\text{ges}}$ . Erstere ist durch den empirischen Zusammenhang

$$Q_{ges} = C_{\rho} \cdot m^{\alpha} \cdot v^{\beta} \quad (10.1)$$

gegeben. Dieser wurde von Friichtenicht und Slattery [53] eingeführt. Dabei ist  $C_{\rho}$  eine Konstante,  $m$  die Masse und  $v$  die Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens. Für den Massenexponenten  $\alpha$  werden in der Literatur verschiedene Werte angegeben (siehe [54] und [55]), den wohl besten Wert findet man bei Iglseider [56] und Göller [57]. Entsprechend dieser Arbeiten kann  $\alpha$  gleich eins gesetzt werden. Dieser Wert wurde auch zur Kalibrierung des MDC herangezogen (vgl. Münzenmayer [58]).

Der Geschwindigkeitsexponent  $\beta$  kann nicht über den hier auftretenden Geschwindigkeitsbereich als konstant angesehen werden, da die gemessenen Ladung sich aus Primär- und Sekundärladung zusammensetzt. Nachdem im hohen Geschwindigkeitsbereich die Primärladung gegenüber der durch Ejektas hervorgerufenen Sekundärladungen dominiert, ergibt sich somit auch ein anderer Wert für  $\beta$  als im niedrigen Geschwindigkeitsbereich. Sinnvolle Werte liegen im Bereich von 2,5 bis 4,8.

Die Gesamtanstiegszeit wird folgendermaßen angesetzt:

$$t_{ges} = C_t \cdot m^{\varepsilon} \cdot v^{\eta} \quad (10.2).$$

In den Arbeiten von Hoffmann [46] und Dietzel et al. [59] konnte der Wert des Parameters  $\varepsilon$  mit ungefähr null beziffert werden, so daß die Anstiegszeit unabhängig von der Masse des einschlagenden Teilchen ist und nur von der Einschlaggeschwindigkeit abhängt.

Nach den ersten Hinweisen in den Vorversuchen, die für ein Funktionieren einer Masse- und Geschwindigkeitsbestimmung bei Benutzung eines Honigwabentargets sprachen, wurden die im folgenden beschriebenen Experimente im Rahmen der Versuche zum Nachweis der TOF- Massenspektrometrie durchgeführt.

## **10.1. Anordnung der Meßkampagne 1**

Der Versuchsaufbau, der hier zur Anwendung kam, wurde bereits in Abb. 8.3 dargestellt. Das Influenzröhrchen sollte möglichst nah am Target fixiert werden, um eine hohe Genauigkeit der Einschlagszeitpunktbestimmung zu erreichen. Deshalb wurde auf die Kondensatorplatten vor dem Target, wie sie in Abb. 8.17 zu sehen sind, verzichtet. Dennoch wurde versucht, mit dieser Konfiguration Aussagen für das weitere Vorgehen zu gewinnen. Nachdem sich an dem Influenzröhrchen bereits ein installierter Ladungsverstärker befand, wurde versucht, dessen Signal nicht nur zur Detektion des anfliegenden Teilchens zu nutzen, sondern gleichzeitig auch zur Registrierung entstehender Impactladung vor dem Target. Nachdem die Konfiguration ein sehr undefiniertes elektrisches Feld zur Folge hat, zum Beispiel durch den Einfluß des geerdeten Aufbaus, ist maximal eine Tendenz zu erwarten: unterschiedliche Spannungen an der das Influenzröhrchen tragenden Platte sollten die jeweils richtige Ladungsart detektieren.

Im Folgenden werden wiederum exemplarisch typische Meßsignale gezeigt. In Abb. 10.1 sieht man das Signal eines einfallenden Teilchens mit einer Geschwindigkeit von 4,197 km/s. Die positive Ladung erzeugt einen negativen Spannungspuls. Kurz darauf wird wiederum positive Ladung detektiert. Am Influenzröhrchen selbst lag keine Spannung an. Abb. 10.2 zeigt ein Signal, das unter fast gleichen Bedingungen gewonnen wurde und sowohl ein Signal vor dem Target, als auch ein Spektrum erzeugt hat. Bei Abbildung 10.3 lag dann am Röhrchen sowie der es tragenden Platte eine Spannung von + 500 V an. Damit sollte erreicht werden, daß negative Ladung detektiert wird, wie sie in Abb. 10.3 tatsächlich zu sehen ist. Das positiv geladene Teilchen erzeugt einen negativen Spannungspuls, anschließend wird, entsprechend der Vorspannung des Influenzröhrchens, negative Einschlagsladung registriert, die einen positiven Spannungspuls auslöst. Bei diesen Versuchen traten Störsignale auf, die für das starke Rauschen in dieser Grafik verantwortlich sind. Wird im Gegensatz dazu das Influenzröhrchen mit Trägerplatte negativ vorgespannt, erwartet man positive Impactladung. Dies zeigt Abb. 10.4, es handelt sich hierbei um ein klassisches MDC-Signal. Es muß noch angemerkt werden, daß all die gezeigten Signalformen unabhängig davon auftreten ob ein Spektrum gemessen wird oder nicht.

Als Ergebnis dieses Abschnitts ist festzuhalten, daß Messungen durchgeführt wurden, die für die Massen- und Geschwindigkeitsbestimmung nach dem MDC-Prinzip sprechen. Diese MDC-Signale treten unabhängig davon auf, ob ein Spektrum detektiert wurde oder nicht. Der Aufbau ist gegenüber dem MDC dabei sehr offen und das elektrische Feld undefiniert. Folglich ist damit zu rechnen, daß die meiste Impactladung, die vor dem Target entstand, verloren ging und die Trägerplatte nie erreichte.

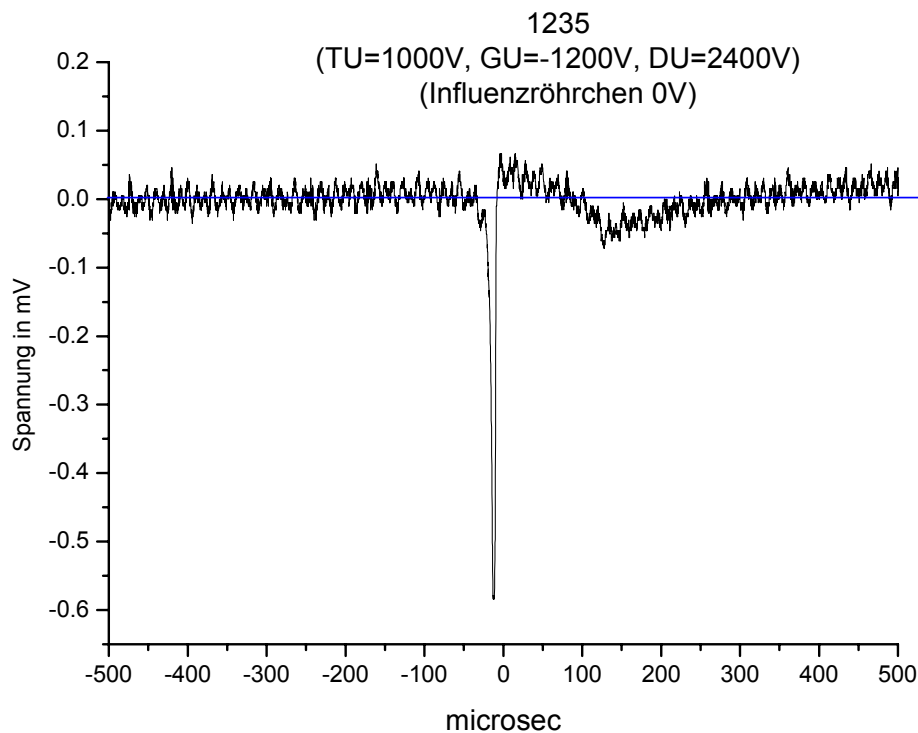


Abb. 10.1: MDC-Signal ohne detektiertes Spektrum 1235. Der scharfe Peak wird beim Durchflug des Influenzröhrchens erzeugt, kurz darauf wird wiederum positive Ladung gemessen. Das einfallende Teilchen hatte eine Geschwindigkeit von 4,197 km/s. Bei diesem Impact konnte kein Spektrum aufgezeichnet werden.

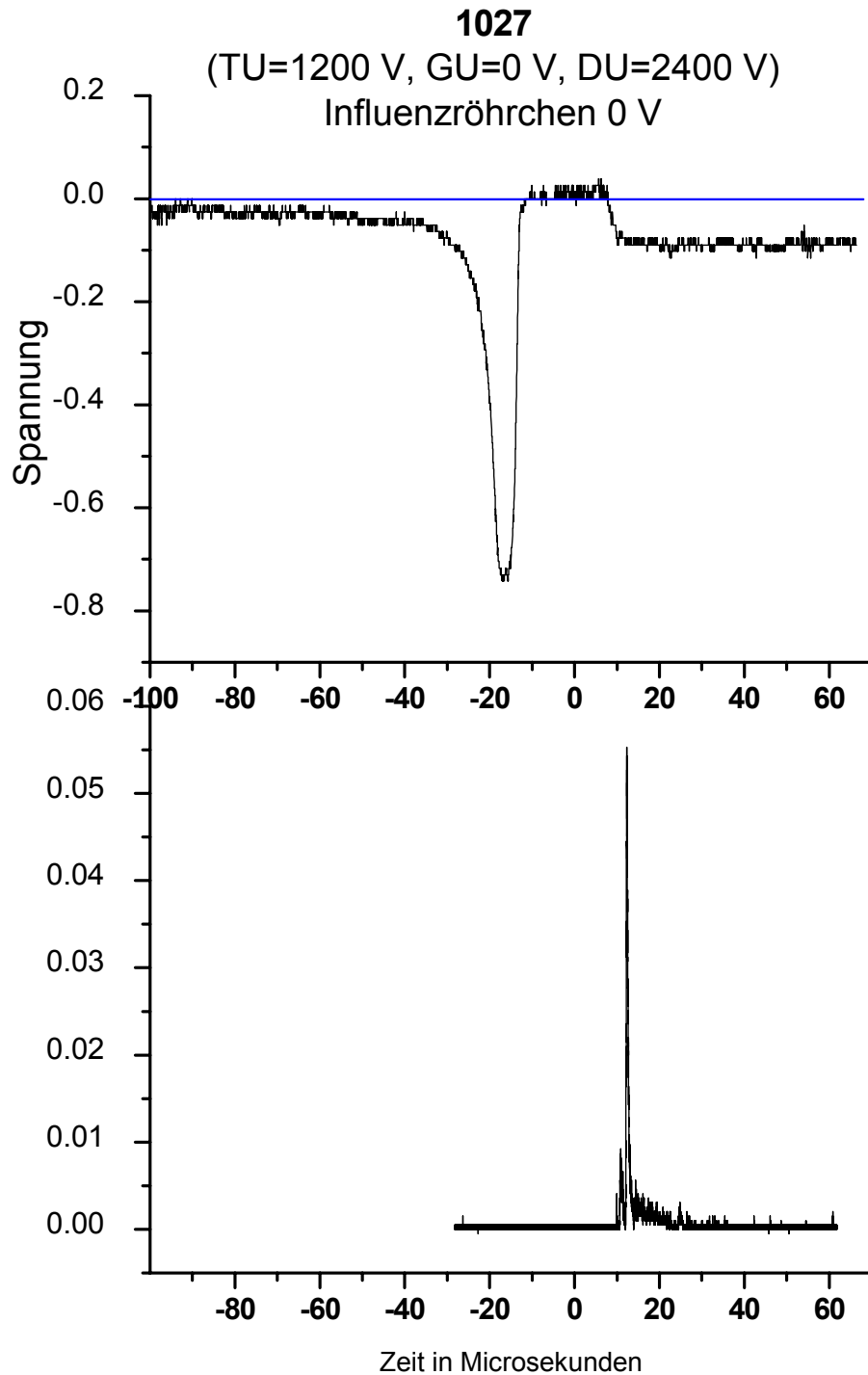


Abb. 10.2: Meßergebnis unter ähnlichen Bedingungen wie bei Abb. 10.1. Hier konnte jedoch ein Spektrum registriert werden. Das einfallende Teilchen hatte eine Geschwindigkeit von 3,802 km/s.

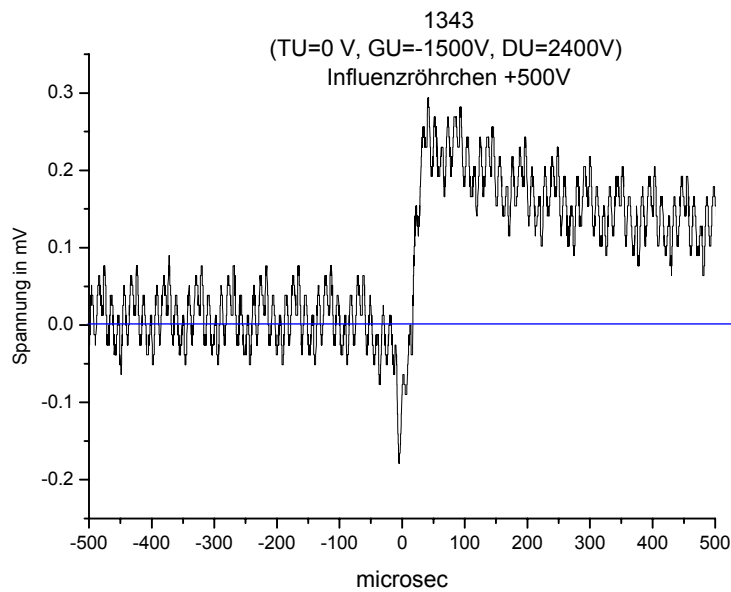


Abb. 10.3: Das Influenzröhrchen und seine Trägerplatte sind hier mit + 500 V vorgespannt. Somit rechnet man mit negativen Impactladungen, die auch tatsächlich zu sehen sind. Das einfallende Teilchen hatte eine Geschwindigkeit von 3,862 km/s. Störungen auf dem Meßkanal sind für das Zittern des Graphen verantwortlich.

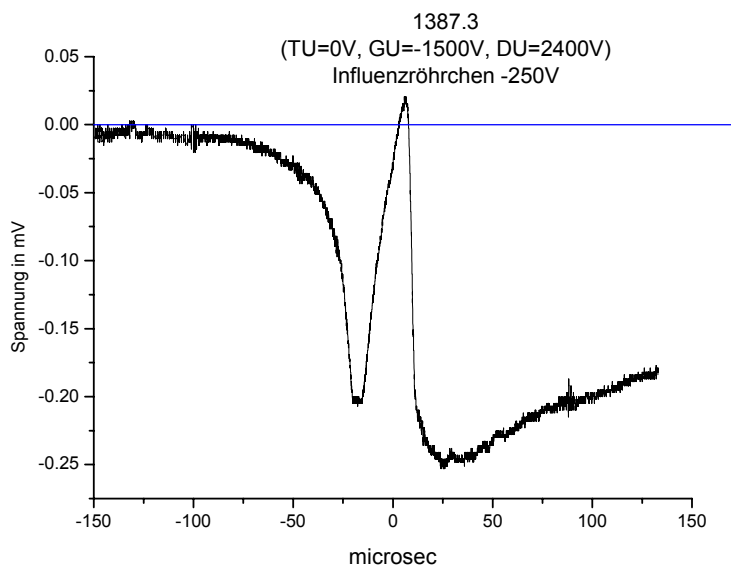


Abb. 10.4: Registrierung von positiver Impactladung durch negative Vorspannung des Influenzröhrchen und der Trägerplatte. Das einfallende Teilchen hatte eine Geschwindigkeit von 3,863 km/s. Dieses Signal entspricht einem typischen Signal wie es beim MDC auftritt.

## **10.2. Anordnung der Meßkampagne 2**

Bei den Experimenten der zweiten Versuchskampagne wurde versucht eine möglichst MDC-ähnliche Konfiguration zu verwenden. Dabei sollte auch das elektrische Feld vergleichbar sein. Die beiden Ladungskollektoren (siehe Abb. 8.17) hatten dieselbe Größe und wurden im selben Abstand voneinander montiert wie die des MDC. Ihr Abstand zur Honigwabe entsprach der Entfernung der MDC-Rückwand zu den MDC-Ladungskollektoren. Nachdem das Target bei diesen Versuchen mit +1800 V vorgespannt war, wurde zuerst ein Ladungskollektor auf +1600 V und der andere auf +2000 V gelegt. Allerdings konnte so das elektrische Feld des MDC nicht exakt nachgebildet werden, da die Versuchsanordnung offen war und daher Tankaufbauten das E-Feld beeinflussten. In Tabelle 8.5 sind die Messungen statistisch erfaßt. MDC-Signale, also Impactladung vor dem Target konnte in 91 % der 86 Einzelfälle registriert werden.

Im folgenden werden wiederum exemplarisch die Meßergebnisse dargestellt. In Abb. 10.5 sind die MDC-Signale eines Einzelimpacts zu sehen, der ein Spektrum erzeugt hat. Das Target ist mit +1800 V vorgespannt. Als Auffangelektrode für Elektronen dient, entsprechend den MDC-Spannungen, eine Platte mit einem Potential von +2000 V. Für die zweite Platte folgt eine Spannung von +1600 V. Die Messung ergibt jedoch, daß beide Platten negative Ladung registrieren. Dies legt nahe, daß die positiven Ladungsträger Flugbahnen haben, die nicht zu den Kollektoren, sondern zu Tankaufbauten führen. Um diese Hypothese zu testen, wurde, anstatt eine Platte mit +1600 V vorzuspannen, eine Spannung von 0 V angelegt. Damit bietet sich für die positive Ladung ein energetisch sehr viel günstigeres Ziel. Abb. 10.6 bestätigt diese Hypothese, Platte 1 detektiert positive Ladung. In Abb. 10.7 bestätigt sich dann dieser Effekt: die Spannung der Platte hat sich von 0 V auf – 200 V geändert.

Die gemessenen Signalformen entsprechen denjenigen des MDC. Letztlich ist aber die Frage zu beantworten, ob diese MDC-Signale ebenso mit Hilfe einer Kalibrierung zu Massen- und Geschwindigkeitsbestimmungen von einfallenden Staubteilchen verwendet werden können. Dazu werden die Gleichungen (10.1) und (10.2) verwendet. Die Kalibrierung des MDC beruht darauf, daß die Konstanten dieser Gleichungen

graphisch bestimmt werden. Abb. 10.8, 10.9, 10.12 und 10.13 zeigen die Diagramme, wie sie bei Münzenmayer [58] zu finden sind. Die Abbildungen 10.10, 10.11, 10.14 und 10.15 enthalten die entsprechenden Diagramme mit den in der Meßkampagne 2 aufgenommenen Signalen.

Bei den Anstiegszeiten fällt ein wesentlicher Unterschied auf. Die Anstiegszeiten im niedrigen Geschwindigkeitsbereich streuen von der erwarteten Größenordnung bis zu Werten, die eigentlich nur im hohen Geschwindigkeitsbereich auftreten sollten. Bei genauer Durchsicht der Signalformen ergibt sich hierfür eine einfache und plausible Erklärung: bei den Signalen mit sehr kurzen Anstiegszeiten wird keine Sekundärladung beobachtet. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß hier ein offener Aufbau verwendet wurde, der im Gegensatz zum MDC nicht einen Großteil der entstehenden Ladung sicher detektieren kann, ist es leicht vorstellbar, daß entstehende Ejekta im Vakuumtank verlorengehen und sie somit nicht zur Ladungsgenerierung beitragen können. Sieht man von diesem Effekt ab, entsprechen die Messungen den Erwartungen.

Bei der massenbezogenen Ladungsausbeute ist laut den Münzenmayerschen Diagrammen im niedrigen Geschwindigkeitsbereich mit einer Größenordnung von  $10^{-3}$  bis  $10^{-1}$  Coulomb pro Gramm sowohl für den Elektronen-, als auch den Ionenkanal zu rechnen. Diese Werte werden in den Diagrammen 10.14 und 10.15 bestätigt. Im hohen Geschwindigkeitsbereich konnten nur sehr wenige Meßpunkte erreicht werden. Sie liegen im Geschwindigkeitsbereich von 20 – 30 km/s. Die Erwartungen für den Elektronenkanal und den Ionenkanal liegen laut Münzenmayer bei  $1 - 10^{+2}$  Cb/g. Bei Platte 2 fallen die Ergebnisse mit Werten zwischen 1 und 10 Cb/g in diesen Bereich, bei Platte 1 sind sie mit einem Intervall von 0,01 bis 1 Cb/g deutlich niedriger. Wiederum könnte hierfür ein Ladungsverlust aufgrund der offenen Konfiguration verantwortlich sein. Dabei ist aber zu beachten, daß gerade im hohen Geschwindigkeitsbereich sehr wenig Meßpunkte zur Verfügung stehen.

Insgesamt ist aber festzustellen, daß die Meßwerte dem erwarteten Verhalten entsprechen und Abweichungen durch die spezielle Konfiguration plausibel erscheinen. Es ist also anzunehmen, daß eine Kalibrierung eines Gerätes zur Massen- und Geschwindigkeitsbestimmung nach dem MDC-Prinzip bei Verwendung eines Goldhönigwabentargets möglich ist.



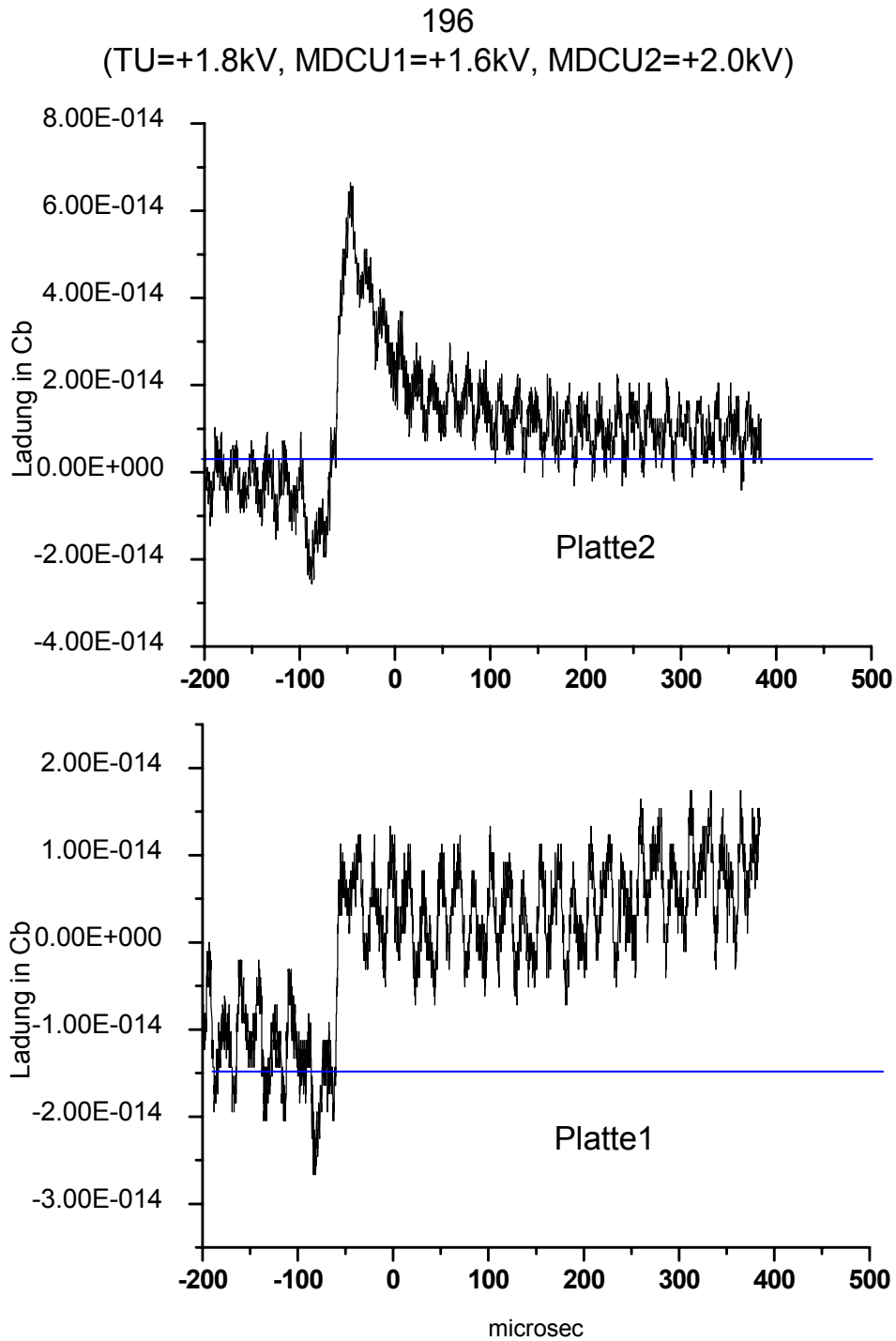


Abb. 10.5: MDC-Signale eines Einschlags, der ein Spektrum erzeugte. Die Ladungskollektoren liegen auf +1600 V und 2000 V. Beide Ladungskollektoren messen negative Ladung.

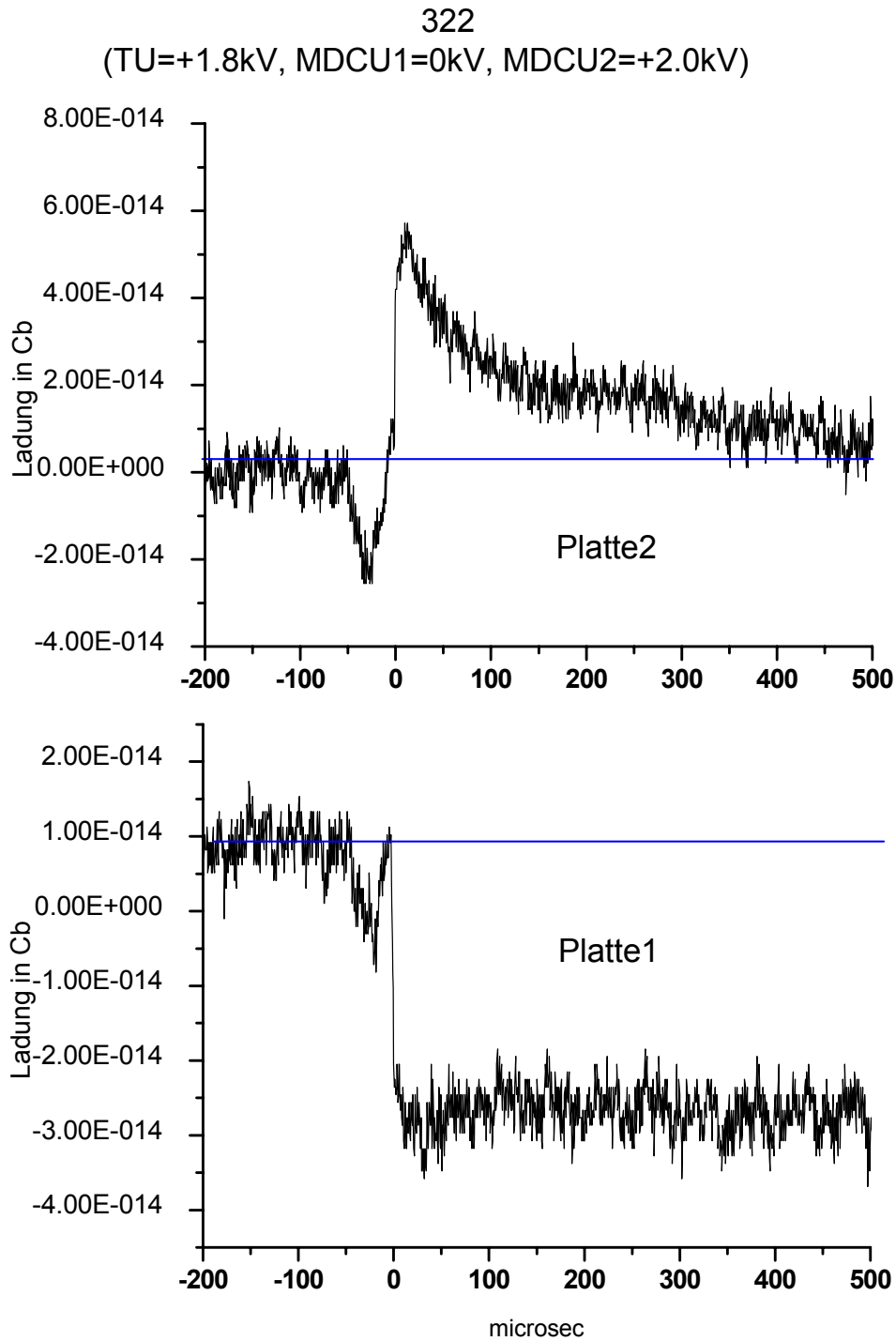


Abb. 10.6: MDC-Signale eines Einschlags, der ein Spektrum erzeugte. Die Ladungskollektoren liegen auf +0 V und +2000 V. Platte 1 mißt positive Ladung.

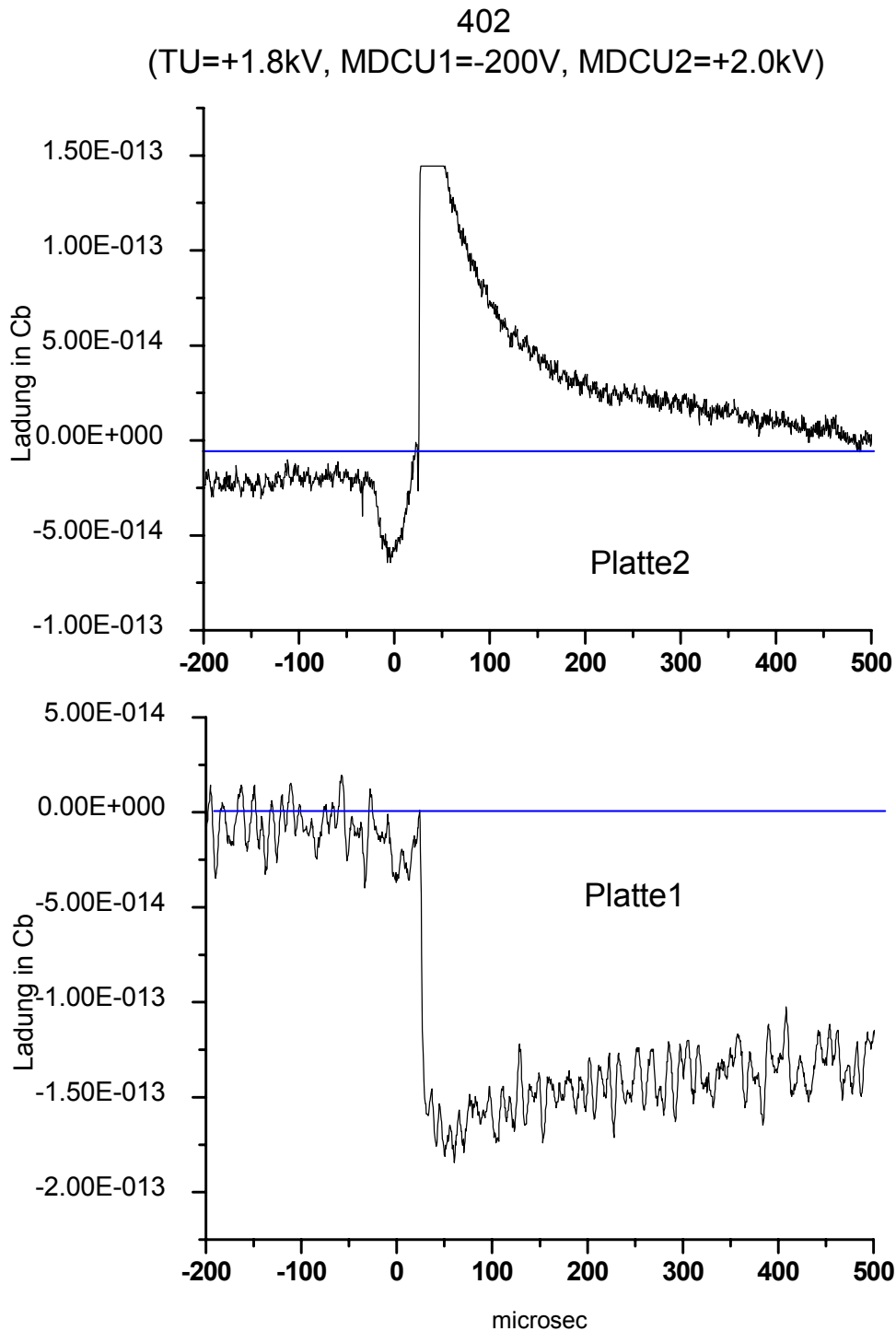


Abb. 10.7: MDC-Signale eines Einschlags, der kein Spektrum erzeugte. Die Ladungskollektoren liegen auf -200 V und +2000 V. Platte 1 mißt wiederum positive Ladung.

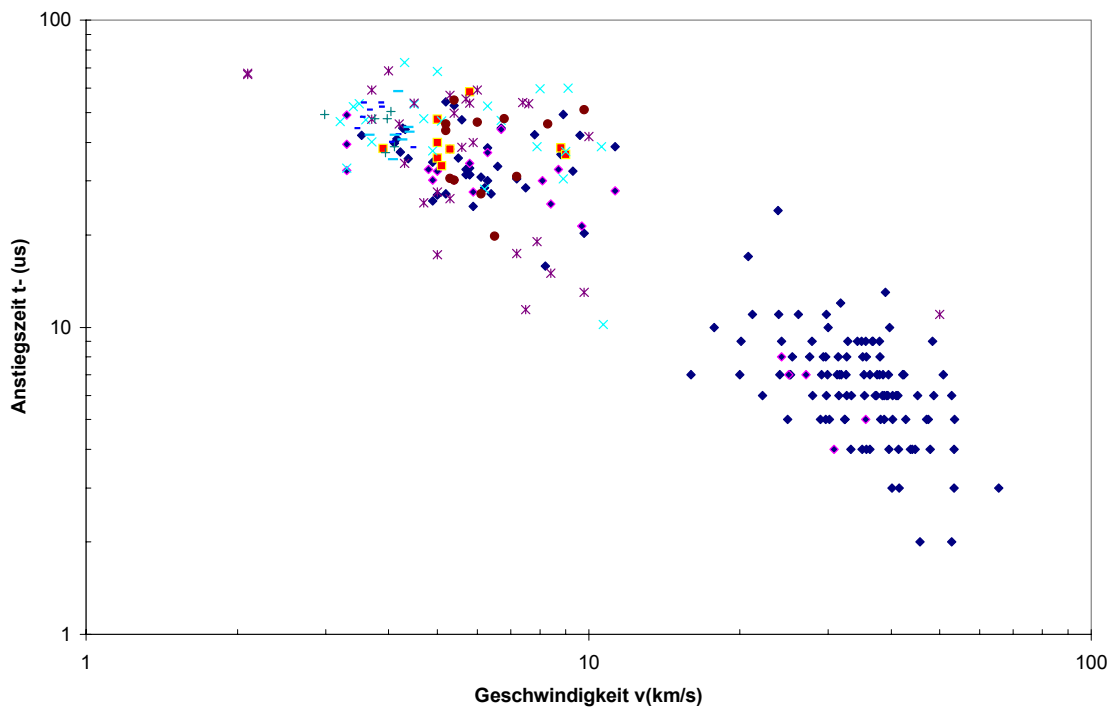


Abb. 10.8: MDC-Kalibrierungsdiagramm von Münzenmayer; Anstiegszeit –Elektronenkanal. Verschiedene Symbole bedeuten unterschiedliche Einschlagsorte.

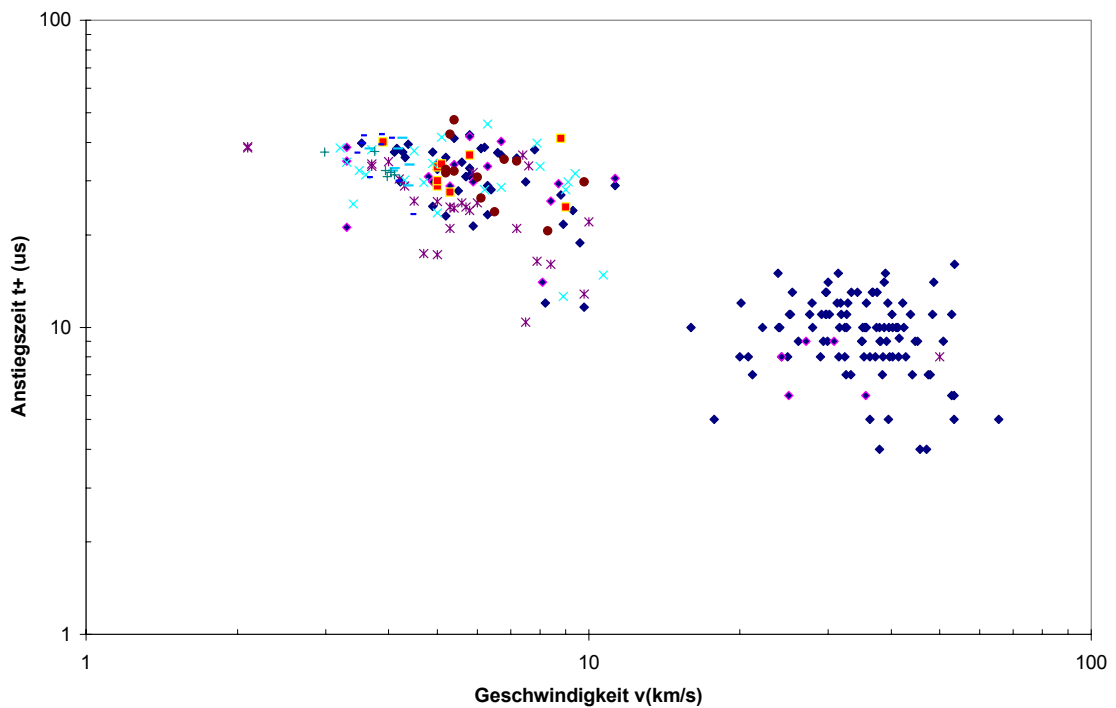


Abb. 10.9: MDC-Kalibrierungsdiagramm von Münzenmayer; Anstiegszeit Ionenkanal.

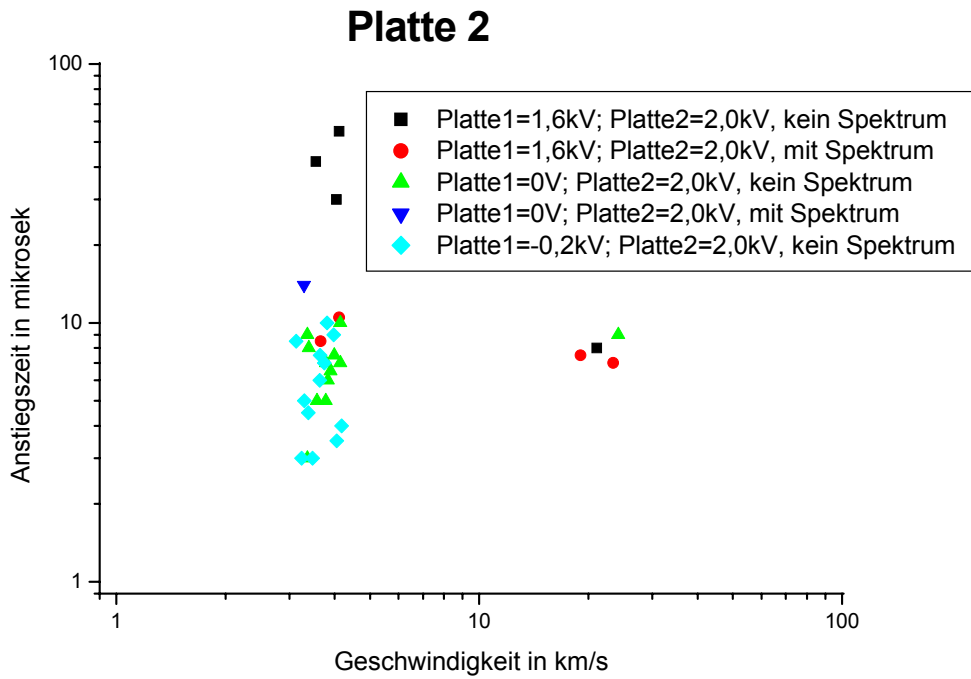


Abb. 10.10: Anstiegszeit an Platte 2

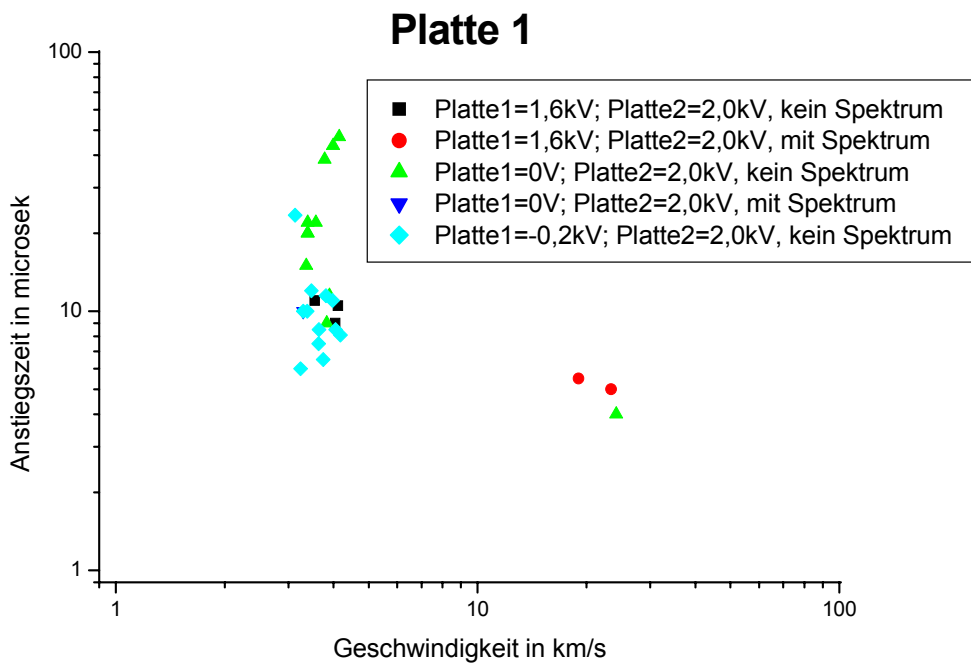


Abb. 10.11: Anstiegszeit Platte 1

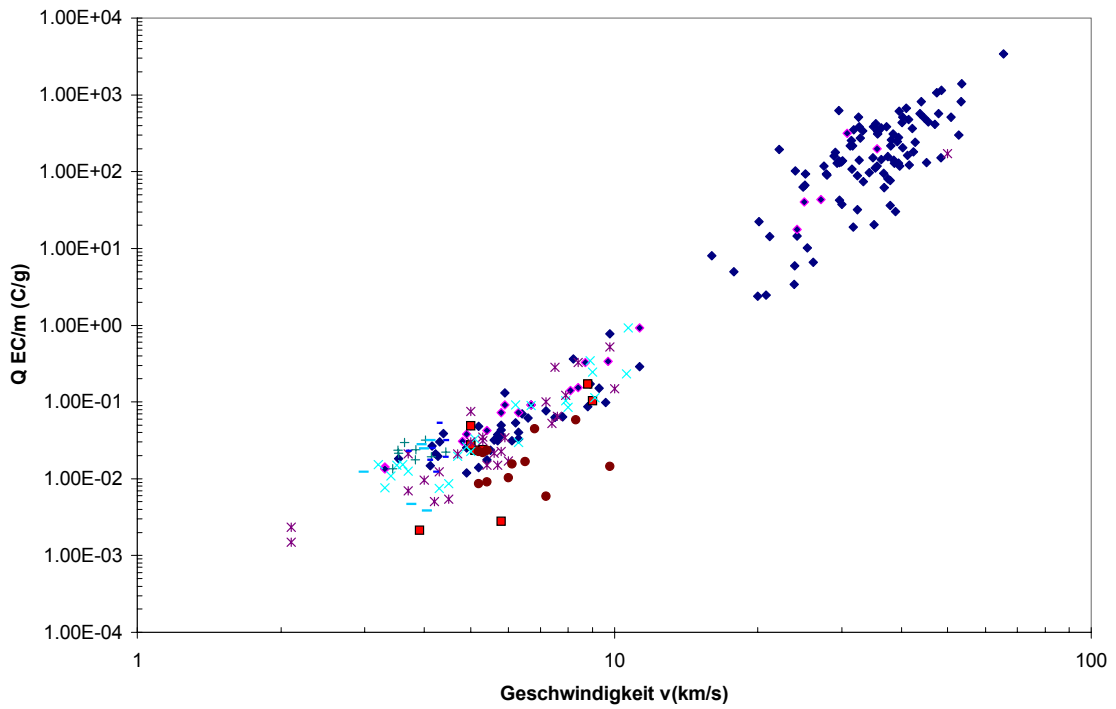


Abb. 10.12: MDC-Kalibrierungsdiagramm von Münzenmayer; Ladungsausbeute Elektronenkanal.

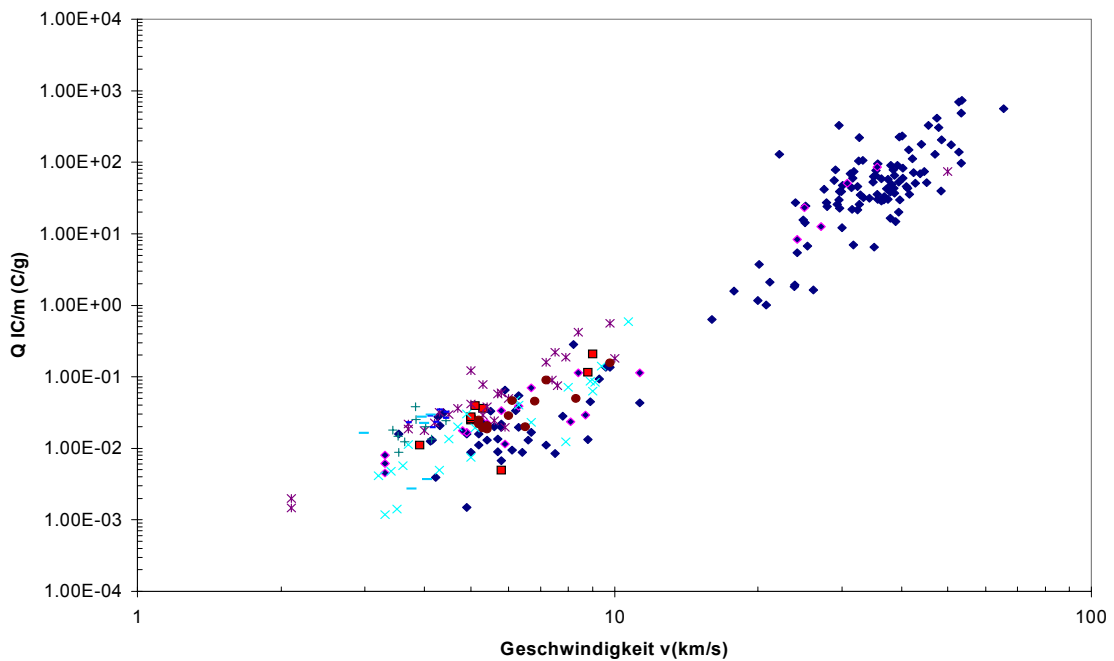


Abb. 10.13: MDC-Kalibrierungsdiagramm von Münzenmayer; Ladungsausbeute Ionenkanal.

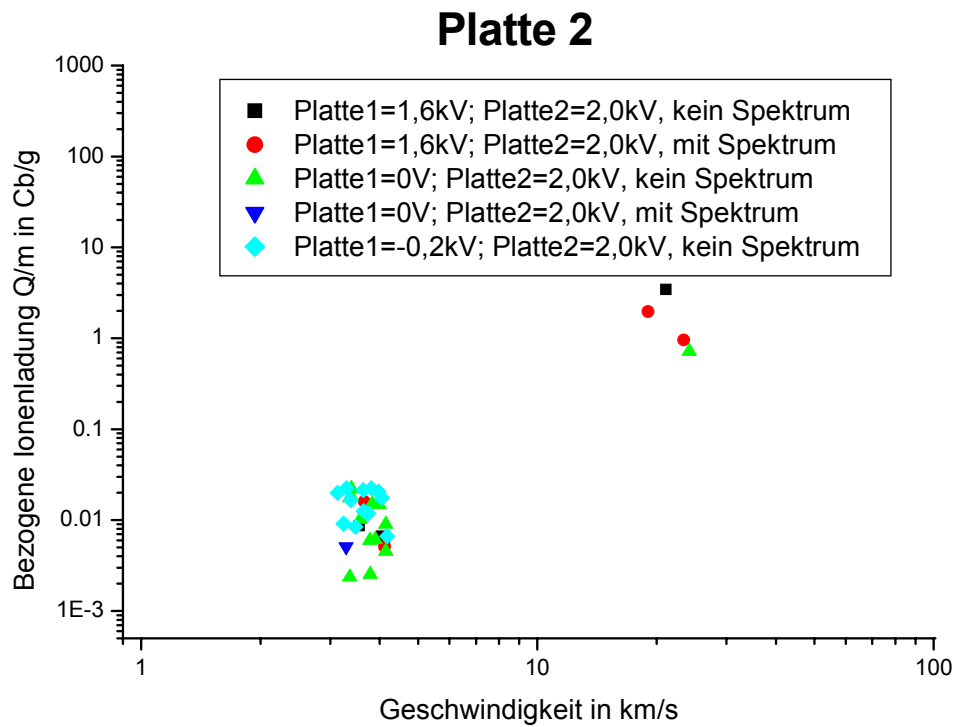


Abb. 10.14: Ladungsausbeute Platte 2.

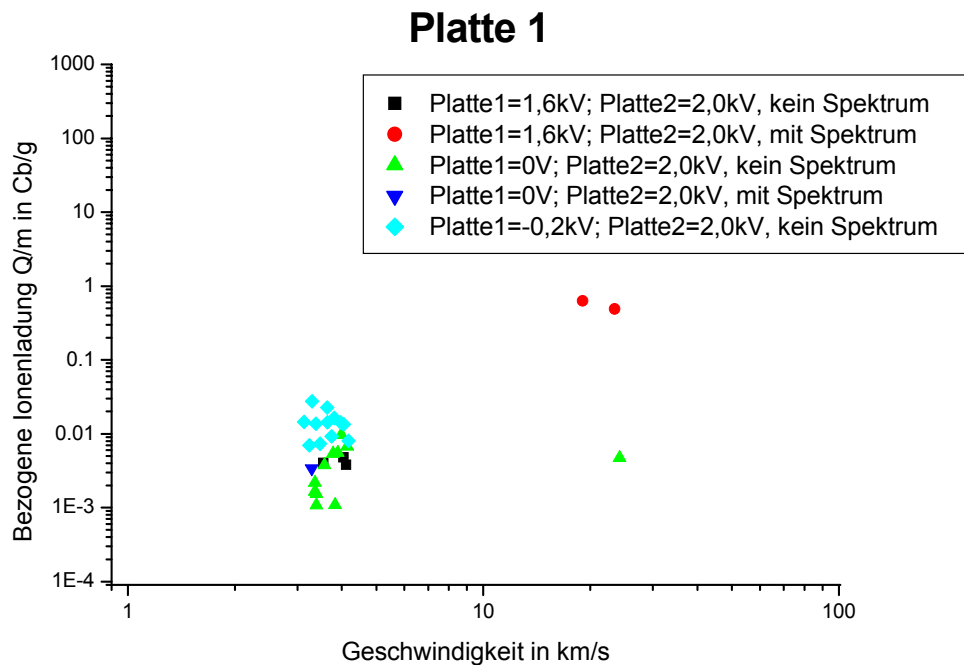


Abb. 10.15: Ladungsausbeute Platte 1.





## 11. Alternative Meßmethodik zum teildurchlässigen Target

Bisher wurde in dieser Arbeit lediglich die Ladungsentstehung beim Hochgeschwindigkeitseinschlag und deren Nutzung für Registrierexperimente diskutiert. Ein zweites Phänomen, das für solche Messungen in Frage kommt, ist die mit dem Einschlag verbundene Leuchterscheinung. Diese Möglichkeit wurde bereits in den sechziger Jahren bei der NASA untersucht (vgl. [61] und [62]). In den siebziger Jahren entstand in dem hier interessierenden Massenbereich der Staubteilchen die wesentliche Arbeit am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg (vgl. [63]). Eichhorn kommt darin zum Schluß, daß aus der Lichtemission auf die Masse und Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens geschlossen werden kann, da die maximale Intensität und das integrierte Gesamtlicht in unterschiedlicher Weise von der Einfallsgeschwindigkeit abhängen. In [65] gibt er den Anteil der kinetischen Energie eines einfallenden Teilchens mit der Masse  $10^{-11}$  g und einer Geschwindigkeit von 4 km/s, der in Licht umgewandelt wird, mit  $3 \cdot 10^{-4}$  an. Somit ist, wenn man eine Wellenlänge von 660 nm annimmt, mit einer Anzahl von  $10^6$  bis  $10^7$  Photonen zu rechnen. Moderne CCD-Kameras sollten mit heute üblichen Spektrometern in der Lage sein, mit dieser Anzahl von Photonen ein Spektrum aufzunehmen. (In den zitierten Arbeiten wurde mit Photomultipliern gearbeitet, bei spektralen Messungen wurden Wellenlängefilter vor diesen angebracht.)

Abb. 11.1 zeigt einen Versuchsaufbau, mit dem innerhalb eines zur Verfügung stehenden Messtages versucht wurde, mit einer Kamera vom Typ „4Picos“ der Firma

„Stanford Computer Optics, Inc.“ einen Einschlagsblitz zu detektieren. Innerhalb der kurzen Zeit gelang dies nicht, jedoch konnten Erkenntnisse über potentielle Störquellen gewonnen werden. Genaueres findet man bei [66]. Konzeptionell konnte ein neuer Ansatz gefunden werden. Bisherige Arbeiten sowie der Aufbau der Abbildung 11.1 haben den Nachteil, daß nur ein kleiner Anteil der Lichtenergie auch tatsächlich in die Optik eintritt. Dieses Problem könnte dadurch gelöst werden, daß der Lichtleiter gleichzeitig als Target dient, die Photonen also direkt am Entstehungsort auch registriert werden, womit sich Verluste durch Raumwinkel und Einkoppelung minimieren lassen (vgl. Abb. 11.2). Durch Bündelung von mehreren Lichtleitern wären auch größere Targetflächen realisierbar. Gleichzeitig ist unabhängig von dieser Methode noch parallel das Meßprinzip des MDC für Masse- und Geschwindigkeitsbestimmung anwendbar.

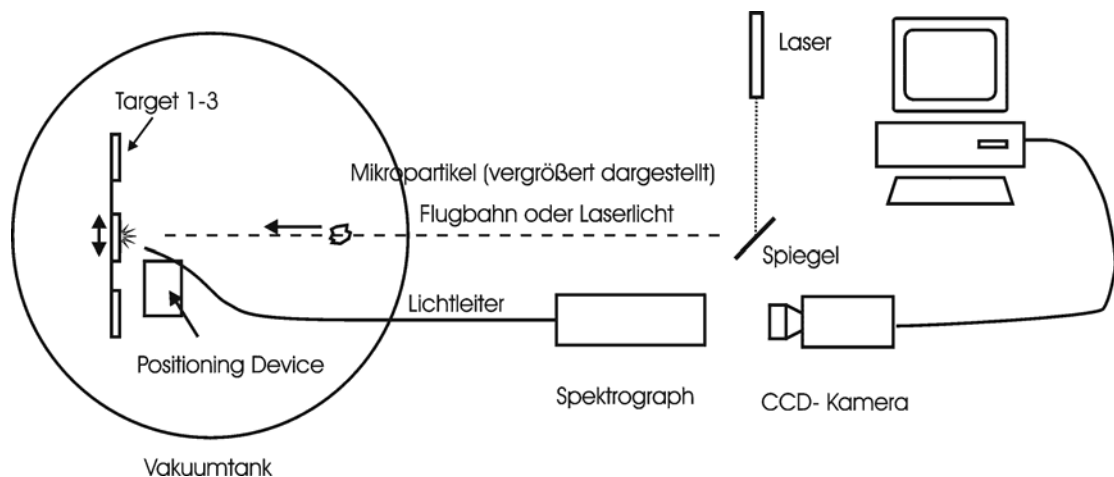


Abb. 11.1: Aufbau zur Detektierung eines Spektrums des Einschlagblitzes mit CCD-Kamera. Die Trennung von Target und Optik entspricht den Experimenten von [63] und [64].

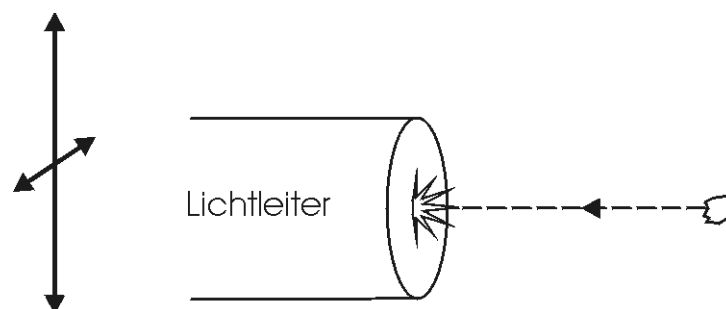


Abb. 11.2: Der Lichtleiter dient als optische Komponente und gleichzeitig als Target. Im Versuchstank ließ sich der Lichtleiter nur schwer in den Teilchenstrahl justieren. Für ein Weltraumexperiment müßten mehrere Lichtleiter gebündelt werden.

## 12. Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit ist eine Technologieentwicklung zur Detektion von kleinen Teilchen im Weltall. Es sollte überprüft werden, ob durch die Verwendung eines teildurchlässigen Targets ein Detektor gebaut werden kann, der sowohl Masse und Geschwindigkeit als auch die chemische Zusammensetzung eines einfallenden Teilchens bestimmen kann.

Am Anfang der Arbeit wurden die Themen „Staub im Weltall“ sowie „Weltraummüll“ als potentielle Anwendungsgebiete beschrieben. Beide Gebiete sind etablierte Wissenschaftsbereiche, die nicht als abgeschlossen zu betrachten sind, und somit weiterer Missionen bedürfen. Danach wird der Hochgeschwindigkeitseinschlag als die grundlegende Wechselwirkung zwischen den Staubteilchen und dem In-situ-Detektor dargestellt.

Durch die dabei auftretenden äußerst komplizierten Abläufe ist es bis heute nicht gelungen, eine abschließende Theorie zu formulieren. Sicher ist aber, daß bei einem Einschlagprozeß elektrische Ladungen generiert werden und diese zur Massen- und Geschwindigkeitsbestimmung solcher Ereignisse genutzt werden können und vielfach auch schon genutzt wurden. Zur chemischen Analyse der einfallenden Teilchen nutzt man das Verfahren der Time-of-flight-Massenspektroskopie, das in Kapitel 5 grundlegend erklärt wurde. Schließlich wurden ausgewählte relevante Geräte dargestellt, um den Stand der Technik zu dokumentieren.

Die praktischen Vorarbeiten und Vorüberlegungen wurden in Kapitel 7 dargelegt. Typische Signalarten, die auf einzelne Einschlagsereignisse rückführbar sind,

entsprechen in ihrer Form den am Fachgebiet Raumfahrttechnik bekannten Signalen der Baureihe MDC, so daß eine starke Indikation für die Möglichkeit eines TOF-Massenspektrometers vorliegt. Der Nachweis der Machbarkeit wurde dann in Kapitel 8 erbracht, es kommen lineare einstufige und zweistufige Geräte zum Einsatz. Kapitel 10 behandelte dann die Massen- und Geschwindigkeitsbestimmung des Teilchens während des Spektrometerbetriebs. Man kann davon ausgehen, daß dies ähnlich gut wie bei einem Gerät der MDC-Baureihe funktioniert.

Es ist also möglich, mit dem hier beschriebenen Target einen Detektor zu bauen, mit dem man Masse, Geschwindigkeit und chemische Zusammensetzung eines einschlagenden Teilchens bestimmen kann. Es ist aber nicht sichergestellt, daß dies bei jedem Einzelteilchen funktioniert. Es gibt Fälle, bei denen man nur Masse und Geschwindigkeit erhält oder nur Aussagen über die chemische Zusammensetzung. Im Idealfall erhält man alle Informationen. In der Konfiguration eines zweistufigen TOF-Massenspektrometers mit MDC-Platten vor dem Target konnten MDC-Signale in 90,7 % der Fälle, ein Spektrum in 58,1 % der Fälle registriert werden.

Bei Srama (vgl. [31]) wird vom Cosmic-Dust-Analyzer CDA ausgehend eine Modellbeschreibung wissenschaftlicher Raumsonden gegeben. Ausgehend von den in Abschnitt 6.1 gezeigten Untersystemen wird gezeigt, daß das wissenschaftliche Potential des integrierten Systems höher ist, als das der Summe der Einzelexperimente. Allerdings ist der Ressourcenverbrauch des CDA im Hinblick auf Masse und elektrische Leistung sehr hoch. Srama schlägt daher für zukünftige Staubmissionen als idealen Kompromiß der verschiedenen Anforderungen ein integriertes Gerät aus dem Primary Charge Detector QP-System (vgl. Abb. 6.3) und dem chemischen Analysator CAT (vgl. Abb. 6.5) vor. So ein Gerät wäre mit dem hier getesteten Target gut zu realisieren.

## Literatur

- [1] Schönfelder V.: *Einführung in die Astrophysik*. Vorlesung, 2 Auflage. Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Garching 1996.
- [2] Hofschuster G.: *Experimentelle Untersuchungen zur Stoßdynamik kleiner Kugeln*. Diplomarbeit am Fachgebiet Raumfahrttechnik, TU München, RT-DA 98/03, 1998.
- [3] Mann I.: *Eigenschaften und Verteilung kosmischer Staubteilchen als Komponenten der kleinen Körper im Sonnensystem*. Habilitationsschrift, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig. 1998.
- [4] Grün E., and DUNE-Team: *Dust observatory for galactic dust near earth (DUNE)*. Proposal as ESA F2/F3 flexi mission, 2000.
- [5] Sasaki S.: *Dust Ring / Torus around Mars, waiting for detection by NOZOMI*. In Adv. Space Res. Vol 23, No. 11, pp. 1907-1910, 1999.
- [6] ESA: *ESA Space Debris Mitigation Handbook*. Release 1.0, April 7, 1999.
- [7] Waldner D.: *Space Debris*. Semesterarbeit am Fachgebiet Raumfahrttechnik der TU München, RT-SA 01/05, 2001.
- [8] Klinkrad H. et. al.: *An introduction to the 1997 ESA MASTER model*. In *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> European Conference on Space Debris*. ESA SP-393, Darmstadt, 1997.

- 
- [9] Stark J., Nombro A.: *A model for the generation of micro-debris resulting from atomic oxygen impact*. In: Proceedings of the Second European Conference on Space Debris, ESA (SP-393), pp. 285 – 288, Darmstadt, 1997.
- [10] Drolshagen G., Svedhem H., Grün E., et. al.: *In situ measurement of cosmic dust and space debris in the geostationary orbit*. In: Proceedings of the Second European Conference on Space Debris, ESA (SP-393), pp. 129 – 134, Darmstadt, 1997.
- [11] Schobert D.: *Aluminiumoxid-Belastung niedriger Erdumlaufbahnen durch feststoffraketen-gestützte Platzierung geostationärer Satelliten*. Dissertation Fachgebiet Raumfahrttechnik TU München, 1996.
- [12] Jackson A., et. al.: *The historical contribution of solid rocket motors to the one centimeter debris population*. In: Proceedings of the Second European Conference on Space Debris, ESA (SP-393), pp. 279 – 284, Darmstadt, 1997.
- [13] Hickerson N.L.: *Stress wave propagation in solids*. In: High-Velocity impact phenomena, Editor Ray Kinslow, Academic Press, New York, 1970.
- [14] Zel'dovich Ya. B., Raizer Yu. P.: *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Academic Press, New York, 1967.
- [15] Hornung K., Drapatz S.: *Residual ionization after impact of large dust particles*. ESA SP-155, 23-37.
- [16] Drapatz S., Michel K.W.: *Theorie of shock-wave ionization upon high-velocity impact of micrometeorites*. Zeitschrift für Naturforschung 29a, 870-879, 1974.
- [17] Krüger F.R.: *Thermodynamics of ion formation by fast dissipation of energy at solid surfaces*. Zeitschrift für Naturforschung 38a, 385-394, 1983.
- [18] Krüger F.R.: *Ion emission from solid surfaces: Comparison of dust impact with other excitations*. ESA-SP-224, 49-54, 1984.
- [19] Krüger F.R., Kissel, J.: *Experimental investigations on ion emission with dust impact on solid surfaces*. ESA-SP-224, 43-48, 1984.
- [20] Budzikiewicz H.: *Massenspektrometrie – Eine Einführung*. 4. Auflage, Wiley-VCH-Verlag, Weinheim, 1998.

- [21] Ionov N.I., Mamyrin B.A., J. Tech. Phys., 23(11) , 2101, 1953.
- [22] Mamyrin B. A., Ionov N.I.: *TOFSMS for gas analysis with panoramic display*. Prospectus, International Exhibition, Brussels, 1958.
- [23] Mamyrin B. A.: *Laser assisted reflectron time-of-flight mass spectrometry*. International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes 131, pp. 1-19, 1994.
- [24] Halas H.: *Entwicklung eines Massenspektrometers zur Mikrometeoroidendetektion*. Diplomarbeit Fachgebiet Raumfahrttechnik TU München und Institut für Kernphysik, TU Wien, 2001.
- [25] Nitsch A.: *Anwendung von erweiterten Methoden der Massenspektrometrie zur Mikrometeoriden Analyse*. Semesterarbeit Fachgebiet Raumfahrttechnik, TU München, RT-SA 01/01, 2001.
- [26] Cotter R.J.: *Time-of-Flight Mass Spectrometry*. American Chemical Society, Washington DC, 1994.
- [27] Boesl U. et al.: *Laser ion sources for time-of-flight mass spectrometry*. International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes 131, pp. 87-124, 1994.
- [28] Wiley W.C., McLaren I.H., Rev. Sci. Instrum., 26, pp. 1150, 1955.
- [29] Weinkauff R., et. al.: Z. Naturforsch. Teil A, 44, 1219, 1989.
- [30] Boesl U.: MS-Time-of-flight Mass Spectrometer. US-Patent Nr. 5,032,722, (1991), German Patent Nr. DE 3920566 C2, (1993).
- [31] Srama R.: *Vom Cosmic-Dust-Analyzer zur Modellbeschreibung wissenschaftlicher Raumsonden*. Dissertation am Fachgebiet Raumfahrttechnik der TU München, 2000.
- [32] Kohlhasse C.: *Return to the saturnian system*. The Planetary Report 8, 4, 1993.
- [33] Simpson, J. A., Rabinowitz, D., Tuzzolino, A. J.: *Cosmic dust investigations: PVDF detector signals dependence on mass and velocity for penetrating particles*. Nucl. Instr. Meth. 611, A279, 1989.

- 
- [34] Simpson, J. A., Tuzzolino, A. J.: *Polarized polymer films as electronic pulse detectors of cosmic dustparticles*. Nucl. Instr. Meth. 187, A236, 1985.
- [35] Simpson, J. A., Tuzzolino, A. J.: *Cosmic dust investigations: II. instruments for measurement of particle trajectory, velocity and mass*. Nucl. Instr. And Methods in Physics Res., A279, 625-639, 1989.
- [36] Igenbergs E., Hüpdepohl A. et al.: *The Munich Dust Counter - A Cosmic Dust Experiment on Board of the MUSES-A Mission of Japan*. In „Origin and Evolution of Interplanetary Dust“ (eds. A.C. Levasseur-Regourd and H. Hasegawa), Kluwer Tokyo, 45-48, 1991
- [37] Igenbergs E., Hüpdepohl A. et al.: *The Present Status of the Munich Dust Counter Experiment on Board of the HITEN Spacecraft*. In „Origin and Evolution of Interplanetary Dust“ (eds. A.C. Levasseur-Regourd and H. Hasegawa), Kluwer Academic Publishers, Tokyo, pp. 15, 1991.
- [38] Münzenmayer R., Igenbergs E.: *Die japanische Marsmission Planet-B und die deutsche Beteiligung in Form eines Mikrometeoroidendetektors*. DGLR-Jahrestagung 1997.
- [39] Institut of Space and Astronautical Science, SES Data Center: *PLANET-B Prelaunch Report*. May 1998.
- [40] Kissel J., Krüger F.: *Die chemische Zusammensetzung des Kometenstaubes bei P/Halley*. Sterne & Weltraum 26, Seiten 191-194, 1987.
- [41] Kissel J.: *The Giotto Particulate Impact Analyser*. Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany.
- [42] Hamabe Y., Sasaki S., Ohashi H., et. al.: *Development of a new reflectron type TOF massspectrometer for dust analysis in space*. GUCS-Meeting Heidelberg, 2001.
- [43] Grün E., et. al.: *Das HELIOS-Mikrometeoritenexperiment (Sonnensonde A und B – Experiment 10)*. Bundesministerium für Forschung und Technologie BMFT-FB W 79-09, 1979.



- [44] M. Stübiger et al.: *Laboratory simulation improvements for hypervelocity micrometeorite impacts with a new dust particle source*. Planetary & Space Science, Vol. 49/8, pages 853-858, Pergamon Press, June 2001.
- [45] H. Dietzel: *Laufzeitspektrometrische Analyse von Plasmen bei Einschlagsvorgängen*. Dissertation Universität Heidelberg, 1972.
- [46] H.-J. Hoffmann: *Entwicklung eines Detektors zur Massen- und Geschwindigkeitsanalyse von kosmischen Staubteilchen*. Dissertation Universität Heidelberg, 1971.
- [47] E. Grün: *Massenspektrometrische Analyse von Ionen beim Aufschlag schneller Staubteilchen*. Dissertation Universität Heidelberg 1970.
- [48] W. Reschauer: *Untersuchungen zum Hochgeschwindigkeitseinschlag*. Dissertation Technische Universität München, Lehrstuhl Raumfahrttechnik, 1994.
- [49] Hofschuster G., et al.: *Meßergebnisse von Hochgeschwindigkeitseinschlägen auf Honigwabenstrukturen*. Technischer Bericht, Fachgebiet Raumfahrttechnik, TU München RT-TB 01-01, 2001.
- [50] Igenbergs E., Hüdepohl A. et al.: *The Munich Dust Counter - A Cosmic Dust Experiment on Board of the MUSES-A Mission of Japan*. In „Origin and Evolution of Interplanetary Dust“ (eds. A.C. Levasseur-Regourd and H. Hasegawa), Kluwer Tokyo, 45-48, 1991.
- [51] E. W. Becker et al.: *Fabrication of microstructures with high aspect ratios and great structural heights by synchrotron radiation lithography, galvanofforming, and plastic moulding (LIGA process)*. Microelectronic Engineering 4, 1986.
- [52] W. Menz et al.: *Microsystem Technology*. WILEY-VCH. Weinheim. 2001.
- [53] J. F. Friichtenicht, J. C. Slattery: *Ionisation associated with hypervelocity impact*. NASA TN D-2091, 1963.
- [54] W. Knabe: *Untersuchungen am Einschlagsdetektor für die Galileo- und ISP-Mission*. Diplomarbeit am MPI für Kernphysik Heidelberg.

- [55] W. Falk: *Untersuchung über ionenerzeugende Prozesse beim Einschlag schneller Staubteilchen auf Metalloberflächen*. Dissertation an der Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 1980.
- [56] H. Iglseder: *Ladungsemission beim Hochgeschwindigkeitseinschlag*. Dissertation am Lehrstuhl für Raumfahrttechnik der TU München, 1986.
- [57] J. R. Göller: *Kalibrationsmessungen an Mikrometeoritendetektoren für die Missionen ULYSSES, GALILEO und GIOTTO*. Dissertation an der Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg.
- [58] R. Münzenmayer: *Beiträge zur experimentellen Erforschung des Staubes im Weltall*. Dissertation am Fachgebiet Raumfahrttechnik der TU München, 1995.
- [59] H. Dietzel et al.: *The HEOS 2 and HELIOS micrometeoroid experiments*. J. Phys. E, Scientif. Instr. 6, 209.
- [60] J. Doyé: *E-Feld Simulation eines Time-Of-Flight-Massenspektrometers im Rahmen der Weiterentwicklung des MDC*. Semesterarbeit RT-SA 01-16, Fachgebiet Raumfahrttechnik, TU München.
- [61] J. F. Friichtenicht: *Experiments on the Impact-Light-Flash at high velocities*. NASA CR-416, 1965.
- [62] B. Jean, T. L. Rollins: *Impact Flash for Micrometeoroid Detection*. NASA CR 92/22, 1968.
- [63] G. Eichhorn: *Untersuchung der Lichtemission bei Hochgeschwindigkeitseinschlägen*. Dissertation Ruprecht-Karl-Universität Heidelberg, 1974.
- [64] G. Götting: *Das Impact-Leuchten – Ein Indikator für die Vorgänge bei Hochgeschwindigkeitskollisionen*. Dissertation Technische Universität München, Fachbereich Maschinenwesen, 1977.
- [65] G. Eichhorn: *Measurements of the light flash produced by high velocity particle impact*. In Planet. Space. Sci., Vol 23, pp. 1519 to 1525. Pergamon Press, 1975.
- [66] M. Röpper: *Spektrale Untersuchung des Impactleuchtens*. Semesterarbeit Fachgebiet Raumfahrttechnik RT-SA 00/15, 2000.