

eDoc 668539

Stefan Lindig

**Aufbau eines dE-E-Teleskopdetektors für ERDA
und
Reichweitenmessung von Wasserstoff in
oberflächennahen a-C:H bzw. a-C:D Schichten
mit ERD-Ionenstrahlanalyse**

Installation of dE-E-Telescope Detector for ERDA
and
Measurements of Range of Hydrogen in
Near Surface a-C:H and a-C:D Layers
with ERDA

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
Boltzmannstraße 2, D-85748 Garching bei München

**Aufbau eines dE-E-Teleskopdetektors für ERDA
und
Reichweitenmessung von Wasserstoff in
oberflächennahen a-C:H bzw. a-C:D Schichten
mit ERD-Ionenstrahlanalyse**

Installation of dE-E-telescope detector for ERDA
and
Measurements of Range of Hydrogen in Near
Surface a-C:H and a-C:D layers with ERDA

Stefan Lindig

Dieser IPP-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt. Die Arbeit entstand im Rahmen der Zusammenarbeit zwischen dem IPP und EURATOM auf dem Gebiet der Plasmaphysik. Alle Rechte vorbehalten.

This IPP-Report has been printed as author's manuscript elaborated under the collaboration between the IPP and EURATOM on the field of plasma physics. All rights reserved.

Abstract

This dissertation describes the installation and the operation of an ERDA (elastic recoil detection analysis) telescope detector used to analyse hydrogen (H, D) isotopes in near surface layers with a helium ion beam. Hydrogen was implanted in hard a-C:H and a-C:D layers with energies ranging from 0.5 keV to 8 keV. The ERDA detector measured the range of the implanted hydrogen and deuterium atoms.

ERDA Detector System

The ERDA detector system has a fixed scattering angle of 30 degree with respect to the incident beam. Two detectors (one thin and one thick) of the type Si semiconductor surface barrier are employed in the experiment. In front of the end detector (a fixed 100 μm thick Camberra detector), it is possible to place either a thin (5.1 μm) Ni-foil (used as foil-ERDA) or a thin (9.3 μm) Ortec transmission detector. Moreover the thick end detector may be used without any foil or transmission detector. The scattered helium ions can not penetrate the transmission detector and the foil, therefore only hydrogen and deuterium isotopes spectra are measured. After amplification the spectrum is shown on a multi channel analyser (MCA). Different isotopes can be distinguished by their different energies. If the analysed a-C:H/D layers are thick ($> 500 \text{ nm}$), the energy spectra superpose themselves because their energy loss in the layer increases. The University of Linz developed for this particular situation a special 2-dim-MCA (M2D), which may be used on the telescope-ERDA [3]. In this telescope arrangement both detectors are switched in coincidence. On the M2D the y-axis shows the energy loss of the recoils in the transmission detector while the x-axis shows the corresponding rest energy in the end detector. It is therefore possible to distinguish different isotopes by their specific energy loss in the transmission detector.

a-C:H and a-C:D Layers

Hard a-C:H and a-C:D layers are deposited on a Si single crystal by rf-glow plasma discharge of CH_4 and CD_4 gases with a ratio H to C of around 0.5. The deposited layers ($\sim 420 \text{ nm}$) thickness is measured mechanically by a profilometer. The carbon concentration of the layers is measured by RBS (Rutherford back scattering) with 1.5 MeV protons, while the hydrogen and deuterium concentration by ERDA with 2.6 MeV helium. The deuterium concentration is also compared with one obtained using NRA (nuclear reaction analysis) with 790 keV ^3He (the reaction is: $\text{D}(^3\text{He},\text{p})^4\text{He}$). Deuterium is implanted in a-C:H layers with a fluency of $10^{17} \text{ atoms/cm}^2$ at energies ranging between 0.5 and 8 keV. This fluency still prevents saturation of deuterium in carbon [6]. The same fluency and energies are used for hydrogen.

Implanted Isotopes (H,D) Range and Results

The energy spectrum of a-C:H is measured by the foil-ERDA, while the one of a-C:D by the telescope-ERDA. A code named LORI calculates the implantation depth profile using the stopping power data from Andersen and Ziegler and the Bragg's rule. The range was determined as the first moment of depth distribution. In [19] it is shown that, in hard a-C:H films, the effective stopping power is ~ 1.4 times larger than the one predicted by Bragg's rule for incoming helium and outgoing hydrogen within the ERDA energy range with a 2.6 MeV helium ion beam. Therefore, in order to determine the real range, the LORI's results have to be divided by 1.4. The error bars are determined by the uncertainty in the isotope energy and in the geometry. The main source of error is the uncertainty in the scattering angle due to a tolerance of ~ 2 degrees in the position of the sample holder. As the recoil energy depends strongly on the scattering angle, a great effort during this dissertation was dedicated to determine the scattering angle as accurately as possible. However an uncertainty of ~ 0.5 degree still remains. The implantation range is simulated by the code TRIM which also uses the Bragg's rule. The simulation results lie inside the uncertainties of the original but not of the corrected (factor 1.4) LORI's evaluation. The stopping power for this low energy range (0.5 to 8 keV) is still unknown at the time this report is being written. A further TRIM simulation, with an electronic stopping power increased by a factor of 1.5, yields to an implantation range which also lies inside the uncertainty of corrected LORI's evaluation. From the result of this work it appears that, similarly to what has to be done for the high energy range ($\sim 1.5 \text{ MeV}$), also the stopping power at low energies (0.5 to 8 keV) in hard a-C:H layers needs to be corrected by a factor of ~ 1.4 .

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein ERDA-Teleskop-Detektor (elastic recoil detection) zur Analyse von Wasserstoffisotopen in oberflächennahen Schichten mit Heliumionen konstruiert. Mit diesem Detektor wurden Reichweiten von Wasserstoff (H,D) gemessen, welcher mit Energien von 0,5 bis 8 keV in harte a-C:H- und a-C:D-Schichten implantiert wurde.

ERDA-Detektor-System

Das ERDA-Detektor-System ist für einen festen Streuwinkel $\Theta=30^\circ$ installiert. Als Detektoren werden Halbleiter-Sperrschicht-Zähler aus Silizium verwendet, die einfallende Ionen energie-dispersiv messen. Vor einem dicken End-Detektor (100 μm -Sperrschicht) der Firma Canberra kann entweder eine 5,1 μm dicke Folie aus Nickel als Folien-ERDA-Betriebsart oder ein dünner Transmissionsdetektor (9,3 μm Sperrschicht) der Firma Ortec als Teleskop-ERDA gewählt werden. Der dicke End-Detektor kann auch solo betrieben werden. Die Folie oder den Transmissionsdetektor können keine Heliumionen durchdringen, so daß nur Energiespektren von Wasserstoffisotopen nach Verstärkung an einem Multichannelanalyser (MCA) erhalten werden. Für Teleskop-ERDA wird ein spezieller 2-dim-MCA verwendet, der als PC-Einsteckkarte an der Universität Linz entwickelt wurde [3]. Die Wasserstoffisotope können durch ihre Energie unterschieden werden. Stammt der Wasserstoff aus dicken Schichten (ab ca. 500 nm), so überlappen die Energiespektren der Isotope. Mit Teleskop-ERD-Analyse können Isotope auch bei dicken Schichten aufgrund ihres spezifischen Energieverlustes im Transmissionsdetektor unterschieden werden.

a-C:H / a-C:D -Schichten

Im HF-Plasmaverfahren wurden mit CH_4 - und CD_4 - Plasmen harte a-C:H und a-C:D-Schichten ((H,D)/C von ca. 0,5) auf Siliziumträgern abgeschieden. Die Dicke der Schichten wurde mechanisch durch ein Profilometer zu 420 nm gemessen. Mit Laserinterferenz konnte der Brechungsindex der Schichten zu ca. 2,1 bestimmt werden. Der Gehalt an Kohlenstoff und Wasserstoff (H,D) wurde durch RBS mit Protonen und ERDA mit Helium gemessen. Zusätzlich wurde der Deuteriumgehalt mit einer ^3He -NRA-Messung überprüft.

Diese Kohlenwasserstoffschichten wurden mit 10^{17} Atom/cm² des jeweils anderen Wasserstoffisotops mit Energien im Bereich von 0,5 bis 8 keV implantiert. Nach [6] wird dabei noch keine Sättigung von Deuterium in Kohlenstoff erreicht. Für Wasserstoff wurde die gleiche Fluenz verwendet.

Reichweite des implantierten Wasserstoffs (H,D) und

Ergebnis

Von den implantierten a-C:H-Proben wurden mit Folien-ERDA, von den a-C:D-Proben mit Teleskop-ERDA Energiespektren gemessen. Die Reichweite der Implantate wurde mit dem Computerprogramm LORI aus den Energiespektren errechnet. LORI berechnet mit den Stoppingwerten von Andersen und Ziegler [13,14] nach der Bragg'schen Regel das Gesamtstopping in der Schicht und die Tiefenverteilung des Wasserstoffgehaltes in den Kohlenwasserstoffschichten. Aus der Tiefenverteilung wird die mittlere Reichweite und die Varianz σ^2 (2. Moment der Verteilung) berechnet.

In [19] wird gezeigt, daß in harten a-C:H-Schichten durch chemische Bindungen (COB-Modell) ein um den Faktor 1,4 höheres effektives Stopping für 2,6 MeV-He-ERDA-Analyse existiert als durch die Bragg'sche Regel berechnet wird. Das effektive Stopping für ERDA wird aus dem Stopping der eindringenden He-Ionen (2,6 MeV) und dem der austretenden Wasserstoffionen (H : 1,2 MeV, D : 1,7 MeV) gebildet. Der Faktor gilt auch dann, wenn nur das Stopping von Wasserstoff in a-C:H bei diesen Energien betrachtet wird. Für niedrigere Energien (0,5 - 8 keV), die hier bei der Implantation verwendet wurden, ist das Stopping noch nicht gemessen worden.

Um die tatsächliche Reichweite zu bestimmen, wurden deshalb die mit LORI ausgewerteten Reichweiten durch den Faktor 1,4 geteilt. Der Fehler der Reichweitenmessung wurde durch Gleichung (7.10) abgeschätzt, welche die Tiefe durch die Energieunsicherheit der Isotope und der Geometrie beschreibt. Der Fehler entsteht vor allem durch die Unsicherheit des Streuwinkels aufgrund der mechanischen Ungenauigkeit der Manipulatorsteuerung von ca. 2°. Da die Energie des gestoßenen Wasserstoffs (H,D) empfindlich vom Streuwinkel abhängt, wurde in dieser Arbeit versucht, den Streuwinkel so gut wie möglich aus den gemessenen Energiespektren zu rekonstruieren. Dabei blieb ein Restfehler des Streuwinkels von ca. 0,5° bestehen.

Die Implantationen wurden mit einem Simulationsprogramm TRIM simuliert, das die Flugbahnen der Ionen in amorphen Festkörpern verfolgt bis diese ihre Energie vollständig verloren haben (Implantation) oder den Festkörper wieder verlassen. TRIM verwendet ebenfalls ein Stopping, das nach der Bragg'schen Regel berechnet wird. Die Reichweiten der TRIM-Simulation liegen innerhalb der Fehlergrenzen der mit LORI ausgewerteten Reichweiten. Da die tatsächlichen Reichweiten nach [19] um den Faktor 1,4 kleiner sind als die ausgewerteten, liegen die mit TRIM simulierten Reichweiten teilweise deutlich außerhalb der Fehlergrenzen. Eine weitere Simulation mit einem um mindestens 1,5-fach erhöhten elektronischen Stopping ergibt eine Reichweite, die wieder innerhalb der Fehlergrenzen der tatsächlichen Reichweite liegt. Als neues Erkenntnis dieser Arbeit existiert damit ein deutlicher Hinweis, daß das tatsächliche Stopping von Wasserstoff (H,D) in harten a-C:(H,D)-Schichten auch für niedrige Energien (0,5 - 8 keV) erhöht ist. Der Korrekturfaktor des Bragg'schen Stoppings für niedrige Energien hat bei diesen Schichten einen ähnlichen Wert wie 1,4 für den hohen Energiebereich.

Inhalt

	Seite
Symbole und Konvention.....	3
Einleitung und Aufgabenstellung.....	5
1. Wechselwirkung von Ionen mit Materie	7
1.1. Stopping.....	7
1.2. Elastische Stöße.....	9
1.3. Channeling.....	11
2. Detektoren.....	12
3. Analyseverfahren.....	14
3.1. RBS.....	14
3.2. Folien-ERDA.....	18
3.3. Teleskop-ERDA oder dE-E-ERDA.....	21
3.4. NRA.....	23
4. Beschreibung der Computersimulationen.....	25
4.1. TRIM.....	25
4.2. SIMNRA.....	25
4.3. LORI.....	27
5. Konstruktion des Detektorsystems.....	28
5.1. Mechanische Teile.....	28
5.2. Blende und Raumwinkel.....	33
5.3. Bestimmung der Foliendicke.....	37
5.4. Bias-Spannungsquelle für dE-Detektor.....	38
5.5. Anschluß an Verstärker, ADC und 2D-MCA.....	40
6. Herstellung der a-C:H und a-C:D Schichten.....	41
6.1. Beschichtungsanlage.....	41
6.2. Beschichtung.....	42
6.3. Bestimmung des H/C und D/C Verhältnisses.....	45
6.4. Implantationen.....	47
6.5. Erbiumhydrid(eich)probe.....	48
7. Tiefenprofil von D in a-C:H	50
7.1. Kalibrierung und Messung.....	50
7.2. Auswertung.....	54
7.3. Fehlerabschätzung und Ergebnis.....	58
8. Tiefenprofil von H in a-C:D	60
8.1. Kalibrierung und Messung.....	60
8.2. Auswertung.....	65
8.3. Ergebnis und Fehlerabschätzung.....	67
9. Vergleich von Folien- und Teleskop-ERDA.....	69

Anhang	71
A Ableitungen der Gleichung 7.9.....	71
B1 Programm Blende.....	73
B2 Programm Winkel.....	75
B3 Programm Add.....	78
B4 Programm Verteil.....	80
C Gleichung 5.7.....	81
D Bauteilliste für ERDA-Bias-Spannungsquelle.....	83
Literatur	87
Danksagung.....	89

Symbole und Konvention

Wasserstoff bezeichnet im Text nur das Isotop ^1H , sind mehrere Isotope gemeint, stehen diese in Klammern dahinter wie zum Beispiel *Wasserstoff (H,D)*.

a-C:H	amorpher Kohlenwasserstoff (nur mit ^1H)
a-C:D	amorpher Kohlenwasserstoff (nur mit Deuterium)
H	bezeichnet das Isotop ^1H
D	bezeichnet das Isotop ^2H (Deuterium)
B	Stragging (Energieverbreiterung)
d	Tiefe normal zur Oberfläche
E₀	Energie der Ionen im Ionenstrahl
E_P	Energie des Projektils
E_T	Energie des gestoßenen Targetatoms
M_P	Masse des Projektils
M_T	Masse des gestoßenen Targetatoms
K	Kinematischer Faktor bei elastischem Stoß
S	Stopping (Energieverlust pro Wegelement)
v_B	Bohr'sche Geschwindigkeit
x	zurückgelegte Wegstrecke der Teilchen in Materie
Z	Kernladungszahl
α	Einfallswinkel des Projektils bzgl. Targetnormalen
β_P	Ausfallswinkel des Projektils bzgl. Targetnormalen
β_T	Ausfallswinkel des gestoßenen Targetatoms bzgl. Targetnormalen
γ	Flächendichte, auch als Gehalt bezeichnet, meist in 10^{15} Atom/cm ²
ε	Stoppingwirkungsquerschnitt (Stopping pro Atomdichte)
ε₀	Dielektrizitätskonstante
λ	Wellenlänge von Licht
Θ_P	Streuwinkel des Projektils, gemessen zur Einfallsrichtung
Θ_T, Θ	Streuwinkel des gestoßenen Targetatoms, gemessen zur Einfallsrichtung
σ	Wirkungsquerschnitt einer Reaktion oder eines Stoßes

Einleitung und Aufgabenstellung

Amorphe Kohlenwasserstoffschichten (a-C:H) besitzen große Bedeutung sowohl in der Beschichtungstechnik als auch in der Fusionsforschung. In der Fusionsforschung versucht man, aus leichten Atomen durch kontrollierte Kernfusion Energie zu gewinnen. Die zur Zeit aussichtsreichste Kernreaktion für einen Fusionsreaktor ist die Verschmelzung von Tritium und Deuterium zu Helium und einem Neutron in einem magnetisch eingeschlossenem heißen Plasma.



Aufgrund des unvollständigen Teilcheneinschlusses ist es unvermeidlich, daß energetische Ionen oder neutrale Atome die Gefäßwand treffen. Die Teilchenenergien liegen im Bereich von einigen eV bis zu einigen keV. Durch den Teilchenbeschuß werden die oberflächennahen Schichten der Wand bis in Tiefen von einigen µm verändert. Der überwiegende Anteil der auftreffenden Teilchen sind Wasserstoffionen (H, D, T). Die Teilchen können an der Gefäßwand reflektiert oder in diese implantiert werden, oder es können Atome herausgeschlagen werden. Implantierte Teilchen können thermisch oder durch fortschreitenden Abtrag der Wand wieder freigesetzt werden (sogenanntes Recycling). Schwere Wandmaterialien (Hoch-Z-Material) wie z.B. Wolfram können, wenn sie ins Plasma gelangen, durch Strahlung dieses abkühlen. Deswegen wird Niedrig-Z-Materialien oft der Vorzug gegeben. Ein Favorit sind Beschichtungen mit amorphen Kohlenwasserstoffschichten oder massiver Graphit, der hohe Temperaturen aushalten kann, ohne zu schmelzen. Für die Untersuchung der Wirkung des Beschusses mit Wasserstoffisotopen auf die Zusammensetzung der a-C:H-Schichten ist es unerlässlich, die Bestimmung des Gehalts der einzelnen Isotope in Abhängigkeit von deren Tiefe in der Schicht zu untersuchen. Mit diesen Tiefenprofilen kann auch die Reichweite der Isotope in Abhängigkeit ihrer Energie erforscht werden.

Besonderes Augenmerk gilt dem Wasserstoffisotop Tritium, das ein radioaktives Inventar in der Gefäßwand bilden kann, sowie seinem Recyclingverhalten. Um nicht oft mit Tritium experimentieren zu müssen, kann man erst das Verhalten von Wasserstoff und Deuterium untersuchen und dann auf Tritium extrapolieren. Tiefenprofile und Reichweitenbestimmung von implantierten Wasserstoffisotopen in Abhängigkeit der Ionenenergie sind ein wichtiges Hilfswerkzeug um ein geeignetes Wandmaterial für einen zukünftigen Fusionsreaktor zu finden.

Große Bedeutung besitzen die amorphen Kohlenwasserstoffe auch in Techniken, die bereits heute Verwendung finden, wie die Beschichtung im Plasmaverfahren von Materialien aller Art. Da a-C:H-Schichten harte und kratzfeste Schichten bilden, können damit Oberflächen gehärtet werden. Der optische Brechungsindex solcher Schichten ist mit einem Wert von ungefähr 2,1 relativ hoch und kann bei vielen optischen Anwendungen, wie zum Beispiel kratzfester Entspiegelung von Linsen, eingesetzt werden. Diese Schichten werden auf ein Substrat im Plasmaverfahren abgeschieden. Während der Beschichtung treffen niederenergetische Wasserstoffionen und Kohlenstoffionen auf schon beschichtete Flächen. Der Ionenbeschuß kann das Verhältnis von Wasserstoff zu Kohlenstoff in der Schicht verändern. Nur kleine Verhältnisse von ca. 0,5 bilden harte Schichten. Um die Wirkung dieses Beschusses auf den weiteren Aufbau der

Schicht zu verstehen, muß unter anderem die Reichweite des Wasserstoffs in solchen Schichten bekannt sein.

Ziel der Arbeit ist es, einen bereits bestehenden Detektor für Ionenstrahlanalyse von Wasserstoffisotopen so zu erweitern, daß bei dicken a-C:(H,D)-Schichten (bis ca. 1 μm) mit einer Messung ein Tiefenprofil gleichzeitig von Wasserstoff und Deuterium erhalten werden kann. Ein solcher Detektor wurde in einem Vorversuch bereits provisorisch aufgebaut. Jetzt soll dieser Detektor fest in einen Meßplatz integriert werden. Dabei müssen alle mechanischen Teile, die den Detektor betreffen, neu konstruiert und angefertigt werden.

Anschließend werden in einer separaten Apparatur harte a-C:H- und a-C:D-Schichten hergestellt und bei niedrigen Energien (0,5-8keV) mit Wasserstoffisotopen implantiert. Mit dem neu in Betrieb genommenen Detektor werden dann Tiefenprofile der Wasserstoffisotope gemessen und die Reichweite der Implantation bestimmt. Für diese Implantationsenergien gibt es bis jetzt noch keine Messungen der Reichweite in a-C:H- bzw. a-C:D-Schichten. Die Reichweiten werden mit den Reichweiten einer Computersimulation (TRIM.SP) verglichen. Dies ermöglicht eine zumindest ungefähre Bestimmung der Stopping-Power von Wasserstoffionen (H,D) in a-C:(H,D)-Schichten bei Energien im keV-Bereich. Bei deutlich höheren Energien (im MeV Bereich) existieren bereits Messungen, welche eine deutliche Abweichung der Stopping-Power von der einfachen linearen Theorie (Bragg'sche Regel) zeigen. Die Stopping-Power von a-C:H-Schichten bei niedrigeren Energien ist bislang nicht bekannt.

1. Wechselwirkung von Ionen mit Materie

1.1. Stopping

Energetische Ionen, die sich in Materie bewegen, werden durch elastische Stöße mit Atomkernen und durch unelastische Stöße mit Elektronen gebremst. Die Richtung der Ionen ändert sich bei Elektronenstößen nicht wesentlich. Der Energieverlust hängt von Masse und Kernladungszahl der Ionen und der Atome im Medium als auch von der Ionenenergie ab. Bei Ionengeschwindigkeiten, die wesentlich kleiner als die Bohr'sche Geschwindigkeit der Elektronen in den Atomen ($v_B = 2,2 \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$) sind, können Elektronen von den Ionen eingefangen werden und diese neutralisieren. Das entspricht bei Protonen einer Energie, die wesentlich kleiner als 25 keV ist. In diesem Energiebereich dominieren elastische Stöße mit den Atomkernen die Abbremsung der Ionen. Bei steigender Ionenenergie sinkt der Energieverlust an den Kernen reziprok mit der Ionengeschwindigkeit in diesem Bereich.

Steigt die Energie weiter an, so gewinnt der Energieverlust an den Elektronen an Bedeutung. Der gesamte Energieverlust setzt sich aus der Summe der Verluste durch Stöße an Elektronenhüllen und Kernen zusammen.

Sind die Ionen in dem Geschwindigkeitsbereich $0,1 \cdot v_B < v < Z^{2/3} \cdot v_B$, dann ist der Energieverlust durch Elektronen proportional zur Ionengeschwindigkeit v . Dabei ist Z die Kernladungszahl der Ionen. Für Protonen entspricht dies einem Energiebereich von 2,5 keV bis 25 keV. Ist die Ionengeschwindigkeit v wesentlich größer als v_B , z.B. für Protonen mit einer Energie im MeV-Bereich, dann werden die Ionen in Materie vollständig ionisiert. Der Energieverlust dE/dx ist dann proportional zu (Bethe-Bloch-Gleichung in [18]):

$$\frac{dE}{dx} \propto N \cdot Z_T \cdot (Ze^2)^2 \cdot \frac{\ln E}{E} \quad (1.1)$$

wobei N die Atomvolumendichte des Targets, Z_T die Kernladungszahl der Targetatome, e die Elementarladung und E die Energie der Ionen ist.

Der Energieverlust wird meist als Energieänderung pro Wegelement, als sogenanntes Stopping S , angegeben :

$$S = \frac{dE}{dx} \quad (1.2)$$

Als dichteunabhängige Größe wird der Stoppingwirkungsquerschnitt ϵ definiert:

$$\epsilon = \frac{1}{N} \cdot \frac{dE}{dx} \quad \text{mit } N \text{ als Atomdichte in At/cm}^3. \quad (1.3)$$

Die Einheit des Stoppingwirkungsquerschnitts ϵ ist Energie pro Flächendichte (zum Beispiel $\text{eV}/(\text{At}/\text{cm}^2)$).

In dieser Arbeit werden die Stoppingwerte (S oder ϵ) von Ziegler und Andersen [13,14 (1977)] für Wasserstoff und Helium benutzt. Ein Beispiel für das energieabhängige Stopping in Kohlenstoff ist in Abbildung 1-1 gezeigt.

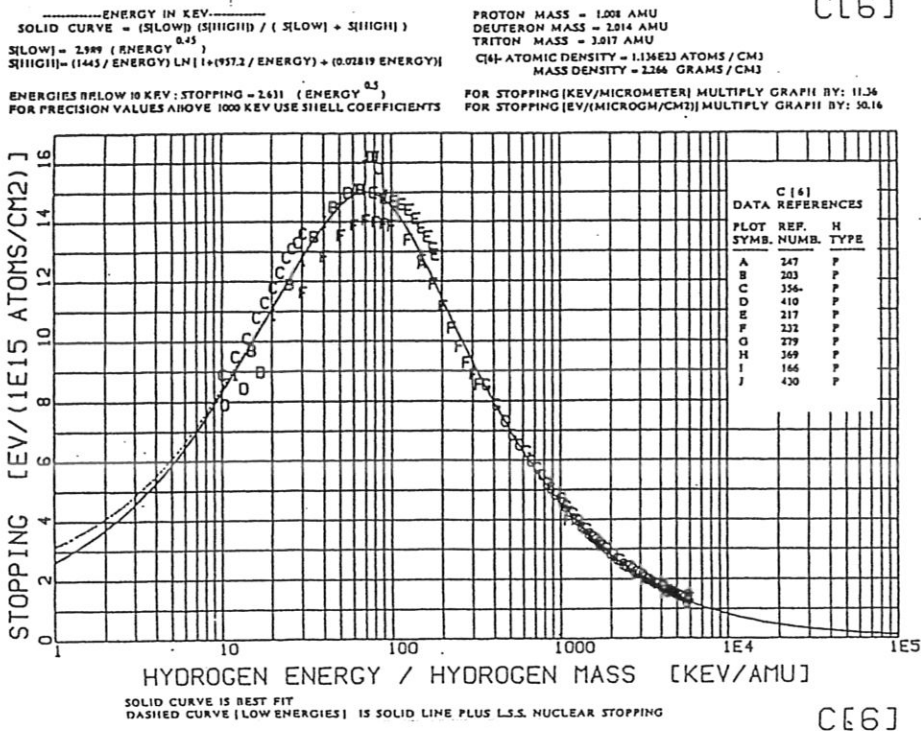


Abb. 1-1 (aus [13]) : (Elektronischer) Stoppingwirkungsquerschnitt ϵ von Wasserstoffionen in Kohlenstoff als Funktion der Energie. Die Energie der Ionen wird als Energie pro atomarer Masseneinheit [amu] angegeben und gilt deshalb für alle Isotope. Die gestrichelte Linie zeigt die Summe aus elektronischem und nuklearem Stopping.

Die Energie E , die ein Ion mit einer Anfangsenergie E_0 nach Durchlaufen des Weges x durch Materie besitzt, läßt sich mit den Gleichungen (1.2, 1.3) beschreiben :

$$E = E_0 - S \cdot x = E_0 - \epsilon \cdot \gamma \quad (1.4)$$

γ ist dabei die durchlaufende Flächendichte des Mediums (z.B. in At/cm²).

Hierbei wird S bzw. ϵ als konstant im Energiebereich von E_0 bis E betrachtet. Dies stimmt nur für genügend kleine Wegstrecken x . Für eine genaue Rechnung muß S über x integriert werden. Ein theoretisches Modell zur Berechnung von S ist z.B. in [18] zu finden.

In Medien, die aus unterschiedlichen Atomen bestehen, kann das gesamte Stopping ϵ näherungsweise aus der gewichteten Summe der Stoppingwerte ϵ_i für die einzelnen Atomsorten bestimmt werden (Bragg'sche Regel) :

$$\epsilon = \sum_i g_i \cdot \epsilon_i \quad (1.5)$$

g_i ist die Konzentration der Atomsorte i . Die Summe über alle g_i ist Eins.

Diese Berechnung wird in allen Simulationen in dieser Arbeit verwendet. Die Bragg'sche Regel nimmt an, daß der Beitrag jeder Atomsorte zum elektronischen Stopping unabhängig von der

chemischen Umgebung der Atome ist. Die Veränderung der Elektronenkonfiguration durch chemische Bindungen wird vernachlässigt. Für manche Verbindungsklassen (z.B. Metallegierungen) ist die Bragg'sche Regel gut erfüllt. Es wurde aber experimentell gezeigt, daß für Oxide, Nitride und Kohlenwasserstoffverbindungen Abweichungen von der Bragg'schen Regel auftreten [24]. Zwei Effekte haben einen Einfluß auf das Stopping : Abgeschlossene Elektronenschalen verursachen ein Stopping ϵ_{core} . Und durch die Bindungselektronen (wie z.B. in C-H oder C=C) wird ein Stopping ϵ_{bond} erzeugt. Ein Modell (CAB-Modell (cores and bonds)) zur Berechnung von ϵ wurde von Ziegler und Manoyan (1988) [24, in 18 kurz vorgestellt] vorgeschlagen :

$$\epsilon(Z) = Z_{\text{eff}}^2 \cdot \left(\sum \epsilon_{\text{core}} + \sum \epsilon_{\text{bond}} \right) \quad (1.6)$$

mit Z_{eff} effektive Ladung der Ionen in Materie

Die Stoppingwerte für die einzelnen Bindungen können in Tabellen von Ziegler und Manoyan nachgeschlagen werden [z.B. in 18].

In einer Arbeit von D. Boutard et al. [19] wurden nach diesem Modell [33] Stoppingwerte für a-C:H - Schichten im Energiebereich um 1,5 MeV untersucht.

Der Energieverlust von Ionen in Materie ist ein stochastischer Prozeß, und Gleichung (1.4) ($E=E_0-S \cdot x$) ist deshalb nur für die Mittelwerte erfüllt. Die Statistik der Energieüberträge führt zu einer Energieverbreiterung (Straggling) der anfangs scharfen Ionenenergien. Das Energieverluststraggling wird näherungsweise durch die Bohr'sche Theorie beschrieben. Die Verteilung ist für genügend dicke Schichten näherungsweise gaußförmig [18].

Als Maß B für das Straggling wird der FWHM – Wert (Full Width at Half Maximum) der Gaußverteilung benutzt. Damit läßt sich das Gesamtstraggling B, das durch mehrere Medien verursacht wird, als Summe der Quadrate der einzelnen Stragglingwerte berechnen. Zum Beispiel lautet das gesamte Straggling, das durch eine Folie und eine Probenschicht entsteht [18]:

$$B^2 = B_{\text{Folie}}^2 + B_{\text{Probe}}^2 \quad (1.7)$$

Die Energieverbreiterung ist meistens kleiner als der absolute Energieverlust in Materie [18].

1.2. Elastische Stöße

Elastische Stöße mit kleinen Stoßparametern treten wesentlich seltener auf. Die Richtung der Ionen ändert sich dabei stark. Falls das einfallende Ion (Projektil) leichter als das gestoßene Atom ist, kann auch Rückstreuung auftreten (Streuwinkel $\Theta_p > 90^\circ$). Der Energieübertrag bei diesen Stößen kann so groß sein, daß das gestoßene Atom das Medium verlassen kann. Die Abbildung 1-2 zeigt die Geometrie eines Stoßereignisses.

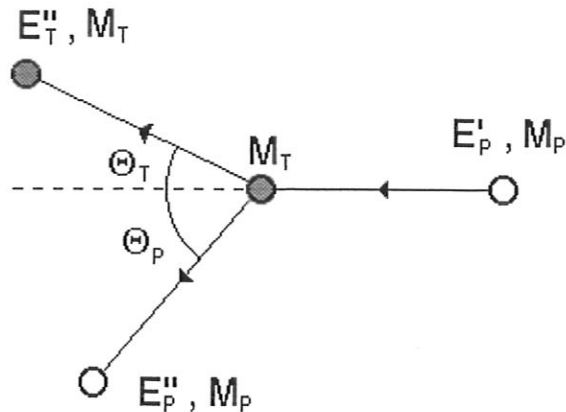


Abb. 1-2 : *Elastischer Stoß im Laborsystem.*
 Das Projektil mit der Anfangsenergie E'_P und Masse M_P wird am Target um den Winkel Θ_P gestreut. Das Target mit Masse M_T wird um den Winkel Θ_T gestreut. Nach dem Stoß besitzen Targetatom und Projektil die Energien E''_T und E''_P .

Aus Energie- und Impulssatz läßt sich die Energie nach dem Stoß des gestreuten Ions (Projektil) E''_P und des gestoßenen Targetatoms E''_T mit der Energie der einfallenden Ionen (Projektil) vor dem Stoß E'_P berechnen [11,22] :

$$E''_P = K_P \cdot E'_P \quad (1.8)$$

$$E''_T = K_T \cdot E'_P \quad (1.9)$$

Die kinematischen Faktoren K_P und K_T sind für das Laborsystem gegeben durch :

$$K_T = \frac{4 \cdot M_T \cdot M_P}{(M_T + M_P)^2} \cdot \cos^2 \Theta_T \quad (1.10)$$

$$K_P = \left[\frac{\sqrt{M_T^2 - M_P^2 \cdot \sin^2 \Theta_P} + M_P \cdot \cos \Theta_P}{M_T + M_P} \right]^2 = 1 - K_T \quad (1.11)$$

mit	M_T	Masse des gestoßenen Atoms (Target)
	M_P	Masse des einfallenden Ions (Projektil)
	Θ_P	Streuwinkel des Projektils
	Θ_T	Streuwinkel des Targets

Bei niedrigen Energien (eV bis einige 10 keV) führen die Materie durchlaufenden Ionen zahlreiche elastische Stöße mit großen Ablenkwinkeln mit den Targetatomen durch. Dies führt zu einem merklichen Energieverlust und beeinflusst durch die Richtungsänderungen der einlaufenden Teilchentrajektorie das Implantationsprofil sowie die mittlere Reichweite. Eine analytische Behandlung der Mehrfachstreuung mit großen Ablenkwinkeln ist nicht möglich, so daß man auf Computersimulationen angewiesen ist (z.B. TRIM.SP in Kap 4.2).

Bei Energien im MeV-Bereich dagegen kann man in guter Näherung annehmen, daß jedes einfallende Ion höchstens einen Stoß mit großem Ablenkwinkel durchführt, da der Wirkungs-

querschnitt für Stöße mit großem Ablenkwinkel mit steigender Energie proportional zu E^{-2} abnimmt. Stöße mit kleinen Ablenkwinkeln ($\ll 5^\circ$) sind zwar wahrscheinlich, führen aber weder zu nennenswerten Energieüberträgen noch Richtungsänderungen.

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von zwei Punktladungen wird durch die Rutherford'sche Streuformel beschrieben. Abweichungen von der Rutherford'schen Streuformel werden sowohl bei niedrigen Energien aufgrund der Abschirmung der Kernladungen durch die Elektronen [1] als auch bei hohen Energien aufgrund des Einflusses der Kernkräfte beobachtet. In diesen Fällen weicht der Wirkungsquerschnitt von der Rutherford'schen Streuformel ab. Nicht-Rutherford'sche Wirkungsquerschnitte für die gestoßenen Atome sind von mehreren Gruppen gemessen worden [11]. Bei geeigneten Stoßpartnern und Ionenenergien kann außerdem ein unelastischer Stoß (z.B. Kernreaktion) stattfinden.

1.3. Channeling

Speziell bei Einkristallen können in bestimmten Kristallrichtungen durch die Atomanordnung Kanäle existieren, durch die Ionen fast ungehindert in den Kristall eindringen können (sogenanntes Channeling). Wenn Ionen entlang solcher Kanäle innerhalb eines kritischen Winkels laufen, erleiden sie keinen Stoß mit großer Richtungsänderung. Der kritische Winkel hängt von der Orientierung der Kanäle im Kristall ab. Die Kernladungszahl der Ionen und Atome beeinflusst den kritischen Winkel ebenfalls [17]. Die Ionen werden an den „Kanalwänden“ durch die Gitteratome mittels Kleinwinkelstreuung (elastische Stöße mit großem Stoßparameter) innerhalb des Kanals gehalten, solange der kritische Winkel nicht überschritten wird. Es wirkt nur das Stopping durch Elektronen auf die Ionen.

2. Detektoren

Bevor die Analyseverfahren (im Kapitel 3) beschrieben werden, wird zunächst auf die benötigten Detektoren eingegangen. Alle in dieser Arbeit verwendeten Detektoren sind Sperrschicht-Halbleiterzähler aus Silizium. Ein solcher Detektor ist im wesentlichen eine in Sperrichtung geschaltete Diode. Die Sperrspannung wird auch Bias-Spannung genannt. Der Sperrbereich dieser Detektoren ist möglichst groß. An den Oberflächen sind für den elektrischen Kontakt dünne Gold- und Aluminiumschichten von jeweils ca. $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ aufgedampft. Ein schematischer Schnitt ist in Abbildung 2 dargestellt.

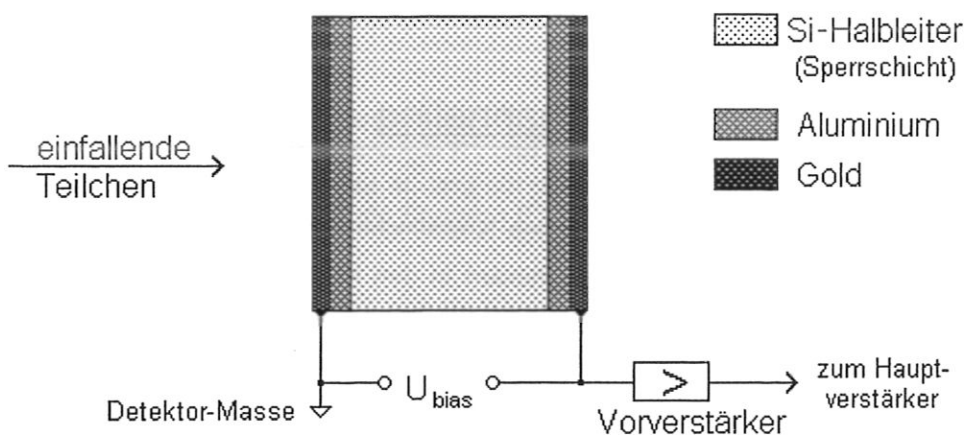


Abb. 2 : Schematischer Schnitt durch einen Halbleiter-Sperrschichtdetektor. Die Größenverhältnisse sind übertrieben dargestellt. Die Bias-Spannung „saugt“ die durch einfallende Teilchen erzeugten Elektron-Lochpaare in der Sperrschicht ab.

Ein energetisches Ion produziert entlang seiner Trajektorie im Detektor hauptsächlich Elektron-Loch-Paare (Exzitonen) und verliert dabei Energie in kleinen Portionen. Die Exzitonen, die im Sperrbereich entstehen, werden durch die Bias-Spannung getrennt. Es fließt ein kurzer Strompuls, der von den nachgeschalteten Vor- und Hauptverstärkern verstärkt wird.

Die Sperrschicht ist dick genug (typischerweise $100 \mu\text{m}$), damit das Ion in der Sperrschicht des Detektors stecken bleibt und seine gesamte kinetische Energie in Exzitonen umwandeln kann. Die Anzahl der erzeugten Exzitonen bzw. die Höhe des Strompulses ist proportional zum totalen Energieverlust und damit zur ursprünglichen Energie des Ions.

Transmissionsdetektoren dagegen sind so dünn, daß die Ionen ihre kinetische Energie nur zum Teil verlieren und auf der Rückseite den Detektor wieder verlassen. Ionen verlieren je nach Masse und Ladung unterschiedlich viel Energie im Transmissionsdetektor. Somit können bei bekannter Totalenergie z.B. Wasserstoffisotope identifiziert werden. Die Gesamtenergie kann z.B. in einem nachfolgenden dicken Detektor (Enddetektor) gemessen werden [34].

Energieverluste in der Kontaktschicht tragen nicht zum Strompuls bei. Diese Verluste müssen bei einer Energieeichung des Strompulses als Offset berücksichtigt werden.

Bei den Detektoren fließt, wie bei einer Diode auch, ein konstanter Sperrstrom. Die Vorverstärker arbeiten deshalb als Impulsverstärker, die nur bei ansteigendem Strompuls verstärken. Durch thermische Exzitonenbildung entsteht ein elektronisches Rauschen, das die Energieauflösung des Detektors begrenzt. Eine hohe Kapazität der Detektoren (typisch ca. 100 – 400 pF) fördert das elektronische Rauschen. Dünnere Detektoren wie z.B. Transmissionszähler besitzen eine höhere Kapazität und damit ein größeres Rauschen als dicke Zähler.

In der untenstehenden Tabelle 2 sind einige Daten der verwendeten Detektoren eingetragen :

Tabelle 2: Daten der Detektoren

Bezeichnung	Enddetektor	Transmissionsdetektor
Sensitive Dicke	100 μm	9,3 μm
Aktive Fläche	50 mm^2	10 mm^2
Bias-Spannung	+40 V	+4 V
el. Rauschen	12 keV	25 keV
Sperrstrom	5 nA	10 nA
Hersteller	Canberra	EG&G Ortec

Quelle : Auswahl aus Datenblättern der Firmen Ortec und Canberra

3. Analyseverfahren

3.1. RBS

RBS (Rutherford Backscattering Spectroscopy) ermöglicht die Bestimmung des stöchiometrischen Verhältnisses aller enthaltenen Elemente (außer Wasserstoff) und ihre Tiefenverteilung in oberflächennahen Schichten. Ein Problem von RBS ist allerdings die abnehmende Empfindlichkeit für leichte Elemente. Zur Erhöhung der Empfindlichkeit für diese Elemente nützt man häufig die Tatsache aus, daß der tatsächliche Wirkungsquerschnitt gegenüber dem Rutherford'schen Wirkungsquerschnitt in gewissen Energiebereichen überhöht ist. Dies ist bei Ionenenergien unter 3 MeV für einfallende Protonen der Fall. Diese spezielle Technik von RBS bezeichnet man manchmal auch als PES (Proton Enhanced Scattering). Eine ausführliche Einführung findet sich z.B. in [11]. Den Aufbau der hier verwendeten RBS-Analyseanlage zeigt Abbildung 3-1.

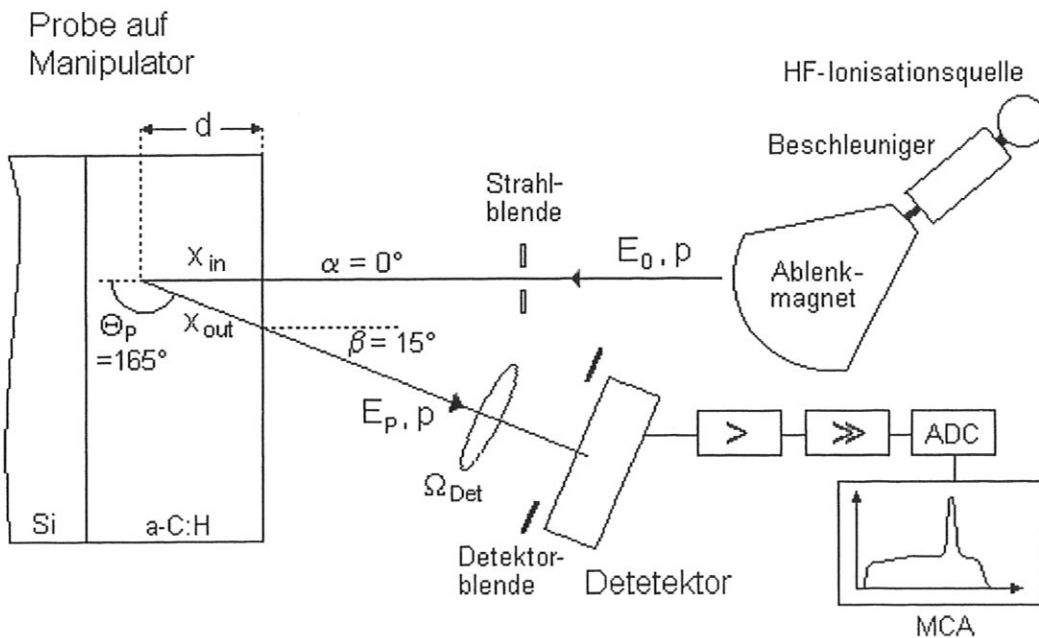


Abb. 3-1 : RBS-Analyse mit Protonen

1,5-MeV-Protonen dringen in ein Target unter einem Einfallswinkel α ein. In einer Tiefe d werden sie an schwereren Atomen elastisch um den Winkel Θ_p gestreut. Auf den Ein- und Austrittswegen (x_{in} , x_{out}) erleiden die Ionen einen Energieverlust.

Der Detektor mit Raumwinkel Ω_{Det} detektiert die gestreuten Ionen energiedispersiv. Das Signal wird im Vor- (>) und Hauptverstärker (>>) verstärkt, im Analog-Digital-Konverter (ADC) digitalisiert, und im Multi-Channel-Analyser (MCA) gespeichert und angezeigt.

Protonen werden in einer Hochfrequenz-Ionisationsquelle (HF) aus Wasserstoffgas erzeugt. Durch einen Van-de-Graeff-Beschleuniger erhalten die Protonen hier eine Energie von 1,5 MeV. In einem Magnetfeld werden die Protonen energetisch separiert. Die energiereichen Protonen treffen auf das Target normal zur Oberfläche (Einfallswinkel $\alpha=0^\circ$), und werden an

schwereren Atomen elastisch zurückgestreut. Ein Oberflächensperrschicht-Detektor aus Silizium registriert die gestreuten Protonen energiedispersiv. Den Detektor treffen nur Protonen, die um den Streuwinkel Θ_P von 165° gestreut werden und innerhalb des Raumwinkels des Detektors Ω_{Det} von $1,08 \cdot 10^{-3}$ sr bleiben. Die Energie der detektierten Protonen hängt zum einen von der Masse des Stoßpartners, zum anderen von der Tiefe des Stoßes unter der Oberfläche ab. Findet ein Stoß in der Tiefe d normal zur Oberfläche statt, dann läßt sich die Energie des Protons im Detektor wie folgt bestimmen :

Die Wege x_{in} und x_{out} , die das Proton in der Schicht zurücklegt, werden durch die Ein- und Ausfallswinkel (α und β) bestimmt :

$$x_{\text{in}} = \frac{d}{\cos \alpha} \quad (3.1)$$

$$x_{\text{out}} = \frac{d}{\cos \beta} \quad (3.2)$$

Auf dem Weg x_{in} in die Schicht verliert das Proton durch Stopping die Energie $S_{\text{in}} \cdot x_{\text{in}}$ und besitzt vor dem Stoß die Energie E'_P :

$$E'_P = E_0 - S_{\text{in}} \cdot x_{\text{in}} \quad (3.3)$$

Dabei ist S_{in} ein effektives Stopping für den Eintrittsweg. In S_{in} ist die Abhängigkeit von der Ionenenergie auf dem Weg x_{in} und die Zusammensetzung der Schicht (z.B. Bragg'sche Regel) berücksichtigt. E_0 ist die Anfangsenergie der Ionen bevor sie das Target treffen.

Nach dem Stoß besitzt das Proton die Energie E''_P , die durch den kinematischen Faktor K_P (aus Kapitel 1.2.) im Laborsystem beschrieben wird :

$$E''_P = K_P \cdot E'_P \quad (1.8)$$

$$\text{mit } K_P = \left[\frac{\sqrt{M_T^2 - M_P^2 \cdot \sin^2 \Theta_P} + M_P \cdot \cos \Theta_P}{M_T + M_P} \right]^2 \quad (1.11)$$

Das Proton verliert auf dem Weg x_{out} zur Oberfläche wieder durch ein effektives Stopping S_{out} die Energie $S_{\text{out}} \cdot x_{\text{out}}$, so daß dem Proton nach Verlassen der Schicht die Energie E_P , die im Detektor gemessen wird, verbleibt :

$$E_P = E''_P - S_{\text{out}} \cdot x_{\text{out}} \quad (3.4)$$

Setzt man die Gleichungen (3.1, 3.3, 1.8, 1.11, 3.2) in (3.4) ein, dann erhält man den Ausdruck für die meßbare Protonenenergie :

$$E_P = K_P(M_T, \Theta_P, M_P) \cdot \left(E_0 - S_{\text{in}} \cdot \frac{d}{\cos \alpha} \right) - S_{\text{out}} \cdot \frac{d}{\cos \beta} \quad (3.5)$$

Die Winkel α , β , Θ_P , sowie die Ionenmasse M_P und Einfallsenergie E_0 sind als experimentelle Parameter bekannt. Wenn nun das Stopping in der Schicht S_{in} , S_{out} und die Masse des Targets M_T ebenfalls bekannt sind, dann läßt sich zu jeder gemessenen Energie E_P , die Tiefe d des Targetatoms bestimmen.

Um große Tiefen detektieren zu können, wird der Weg der Protonen in Materie $x = x_{\text{in}} + x_{\text{out}}$ und der damit verbundene Energieverlust klein gehalten. Dies wird durch den Einfallswinkel α von

0° und einem möglichst kleinen Ausfallswinkel β von 15° erreicht. Bei flachen Ein- und Ausfallswinkeln kann eine hohe Tiefenauflösung erreicht werden, die hier nicht notwendig ist.

Mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega(E'_P, \Theta_P, M_T)$ für einen elastischen Stoß von Protonen mit Targetatomen der Masse M_T , kann auch der Gesamtgehalt der Targetatome γ in der analysierten Schicht wie folgt ermittelt werden [11]:

$$\gamma = \frac{N_{\text{Pulse}} \cdot \cos \alpha}{Q \cdot \Omega_{\text{Det}} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}} \quad (3.6)$$

wobei N_{Pulse} Gesamtzahl der Pulse im Energiespektrum, die von einer Targetatomsorte stammt.
 Q Zahl der einfallenden Protonen
 Ω_{Det} Raumwinkel des Detektors
 $d\sigma/d\Omega$ diff. Wirkungsquerschnitt des elastischen Stoßes

Die Anzahl Q der einfallenden Protonen auf das Target wird durch eine Ladungsmessung während des Experimentes bestimmt. Man beachte, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ in Gleichung (3.6) als konstant über den gesamten Energiebereich der Protonen in der Schicht angenommen wird. Man vermeidet damit eine mit $d\sigma/d\Omega$ gewichtete Summation der Zählpulse im Energiespektrum. Diese Näherung ist für dünne Schichten sehr gut erfüllt.

Die Pulszahl N_{Pulse} wird im Energiespektrum für eine Targetatomsorte über den entsprechenden Bereich summiert. Wenn mit RBS leichtere Atome in oder auf einem Substrat aus schwereren Atomen analysiert werden sollen (z.B. C auf Si), dann besitzen die rückgestreuten Protonen des Substrats aufgrund des größeren kinematischen Faktors eine größere Energie. Das hat zur Folge, daß das Spektrum des leichteren Elements auf dem Spektrum des schwereren Untergrundes liegt. Für eine Auswertung muß erst der Untergrund abgezogen werden.

Ein Energiespektrum wie es von einer a-C:H-Schicht auf Silizium gemessen wird, ist in Abbildung 3-2 gezeigt. Die Fläche des Peaks von Kohlenstoff ist über dem Siliziumuntergrund (gestrichelte Linie in Abbildung 3-2) zu summieren.

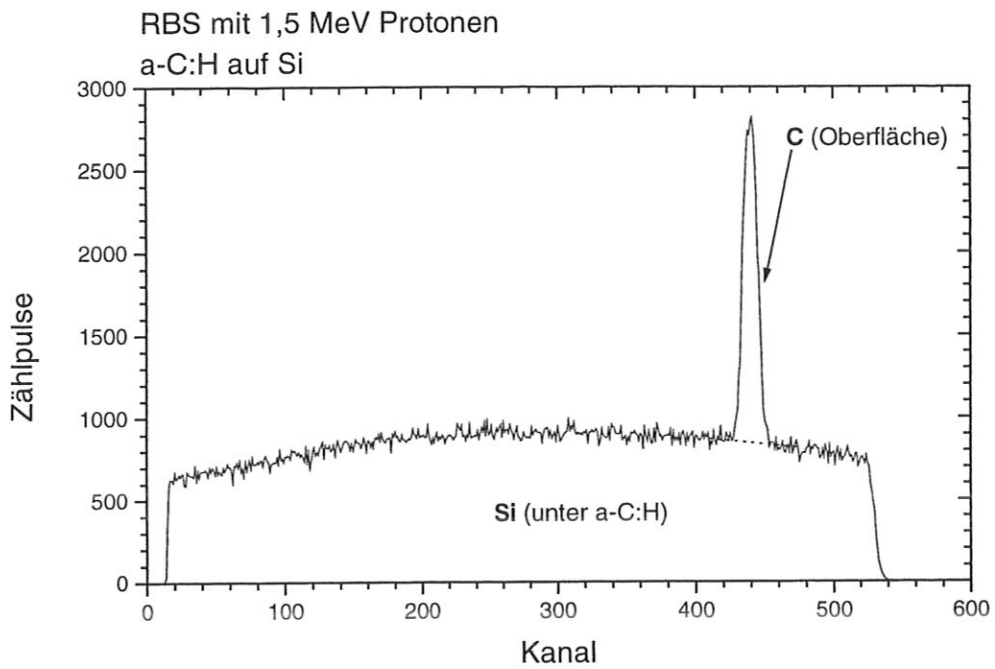


Abb. 3-2 : Energiespektrum von a-C:H auf Silizium einer RBS-Analyse mit 1,5-MeV-Protonen. Um den Gehalt γ_C von Kohlenstoff bestimmen zu können, müssen die Pulse unterhalb des Peaks bis zur gestrichelten Linie des Siliziumuntergrundes summiert werden.

Wasserstoff kann nicht mit RBS analysiert werden. Zur Analyse für leichte Elemente bietet die im nächsten Abschnitt behandelte ERD-Analyse eine Möglichkeit.

3.2. Folien-ERDA

Die ERD-Analyse (elastic recoil detection oder auch FRES : forward recoil spectrometry) ist ein relativ modernes (seit 1976) Ionenanalyseverfahren. Es dient hier zur Analyse von Wasserstoffisotopen in Oberflächenschichten. Dieses Verfahren ist der vorherigen RBS-Analyse ähnlich. Der Aufbau ist in Abbildung 3-3 dargestellt.

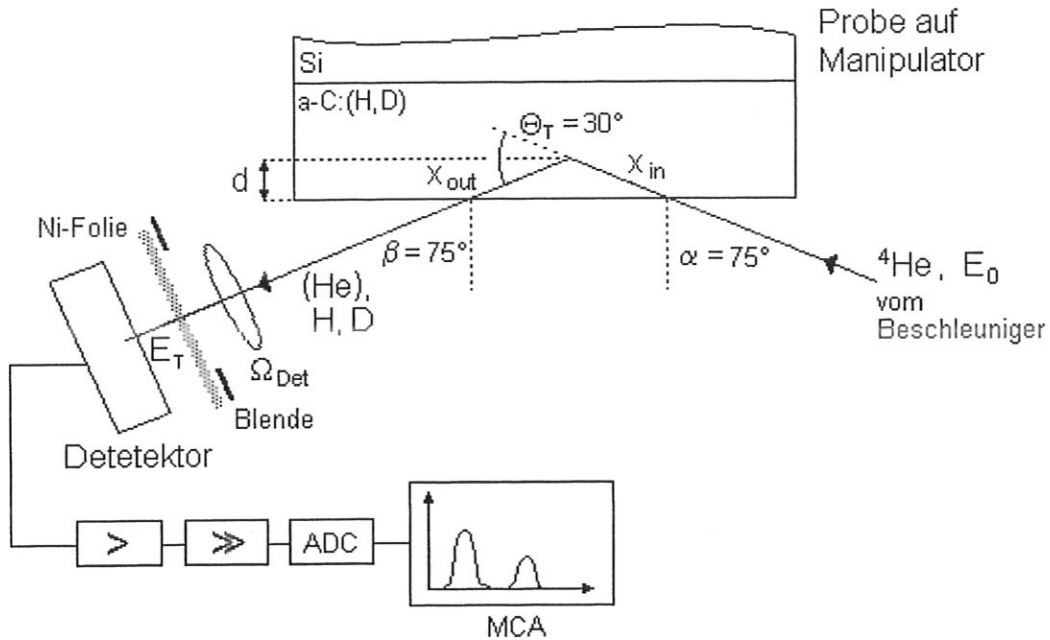


Abb. 3-3 : Folien-ERD-Analyse mit Helium

2,6-MeV- $^4\text{He}^+$ -Ionen treffen das Target unter einem flachen Winkel α . Die Ionen werden an schweren Atomen gestreut, Wasserstoff (H,D) hingegen wird herausgeschlagen. Die Wege der ein- und auslaufenden Teilchen in Materie sind mit x_{in} und x_{out} bezeichnet. Nur Wasserstoff (H,D) kann die Folie vor dem Detektor unter Energieverlust durchdringen. Die Wasserstoffisotope besitzen eine Energie E_T , welche im Detektor ein Signal erzeugt. Das Signal wird wie bei RBS im MCA angezeigt. (Beschreibung siehe auch im Text)

Während bei RBS rückgestreute Projektile detektiert werden, werden bei ERDA die gestoßenen Teilchen (recoils) betrachtet. Zur Analyse werden hier $^4\text{He}^+$ -Ionen mit einer Energie von 2,6 MeV verwendet, die analog wie bei RBS in der gleichen Anlage beschleunigt werden. Wenn die Heliumionen im Target ein leichteres Element (Wasserstoff und Deuterium) treffen, so wird das leichte Element aus dem Target durch Vorwärtstreueung herausgeschlagen. An schweren Elementen (z.B. C) hingegen werden die Heliumionen gestreut. Um eine hohe Recoil-Energie zu erzielen, sollte der Streuwinkel Θ_T möglichst klein sein. Ein- und Ausfallswinkel (α , β hier jeweils 75°) müssen flach sein, damit die gestoßenen Teilchen das Target wieder verlassen können (siehe obenstehende Abbildung 3-3). Die Winkel wurden in Bezug auf die erreichbare Tiefe und Intensität der gestoßenen Wasserstoffisotope in [20] untersucht. Es gelangen die gestreuten Heliumionen und die gestoßenen Wasserstoffisotope in Richtung zum Detektor. Die Zahl der gestreuten Heliumionen ist wegen des größeren Wirkungsquerschnitts deutlich größer als die Zahl der gestoßenen Wasserstoffisotope. Damit der Detektor nicht überladen

wird, befindet sich eine 5,1- μm -dünne Nickelfolie vor dem Detektor. Die Heliumionen können die Folie aufgrund ihres höheren Energieverlustes nicht durchdringen, die Wasserstoffisotope können die Folie unter Energieverlust passieren. Die verbleibende Energie der Wasserstoffisotope wird im Detektor gemessen.

Die Gleichungen zur Berechnung der Energie der Wasserstoffisotope sind ähnlich denen bei RBS. Für den kinematischen Faktor ist jetzt K_T für gestoßene Teilchen anstatt K_P für gestreute Teilchen einzusetzen. Die effektiven Stoppingwerte beziehen sich jetzt auf einlaufende Heliumionen für S_{in} und auslaufende Protonen für S_{out} . Zusätzlich muß bei Folien-ERD der Energieverlust in der Folie $S_{Folie} \cdot d_{Folie}$ abgezogen werden, wobei S_{Folie} das effektive Stopping für Wasserstoff (H oder D) und d_{Folie} die Dicke der Folie ist [22].

Die Gleichung für die Energie E_T der Wasserstoffisotope, die im Detektor gemessen wird, lautet dann :

$$E_T = K_T(M_T, \Theta_T, M_P) \cdot \left(E_0 - S_{in} \cdot \frac{d}{\cos \alpha} \right) - S_{out} \cdot \frac{d}{\cos \beta} - S_{Folie} \cdot d_{Folie} \quad (3.7)$$

$$\text{mit} \quad K_T = \frac{4 \cdot M_P \cdot M_T \cdot \cos^2 \Theta_T}{(M_P + M_T)^2} \quad (1.9)$$

Auch hier kann aus der Energie E_T die ursprüngliche Tiefe des Wasserstoffisotopes berechnet werden. Wegen der flachen Ein- und Ausfallwinkel wird der Weg der Heliumionen (Projektil) und der Weg der Wasserstoffisotope (recoils) relativ lang. Dadurch wird eine gute Tiefenauflösung erreicht, allerdings reduziert sich die detektierbare Tiefe auf etwa maximal $1\mu\text{m}$ [20]. Die Tiefenauflösung wird vor allem durch das Stragging in der Folie erheblich herabgesetzt. Außerdem setzen die flachen Ein- und Ausfallwinkel glatte Oberflächen der Probe voraus, da sonst Effekte der Oberflächenrauigkeit ebenfalls die Tiefenauflösung einschränken.

Der Gehalt γ wird wieder durch Summation der Pulse unter dem zugehörigen Bereich im Energiespektrum analog mit Gleichung (3.6) bestimmt :

$$\gamma = \frac{N_{\text{Pulse}} \cdot \cos \alpha}{Q \cdot \Omega_{\text{Det}} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}} \quad (3.6)$$

Ein Folien-ERDA Energiespektrum einer dicken und einer dünnen a-C:(H,D)-Schicht auf Silizium ist in der nachfolgenden Abbildung 3-4 zu sehen. Bei dünnen Schichten (Schichtdicke $< 0,5\mu\text{m}$) erlaubt Folien-ERDA die Unterscheidung der beiden Wasserstoffisotope H und D, bei größeren Schichtdicken überlappen die Teilspektren der beiden Isotope. Eine Auswertung der Spektren im Bereich des Überlapps ist nahezu unmöglich.

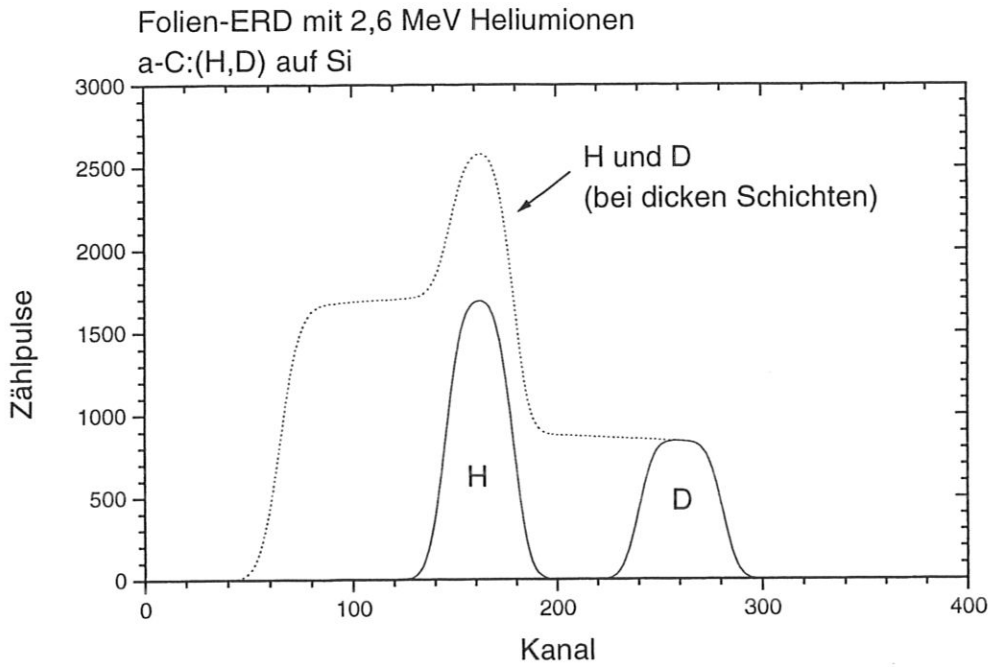


Abb. 3-4: Energiespektrum mit Folien-ERDA gemessen von einer $2000 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^2$ dünnen (durchgezogene Linie) und einer $6000 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^2$ dicken a-C:(H,D)-Schicht (gestrichelte Linie). Bei der dicken Schicht überlappen sich die Peaks von Deuterium und Wasserstoff und sind nicht mehr unterscheidbar.

Im nächsten Abschnitt wird eine erweiterte ERD-Analyse beschrieben, mit der die Wasserstoffisotope auch bei dicken a-C:(H,D)-Schichten unterschieden werden können.

3.3. Teleskop-ERDA oder dE-E-ERDA

Falls die zu untersuchenden wasserstoffhaltigen Schichten so dick sind, daß sich die Energiespektren der einzelnen Isotope überlappen (ab ca. $0,5 \mu\text{m}$ bei a-C:(H,D)), kann mit Folien-ERDA nicht mehr zwischen den Isotopen unterschieden werden. Deshalb ersetzt man die Folie vor dem Detektor (hier zur Unterscheidung End-Detektor genannt) durch einen dünnen Transmissionsdetektor, einen sogenannten dE-Detektor. Die Anordnung wird manchmal Teleskop-Detektor genannt, da sie an das Objektiv und Okular eines Fernrohres erinnert. Dieser Teleskop-Detektor wurde im Rahmen dieser Arbeit konstruiert und in den Meßplatz integriert. In Kapitel 5 wird näher auf die Konstruktion eingegangen. Den schematischen Aufbau einer dE-E-ERDA-Anlage zeigt Abbildung 3-5.

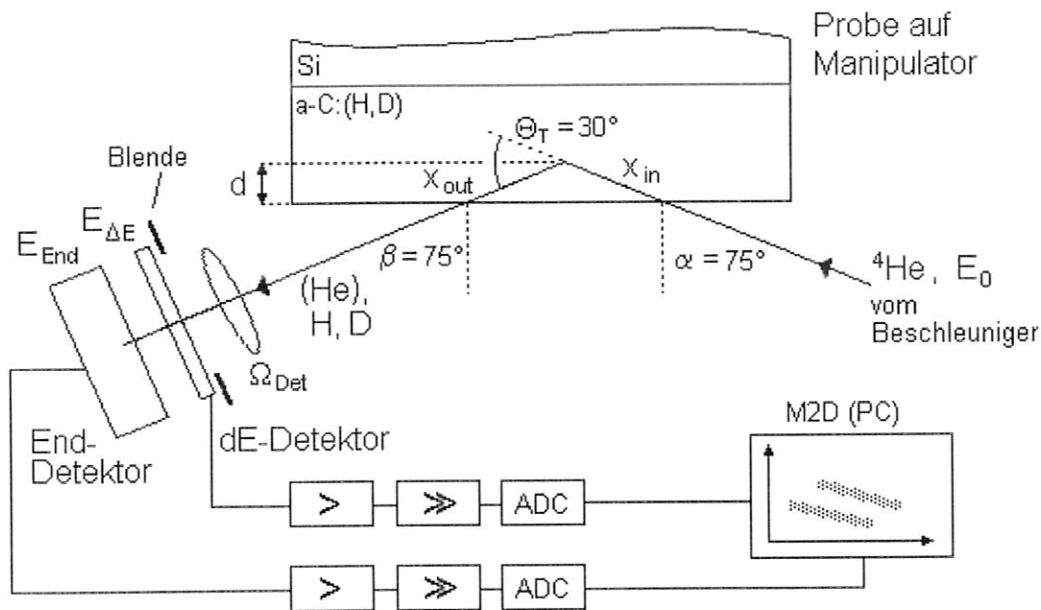


Abb. 3-5 : dE-E-ERD-Analyse mit Helium

Die Folie ist durch einen dünnen dE-Detektor ersetzt. Beide Signale der Detektoren werden in Koinzidenz geschaltet und an einem 2-dim-Multi-Channel-Analyser (M2D) als farbkodiertes Energiespektrum angezeigt. Der M2D befindet sich als Einschubkarte in einem Computer (PC).

Der dE-Detektor verhindert das Durchdringen der gestreuten Heliumionen ebenso wie die Folie und läßt die Wasserstoffisotope mit Energieverlust passieren. Beide Detektoren sind in Koinzidenz geschaltet, so daß nur das Signal der Wasserstoffisotope erfaßt wird. Das Signal des dE-Detektors, welches dem Energieverlust proportional ist und eine Unterscheidung der Isotope ermöglicht, wird mit dem Signal des End-Detektors zu einem 2-dimensionalen Energiespektrum. Ein solches Spektrum einer a-C:(H,D)-Schicht ist in Abbildung 3-6 gezeigt.

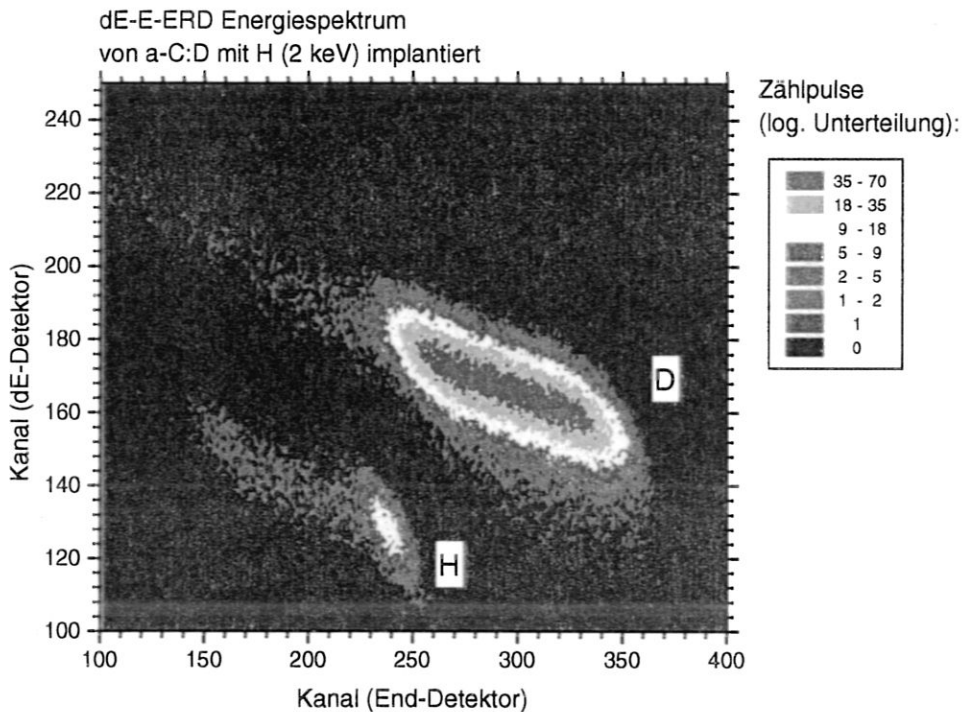


Abb. 3-6 : 2-dimensionales dE-E-ERD Energiespektrum. Auf der horizontalen Achse sind die Kanäle des End-Detektors aufgetragen, auf der vertikalen Achse die Kanäle des Transmissionszählers. Die Kanalzahl ist proportional zur Energie der Teilchen. Das Spektrum zeigt in den nahezu parallelen Bändern die Pulse von Deuterium und Wasserstoff.

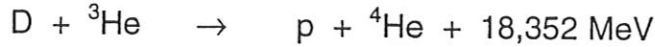
Auf der horizontalen Achse ist die Energie E_{End} vom End-Detektor, auf der vertikalen Achse die Energie E_{dE} vom dE-Detektor aufgetragen. Die gemessenen Zählpulse sind farblich kodiert. Das obere „Band“, mit größerem Energieverlust im dE-Detektor, stammt von Deuterium, das untere von Wasserstoff. Die vertikale Breite der Bänder wird durch die Energieauflösung des dE-Detektors bestimmt. Solange die Differenz der isotopspezifischen Energieverluste größer als die Energieauflösung des Detektors ist, können beide Isotope getrennt werden [21].

Um eine Auswertung nach Tiefe und Wasserstoffgehalt wie bei Folien-ERDA zu erhalten, benötigt man die Gesamtenergie $E_{\text{T}} = E_{\text{End}} + E_{\text{dE}}$ der Wasserstoffisotope. Dazu muß jeder Punkt $(E_{\text{End}}, E_{\text{dE}})$ im Spektrum addiert werden zu $(E_{\text{End}} + E_{\text{dE}}, E_{\text{dE}})$. Anschließend muß jedes „Band“ einzeln über E_{dE} summiert werden. Dadurch erhält man wieder ein gewöhnliches eindimensionales Gesamtenergiespektrum für jedes Isotop. Das eindimensionale Spektrum kann man für eine Tiefenprofilauswertung und Gehaltbestimmung benutzen. Die Gleichungen (3.6, 3.7) für Folien-ERDA gelten auch für dE-E-ERDA, wenn man das Stopping der Folie S_{Folie} Null setzt.

Gegenüber Folien-ERDA kann man mit dE-E-ERDA dickere Schichten isotopspezifisch analysieren. Außerdem entfällt der Beitrag des Stragglings in der Folie zur Energieunsicherheit, da das Stragglings im dE-Detektor gemessen wird. Dafür trägt allerdings das elektronische Rauschen des Transmissionszählers aufgrund seiner höheren Kapazität maßgeblich zur Energieunschärfe bei. Die Tiefenaufklärung von dE-E-ERDA ist aber in der Regel trotzdem höher als bei Folien-ERDA.

3.4. NRA

Die Ionenstrahlanalyse NRA (nuclear reaction analysis) benutzt zum Nachweis von einzelnen Isotopen jeweils spezifische Kernreaktionen. Hier wird mit der Kernreaktion



Deuterium nachgewiesen. Die NRA-Analyse kann an der gleichen Anlage durchgeführt werden wie die anderen Analyseverfahren. Dabei werden ${}^3\text{He}^+$ -Ionen mit einer Energie von 790 keV auf das Target geschossen. Im Target wird bei dieser Reaktion die Energie von 18,352 MeV frei [23], die sich auf die Reaktionsprodukte p und ${}^4\text{He}$ im umgekehrten Verhältnis ihrer Massen aufteilt. Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{NRA} für die Reaktion ist in Abbildung 3-7 [29] gezeigt.

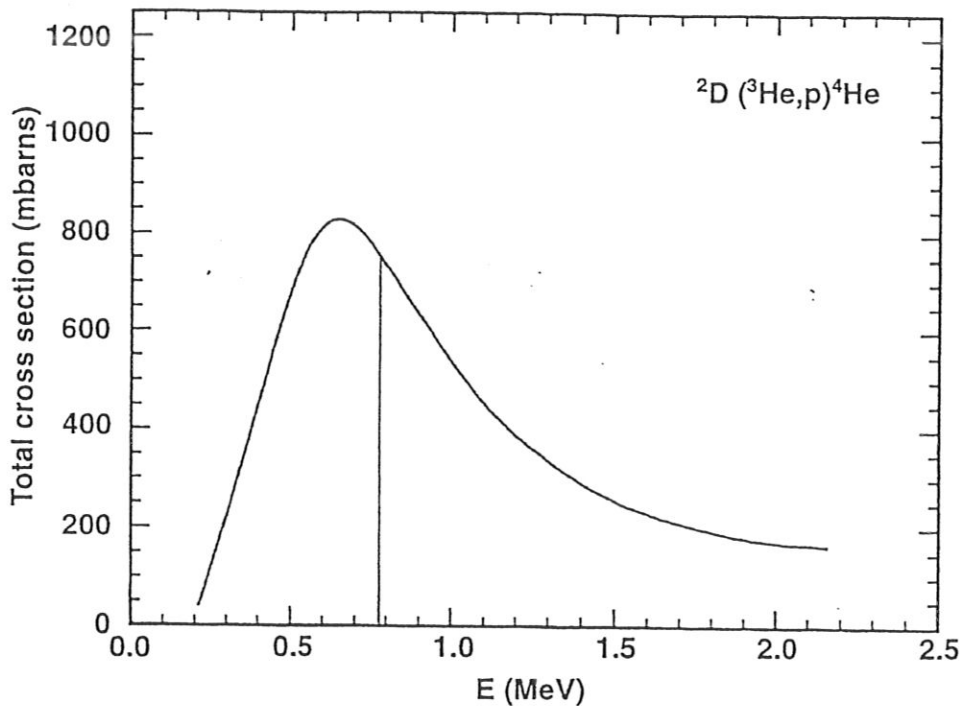


Abb 3-7: Totaler Wirkungsquerschnitt σ_{NRA} von $D({}^3\text{He},p){}^4\text{He}$ in Abhängigkeit von der Energie der ${}^3\text{He}^+$ -Ionen. Das Maximum liegt bei etwa 640 keV. Die Anfangsenergie von 790 keV der hier verwendeten Ionen ist als Gerade eingezeichnet.

Das Maximum des Wirkungsquerschnitts liegt bei einer kleineren Energie als der gewählten Energie der Ionen, da die Heliumionen beim Eindringen in das Target Energie verlieren, und damit in den Bereich des Maximums gelangen. Zum Beispiel verlieren die Ionen beim Durchlaufen einer typischen a-C:D-Schicht von $5000 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^2$ 147 keV. Danach haben die Ionen etwa die Energie im Maximum des Wirkungsquerschnitts.

In einem großflächigen Zähler wird nur die Gesamtzahl der Protonen gemessen. Eine Metallfolie vor dem Detektor verhindert, daß auch rückgestreute Heliumionen den Detektor erreichen.

Für diese Nachweisreaktion in a-C:D-Schichten ist die Anlage mittels Schichten bekannter Zusammensetzung kalibriert, so daß man aus der Zahl der Heliumionen, die das Target treffen, und der totalen Summe der Zählpulse mit folgender Beziehung direkt den Gehalt von Deuterium γ_D in Atom/cm² erhält :

$$\gamma_D = \frac{N_{\text{Pulse}} \cdot C_{\text{eich}}}{q} \quad (3.8)$$

mit $C_{\text{eich}} = 2,21 \cdot 10^{13} \frac{\mu\text{C} \cdot \text{Atom}}{\text{cm}^2 \cdot \text{Pulse}}$

N_{Pulse} Summe der Zählpulse
 q Ladung in μC , wird am Beschleuniger gemessen und entspricht der Zahl der einlaufenden Ionen

Da diese Analysemethode aufgrund der speziellen Kalibrierung genauer ist als die ERD-Analyse, wurden mit NRA Vergleichsmessungen zu den ERDA-Messungen durchgeführt.

4. Beschreibung der Computersimulationen

4.1. TRIM¹

Das Monte-Carlo-Programm TRIM.SP (TRansport of Ions in Matter SPuttering) simuliert das Verhalten von Ionen, die in einen amorphen Festkörper (Target) eindringen. Dazu berechnet TRIM Trajektorien für einzelne Ionen, bis diese das Target wieder verlassen (Reflexion, Transmission) oder im Target implantiert werden. Die Ionen erleiden einen Energieverlust auf ihrem Weg durch Materie im wesentlichen auf zwei Arten :

Erstens durch elastische Stöße, wobei sich auch die Richtung der Ionen ändert.

Zweitens durch inelastischen Energieverlust (elektronisches Stopping) ohne Richtungsänderung.

TRIM bestimmt aus der Targetdichte die freie Weglänge der Ionen, nach der jeweils ein Stoß mit zufällig gewähltem Stoßparameter stattfindet. Die betrachteten Stöße werden als Zweierstöße² behandelt, wobei das Targetatom vor dem Stoß als ruhend angenommen wird. Statt einer exakten Flugbahnberechnung wird die asymptotische Bahn verwendet. Die Wechselwirkung zwischen den Stoßpartnern wird durch ein abstoßendes Wechselwirkungspotential (Kr-C-Potential) beschrieben, das es gestattet, den Streuwinkel mit der Approximation der „Magischen Formel“ zu bestimmen. Die Genauigkeit dieser Näherung ist besser als 1% [15,16]. Das Wechselwirkungspotential bestimmt den elastischen Stoß mit Richtungsänderung der Ionen.

TRIM verfolgt auch die Bahn der gestoßenen Teilchen des Festkörpers. Dies ist für Zerstäubungssimulationen notwendig. Eine vollständige Beschreibung des Programms findet sich in der Literatur [1].

Der inelastische Energieverlust an Elektronen (Stopping) wird zu je gleichen Teilen für niedrige Ionenenergien durch das Stopping von Lindhard-Scharf (LS) und Oen-Robinson (OR) simuliert. Die Stoppingwerte von Andersen und Ziegler werden für hohe Energien benutzt (>20 keV für H; >100 keV für He).

Ein anziehendes Potential, wie es an der Oberfläche von Festkörpern existiert, wird durch ein stufenförmiges Potential mit einer typischen Bindungsenergie von 1-2 eV für Wasserstoff simuliert. Dadurch werden aus dem Festkörper auslaufende Teilchen gebremst und einlaufende Teilchen beschleunigt.

4.2. SIMNRA

Das Programm SIMNRA simuliert das Energiespektrum bei bekannter Targetzusammensetzung, das bei einer Ionenstrahlanalyse mit MeV-Ionen (RBS, Folien-ERDA, NRA) gemessen

¹ hier wird die Version TRIM.SP verwendet, die im weiteren Text nur als TRIM bezeichnet wird.

² Zweierstoß bedeutet in diesem Zusammenhang, daß kein weiterer Stoß auftritt, bevor die Flugbahn ihre Asymptote erreicht hat.

würde. Dabei kann das Target in mehreren verschieden dicken Schichten (Layer) mit unterschiedlicher Zusammensetzung chemischer Elemente angegeben werden. Das Target kann dann mit beliebigen Ionen mit beliebiger Energie beschossen werden. Die experimentellen Parameter, wie zum Beispiel die Geometrie, Fluenz und Detektorraumwinkel werden berücksichtigt.

SIMNRA unterteilt die Layer intern in dünnere Sublayer. In jedem Sublayer verlieren die einfallenden Ionen unterschiedlich viel Energie durch Wechselwirkungen mit den Elektronenhüllen und mit dem Kernpotential der Festkörperatome (Stopping). Dies führt zu einer Verbreiterung (Stragglung) der anfangs scharfen Energieverteilung der ankommenden Ionen. SIMNRA verteilt deshalb die ein- und auslaufenden Ionen in einstellbare Energieintervalle (Energieschrittweite). Die Sublayer sind nun gerade so dünn, daß der Energieverlust der Ionen in einem Sublayer etwa der Energieschrittweite der Ionen entspricht.

In Abhängigkeit des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts für ein Ereignis (hier Stoß für ERDA und RBS oder Kernreaktion für NRA) wird ein bestimmter Anteil der Ionen an den Grenzflächen der Sublayer „gestreut“. Dabei können die „gestreuten“ Teilchen entweder reflektierte Ionen (RBS) oder gestoßene Ionen (ERDA) oder Reaktionsprodukte (NRA) sein. Als Wirkungsquerschnitte für die Stöße werden entweder der Rutherford'sche Wirkungsquerschnitt oder gemessene Wirkungsquerschnitte benutzt. Unter einem Stoß versteht man hier einen Stoß mit kleinem Stoßparameter (d.h. große Winkeländerung), im Gegensatz zu den sehr häufigen Kleinwinkelstößen, die zum Stragglung beitragen. Bei der Simulation werden in dieser Arbeit nur Einfachstöße verwendet, da Zweifachstöße seltener sind und deutlich mehr Rechenzeit erfordern. In Abbildung 4-1 ist ein Einfach- und ein Zweifachstoß mit identischen Ein- und Ausfall-

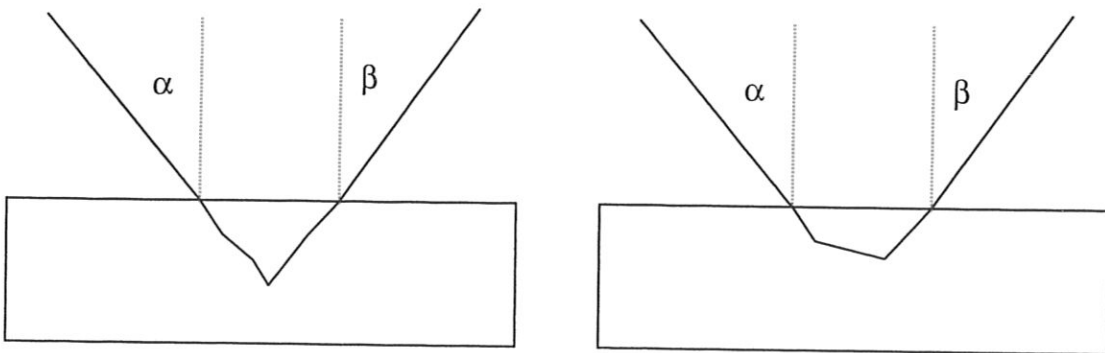


Abb. 4-1 : *a* Einfachstoß (a) und *b* Zweifachstoß (b) in einer Targetschicht mit jeweils identischen Einfalls- und Ausfallswinkeln. Bei (a) sind die Kleinwinkelstöße neben dem Einfachstoß im Target angedeutet.

winkeln, aber unterschiedlicher Austrittsenergie, gezeigt. Für den Energieverlust (Stopping) in den Sublayern werden in dieser Arbeit die Daten von Ziegler und Andersen [13,14] verwendet. Das Stopping für Sublayer, die aus verschiedenen Elementen bestehen, wird nach der Bragg'schen Regel gebildet (siehe Kapitel 1.1.). SIMNRA berechnet die Energien der in Richtung des Detektors auslaufenden Teilchen, die sie nach dem Verlassen der Targetoberfläche besitzen. Zusätzlich kann auch der Energieverlust und die Energieverbreiterung einer dünnen

Folie (wie z.B. für Folien-ERDA) simuliert werden. Mit diesem Programm ist es möglich, ein gemessenes Energiespektrum direkt mit dem simulierten Spektrum zu vergleichen [2].

4.3. LORI

LORI [26] berechnet auf dem umgekehrten Weg wie SIMNRA (siehe Abschnitt vorher) aus einem bekannten Energiespektrum die Tiefenverteilung der chemischen Elemente (bzw. Isotope bei Wasserstoff) im Target.

Das Programm liest den Teil eines Energiespektrums ein, der von dem entsprechenden Isotop im Target herrührt. Für jede Energie des eingelesenen Spektrums wird mit dem Stopping für einlaufende und auslaufende Teilchen die Flächendichte, die zwischen Oberfläche und Stoßtiefe liegt, rekonstruiert. Aus der Flächendichte wird mit der Dichte der Schicht die Tiefe in Angström berechnet. Aus der Höhe des Energiespektrums und dem Wirkungsquerschnitt für den Stoß wird die Häufigkeit des betreffenden Isotops in dieser Tiefe ermittelt.

LORI benutzt das Stopping von Andersen und Ziegler [13,14]. Das Stopping bei gemischten Schichten wird nach der Bragg'schen Regel gebildet. Das heißt aber, das für ein korrektes Stopping die Zusammensetzung der Schicht vorher bereits bekannt sein muß. Das LORI-Programm erfordert daher eine Iteration zur Bestimmung der Targetzusammensetzung aus einer Anfangsvorgabe der vermuteten Zusammensetzung. Hier bei a-C:(H,D)-Schichten genügt es, die gleichmäßige Zusammensetzung der Schicht vor der Implantation zu kennen. Das Verhältnis von C zu (H,D) ändert sich nicht so stark, daß sich das Stopping dadurch wesentlich verändern würde. Es verändert sich weitgehend nur das Verhältnis der Wasserstoffisotope zueinander. Das Stopping für Teilchen in Wasserstoff ist nahezu unabhängig von der Wahl der Wasserstoffisotope. In Abbildung 4-2 ist ein Energiespektrum von zwei Isotopen schematisch gezeigt, aus welchem LORI ein Tiefenprofil berechnet. Die einander entsprechenden Kanten sind durch Pfeile verbunden.

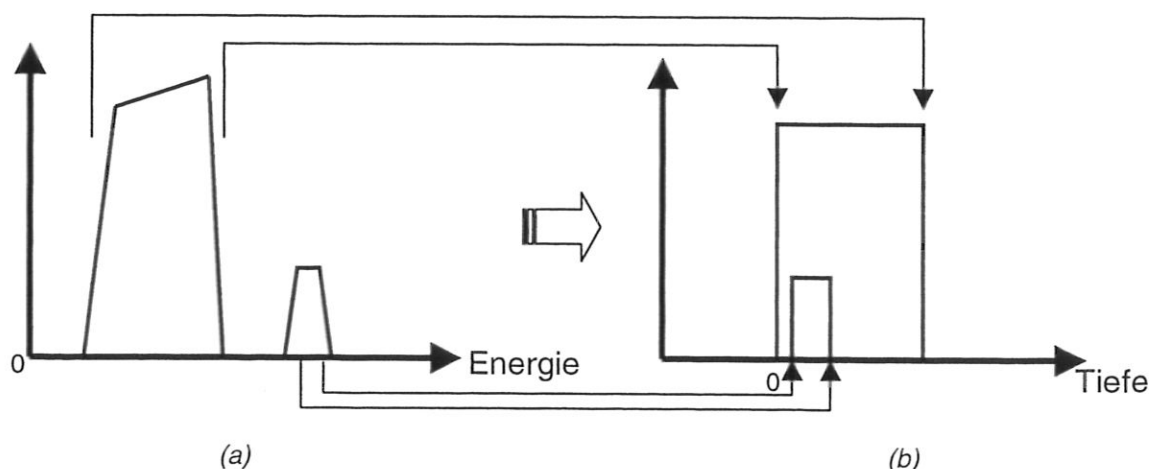


Abb 4-2 : Schematische Darstellung für zwei verschiedene Isotope : LORI berechnet aus einem gemessenen Energiespektrum (a) ein Tiefenprofil (b) für jedes Element bzw. Isotop. Die Pfeile zeigen einander entsprechende Kanten.

5. Konstruktion des Detektorsystems

5.1. Mechanische Teile

Das ERDA-Detektorsystem wird in einer Vakuumkammer, dem sogenannten Rückstreutopf, in einem festen Streuwinkel Θ von 30° im Laborsystem installiert und soll die folgenden vier Betriebsarten ermöglichen:

- **Enddetektor allein**
- **Enddetektor** und vorgeschalteter **5,1 μm -Nickelfolie** (Folien-ERDA)
- **Enddetektor** und vorgeschaltetem **9,3 μm -Transmissionsdetektor** (dE-E-ERDA)
- **Enddetektor** und vorgeschaltetem **(geplanten) Transmissionsdetektor** (dE-E-ERDA)

Außerdem muß der Ionenstrahl ungehindert das ERDA-System passieren können, um auch andere Experimente erreichen zu können. Der geplante Transmissionsdetektor sollte dünner sein (z.B. ca. $5 \mu\text{m}$), da sich zwar das elektronische Rauschen wegen der höheren Kapazität erhöht, aber durch den geringeren Energieverlust der Ionen eine größere Tiefe (bis $1,3 \mu\text{m}$ nach [21]) detektieren läßt.

In dieser Vakuumkammer befinden sich auf einer Grundplatte bereits weitere Meßeinrichtungen. Aus diesem Grund darf die Grundplatte zum Einbau des neuen ERDA-Systems nicht ausgebaut werden, da sonst die Justierung der anderen Instrumente verloren geht. Das hat zur Folge, daß nur die vorhandenen zwei Schraubenlöcher (M 2,5) des alten ERDA-Zählers zur Befestigung dienen können (siehe Abbildung 5-1). Da im Lager eine Schiebedurchführung für einen Schiebeweg von 11 cm vorhanden war, konnte ohne Zeitverlust die mechanisch einfachste Lösung, nämlich die Detektoren starr verbunden von außen zu schieben, wie es in der Übersicht in Abbildung 5-1 gezeigt ist, realisiert werden. Außerdem war ein großer Flansch am Rückstreutopf an passender Position frei, so daß die Schiebedurchführung über eine kurze Versetzung im passendem Winkel von 30° angebracht werden konnte. Die Schiebedurchführung arbeitet mit einer Gewindestange und einem Handrad, wobei eine Umdrehung einem halben Millimeter Schiebeweg entspricht. Durch eine Skala am Handrad ist die Einstellung des Schiebeweges bis auf ein hundertstel Millimeter möglich, womit sich eine geforderte Genauigkeit von 0,1 mm erfüllen läßt. Ein toter Gang war durch eine starre Verbindung und die hohe Übersetzung nicht vorhanden. Für den näher interessierten Leser sind alle einzelnen Konstruktionszeichnungen im Anhang E beigefügt. Die Bodenplatte ruht mit drei Auflagepunkten auf der Grundplatte und ist darauf mit den oben erwähnten zwei Schrauben fixiert. Das Detektorsystem wird auf der Bodenplatte unter einem Streuwinkel von 30° verschraubt. Als Zusatzoption kann das Detektorsystem unter 40° auf der Bodenplatte befestigt werden, da in [20] eine ERD-Analyse mit den Winkeln $\alpha=70^\circ$, $\beta=70^\circ$, $\Theta=40^\circ$ als eine in Intensität und Tiefenauflösung optimierte Variante gefunden wurde. Für diese Variante müssen allerdings der Abschirmzylinder und die Verbindung zur Schiebedurchführung geändert werden (siehe Übersicht in Abbildung 5-1). Es bestand vorläufig kein Bedarf an dieser Variante, so daß die Veränderungen nicht durchgeführt wurden.

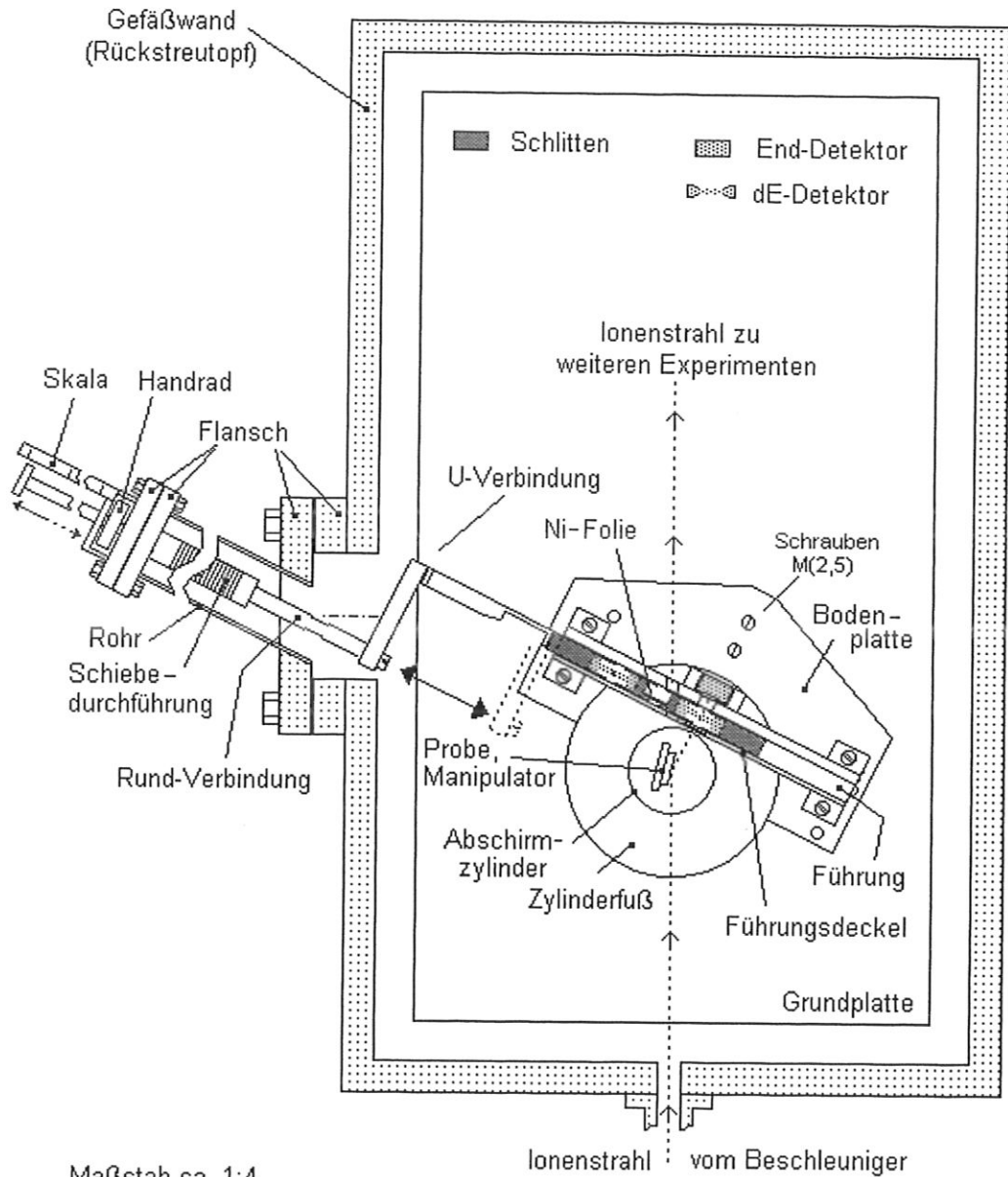


Abb. 5-1 : Vakuumkammer mit neu eingebautem ERDA-System. Durch die Schiebendurchführung läßt sich vor den End-Detektor einer der beiden Transmissionszähler oder eine Ni-Folie positionieren. Der Schiebeweg ist angedeutet. Ist der Schlitten maximal in der rechten Position kann der End-Detektor solo benutzt werden oder der Ionenstrahl kann bei abgelenktem Manipulator die ERDA-Apparatur ungehindert passieren.

Die Bestandteile des Detektorsystems sind im wesentlichen die Führung mit Führungsdeckel und der Schlitten. Alle Metallteile (außer die Blende) wurden aus VA-Stahl gefertigt, da hochenergetische Protonen (auch von anderen Experimenten) in Aluminium Gammastrahlung erzeugen [28].

Führung und Führungsdeckel sind in Abbildung 5-2 skizziert. Die Führung, in welcher der Schlitten entlang gleitet, trägt den Enddetektor, der durch eine Hülse aus Vespel vom Gehäuse elektrisch isoliert ist. Mit zwei Füßen, wie sie in Abbildung 5-2 angedeutet sind, wird die Führung auf der Bodenplatte angeschraubt. Der Führungsdeckel bildet die gegenüberliegende Wand der Führung und enthält zugleich die auswechselbare Blende des Detektorsystems aus Molybdän (0,2 mm dick). Im Führungsdeckel besteht die Möglichkeit, direkt hinter der Blende

eine extrem dünne Folie (nm-Bereich) bei Bedarf einzusetzen. Diese Folie kann eventuell den großen Heliumfluß in jeder Betriebsart des Detektors abschwächen.

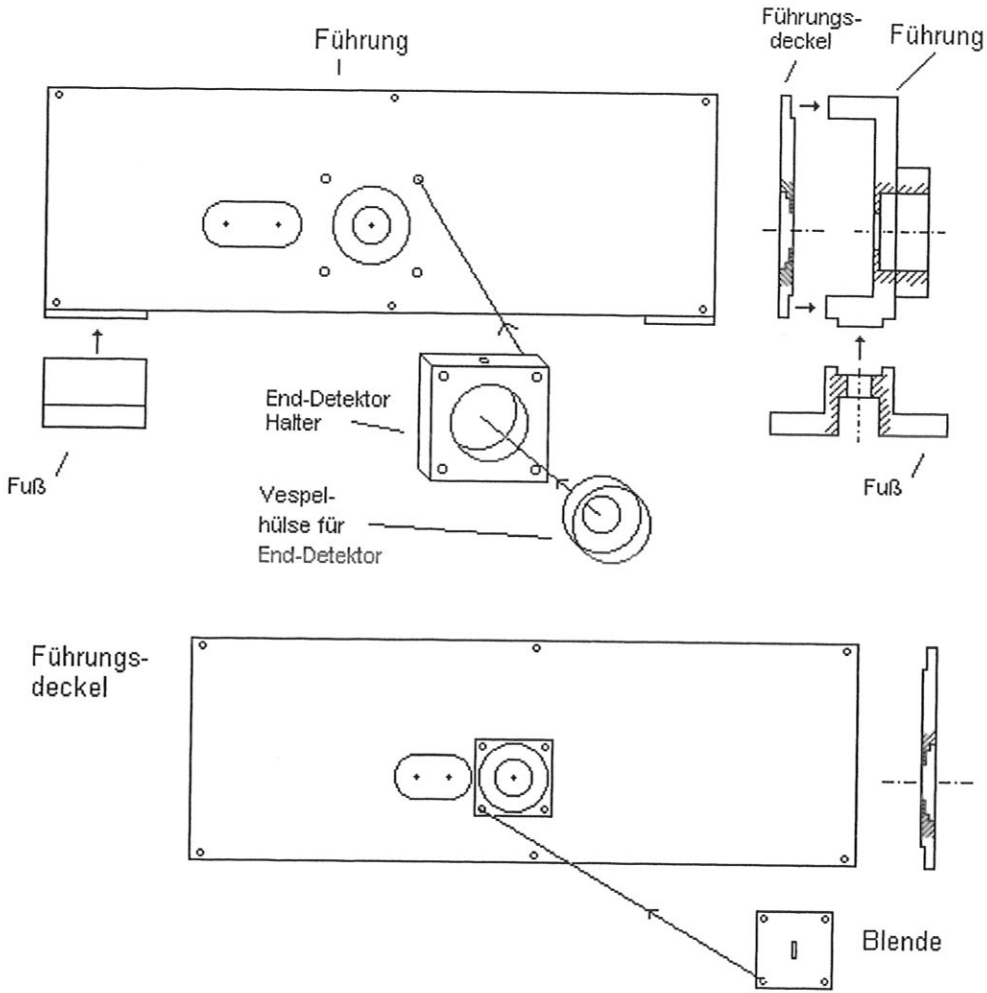


Abb. 5-2 : Führung (oben) und Führungsdeckel (unten) sind dargestellt. Die Blende wird in eine Vertiefung des Führungsdeckels geschraubt. Dort kann bei Bedarf eine dünne Folie befestigt werden. Der Führungsdeckel wird, wie oben angedeutet ist, mit der Führung verschraubt. Die Langlöcher dienen dem ungehinderten Durchgang des Ionenstrahls.

Im Freiraum (zwischen Führung und Führungsdeckel) gleitet der Schlitten, der die Transmissionsdetektoren und die 5,1- μm -Nickel-Folie trägt. Der Schlitten wurde vollständig aus Vespel gefertigt (Firmenbezeichnung : SP-1). Vespel ist ein vakuumtauglicher spanabhebend bearbeitbarer Kunststoff aus Polyimid. Zu seinen Eigenschaften zählen ein hoher spezifischer Widerstand ($10^{16} \Omega\text{cm}$), geringe Gleitreibung, Formbeständigkeit und niedrige Ausgasrate im Vakuum ($<10^{-10} \text{ g}/(\text{cm}^2\text{sec})$ bei 10^{-7} Torr und 260°C). Vespel behält seine Eigenschaften bis zu einer Temperatur von 260°C , so daß auch ein Ausheizen der Vakuumanlage bis zu dieser Temperatur möglich ist. Außerdem kann Vespel einer Ionendosis von $4 \cdot 10^9$ rad bei einer maximalen Intensität von $10 \text{ W}/\text{cm}^2$ ausgesetzt werden, ohne Veränderungen am Material zu bemerken [30].

Die Transmissionsdetektoren und die Folie mit Stahlhülse werden in den Schlitten in die paßgenauen Aussparungen eingelegt und durch die Schlittenrückwand gehalten. Die Schlittenrückwand ist um 0,2 mm versenkt angeschraubt. Damit wird die Auflagefläche in der Führung verringert und die Reibung beim Schieben reduziert. Die abgeschirmten Anschlußkabel der Detektoren werden an beiden Stirnseiten des Schlittens herausgeführt. An der Schlittenbefestigung ist ein Bord angebracht, damit das Detektorkabel nicht vom ungehindert durchgehenden Ionenstrahl getroffen werden kann. In Abbildung 5-3 ist der Schlitten und die Schlittenbefestigung gezeigt.

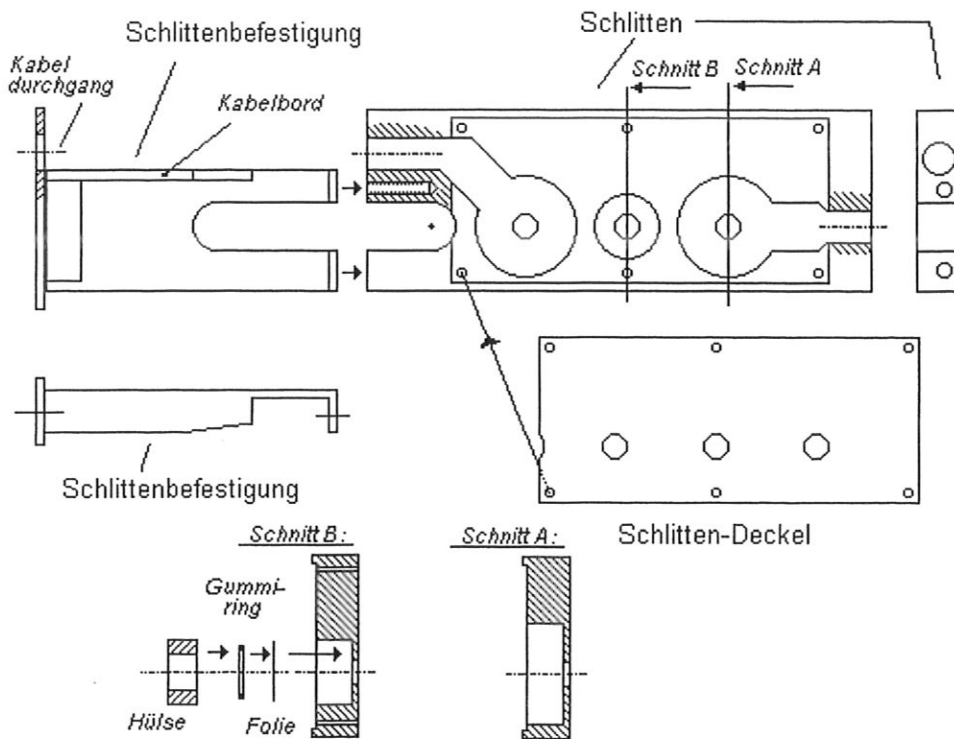


Abb. 5-3 : Schlitten und Schlittenbefestigung sind gezeigt. Die Detektoren werden in die Vertiefungen eingelegt. Die Kabel werden an den Stirnseiten des Schlittens herausgeführt. Die Folie wird eingelegt und mit einem vakuumtauglichen Gummiring mit einer Metallhülse am Schlittenboden gehalten. Detektoren und Metallhülse werden durch den Vespeldeckel fixiert. Eine Aussparung an einer Schlittenseite dient für den Solobetrieb des End-Detektors. Das Langloch an der Schlittenbefestigung benützt der ungehindert durchgehende Ionenstrahl.

Die Verbindungen zur Schiebedurchführung wurden ebenfalls angefertigt. Als weitere Bauteile wurden die Flansche für die 30°-Schiebedurchführung und für die Stromdurchführungen mit separater Masse konstruiert. An den Flanschen des Rückstreutopfes wurden diese mit Kupfer-ringdichtungen verschraubt.

Die Detektoren erhalten jeweils ihre eigene Masseleitung, um Störungen des Meßsignals durch induktive Einkopplung von elektromagnetischer Strahlung in Masseschleifen zu vermeiden.

Die abgeschirmten Kabel zwischen Stromdurchführung und Detektor sowie die Steckverbindungen wurden selbst hergestellt. Da die Kapazitäten der Detektoren und der Kabel parallel geschaltet sind, resultiert die Gesamtkapazität aus der Summe. Eine große Kapazität führt zu

einer größeren Energieunschärfe des Detektors. Deswegen muß die Kapazität der Kabel möglichst klein sein. Die Kapazität C von abgeschirmten Kabeln läßt sich mit der folgenden Gleichung (5.1) für Zylinderkondensatoren näherungsweise beschreiben [31] :

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0 L}{\ln \frac{r_a}{r_i}} \quad (5.1)$$

dabei ist

- L Länge des Kabels
- r_a Radius des Außenleiters
- r_i Radius des Innenleiters
- ϵ_0 Dielektrizitätskonstante

Um die Kapazität C der Kabel niedrig zu halten, muß der Innenleiter einen kleinen Radius r_i besitzen. Deshalb wurde ein 0,2 mm dünner mit Teflon isolierter Draht als Innenleiter benutzt. Als Abschirmung wurde ein üblicher Schlauch aus Kupfergewebe verwendet, der teilweise mit einem Teflonschlauch gegen Kontakt mit Gehäuseteilen isoliert wurde. Teflon ist ein Material, das eine geringe Ausgasrate im Vakuum besitzt und bis Temperaturen von mindestens 200° C verwendbar bleibt.

5.2. Blende und Raumwinkel

Die Blende muß so bemessen sein, daß erstens die Teilchen vom Target die empfindlichen Flächen beider Detektoren treffen und zweitens, daß die detektierten Teilchen keine zu große Verteilung des Streuwinkels Θ besitzen. Die Verteilung des Streuwinkels verursacht eine Energieverteilung der Teilchen, die nicht größer sein soll als die Energieauflösung der Detektoren durch elektronisches Rauschen (25 keV laut Hersteller für den Transmissionsdetektor).

Die Energieänderung pro Winkelgrad (deg) bei einem Streuwinkel Θ von 30° für Deuterium, als der schlimmste Fall, wurde zu 34,8 keV/deg durch das Simulationsprogramm SIMNRA ermittelt (für H: 25,3 keV/deg). Demnach sollte die Streuwinkelverteilung nicht mehr als ca. $0,7^\circ$ betragen.

Die Maße der Blendengrößen wurden durch die in Abbildung 5-4 angedeutete Geometrie zwischen Target und Detektor mit Hilfe eines Pascal-Programms (siehe Anhang B1) ermittelt.

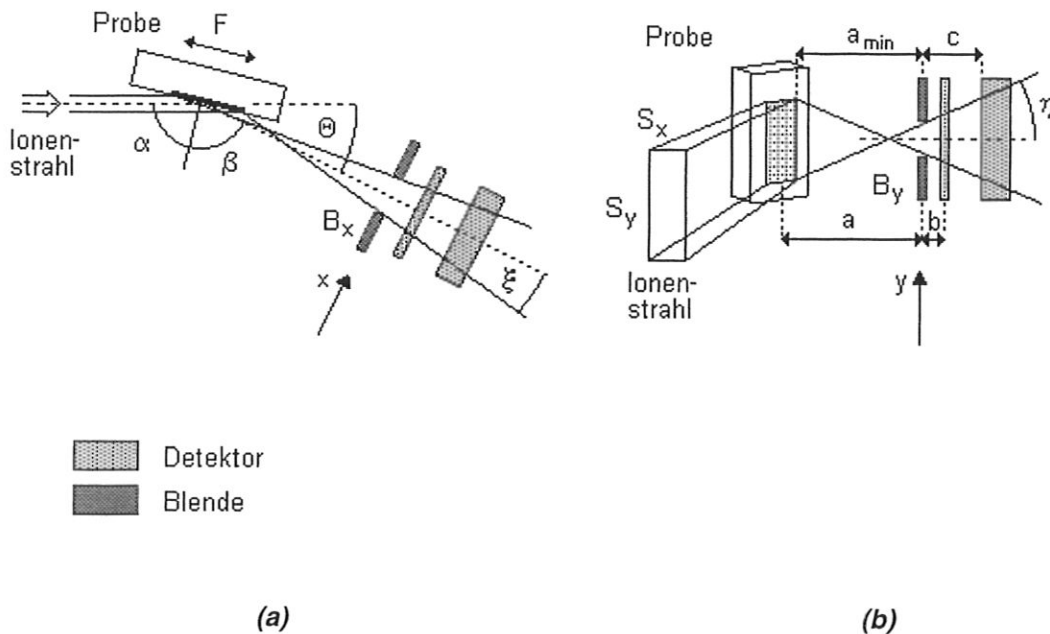


Abb. 5-4 : Strahlengeometrie bei ERDA zur Bestimmung der Blendengröße. Die Ansicht ist senkrecht zur Einfallsebene (y -Richtung) in (a) gezeigt, in (b) blickt man etwa in der Einfallsebene normal auf den ausfallenden Strahl (x -Richtung). Der Strahl in (a) mit der größten Abweichung ξ stammt von Targetpunkten mit kleinstem Abstand von der Blende.

Dabei wird davon ausgegangen, daß der Strahlquerschnitt durch Blenden im Strahlengang vom Beschleuniger auf $0,2 \cdot 1,0 \text{ mm}^2$ ($S_x \cdot S_y$) eingestellt wird. Der Strahl erzeugt dann auf der Probe unter einem Einfallswinkel α von 75° (siehe Abb. 5-4 a) einen Brennfleck $F \cdot S_y$ von ca. $0,8 \cdot 1,0 \text{ mm}^2$. Der Brennfleck steht zur Blendenfläche im Ausfallswinkel β von 75° und in einem Abstand a von Fleckmitte zur Blendenmitte von 24,8 mm. Der minimale Abstand vom Fleckrand normal auf die Blendenfläche wird mit a_{\min} bezeichnet (Abb. 5-4 b) und ist aus der Geometrie durch folgende Gleichung (5.2) festgelegt.

$$a_{\min} = a - \frac{1}{2} \cdot \underbrace{\frac{S_x}{\cos \alpha}}_F \cdot \sin \beta \xrightarrow{\alpha=\beta} a - \frac{1}{2} \cdot S_x \quad (5.2)$$

Die geschätzten Abstände der Detektorflächen zur Blende $b=6$ mm und $c=19$ mm sind zur Sicherheit mit einem angenommenen Fehler von 1 mm addiert worden. Die geometrischen Strahlen vom Brennfleck durch die Blende müssen beide kreisförmigen Detektormeßflächen treffen. Dabei beleuchten Strahlen, die aus dem Gebiet des Brennflecks mit kleinstem Abstand zur Blende stammen (näherungsweise a_{\min}), eine größte Detektorfläche. Diese Strahlen sind in Abbildung 5-4 a für horizontale (x) und in 5-4 b für vertikale (y) Richtung eingezeichnet. Die geometrischen Strahlen besitzen durch die Blendenöffnung B_x und B_y maximal mögliche Winkelabweichungen der 30°-Streurichtung in x- und y-Richtung von ξ und η , die durch folgende Gleichungen berechnet werden können :

$$\tan \xi = \frac{\frac{S_x}{\cos \alpha} \cdot \cos \beta + B_x}{2 \cdot a_{\min}} \xrightarrow{\alpha=\beta} \frac{S_x + B_x}{2 \cdot a_{\min}} \quad (5.3)$$

$$\tan \eta = \frac{S_y + B_y}{2 \cdot a_{\min}} \quad (5.4)$$

Als beleuchtete Fläche auf den Detektoren wird ein Kreis angenommen, der alle geometrischen Strahlen enthält. Die Radien R_T und R_E werden nach den Gleichungen (5.5, 5.6) für den Transmissions- und den End-Detektor berechnet. Beide Kreise müssen kleiner sein als die empfindlichen Meßflächen der Detektoren. Die Detektorflächen sind mit $A_E=50$ mm² und $A_T=10$ mm² für End- und Transmissionsdetektor vom Hersteller angegeben. Damit erhält man implizit eine Bedingung für eine obere Schranke der Blendenöffnungen B_x und B_y .

$$R_T^2 = \left(b \cdot \sin \xi + \frac{1}{2} \cdot B_x \right)^2 + \left(b \cdot \sin \eta + \frac{1}{2} \cdot B_y \right)^2 \leq \frac{A_T}{\pi} \quad (5.5)$$

$$R_E^2 = \left(c \cdot \sin \xi + \frac{1}{2} \cdot B_x \right)^2 + \left(c \cdot \sin \eta + \frac{1}{2} \cdot B_y \right)^2 \leq \frac{A_E}{\pi} \quad (5.6)$$

Die Abweichung $\Delta\Theta$, die sich aus ξ und η für den Streuwinkel Θ ergibt, wird dann mit Gleichung (5.7) aus der Geometrie beschrieben. Die Herleitung von Gleichung (5.7) ist im Anhang C erläutert.

$$\tan(\Theta + \Delta\Theta) = \frac{\sqrt{\sin^2(\Theta + \xi) + \tan^2 \eta}}{\cos(\Theta + \xi)} \quad (5.7)$$

Die Winkelabweichung soll möglichst klein sein, gleichzeitig soll aber die Blendenfläche des Detektors (bzw. der Raumwinkel Ω_{Det}) möglichst groß sein, damit die Meßzeit reduziert werden kann. Um nicht die Gleichungen nach B_x und B_y auflösen zu müssen, wurde das eingangs erwähnte Pascal-Programm Blende geschrieben. Der Quelltext ist in Anhang B1 enthalten. Damit werden für eine Blende (B_x, B_y) bei einem Strahlquerschnitt (S_x, S_y) und der Geometrie (a, b, c ,

α , β , Θ) die beleuchteten Kreisflächen auf den Detektoren, der maximale Streuwinkelbereich $\Delta\Theta$ und der Raumwinkel des Detektors berechnet. Der Raumwinkel des Detektors Ω_{Det} wird nach folgender Gleichung bestimmt :

$$\Omega_{\text{Det}} = \frac{B_x \cdot B_y}{a^2} \quad (5.8)$$

Diese Gleichung (5.8) gilt in guter Näherung für $\Omega_{\text{Det}} < 125 \text{ msr}$ [22].

Die Simulation des Programms liefert eine maximale Höhe der Blende B_y von ca. 2,1 mm bei der alle Detektoren noch getroffen werden. Die Breite der Blende muß kleiner sein, da sonst die Winkelverteilung von Θ der detektierten Teilchen zu groß wird. Aus einem Kompromiß von großem Raumwinkel und kleinem Streuwinkelbereich ergibt sich eine „ideale“ Blende mit der Breite von ungefähr 0,30 mm. Eine Blende mit einer Fläche von $0,35 \cdot 1,70 \text{ mm}^2$ wurde aus 0,2 mm starkem Molybdänblech am Physikdepartment der TUM in Garching mittels Funkenerosion hergestellt. Die genauen Maße wurden unter einem Mikroskop mit Längenskala überprüft. Mit dieser Blende und dem oben angegebenen Strahlquerschnitt ergibt sich aus der Geometrie eine maximale Streuwinkeländerung $\Delta\Theta$ von $+0,68^\circ$.

Es existiert eine Verteilung der gestreuten Teilchen über den Streuwinkelbereich. Teilchen mit extremalen Winkelabweichungen sind seltener, da diese den Detektor nur im Halbschatten der Blende treffen können. Die Verteilung wurde durch ein weiteres Pascal-Programm Winkel simuliert (Quelltext im Anhang B2). Die Verteilung ist in folgender Abbildung 5-5 gezeigt. Die Halbwertsbreite dieser Verteilung wird mit $0,8^\circ$ bestimmt. Damit ergibt sich für Deuterium eine Energieunsicherheit von ca. 27,8 keV und für Wasserstoff ca. 20 keV.

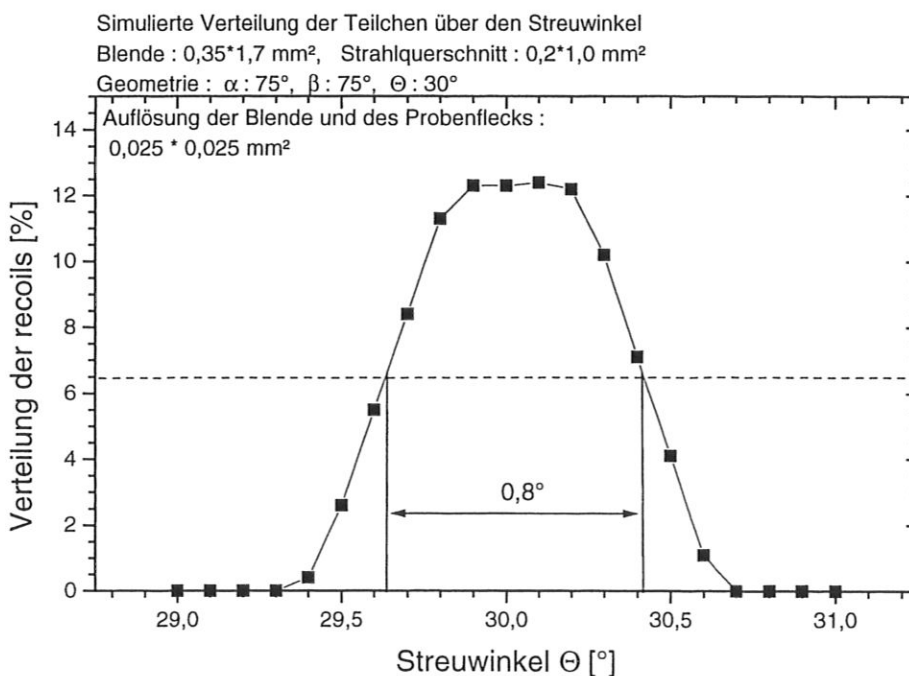


Abb. 5-5 : Simulation der Streuwinkelverteilung der Recoils mit dem Programm Winkel. Durch die flächenhafte Ausdehnung des Strahlflecks auf der Probe und die Öffnung der Blende wird eine Winkelverteilung der gestreuten Teilchen verursacht. Die Asymmetrie um 30° stammt von der Asymmetrie des Winkels ξ in Abb. 5-4 a.

Der Raumwinkel Ω_{Det} wurde zu 0,967 msr berechnet. Der Fehler des Raumwinkels kann durch Vergleich von ERDA-Messungen von Deuterium mit den geeichten NRA-Messungen abgeschätzt werden. Solche Messungen werden in Kapitel 6.3. *Bestimmung des D/C-Verhältnisses* durchgeführt. Der erhaltene Gehalt γ_{D} von Deuterium dieser ERDA- und NRA-Analysen ist in der untenstehenden Tabelle 5 deshalb vorweggenommen worden.

Tabelle 5: mit NRA und ERDA gemessener Gehalt von Deuterium in a-C:H-Schicht

Meßposition in mm	ERDA γ_{D} in 10^{15}At/cm^2	NRA γ_{D} in 10^{15}At/cm^2	Differenz NRA-ERDA in 10^{15}At/cm^2
20,0	2340	2300	-40
27,5	1950	1970	20
37,5	1922	1970	48
57,5	2058	1990	-68
67,5	1935	1930	-5
87,5	1924	1960	36

Die Deuteriumgehalte der ERDA-Messung variieren, vorsichtig abgeschätzt, mit ca. $100 \cdot 10^{15}\text{At/cm}^2$ um die Werte der NRA-Messung. Das entspricht nach Differentiation von Gleichung (3.6) nach Ω_{Det}

$$\Delta\Omega_{\text{Det}} = \Delta\gamma_{\text{D}} \cdot \frac{Q \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}}{N_{\text{Pulse}} \cdot \cos\alpha} \cdot \Omega^2 \quad (5.9)$$

einem Raumwinkelbereich $\Delta\Omega_{\text{Det}}$ von ca. 0,05 msr. Der Raumwinkel des Detektors ist damit 0,967 msr mit einem Fehler von ca. 5%.

5.3. Bestimmung der Foliendicke

Die Dicke der Ni-Folie wurde durch den Energieverlust von energetischen Protonen in der Folie bestimmt. Gemessen wurde mit RBS-Anordnung. Dazu wurden 2,6 MeV-Protonen auf die Folie geschossen, die auf einem Siliziumträger befestigt war. Dabei wurden die Energien der Protonen, die an der Siliziumoberfläche und am Silizium unter der Folie gestreut werden, zu 2257 und 1522 keV gemessen. Der Energieverlust der Protonen in der Folie ergibt sich aus der Differenz beider Energien. Aus dem Energieverlust der Protonen in der zweimal durchlaufenen Folie und dem Stopping für H in Ni von Andersen [13] ergibt sich ein Gehalt γ der Folie von $4,66 \cdot 10^{19}$ At/cm². Da das Stopping für energiereiche Protonen im Bereich 1-10 MeV relativ gut bekannt ist (siehe Abbildung 5-6), kann die Foliendicke zuverlässig bestimmt werden. Mit der Dichte von Ni (8,897 g/cm³ [12]) ist nach Gleichung (7.5) die Foliendicke 5,10 μ m.

$$d = \frac{\gamma \cdot M}{\rho \cdot N_A} \quad (7.5)$$

M ist die molare Masse von Ni, N_A die molare Teilchenzahl.

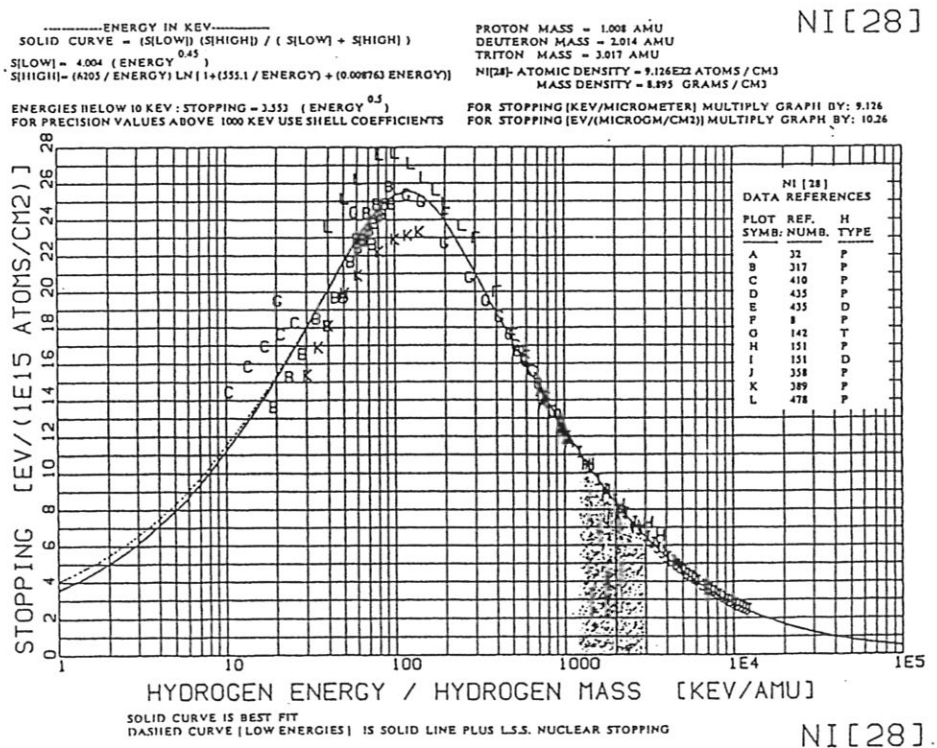


Abb. 5-6 : Gezeigt ist das Stopping über der Ionenenergie von Wasserstoff in Nickel (aus [13]). Die rückgestreuten Protonen befinden sich im gut bekannten Energiebereich von 1,5-2,3 MeV (dunkel schraffiert).

5.4. Bias-Spannungsquelle für dE-Detektor

Die kleinen Ströme der Detektoren werden direkt nach der Stromdurchführung am Rückstreu-topf jeweils in ladungsempfindlichen Vorverstärkern (EG&G ORTEC 142B) verstärkt. Die Vorspannung (bias) liegt über einem Widerstand von $10\text{ M}\Omega$ im Vorverstärker am dE-Detektor an. Kommerziell erhältliche Vorspannungsgeräte sind für Spannungen bis einige 100 V ausgelegt und für die niedrige Spannung, welche der Transmissionsdetektor benötigt, nur bedingt geeignet. Ein weiteres Problem ist der höhere Biasstrom aufgrund des kleineren Widerstandes der dünnen Transmissionsdetektoren und der damit verbundene Spannungsabfall am Vorwiderstand, welcher die am Detektor anliegende Spannung erniedrigt. Um eine definierte Spannung am Detektor zu erzielen, muß der Spannungsabfall am Vorwiderstand bestimmt werden können. Dies geschieht am einfachsten durch eine Messung des Biasstromes. Kommerzielle Vorspannungsgeräte bieten diese Möglichkeit leider nicht. Von daher wurde für den Transmissionsdetektor eine spezielle stabilisierte Bias-Spannungsquelle von 4 V entworfen und gebaut. Das Prinzipschaubild für die Spannungsquelle ist in Abbildung 5-7 gezeigt. Speziell für den Transmissionsdetektor wurde eine stabilisierte Bias-Spannungsquelle für 4 V entworfen, um Signalunsicherheiten durch Spannungsschwankungen zu vermeiden. Dabei soll die Spannung ermittelt werden können, die am Detektor anliegt und dort nicht direkt gemessen werden kann. Mein erster Entwurf für die Spannungsquelle ist in Abbildung 5-7 prinzipiell gezeigt.

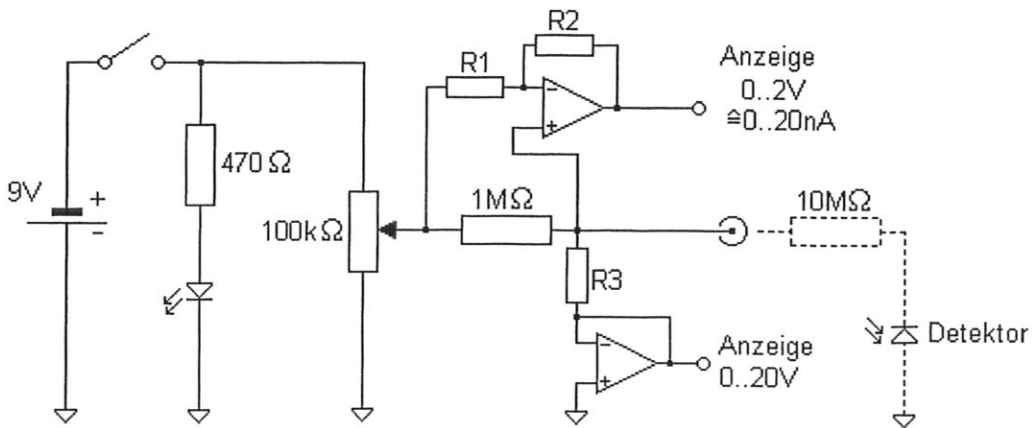


Abb. 5-7: Prinzip der Bias-Spannungsquelle für den dE-Detektor. Der Sperrstrom des Detektors wird über den Spannungsabfall des $1\text{ M}\Omega$ -Widerstands gemessen. Die Spannung wird am Ausgang hochohmig gemessen. Aus Strom und Spannung kann die Spannung am Detektor bestimmt werden.

Die stabile Spannung wird von einer 9V -Batterie oder Akkumulator geliefert. Das hat den Vorteil, daß die Schaltung schnell aufgebaut werden kann. Über einen Potentiometer ($100\text{ k}\Omega$) kann eine konstante Spannung gewählt werden. Der Strom fließt über den Shuntwiderstand ($1\text{ M}\Omega$) zum Ausgang. Am Ausgang befinden sich der oben erwähnte Vorverstärkerwiderstand R_V ($10\text{ M}\Omega$) und der dE-Detektor in Serie (in Abbildung 5-7 gestrichelt angedeutet). Der Sperrstrom I_S des Detektors wird über den Spannungsabfall am Shuntwiderstand über einen Verstärker ($100\times$) angezeigt. Die Spannung U_A am Ausgang wird über einen Impedanzwandler (Verstärkung 1) auf einem Display angezeigt. Das endgültige Schaltbild ist zusammen mit der Elektronik-Werkstatt entstanden und in Abb. 5-8 gezeigt. Die Bauteilliste ist im Anhang D zu finden.

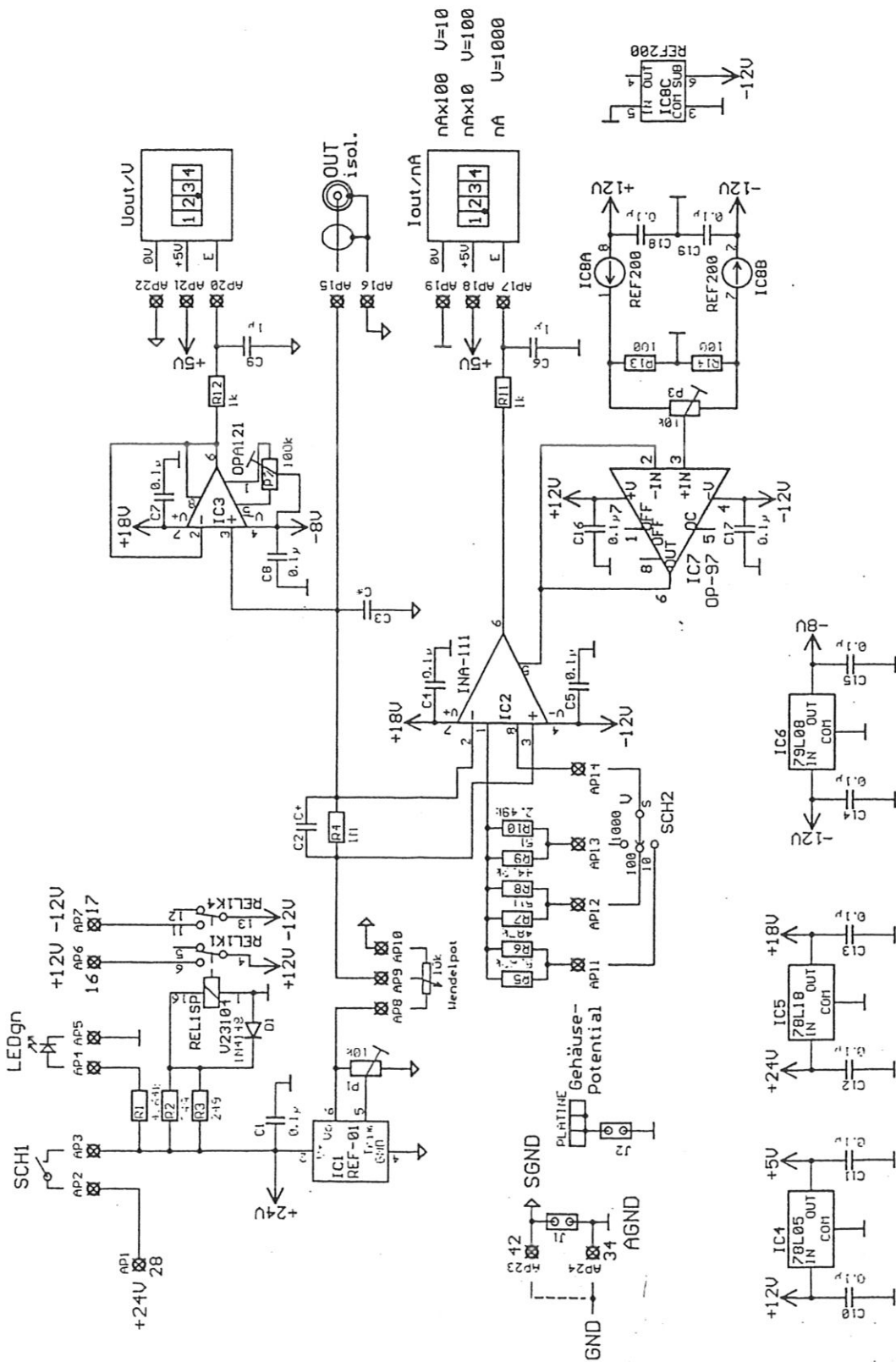


Abb. 5-8 : Vollständiger Schaltplan der Bias-Spannungsquelle für den dE-Detektor.

Die Spannung wird statt durch eine Batterie durch die Referenzspannungsquelle (IC1) aus einer 24V-Versorgung am Meßplatz geliefert. Außerdem wurde die Masse des Detektors getrennt von der Gehäusemasse gehalten. Die Referenzspannungsquelle liefert eine Spannung die sich auf die Detektormasse bezieht. Die Schaltung wurde mit RC-Gliedern gegen elektrische Schwingungen gedämpft. Die Spannung am Detektor läßt sich dann aus Sperrstrom I_S und Spannung am Ausgang U_A wie folgt bestimmen :

$$U_{\text{Det}} = U_A - R_V \cdot I_S \quad (5.10)$$

mit $R_V = 10 \text{ M}\Omega$

Die Vorspannung des $9,3 \mu\text{m}$ Transmissionszählers darf höchstens 4 V betragen. Der Sperrstrom wurde typischerweise zu ca 2,00 nA gemessen, dann liegt bei 4,0 V am Ausgang der Bias-Quelle am Detektor nach obiger Gleichung (5.10) genau 3,98 V an.

5.5. Anschluß an Verstärker, ADC und 2D-MCA

Vom Vorverstärker werden die Spannungssignale über 50- Ω -Koaxialkabel zu den Hauptverstärkern übertragen. Die Hauptverstärker wandeln die Spannungspulse, die eine kurze Anstiegszeit von typischerweise 10 ns und eine relativ langsame Abklingzeit von ca. 200 – 400 μs aufweisen, in gaußförmige Spannungspulse um. Diese Gaußpulse werden an jeweils einem ADC angelegt, die eine feste Totzeit besitzen. Das heißt, die Umwandlungszeit für einen Spannungswert hängt nicht von der Höhe der angelegten Spannung ab. Die ADC's werden durch eine PC-Einschubkarte des M2D gesteuert. Über Jumper auf der Karte wurde ein Modus gewählt, so daß erst ein neuer Puls digitalisiert wird, wenn die Digitalisierung des vorangegangenen Pulses beendet ist. Diese Betriebsart ist bei Koinzidenzschaltung beider ADC's notwendig. Das digitalisierte Signal wird über je ein 32-Pin-Flachbandkabel zu der M2D-Einschubkarte übertragen. Diese Karte, die an der Johannes-Kepler-Universität Linz gebaut wurde [3], beinhaltet auch den Speicher des 2-dimensionalen Spektrums (Vielkanalanalysator).

Über das gleiche Breitbandkabel wird auch die Koinzidenzbedingung der ADC's überwacht. Ist die Koinzidenzbedingung nicht erfüllt, dann wird der Wert der ADC's nicht gespeichert. Es läßt sich über die zugehörige Software (M2D [3]) ein Koinzidenzfenster (=Koinzidenzbedingung) von 0,125 – 32 μs definieren. Da die Länge des Koinzidenzfensters durch die Elektronik bestimmt wird und nicht durch die Flugzeit der Teilchen zwischen den Detektoren, müssen beide ADC's das Koinzidenzfenster nach einem Meßsignal starten können. Durch Testpulse, die Meßsignale der Detektoren simulieren, wurde eine Länge des benötigten Koinzidenzfensters zu 5 μs ermittelt.

Der Speicher für das 2-dimensionale dE-E-Spektrum besitzt eine maximale Größe von 256 K mit einer Tiefe von 3 Byte (max. $16'777'215$ Pulse). Das Energiespektrum kann mit der zugehörigen Software über dE oder E in einzeln definierbaren Bereichen integriert werden, so daß eindimensionale Spektren für die Tiefenprofilauswertung zur Verfügung stehen.

6. Herstellung der a-C:H und a-C:D Schichten

6.1. Beschichtungsanlage

Es sollten etwa 400 nm bis 500 nm dicke harte amorphe Kohlenwasserstofffilme auf einem Siliziumträger mit dem HF-Plasmaverfahren (13,6 MHz) aufgebracht werden. Als Träger wurden handelsübliche einkristalline Siliziumwafer mit vier Zoll (10 cm) Durchmesser verwendet. Der prinzipielle Aufbau der Beschichtungsanlage ist in der untenstehenden Abbildung 6-1 dargestellt.

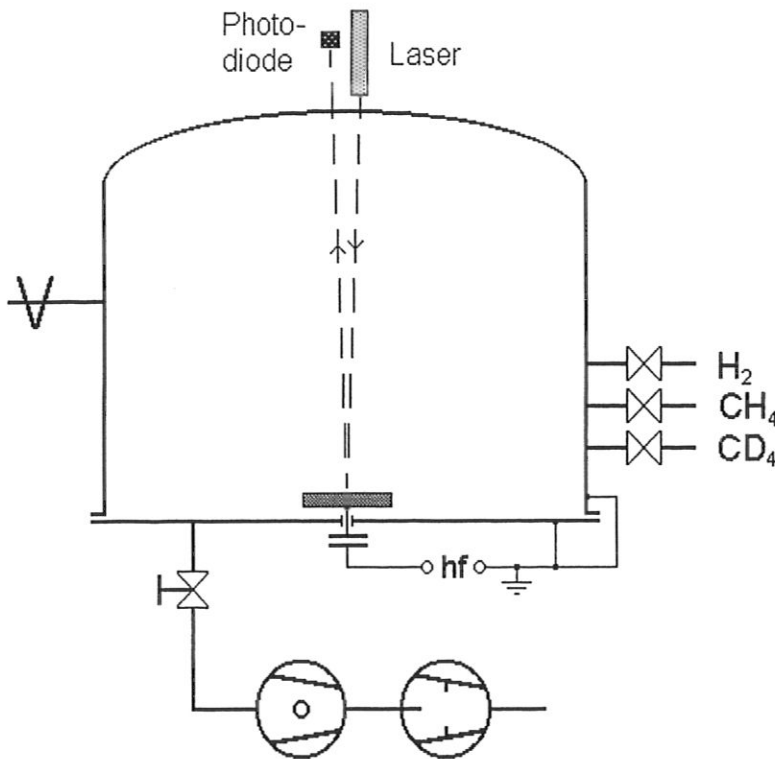


Abb. 6-1 : HF-Plasmabeschichtungsanlage für a-C:H- und a-C:D- Schichten (Beschreibung siehe Text).

In der Vakuumkammer herrscht ein konstanter Druck, der über ein Drosselventil zwischen Kammer und Pumpstand einstellbar ist. Der Pumpstand besteht aus einer Turbomolekular- und einer Drehschieberpumpe. Über jeweils eigene Leitungen werden die Arbeitsgase für die Plasmaentladung zugeführt. Mit einer Wasserstoffplasmaentladung kann die Kammer und das zu beschichtende Substrat vor dem eigentlichen Prozeß gereinigt werden. In der Kammer befindet sich ein Substratteller, auf den der Siliziumwafer aufgelegt wird. Die hochfrequente Spannung (hf) wird zwischen Gehäuse und Substratteller angelegt. Die Ionen im Plasma können der Hochfrequenz nicht folgen. Die Ionenströme auf die Elektroden sind unabhängig von der mo-

mentanen Polung der HF-Spannung. Hingegen können die leicht beweglichen Elektronen der HF-Spannung folgen. Auf den kleineren Substratteller treffen bei negativer Polung deshalb anfangs wesentlich weniger Ionen als Elektronen auf als auf das Gehäuse. Den Ladungsausgleich durch einen Gleichstrom unterbindet aber der Kondensator zwischen HF-Quelle und Substratteller, weshalb der Nettostrom aus dem Plasma auf beide Elektroden verschwindet. Der Substratteller lädt sich deshalb negativ auf, um die leicht beweglichen Elektronen zurückzuhalten. Es bildet sich eine Potentialdifferenz zwischen Substratteller und Gehäuse, wobei der Substratteller in jeder Halbwelle der HF-Spannung auf konstantem negativen Potential liegt. Die negative Spannung am Substratteller gegenüber der Masse wird Selfbias-Spannung genannt und bewirkt eine Beschleunigung der Ionen zum Substratteller hin [4]. Mit einem Laserinterferometer, das oben am Gehäuse angebracht ist, kann die optischen Schichtdicke in situ gemessen werden.

6.2. Beschichtung

Zuerst wurde die Anlage und das Substrat durch eine Wasserstoffplasmaentladung gereinigt. Für den Beschichtungsprozeß wurden die in der folgenden Tabelle 6.1 enthaltenen Parameter eingestellt :

Tabelle 6.1 : Beschichtungsparameter

Schicht	Gasart	Gasdruck	Self-bias
a-C:H	CH ₄	2 Pa	-300 V
a-C:D	CD ₄	2 Pa	-300 V

Während der Beschichtung wird die optische Schichtdicke kontinuierlich mit Laserinterferenz gemessen (siehe Abbildung 6-2). Dazu wird ein Laserstrahl von außen durch ein Fenster in die Vakuumkammer auf das Substrat gelenkt. Der Laserstrahl wird sowohl an der beschichteten Oberfläche als auch an der Siliziumoberfläche nahezu senkrecht reflektiert. Beide reflektierten Strahlen interferieren miteinander. Die resultierende reflektierte Intensität ist abhängig von

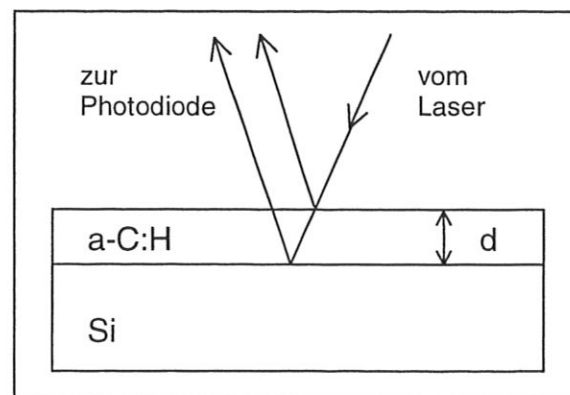
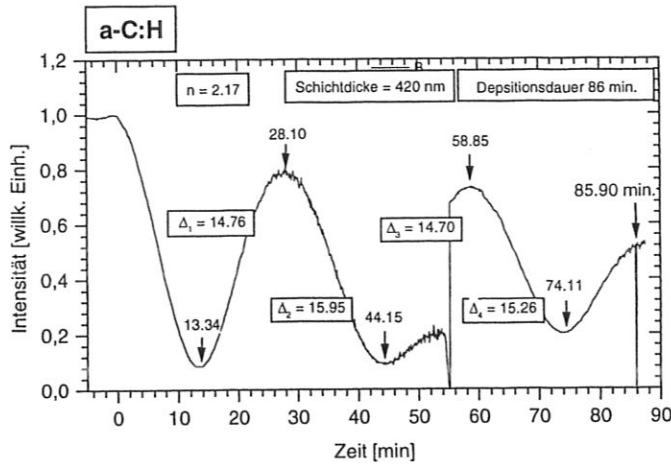


Abb. 6-2 : Reflexion des Lasers am Substrat während der Beschichtung (Winkel übertrieben gezeichnet)

der Dicke d der Schicht und wird mit einer Photodiode über die gesamte Beschichtungsdauer aufgezeichnet. In Abbildung 6-3 a, b ist der zeitliche Verlauf der Intensität für die a-C:H- und a-C:D-Schicht dargestellt. Für die gewünschte Schichtdicke sind etwa 2,75 Interferenzperioden nötig. Da der Lichtweg relativ lange ist, reagiert der provisorische Meßaufbau sehr empfindlich auf eine Winkeländerung des Substrats. Bei beiden Intensitätsmessungen ist nach etwa jeweils

der gleichen Zeit die Photodiode aus der Position des Laserstrahls geraten (verrauschte Signal in Abb. 6-3 a, b), womit eine kontinuierliche Intensitätsabnahme verbunden war.

a



b

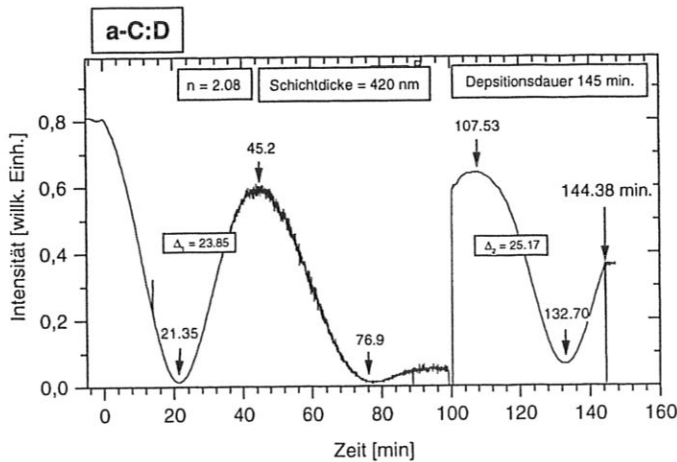


Abb. 6-3 a, b : Gemessene Intensität an der Photodiode des Interferometers während der Beschichtung von a-C:H (a) und a-C:D (b). Die Zeiten der Extrema und teilweise der Differenzen benachbarter Extrema sind eingetragen.

Dies läßt vermuten, daß sich nach einer bestimmten Menge an zugeführter Energie durch thermische Effekte der Winkel der Substratoberfläche zum Laserstrahl verändert hat. Der Laserstrahl wurde nachjustiert, was zu den Sprüngen in der Intensität geführt hat. Die Aufzeichnungen bleiben trotzdem brauchbar, da nur die Extrema ausgewertet werden. Die genaue An-

zahl der Interferenzperioden wird durch den gemittelten Zeitabstand Δ der einzelnen Extrema untereinander und der Depositionsdauer T nach folgender Gleichung ermittelt :

$$N = \frac{T}{2 \cdot \Delta} \quad (6.1)$$

Eine Interferenzperiode entspricht einem Gangunterschied der beiden reflektierten Strahlen von einer Wellenlänge. Da beide Strahlen an optisch dichteren Medien reflektiert werden, ist der Gangunterschied gleich der halben optischen Dicke der Schicht. Die optische Dicke der Schicht $n \cdot d$ kann dann durch die Anzahl der Interferenzperioden wie folgt bestimmt werden :

$$n \cdot d = \frac{\lambda}{2} \cdot N \quad (6.2)$$

dabei sind

n	Brechungsindex der Schicht
d	Schichtdicke
λ	Wellenlänge des Lasers im Vakuum (630,8 nm)
N	Anzahl der Interferenzperioden

Die tatsächliche Dicke konnte erst nach der Beschichtung mit einem Profilometer gemessen werden. Dabei werden einzelne mikroskopische Löcher in der Schicht mit einer sehr feinen Tastnadel abgetastet. Die Löcher entstehen, wenn während der Beschichtung kleine Staubteilchen die Schichtbildung verhindert haben. Soweit Löcher vorhanden waren, wurde bei beiden beschichteten Wafern ungefähr entlang des Durchmessers ein Dickenprofil erstellt, das in Abbildung 6-4 des nächsten Abschnitts enthalten ist. Man erkennt, daß beide Schichten in etwa homogen 420 nm dick sind. Nur am Rand ist eine Zunahme der Schichtdicke zu erkennen, die durch Inhomogenitäten der elektrischen Felder bei der Beschichtung entstanden sind.

Mit der bekannten Dicke d kann jetzt auch nebenbei der Brechungsindex der a-C:H- und a-C:D-Schicht nach Gleichung (6.2) zu 2,17 und 2,08 bestimmt werden. Beide Werte sind im Rahmen der hier nicht näher behandelten Meßungenauigkeit gleich.

6.3. Bestimmung des H/C - und D/C - Verhältnisses

Zur Bestimmung des Kohlenstoff- und Wasserstoffgehaltes in Atomen pro Fläche werden die in den vorigen Kapitel vorgestellten Ionenanalyseverfahren benutzt. An acht Meßpunkten, die sich jeweils entlang des Durchmessers der beschichteten Wafer befanden, wurde zuerst mit Protonenrückstreuung (RBS) der C-Anteil bestimmt. Der Wasserstoff- und Deuteriumgehalt wurde durch ⁴He-ERDA mit Ni-Folie an den selben Meßpunkten gemessen. Zusätzlich wurde der Deuteriumgehalt auch mit der Kernreaktionsanalyse (NRA) mit ³He bestimmt. Die Zählpulse bei jeder Messung wurden für das entsprechende Element summiert. Mit der schon im Kapitel 3.1. eingeführten Gleichung (3.6) :

$$\gamma = \frac{N_{\text{counts}} \cdot \cos\alpha}{Q \cdot \Omega_{\text{Det}} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}} \quad (3.6)$$

erhält man die Beträge γ der einzelnen Elemente, die in der untenstehenden Tabelle 6.2 aufgeführt sind. Für jeden der jeweils acht Meßpunkte wurde das Verhältnis von H- bzw. D- zu C-Atomen gebildet und über dem Waferdurchmesser in den folgenden Abbildungen 6-4 unten und oben aufgetragen.

Tabelle 6.2 : Gehalt und Verhältnis der Elemente in den a-C:(H,D) – Schichten entlang des Waferdurchmessers

Meß- posi- tion	C In a-C:H	H in a-C:H	H / C	C in a-C:D	D in a-C:D (ERDA)	D in a-C:D (NRA)	D / C (NRA)
in mm	In 10 ¹⁵ At/cm ²	in 10 ¹⁵ At/cm ²	in %	in 10 ¹⁵ At/cm ²	in 10 ¹⁵ At/cm ²	in 10 ¹⁵ At/cm ²	in %
20,0	1560	2140	137,2	3580	2340	2300	64,2
27,5	3820	1940	50,1	2950	1950	1970	66,8
37,5	3730	1870	50,1	3070	1922	1970	64,2
47,5	3840	1880	49,0	3130	-	1970	62,3
57,5	3820	1860	48,7	3260	2058	1990	61,0
67,5	3840	1840	48,9	3250	1935	1930	59,4
77,5	3760	1770	47,1	3270	-	1980	60,6
87,5	3820	1750	45,8	3180	1924	1960	61,6

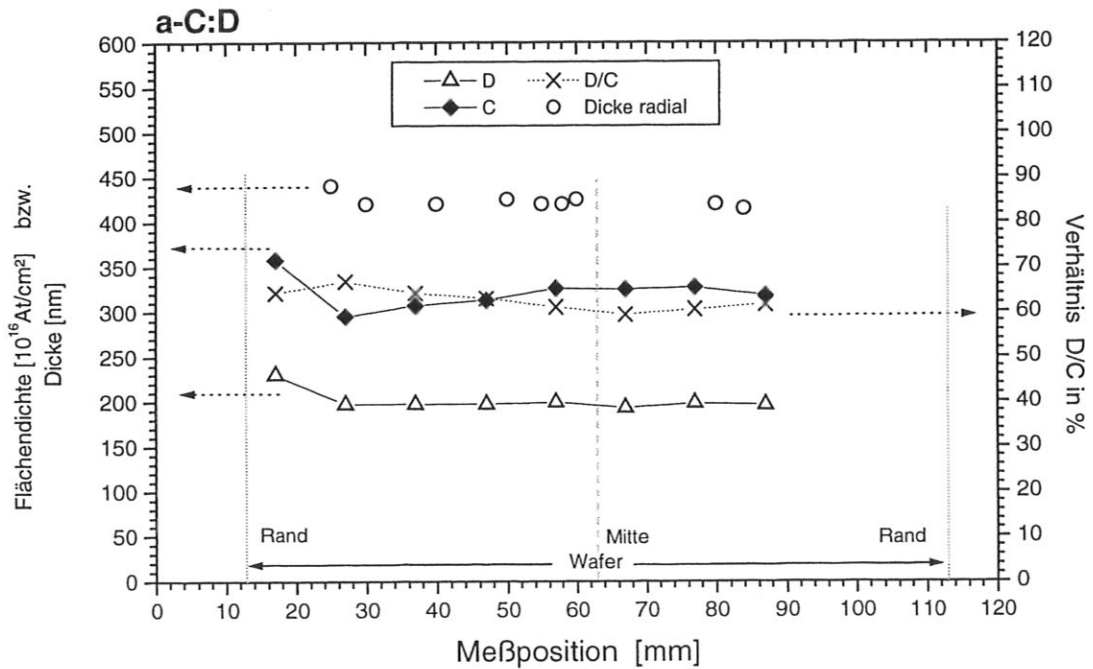
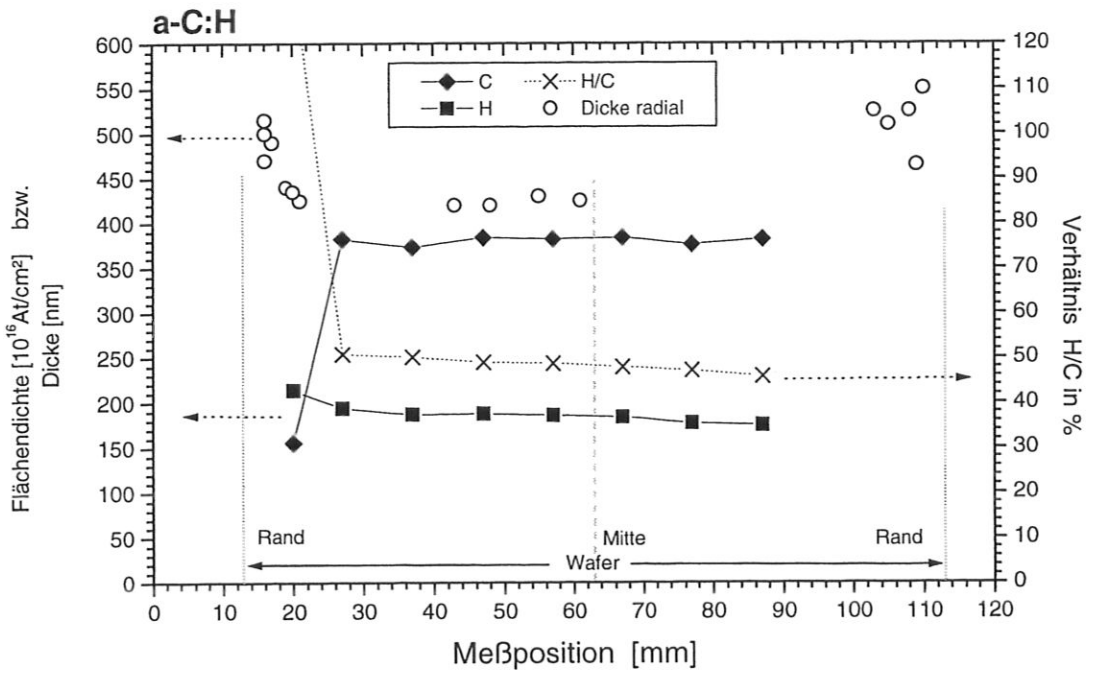


Abb. 6-4 :

Oben : a-C:H-Schicht entlang des Waferdurchmessers ist die Dicke und die Flächenbelegung von C und H, sowie das Verhältnis H zu C eingetragen. Es wurden nur die NRA-Messungen verwendet.

Unten : wie oben, aber für die a-C:D-Schicht

Die Wafer wurden für die einzelnen Proben zerschnitten. Für die weiteren Experimente wurden nur die homogenen Proben aus der Mitte des Wafers benutzt.

6.4. Implantationen

Von jeder Schichtsorte (a-C:H und a-C:D) wurden fünf Proben mit dem jeweils anderen Wasserstoffisotop implantiert. Für die Implantation wurden Energien im Bereich von 0,5 bis 8 keV verwendet, die mit einem 8-keV-Hochstromionenbeschleuniger erzeugt wurden. Das Prinzip dieses Beschleunigers ist in Abbildung 6-5 [7] gezeigt. Im wesentlichen werden Wasserstoffionen (H,D) aus der Ionenquelle durch ein elektrisches Feld auf 8 keV beschleunigt und auf das Target kollimiert. Zum Erreichen niedriger Energien, werden die Ionen durch eine Gegenspannung (0–7,5 kV) am Targethalter abgebremst. Die Fluenz von Deuterium wurde zu 10^{17} Ionen/cm² gewählt. Nach [6] ist bei dieser Fluenz von Deuterium in Kohlenstoff noch keine Sättigung in der Schicht zu erwarten. Einerseits soll verhindert werden, daß das Implantationsprofil durch Sättigungseffekte bei hohen Konzentrationen verfälscht. Andererseits darf nicht zu wenig implantiert werden, da sonst ein deutlicher Nachweis des Implantats schwierig wird. Für die Implantation der H-Ionen wurde näherungsweise die gleiche Fluenz benutzt. In der folgenden Tabelle 6.3 sind alle angefertigten Proben aufgelistet.

Tabelle 6.3 : Liste der implantierten Proben

Jeweils mit 10^{17} At/cm ² implantiert		
Schicht	Implantat	Energie
a-C:H	D	0,5 keV
a-C:H	D	1 keV
a-C:H	D	2 keV
a-C:H	D	4 keV
a-C:H	D	8 keV
a-C:D	H	0,5 keV
a-C:D	H	1 keV
a-C:D	H	2 keV
a-C:D	H	4 keV
a-C:D	H	8 keV

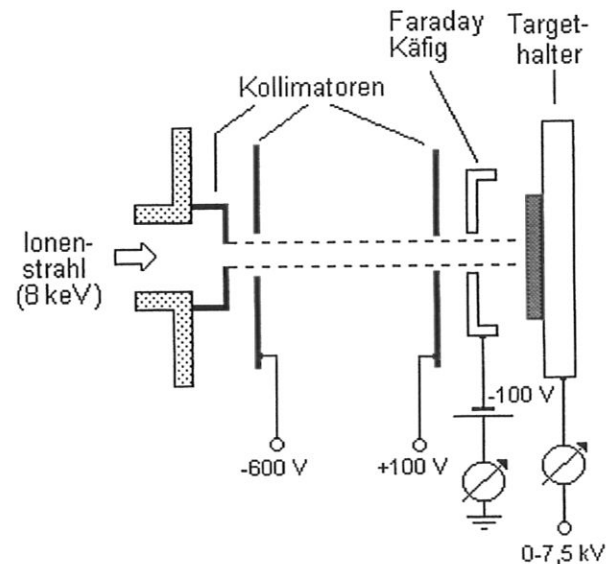


Abb. 6-5 : Prinzip der 8-keV-Hochstromquelle

Die Größe der Fläche, die implantiert wurde, hängt von der Kollimatorblende, aber auch von der Energie der Ionen ab. Bei hoher Gegenspannung (kleine Ionenenergie) weitet der Ionenstrahl nach der letzten Kollimatorblende deutlich auf, und es wird auf einer größeren Fläche implantiert. Man kann dies an einem sichtbaren Fleck erkennen. Der Unterschied zwischen dem kleinsten und größten Fleck beträgt etwa einen Faktor drei. Außerdem kann man in den hochenergetischen Implantationsgebieten eine deutlich sichtbare Struktur erkennen. Man muß deshalb davon ausgehen, daß inhomogen implantiert wurde. Um bei der späteren Auswertung den Fehler klein zu halten, wurde jede einzelne Probe an drei verschiedenen Positionen im Bereich des Implantationsflecks gemessen.

6.5. Erbiumhydrid(eich)probe

Zur Bestimmung der durch den Meßaufbau hervorgerufenen Energieverbreiterung aufgrund von elektronischem Rauschen, Folienstragging, geometrischer Energieverschmierung etc. (die sog. Apparatefunktion) wurde eine Eichprobe angefertigt, in der beide Wasserstoffisotope innerhalb einer sehr dünnen Oberflächenschicht enthalten sind. Die Schicht sollte wesentlich dünner sein als die erreichbare Tiefenauflösung des Analyseverfahrens. Mit Hilfe solch dünner Schichten läßt sich die Apparatefunktion bestimmen [32]. Gemessene Spektren können mit dieser Apparatefunktion in einer fortsetzenden Arbeit entfaltet werden, um eine höhere Tiefenauflösung zu erreichen.

Erbium ist stabil gegen Oxidation mit Luftsauerstoff [9]. Deshalb wurde auf einem monokristallinen Si-Träger eine etwa 20 Angström dicke Erbiumschicht mit einer Elektronenstrahlauflaufanlage aufgebracht. In vier Erbiumproben wurden an dem 8-keV-Hochstromionenbeschleuniger H- und D-Ionen von je 20 eV implantiert. Anschließend wurde analog wie bei den a-C:H- und a-C:D-Schichten der Erbiumgehalt mit RBS bestimmt. Eine Folien-ERD-Analyse liefert den Gehalt des Wasserstoffs. Zusätzlich wurde Deuterium wieder mit ³He-NRA nachgewiesen. Die erhaltenen Ergebnisse für alle Erbiumproben sind in der anschließenden Tabelle 6.4 zusammengestellt:

Tabelle 6.4 : Zusammensetzung der Erbiumhydrid-Schichten, bestimmt durch RBS- und ERDA-Messungen.

20A-Er-Schicht, mit 20eV-Wasserstoffionen (H, D) implantiert

Fluenz in 10^{15} At/cm ²	gemess. Flächendichte in 10^{15} At/cm ²				Verhältnis (H+D) / Er (ERDA)
	Er	H	D (ERDA)	D (NRA)	
100 (H ⁺)	5,6	14,2	1,4	3,7	2,8
100 (D ⁺)	5,5	19,4	0,6	2,6	3,6
40 (H ⁺) und 40 (D ⁺)	5,6	10,1	1,2	-	2,0
8000 (D ⁺)	4,7	12,0	71,1	80,0	17,7 !

Da offensichtlich bei Implantation von Deuterium immer ein großer Teil reflektiert oder an Luft durch H ersetzt wird, wurde eine Probe mit der etwa 80-fachen Fluenz Deuterium implantiert. Bei geringem Deuteriumgehalt weichen die mit Folien-ERDA gemessenen Ergebnisse von den mit NRA bestimmten stark ab. Vermutlich sind dort die Inhomogenitäten bei der Implantation sehr hoch. Das Implantationsgebiet ist bei diesen Proben nicht mit bloßem Auge zu sehen. Möglicherweise wurde auch der Wasserstoff (H,D) durch die zuerst durchgeführte NRA-Messung zum Teil ausgetrieben. Bei großer Fluenz stimmen beide Messungen innerhalb von 10% gut überein. Bei dieser Probe ist das Verhältnis von Wasserstoff (H+D) zu Erbium mit 17,7 deutlich höher, als der in der Literatur angegebene mögliche Wert von 3 [8]. Man muß annehmen, daß ein großer Teil des Deuteriums unter der Erbiumschicht im Silizium gebunden ist. Die Tiefenauflösung von ERD ist nicht ausreichend, um diese Annahme experimentell zu überprüfen. Hinweise für diese Behauptung liefert aber eine Simulation mit dem im Kapitel 4.1. vorgestellten Programm TRIM.SP. Das simulierte Tiefenprofil zeigt Abbildung 6-6.

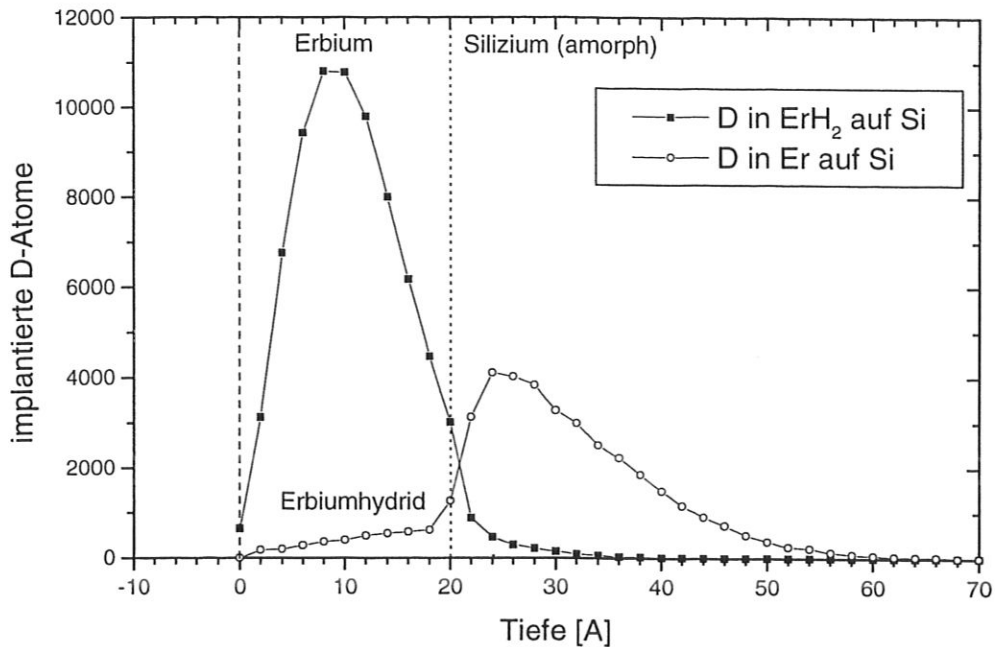


Abb 6-6 : TRIM-Simulation eines Tiefenprofils von Deuterium in einer reinen 20Å-dicke-Erbiumschicht und einer Erbiumhydridschicht (ErH_2) auf amorphem Silizium. Simuliert wurde die Implantation von 100'000 Deuteriumionen mit einer Energie von 20 eV.

Dabei wurde zum einen eine reine 20Å-dicke Erbienschicht, und zum anderen eine ErH_2 -Schicht auf Silizium angenommen. Die Dichte für reines Erbium beträgt $9,1 \text{ g/cm}^2$ [12], die Dichte für ErH_2 wurde auch zu $9,1 \text{ g/cm}^2$ geschätzt¹. Man sieht, daß das Deuterium die reine Erbienschicht weitgehend durchdringt und erst im Silizium implantiert wird. Allerdings simuliert TRIM nur amorphe Targets, so daß ein kristalliner Effekt wie Channeling vernachlässigt wird. Bei Channeling können Ionen durch Kanäle, die sich durch die Kristallstruktur in bestimmten Richtungen ergeben, weit in den Kristall eindringen. Die Ionen erleiden dann fast keinen Energieverlust durch Kernstopping, sondern nur durch Elektronenstopping. Das Stopping für Ionen mit Energien im eV-Bereich wird hauptsächlich durch Kernstopping dominiert [17], so daß die tatsächliche Reichweite wesentlich größer sein kann als TRIM simuliert. In der Literatur gibt es so gut wie keine Angaben zu Implantationen in Einkristallen bei Energien im eV-Bereich.

Es ist also durchaus möglich, daß erst eine dünne Siliziumschicht mit Wasserstoff implantiert wird, bevor die Erbienschicht gesättigt wird. Folglich befindet sich das Maximum des Deuteriums im Silizium. Diese Probe besitzt als einzige einen hohen Deuterium- und akzeptablen Wasserstoffgehalt, der in einer vernünftigen Meßzeit gemessen werden kann. Deshalb wurde nur diese Probe als Eichprobe benutzt. Zur Eichung der Deuteriumoberfläche muß dann ein entsprechender Energieverlust der ein- und auslaufenden Teilchen durch die Erbium- und Siliziumschicht berücksichtigt werden.

¹ In der Literatur waren keine Werte für die Dichte von Erbiumhydrid angegeben. Da der Wasserstoff in Zwischengitterplätze eingebaut wird (Oktaeder- und Tetraederlücken) [8] und zur Gesamtmasse kaum beiträgt, wird hier von gleicher Dichte ausgegangen.

7. Tiefenprofil von D in a-C:H

7.1. Kalibrierung und Messung

Die implantierten a-C:H-Proben wurden mit Folien-ERDA gemessen, da die Energiespektren von Deuterium und Wasserstoff nicht überlappen.

Die ERD-Analyse reagiert sehr empfindlich auf kleine Änderungen des Streuwinkels Θ . Die Proben wurden in speziell für ERD konstruierte Probenhalter eingebaut. Der Vorteil dieser Halter besteht darin, daß die Probenoberfläche unabhängig von der Probendicke exakt in der Drehachse des Manipulators liegt. Ein Halter ist in Abbildung 7-1 a, b gezeigt.

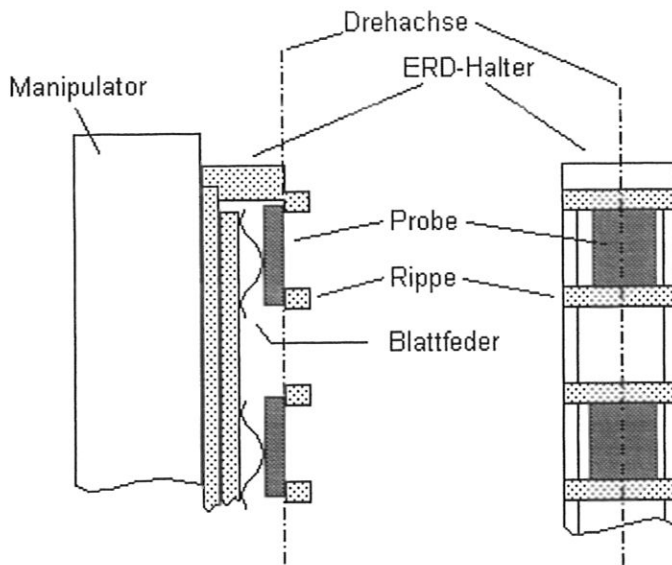


Abb. 7-1 : a b
Schnitt durch den ERD-Probenhalter (a), und in Ionenstrahlrichtung gesehen (b).

Mit einer Blattfeder werden die Proben von hinten gegen die Rippen des Halters gedrückt. Der Halter selbst wird auf dem Manipulator in einer Führung fixiert. Wie sich erst nach den Messungen herausstellte, waren allerdings einige der benutzten Halter nicht exakt paßgenau mit der Führung des Manipulators. Damit waren nicht alle Proben auf gleicher Höhe und es resultiert eine Streuwinkelabweichung $\Delta\Theta$, welche bis zu 2° betrug.

Zur Energiekalibrierung des Detektors wurde die Ionenstrahlenergie variiert. Die Erbiumeichtargets wurden wegen der noch unbekanntenen Wasserstofftiefe bei dieser Eichung nicht verwendet, sondern erst bei der dE-E-ERDA-Messung im nächsten Kapitel (siehe Abschnitt 6.5. *Erbiumhydrid(eich)probe*). Als Eichtarget diente die Probe mit der niedrigsten Implantationsenergie, bei der sich Wasserstoff und Deuterium an der Oberfläche befinden. Die Eichung wird dann mit den Protonen durchgeführt, die von der Oberfläche stammen (Oberflächenkante im Energiespektrum). Die Energie dieser Protonen kann mit dem Simulationsprogramm SIMNRA aus dem ki-

nematischen Faktor für den Stoß und das Stopping der Folie berechnet werden. Die Energie der Deuteriumionen kann zusätzlich verwendet werden.

Der Detektor arbeitet linear in einem weiten Energiebereich, so daß folgende Detektorgleichung verwendet werden kann :

$$E_{\text{Ion}}(\Theta) = E_{\text{off}}(\Theta) + e(\Theta) \cdot c \quad (7.1)$$

Dabei ist E_{Ion} Ionenenergie, die das Ion im Detektor deponiert
 E_{off} Offset des Detektors in keV
 e Eichfaktor in keV / Kanal
 c Kanalnummer, die der Ionenenergie E_{Ion} entspricht

Da das Stopping in der Folie von der Energie der eintretenden Ionen und damit vom Streuwinkel Θ des kinematischen Faktors abhängt, sind die Größen E_{off} und e in obiger Gleichung (7.1) von Θ abhängig.

Die gemessenen Eichspektren bei den Ionenstrahlenergien 2,6 und 2,0 MeV sind in Abbildung 7-2 zu sehen.

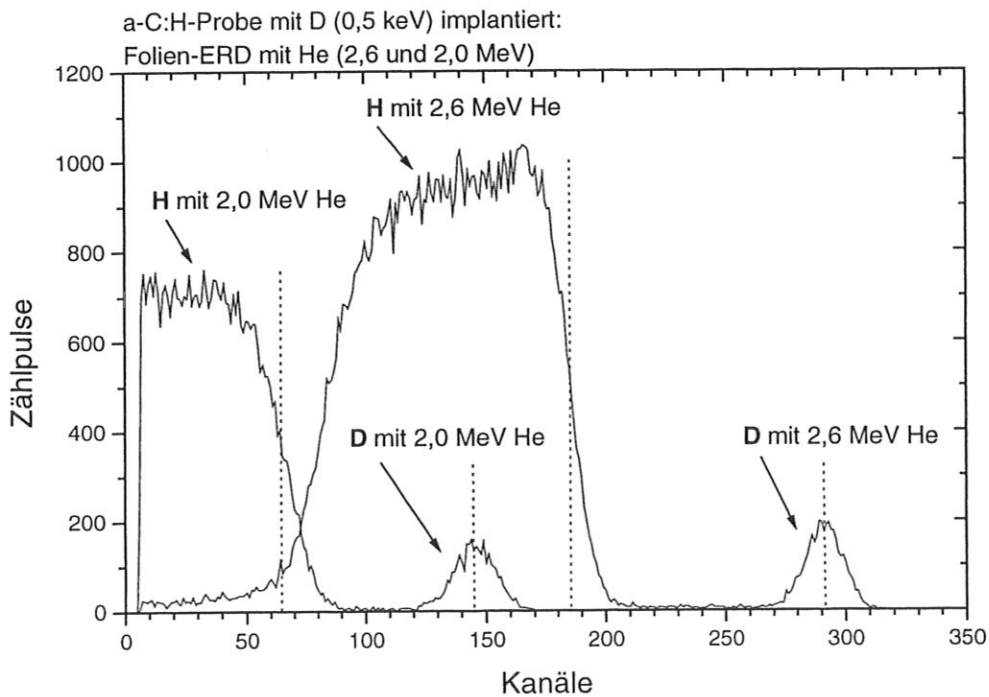


Abb. 7-2 : Eichspektren der a-C:H-Probe mit Deuterium (0,5 keV) implantiert. Gemessen wurde mit Folien-ERD mit 2,6 und 2,0 MeV He-Ionen. Die Kanäle der Kanten und Peaks für die Oberflächen sind gestrichelt eingezeichnet, wobei die Maxima der Peaks durch einen Gaußfit bestimmt worden sind.

In der folgenden Tabelle 7.1 sind die einzelnen Proben und ihre Position auf den ERD-Haltern gezeigt. Zu jeder Probe ist der Kanal der Wasserstoffkante angegeben. Bei den Proben ist für die Energieeichung zusätzlich auch der Kanal des Deuteriumpeaks im Maximum angegeben. Das Maximum wurde durch einen Gaußfit bestimmt.

Der Halter 2 ist gerade befestigt, da alle Wasserstoffkanten etwa den gleichen Kanal besitzen. Hingegen Halter 5 ist offensichtlich nicht gerade fixiert. Die Wasserstoffkante „wandert“ von der oberen Position (Pos 3) zur unteren (Pos 7).

Tabelle 7.1 : Positionen der a-C:H-Proben auf dem ERD-Halter

Halter	Position	Implantations-energie	Einfalls-energie	Kanal H-Kante	Kanal D-Peak	Streu-winkel Θ
2	2	20 eV (Erbiumprobe)	2,6 MeV	168	264	32,27°
	6	8 keV	2,6 MeV	169	-	32,27°
	8	1 keV	2,6 MeV	168	267	32,27°
5	3	2 keV	2,6 MeV	172,5	-	31,80°
	5	4 keV	2,6 MeV	179	-	31,10°
	7	0,5 keV	2,6 MeV	186,4	290,8	30,32°
	7	0,5 keV	2,0 MeV	64,5	145,3	30,32°

Da der Streuwinkel Θ aufgrund von Ungenauigkeiten des mechanischen Aufbaus zunächst nicht mit der nötigen Genauigkeit bekannt ist, müssen sowohl der Streuwinkel als auch die Energieeichung selbstkonsistent aus den gemessenen Spektren bestimmt werden. Dazu wurde folgendes Verfahren angewandt :

Für die Bestimmung von E_{off} und e würden die im Detektor gemessenen Energien der H-Ionen, die von den He-Einfallsenergien 2,0 und 2,6 MeV stammen, ausreichen. Zusätzlich wird der Energieunterschied zwischen D- und H-Ionen bei einer Einfallsenergie mitberücksichtigt, denn die Energiedifferenz zwischen den beiden Isotopen ist vom Streuwinkel abhängig.

Mit dem Simulationsprogramm SIMNRA wurden die Energien der Oberflächenprotonen nach Durchtritt der Folie für einen Streuwinkelbereich von 28° bis 32° in Schritten von 1° berechnet. Dies wurde für beide Einfallsenergien (2,0 und 2,6 MeV) durchgeführt. Ebenso wurde für Deuteriumionen verfahren. Die erhaltenen Energien, die im Detektor deponiert werden, können in diesem Winkelbereich gut linearisiert werden durch die Geradengleichung :

$$E_{\text{Isotop, Einfallsenergie}} = p_{\text{Isotop, Einfallsenergie}} + q_{\text{Isotop, Einfallsenergie}} \cdot \Theta \quad (7.2)$$

Die Parameter sind p und q . Der Index *Isotop* steht für die betrachteten Isotope und wird nachfolgend mit H und D entsprechend ersetzt. Der Index *Einfallsenergie* steht für die Energie der Heliumionen im Strahl und wird nachfolgend durch den Zahlenwert der betreffenden Energie in MeV ersetzt. Die gleiche Indexvereinbarung gelte auch für die Kanalnummer c in der Detektorgleichung (7.1), wobei der Kanal der H-Kante oder des D-Peaks aus obiger Tabelle 7.1 bezeichnet wird. Damit kann folgendes Gleichungssystem aus (7.1) und (7.2) aufgestellt werden :

$$E_{\text{H, 2,6}} = E_{\text{off}} + e \cdot c_{\text{H, 2,6}} = p_{\text{H, 2,6}} + q_{\text{H, 2,6}} \cdot \Theta \quad (7.3 \text{ a})$$

$$E_{\text{H, 2,0}} = E_{\text{off}} + e \cdot c_{\text{H, 2,0}} = p_{\text{H, 2,0}} + q_{\text{H, 2,0}} \cdot \Theta \quad (7.3 \text{ b})$$

$$E_{\text{D, 2,6}} = E_{\text{off}} + e \cdot c_{\text{D, 2,6}} = p_{\text{D, 2,6}} + q_{\text{D, 2,6}} \cdot \Theta \quad (7.3 \text{ c})$$

Dabei wird angenommen, daß der Offset für beide Isotope gleich ist.

Aufgelöst nach E_{off} , e , und Θ ergibt sich :

$$\Theta = \frac{C - A}{B - D} \quad (7.4 \text{ a})$$

$$e = A + B \cdot \Theta \quad (7.4 \text{ b})$$

$$E_{\text{off}} = -e \cdot c_{\text{H}, 2,6} + p_{\text{H}, 2,6} + q_{\text{H}, 2,0} \cdot \Theta \quad (7.4 \text{ c})$$

mit

$$A = \frac{p_{\text{H}, 2,6} - p_{\text{H}, 2,0}}{c_{\text{H}, 2,6} - c_{\text{H}, 2,0}}, \quad B = \frac{q_{\text{H}, 2,6} - q_{\text{H}, 2,0}}{c_{\text{H}, 2,6} - c_{\text{H}, 2,0}}, \quad C = \frac{p_{\text{D}, 2,6} - p_{\text{H}, 2,6}}{c_{\text{D}, 2,6} - c_{\text{H}, 2,6}}, \quad D = \frac{q_{\text{D}, 2,6} - q_{\text{H}, 2,6}}{c_{\text{D}, 2,6} - c_{\text{H}, 2,6}}$$

Da nur die Differenzen zur Berechnung von A,B,C und D benötigt werden, wurden gleich die mit SIMNRA berechneten Energien subtrahiert und dann erst linearisiert. Damit vermeidet man einen Fehler, der durch zweimaliges Linearisieren entstünde.

Die Differenzen der im Detektor deponierten Protonenenergien bei gleichem Streuwinkel, aber bei verschiedenen Einfallenergien, wurden linearisiert. Ebenso wurden die Energiedifferenzen für Deuterium linearisiert. Schließlich wurden für jeweils einen Streuwinkel die Energiedifferenzen zwischen Wasserstoff und Deuterium bei gleicher Einfallenergie gebildet. Alle genannten Energiedifferenzen, die am Detektor auftreten sind in Abbildung 7-3 gegen den Streuwinkel aufgetragen.

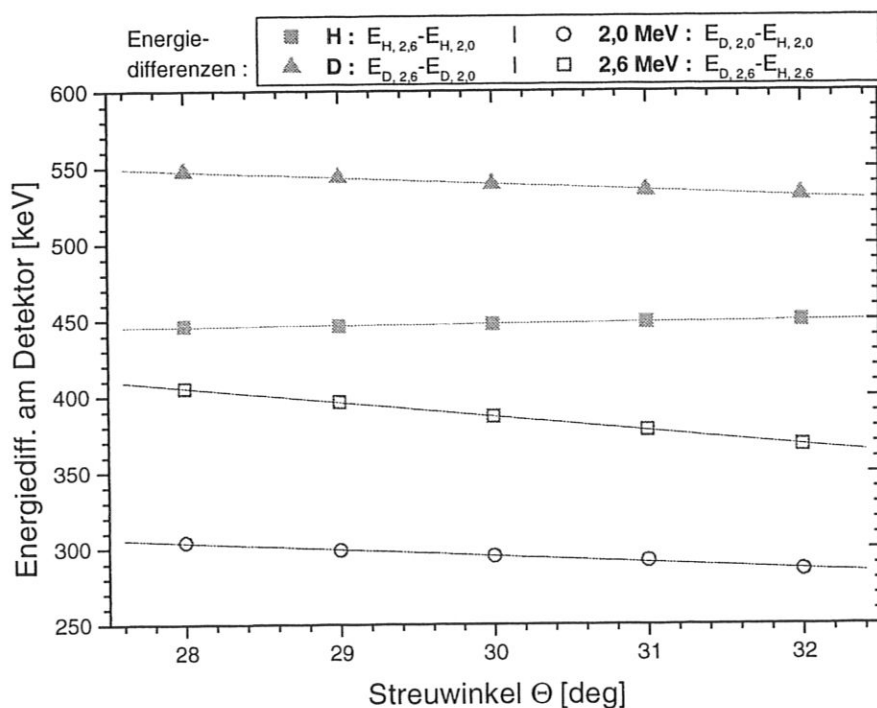


Abb. 7-3 : Die linearisierten Energiedifferenzen am Detektor dienen für die Berechnung von E_{off} , e und Θ der Eichprobe. Es sind die Energiedifferenzen zwischen beiden Isotopen H und D zu jeweils einer Einfallenergie, und die Energiedifferenzen zwischen unterschiedlicher Einfallenergie für jeweils eine Isotopensorte gegen den Streuwinkel aufgetragen. Die „Meßpunkte“ wurden als Energiedifferenzen der Isotope nach der Folie mit SIMNRA berechnet.

Man sieht deutlich, daß die Energiedifferenzen in diesem Winkelbereich sehr gut linearisierbar sind. Die Energiedifferenzen zwischen gleichen Isotopen bei verschiedener Einfallenergie sind nahezu unabhängig vom Streuwinkel, und daher für die Bestimmung des Streuwinkels ungeeignet. Eine besonders deutliche Winkelabhängigkeit zeigt hingegen die Energiedifferenz unterschiedlicher Isotope bei gleicher Einfallenergie von 2,6 MeV. Diese gemessene Differenz wurde benutzt, um den Streuwinkel festzulegen.

Für das Eichtarget (Pos 7, Halter 5) erhält man mit den entsprechenden Kanälen folgende Werte für den Streuwinkel und Eichparameter :

$$\begin{aligned}\Theta &= 30,32^\circ \\ e &= 3,68 \text{ keV / Kanal} \\ E_{\text{off}} &= -39.06 \text{ keV}\end{aligned}$$

Der negative Offsetwert ist eigentlich physikalisch nicht erklärbar, da die Protonen im Detektor einen Energieverlust erleiden, der nicht zum Strompuls beiträgt. Es kann nur vermutet werden, daß der Sperrstrom des Detektors mit dem Strompuls verstärkt wird, so daß das Signal einer höheren Energie entspricht als das Proton real besessen hat. Ein anderer Grund könnte in den nicht exakten Stoppingdaten der Folie liegen, welche die SIMNRA-Simulation verwendet. Dadurch würde die Energie der Protonen falsch berechnet.

Mit e und E_{off} können für jede Position der Proben durch Gleichung (7.3 a) die Streuwinkel Θ ermittelt werden. Dabei werden die Wasserstoffkanten der einzelnen Spektren benutzt. Die sich ergebenden Winkel sind ebenfalls in der obigen Tabelle 7.1 dargestellt. Die Bestimmung der Winkel Θ ist mit Fehlern behaftet. Eine ausführliche Fehlerdiskussion erfolgt im späteren Abschnitt Fehlerabschätzung.

Das Erbiumtarget befand sich auf Position 2. Dieses wurde für die Eichung nicht benutzt. Da jetzt der Streuwinkel Θ für diesen Halter bekannt war, kann mit Gleichung (7.3 c) auf den Kanal $c_{D,2,6}$ zurückgerechnet werden, der Deuterium auf der Oberfläche entspräche. Man erhält für $c_{D,2,6}$ den Kanal 267,5. Das sind 3,5 Kanäle mehr als gemessen wurden (siehe Tabelle 7.1). Damit liegt das Deuterium tiefer im Silizium als durch die Computersimulation TRIM berechnet wurde, was die Vermutung, daß ein Channelingeffekt vorliegen könnte, unterstützt (siehe Kapitel 6.5. *Erbiumhydrid(eich)probe*).

7.2. Auswertung

Die gefundenen Werte für e , E_{off} und Θ sind notwendig, um die gemessenen Energiespektren mit SIMNRA simulieren zu können. Der Einfallswinkel α ist 75° mit einem absoluten Fehler von etwa $\pm 0,5^\circ$ aufgrund der Einstellgenauigkeit des Manipulators abgeschätzt. Der Ausfallwinkel ist durch die Winkelsumme $\beta=180^\circ-\alpha-\Theta$ festgelegt. Der Gehalt γ an Wasserstoff und Deuterium kann aus der Fluenz und der Summation der Zählpulse für jedes Isotop nach Gleichung (3.6) erhalten werden.

Durch Iteration müssen die implantierten Deuteriumanteile dem gemessenen Spektrum angepaßt werden. Ein Beispiel für ein gemessenes und ein simuliertes Spektrum für die Implantationsenergie 8 keV in Abbildung 7-4 gezeigt.

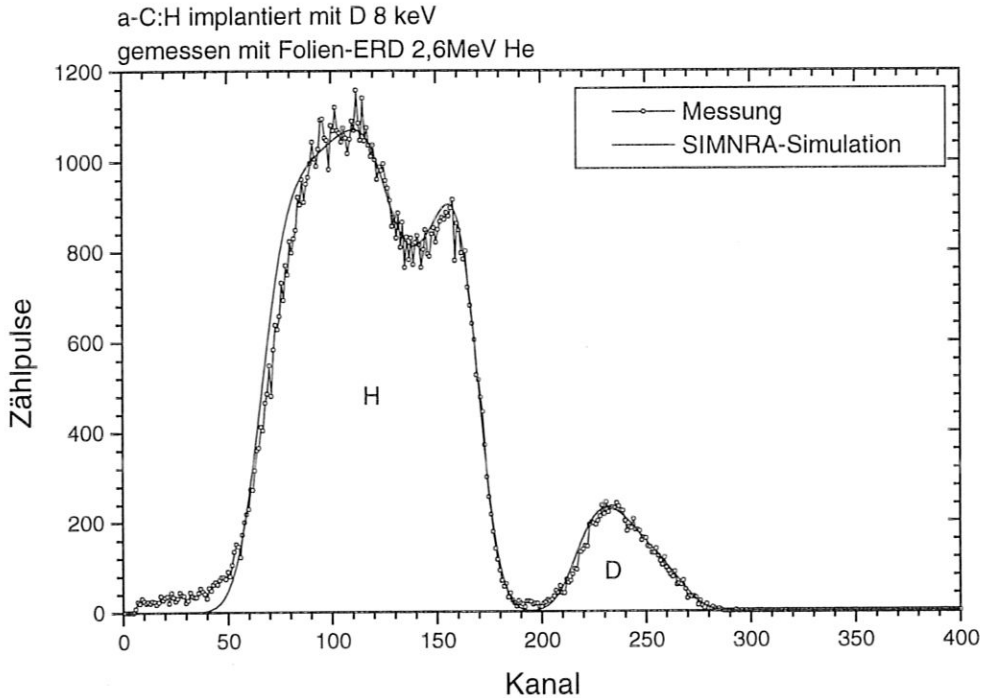


Abb. 7-4 : Das mit Folien-ERD gemessene Energiespektrum der mit D von 8 keV implantierten a-C:H-Schicht. Mit SIMNRA wurde das Spektrum simuliert. Die Einstellungen für SIMNRA sind in der Tabelle 7.2 enthalten.

Die simulierten Targetschichten für obiges Energiespektrum sind in der untenstehenden Tabelle 7.2 enthalten. Die Schicht der ersten Zeile ist die Schicht an der Oberfläche:

Tabelle 7.2: Simulierte Targetschichtfolge:

Schicht	Zusammensetzung (C, H, D in%)	Schichtdicke (10^{15} At/cm ²)
1	67, 31, 2	600
2	72, 25, 3	600
3	72, 23, 5	600
4	72, 22, 6	700
5	67, 33, 0	3000

Aus den simulierten Targetschichten wurde der Gesamtgehalt beider Wasserstoffisotope addiert und mit den gemessenen und nach Gleichung (3.6) erhaltenen überprüft. Der Gehalt an Kohlenstoff kann wegen der geringen Sputterrate für 2,6 MeV-Helium von unter einem Prozent [25] als konstant betrachtet werden.

Damit kann jetzt das Tiefenprofil mit dem Programm LORI aus dem Spektrum für jedes Wasserstoffisotop berechnet werden. Die geometrischen Daten und die verwendeten Stoppingdaten (Andersen, Ziegler [13,14]) wurden in beiden Simulationsprogrammen identisch verwendet.

Die Tiefenprofile geben das Verhältnis der Wasserstoffisotope zu allen in der Schicht enthaltenen Atomen über der Tiefe der Schicht an. Dabei wurde die Tiefe aus der berechneten Flächendichte γ (Gehalt) und einer angenommenen Massendichte ρ von 1,85 g/cm³ für die a-C:H-Schicht in Angström skaliert. Die Tiefe d kann jederzeit mit Gleichung

$$d = \frac{\gamma \cdot M}{\rho \cdot N_A} \quad (7.5)$$

umskaliert werden (M ist die molare Masse der Schicht, N_A die molare Teilchenzahl). Das Tiefenprofil für Wasserstoff wurde nachträglich mit dem Tiefenprofil von Deuterium addiert. In Abbildung 7-5 sind die Tiefenprofile von Wasserstoff (H+D) und Deuterium D aller a-C:H-Proben gezeigt.

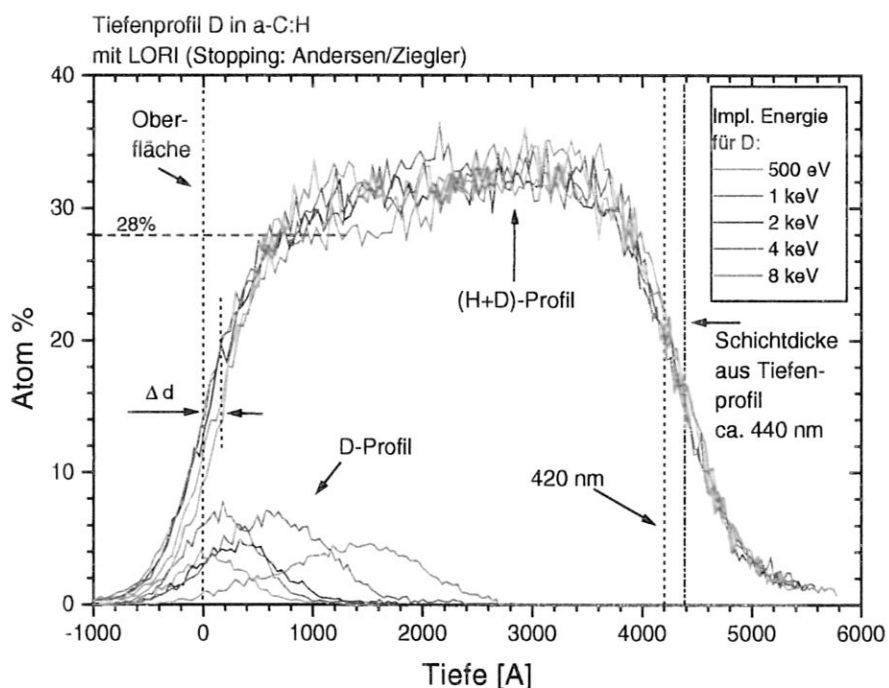


Abb. 7-5 : LORI-Tiefenprofil aller mit Deuterium implantierten a-C:H-Proben. Es ist das Tiefenprofil von Deuterium und vom Gesamtwasserstoff (H+D) gezeigt.

Man sieht deutlich, daß bis zu der Tiefe, in die das Deuterium vorgedrungen ist, der gesamte Wasserstoff (H+D) bis zu einem Grenzwertgehalt von ca. 28% abgenommen hat. Die a-C:H-Schicht ist durch die Implantation wasserstoffärmer und damit härter geworden. Eine Abnahme des Gesamtwasserstoffgehalts bei Implantation wurde bereits aus ellipsometrischen Messungen gefolgert [27] und ist in dieser Arbeit erstmalig direkt gemessen worden.

Aus der Verteilung des Tiefenprofils von Deuterium wurde eine mittlere Tiefe als Reichweite ermittelt nach :

$$\bar{d} = \frac{\sum d \cdot p(d)}{\sum p(d)} \quad (7.6)$$

wobei d die Tiefe und $p(d)$ die von LORI berechneten Atomprozent in der Tiefe d ist. Die Varianz und Sigma der Verteilung wurden durch folgende Gleichungen mit dem Pascal-Programm *Verteil* ermittelt (Quelltext im Anhang B4):

$$\text{Var} = \frac{\sum d^2 \cdot p(d)}{\sum p(d)} - \bar{d}^2 \quad (7.7)$$

$$\text{Sigma} = \sqrt{\text{Var}} \quad (7.8)$$

Die Resultate sind in der folgenden Tabelle 7.3 aufgelistet :

Tabelle 7.3 : mittlere Reichweite von Deuterium in a-C:H

Implantations- energie	Messung		Simulation	
	mittlere Tiefe (LORI)	Sigma (LORI)	mittlere Tiefe (TRIM)	Sigma (TRIM)
0,02 eV (Erbium)	0	ca. 380	-	-
0,5 keV	122,9 A	331 A	112,6 A	54 A
1 keV	191,7 A	356 A	221,7 A	97 A
2 keV	351,6 A	414 A	438,7 A	167 A
4 keV	670,8 A	503 A	851,5 A	267 A
8 keV	1317,7 A	616 A	1577,4 A	382 A

Die Implantationen wurden durch das Programm TRIM simuliert. Dabei wurde die gleiche Dichte wie bei LORI ($1,85 \text{ g/cm}^3$) verwendet. Das Verhältnis H zu C wurde zu 0,5 angenommen (unimplantierte Schicht). Für die Simulation wurden 10^5 Deuteriumionen mit den gleichen Energien wie im Experiment in die Schicht eingeschossen. Für die Wechselwirkungspotentiale wurde ein Kr-C-Potential verwendet. Das elektronische Stopping wurde zu gleichen Teilen durch Lindhard-Scharf (LS) und Oen-Robinson (OR) für niedrige Energien simuliert. Die Werte für elektronisches Stopping von Ziegler wurden für hohe Ionenenergien verwendet. In obiger Tabelle 7.3 sind die Ergebnisse von TRIM zu jeder Probe eingetragen. Die Sigmawerte der Verteilung sind bei der Messung (LORI) größer, da die Detektorauflösung und das Stragglings der Folie auf Tiefenauflösung verschlechtern. In der dritten Zeile von Tabelle 7.3 ist deswegen die Verteilung der Erbiumprobe als Maß für die Verteilung angegeben, die durch die Folien-ERDA-Apparatur verursacht wird.

Nach [19] können Bindungen zwischen C-C und C-H in harten amorphen a-C:H-Schichten (H/C ca. 0,5) eine Erhöhung des effektiven Gesamtstoppings bei ERD-Analyse mit 2,6-MeV-He um den Faktor 1,4 bewirken, verglichen mit der Abschätzung aus der Bragg'schen Regel (siehe Kapitel 1.1.). Die reale Reichweite verkürzt sich dadurch um den Faktor $1,4^{-1}=0,711$. Da die Simulationsprogramme SIMNRA und LORI nur die Bragg'sche Regel benutzen, sollte die reale Reichweite kürzer sein als die ausgewertete. Um die tatsächliche Reichweite simulieren zu können, wurde eine TRIM-Simulation mit ersatzweise um den Faktor 1,5 erhöhten elektronischen Stopping durchgeführt.

Zusätzlich wurden mit den in [19] angegebenen Werten für die effektiven Stoppings S_{in} und S_{out} , die Reichweite näherungsweise bestimmt. Die gemessenen und simulierten mittleren Reichweiten sind über der Implantationsenergie in Abbildung 7-6 aufgetragen.

Die Fehlerbalken, die auch in Abbildung 7-6 enthalten sind, werden im nächsten Abschnitt Fehlerabschätzung und Ergebnis näher erläutert.

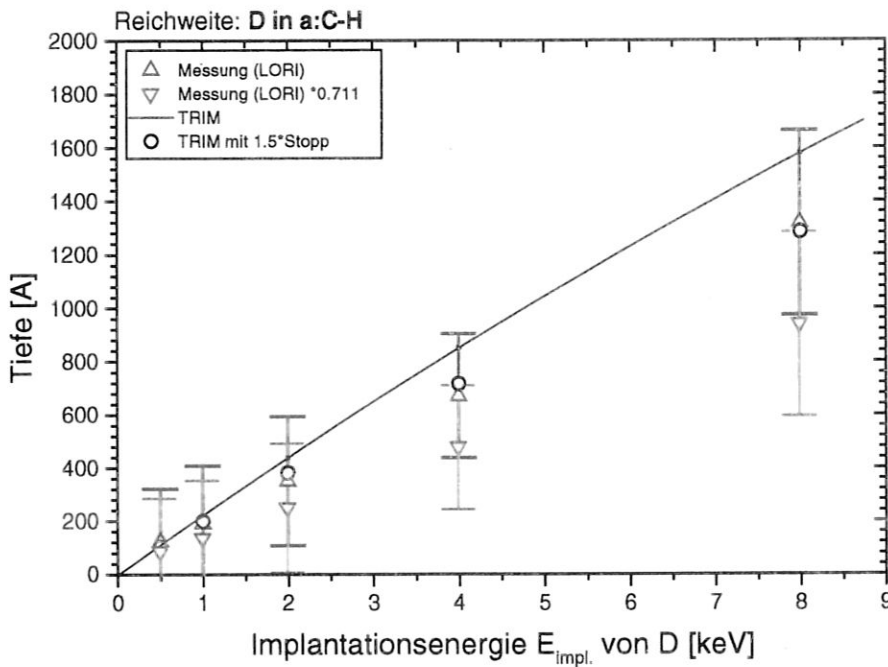


Abb. 7-6 : Reichweite von D in a-C:H
 Die gemessenen Reichweiten (LORI) und die simulierten Reichweiten durch TRIM sind gezeigt. Zusätzlich wurden die gemessenen mit dem Faktor 0,711 multipliziert, um die „wahre“ Reichweite [19] zu erhalten, die simulierten wurden zusätzlich mit 1,5-fach erhöhtem Stopping gerechnet, um das wahre Stopping [19] anzunähern. Die Fehlergrenzen sind im nächsten Abschnitt erläutert.

7.3. Fehlerabschätzung und Ergebnis

Für eine Fehlerabschätzung der gemessenen Reichweiten wurde die Gleichung (3.7) für ERDA herangezogen und nach d aufgelöst :

$$d = \frac{(K_T \cdot E_0 - E_T + S_{\text{Folie}} \cdot d_{\text{Folie}}) \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta}{K_T \cdot S_{\text{in}} \cdot \cos \beta + S_{\text{out}} \cdot \cos \alpha} \quad (7.9)$$

mit kin. Faktor $K_T = m \cdot \cos^2 \Theta$, wobei $m = \frac{4 \cdot M_T \cdot M_P}{(M_T + M_P)^2}$ ist

und $S_{\text{in}} : 26,5 \cdot 10^{-15} \text{ eV cm}^2 / \text{C-Atom}$ (für He)
 $S_{\text{out}} : 4,5 \cdot 10^{-15} \text{ eV cm}^2 / \text{C-Atom}$ (für H)
 $S_{\text{out}} : 5,7 \cdot 10^{-15} \text{ eV cm}^2 / \text{C-Atom}$ (für D)

Für die effektiven Stoppings und S_{out} wurden die aus [19] bestimmten Werte eingesetzt. Für das Stopping in der Folie müssen wieder die Stoppingwerte von Ziegler und Andersen [13] benutzt werden. Die Energie E_T der Deuteriumionen nach der Folie wurde aus den gemessenen Energiespektren entnommen. Ein gemessenes Energiespektrum war in Abbildung 7-4 gezeigt worden. Dabei wurde das Maximum des Deuteriumpeaks verwendet. Die Ableseungenauigkeit wurde je nach Breite des Peaks zu 3-5 Kanälen abgeschätzt. Für den Einfallswinkel α wurde eine maximale Unsicherheit von 1° angenommen. Diese ergibt sich aus den mechanischen Unsicherheiten des Manipulators. Die Unsicherheit von Θ wurde aus den LORI-Tiefenprofilen ermittelt. Die Oberfläche dieser Profile (halbe Höhe der H-Kante) variiert um Δd von ca. 170 Angström (siehe vorherige Abbildung 7-5). Damit wurde mit obiger Gleichung (7.9) die Winkeländerung $\Delta\Theta$ zu $0,43^\circ$ abgeschätzt, die eine solche Tiefenänderung Δd erzeugen würde. Der Winkel β wird durch $\beta=180^\circ-\alpha-\Theta$ festgelegt. Der gesamte Fehler der Reichweite ergibt sich dann aus der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung :

$$\Delta d = \sqrt{\left(\frac{\partial d}{\partial \alpha}\right)^2 \cdot \Delta \alpha^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial \Theta}\right)^2 \cdot \Delta \Theta^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial E_T}\right)^2 \cdot \Delta E_T^2} \quad (7.10)$$

Die einzelnen Ableitungen sind im Anhang A hergeleitet. Man erhält für die einzelnen und den gesamten Fehler für jede Messung, die in der folgenden Tabelle 7.4 angegebenen Werte. Die Einzelfehler entsprechen den nicht quadrierten Summanden der Gleichung (7.10). Für jede Messung wurden die ermittelten Winkel benutzt, und eine Ableseunsicherheit abgeschätzt. Die Ableseunsicherheit steigt wegen der zunehmenden Deuteriumverteilung mit der Tiefe an.

Tabelle 7.4 : Einzel- und Gesamtfehler der Tiefe d

Impl.Energie	$\Delta d(\Delta\alpha)$	$\Delta d(\Delta\Theta)$	$\Delta d(\Delta E)$	Δd gesamt
0,5 keV	0,05 A	186 A	74 A	200 A
1 keV	2,2 A	203 A	78 A	217 A
2 keV	5,6 A	197 A	141 A	243 A
4 keV	17 A	187 A	139 A	233 A
8 keV	44 A	186 A	287 A	345 A

Man sieht, daß der Fehler des Streuwinkels $\Delta\Theta$ den Gesamtfehler Δd bestimmt. Nur bei einer Implantationsenergie von 8 keV übersteigt die Energieunsicherheit den Streuwinkelfehler. Die Fehlerbalken sind um die Meßpunkte (LORI, rot) und um die mit 0,711 multiplizierten Meßpunkte (grün) in Abbildung 7-6 im vorigen Abschnitt eingezeichnet. Innerhalb der roten Fehlerbalken liegen die TRIM-Simulationen. Die gemessene Reichweite wurde auch mit dem Korrekturfaktor 0,711 multipliziert. Die mit der Bragg'schen Regel gerechneten TRIM-Verteilungen liegen deutlich außerhalb der grünen Fehlerbalken dieser Werte. TRIM-Rechnungen mit erhöhtem Stopping zeigen, daß zumindest eine Erhöhung um 1,5 notwendig ist, um innerhalb der grünen Fehlergrenzen zu gelangen. Das ist ein deutlicher Hinweis, daß auch bei diesen niedrigen Implantationsenergien (0,5-8 keV) eine ähnliche Abweichung der realen Stoppingwerte von der Bragg'schen Regel existiert, wie bei hohen Energien (MeV-Bereich), die in [19] untersucht wurden. Der Wert des Korrekturfaktors (0,771) ändert sich offensichtlich für die Beschreibung der Abweichung vom realen Stopping in diesem Energiebereich nicht wesentlich.

8. Tiefenprofil von H in a-C:D

8.1. Kalibrierung und Messung

Bei den a-C:D-Proben wurde die Teleskop-ERDA-Analyse verwendet, da sich Wasserstoff- und Deuteriuminventar bei Folien-ERDA überlappen würden. Für die Eichung wurde jetzt die Erbiumprobe verwendet, da die D-Kante im Energiespektrum der implantierten a-C:D-Proben nicht so steil wie vor der Implantation ansteigt. Das Deuterium schien durch Implantation von Wasserstoff stärker ersetzt oder ausgetrieben zu werden als bei a-C:H.

Um den End-Detektor kalibrieren zu können, wurde die Eichprobe wie vorher mit Folien-ERDA bei den Heliumenergien 2,2 und 2,6 MeV gemessen. Für den Transmissionsdetektor wurde bei den gleichen Energien die Eichprobe mit Teleskop-ERDA-Anordnung gemessen.

Das Spektrum der Erbiumprobe der Folien-ERDA-Messung für beide Einfallenergien ist in Abbildung 8-1 gezeigt.

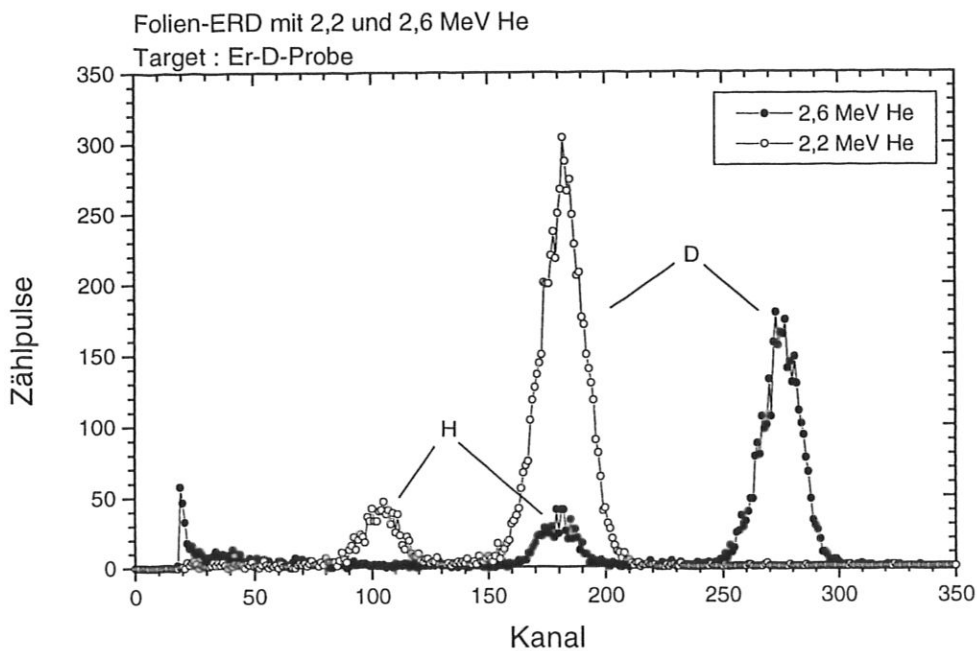


Abb. 8-1 : Folien-ERD-Energiespektrum der Erbiumeichprobe mit 2,2- und 2,6-MeV-He-Ionen

Die Kalibrierung des End-Detektors erfolgte analog wie im vorigen Kapitel nach dem Gleichungssystem (7.3 a-c). Die Energiedifferenzen der Wasserstoffisotope, wurden hier ebenfalls für die Einfallenergie von 2,2 MeV mit SIMNRA bestimmt. Die Kanäle der H- und D-Peaks aus Abbildung 8-1, die durch einen Gaußfit ermittelt wurden, sind in Tabelle 8.1 eingetragen. Der Deuteriumpeak muß wegen seiner Tiefe im Silizium um etwa 3,5 Kanäle korrigiert werden (siehe Kapitel 7.1.). Die Korrekturen wurden hier für 2,6 und 2,2 MeV He wie folgt gefunden :

Der Eichparametersatz (E_{off} , e , Θ) wurde durch Eichung mit beiden Wasserstoff-Peaks bei 2,2 und 2,6 MeV und dem Deuterium-Peak bei 2,6 MeV He-Ionen nach einem ähnlichen Gleichungssystem (7.4 a-c) ermittelt. Zusätzlich wurde ein Eichparametersatz auch durch Verwendung beider Deuterium-Peaks und dem Wasserstoff-Peak bei 2,6 MeV He-Ionen berechnet. Die Korrekturen wurden so eingestellt, daß beide Berechnungsmethoden etwa die gleichen Parametersätze liefern. Die gefundenen Korrekturen sind als Summanden in Tabelle 8.1 hinzugefügt. Der Unterschied der Korrekturen läßt sich qualitativ durch ein höheres Stopping in der Folie und der Probenschicht bei kleinerer Energie der Wasserstoffisotope und der He-Ionen erklären. Eine Simulation mit SIMNRA bestätigt einen Kanalunterschied von ca. einem Kanal, wenn man annimmt, daß sich das Deuterium in einer Tiefe von etwa $100 \cdot 10^{15}$ At/cm² im Silizium befindet.

Tabelle 8.1 : Kanäle der Peaks aus Abbildung 8-1 durch Gaußfit ermittelt.

He – Energie	2,2 MeV	2,6 MeV
Kanal für H	104,04	179,71
Kanal für D	182,04 + 3,9	275,47 + 3,0

Aus den Kanälen von Wasserstoff und korrigiertem Deuterium ergaben sich der Offset E_{off} , der Eichfaktor e des End-Detektors und der Streuwinkel Θ der Eichprobe zu :

Tabelle 8.2: End-Detektor Eichparameter

E_{off}	-84,5 keV
e	3,7 keV / Kanal
Θ	32,1°

Für die Eichung des Transmissionsdetektors wurden 2-dimensionale Energiespektren in Teleskop-Anordnung aufgenommen. Das Spektrum für 2,6 MeV Einfallenergie ist in Abbildung 8-2 zu sehen. In x-Richtung sind die Kanäle des End-Detektors, in y-Richtung sind die Kanäle des dE-Detektors aufgetragen.

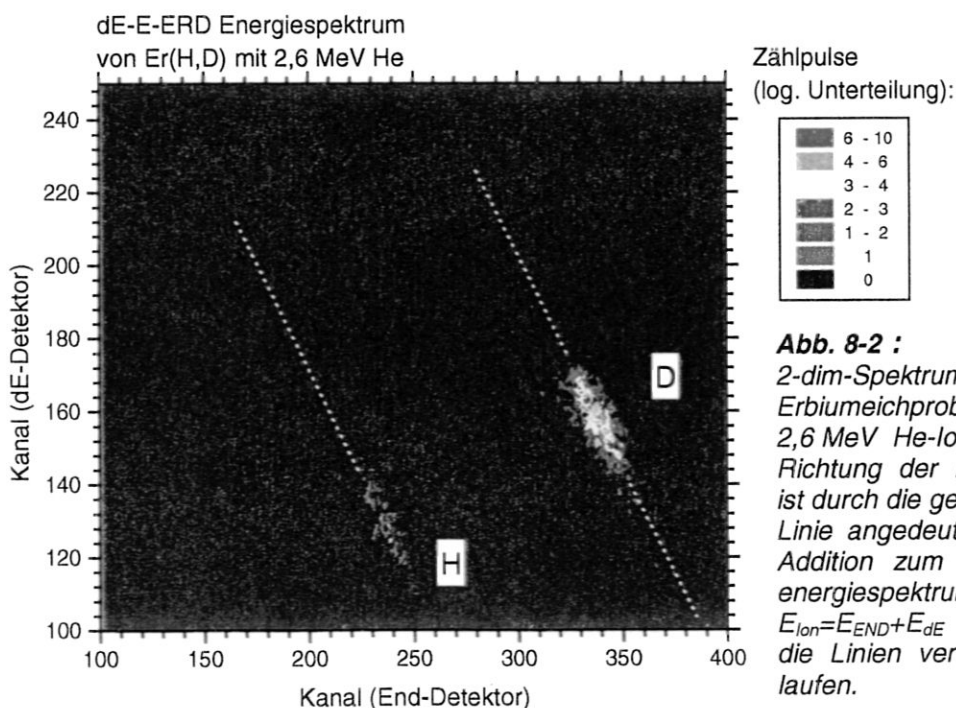


Abb. 8-2 : 2-dim-Spektrum der Erbiemeichprobe mit 2,6 MeV He-Ionen. Die Richtung der Peaklage ist durch die gestrichelte Linie angedeutet. Nach Addition zum Gesamtenergiespektrum mit $E_{\text{ion}} = E_{\text{END}} + E_{\text{dE}}$ sollten die Linien vertikal verlaufen.

In obiger Abbildung 8-2 sind auch gestrichelte Linien eingezeichnet, welche die Richtung der Peaks verdeutlichen.

Das 2-dim-Spektrum wird über x (End-Detektor) und über y (dE-Detektor) integriert. Die dadurch entstandenen eindimensionalen Spektren sind nachfolgend in den Abbildungen 8-3 a und b gezeigt. Die Breite aller Peaks, die durch das Straggling und elektronische Rauschen des dE-Detektors verursacht wird, beträgt etwa 20 Kanäle.

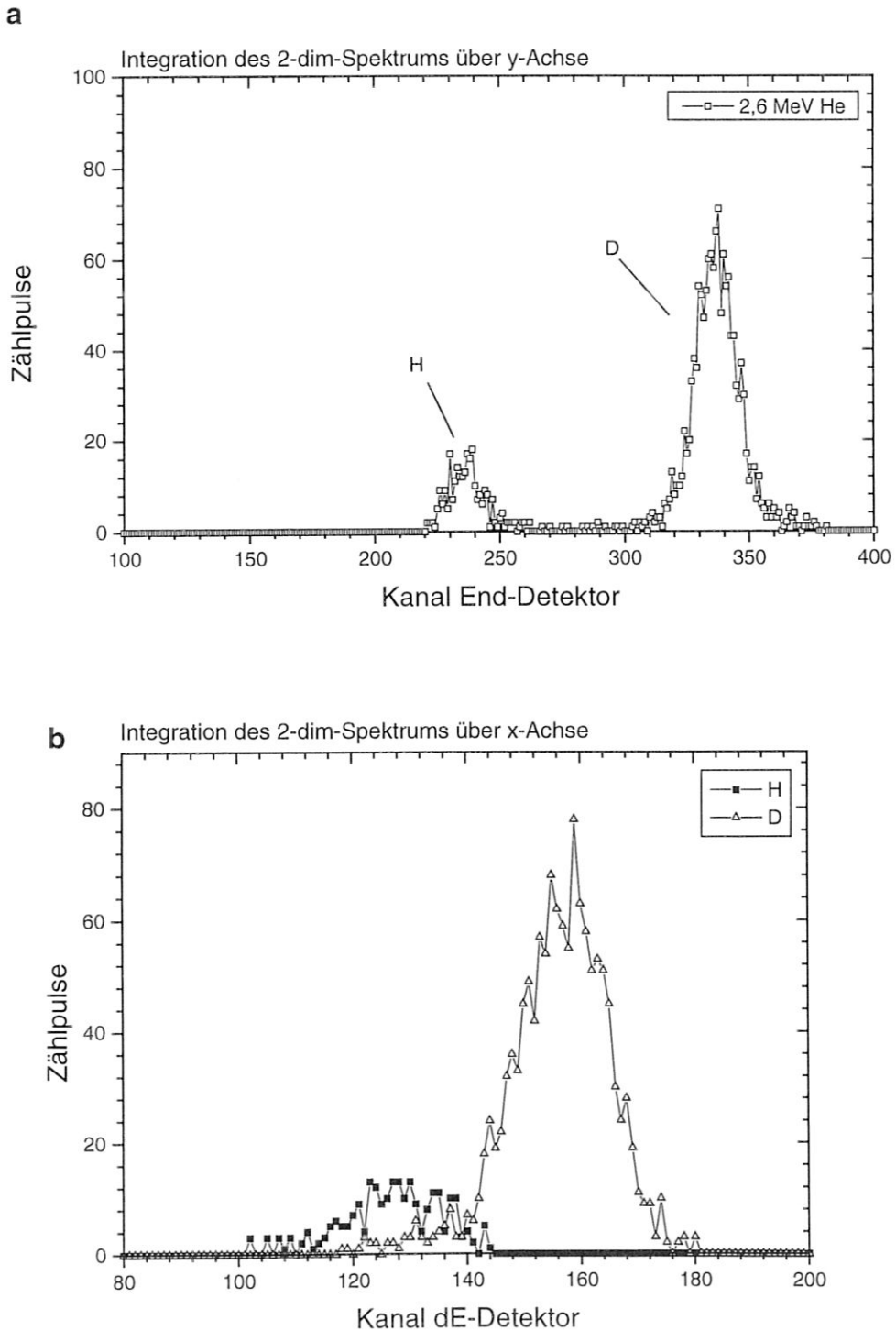


Abb. 8-3 : Integrierte 2-dim-Spektren der Erbiumeichprobe. Oben (a) ist das Spektrum des End-Detektors, unten (b) das Spektrum des dE-Detektors.

Aus dem Spektrum des End-Detektors kann man mit der obigen Energieeichung die Energien bestimmen, die Ionen hinter dem Transmissionsdetektor besitzen. Mit SIMNRA wird die Energie bestimmt, die Ionen nach dem Stoß an der Targetoberfläche bei dem Streuwinkel Θ besitzen. Die Differenz beider Energien entspricht dem Verlust im Transmissionszähler. Aus der Verlustenergie des Transmissionszählers im dE-Spektrum kann der Transmissionsdetektor kalibriert werden. Da die Peaks stochastisch verbreitert sind, läßt sich das Maximum durch einen Gaußfit nur mit einem Fehler von ca. 0,5 Kanälen bestimmen.

Die erhaltenen Eichparameter für beide Detektoren sind in folgender Tabelle 8.3 zusammengefaßt :

Tabelle 8.3 : Eichparameter des End- und dE-Detektors

	End-Detektor	dE-Detektor
E_{off}	-84,5 keV	-27,5 keV
e	3,7 keV / Kanal	3,0 keV / Kanal

Mit einem Streuwinkel Θ der Eichprobe von $32,1^\circ$

Die 2-dim-Spektren der implantierten a-C:D-Proben, wie in Abbildung 3-6 auf Seite 22 als ein Beispiel für 2 keV H dargestellt ist, werden folgendermaßen ausgewertet :

Die Kanäle $c(x,y)$ der Spektren werden mit obiger Energieeichung in ein $(E_{\text{End}}+E_{\text{dE}}, E_{\text{dE}})$ -Spektrum nach Gleichung (7.1) umgerechnet. Das Programm, das verwendet wurde, ist im Anhang B3 abgedruckt. Nach Addition beider Energien zur Gesamtenergie stehen die gestrichelten Linien, die in Abbildung 8-2 für die Erbiumeichprobe angedeutet sind, vertikal auf der unteren Achse. Das erhaltene Gesamtenergiespektrum wird durch Integration über dE in den einzelnen Gebieten der Isotope in ein eindimensionales Energiespektrum umgewandelt. Mit Gleichung (7.1) wird mit den Eichparametern für den End-Detektor die Energieachse wieder in Kanäle zurück gerechnet. Man erhält ein Spektrum, das scheinbar nur mit dem End-Detektor und ohne Folie entstanden wäre. Die Gesamtenergiespektren können wie bei a-C:H-Schichten ausgewertet werden, und mit SIMNRA lassen sich Simulationen durchführen.

Das Stragging des dE-Detektors entfällt durch die Energieaddition. Zur Verdeutlichung wurde das oben beschriebene Verfahren auf die Erbiumprobe angewandt. Das Gesamtenergiespektrum ist in Abbildung 8-4 dargestellt und zeigt eine deutlich kleinere D-Peakbreite von ca. 9 Kanälen (Breite ermittelt durch Gaußfit).

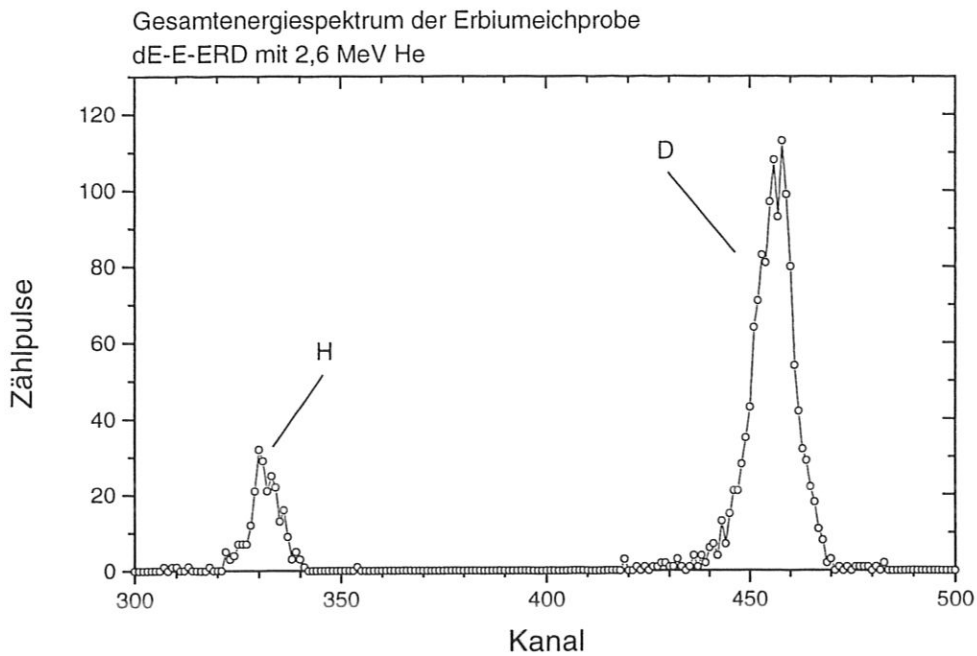


Abb. 8-4: Gesamtenergiespektrum der Erbiumprobe

Da auch bei diesen Messungen das Problem der nicht genau bekannten Streuwinkel auftrat, mußte wieder für jede Probe der Streuwinkel Θ bestimmt werden. In der folgenden Tabelle 8.4 sind für die Proben die Positionen und die Nummer der verwendeten ERD-Halter angegeben. Für jede Probe ist die Kanalzahl der Deuteriumkante angegeben. Die Kanten wurden aus den eindimensionalen Gesamtenergiespektren ausgewertet. Der Streuwinkel ist vorerst nur für die Erbiumeichprobe bekannt.

Tabelle 8.4 : Positionen und Streuwinkel der a-C:D- Proben

ERD-Halter	Position	Implantationsenergie (H)	Kanal D-Kante	Streuwinkel Θ
2	2	20 eV (Erbiumeichprobe)	456 (D-Peak)	32,1°
	6	8 keV	469,5	31,0°
5	2	0,5 keV	460	31,8°
	4	1 keV	461	31,7°
	6	2 keV	469	31,1°
	8	4 keV	473	30,7°

Aus der Kanalverschiebung der einzelnen a-C:D-Proben zum Kanal der Erbiumprobe im Gesamtenergiespektrum und dem bekannten Streuwinkel von 32,1°, können die Winkel für jede Probe analog wie im vorigen Kapitel 7.1. mit Gleichung (7.3c) ermittelt werden. Die Winkel sind ebenfalls in Tabelle 8.4 eingetragen.

8.2. Auswertung

Ein Beispiel für das Gesamtenergiespektrum einer implantierten a-C:D-Probe ist in Abbildung 8-5 gezeigt. Darin ist bereits eine SIMNRA-Simulation enthalten.

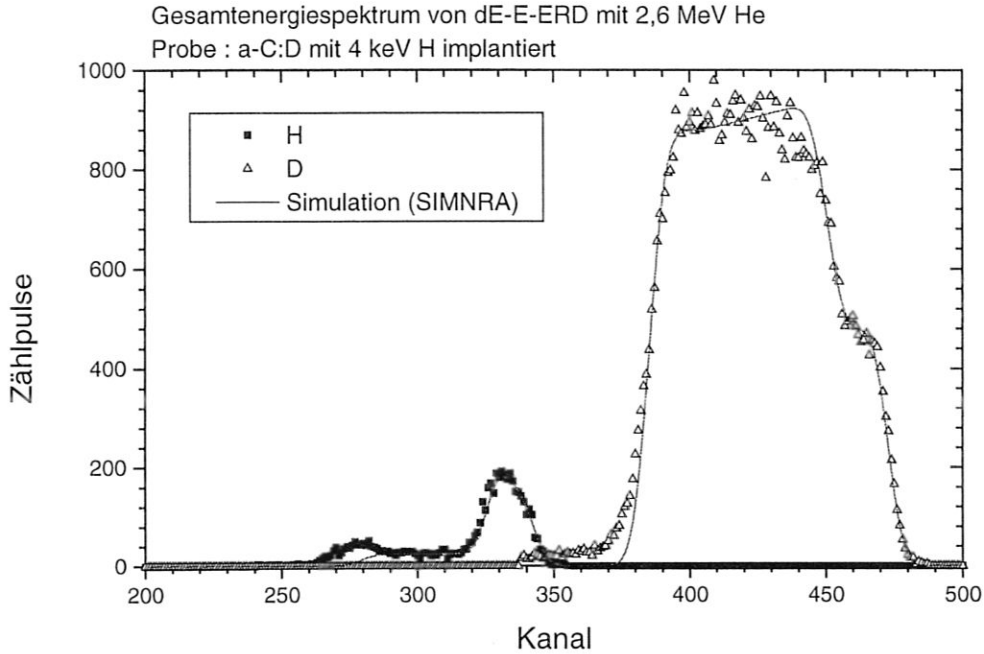


Abb. 8-5 : Gesamtenergiespektrum und Simulation (SIMNRA) einer a-C:D-Probe. Die Probe wurde mit Wasserstoff von 4 keV implantiert.

Die simulierten Targetschichten für obiges Energiespektrum (Abb. 8-5) sind in der untenstehenden Tabelle 8.5 enthalten. Die Schicht der ersten Zeile ist die Schicht an der Oberfläche:

Tabelle 8.5 : Simulierte Targetschichtfolge:

Schicht	Zusammensetzung (C, D, H in%)	Schichtdicke (10^{15} At/cm ²)
1	72, 23, 5	200
2	76, 17, 7	800
3	69, 19, 12	300
4	67, 32, 1	3800

Das Tiefenprofil für jede Implantationsenergie, das mit dem LORI-Programm berechnet wurde, ist in folgenden Abbildung 8-6 dargestellt. Dabei wurde eine Dichte der a-C:D-Schicht von $\rho=1,9$ g/cm³ angenommen. Es wurden wieder der addierte Gesamtwasserstoffgehalt (H+D) und der Wasserstoffgehalt (H) dargestellt.

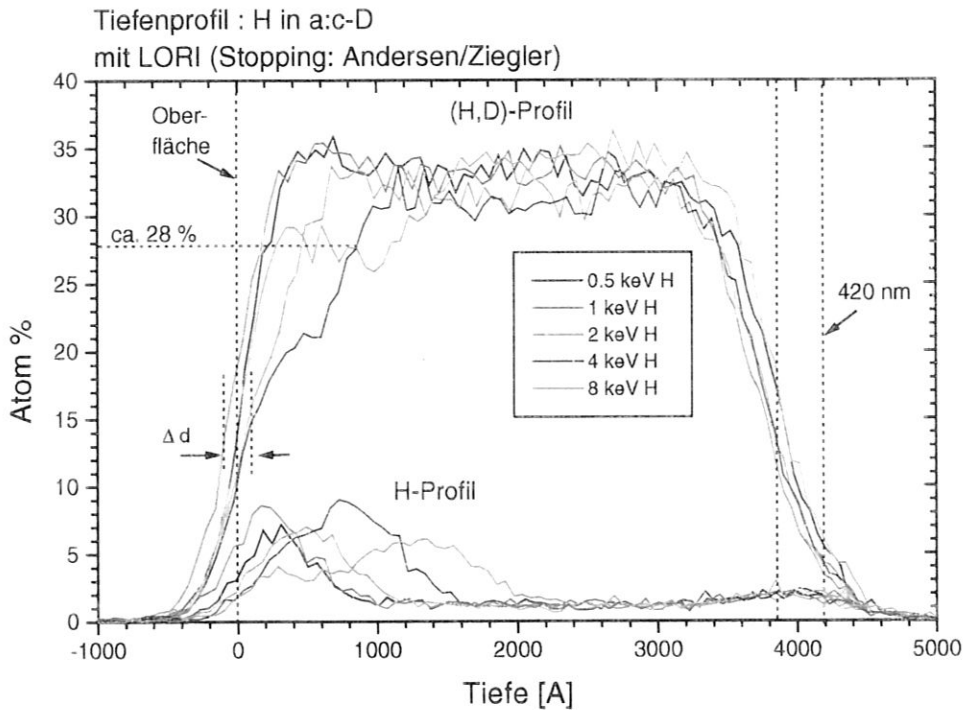


Abb. 8-6 : Tiefenprofil des Gesamtwasserstoffs (H+D) und des Wasserstoffs (H) aller a-C:D-Proben mit LORI berechnet.

Dabei fällt sofort auf, daß ein konstanter Wasserstoffuntergrund über die gesamte Schichtdicke vorhanden ist. Dieses Wasserstoffinventar wurde sehr wahrscheinlich während der Beschichtung eingebaut, denn vor der Beschichtung wurde mit einem H-Plasma gereinigt. Der Wasserstoff kann in die Gefäßwände eingebaut und anschließend langsam wieder freigesetzt werden. Weitere Quellen von Wasserstoff sind an den Wänden adsorbierte Wassermoleküle sowie Pumpenöl. Aufgrund der niedrigen Saugleistung von Turbomolekularpumpen für Wasserstoff bleibt stets ein gewisser Anteil Wasserstoff im Restgas.

Im weiteren sieht man einen leichten Anstieg des Wasserstoffgehaltes in einer Tiefe von ca. 4000 Å am Interface zum Siliziumsubstrat. Dies ist entweder auf eine Belegung der Siliziumoberfläche mit Wasser oder auf Implantation von Wasserstoff in das Siliziumsubstrat während des Reinigungsvorgangs zurückzuführen.

Ein weiteres augenfälliges Merkmal ist der teilweise höhere Abtrag des Deuteriums und damit auch des gesamten Wasserstoffgehaltes aus der Schicht nach der Implantation. Allerdings läßt sich auch hier die Härtung der Schichten durch Implantation erkennen. Zumindest bei 8 keV Implantationsenergie wird der Wasserstoffgehalt ebenfalls auf etwa 28% abgesenkt.

Die Reichweiten wurden auch hier mit TRIM simuliert. Die Dichte der a-C:D-Schicht wurde in TRIM ebenfalls zu $\rho=1,9 \text{ g/cm}^3$ angenommen.

Ebenso wurde zusätzlich mit 1,5-fach erhöhtem elektronischen Stopping gerechnet. Die erhaltenen Reichweiten sind in der Tabelle 8.6 eingetragen. Die mittleren Reichweiten der LORI-Simulation wurden wieder mit Gleichung (7.6) aus der Verteilung des Tiefenprofils ermittelt. Die

Erbiumprobe in Tabelle 8.6 dient dazu, um die Tiefenauflösung des Detektorsystems abzuschätzen. Es wurde die Breite des Wasserstoffpeaks aus Abbildung 8-4 von 9 Kanälen benutzt. Das entspricht einer Energie von ca. 33 keV (mit $e=3,7$ keV/Kanal) oder einer Tiefe in a-C:D von ca. 380 Å (90 Kanäle entsprechen etwa 380 nm nach Abb. 8-5 und 8-6).

Tabelle 8.6 : mittlere Reichweiten von Wasserstoff in a-C:D

Implantationsenergie	Messung		Simulation	
	mittlere Tiefe (LORI)	Sigma (LORI)	Mittlere Tiefe (TRIM)	Sigma (TRIM)
0,02 eV (Erbium)	0	ca. 380	-	-
0,5 keV	339	338	117	55
1 keV	273	244	219	93
2 keV	500	258	400	149
4 keV	753	281	727	219
8 keV	1085	505	1271	298

Dabei ist zu erwähnen, daß der Wasserstoffuntergrund vorher mit einer Konstanten subtrahiert wurde. Zur mittleren Reichweitenbestimmung wurde die Verteilung der Implantation nur bis in eine Tiefe benutzt, in welcher der Gehalt nahezu Null geworden ist. Das ist wichtig, da die mittlere Reichweite mit dem Gehalt gewichtet wird und daher empfindlich auf einen Wasserstoffgehalt in großer Tiefe reagiert.

8.3. Ergebnis und Fehlerabschätzung

Die Reichweiten der TRIM-Simulation und LORI-Rechnung sind in Abbildung 8-7 über der Implantationsenergie aufgetragen.

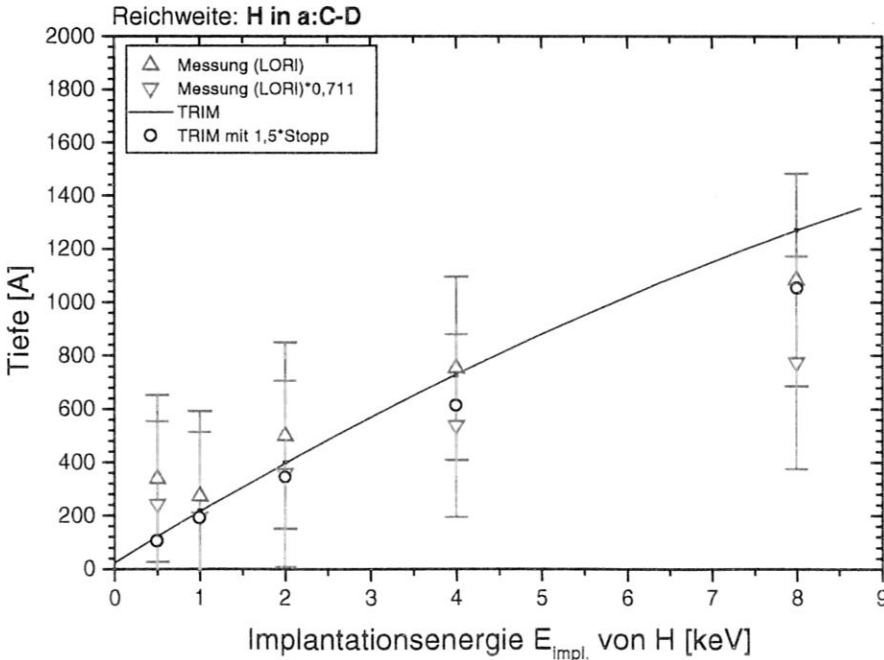


Abb. 8-7 : Reichweite von H in a-C:D
Über die Implantationsenergie sind die gemessenen Reichweiten (LORI) mit Fehlerabschätzungen und die simulierten Reichweiten (TRIM) aufgetragen. Die Wirkung der chemischen Bindung wird durch ein um 1,5-fach erhöhtes Stopping (TRIM) bzw. eine um 0,711 verkürzte Reichweite (LORI) beschrieben.

Analog zur a-C:H-Probe wurde der Fehler der Reichweite mit Gleichung (7.9) bestimmt. Bis auf den Streuwinkel Fehler $\Delta\Theta$ wurden die Fehler der Einfallswinkel und der Ablesefehler der Energie gleich abgeschätzt wie bei a-C:H. Der $\Delta\Theta$ -Fehler beträgt etwa $0,55^\circ$ wegen der größeren Oberflächenabweichung von ca. 200 Å im Tiefenprofil (Abb. 29). Der Gesamtfehler ist wieder in Form von Fehlerbalken in obiger Abbildung 8-7 eingetragen. Der Gesamtfehler und die Einzelfehler sind analog wie im vorigen Abschnitt in Tabelle 8.7 eingetragen.

Tabelle 8.7 : Einzel- und Gesamtfehler der Tiefe d von Wasserstoff

Impl.Energie	$\Delta d(\Delta\alpha)$	$\Delta d(\Delta\Theta)$	$\Delta d(\Delta E)$	Δd gesamt
0,5 keV	7,6 Å	248 Å	194 Å	315 Å
1 keV	2,5 Å	252 Å	195 Å	319 Å
2 keV	13 Å	235 Å	252 Å	344 Å
4 keV	18 Å	227 Å	249 Å	338 Å
8 keV	30 Å	226 Å	252 Å	340 Å

Die Fehler sind größer als bei a-C:H, da vor allem der Streuwinkel Fehler größer angenommen werden mußte. Auch hier liegt die TRIM-Simulation mit einfachem und mit erhöhtem Stopping innerhalb der Fehlergrenzen, der mit der Bragg'schen Regel ausgewerteten Meßpunkte (LORI). Die nach dem Bindungsmodell korrigierten Meßwerte liegen mit ihren Fehlergrenzen (grün) deutlich außerhalb der TRIM-Simulation mit einfachem Stopping. Damit wird auch für a-C:D-Schichten deutlich, daß für diesen Energiebereich (0,5-8 keV) eine ähnliche Korrektur des Stoppings notwendig ist wie für hohe Energien (ca. 1,5 MeV).

9. Vergleich von Folien- und Teleskop-ERDA

Die Energieauflösung bei Folien-ERDA setzt sich zusammen aus der Energieauflösung des Detektors, dem Stragging in der Folie und einer Energieverteilung der Ionen, die durch den Detektorraumwinkel bzw. durch die Blende zugelassen wird. Die Energieverteilung B_{Blende} wurde in Kapitel 5.3. für Deuterium zu 27,8 keV abgeschätzt. Mit SIMNRA wurde das Stragging B_{Folie} in einer 5,1 μm -Ni-Folie für Wasserstoff (mit 1,2 MeV) und Deuterium (mit 1,7 MeV) zu 39,7 und 45,7 keV berechnet. Die Energieauflösung des Detektors B_{Det} beträgt laut Hersteller nicht mehr als 12 keV. Damit ergibt sich eine Energieauflösung B für Folien-ERDA für Deuterium nach

$$B^2 = B_{\text{Blende}}^2 + B_{\text{Folie}}^2 + B_{\text{Det}}^2 \quad (9.1)$$

zu 55 keV. Das entspricht etwa 15 Kanälen im Energiespektrum (mit $e=3,7$ keV/Kanal) oder einer Tiefenauflösung von ca. 60 nm (mit 105 Kanäle = 415 nm aus Abb. 7-4 / 7-5). Aus dem Energiespektrum des End-Detektors in Abbildung 8-1 wurde eine Breite des Deuteriumpeaks von 18 Kanälen bzw. 71 keV ermittelt.

Bei Teleskop-ERDA ist das Stragging des Energieverlustes im Transmissionsdetektor durch das Meßsignal für jedes gemessene Ion bekannt. Die Gesamtenergie jedes Ions wird durch die Summe beider korrespondierenden Detektorsignale berechnet, und ist daher nur durch die Energieauflösung beider Detektoren begrenzt [21]. Laut Hersteller besitzt der End-Detektor eine Energieauflösung von 12 keV und der Transmissionsdetektor von 25 keV. Damit ergibt sich die Detektorauflösung B_{Det} zu 28 keV und die Gesamtenergieauflösung B für Teleskop-ERDA für Deuterium nach

$$B^2 = B_{\text{Blende}}^2 + B_{\text{Det}}^2 \quad (9.2)$$

zu 40 keV. Das entspricht etwa 11 Kanälen im Gesamtenergiespektrum (mit $e=3,7$ keV/Kanal) oder einer Tiefenauflösung von ca. 49 nm (mit 90 Kanäle = 400 nm aus Abb. 8-5/8-6). Aus dem Gesamtenergiespektrum in Abbildung 8-4 wurde eine Breite des Deuteriumpeaks von 11 Kanälen bzw. 40 keV ermittelt, die sehr gut mit der berechneten Energieauflösung übereinstimmt. Diese Arbeit zeigt aber, daß durch den nicht genügend genau bekannten Streuwinkel und die Energieeichung von zwei Detektoren der Vorteil der höheren Tiefenauflösung bei Teleskop-ERDA offenbar wieder aufgehoben wird. Die Tiefenauflösung des Implantats in der a-C:D-Schicht ist in der Fehlerabschätzung sogar etwas größer als bei Folien-ERDA. Eine unbedingt notwendige Voraussetzung für eine gute Energieeichung sind genau bekannte Streuwinkel Θ (z.B. besser als $0,1^\circ$). Dies war durch den vorhandenen Manipulator sowie die Halterbefestigung nicht möglich, so daß der dominierende Fehler bei beiden Meßverfahren durch die Streuwinkelunsicherheit verursacht wird. Als Nachteil der Teleskop-ERD-Analyse, auch unter idealen Bedingungen, bleiben die aufwendigere Auswertung der 2-dimensionalen Energiespektren und die wesentlich längere Meßzeit, die durch den geringeren Strom des Ionenstrahls bestimmt wird. Der geringe Strom ist nötig, um eine Überladung des Transmissionsdetektors und damit eine große Totzeit des ADC durch rückgestreute Heliumionen zu verhindern. Der Vorteil liegt vor allem in der Analyse von dicken a-C:(H,D) Schichten (ca. 0,5 bis $1\mu\text{m}$), die sich im Energiespektrum mit Folien-ERDA überlappen würden. Es können mit einer Messung beide Wasserstoff-isotope gleichzeitig gemessen werden.

Anhang A

Ableitungen der Gleichung (7.9)

Die Gleichung (7.9), welche die Tiefe d der herausgeschlagenen Isotope beschreibt, wurde nach α , Θ und E_T abgeleitet, um einen Gesamtfehler der Tiefe d nach der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung (Gleichung 7.10) abzuschätzen.

$$d = \frac{(K_T \cdot E_0 - E_T + S_{\text{Folie}} \cdot d_{\text{Folie}}) \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta}{K_T \cdot S_{\text{in}} \cdot \cos \beta + S_{\text{out}} \cdot \cos \alpha} \quad (7.9)$$

mit kin. Faktor $K_T = m \cdot \cos^2 \Theta$, wobei $m = \frac{4 \cdot M_T \cdot M_P}{(M_T + M_P)^2}$ ist

$$\Delta d = \sqrt{\left(\frac{\partial d}{\partial \alpha}\right)^2 \cdot \Delta \alpha^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial \Theta}\right)^2 \cdot \Delta \Theta^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial E_T}\right)^2 \cdot \Delta E_T^2} \quad (7.10)$$

In Gleichung (7.9) wurde $\cos \beta$ mit $\cos \beta = \cos(180^\circ - \alpha - \Theta) = -\cos(\alpha + \Theta)$ eliminiert, $S_{\text{Folie}} \cdot d_{\text{Folie}}$ wird als konstant betrachtet. Der Ablesefehler der gemessenen Energie E_T ist dann dem Fehler der Energie $E_{\text{out}} = E_T - S_{\text{Folie}} \cdot d_{\text{Folie}}$, die Teilchen nach Verlassen des Targets besitzen, gleich gesetzt. Mit E_{out} erhält man

$$d = \frac{(m \cdot \cos^2 \Theta \cdot E_0 - E_{\text{out}}) \cdot \cos \alpha \cdot \cos(\alpha + \Theta)}{m \cdot \cos^2 \Theta \cdot S_{\text{in}} \cdot \cos(\alpha + \Theta) - S_{\text{out}} \cdot \cos \alpha} \quad (A1)$$

Mit den folgenden Abkürzungen

$$\begin{aligned} Z1 &= m \cdot E_0 \cdot \cos^2 \Theta \cdot \cos \alpha \cdot \cos(\alpha + \Theta) \\ Z2 &= -E_{\text{out}} \cdot \cos \alpha \cdot \cos(\alpha + \Theta) \\ N &= m \cdot S_{\text{in}} \cdot \cos^2 \Theta \cdot \cos(\alpha + \Theta) - S_{\text{out}} \cdot \cos \alpha \end{aligned} \quad (A2a)$$

ist

$$d = \frac{Z1 + Z2}{N} \quad (A2b)$$

Die Ableitungen allgemein nach x lauten nach der Quotientenregel:

$$\frac{\partial d}{\partial x} = d_x = \frac{N \cdot (Z1_x + Z2_x) - (Z1 + Z2) \cdot N_x}{N^2} \quad (A3)$$

für die mit x indizierten Größen sind die entsprechenden Ableitungen nach α , Θ und E_{out} zu setzen. Die einzelnen Ableitungen lauten

$$N_{\alpha} = -S_{in} \cdot m \cdot \cos^2 \Theta \cdot \sin(\alpha + \Theta) + S_{out} \cdot \sin \alpha \quad (A4a)$$

$$Z1_{\alpha} = -E_0 \cdot m \cdot \cos^2 \Theta \cdot [\sin \alpha \cdot \cos(\alpha + \Theta) + \cos \alpha \cdot \sin(\alpha + \Theta)] \quad (A4b)$$

$$Z2_{\alpha} = E_{out} \cdot [\sin \alpha \cdot \cos(\alpha + \Theta) + \cos \alpha \cdot \sin(\alpha + \Theta)] \quad (A4c)$$

$$N_{\Theta} = -S_{in} \cdot m \cdot [2 \cdot \cos \Theta \cdot \sin \Theta \cdot \cos(\alpha + \Theta) + \cos^2 \Theta \cdot \sin(\alpha + \Theta)] \quad (A5a)$$

$$Z1_{\Theta} = -E_0 \cdot m \cdot \cos \alpha \cdot [\sin(\alpha + \Theta) \cdot \cos^2 \Theta + 2 \cdot \cos \Theta \cdot \sin \Theta \cdot \cos(\alpha + \Theta)] \quad (A5b)$$

$$Z2_{\Theta} = E_{out} \cdot \cos \alpha \cdot \sin(\alpha + \Theta) \quad (A5c)$$

$$N_{E_{out}} = 0 \quad (A6a)$$

$$Z1_{E_{out}} = 0 \quad (A6b)$$

$$Z2_{E_{out}} = \cos \alpha \cdot \cos(\alpha + \Theta) \quad (A6c)$$

Die einzelnen Fehler $\frac{\partial d}{\partial \alpha}$, $\frac{\partial d}{\partial \Theta}$ und $\frac{\partial d}{\partial E_{out}}$ erhält man durch Einsetzen der Gleichungen

(A4a-c), (A5a-c) und (A6a-c) mit jeweils den Abkürzungen (A2a) in Gleichung (A3).

Anhang B

B1 Programm BLENDE

Das Pascalprogramm Blende dient zur Bestimmung der Blendengröße. Es werden die Gleichungen aus Abschnitt 5.2. *Blende und Raumwinkel* verwendet. Ein Ausdruck ist im Anschluß des Quelltextes angefügt.

```
program Blende; { Konfigurieren der ERDA Blende (1998 s.lindig) }
uses crt;
var
    omega, a_min, F,
    ksi, eta, AT, AE, dT : extended;
const
    gp : extended= pi/180; { Faktor zur Umwandlung
                           Grad in Bogenmaß }
    alpha: extended = 75 *pi/180; { Einfallswinkel in rad }
    beta : extended = 75 *pi/180; { Austrittswinkel in rad }
    theta: extended = 30 *pi/180; { Streuwinkel in rad }
    a : extended = 24.8; { Abstand Probenmitte-Blende in mm }
    c : extended = 19; { Abstand Blende-Enddetektorfl. in mm }
    b : extended = 6; { Abstand Blende-Transdetektorfl. in mm }
    Sx : extended= 0.2; { Strahlquerschnitt horizontal (x) in mm }
    Sy : extended= 1.0; { Strahlquerschnitt vertikal (y) in mm }
    Bx : extended= 0.35; { Blendenquerschnitt horizontal (x) in mm }
    By : extended= 1.70; { Blendenquerschnitt vertikal (y) in mm }

    { empfindlicher Durchm. des End-Det : 8 mm ( 50 mm2 laut CANBERRA )
    { empfindlicher Durchm. des dE-Det : 3 mm ( 10 mm2 laut Ortec )

BEGIN
F := Sx/cos(alpha); { Länge des Flecks auf Probe }
a_min := a - 1/2*F*sin(beta); { minimaler Abstand Fleckrand-Blende }

{ maximale Strahlenwinkel in Einfallsebene (ksi) und normal (eta) dazu:
ksi := arctan( (Sx/cos(alpha)*cos(beta)+Bx) / (2*a_min) ); { Gleichung 5.3 }
eta := arctan( (Sy+By) / (2*a_min) ); { Gleichung 5.4 }

{ beleuchtete Detektorflächen : }
AT := pi*( sqrt(b*sin(ksi)+Bx/2)+sqrt(b*sin(eta)+By/2) ); { Gleichung 5.5 }
AE := pi*( sqrt(c*sin(ksi)+Bx/2)+sqrt(c*sin(eta)+By/2) ); { Gleichung 5.6 }

{ maximale Streuwinkelabweichung von 30° : }
dT := arctan(sqrt( sqrt(sin(theta+ksi) ) + sqrt(sin(eta)/cos(eta)) ) /
             cos(theta+ksi) ) -theta; {Gleichung 5.7 bzw. C7}

{ Ausgangparameter : }
writeln(' Strahlquerschnitt Sx*Sy = ',sx:4:2,'x',sy:4:2,' mm2');
writeln;
writeln(' Geometrie : a= ',a:4:2,' mm b= ',b:4:2,' mm c= ',c:4:2,' mm');
writeln(' alpha= ',alpha/gp:4:2,'° beta= ',beta/gp:4:2,
        '° theta= ',theta/gp:4:2,'°');
writeln;
writeln(' mit Blende Bx*By = ',bx:4:2,'x',by:4:2,' mm2 :');
```

```

{ Ergebnis: }
writeln;
writeln(' Ergebnis : ');
writeln;
writeln(' Raumwinkel Omega = ',bx*by/(a*a)*1e3:4:3,' msr');
writeln;
writeln(' beleuchtete Fläche : End-Det = ',AE:4:2,' mm² (max 50)');
writeln('          dE-Det = ',AT:4:2,' mm² (max 10)');
writeln;
writeln(' max. Streuwinkelabweichung  dtheta = ',dT/gp:4:2,'° ');
write('          ksi = ',ksi/gp:4:2,'°');
writeln(' eta = ',eta/gp:4:2,'°');
writeln;
writeln(' Energieauflösung durch Blende für D : B = ',dT/gp*34.8:4:2,' keV');

readln;
END.

```

Ausdruck :

Eingabe der Ausgangsparameter :

Strahlquerschnitt $S_x \cdot S_y = (0.20 \times 1.00 \text{ mm}^2)$:

S_x :

S_y :

Geometrie : a (24.80 mm), b (6.00 mm), c (19.00 mm) :

a :

b :

c :

alpha (75.00°), beta (75.00°), theta (30.00°) :

alpha :

beta :

theta :

Blende $B_x \cdot B_y = (0.35 \times 1.70 \text{ mm}^2)$:

B_x :

B_y :

Ergebnis :

Raumwinkel Omega = 0.967 msr

*beleuchtete Fläche : End-Det = 11.80 mm² (max 50)
dE-Det = 4.57 mm² (max 10)*

*max. Streuwinkelabweichung dtheta = 0.79°
ksi = 0.65° eta = 3.16°*

Energieauflösung durch Blende für D : B = 27.56 keV

B2 Programm WINKEL

Das folgende Pascal-Programm simuliert die Verteilung der detektierten Teilchen (recoils) über einen Streuwinkelbereich, der durch den Strahlfleck auf der Probe und die Blendenfläche zugelassen wird. Dabei wird davon ausgegangen, daß sich der Reaktionswirkungsquerschnitt im betrachteten Streuwinkelbereich nicht ändert, und der Raumwinkel des Detektors für jeden Punkt auf der Probe gleich ist. Simuliert wird durch finite Elemente.

Dabei wird der Fleck auf der Probe und die Blendenöffnung in kleine Quadrate der Kantenlänge $1/v$ in mm unterteilt. Von jedem Quadrat des Probenflecks gehen Geraden durch alle Quadrate der Blendenöffnung. Die Geraden verlaufen durch die Mittelpunkte der Quadrate. Die Streuwinkel aller Geraden werden nach Gleichung (5.7) (Herleitung siehe Anhang C) aus den Winkeln ξ und η der Geraden zur nominalen Streurichtung berechnet.

Die Zahl der Geraden, die innerhalb eines Streuwinkelintervalls i mit der Intervalllänge von $0,1^\circ$ liegen, werden in einer Variablen $T[i]$ zusammengefaßt. Wegen der oben beschriebenen Annahmen stellt jede Gerade eine identische Zahl von Recoils dar. Somit kann eine prozentuale Verteilung der detektierten Teilchen in die Streuwinkelintervalle berechnet werden.

Die Geometrie für einen beliebigen Strahl zwischen zwei Quadraten auf dem Probenfleck und der Blendenöffnung ist in der folgenden Abbildung B2 skizziert.

Es sind in Abbildung B2 die gleichen Bezeichnungen für Winkel und Strecken wie im anschließend abgedruckten Programm verwendet worden. Die Positionen der Quadratmittelpunkte (b_x, b_y) und (f_x, f_y) werden durch Koordinatensysteme beschrieben, die jeweils in Blenden- oder Probenebene liegen. Der Ursprung ist jeweils in Fleck- bzw. Blendenmitte.

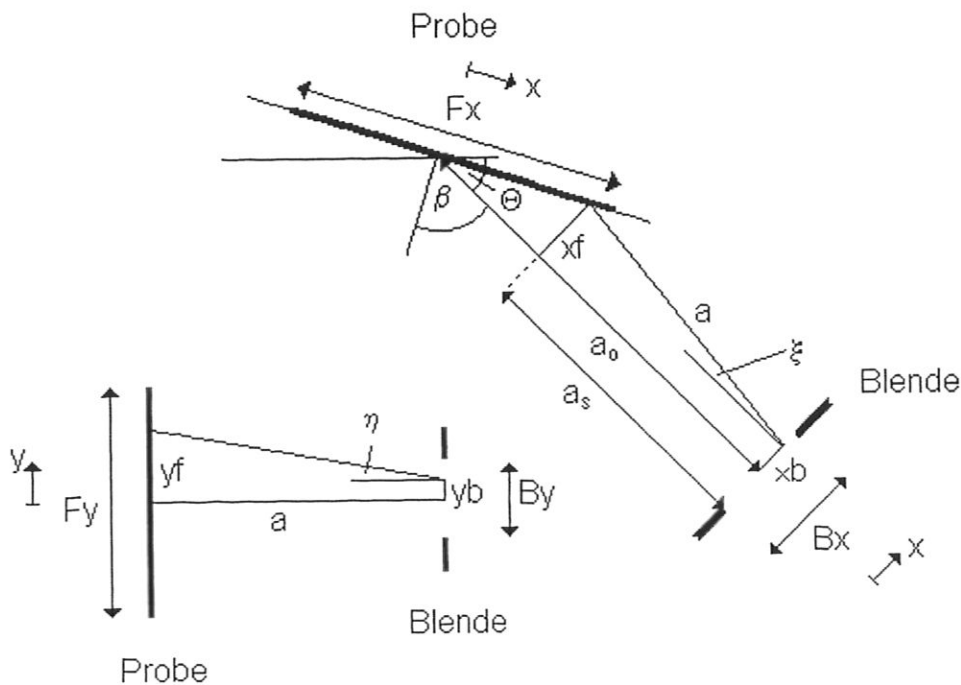


Abb. B2 : links unten : Geometrie aus der Einfallsebene gesehen
oben : normal zur Einfallsebene gesehen

program winkel;
 { berechnet mit finiten Elementen die Streuwinkelverteilung,
 die durch Probenfleck und Blendenöffnung verursacht wird.

Die Koordinatensysteme der Probe und Öffnung sind verschieden
 Der Ursprung ist jeweils im Mittelpunkt des Flecks bzw. der Probe}

uses crt;

const

xB = 0.35; { Blendenöffnung in x-Richtung (Blende) xB in mm }
 yB = 2.10; { in y-Richtung (Blende) yB in mm }
 xF = 0.8; { Flecklänge in x-Richtung (Probe) xF in mm }
 yF = 1.0; { Flecklänge in y-Richtung (Probe) yF in mm }
 a0 = 24.8; { Mittelpunktsabstand Probe-Blende in mm }
 v = 40; { Einteilung der Blende bzw. des Flecks in Quadrate mit
 Kantenlänge 1/v in mm }
 g = 10; { Streuwinkel-Intervallunterteilung in g Teile pro 1° }

var

i, j, k, l : integer;
 bx, by, fx, fy, a, as, sw,
 sb, cb, th, ksi, sum : extended;
 T : array[-g..g] of longint;
 dat : text;
 datname : string;

Begin

writeln('Ausgabefile angeben : ');
 readln(datname);
 sb := sin(75*pi/180); { Konstante um Rechenzeit zu sparen }
 cb := cos(75*pi/180);
 th := 30*pi/180;

 for i := -g to g do T[i] := 0; { Nullsetzen der Streuwinkelintervalle }

 for i:=1 to round(xF*v) do { Quadrate in der i-ten Spalte der Blende }
 begin
 fx := (i-0.5)/v-xF/2; { Position des Quadratmittelpunktes }
 for j:=1 to round(yF*v) do { Quadrate in der j-ten Zeile der Blende }
 begin
 fy := (j-0.5)/v-yF/2; { Position des Quadratmittelpunktes }
 for k:=1 to round(xB*v) do { Quadrate in der k-ten Spalte der Probe }
 begin
 bx := (k-0.5)/v-xB/2; { Position des Quadratmittelpunktes }
 for l:=1 to round(yB*v) do { Quadrate in der l-ten Zeile der Probe }
 begin
 by := (l-0.5)/v-yB/2; { Position des Quadratmittelpunktes }
 as := a0-fx*sb; { Abstand beider Quadrate
 normal zur Blende }
 a := sqrt(as*as + sqr(bx-fx*cb)); { Entfernung beider Quadratmittelpunkte }
 ksi := arctan((bx-fx*cb)/as); { Winkel der Gerade durch
 beide Quadratmittelpunkte
 in der Ausfallsebene }

 { Berechnung der Streuwinkelabweichung sw [°] von der 30°-Richtung
 der Gerade durch beide Quadrate nach Gleichung 5.7 bzw. C7 : }

 sw := (arctan(sqrt(sqr(sin(th+ksi)) +
 sqr((by-fy)/a)) { =tan²(eta) }
 /cos(th+ksi)) * 180/pi - 30); { sw in deg im Bereich [-1°, 1°] }

```

inc( T[round(sw*g)] );
                                { Es werden im Intervall T[..] die
                                Geraden gezählt, deren Winkelab-
                                weichung innerhalb des Intervalls
                                liegt }

    end;{l}
    end;{k}
    end;{j}
    end;{i}
    writeln;
    assign(dat,datname);
    rewrite(dat);
    sum := 0;
    for i:=-g to g do sum := sum + T[i];      { Summe aller Geraden }
    for i:=-g to g do
    begin
    writeln(dat, i/g+30:3:1, ', ', ' ',
            T[i]/sum*100:3:3);              { Ausgabe:
                                            Streuwinkelintervall in [°], und
                                            im Intervall enthaltener prozen-
                                            tualer Anteil aller Geraden }

    writeln(i/g+30:3:1, ', ', ' ', T[i]/sum*100:3:3);  { Bildschirmausgabe }
    end;
    close (dat);
    readln;

End.

```


B3 Programm Add

Das Programm Add addiert ein gemessenes 2-dimensionales Energiespektrum zu einem 2-dimensionalem Gesamtenergiespektrum. Dabei werden die Kanäle des End- und des dE-Detektors mit den Energieeichungen in Energien umgerechnet. Zur Rest-Energie des End-Detektors wird die Verlustenergie des Transmissionsdetektors addiert. Die erhaltene Gesamtenergie wird statt der Rest-Energie eingetragen und mit der Energieeichung des Enddetektors wieder in Kanäle zurückgerechnet. Damit die Datenfiles der Spektren nicht zu groß werden, liegen diese als binäre Files vor. Der Quellcode ist nachfolgend abgedruckt.

```
Program Add;
{ Liest das Ausgabefile (Format 3 (binär) einer 512*512 Channelmatrix ) von M2D ein
  und addiert DE und ERest
  Ausgabe im Format 3 von M2D }

Var
  InFile, OutFile           : file of Word;
  InFileName, OutFileName  : String;
  Header                   : Array[0..127] of Word;
  ZeileIn, ZeileOut        : Array[0..511] of Word;
  i, j                     : Integer;
  Chx                      : Word;
  ax, bx, ay, by           : Extended;
  Ex, Ey, E                : Extended;

Function Energy(chan : Integer; a, b : Extended) : Extended;
Begin
  Energy := a*chan + b;           { rechnet Kanal in Energie um }
end;

Function Channel(E : Extended; a, b : Extended) : Integer;
Begin
  Channel := Round((E - b)/a);    { rechnet Energie in Kanal um }
end;

BEGIN
  {Eingabe}
  Write('File mit Eingabedaten eingeben: ');
  ReadLn(InFileName);
  Write('Auf welches File ausgeben? ');
  ReadLn(OutFileName);
  Writeln;
  Writeln('Energie-Eichung eingeben (E = a*x + b)');
  Writeln('a in keV/Kanal, b in keV');
  Write('a b in x-Richtung (End-Detektor) eingeben: ');
  ReadLn(ax, bx);
  Write('a b in y-Richtung eingeben: ');
  ReadLn(ay, by);

  Assign(InFile, InFileName);
  Assign(OutFile, OutFileName);
  Reset(InFile);
  Rewrite(OutFile);
```

```

For i:=0 to 127 do Read(InFile, Header[i]);           { Header von InFile lesen }
For i:=0 to 127 do Write(OutFile, Header[i]);       { Header in OutFile schreiben}

For j:=0 to 511 do                                  { j-te Zeile des Spektrums }
  Begin
  For i:=0 to 511 do ZeileOut[i] := 0;
  For i:=0 to 511 do                                  { i-te Spalte des Spektrums }
    Begin
    Read(Infile, ZeileIn[i]);                         { Element i der Zeile j lesen (j,i) }
    Ex := Energy(i, ax, bx);                          { Kanal in Energie umrechnen }
    Ey := Energy(j, ay, by);
    E := Ex + Ey;                                     { Energieaddition des Elements (j,i) }
    Chx := Channel(E, ax, bx);                        { Energie in x-Kanal (chx) umrechnen }
    case Chx of
      0..511 : ZeileOut[Chx] := ZeileOut[Chx] + ZeileIn[i];
                                                       { Inhalt (counts) von (j,i) des InFiles
                                                       nach (j,chx) des OutFiles schreiben }
    end;
  end;
end;

For j:=0 to 511 do Write(OutFile, ZeileOut[j]);     { j-te Zeile in Outfile schreiben }
Writeln(j);                                         { aktuelle Zeilennummer am Bildschirm anzeigen }
End;

Close(InFile);
Close(OutFile);
END.

```

B4 Programm Verteil

Das Programm Verteil berechnet von einem Datensatz $[x, y]$ den Mittelwert und das erste Moment der Verteilung nach den Gleichungen (7.6, 7.7, 7.8) aus Kapitel 7.2.. Speziell hier wurde aus den Tiefenprofilen, die mit LORI berechnet wurden, die mittlere Reichweite und die Streuung der Verteilung berechnet. Der Quelltext des Pascal-Programms ist folgend angegeben.

```
program verteil;
{ berechnet aus einem ASCII Datenfile [x,y] einer Verteilung
  die Varianz und den Mittelwert }

var
  d,a          : text;
  name         : string;
  x, y, xm, V, sig,
  s_y, s_xy, s_xxy : extended;
  filename     : string;
               maxtiefe : extended;
  wahl         : char;

BEGIN
  Writeln(' Filename mit Tiefenprofil eingeben : ');      Readln(filename);
  Writeln(' Bis zu welcher Tiefe soll die Verteilung ausgewertet werden : ');
  Readln(maxtiefe);
  Writeln(' soll die Datei Ausgabe.txt gelöscht und neu erstellt werden (j) ');
  Write(' keine Eingabe : Ergebnis wird an Ausgabe.txt angehängt      : ');
  Readln(wahl);
  assign(d,filename);
  reset(d);
  s_y:=0; s_xy:=0; s_xxy:=0; x:=0; y:=0; xm :=0; V :=0;
  repeat
    readln(d,x,y);          { einlesen der Wertepaare [x, y]}
    if y<0 then y:=0.0;
    if x<maxtiefe then
      begin
        s_y := s_y + y;          {  $\Sigma y$  }
        s_xy := s_xy + x*y;     {  $\Sigma xy$  }
        s_xxy:= s_xxy + x*x*y;  {  $\Sigma x^2y$  }
      end;
  until eof(d);
  close(d);
  xm := s_xy/s_y;              { Mittelwert nach Gleichung 7.6 }
  V := s_xxy/s_y - xm*xm;     { Varianz nach Gleichung 7.7 }
  sig := sqrt(V);              { Sigma nach Gleichung 7.8 }
  writeln(filename, ' : xm = ',xm:5:5,' Var = ',V:5:5,' sigma = ',sig:5:5);

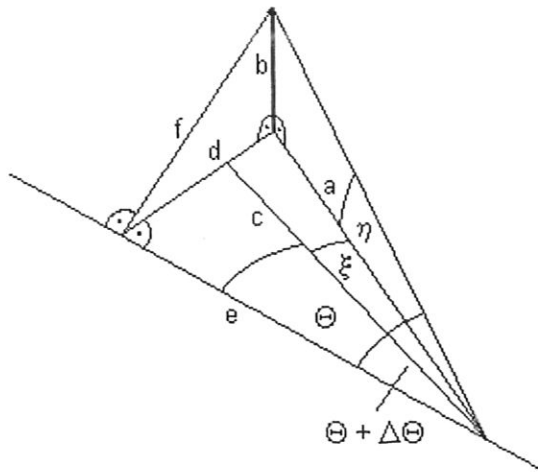
                { Ausgabe in eine TEXT-Datei : }
  assign(a,'ausgabe.txt');
  case wahl of
    'j' : rewrite(a);
          append(a);
          end;
  write(a,filename, '.');
  writeln(a, ' xm = ',xm:5:5,' Var = ',V:5:5,' sigma = ',sig:5:5);
  writeln(a);
  close(a);
END.
```

Anhang C

Gleichung (5.7)

Mit untenstehender Skizze C wird die Geometrie gezeigt, die zur Herleitung der Gleichung (5.7) in Kapitel 5.2. benutzt wurde. Zu einem Winkel Θ wird ein Winkel ξ in der gleichen Ebene, und ein Winkel η in einer dazu normalen Ebene addiert. Der resultierende Winkel wird durch eine Korrektur $\Delta\Theta$ mit beschrieben. Die Berechnung von $\Theta+\Delta\Theta$ erfolgt über die Hilfsstrecken a, c, e, die im gleichen Punkt beginnen. Die Strecken d und f stehen normal auf e, und die Strecke b steht senkrecht auf a und d. Zunächst wird e willkürlich gewählt.

Damit sind die Strecken c und a festgelegt nach Gleichung (C1,C2).



Skizze C : Geometrie

$$a = \frac{e}{\cos(\Theta + \xi)} \quad (C1)$$

$$c = \frac{e}{\cos \Theta} \quad (C2)$$

Für d, b und f gilt :

$$d = a \cdot \sin(\Theta + \xi) \quad (C3)$$

$$b = a \cdot \tan \eta \quad (C4)$$

$$f = \sqrt{d^2 + b^2} \quad (C5)$$

Für den gesuchten Winkel $\Theta+\Delta\Theta$ gilt die Gleichung (C6) :

$$\tan(\Theta + \Delta\Theta) = \frac{f}{e} \quad (C6)$$

Werden alle Gleichungen (C1-C5) in (C6) eingesetzt so erhält man Gleichung (5.7):

$$\tan(\Theta + \Delta\Theta) = \frac{\sqrt{\sin^2(\Theta + \xi) + \tan^2 \eta}}{\cos(\Theta + \xi)} \quad (5.7)$$

Aufgelöst nach der Winkelkorrektur ergibt sich :

$$\Delta\Theta = \arctan\left(\frac{\sqrt{\sin^2(\Theta + \xi) + \tan^2 \eta}}{\cos(\Theta + \xi)}\right) - \Theta \quad (C7)$$

Anhang D

Bauteilliste für ERD-Bias-Spannungsquelle

Bauteile-Liste: ERDBIAS.txt

Anzahl	Bauteil	Hersteller, Bemerkung
1	IC REF01HP DIL8	Farnell 295-838 (REF01AP)
1	IC INA111AP DIL8	" 270-763
1	IC OPA121KP DIL8	" 400-683
1	IC OP97GP DIL8	" 398-238
1	IC REF200 DIL8	Schuricht od. Burr Brown
1	IC LM78105ACZ TO 92	Farnell 412-430
1	IC MC78L18ACP "	" 2327284
1	IC L79L08ACZ "	Toshiba (TA79L008P)
5	IC-Fassung DIL8	IPP 202 9405
1	Widerst. 51	IPP 200 5119
2	" 100	" " 1000
2	" 249	" " 2490
1	" 511	" " 5110
2	" 1k	" " 1001
1	" 2.49k	" " 2491
1	" 4.64k	" " 4641
1	" 5.62k	" " 5621
1	" 44.2k	" " 4422
1	" 487k	" " 4873
1	" 1M	" 201 1869
2	Trimpot 10k	IPP 202 0359
1	" 100k	" " 0364
1	Kondens. 1µ MKC2	Bürklin 42D 324 o.ä.
15	" 0.1µ Keramik	" " 1005
2	" 1µ "	" " 1007
1	Diode 1N4148	IPP 202 8202
1	Relais V23104 12V- 4Wechsler	Bürklin 30G 9862
1	Einreih.Stiftl.1x36-pol.	Bürklin 59F 670
2	Brücken (Jumper)	" 40F 423
1	NIM-Einschub 5HE 68.6mm	IPP 260 1021
für Frontplatte:		
2	Digit.Panel-Meter DPM 1S	RS 119-306
1	Kl. Platine für DPM 1S	IPP/ZW Herr Storch
1	Stufenschalter 01 2x3u	IPP 220 3820
1	Drehknopf D16,D4,grau	Bürklin 26H 125
1	Frontkappe "	" " 370
1	Mutterabdeckung m.Strich	" " 490
1	Wendelpot. AL1710 10k	IPP 202 0627
1	Skalentrieb 2606 f. D6.35	" " 0692
1	LED grün LG3180-H	Siemens
1	Kippschalter 1xUmsch.	IPP 220 7501
Für Rückplatte:		
1	Plastikkörper	IPP 260 1070
2	Zentrierbuchse	" " 1071
2	Zentrierstecker	" " 1072
1	Blechpappe	" " 1073
2	Führungskontaktbuchse	" " 1080
2	" Stift	" " 1082
1	Einbaubuchse 22 SHV-50	IPP 205 6912
2	Isolierscheiben zu SHV-50	Bürklin 78F 2427

Partlist:

Part	Value	Package	Library	Position (mm)	Orientation
AP1	AP1	AP1	CONNECTW	(60.96 15.24)	RO
AP2	AP1	AP1	CONNECTW	(33.02 86.0425)	RO
AP3	AP1	AP1	CONNECTW	(25.4 86.0425)	RO
AP4	AP1	AP1	CONNECTW	(50.8 86.0425)	RO
AP5	AP1	AP1	CONNECTW	(43.18 86.0425)	RO
AP6	AP1	AP1	CONNECTW	(50.8 15.24)	RO
AP7	AP1	AP1	CONNECTW	(43.18 15.24)	RO
AP8	AP1	AP1	CONNECTW	(111.76 86.0425)	RO
AP9	AP1	AP1	CONNECTW	(104.14 86.0425)	RO
AP10	AP1	AP1	CONNECTW	(96.52 86.0425)	RO
AP11	AP1	AP1	CONNECTW	(83.82 86.0425)	RO
AP12	AP1	AP1	CONNECTW	(76.2 86.0425)	RO
AP13	AP1	AP1	CONNECTW	(68.58 86.0425)	RO
AP14	AP1	AP1	CONNECTW	(60.96 86.0425)	RO
AP15	AP1	AP1	CONNECTW	(68.58 40.64)	RO
AP16	AP1	AP1	CONNECTW	(73.66 40.64)	RO
AP17	AP1	AP1	CONNECTW	(124.46 86.0425)	RO
AP18	AP1	AP1	CONNECTW	(132.08 86.0425)	RO
AP19	AP1	AP1	CONNECTW	(139.7 86.0425)	RO
AP20	AP1	AP1	CONNECTW	(149.86 86.0425)	RO
AP21	AP1	AP1	CONNECTW	(157.48 86.0425)	RO
AP22	AP1	AP1	CONNECTW	(165.1 86.0425)	RO
AP23	AP1	AP1	CONNECTW	(33.02 15.24)	RO
AP24	AP1	AP1	CONNECTW	(25.4 15.24)	RO
C1	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(25.4 49.53)	RO
C2	C*	C-5	DISCRETW	(63.5 45.72)	RO
C3	C* = 1 μ keram.	C-5	DISCRETW	(71.12 45.72)	R180
C4	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(60.96 66.04)	R180
C5	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(73.66 53.34)	RO
C6	1 μ keram.	C-5	DISCRETW	(134.62 78.4225)	R90
C7	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(82.55 65.0875)	R180
C8	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(96.52 53.34)	RO
C9	1 μ keram.	C-5	DISCRETW	(149.86 78.4225)	R90
C10	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(163.83 74.93)	R180
C11	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(163.83 80.01)	R180
C12	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(121.92 74.93)	RO
C13	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(121.92 62.23)	RO
C14	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(91.44 38.1)	R180
C15	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(91.44 40.64)	R180
C16	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(105.41 65.0875)	RO
C17	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(119.38 53.34)	R180
C18	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(111.76 33.02)	R90
C19	0.1 μ	C-5	DISCRETW	(115.57 24.13)	R180
D1	1N4148	D-7,5	DISCRETW	(31.75 35.56)	RO
IC1	REF-01	DIL8	ANALOGW	(20.32 53.34)	RO
IC2	INA-111	DIL8	ANALOGW	(60.96 53.34)	RO
IC3	OPA121	DIL8	ANALOGW	(82.55 53.34)	RO
IC4	78L05	78LXX	ANALOGW	(157.48 80.01)	R270
IC5	78L18	78LXX	ANALOGW	(124.46 66.04)	R90
IC6	79L08	79LXX	ANALOGW	(85.09 35.56)	R90
IC7	OP-97	DIL8	ANALOGW	(105.41 53.34)	RO
IC8	REF200	DIL8	ANALOGW	(115.57 27.94)	RO
J1	JUMP01X2	JUMP01X2	CONNECTW	(27.94 22.86)	RO
J2	JUMP01X2	JUMP01X2	CONNECTW	(22.86 22.86)	R180
P1	10k	POT-SG	DISCRETW	(34.29 60.96)	R270
P2	100k	POT-SG	DISCRETW	(87.63 48.26)	R180
P3	10k	POT-SG	DISCRETW	(107.95 48.26)	RO
PLATINE	NIM1	NIM1	PLATINE	(0 0)	RO
R1	4.64k	R-10	DISCRETW	(35.56 78.74)	RO
R2	249	R-10	DISCRETW	(33.02 43.18)	RO

R3	249	R-10	DISCRETW (33.02 39.37)	R0
R4	1M	R-10	DISCRETW (60.96 49.53)	R0
R5	5.62k	R-10	DISCRETW (88.9 76.2)	R270
R6	487k	R-10	DISCRETW (83.82 76.2)	R270
R7	511	R-10	DISCRETW (78.74 76.2)	R270
R8	44.2k	R-10	DISCRETW (73.66 76.2)	R270
R9	51	R-10	DISCRETW (68.58 76.2)	R270
R10	2.49k	R-10	DISCRETW (63.5 76.2)	R270
R11	1k	R-10	DISCRETW (130.81 75.8825)	R90
R12	1k	R-10	DISCRETW (144.78 75.8825)	R90
R13	100	R-10	DISCRETW (113.03 40.64)	R180
R14	100	R-10	DISCRETW (118.11 44.45)	R0
REL1	V23104	DIL16/2	RELAISW (45.72 25.4)	R0

Literatur

- [1] Wolfgang Eckstein : *Computer Simulation of Ion-Solid-Interactions* , Springer Series in Materials Science 10 (Springer Berlin, Heidelberg, 1991)
- [2] Matej Mayer : *SIMNRA User's Guide* (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching 1997)
- [3] Erich Steinbauer, Anton Brandstötter : *M2D dual parameter multichannel analyser USER's GUIDE* (Johannes-Kepler-Universität, Inst. für Experimentalphysik, Linz 1993)
- [4] Mitsuharu Konuma : *Film Deposition by Plasma Techniques* Springer Series on Atoms and Plasmas (Springer Berlin, Heidelberg 1992)
- [5] Max Wutz et al. : *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik* (Vieweg Braunschweig 1965)
- [6] G. Staudenmaier et al. : *Trapping of deuterium implanted of carbon and silicon: A calibration for particle-energy measurements in the plasma boundary of tokamaks* , in Journal of Nuclear Materials 84 (North-Holland Publishing Company 1979) 149-156
- [7] H.L.Bay,J.Roth and J.Bohdansky : *Light-ion sputtering yields for molybdenum and gold at low energies*, in J. Appl. Phys. 48 (1977) 4722
- [8] Arnold F. Hollemann, Nils Wiberg et al. : *Lehrbuch der anorganischen Chemie* (de Gruyter Berlin, New York 1985)
- [9] Otto-Albrecht Neumüller : *Römpps Chemie-Lexikon* (Franckh'sche Verlagshandlung Stuttgart 1981) Bd 2
- [10] Joseph R. Tesmer, Michael Nastasi et al. : *Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis* (Materials Research Society, Pittsburgh, Pennsylvania 1995)
- [11] J. A. Leavitt et al. : *Backscattering Spectrometry* chapter 4 in [10]
- [12] David R. Lide : *Handbook of chemistry and physics* 75th edition (CRC Press Inc. London, Tokyo 1994)
- [13] H.H. Andersen, J. F. Ziegler : *Hydrogen – Stopping Powers and Ranges in All Elements* Vol 3 of The Stopping and Ranges of Ions in Matter (Pergamon Press New York 1977)
- [14] J. F. Ziegler : *Helium – Stopping Powers and Ranges in All Elements* Vol 4 of The Stopping and Ranges of Ions in Matter (Pergamon Press New York 1977)
- [15] H. Schlager, W. Eckstein : *The scattering integrals – integration and accuracy* Report IPP 9/69 (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Garching 1991)
- [16] Matej Mayer : *Reflexion von niederenergetischen Deuterium an Graphitoberflächen* Dissertation (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Garching 1994)
- [17] Heiner Ryssel, Ingolf Ruge : *Ionenimplantation* (Teubener Stuttgart 1978)
- [18] E. Rauhala : *Energy Loss* chapter 2 in [10]
- [19] D. Boutard et al. : *Influence of H—C bonds on the stopping power of hard and soft carbonized layers*, in Physical Review B Vol 38 No 5 (1988) 2988

- [20] K. Plamann, R. Behrisch : *Elastic Recoil Detection Analysis (ERDA) of Thick Films* submitted to Nucl. Inst. Meth. (1997 ?)
- [21] M. Wielunski et al. : *Simultaneous profiling of hydrogen and deuterium by 2.6 MeV ^4He ERDA using a $\Delta E-E$ telescope detector* submitted to Nucl. Inst. Meth.
- [22] J. C. Barbour, B. L. Doyle : *Elastic recoil detection: ERD* chapter 5 in [10]
- [23] G. Vizkelethy et al. : *Nuclear Reaction Analysis: Particle-Particle-Reactions* chapter 6 in [10]
- [24] J. F. Ziegler and J. M. Manoyan : *The Stopping of Ions in Compounds*, Nucl. Instr. Meth. B35 (1988) 215
- [25] W. Eckstein et al. : *Sputtering Data*, IPP-Bericht (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Garching 1993) IPP 9-82
- [26] P. Borgesen et al. : *Computer program for the evaluation of ion beam analysis energy spectra*, IPP-Bericht (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching 1983) IPP 9-42
- [27] Achim von Keudell : *Wachstumsmechanismen bei der plasmagestützten Abscheidung von Kohlenwasserstoffschichten, eine in situ Ellipsometriestudie*, IPP-Bericht (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching 1996) IPP 9-110
- [28] J. - P. Hirvonen et al. : *Particle-Gamma Data* Appendix 12 in [10]
- [29] L. Foster et al. : *Particle-Particle Nuclear Reaction Cross Section* Appendix 11 in [10]
- [30] Informationsbroschüre der Firma Du Pont de Nemours International S. A. : *VespeI, Präzisionsteile aus Polyimiden* (Genf)
- [31] F. Kohlrausch : *Praktische Physik* Bd 2 (Teubner Stuttgart 1968)
- [32] R. Fischer, M. Mayer, W. von der Linden, V. Dose : *Enhancement of the energy resolution in ion-beam experiments with the maximum-entropy method*, in Physical Review E 55 (1997) 6667
- [33] John R. Sabin, Jens Oddershede : *Theoretical Stopping Cross Sections of C-H, C-C and C=C Bonds for Swift Protons*, in Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B27 (1987) 280
- [34] P. Weinzierl, M. Drosig : *Lehrbuch der Nuklearelektronik* (Springer-Verlag Wien, New York 1970)

Danksagung

Herrn Prof. Dr. V. Dose danke ich für die freundliche Aufnahme in die Abteilung Oberflächenphysik.

Mein besonderer Dank gilt den Herren Dr. M. Mayer, Dr. K. Ertl, Dr. J. Roth, und Dr. W. Eckstein, die meine gesamte Arbeit jederzeit hilfsbereit und diskussionsbereit begleiteten und das Manuskript geduldig und kritisch durchsahen.

Herrn Dr. W. Jakob danke ich für die freundliche Unterstützung bei der Herstellung der Beschichtungen.

Frau Bassen und den Herren H. Schmidl, P. Matern, W. Ottenberger, A. Schlamp und G. Wenzel danke ich für ihre stets engagierte Hilfsbereitschaft und Kompetenz in allen technischen Fragen. Bei Herrn L. Beck bedanke ich mich besonders für die paßgenaue Fertigung der mechanischen Bauteile.

Den Herren Dr. G. Venus, Dr. C. Linsmeier und M. Ben Hamdane danke ich für die hilfreiche und geduldige Unterstützung bei allen Computerproblemen.

Schließlich möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der gesamten Abteilung Oberflächenphysik für die stets angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken.