

AUFBAU EINER HOCHBRILLANTEN
QUELLE NEGATIVER IONEN

DIPLOMARBEIT

von

CHRISTIAN GOEDEN

Technische Universität München

Physikdepartment E12

2. Februar 1998

Zusammenfassung

Am Münchner 15 MV Tandem-Beschleuniger wird derzeit ein neuartiges Raster-Ionenmikroskop entwickelt. Dieses wird erstmals die Möglichkeit bieten, hochenergetische Protonen und Schwerionen auf einen Strahlfleck zu fokussieren, dessen Durchmesser deutlich kleiner als ein Mikrometer ist. Damit werden nanostrukturierte Materialien, wie biologische Proben oder moderne Halbleiterbauelemente, neuartigen kernphysikalischen Nachweismethoden zugänglich. Der Strahlstrom dieses feinfokussierten Ionenstrahls wird ausreichen, um beispielsweise Spurenelementanalysen durchführen zu können.

In dieser Arbeit wird gezeigt, daß die Strahlqualität eines Protonenstrahls am Münchner Tandembeschleuniger nur durch die verfügbaren Ionenquellen limitiert ist. Eine hochbrillante Quelle für H^- ist der einfachste und eleganteste Weg zur Verbesserung der Brillianz, d.h. des auf das Phasenraumvolumen normierten Ionenstroms. Obwohl das geplante Ionenmikroskop mit den heute verfügbaren Ionenquellen realisierbar ist, bietet eine quellenseitige Verbesserung der Brillianz die einfachste Möglichkeit, den Strahldurchmesser weiter zu verkleinern.

Da der Phasenraum der Ionen aus einer Plasmaquelle durch die hohe Ionen-temperatur nach unten begrenzt wird, wurde versucht, durch elektronenstimulierte Desorption von Festkörperoberflächen kalte, d.h. im Phasenraum begrenzte, negative Ionen zu erzeugen. Dazu wurde der Prototyp einer Ionenquelle aufgebaut, in der negative Wasserstoffionen auf diese Weise von einer Wasserstoff terminierten Diamantoberfläche desorbiert und beschleunigt werden können. Der als Targetmaterial eingesetzte Diamant weist negative Elektronenaffinität auf, was evtl. die Bildung negativer Ionen unterstützt. Darüber hinaus ist die mit Wasserstoff bedeckte Oberfläche auch bei schlechten Vakuumbedingungen stabil. In ersten Versuchen konnten von verschiedenen Diamantproben bis zu 30 pA D^- über einen längeren Zeitraum desorbiert werden, indem kontinuierlich atomarer Wasserstoff ($1 \cdot 10^{-4}$ mbar) angeboten und die Oberfläche mit 40 μ A Elektronen bei 9 keV beschossen wurde. Von einer frisch bedeckten Oberfläche konnten kurzzeitig (ca. 1 s) sogar 200 pA D^- desorbiert werden.

Durch den geringen Ionenstrom ist die Brillianz, bei zwar erwartet kleiner Strahlemittanz, noch moderat. Um das Potential der Methode hinsichtlich einer weiteren Erhöhung des Stromes auszuloten, wurde die Effizienz der Desorption und die Wiederbedeckungsrate der Diamantoberfläche mit Wasserstoff näher untersucht.

Aus dem zeitlich exponentiellen Abfall des Ionenstroms wurde der Wirkungsquerschnitt für die elektronisch stimulierte Desorption von negativem Deuterium ermittelt; er beträgt bei einer (100)-Diamantoberfläche bei Beschuß mit 9 keV Elektronen $3.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$. Die Zeitkonstante für die Wiederbedeckung des Kristalls mit atomarem Wasserstoff aus der Gasphase bestimmt entscheidend den Gleichgewichtswert des Ionenstroms, der desorbiert werden kann. Sie wurde bei einem Deuteriumdruck von $2 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ zu 95 s bestimmt.

Untersuchungen des (100)-Diamant mit Elastic Recoil Detection (ERD) ergeben die absolute Belegung der Oberfläche mit Deuterium von $1.6 \cdot 10^{16} \frac{\text{at.}}{\text{cm}^2}$. Das ist deutlich mehr als die erwartete Bedeckung von einer Monolage ($1.4 \cdot 10^{15} \frac{\text{at.}}{\text{cm}^2}$). Desweiteren sieht man in der ERD-Analyse aber auch Kontaminationen der Diamantoberfläche durch Verunreinigungen aus dem Restgas. Hier fallen insbesondere Stickstoff, Sauerstoff und Silizium auf. Diese Elemente finden sich nicht in vergleichbarer Menge in Diamanten, mit denen nicht im vorgestellten Aufbau experimentiert wurde.

Aus dem desorbierten negativen Ionenstrom und der absoluten Wasserstoffbedeckung wurde schließlich die Effizienz der Desorption ermittelt. Der Anteil der mit negativer Ladung emittierten Teilchen beträgt demnach nur $1.6 \cdot 10^{-5}$ der insgesamt desorbierten Teilchen, wobei nur etwa $3 \cdot 10^{-9}$ der im Diamant erzeugten Sekundärelektronen für die D^- -Produktion genutzt werden. Durch Reduktion der Kontaminationen der Diamantoberfläche ist zu erwarten, daß die Ausbeuten und absoluten Ionenströme noch deutlich gesteigert werden können.

Inhaltsverzeichnis

1	Entwicklung eines Raster-Ionenmikroskops	5
1.1	Aufbau des ionenoptischen Systems	5
1.2	Anwendungen des Rasterionenmikroskops	7
1.3	Zielsetzung	10
2	Motivation einer neuen Quelle	11
2.1	Definitionen	11
2.2	Phasenraum des Mikrostrahls	12
3	Aufbau	17
3.1	Physikalische Idee	17
3.1.1	Einführung	17
3.1.2	Grundlagen der Electron Stimulated Desorption	18
3.1.3	Geeignete Targetmaterialien	20
3.2	Mechanischer Aufbau	23
3.3	Diskussion des vorgestellten Konzepts	28
4	Ergebnisse	31
4.1	Test der Elektronenquelle	31
4.2	Erste Versuche zur Desorption	32
4.3	Gezielte Untersuchungen zur Desorption von negativem Wasserstoff	36
4.3.1	Untersuchung der Ausbeute an atomarem Wasserstoff	38
4.3.2	Desorption von negativen Deuteriumionen	41
4.3.3	Wiederbedeckungsraten	42
4.3.4	Wirkungsquerschnitte	42
4.3.5	Absolute Deuteriumbelegung	44
4.3.6	Effizienz der Desorption	45
5	Ausblick	49

Kapitel 1

Entwicklung eines Raster-Ionenmikroskops

Es gibt mittlerweile eine ganze Fülle von Mikroskopier-Systemen aus den verschiedensten Disziplinen der Physik. Dazu zählen beispielsweise Lichtmikroskope, Elektronenmikroskope, Rastertunnelmikroskope, etc. Jede Technik hat spezielle Einsatzfelder, für die sie besonders geeignet ist. Die Mikroskopie mit hochenergetischen Ionen bietet eine Reihe von Analysemöglichkeiten, die zu anderen Mikroskopietechniken konträr sind und demnach einzigartige Untersuchungen ermöglichen. Im folgenden sollen kurz die technischen Merkmale sowie die möglichen Anwendungsfelder der Mikroskopie mit hochenergetischen Ionen diskutiert werden. Dabei wird verdeutlicht, warum eine hochbrillante Quelle negativer Wasserstoffionen gewünscht wird und welchen Parametern besonderer Augenmerk zu widmen ist.

1.1 Aufbau des ionenoptischen Systems

Die Aufgabe des optischen Systems besteht darin, einen feinfokussierten Ionenstrahl zu produzieren. Dazu wird der Strahl nach dem Beschleuniger über ein System aus optischen Elementen von einem Ort A auf die Probe B abgebildet (siehe Abb. 1.1). Der Durchmesser d_A des Strahls an der Stelle A wird dabei um einen bestimmten Faktor x verkleinert, so daß der Strahl im Fokuspunkt den Durchmesser $d_B = d_A/x$ erhält. Dort wechselwirkt der Ionenstrahl dann mit einem kleinen Volumen der Probe. Diese Vorgänge können mittels Detektoren in der Nähe des Targets erfaßt und untersucht werden. Um eine Rasteraufnahme der zu untersuchenden Probe zu erhalten, muß diese in definierten Schritten nacheinander in beide transversale Richtungen verschoben werden. Alternativ kann auch der Ionenstrahl selbst entsprechend bewegt werden.

Im Gegensatz zur Lichtoptik, in der Übergänge von Medien verschiedener Brechungsindizes benutzt werden, um Strahlen zu fokussieren, werden in der Ionen-

optik elektrische beziehungsweise magnetische Felder eingesetzt, um die Teilchenstrahlen abzulenken. Als eigentliches Abbildungssystem kommt in dem geplanten Raster-Ionenmikroskop ein separiertes russisches Quadruplett zum Einsatz. Es besteht, wie in der Abbildung 1.1 dargestellt, aus zwei getrennten Quadrupol-Duplett-Magneten, innerhalb derer sich ein Zwischenfokus befindet. Das hier verwendete Linsensystem wird eine Verkleinerung des Strahles um einen Faktor 200 erreichen. Näheres zum Aufbau der Linsen findet sich in [2].

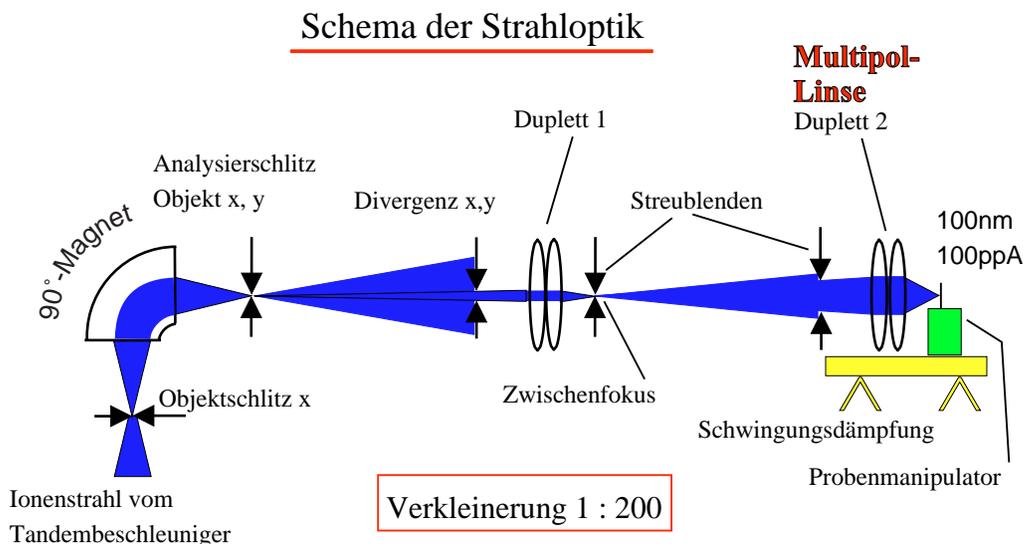


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Ionenoptik

Neben den magnetischen Linsen gehören noch weitere Elemente zum Aufbau eines Raster-Ionenmikroskops. Am 90° -Magneten werden die beschleunigten Ionen selektiert und auf ihre Energie analysiert. Er gewährleistet eine Energieschärfe von $\frac{dE}{E} < 1 \cdot 10^{-5}$, falls die Schlitze bei Ein- und Austritt kleiner als $50 \mu\text{m}$ sind. In diesem Fall bewirkt eine Energieschwankung des Beschleunigers (z.B. durch instabile Terminalspannung) nur eine Intensitätsschwankung des Strahls.

Der Analysierschlitz am Ausgang des Magneten stellt gleichzeitig den Objektschlitz für die optische Abbildung im Raster-Ionenmikroskop dar. Er definiert den Ort und die Ausdehnung des Ionenstrahls vor den fokussierenden Elementen. Dieser Schlitz wird dann mit den Linsen in den Fokuspunkt abgebildet. Die dazwischen angebrachten Divergenzschlitze legen die Winkeldivergenz und damit die Ausleuchtung der Linsen fest. An alle diese Schlitze werden hohe Anforderungen gestellt. Erwünscht sind wenig an den Schlitzen gestreute Ionen, die im Strahlengang verbleiben. Diese erleiden einen Energieverlust und erzeugen im Fokuspunkt einen Halo. Mit dem Schließen der Schlitze verringert sich die Zahl der transmittierten Teilchen, wogegen die Zahl der am Schlitz gestreuten Ionen

konstant bleibt. Ihr relativer Anteil am Strahl nimmt also zu. Deshalb wird der Einfluß der Schlitze auf den Strahl zunehmend größer, wenn ihre Breite verringert wird.

Mit dem in Abb. 1.1 vorgestellten Aufbau kann man beliebig kleine Strahldurchmesser erreichen, indem man die Objekt- und Divergenzschlitze beliebig verkleinert. Damit wird allerdings auch der Strahlstrom beliebig verringert. Das Minimum für Standardanalytik wird in der Literatur mit 100 ppA angegeben [6]. Die Schlitze lassen sich also nur so weit schließen, daß dieser Strom dahinter noch zur Verfügung steht. Damit ist aber auch der minimale Durchmesser im Target festgelegt. Wieviel Strom bei gegebenem Durchmesser der Schlitze transmittiert wird, hängt am Garching-Tandembeschleuniger für Protonen nur von der Ionenquelle ab. Somit fällt dieser ein nicht unerheblicher Teil des Gesamtsystems zu.

1.2 Anwendungen des Rasterionenmikroskops

Eine große Stärke der Raster-Ionenmikroskopie besteht in der Möglichkeit, Elementanalytik mit lateraler Auflösung und hoher Sensitivität durchführen zu können. Experimente zum Elementnachweis und zur Konzentrationsanalyse im ppm-Bereich, wie Particle Induced X-Ray Emission (PIXE) oder Particle Induced Gamma Emission (PIGE) wurden in der Vergangenheit zu Standardanwendungen in der Ionenmikroskopie entwickelt [4]. In der Elementanalytik sind diese Verfahren den Elektronenmikroskopen in der Empfindlichkeit um Größenordnungen überlegen. Obwohl Elektronenmikrosonden erheblich kleinere Strahldurchmesser erreichen als Ionensonden, läßt sich mit Ionen eine bessere laterale Auflösung erreichen als mit Elektronenanregung, da die Aufstreuung der Ionen gegenüber der der Elektronen reduziert ist.

Eine weitere Standardtechnik ist Rutherford Backscattering (RBS). Dabei können durch Energieverlustspektroskopie der rückgestreuten Ionen Tiefenprofile gemessen werden [4]. PIXE und RBS wird an bisherigen Ionenmikroskopen fast ausschließlich mit niederenergetischen Protonen durchgeführt. Der Münchner Tandembeschleuniger liefert jedoch Protonen mit deutlich höheren Energien (10 - 20 MeV) sowie Schwerionen (bis 250 MeV). Dies bringt eine Reihe von Vorteilen für die Mikroskopie mit sich und eröffnet Möglichkeiten, neuartige Experimente durchzuführen bzw. die Empfindlichkeit und Auflösung von Standardtechniken zu erhöhen.

Reduzierte Kleinwinkelstreuung Die Verwendung von hochenergetischen Protonen als Projektil hat in zweifacher Hinsicht positive Auswirkungen:

- In der Strahlpräparation:
Die Strahlqualität hochenergetischer Ionen ist hinter der Stripperfolie im Beschleuniger deutlich besser als bei niederenergetischen Strahlen. Dies wird in Kap. 2 noch ausgeführt.

- In der Mikroskopiertechnik:
Die reduzierte Kleinwinkelstreuung verhilft zu einer erheblich größeren Tiefenschärfe in der zu untersuchenden Probe. So kann beispielsweise mit 20 MeV Protonen ein 100 nm großer Strahlfleck in einer Tiefe von etwa 10 μm Wasseräquivalent erreicht werden. An diesen Zahlen erkennt man, daß biologische Proben, die hauptsächlich aus Wasser bestehen, „in vivo“ untersucht werden können. Aufwendige Probenpräparationen und Proben-schnitte entfallen, denn die Proben können in flüssiger Umgebung zwischen zwei dünnen Membranen eingeschweißt werden. Reichweiten von mehr als 2 mm ermöglichen es, bei verringerter Auflösung, auch deutlich dickere Materialien zu analysieren.

Wasserstoffnachweis Mit dem Rasterionenmikroskop wird erstmals eine Wasserstoffanalytik mit sub- μm Auflösung möglich sein. Eine wichtige Voraussetzung für die Analyse von Materialien ist, daß die Schädigungseffekte durch die Strahlendosis klein im Vergleich zur Meßausbeute sind. Der Wasserstoffnachweis mit Ionenmikroskopen ist besonders empfindlich auf Strahlenschädigung, da in vielen Fällen ein vom Projektil ionisiertes Wasserstoffatom sofort aus der Probe diffundiert und somit das ursprüngliche Wasserstoffprofil verändert wird. Mit dem hier vorgestellten Raster-Ionenmikroskop wird es möglich sein, Wasserstoff durch den koinzidenten Nachweis des Projektil- und Targetteilchens nach Proton-Proton-Streuprozessen zu vermessen (siehe Abb. 1.2) [1]. Bei niedrigen Protonenrückstoßenergien dominiert die Coulombwechselwirkung, deren Wirkungsquerschnitt für kleine Streuwinkel ϑ groß wird. Die Ereignisse bei kleinem Ablenkwinkel sind jedoch für den Koinzidenznachweis ungeeignet und tragen daher nur zur Strahlenschädigung bei. Bei Protonenenergien von bis zu 30 MeV liegen die Streuquerschnitte für elastische Proton-Proton-Streuung bei großen Streuwinkeln um fast 3 Größenordnungen oberhalb des Rutherford-Wirkungsquerschnitts. Damit verbessert sich das Verhältnis von verwertbaren Ereignissen zur Schädigung drastisch.

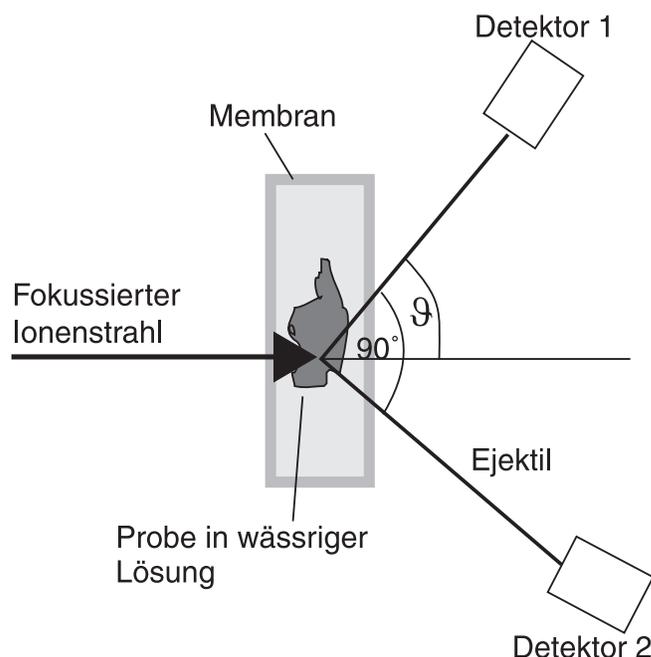


Abbildung 1.2: Wasserstoffnachweis mittels koinzidenter Detektion von Target- und Projektilkern bei elastischer p-p-Streuung

Energieanalyse transmittierter Ionen Eine andere Art von Anwendung sind Scanning Transmission Ion Microscope (STIM)-Experimente [3]. Dabei wird die Energie der durch eine Probe transmittierten Ionen gemessen. Der Energieverlust der Ionen ist ein Maß für die atomare Massenbelegung der Probe entlang der Ionenspur. Nachdem der Energieverlust der Ionen in erster Näherung mit ihrer effektiven Ladung $Z_{\text{Projektil}}^2$ skaliert [5], erhöht sich bei der Verwendung von hochenergetischen Schwerionen die Tiefenauflösung. Durch die Energiemessung der transmittierten Ionen mittels eines 90° -Magneten hinter dem Ionenmikroskop wird bei dünnen Proben eine Tiefenauflösung von 1 nm beobachtbar sein.

Materialmodifikationen Mit hohen Teilchenenergien lassen sich bei der Ionenimplantation größere Tiefen erreichen. Andererseits werden bei Schwerionenbestrahlung in geeigneten Materialien mehrere Nanometer große Spuren, sogenannte Ion Tracks, erzeugt. Durch die geringe transversale Ausdehnung des Strahlflecks wird man erstmals mit hochenergetischen Schwerionen in der Lage sein, nanostrukturierte Muster in Werkstoffe einzuprägen.

1.3 Zielsetzung

Es gibt in erster Linie drei physikalische Größen, die ein Raster-Ionenmikroskop charakterisieren: Dazu zählt an erster Stelle der Strahldurchmesser im Fokuspunkt, der ein Maß für das transversale Auflösungsvermögen des Systems ist. Als zweites ist der Strahlstrom am Target zu nennen. Durch diesen wird bei gegebener Massenbelegung des Targets definiert, wie lange bei einem bestimmten Experiment gemessen werden muß, um genügend Daten zu erhalten. Die Energie und die Masse der beschleunigten Ionen ist schließlich, wie oben ausführlich diskutiert, entscheidend für die physikalischen Experimente, die mit dem Ionenmikroskop durchgeführt werden können. Das Münchner Raster-Ionenmikroskop soll im Standardbetrieb folgende Werte erreichen:

- Strahldurchmesser $d = 100$ nm im Fokuspunkt bei
- Strahlstrom für Protonen 100 ppA am Target, um die in Kap. 1.2 diskutierten Meßmethoden durchführen zu können [4]
- Fokussierung von Protonen mit Energien bis 30 MeV sowie Schwerionen bis $200 \frac{\text{MeV}q^2}{\text{A}}$

Aufgrund der hohen Terminalspannung liefert der Garchinger Tandem Ionenenergien, die ungefähr eine Größenordnung über dem normalerweise verwendeten Wert liegen. Außerdem gibt es weltweit insgesamt nur sehr wenige Forschungseinrichtungen, die Mikrostrahlen mit schweren Ionen betreiben [8]. Mit einem Strahldurchmesser von 100 nm bei einem Protonenstrom von 100 ppA wird dieses Raster-Ionenmikroskop etwa eine Größenordnung unterhalb der derzeitigen Standard-Systeme liegen [6].

Strahlstrom und -durchmesser sind eng miteinander verknüpft. Nur mit einer hohen Strahlqualität lassen sich kleine Durchmesser bei hohen Strömen verwirklichen. Elektrostatische Beschleuniger bieten hier gute Voraussetzungen. Bei Tandembeschleunigern ist aber zusätzlich der Einfluß des notwendigen Strippers zu beachten. Wie im nachfolgenden Kapitel ausgeführt wird, verringert sich dessen Einfluß mit zunehmender Energie. Als letzter limitierender Faktor bleibt somit die Ionenquelle. Die Entwicklung einer neuen Ionenquelle mit dem Ziel einer Verbesserung der Strahlqualität ist also wünschenswert. In dieser Arbeit soll ein neuartiges Konzept vorgestellt werden, das in Zukunft erlauben wird, eine Ionenquelle für negative Wasserstoffionen mit höherer Brillianz aufzubauen.

Kapitel 2

Motivation einer neuen Quelle

2.1 Definitionen

Wie bereits erwähnt, benötigt man für eine gute Fokussierbarkeit eine gute Strahlqualität. Um diesen Begriff quantifizieren zu können, sollen zunächst einige Größen eingeführt werden

Strom Der Strom I einer Ionenquelle ist, wie üblich, die in einem Zeitintervall dt abgegebene Ladung dQ :

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad (2.1)$$

Emittanz Die Emittanz ist ein Maß für das vom Strahl besetzte Phasenraumvolumen. Da sehr viele verschiedene Definitionen im Umlauf sind [12], wird kurz die hier verwendete dargestellt (Abb.2.1). Die Ionen werden mit thermischer Energie erzeugt. Durch die angelegte Beschleunigungsspannung U_B vergrößert man den Impuls in z-Richtung. Der transversale Impuls bleibt unverändert. Dieser Impuls in x-Richtung führt zu einer Aufstreuung des Strahls. In einer Dimension, transversal zur Strahlrichtung, gilt dann für das Phasenraumvolumen ϵ_x :

$$\epsilon_x = \Delta x \cdot \Delta p_x \quad (2.2)$$

Da der Transversalimpuls eine schwer zugängliche Größe ist, drückt man ihn zweckmäßig durch den Strahlwinkel α aus:

$$\tan \alpha = \frac{p_x}{p_z} \quad (2.3)$$

Der Impuls p_z wiederum ist durch die Energie des Strahls bzw. die angelegte Beschleunigungsspannung gegeben. In Kleinwinkelnäherung ($\tan \alpha \sim \alpha$ und $E_z = E$) gilt dann nichtrelativistisch:

$$\epsilon_x \approx \Delta x \cdot \Delta \alpha \cdot \sqrt{E} \quad (2.4)$$

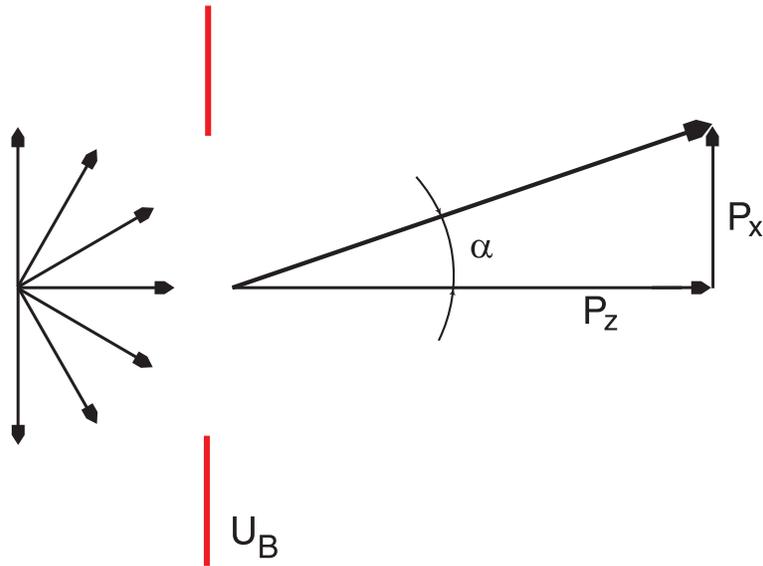


Abbildung 2.1: Zur verwendeten Definition der Emittanz

Im allgemeinen ist der Phasenraum in x- und y-Richtung gleich groß. Somit ergibt sich die transversale Emittanz ϵ_T :

$$\epsilon_T = \epsilon_x \cdot \epsilon_y = \Delta x^2 \cdot \Delta \alpha^2 \cdot E \quad (2.5)$$

Brillanz Als Brillanz B bezeichnet man den Strom pro Phasenraumelement, also

$$B = \frac{I}{\epsilon_T} \quad (2.6)$$

2.2 Phasenraum des Mikrostrahls

In abgeschlossenen Systemen gilt der Satz von Liouville. Dieser besagt, daß der Phasenraum eines solchen Systems immer konstant bleibt. Für die Fokussierung von Teilchenstrahlen bedeutet dies, daß durch elektrische und magnetische Linsen lediglich die Form des Phasenraumes verändert werden kann, nicht aber sein Volumen und damit die Phasenraumdicke. Beschneidet man das Phasenraumvolumen durch Blenden, wird der Strom entsprechend verkleinert, da die Dichte konstant bleibt. Die verlustfreie Verkleinerung gelingt nur mit einer Strahlkühlung, da dann das System nicht mehr abgeschlossen ist. Dabei wird der störende transversale Impuls an einen parallel laufenden Elektronenstrahl abgegeben [9]. Der Phasenraum von Elektronen und Ionen zusammen ist allerdings wieder konstant.

Um die Machbarkeit des Ionen-Mikrostrahls abschätzen zu können, wird als erstes die erforderliche Brillanz im Target berechnet. Mit den Daten aus Kap. 1.3:

$$\begin{aligned}\alpha &= 20 \text{ mrad} \\ d &= 100 \text{ nm} \\ E &= 20 \text{ MeV}\end{aligned}$$

ergibt sich nach Gl. 2.5 eine Emittanz des Strahls von

$$\epsilon_T = 8 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^2 \text{mrad}^2 \text{MeV}$$

Bei einem Strom von 100 ppA, das entspricht $6 \cdot 10^8 \frac{\text{Ionen}}{\text{sec}}$, folgt für die Brillianz B nach Gl. 2.6 ein Wert von

$$B = 1.3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{A}}{\text{mm}^2 \text{mrad}^2 \text{MeV}}$$

Dies entspricht aber nicht unbedingt der Brillianz der Ionenquelle, da die Strahlqualität im Beschleuniger eventuell zusätzlich leidet. Zu berücksichtigen sind zum einen Verluste im Strahlstrom, da die Transmission durch den Beschleuniger kleiner als 100% ist. Andererseits verschlechtert sich die Emittanz, vor allem durch die Stripperfolie, da dort Kleinwinkel- und Energieverluststreuung stattfinden. Die Brillianz der Quelle sollte also noch besser sein als im Target. Im folgenden werden die Beiträge der Quelle und der Stripperfolie verglichen.

Ionenquelle Als Beispiel für eine Ionenquelle dient ein kommerziell erhältliches, hochbrillantes Duoplasmatron [10], welches lt. Hersteller unter anderem am Beschleuniger des Pariser Louvre eingesetzt wird.

$$\begin{aligned}I &= 10 \mu\text{A} \\ \epsilon &= 6.25 \text{ mm}^2 \text{mrad}^2 \text{MeV} \\ B &= 1.6 \cdot 10^{-6} \frac{\text{A}}{\text{mm}^2 \text{mrad}^2 \text{MeV}}\end{aligned}$$

Zur Veranschaulichung der abstrakten Größe der Emittanz sollen noch folgende Zahlen dienen: Am Ort Ihrer Entstehung im Plasma, vor der Beschleunigung, füllt die Bewegungsrichtung der Ionen den gesamten Halbraum aus; der Emissionswinkel beträgt 180° bei einer thermischen Energie von $\sim 5 \text{ eV}$.

Bei einer Extraktionsspannung von 20 kV aus der Quelle beträgt der Winkel nach der Beschleunigung dann nur noch 17 mrad.

Hinter dem Tandem schließlich, bei einer Energie von 20 MeV, verkleinert sich der Winkel weiter auf 0.56 mrad.

Mit dieser Verkleinerung des Aufstreuwinkels ist aber noch keine Verbesserung der Emittanz verbunden, da der transversale Impuls in Gl. 2.3 gleich bleibt und nur der longitudinale Impuls vergrößert wird.

Strahlverschlechterung im Tandem Den wesentlichen Beitrag zur Emittanzvergrößerung liefert sicher die Stripperfolie im Hochspannungsterminal des Beschleunigers. Die Ionen erleiden Kleinwinkel- und Energieverluststreuung. Beide Effekte sind stark energieabhängig. Für den Aufstreuwinkel ϑ und damit für die Verschlechterung der transversalen Emittanz gilt [11]:

$$\vartheta = \frac{2Z_p Z_s e^2}{(E_0 + E_1) a_i} \left(\pi a_i^2 N_t \right)^{(0.62)} \quad (2.7)$$

Hierin bezeichnen Z die Kernladungszahlen für Stripper- und Strahlatom, E die Energie des Strahlatoms, e die Elementarladung und N_t die atomare Dichte des Strippers. Der Thomas-Fermi-Abschirmradius a_i ist durch folgende Formel gegeben [11]:

$$a_i = 0.885 \frac{a_B}{\sqrt{Z_1^{0.23} + Z_2^{0.23}}} \quad (2.8)$$

Hier bezeichnet Z wiederum die Kernladungszahlen und a_B den Bohr'schen Radius.

Bei der absoluten Größe des Aufstreuwinkels macht sich der Vorteil der hohen Beschleunigungsspannung gegenüber den weitverbreiteten 1-2 MV Tandems bemerkbar: Die Winkeldivergenz durch den Stripper bei 10 MV ist 0.1 mrad, dies ist 5-10 mal weniger als bei den üblichen kleinen Beschleunigern. Der Strahlwinkel der Quelle bei dieser Energie ist aber bereits $0.56 \text{ mrad} \cdot \sqrt{2}$. Die Aufstreuung im Stripper ist damit kleiner als die Akzeptanz der Linse

Gleiches gilt für die Energieverluststreuung: Sie verschlechtert die Energiestabilität des Strahles und ist deshalb unerwünscht. Der Energieverlust ist in diesem Energiebereich gut durch die Beschreibung von Bohr anzugeben. Ein Protonenstrahl von 10 MeV erleidet demnach in einer Stripperfolie von $4 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ einen Energieverlust von ca. 100 eV. Für die Energieschärfe hinter dem Beschleuniger bedeutet dies:

$$\frac{dE}{E} = \frac{100 \text{ eV}}{20 \text{ MeV}} = 5 \cdot 10^{-6}$$

Dieser Wert ist 10-20 mal besser als bei den üblicherweise verwendeten Maschinen und kleiner als die Schwankung der Terminalspeisung. Damit kann man auch die Energieverluststreuung vernachlässigen. Ferner toleriert die Abbildung Energieschwankungen bis 10^{-5} , ohne daß der chromatische Fehler den Fokuspunkt verschlechtert.

Die Wechselwirkung mit der Stripperfolie ist also für Protonen zu vernachlässigen, die Strahlqualität ist nur durch die Ionenquelle begrenzt. Für Schwerionen allerdings ist die Stripperfolie limitierend.

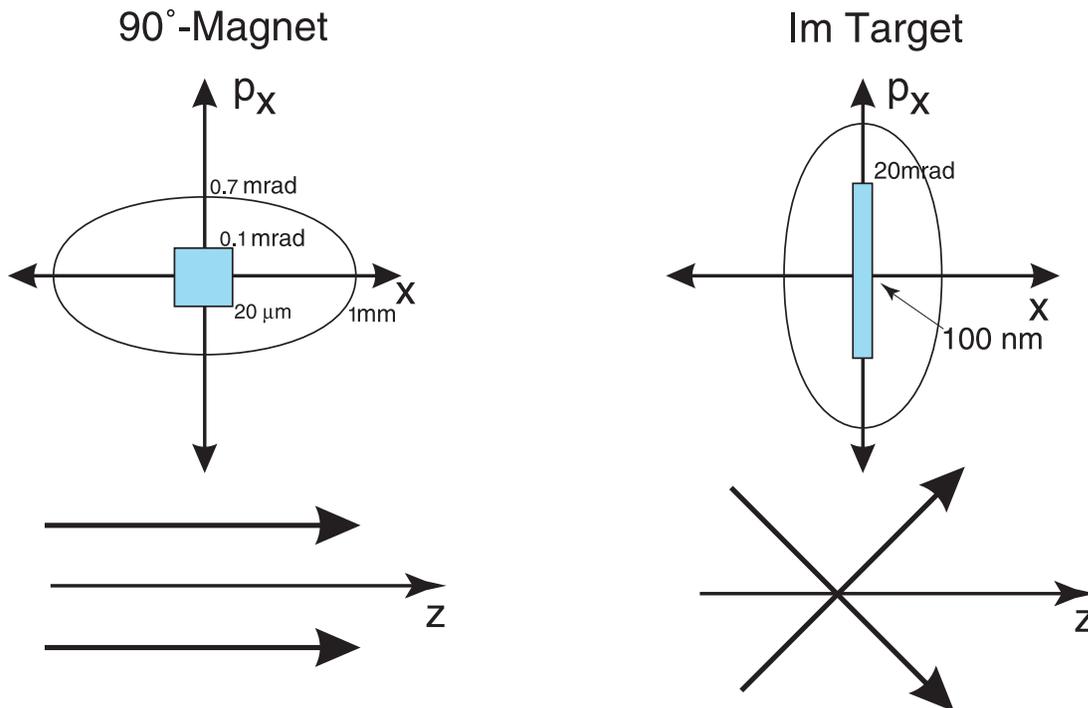


Abbildung 2.2: Eindimensionaler, transversaler Phasenraum hinter dem 90°-Magnet und im Target, einmal mit Objektschlitz und einmal ohne

In Abb. 2.2 ist der Phasenraum für eine transversale Richtung am geplanten Mikrostrahl dargestellt, das bedeutet der Abstand der Teilchen von der Strahlachse x wird gegen ihren Impuls p_x in dieser Richtung aufgetragen.

Da der Strahl am Ende der Beschleunigungsstrecke einen Durchmesser von ~ 1 mm bei einer Winkeldivergenz von 0.7 mrad aufweist, wäre eine Verkleinerung um mindestens einen Faktor 10^4 nötig, um das gesteckte Ziel, ein Durchmesser von 100 nm, zu erreichen. Nach dem Satz von Liouville wächst der Winkel um den gleichen Faktor. Daraus resultiert dann eine Winkeldivergenz von 7 rad, was einen unmöglichen Wert darstellt. Der Strahl muß also im Winkel beschnitten werden.

So starke Verkleinerungen sind aber ohnehin nicht realisierbar. Das Linsensystem unseres Raster-Ionenmikroskops wird lediglich eine Verkleinerung um einen Faktor 200 ermöglichen, da zum einen die erreichbaren Feldstärken begrenzt sind, zum anderen die Güte der Abbildung bei zu großer Öffnung der Linse leidet. Deshalb muß mit einer Kombination aus Blenden und Linsen gearbeitet werden: Der Strahl wird zunächst in Durchmesser und Winkel beschnitten und dann verkleinert, wie dies auch in Abb. 2.2 dargestellt ist.

Wie in Kap. 1 dargestellt ist, darf der Phasenraum nur soweit beschnitten werden, daß noch 100 pA Strom zur Verfügung stehen. Mit der kommerziell erhältlichen H^- -Quelle kann das Ziel aus Kap.1.3 gerade erreicht werden: Wie man sieht, erreicht die Brillianz der Plasmaquelle die selbe Größenordnung wie die er-

forderliche Brillianz im Target und der Einfluß des Strippers ist vernachlässigbar. Allerdings liegen Emittanz und Strom sehr weit auseinander, d.h. der Strahl muß sehr stark beschnitten werden. So bleiben von $10 \mu\text{A}$ Quellenstrom nur 100 pA im Target übrig.

Eine Ionenquelle mit höherer Brillianz ist dennoch wünschenswert: Die Aufstreuung, die der Strahl in der Stripperfolie erleidet, ist kleiner als die Akzeptanz des Linsensystems. Das würde bedeuten, daß mit einer (hypothetischen) idealen Quelle mit der Emittanz 0 der gesamte Strahlstrom zu fokussieren wäre. Es ist also bei verbesserter Quelle möglich, mit der verwendeten Abbildung einen kleineren Fokuspunkt zu erreichen oder bei 100 nm Durchmesser mehr Strahlstrom zu verwenden. Ferner würde ein besserer Strahl die Einhaltung der gesteckten Ziele ermöglichen, selbst wenn eine oder mehrere Komponenten nicht die erhoffte Qualität zeigen und damit die Verkleinerung der Optik geringer ausfällt.

Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten die Brillianz des Strahles zu vergrößern:

- Vergrößern des Stromes bei gleichem Phasenraum
- Verkleinern der Emittanz

Der erste Ansatz gilt ausnahmslos der Quelle. Versuche in dieser Richtung laufen seit längerem, ohne jedoch zu verwertbaren Resultaten zu führen. Die bisher vorgestellten Hochstromquellen weisen schlechte Emittanzen auf, so daß die Brillianz nicht besser wird [13]. Die Verringerung der Emittanz bedeutet in erster Linie eine Senkung des transversalen Impulses. Dies kann prinzipiell vor oder nach dem Beschleuniger geschehen. Eine Strahlkühlung hinter dem Beschleuniger ist technisch aufwendig und damit für Standardanwendungen nicht realisierbar. Der Vorteil bestünde in der universellen Verwendbarkeit auch für schwere Ionen. Für Protonen besteht der kostengünstigste Weg in einer brillanteren Ionenquelle.

Kapitel 3

Aufbau

3.1 Physikalische Idee

3.1.1 Einführung

Wie bereits erläutert, wird für das Rasterionenmikroskop ein Ionenstrahl mit kleiner Emittanz verwendet. Um dies zu erreichen, kann entweder der Strahldurchmesser oder der transversale Impuls verringert werden. Heute übliche Ionenquellen sind entweder Plasmaquellen oder Sputterquellen. Plasmaquellen weisen hohe Ionentemperaturen auf, so daß die im thermischen Gleichgewicht entstehenden Ionen einen entsprechend großen transversalen Impuls besitzen. Die Ionentemperatur einer Duoplasmatronquelle beträgt beispielsweise ca. 5 eV [12]. Ein Ansatz diesen Wert zu verringern besteht darin, das erforderliche Plasma durch Hochfrequenz zu erzeugen und damit selektiv die Elektronen zu heizen. Die Ionen bleiben dann wesentlich kälter, besitzen aber immer noch Energien von 1-2 eV [13]. Bei Sputterquellen ist der direkte Impulsübertrag des primären Ionenstrahles auf die Sekundärionen limitierend und erzeugt transversale Impulse in der Größenordnung von 10 eV [14].

Das Konzept der neuartigen Quelle besteht in der Ausnutzung der „Electron Stimulated Desorption“(ESD), die in der Oberflächenphysik zur Untersuchung von Adsorbaten Verwendung findet. Dabei wird eine Oberfläche mit Elektronen beschossen und dadurch Neutralteilchen sowie positive und negative Ionen desorbiert (Abb. 3.1).

Die Temperaturen der emittierten Teilchen liegen im wesentlichen bei der Oberfläche. Selbst bei heißen Substraten ist die thermische Energie noch weit geringer als in Plasmen. Deshalb ist der transversale Impuls entsprechend niedrig und die Emittanz sinkt. Ein weiterer Vorteil besteht in der Winkelabhängigkeit des Ionenstroms. Da die Adsorbate vorzugsweise in Richtung der Bindung emittiert werden [33], kann bei einer kovalenten, gerichteten Bindung durch entsprechende Wahl der Kristallorientierung eine erhebliche Einschränkung des Emittanzwinkels erreicht werden. Dies führt zu einer weiteren Verringerung der Emit-

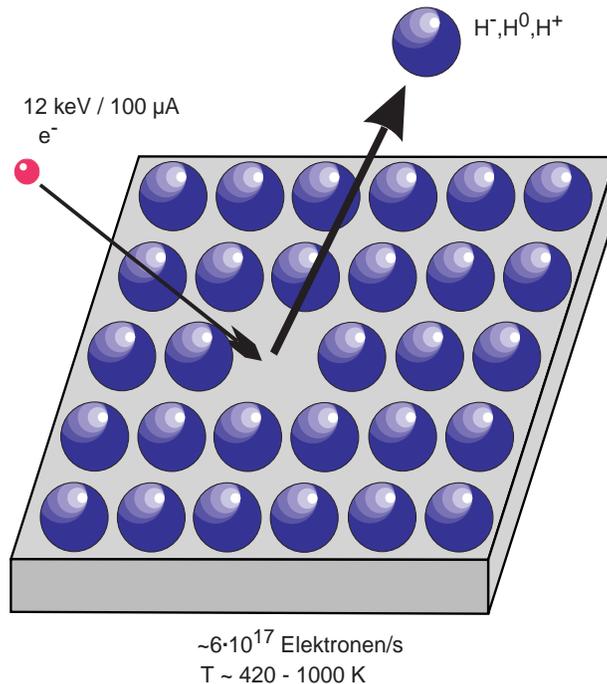


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der ESD. Der Festkörper wird mit Elektronen beschossen und dadurch anhaftende Adsorbate desorbiert.

tanz im Vergleich zu isotroper Emission, wie sie in Plasmaquellen mit thermisch erzeugten Ionen auftritt.

ESD-Experimente werden allerdings in der Oberflächenphysik mit einer anderen Zielsetzung ausgeführt. Im Vordergrund steht nicht die Desorption hoher Ionenströme, sondern die genaue Vermessung von Anfangs- und Endzustand der emittierten Ionen. Es war deshalb zu Beginn der Arbeit nicht bekannt, ob H⁻ in den notwendigen hohen Strömen von Oberflächen desorbiert werden kann. Ziel der Arbeit war deshalb, die Möglichkeit einer Ionenquelle durch ESD zu untersuchen.

3.1.2 Grundlagen der Electron Stimulated Desorption

Das Grundprinzip der ESD besteht darin, den Bindungszustand vom Adsorbat zum darunterliegenden Festkörper anzuregen, so daß die Wellenfunktion anti-bindend wird. Je nachdem, in welche Endzustände die beteiligten Elektronen gestreut werden, können positive oder negative Ionen oder neutrale Atome emittiert werden [35]. Diese elektronischen Anregungen können nicht nur durch Elektronenbeschuß induziert werden, sondern auch durch Photonen. Entsprechend handelt es sich dann um „Photon Stimulated Desorption“ (PSD). Da in beiden Fällen der elektronische Übergang vom Adsorbat zum Substrat oder vice versa

entscheidend ist, fasst man beide Techniken auch unter dem Begriff „Desorption Induced by Electronic Transitions“ (DIET) zusammen.

Da der Festkörper ein Vielteilchensystem darstellt, ist die exakte theoretische Darstellung nicht trivial. Einige Aussagen sind aber mit phänomenologischen Gleichungen leicht darstellbar [39].

Wirkungsquerschnitt Für N adsorbierte Teilchen in einem bestimmten Bindungszustand gilt für die Desorptionsrate unter Elektronenbeschuß mit dem Fluß j :

$$-(dN/dt) = \frac{j}{e} \sigma N \quad (3.1)$$

wobei σ der Wirkungsquerschnitt für den elektronisch induzierten Prozess ist. Integriert man die obige Gleichung, so erhält man:

$$\frac{N(t)}{N_0} = e^{-\frac{I_e \sigma}{e \cdot A} t} \quad (3.2)$$

Hier ist $\frac{I_e}{A}$ die Stromdichte der einfallenden Elektronen und e die Elementarladung. Analog gilt für den desorbierten Ionenstrom $I_I(t)$:

$$\frac{I_I(t)}{I_0} = e^{-\frac{I_e \sigma}{e \cdot A} t} \quad (3.3)$$

Diese Gleichung bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt für die Desorption von Adsorbaten durch Elektronenbeschuß aus der Zeitkonstanten des abnehmenden Ionenstroms berechnen läßt. Sind mehrere verschiedene Bindungszustände des Adsorbats vorhanden, so lassen sich diese durch verschiedene Zeitkonstanten unterscheiden.

Wiederbedeckung Die geplante Ionenquelle soll kontinuierlich negativen Wasserstoff abgeben. Daher ist es erforderlich, an der Oberfläche ständig neue Wasserstoffatome zu adsorbieren. Wenn der Hintergrunddruck so groß ist, daß die Oberfläche während der Desorption wieder bedeckt werden kann, so stellt sich im Gleichgewicht ein Ionenstrom I_I ein, der vom einfallendem Elektronenstrom unabhängig ist [39]:

$$I_I = \nu(p) \cdot s(N) \cdot A \cdot q \cdot \frac{\sigma_I}{\sigma_{tot}} \quad (3.4)$$

$\nu(p)$ bezeichnet hier die druckabhängige Stoßrate der Gasteilchen, $s(N)$ die von der Bedeckung abhängige Adsorptionswahrscheinlichkeit für ein stoßendes Gasteilchen (also die Chemie der Oberfläche), A die bestrahlte Fläche und $\frac{\sigma_I}{\sigma_{tot}}$ das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Bildung von Ionen zu sonstigen Prozessen, die den Bindungszustand entvölkern, also z.B. Umorientierung in andere Bindungszustände oder Neutralteilchendesorption. Diese Gleichung gilt aber nur, wenn die thermische Desorption zu vernachlässigen ist.

Obleich der einfallende Elektronenstrom in dieser Gleichung nicht auftritt, besteht doch eine Abhängigkeit des Ionenstroms. Im Grenzfall $I_e \rightarrow 0$ wird die Oberfläche vollständig mit Adsorbaten bedeckt und $s(N)$ wird ebenfalls 0. Damit kommt dann auch der Ionenstrom zum Erliegen. Vergrößert sich der Elektronenstrom, verringert sich die Bedeckung und die Adsorptionswahrscheinlichkeit $s(N)$ wird größer.

Einschubenergie Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Elektronenenergie unterscheidet sich deutlich von der für Gasphasenionisation. Bei vielen Systemen findet man kein Maximum, wenn man den Ionenstrom gegen die Einschubenergie der e^- aufträgt, sondern einen monotonen Anstieg. Dies wird mit der Produktion von sekundären Elektronen erklärt, die ihrerseits genug Energie besitzen um Adsorbate von der Oberfläche zu lösen. Durch höhere Einschubenergie stehen also mehr Elektronen zur Verfügung. Für die Ionenquelle bedeutet dies, daß eine hohe Einschubenergie eventuell höhere Ionenströme erlaubt.

3.1.3 Geeignete Targetmaterialien

In der Literatur sind nur wenige Angaben über die Desorption negativer Ionen zu finden. Zu den wenigen experimentellen Daten gehört die Desorption von H^- von Silizium-Einkristallen [34] und von O^- von Wolfram- und Molybdän-Substraten [30]. Die erreichten Ströme lagen im Bereich von 5 ppA. In diesen Experimenten wurde jedoch nicht versucht, die Oberfläche während der Desorption wieder zu bedecken und so einen Gleichgewichtszustand zwischen adsorbierten und desorbierten Atomen zu erhalten. Die oben zitierten Ergebnisse wurden ferner alle unter UHV-Bedingungen erzielt. Diese stehen in einer technisch realisierbaren Ionenquelle nicht zur Verfügung. Von Silizium ist bekannt, das es bei der Anwesenheit von O_2 eine stabile Oxidschicht an der Oberfläche bildet. Bei einem Totaldruck von einigen 10^{-7} mbar, der typischerweise im Strahlrohr herrscht, ist eine Si-Oberfläche deshalb nicht stabil sondern oxidiert in kurzer Zeit. Deshalb ist die Stabilität der Oberfläche unter Hochvakuumbedingungen ein wichtiger Parameter bei der Wahl des Targets. Die Anforderungen an das Targetmaterial lauten also:

- eine stabile Oberfläche im Hochvakuum von einigen 10^{-7} mbar
- leicht mit Wasserstoff zu bedecken
- keine Substratschädigung durch Elektronenstrom
- Desorption großer Ströme negativer Ionen

Aus der Literatur ist kein Material bekannt, das diese Anforderungen alle erfüllt. Insbesondere über den letzten Punkt gibt es keine Veröffentlichung. Es ist also

a priori keine Aussage möglich, ob und wenn ja mit welchem Targetmaterial die hier beschriebene Ionenquelle realisierbar ist.

Die Wahl fiel aus verschiedenen Gründen auf Diamant, um die elektronisch stimulierte Desorption negativer Wasserstoffionen zu untersuchen.

- Die wasserstoffbedeckte Diamantoberfläche ist sogar an Luft stabil, d.h. es gibt keinerlei Probleme mit der Oxidation auch bei schlechten Vakuumbedingungen.
- Es ist bekannt, dass atomarer Wasserstoff leicht auf der Diamantoberfläche adsorbiert wird.
- Diamant ist gegen Elektronenbestrahlung mit Energien ≤ 100 keV stabil; erst dann bilden sich Punktdefekte im Material aus.

Ob Diamant allerdings negative Wasserstoffionen unter Elektronenbeschuss desorbiert, ist völlig unbekannt. Es gibt zwei Hinweise die belegen, daß Diamant auch in dieser Beziehung ein günstiges Material sein könnte. Dies sind zum einen die negative Elektronenaffinität, zum anderen theoretische Bandstrukturrechnungen [25]. Beides wird im folgenden diskutiert:

Negative Elektronenaffinität (NEA) Als Elektronenaffinität bezeichnet man die Energiedifferenz vom Leitungsbandminimum zum Vakuumniveau. Demgegenüber ist die Austrittsarbeit der Energiebetrag vom Fermi-niveau zum Vakuumniveau (siehe Abb. 3.2)

Negative Elektronenaffinität bedeutet, daß das Vakuumniveau unterhalb des Leitungsbandminimum liegt. Elektronen, die ins Leitungsband angeregt werden, sind nicht gebunden und fallen aus dem Kristall mit niedriger kinetischer Energie heraus. Allerdings ist auch bei einer NEA-Oberfläche die Austrittsarbeit positiv, so daß die Elektronen im Festkörper gebunden sind. Lediglich der erste angeregte Zustand ist ungebunden. Negative Elektronenaffinität tritt bei einigen Halbleitern mit großer Bandlücke auf, wie z.B. Aluminiumnitrit oder auch bei vielen Halbleitern und Metallen, wenn die Oberfläche mit Cäsium bedeckt ist. Negative Elektronenaffinität wurde am Diamant nur nachgewiesen, wenn die freien Bindungen (Dangling Bonds) der Oberflächenatome mit Wasserstoff abgesättigt sind [22][23][25][28].

Da durch die Elektronenstoßanregung ständig Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband angeregt werden, ergibt sich ein großes Angebot an freien Elektronen an der Oberfläche. Diese könnten die Bildung negativer Ionen fördern und so die Ionenausbeute erhöhen.

Bandstruktur von Diamant Die Bandstruktur der Wasserstoff bedeckten und der Wasserstoff freien (100)(2 × 1)–Diamantoberfläche wurde berechnet [25] und bereits teilweise im Experiment bestätigt [22]. Die theoretische Behandlung sagt für die Wasserstoff bedeckte Oberfläche Zustände 1.5 eV unter dem Vakuumniveau voraus. Diese Zustände sind in der Wasserstoffschicht und in der ersten Kohlenstofflage lokalisiert. Sie werden mit antibindenden Linearkombinationen der C-H Orbitale identifiziert und sind im Grundzustand unbesetzt. Die bindenden Linearkombinationen bilden besetzte Zustände unter dem Valenzbandminimum. Die leeren Zustände zeigen ferner starke Dispersion, so daß sie mit dem Leitungsband interferieren. Das bedeutet, daß Elektronen aus dem Leitungsband des Festkörpers resonant in die nichtbindenden Oberflächenzustände transferiert werden können.

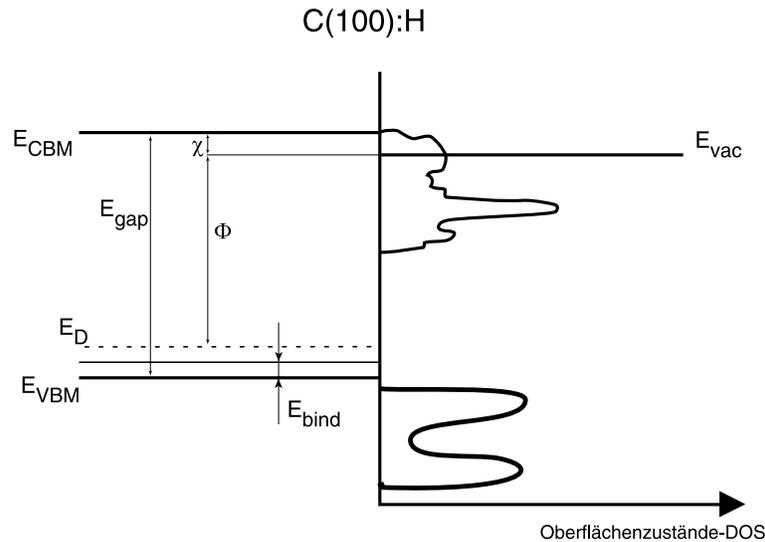


Abbildung 3.2: Schematisches Bänderschema und berechnete Zustandsdichte der Oberfläche

Ob dieses berechnete Modell zutrifft ist jedoch noch nicht bekannt. Die besetzten Oberflächenzustände (siehe Abb.3.2) wurden mit hoher Genauigkeit mit *angle resolved ultraviolet photon spectroscopy* im Experiment bestätigt [22]. Somit besteht die Hoffnung, daß auch die Lage der leeren Zustände, die einer Messung mit Photoelektronenspektroskopie unzugänglich sind, richtig vorhergesagt wurde.

Zusammengefasst erhält man folgendes Bild: Die einfallenden Elektronen erzeugen Sekundärelektronen im Leitungsband. Als ein möglicher Prozess, im Gegensatz zur Emission ins Vakuum oder Relaxation ins Valenzband, kommt die Streuung in die antibindenden Oberflächenzustände in Frage. Damit besteht die Möglichkeit, daß das Adsorbat sofort emittiert wird. Da die Oberflächenzustände ca. 1.5 eV unter dem Leitungsbandminimum liegen erreicht auch der energetische Gewinn aus dem Übergang die Größenordnung der Bindungsenergie des Adsorbates. Dieser Mechanismus könnte die erforderlichen hohen Übergangsraten

ermöglichen, die für einen großen Ionenstrom erforderlich sind.

Adsorption Als letzter Punkt soll hier die Adsorption von Wasserstoff betrachtet werden (Abb. 3.3). Die Bindungsenergie von Wasserstoff auf der Diamantoberfläche wurde schon von vielen Autoren gemessen. Die Werte variieren etwas mit der Kristallrichtung und der Meßmethode [21]. Für die (100)-Oberfläche finden sich Bindungsenergien von 1.47 - 3.47 eV, wobei die meisten Autoren Werte um 1.6 eV angeben. Dies hat zur Folge, daß zur Bedeckung des Diamantkristalls ein Angebot von H_2 nicht ausreicht, da der energetische Gewinn aus der Adsorption von zwei H-Atomen nicht die Dissoziationsenergie des H_2 -Moleküls von 4.5 eV erbringt. Als Ausweg bleibt nur, atomaren Wasserstoff anzubieten. Da die Dissoziation von H_2 mit einer geheizten Wolfram- oder Tantalwendel leicht möglich ist, besteht darin kein echter Nachteil.

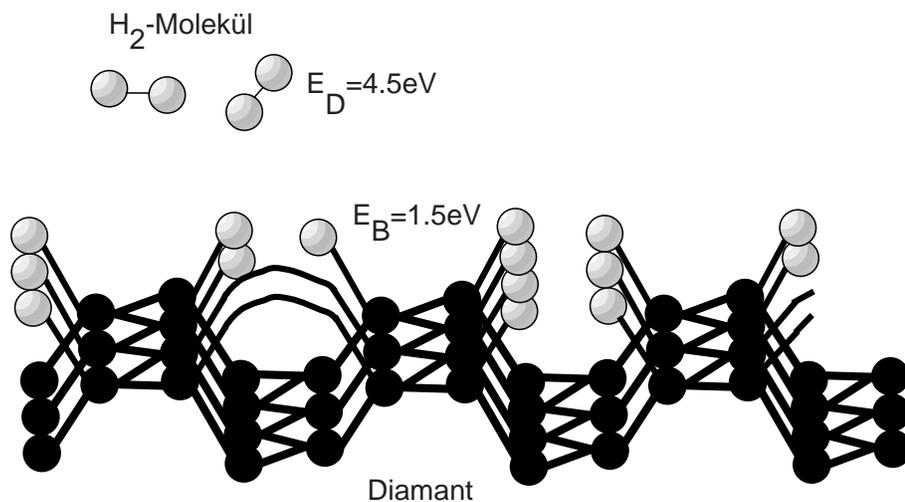


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Adsorption von Wasserstoff auf Diamant. Die freien Bindungen benachbarter Kohlenstoffatome bilden Dimere. Die Bindungsenergie eines Wasserstoffatoms auf Diamant beträgt ca. 1.5 eV. Der energetische Gewinn reicht daher nicht zur Dissoziation des Moleküls.

3.2 Mechanischer Aufbau

Das Ziel bestand zunächst darin, den Nachweis zu führen, daß von einer Diamantoberfläche unter Elektronenbeschuß ausreichende Mengen negativer Wasserstoffionen desorbiert werden können. Falls dies gelingt, besteht der nächste Schritt darin, die Geometrie der Extraktionslinsen zu optimieren um die minimale Emittanz zu erhalten. Da der Erfolg unsicher ist, sollte der erforderliche Aufbau zunächst so einfach und kostengünstig wie möglich realisiert werden.

Die Anforderungen sind wie folgt:

- Der Diamant muß mit Elektronen beschossen werden.
- Ein Strahl von atomarem Wasserstoff soll auf den Kristall treffen
- Die entstehenden negativen Ionen müssen extrahiert werden.

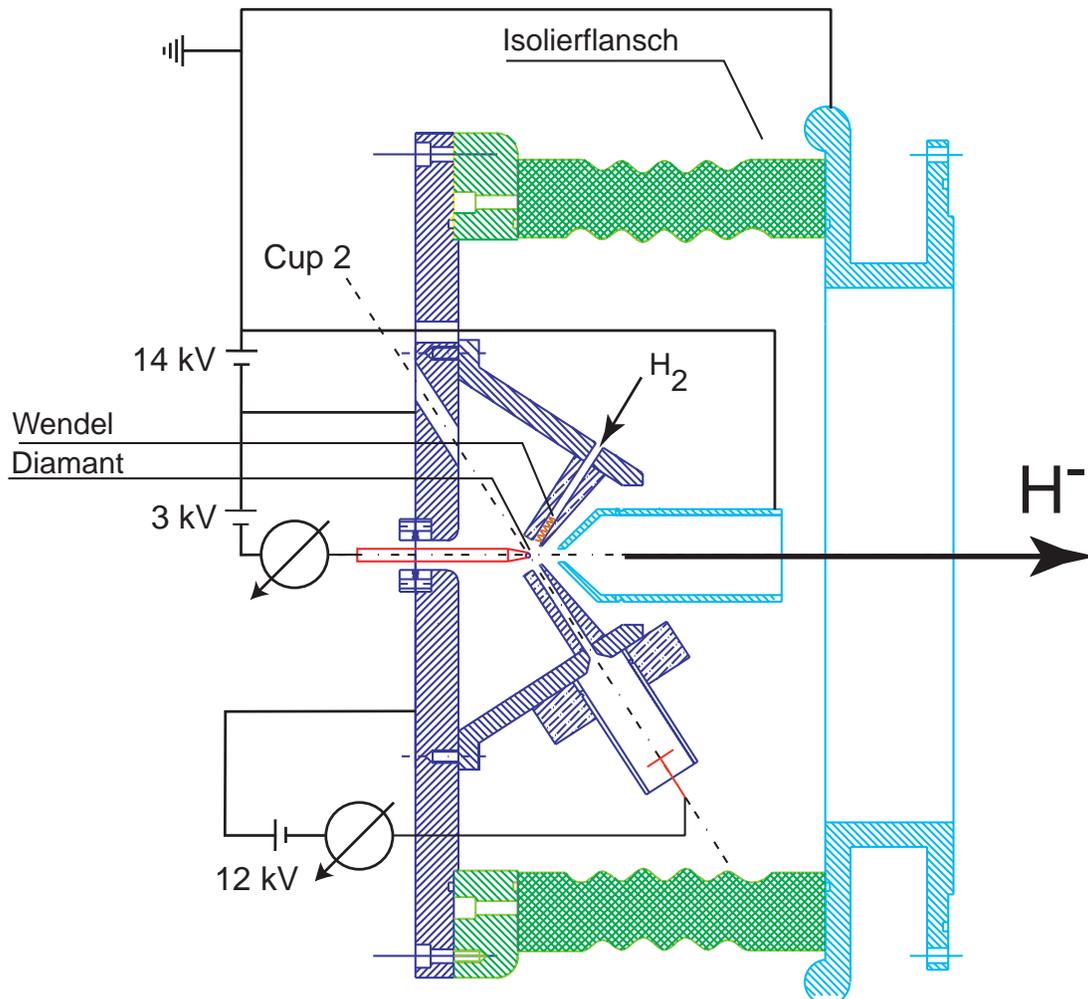


Abbildung 3.4: Querschnitt durch die neu aufgebaute Ionenquelle. Dargestellt sind ebenfalls die wichtigsten Komponenten der Hochspannungsversorgung

Da keine entsprechende Vakuumkammer zur Verfügung stand, wurde die Quelle vollständig neu konstruiert (Abb 3.4). Der gesamte Aufbau befindet sich in einem Kunststoff-Isolierflansch. Auf einer Seite befindet sich eine Grundplatte aus Aluminium, auf der alle wesentlichen Komponenten befestigt sind. Als erstes ist ein hohler Aluminium-Kegelstumpf zu nennen, der zum einen als Halter für diverse Einbauten dient, zum anderen die erste elektrostatische Extraktionslinse für die negativen Ionen darstellt. An der Spitze dieses Kegelstumpfes ist die zweite Extraktionslinse mit einem Isolierring befestigt. Bei den ersten Versuchen bestand

dieser noch aus Teflon, auf Grund der Kontamination des Vakuums mit Fluor wurde später ein Keramikisolator eingesetzt. Die Geometrie und Potentiale der Extraktion wurden von der, am Münchner Tandembeschleuniger standardmäßig eingesetzten, Hochstrom-Sputterquelle übernommen.

Als Elektronenquelle wurde eine Elektronenkanone aus einem Monochrombildschirm verwendet. Sie liefert bis $200 \mu\text{A}$ bei einer Energie bis 20 keV . Diese Lösung wurde bereits früher erfolgreich eingesetzt [17]. Um den Strom der e^- -Quelle messen zu können, befindet sich auf der gegenüberliegenden Seite ein Faradaycup, in den der Elektronenstrahl bei zurückgezogenem Diamanttarget gelenkt werden kann (Cup 2). Während der Experimente wird der vom Diamant abfließende Strom gemessen. Ein magnetischer Steerer gestattet es, den Elektronenstrahl auf das Target zu lenken. Da die Driftlänge der Elektronen im Leitungsband nur wenige μm beträgt, ist es nicht möglich den e^- -Strahl von hinten auf das 0.5 mm dicke Target zu lenken. Daher wurde in die Extraktionselektrode eine 4 mm Bohrung angebracht, um das Target von vorne zu beschießen.

Als atomare H^0 -Quelle dient eine geheizte Wolframwendel, an der der Wasserstoff durch heterogene Katalyse ¹ dissoziiert [19]. Da der atomare Wasserstoff durch Wandstöße rekombiniert, ist es erforderlich den H-Strahl möglichst von vorne auf das Target zu richten. Deshalb wurde eine zweite Bohrung von 4 mm in der Extraktionselektrode angebracht, an deren Ende die Wolframwendel eingebaut ist. Diese hat 18 Windungen bei einem Innendurchmesser von 2.2 mm und einer Drahtstärke von 0.2 mm . Um den Zusammenhang zwischen Leistung und Temperatur der selbstgefertigten Glühwendel zu bestimmen, wurde diese in einer Vakuumkammer geheizt und die Temperatur mit einem Pyrometer gemessen (Abb. 3.5). Die Messung wurde nach Einbau in den Kegel noch einmal mit guter Übereinstimmung überprüft.

Das Vakuumsystem besteht aus einer Turbomolekularpumpe mit 500 l/s , die den Aufbau von der Strahlrohrseite pumpt. Zur Verbesserung der Saugleistung im inneren Volumen des Kegels diente zunächst eine verschließbare Umwegleitung. Diese Maßnahme erwies sich allerdings als unzureichend, weshalb eine zweite Turbomolekularpumpe mit 63 l/s angebaut wurde. Die erreichten Endvakua liegen im Bereich von $6 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ im Strahlrohr, $9 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ im Kegellinneren und $3 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ im äußeren Volumen. Vermutlich verhindert das Ausgasen des Kunststoffflansches ein besseres Endvakuum. Für weitere Versuche soll dieser deshalb durch einen entsprechenden Glas- oder Keramikflansch ersetzt werden.

Als Targethalter wurde ein Mantelthermoelement mit einem Außendurchmesser von 3 mm verwendet, so daß die Temperatur des Diamanten überwacht werden kann. Zur Befestigung des Kristalls dient ein leitfähiger, hochtemperaturfester Keramikkleber. Eine Durchführung mit Absperrventil und Quetschverschraubung

¹Bei der heterogenen Katalyse liegen Reaktanten und Produkte in einer anderen Phase vor als der Katalysator. Ort des reaktiven Geschehens ist die Oberfläche des Katalysators. Der Mechanismus der meisten heterogen katalysierten Reaktionen ist noch nicht im Detail aufgeklärt [15].

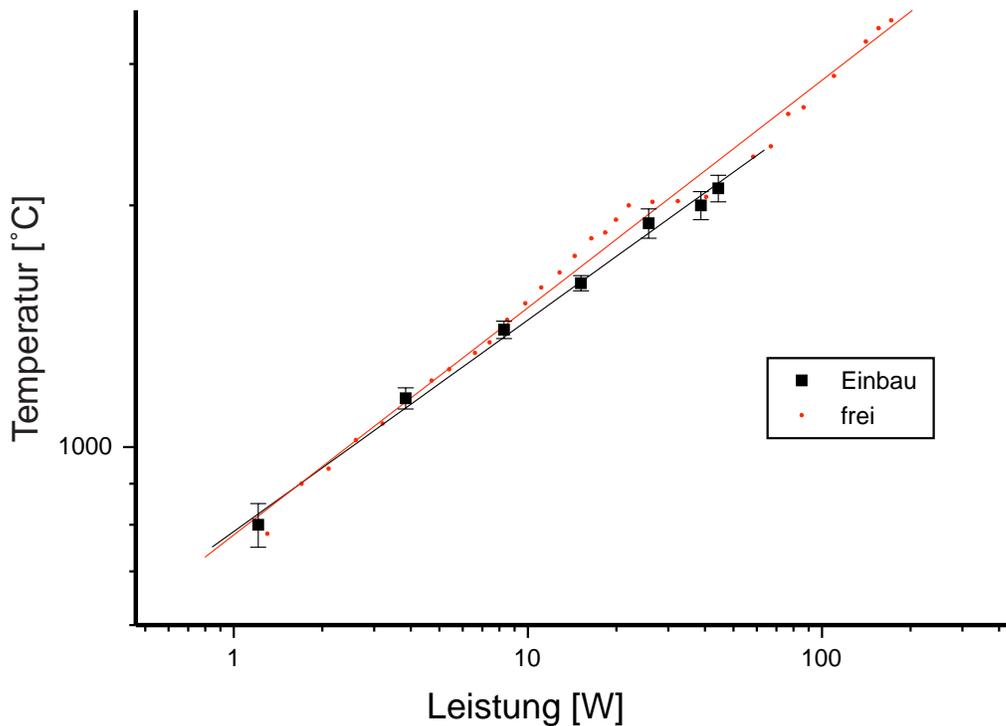


Abbildung 3.5: Temperatur der Wolframwendel in Abhängigkeit der aufgenommenen Leistung. Die Messung erfolgte frei in einer großen Vakuumkammer und eingebaut in der 4 mm Bohrung des Al-Kegels.

erlaubt den Wechsel des Targets ohne Belüften des Vakuums. Da der Diamant durch den Elektronenstrahl stark erwärmt wird, wurde im weiteren Verlauf der Arbeit ein aufwendigerer Halter konstruiert, der eine Kühlung des Targets mit Druckluft oder Wasser erlaubt. So kann bei zeitabhängigen Ionenströmen unterschieden werden, ob der Effekt eine „echte“ Zeitabhängigkeit darstellt oder in der zunehmenden Erwärmung des Kristalls begründet ist.

Die Beschaltung der wichtigsten Hochspannungsteile ist ebenfalls aus Abb. 3.4 ersichtlich. Bei den angegebenen Spannungen handelt es sich um Werte, für die die maximale Transmission beobachtet wurde. Die Extraktionsfelder wurden mit dem Finite-Element-Programm CSP simuliert. Damit ist aber nur eine 2D-Rechnung möglich (Abb. 3.6).

Die Simulation zeigt, daß die Emittanz durch die Extraktionsgeometrie zusätzlich verschlechtert wird. Teilchen, die nicht von der Mitte des Diamanten kommen, erfahren eine transversale Kraft und damit einen transversalen Impuls. Dies ist beim ersten Prototyp nicht weiter störend, da zunächst nachgewiesen werden soll, daß der Diamant ausreichende Mengen neg. Ionen emittiert. Erst dann kann die Extraktionsgeometrie optimiert werden.

Die Apparatur wurde am Quellenteststand des Münchner Beschleunigerlabors aufgebaut und getestet. In dem Labor sind die entsprechenden Möglichkeiten

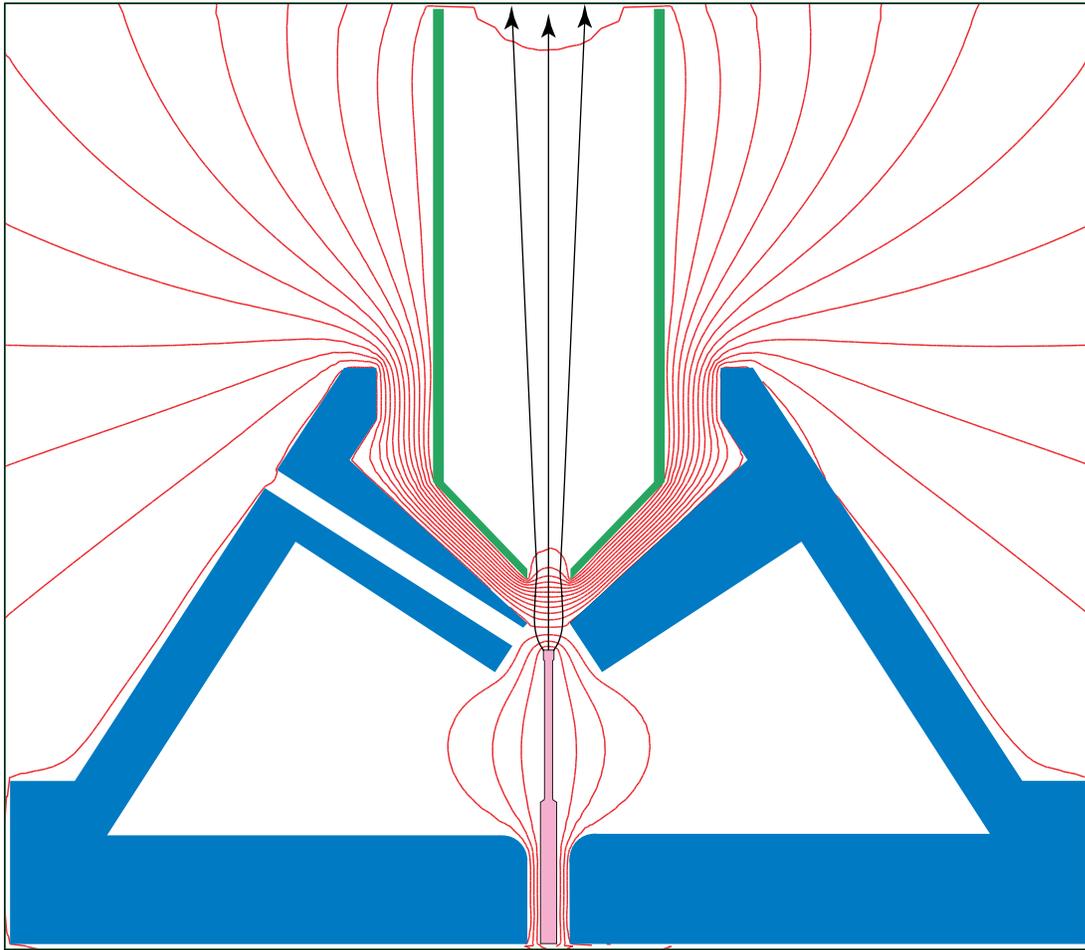


Abbildung 3.6: Äquipotentiallinien der Ionenquelle. Hier dargestellt sind die Potentiale, für die sich experimentell die größte Transmission ergab.

bzgl. Hochspannungsversorgung und Ionenanalyse vorhanden. Die schematische Darstellung der Strahlführung des Teststandes findet sich in Abb. 3.7. Die Lage des entstehenden Ionenstrahls wird zunächst durch einen elektrostatischen Steerer korrigiert. Dann folgt eine Einzel-Linse zur Fokussierung. Der nachfolgende 90° -Magnet dient der Massenseparation. Es folgt wiederum ein Steerer und eine Einzellinse. Der Ionenstrom wird dann mit einem Faradaycup (Cup 1) nachgewiesen. Da das Strahlrohr mit einem Schieber abgeschlossen ist, kann leicht zusätzliche Meßtechnik angebracht werden. Diese Möglichkeit wurde genutzt, indem zur Messung sehr kleiner Ströme eine Microchannelplate (MCP) installiert wurde. Diese erlaubt einen Nachweis einzelner Ionen. Unter 0° ist das Strahlrohr durch einen Glasflansch abgeschlossen. Die Datenaufnahme im Quellenlabor erlaubt zwei verschiedene Meßmethoden: Der Ionenstrom kann bei statischem Magnetfeld in Abhängigkeit der Zeit gemessen werden oder das Feld wird kontinuierlich verändert und der Ionenstrom in Abhängigkeit des Magnetfeldes

aufgezeichnet.

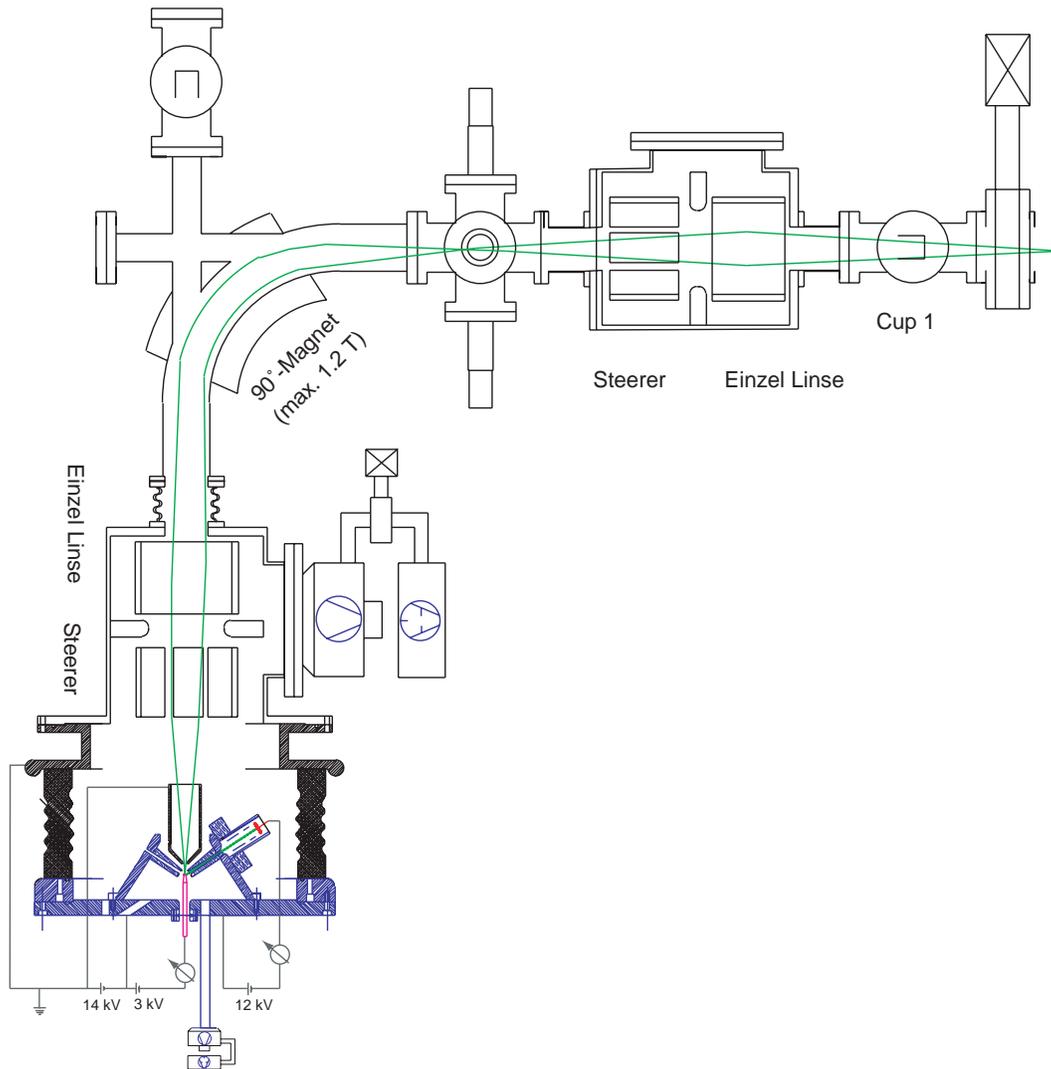


Abbildung 3.7: Strahlführung des Quellenteststandes im Beschleunigerlabor Garching

3.3 Diskussion des vorgestellten Konzepts

Der Elektronenbeschuß von derselben Seite, von der auch die Ionen extrahiert und der atomare Wasserstoff angeboten werden, ist nicht ganz unproblematisch.

Ein möglicher Nachteil ist die Ionisierung der entstehenden H^- durch den Elektronenstrahl. Deshalb wurde der Anteil der entstehenden neg. Wasserstoffionen abgeschätzt, der beim Durchgang durch einen Elektronenstrahl von $100 \mu A$ und 18 keV wieder zerstört wird: Der Wirkungsquerschnitt für Ionisierung läßt sich aus der Elektronenenergie E_R des Strahls und den Energieniveaux U_n des

Ions berechnen, wobei $\Theta(E_R - U_n)$ die Stufenfunktion bezeichnet [16].

$$\sigma = \sum_n N_n \sigma_n = 4 \cdot 10^{-14} [\text{cm} \cdot \text{eV}]^2 \sum_n N_n \frac{\ln \frac{E_R}{U_n}}{E_R \cdot U_n} \cdot \Theta(E_R - U_n) \quad (3.5)$$

Die Energieniveaux U_n des H^- -Ions lauten [36]:

$$\begin{aligned} U_1 &= 0.754\text{eV} \\ U_2 &= 13.6\text{eV} \end{aligned}$$

damit erhält man für das H^- -Ion:

$$\sigma = 3.1 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$$

Die Flugzeit durch einen Strahl von 2 mm Durchmesser bei thermischer Geschwindigkeit von 450°C beträgt 810 ns. Damit folgt:

$$\frac{\text{Zahl der Reaktionen}}{\text{H}^-} = 5.1 \cdot 10^{-7}$$

Der Einfluß auf den Strahl ist also zu vernachlässigen, noch dazu wenn man berücksichtigt, daß die Ionen nicht mit thermischer Energie durch den Strahl driften sondern bereits 1-2 kV Beschleunigungsspannung durchlaufen haben und so die Wechselwirkungszeit geringer ist.

Weiter muß berücksichtigt werden, daß auch der atomare und molekulare Wasserstoff durch den Elektronenstrahl positiv ionisiert werden. Da der Diamant auf einer negativen Hochspannung von 3 kV liegt, kommt es zum Ionenbeschuß des Kristalls. Dadurch könnte der Diamant beschädigt werden.

Kapitel 4

Ergebnisse

Zunächst wurden die einzelnen Komponenten des Aufbaus in Betrieb genommen und getestet. Daraufhin konnten erste Versuche zur Desorption negativer Ionen gemacht werden. Da die Vakuumbedingungen in der Quelle unzureichend waren, wurden einige Detailverbesserungen vorgenommen. Daraus konnten die desorbierten Ionenströme erheblich vergrößert werden. Schließlich wurde versucht, die Desorption von negativem Deuterium genauer zu untersuchen. Dabei wurde der Wirkungsquerschnitt, die Wiederbedeckungsraten und die absolute Deuteriumbedeckung des Diamant bestimmt.

4.1 Test der Elektronenquelle

Nach dem Konditionieren der Kathode nach Herstellerangaben wurde der Elektronenstrom im Faraday-Cup 2 (Abb. 3.4) über einen längeren Zeitraum gemessen (Abb. 4.1).

Es zeigt sich, daß der Elektronenstrom der Röhre nach dem Einschalten zunimmt und erst nach einigen Minuten einen stabilen Betriebszustand erreicht. Zum schnellen Schalten ist es daher vorteilhaft, die Elektronenquelle nicht ein- und auszuschalten, sondern den Strahl mit dem Steerer auszublenden.

Es konnten maximale Elektronenströme bis $200 \mu\text{A}$ erzielt werden. Diese wurden kurzzeitig verwendet, um die Oberfläche des Diamanten zu reinigen. Experimentiert wurde typischerweise mit $30 - 60 \mu\text{A}$. Dadurch konnte mit verminderter Heizleistung die Lebensdauer der Kathode erheblich vergrößert werden. Die Energie der Elektronen läßt sich von $9-17 \text{ keV}$ einstellen. Bei noch tieferen Energien nimmt der Strom schnell ab, bei höheren Spannungen treten Überschlüge in der Elektronenkanone auf.

Das Fädeln des Elektronenstrahls in das Target ist problemlos. Das Auftreffen des Elektronenstrahls ist sofort am abfließenden Strom und mit wenigen Sekunden Verzögerung auch an der Erwärmung des Diamanten zu sehen. Durch den Glasflansch am 0° -Strahlrohr kann Kathodolumineszenz beobachtet werden. Die

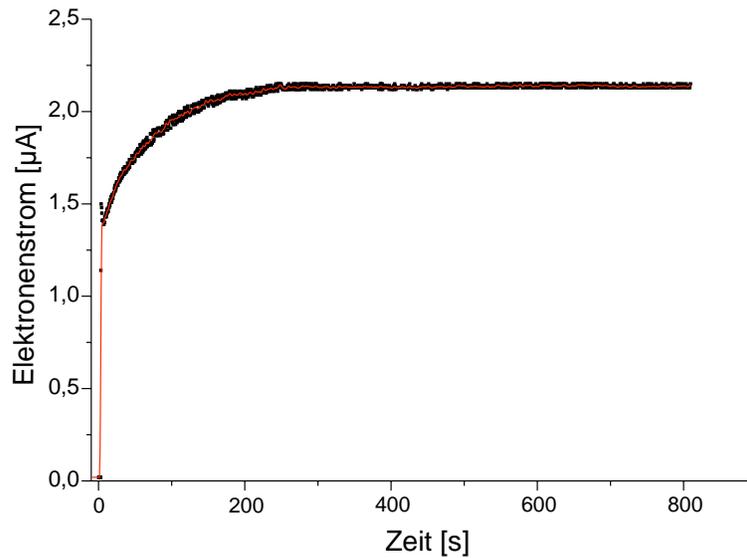


Abbildung 4.1: Strom der Monitorröhre vs. Zeit

verwendeten, bordotierten Diamanten zeigen beim Auftreffen des Elektronenstrahls ein intensives, blaues Leuchten.

4.2 Erste Versuche zur Desorption

Zunächst konnten keinerlei negative Ionen hinter dem Magneten im Faraday-Cup nachgewiesen werden. Das Auftreffen des Elektronenstrahls am Diamant ist aber leicht zu überprüfen (Kap. 4.1). Erst mit der MCP war es möglich, beim Variieren des Magnetfeldes einen negativen Ionenstrom von einigen hundert Hertz nachzuweisen.

Der Aufbau im Quellenlabor gestattet es, das Magnetfeld kontinuierlich zu variieren und den Ionenstrom in Abhängigkeit der Zeit (und damit vom Feld) zu messen. Eines der ersten vollständigen Spektren ist in Abb. 4.2 dargestellt. Es entstand im Restgas bei den oben genannten Vakua, ohne zusätzliches Angebot an Wasserstoff. Der zur Desorption verwendete Elektronenstrom betrug $40 \pm 3 \mu\text{A}$ bei 14 keV.

Aus der magnetischen Steifigkeit und der Beschleunigungsspannung lassen sich die jeweiligen Massen zu den Magnetfeldern leicht rekonstruieren. Nichtrelativistisch gilt:

$$\frac{m \cdot v^2}{r} = q \cdot v \cdot |\vec{B}|$$

$$\frac{m \cdot v^2}{2} = q \cdot U$$

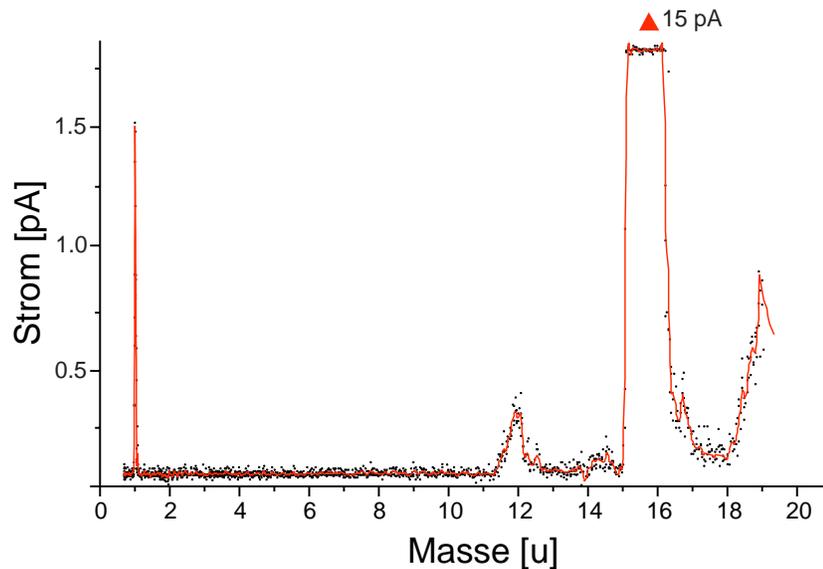


Abbildung 4.2: Eine der ersten Messungen des Ionenstroms vs. Masse. Deutlich erkennt man vier Peaks bei den Massen 1, 12, 16 und 19. Die Messung erfolgte ohne Gaseinlaß.

Daraus erhält man:

$$m = \frac{|\vec{B}|^2 \cdot r^2 \cdot q}{2U} \quad (4.1)$$

Man erkennt in Diagramm 4.2 vier deutliche Peaks. Massen über 19 traten auch in anderen Messungen nicht auf, weshalb auf eine Darstellung der Diagramme hier verzichtet wird. Die Stromrichtung der MCP erfolgte mit einer Messung mit Cup 1 am $^{16}\text{O}^-$ -Peak, für den 15 pA gemessen wurden.

Masse	Element	Strom/pA
1	H	1.5
12	C	0.4
16	O	15
19	F	0.9

Die Herkunft der nachgewiesenen, negativen Ionen kann wie folgt erklärt werden:

- Fluor

Zwischen den Extraktionselektroden 1 und 2 befindet sich ein Isolierring aus Teflon. Teflon ist der Handelsname für Polytetrafluorethylen (PTFE). Da beim Betrieb der Wolframwendel der Kegel eine Temperatur von ca. 450 K erreicht, diffundiert leicht Fluor bzw. fluorhaltige Moleküle aus dem Teflonring aus. Durch die hohe Elektronenaffinität erwartet man eine hohe Ausbeute an negativen Ionen, d.h. auch geringe Mengen Fluor geben bereits

hohe negative Ionenströme. Der Teflonring wurde später durch Keramik ersetzt.

- Sauerstoff
Die Herkunft dieser großen Menge Sauerstoff war auf ein temperaturbeständiges, silikonisiertes Kabel zurückzuführen, das den Strom zur Wolframwendel leitet. Am Kontakt zur Wendel, wenige cm von der Oberfläche des Diamant entfernt, herrscht eine Temperatur von ca. 250°C. Obwohl der Kunststoff keine äußere Beschädigung zeigt, scheinen große Mengen Sauerstoff auszutreten. Der Verdacht wurde nach dem Austausch des Kabels durch eine Keramikisolierung bestätigt.
- Kohlenstoff
Der Kohlenstoff könnte darauf hinweisen, daß der Diamant unter Elektronenbeschuß degeneriert, was aber unwahrscheinlich ist. Viel Wahrscheinlicher ist eine Kontamination des Vakuums durch Pumpenöl aus den Drehschieberpumpen und den ebenfalls ölgeschmierten Turbomolekularpumpen. Nachdem die große Turbomolekularpumpe durch ein magnetgelagertes, ölfreies Exemplar mit ölfreier Vorpumpe ausgetauscht wurde, verringerte sich auch der Kohlenstoffpeak.
- Wasserstoff
Wasserstoff ist in vielen Verbindungen enthalten, vor allem auch in Wasserdampf. Dazu kommt, daß das Saugvermögen der Turbomolekularpumpe für Wasserstoff gering ist. Eine genaue Lokalisierung der Ursache gelang nicht. Um zu Unterscheiden, welche Effekte vom Restgas und welche vom eingelassenen Wasserstoff herrühren, wurde im weiteren Verlauf ausschließlich mit Deuterium experimentiert.

Der Erfolg der Maßnahmen zur Verbesserung des Vakuums wird in einem weiteren Spektrum sichtbar, das gegen Ende der Arbeit, wiederum ohne Wasserstoffzugabe im Restgas, aufgenommen wurde (Abb. 4.3). Nach mehrmonatigem Pumpen verbesserte sich das Vakuum auf folgende Werte: $4 \cdot 10^{-7}$ mbar im Strahlrohr, $9 \cdot 10^{-7}$ mbar im Kegellinneren und $8 \cdot 10^{-7}$ mbar im äußeren Volumen.

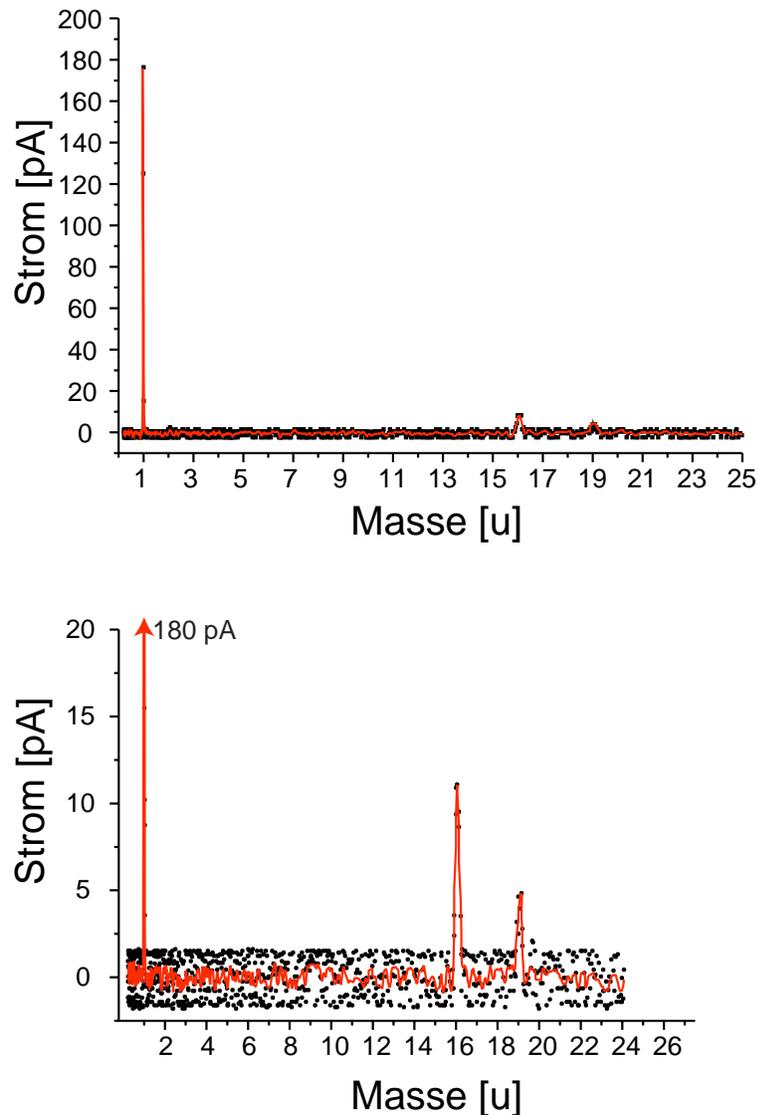


Abbildung 4.3: Neg. Ionenstrom vs. Masse nach der Verbesserung der Vakuumbedingungen. Für die untere Darstellung wurde die selbe Messung mit kleinerem Meßbereich wiederholt.

Die Kontamination mit Fluor und Sauerstoff sind wesentlich verringert. Obwohl der Totaldruck nur geringfügig gesunken ist, ist die Desorption anderer Ionen als Wasserstoff erheblich zurückgegangen. Der immernoch vorhandene Peak mit Masse 16 (Sauerstoff) ist vermutlich auf einen Restdruck Wasserdampf zurückzuführen, da die Quelle im derzeitigen Design nicht ausheizbar ist. Da aber der Ionenstrom um zwei Größenordnungen angestiegen ist, wurde gezeigt, daß eine Verbesserung des Vakuums sinnvoll ist. Weitere Verbesserungen werden in Zukunft angestrebt.

4.3 Gezielte Untersuchungen zur Desorption von negativem Wasserstoff

Da in ersten Versuchen nur Wasserstoffströme bis zu 200 pA zu erzielen waren, sollten Desorptions- und Wiederbedeckungsraten sowie das Angebot an atomarem Wasserstoff, der durch die Wolframwendel bereitgestellt wird, gemessen werden. Da die Desorption relativ großer Ströme negativer Wasserstoffionen (H^-) aus dem Restgas nicht zu unterbinden war, konnte nicht unterschieden werden, welche Effekte vom eingelassenen Wasserstoff und welche Effekte auf dem Restgas des Aufbaus beruhen. Dies ist aber notwendig, um gezielte Fragestellungen zu bearbeiten. Deshalb wurde im weiteren Verlauf mit Deuterium experimentiert. Die nachfolgenden Spektren zeigen, daß damit eine Unterscheidung der Effekte möglich ist. Verwendet wurde für die nachstehenden Messungen ein bordotierter Diamant mit (111)-Oberfläche.

Der Kristall wurde im Restgas ($3.5 \cdot 10^{-6}$ mbar) mit 14 keV Elektronen beschossen. Der abfließende Strom betrug $44 \mu\text{A}$. Wie erwartet, zeigt sich kein Peak bei der Masse 2 (Abb. 4.4). Dies bedeutet insbesondere, daß keine H_2^- -Moleküle an der Oberfläche entstehen.

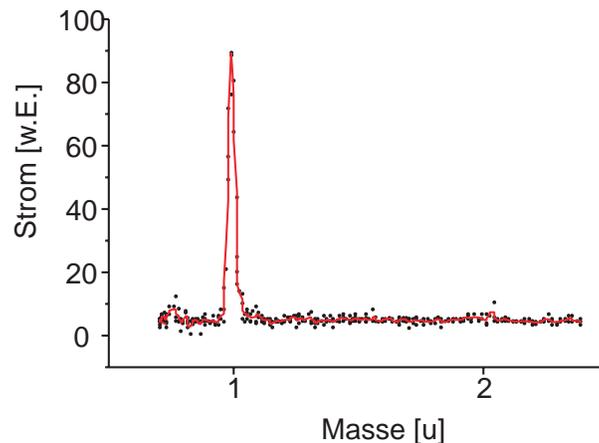
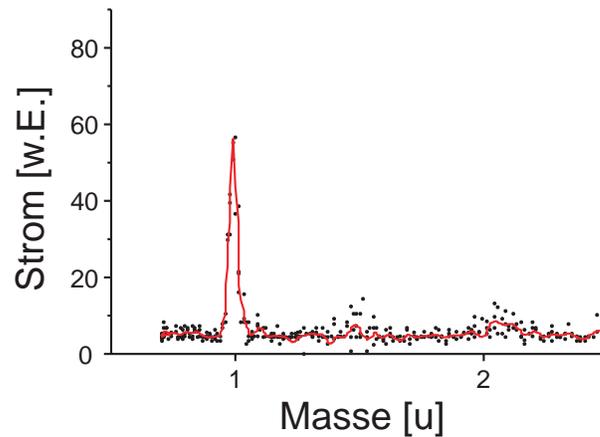


Abbildung 4.4: Ionenausbeute nach der Bedeckung im Restgas

Beim Einlaß von D_2 bis $8 \cdot 10^{-5}$ mbar ändert sich daran nichts (Abb. 4.5). Wie bereits vorher ausgeführt, ist es zur Bedeckung der Oberfläche mit Wasserstoff erforderlich, diesen atomar anzubieten.

Abbildung 4.5: Ionenausbeute nach der Bedeckung mit D_2

Mit dem Heizen der Wendel auf ca. 2300 K ist ein Angebot an atomarem Deuterium vorhanden. Damit verbunden ist auch ein Strom negativer Deuteriumionen (Abb. 4.6).

Die Messungen zeigen zum einen, daß keine negativen Ionen mit der Masse zwei aus dem Restgas entstehen. Somit kann bei der Verwendung von Deuterium sicher unterschieden werden, welche Effekte auf dem Gaseinlaß beruhen. Zum Anderen wurde bewiesen, da die Adsorption von Deuterium nicht mit molekularem Deuterium möglich ist, daß die eingebaute Wolframwendel die Dissoziation von D_2 ermöglicht.

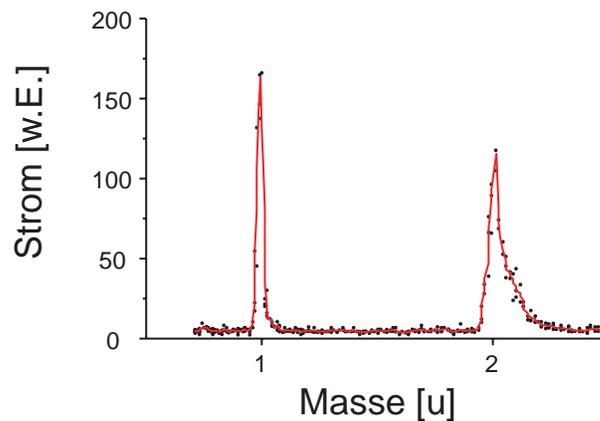


Abbildung 4.6: Ionenausbeute nach der Bedeckung mit D

4.3.1 Untersuchung der Ausbeute an atomarem Wasserstoff

Die Bereitstellung von atomarem Wasserstoff durch eine heiße Wolfram- oder Tantaloberfläche ist ein gängiges Verfahren. Im vorhergehenden Kapitel wurde bereits gezeigt, daß auch im vorliegenden Fall die Dissoziation erfolgreich ist. Dennoch stellt sich die Frage wie effektiv die hier verwendete Wendel arbeitet. Literaturangaben weisen Dissoziationsgrade nahe bei 100 % aus. Allerdings ist die zur Verfügung stehende Fläche üblicherweise erheblich größer als im vorliegenden Fall, indem nur wenige mm² Fläche zur Verfügung stehen. Die Ausbeute an atomarem Wasserstoff konnte mit einer einfachen Messung überprüft werden. Das Target wurde 15 mm zurückgezogen und der Elektronenstrahl an der Extraktionselektrode vorbei in den Cup 2 gefädelt (siehe Abb. 3.4 und 4.9). Die Hochspannung und das Magnetfeld wurden umgepolt, so daß positive Ionen aus der Gasphase im Cup 1 hinter dem 90°-Magnet nachgewiesen werden konnten. Der Magnet wurde auf Masse 4 eingestellt. Nach dem Einlass von Deuterium bei $1 \cdot 10^{-4}$ mbar wurde am Cup1 ein Strom von 560 pA D_2^+ nachgewiesen. Mit dem Einschalten der Wendel verringert sich der Partialdruck an D_2 , wobei der von D_1 zwangsläufig ansteigt. Durch den hohen Untergrund an H_2 aus dem Restgas konnte dieser jedoch nicht quantifiziert werden. Der Dissoziationsgrad D wurde deshalb bei konstantem Elektronenstrom und Gaseinlass aus der Abnahme des D_2^+ -Ionenstroms bestimmt:

$$D = 1 - \frac{I_{D_2^+}(I_W)}{I_{D_2^+}(0)} \quad (4.2)$$

Im Diagramm 4.7 wurde der Ionenstrom zeitabhängig gemessen und der Heizstrom der Wendel I_W schrittweise erhöht.

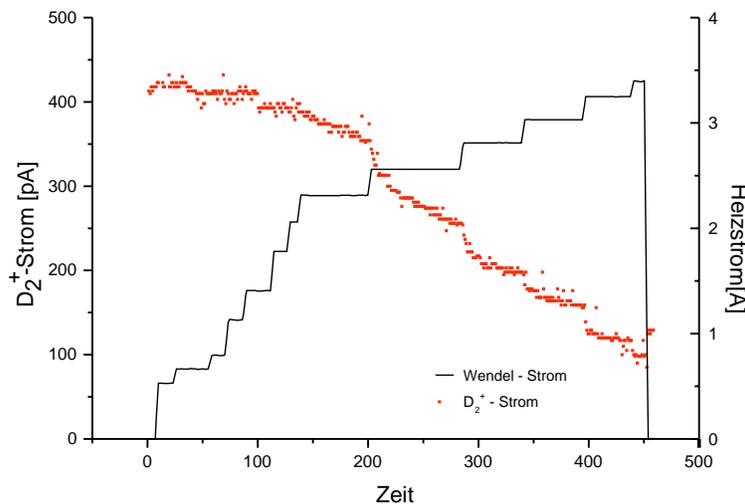


Abbildung 4.7: Messung von Heizstrom der Wendel und D_2^+ -Strom gegen die Zeit

Man erkennt, dass der Einfluß der Wendel unterhalb einer Schwelle von 2 A sehr gering ist. Bei höheren Temperaturen stellt sich das Gleichgewicht erst nach einiger Zeit ein, die vermutlich durch die Abspumpzeit des Testvolumens bestimmt ist. Aus den Meßwerten kann man für jeden Heizstrom den minimalen Ionenstrom ablesen und den zugehörigen Dissoziationsgrad bestimmen. Aus der Stromkurve in Abb. 3.5 kann die Wendeltemperatur bestimmt werden. In Abb. 4.8 wurden dann Temperatur und Dissoziationsgrad gegeneinander aufgetragen. Ferner wurde die theoretisch aus dem Massenwirkungsgesetz erwartete Kurve eingezeichnet [18]. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung der experimentellen Daten mit der Theorie.

Um die Lebensdauer der Wendel zu verlängern, wurde diese meist mit 3.2 A betrieben, was einem Dissoziationsgrad von ca. 70 % entspricht.

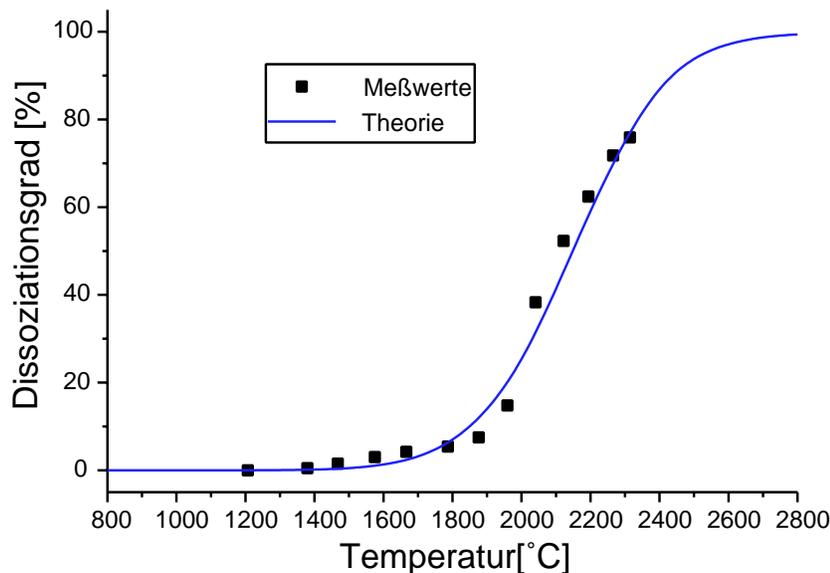


Abbildung 4.8: Dissoziationsgrad von D_2 zu D_1 gegen die Temperatur der Wendel. Eingezeichnet ist ferner die aus dem Massenwirkungsgesetz erwartete Temperatur.

Eine absolute Bestimmung des D_2 - bzw. D_1 -Druckes ist mit vielen Unsicherheiten behaftet, da viele Größen nur unzulänglich bekannt sind:

- Das Extraktionslänge l ; d.h. bis zu welcher Entfernung vor der Extraktionslinse wird ein entstehendes Ion noch zuverlässig ins Strahlrohr extrahiert.
- Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $D_2 + e^- \rightarrow D_2^+ + 2e^-$. Dieser kann nach Gl. 3.5 nur grob berechnet werden.

Dennoch wurde versucht den Partialdruck abzuschätzen:

Als Extraktionsvolumen wurde der geometrische Schattenraum hinter der Ex-

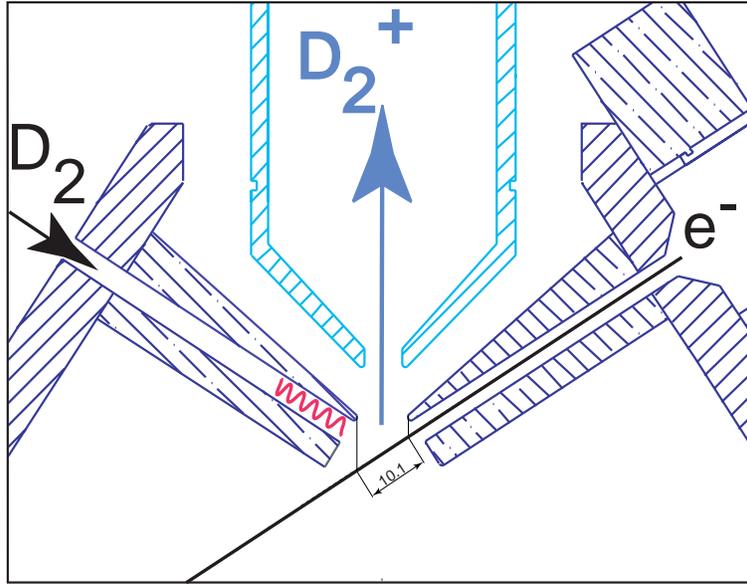


Abbildung 4.9: Extraktionselektroden mit Elektronenstrahl und Heizwendel (Vergrößerung aus Abb. 3.4)

traktionslinse angenommen, was einer Extraktionslänge von 10.1 mm entspricht (Abb. 4.9).

Der berechnete Wirkungsquerschnitt σ liegt bei $1.4 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$. Mit den Meßwerten Ionenstrom $I_{D_2^+} = 508 \text{ pA}$ und Elektronenstrom $I_{e^-} = 90 \text{ }\mu\text{A}$ folgt dann aus:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot \frac{N}{A} \cdot I_{e^-} = I_{D_2^+} \quad (4.3)$$

die Massenbelegung $\frac{N}{A}$. Aus der Massenbelegung erhält man leicht den Druck:

$$p = \frac{N}{V} \cdot k \cdot T = \frac{N}{A \cdot l} \cdot k \cdot T \quad (4.4)$$

Bei $T = 300 \text{ K}$ errechnet sich ein Druck von $1.7 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$. Am Druckaufnehmer, der etwa 8 cm vom Gaseinlass entfernt ist, wurden ebenfalls $1.6 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ Wasserstoff gemessen. Die beiden Werte stimmen demnach unerwartet gut überein.

Die Restgasanalyse in der Quelle ist prinzipiell durch variieren des Magnetfeldes möglich. Durch die geringe Massenbelegung ist allerdings die Ausbeute positiver Ionen aus der Gasphase gering und deshalb die Messung mit einem Faradaycup nicht möglich. Die früher bereits verwendete Microchannelplate stand zu diesem Zeitpunkt nicht mehr zur Verfügung. Es ist jedoch in Zukunft geplant auch eine Restgasanalyse durchzuführen.

4.3.2 Desorption von negativen Deuteriumionen

Die Desorption von negativem Deuteriumionen von einer (100)-orientierten Diamantoberfläche wurde untersucht. Dazu wurde das Magnetfeld festgehalten und der Strom negativer Ionen mit Masse 2 zeitabhängig gemessen. In der in Abb. 4.10 dargestellten Messung wurde der Kristall zunächst mit einem Elektronenstrom von $100 \mu\text{A}$ bei 9 keV über 60 min gereinigt. Im Anschluß wurde die Oberfläche 10 min deuteriert, indem ein Deuteriumdruck von $1.0 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ eingelassen und die Wolframwendel mit 3.2 A auf 2500 K geheizt wurde. Die Desorption erfolgte mit $40 \pm 2 \mu\text{A}$ Elektronen bei gleicher Energie im Restgas bei $1.2 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$.

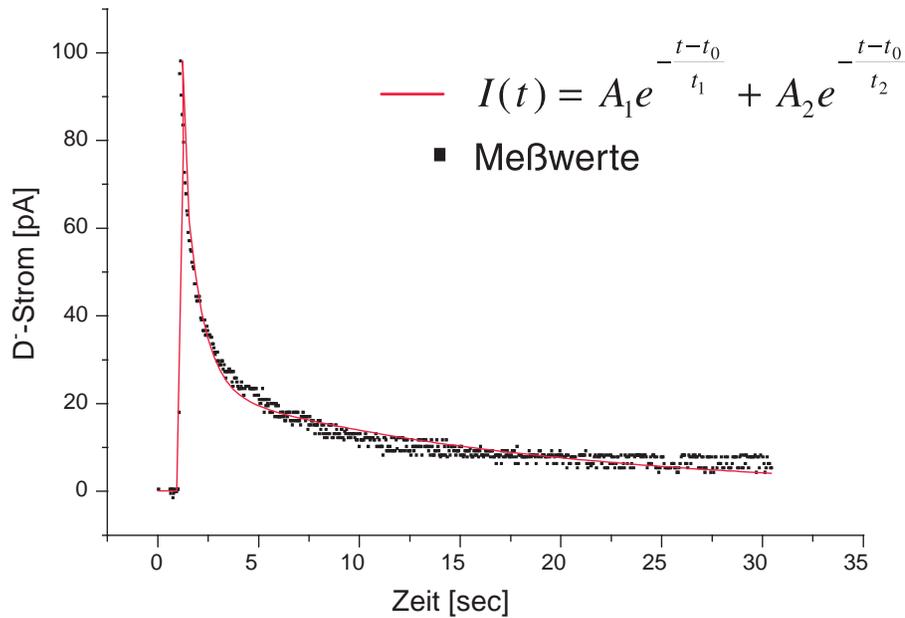


Abbildung 4.10: Desorption von Deuterium im Restgas, d.h. es ist keine Wiederbedeckung möglich, mit $40 \mu\text{A}$ Elektronen bei 9 keV

Als theoretische Modellfunktion würde man nach Kap. 3.1.2 einen exponentiellen Abfall erwarten. Die Anpassung an die experimentellen Daten gelingt mit einem exponentiellen Abfall jedoch nicht, wie aus einem $\log_{10}(I(t))$ vs. t - Plot leicht zu sehen ist. Deshalb wurden zwei e-Funktionen überlagert; die Funktion lautet dann:

$$I(t) = A_1 \cdot e^{-t/t_1} + A_2 \cdot e^{-t/t_2} \quad (4.5)$$

Damit gelingt die Anpassung deutlich besser, allerdings bestehen gerade im Übergangsbereich noch deutliche Abweichungen. Dieses Verhalten läßt zweierlei Interpretation zu:

- Physikalisch bedeutet eine zweite Exponentialfunktion einen zweiten Wirkungsquerschnitt und damit einen zweiten Bindungszustand. Aus der Lite-

ratur sind auch tatsächlich zwei verschiedene Bindungszustände des Wasserstoff auf der (100)-Diamantoberfläche bekannt [21].

- Der Effekt der verlangsamten Desorption bei niedriger Bedeckung könnte aber auch durch eine Inhomogenität der Stromdichte des Elektronenstrahls begründet sein. Solche Effekte wurden auch schon bei der Ionenausbeute unter Schwerionenbeschuß beobachtet [38].

Welcher der beiden möglichen Effekte zutreffend ist, konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht geklärt werden. Einerseits gelang die Präparation einer sauberen Diamantoberfläche in der vorhandenen Vakuumkammer nicht (siehe auch Kap. 4.3.5), so daß nicht bekannt ist, welche elektronischen Zustände die Probe aufweist. Das genaue Strahlprofil der Elektronenkanone ist ebenfalls nicht bekannt.

4.3.3 Wiederbedeckungsraten

Wenn während der Desorption gleichzeitig die Möglichkeit zur Adsorption von Wasserstoff besteht, bildet sich ein Gleichgewicht zwischen desorbierten und adsorbierten Ionen (Kap. 3.1.2). Um dies zu überprüfen, wurde das vorstehende Experiment wiederholt, jedoch wurde die Deuteriumzufuhr während der Desorption aufrecht erhalten. Der Totaldruck betrug während der Desorption $2 \cdot 10^{-4}$ mbar.

Als Modellfunktion wurde ein exponentieller Abfall des Stromes auf Grund der ESD und ein exponentieller Anstieg der Bedeckung durch das Angebot von Wasserstoff gewählt:

$$I(t) = A_1 \cdot e^{-t/t_1} + A_2 \cdot (1 - e^{-t/t_3}) \quad (4.6)$$

Wie in Abb. 4.11 gezeigt, lassen sich die Daten mit diesem Modell gut anpassen. Nach dem Einschalten steigt der Strom wie im ersten Fall schnell auf Werte um 100 pA an. Daran schließt sich ein schneller Abfall an. Allerdings fällt der Strom nicht so tief wie in der oben dargestellten Messung, sondern es bildet sich ein Gleichgewicht zwischen Ad- und Desorbierten Teilchen aus. Der Gleichgewichtsstrom liegt bei etwa 30 pA, also am unteren Ende des schnellen Abfalls aus der oben diskutierten Messung. Dies deutet darauf hin, daß die Wiederbedeckung mit Deuterium nur sehr unzureichend möglich ist. Die Zeitkonstante für die Wiederbedeckung beträgt $t_3 = 94.48$ s, wogegen die Desorption mit einer Zeitkonstanten von $t_1 = 0.906$ s stattfindet.

4.3.4 Wirkungsquerschnitte

Nach Kap. 3.1.2 kann aus der Zeitkonstante der I/t - Kurve der Wirkungsquerschnitt für die Desorption gewonnen werden.

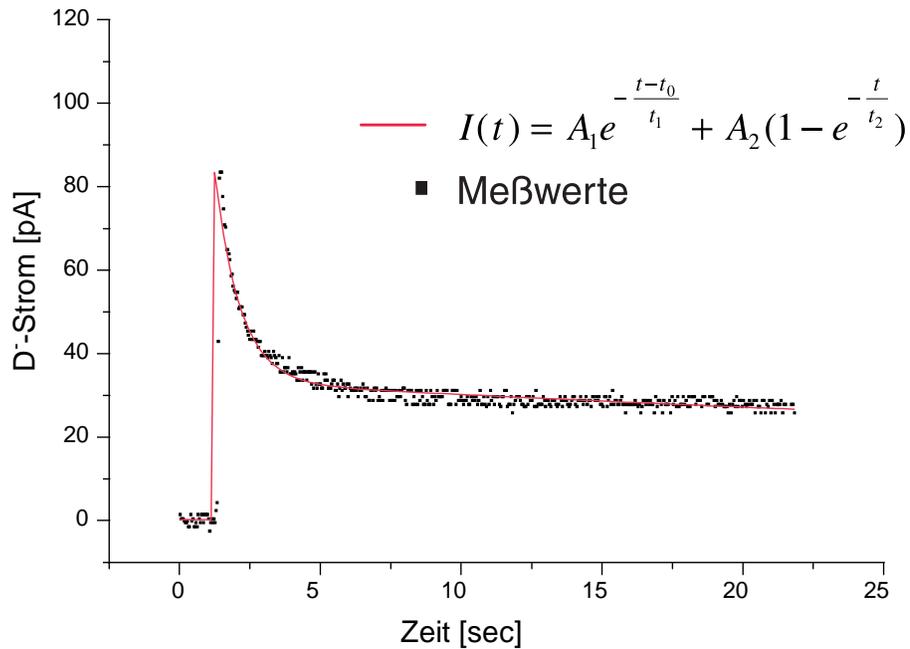


Abbildung 4.11: Desorption in D-Atmosphäre, so daß während der Desorption Wiederbedeckung auftritt. Es bildet sich im Gleichgewicht ein Ionenstrom von etwa 30 pA aus.

Die Zeitkonstante der Desorption t_1 aus der in Abb. 4.11 dargestellten Messung beträgt 0.906 ± 0.058 s. Einsetzen der Zeitkonstanten in Gl. 3.3 und Auflösen nach σ ergibt:

$$\sigma = \frac{e \cdot A}{t_1 \cdot I_e} \quad (4.7)$$

Die Fläche des Elektronenstrahles ist leider nicht genau bekannt, es wurde 1 mm^2 angenommen. Nach Einsetzen der Zahlenwerte erhält man:

$$\sigma = 3.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$$

Dieser Wert liegt zwei Größenordnung über dem üblichen Wert für ESD-Experimente [39]. Erklärbar ist dieser Wert auf verschiedene Weise:

- schwachgebundener, physisorbierter Wasserstoff auf einer Adsorbatschicht
- ein sehr effizienter, resonanter Elektronenübergang vom Adsorbat in die Oberflächenzustände
- hohes Angebot an Sekundärelektronen, welches durch die große Einschußenergie verursacht wird

Die Zeitkonstanten aus dem ersten Experiment (Abb. 4.10) wurden wie folgt bestimmt:

$$\begin{aligned} t_1 &= 0.860 \pm 0.0205 \text{ s} \\ t_2 &= 16.52 \pm 0.378 \text{ s} \end{aligned}$$

Die Zeitkonstante t_1 stimmt in beiden Experimenten gut überein. Dies bedeutet, das Deuterium liegt im selben Bindungszustand vor. Der zweite Abfall kann, wie bereits ausgeführt wurde, nicht eindeutig interpretiert werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Zeitkonstante t_2 ergab sich zu:

$$\sigma = 8.2 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$$

Dies liegt in der üblichen Größenordnung für ESD-Experimente. Aufgrund der groben Abschätzung der einfallenden Stromdichte wurde auf eine genaue Fehlerrechnung verzichtet.

4.3.5 Absolute Deuteriumbelegung

Aufgrund der geringen Ionenströme sollte untersucht werden, welche Menge atomaren Wasserstoffs mit der beschriebenen Methode auf der Oberfläche zu adsorbieren ist. Dazu wurden einige ERD-Messungen am Garching Tandembeschleuniger durchgeführt (Abb. 4.12). Ferner wurde vermutet, daß weiterhin störende Kontaminationen auf der Diamantoberfläche vorhanden sind, diese sind mit ERD ebenfalls leicht nachweisbar.

Die Probe aus Abb. 4.12 wurde wie in Kap. 4.3.2 beschrieben über 60 min mit dem Elektronenstrahl gereinigt und dann 15 Minuten deuteriert. Dann folgte der Transfer an Luft in die Targetkammer des Q3D-Magnetspektrograph, wo die Probe wenige Minuten später wieder eingebaut wurde. Wasserstoff- und Deuteriumanalytik wird auf diese Weise schon länger betrieben, wobei Diamantproben auch nach Monaten an Luft keine Schädigung zeigen und kein Austausch von Deuterium mit Wasserstoff stattfindet. Die ERD-Analyse erfolgte mit einem Primärstrahl von 80 MeV ^{197}Au .

An der Oberfläche erkennt man 10 at.% Deuterium. Der Oberflächenpeak ist durch Rauigkeiten der Probe nicht sehr ausgeprägt und zu größeren Tiefen ausgeschmiert. Ferner ist der Wasserstoff an der Oberfläche stark zurückgegangen und durch Deuterium substituiert. Erst tiefer im Bulk wird der Wasserstoff wieder dominant. Neben Deuterium finden sich weitere Elemente in der Probe: Auffällig sind vor allem Silizium, Stickstoff und Sauerstoff. Diese Elemente finden sich nicht in vergleichbarer Menge in Diamanten, mit denen nicht im vorliegenden Aufbau experimentiert wurde. Bemerkenswert ist ferner, daß auch Diamantproben, die nur für 30 - 60 Minuten in der Ionenquelle eingesetzt waren ähnliche ERD-Spektren zeigen. Die Deposition der Verunreinigungen geht also sehr schnell. Eine Erklärung wäre wiederum die Ionisierung des Restgases in

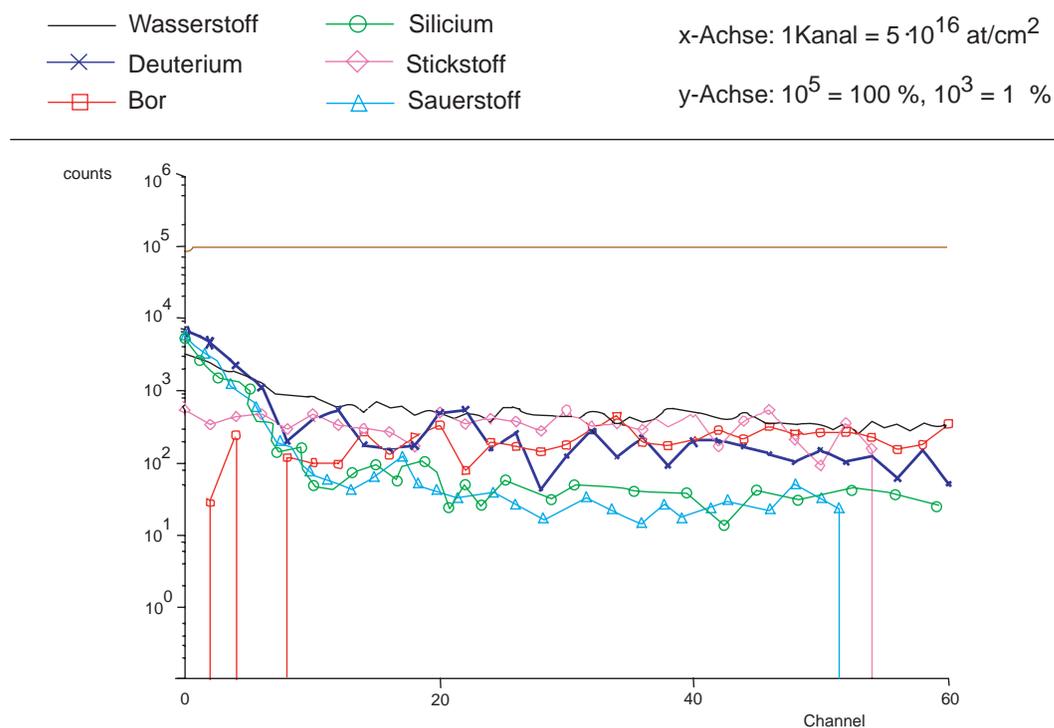


Abbildung 4.12: ERD-Analyse des in Kap. 4.3.2 beschriebenen Diamant

unmittelbarer Nähe vor der Probe. Da der Kristall auf negativer Hochspannung liegt, würden positive Ionen aus der Gasphase mit einigen kV beschleunigt auf die Oberfläche treffen.

Um die Gesamtbelegung der Oberfläche mit Deuterium zu ermitteln, wurde über die Kurve aus Abb. 4.12 integriert. Man erhält daraus eine Belegung von:

$$N_D = 1.6 \cdot 10^{16} \frac{\text{at.}}{\text{cm}^2}$$

Dies entspricht auf der Diamantoberfläche einer Bedeckung mit 10 Monolagen. Eine derart große Menge Wasserstoff läßt sich auf einem sauberen Diamant aber nicht abscheiden. Dies läßt den Schluß zu, daß im vorliegenden Fall die negativen Ionen nicht von der Diamantoberfläche desorbiert werden, sondern von einer Adsorbatschicht aus Verunreinigungen. Das bedeutet insbesondere, daß derzeit keine Aussagen gemacht werden können, welche elektronischen Zustände des Diamant an der Desorption beteiligt sind. Dazu muß die Kontamination des Kristalls deutlich reduziert werden.

4.3.6 Effizienz der Desorption

Mit den Zahlenwerten aus den vorherigen Kapiteln kann man nun die Effizienz der Desorption angeben.

Die Gesamtausbeute negativer Deuteriumionen kann man aus der Messung in Kap. 4.3.2 erhalten, bei der die Probe einmalig mit Deuterium bedeckt und dann, ohne Deuteriumzugabe, der Ionenstrom über die Zeit gemessen wurde (Abb. 4.10). Aus den Meßwerten erhält man durch Integration des Stromes über die Zeit die Gesamtzahl der negativen Ionen, die vom Strahlfleck desorbiert wurde. Die Integration ergibt:

$$\int I(t) dt = 393.7 \text{ pAs}$$

Die Strahlfleckgröße wurde wiederum zu 1 mm^2 abgeschätzt. Dann ergibt sich für die Gesamtzahl der Ionen:

$$N_{D^-} = 2.5 \cdot 10^9 \frac{\text{at.}}{\text{mm}^2}$$

Der Anteil der negativ desorbierten Wasserstoffionen ergibt sich mit der aus der ERD-Messung bestimmten Gesamtmenge von Deuterium auf der Diamantoberfläche zu:

$$\frac{N_{D^-}}{N_D} = \frac{2.5 \cdot 10^9 \frac{\text{at.}}{\text{mm}^2}}{1.6 \cdot 10^{16} \frac{\text{at.}}{\text{cm}^2}} = 1.6 \cdot 10^{-5}$$

Diese Zahlen belegen, daß der weitaus größte Teil der Adsorbate neutral oder positiv emittiert wird und nur ein geringer Teil als negative Ionen zur Verfügung steht. Dieses geringe Verhältnis bietet also noch Spielraum für Verbesserungen.

Ebenso verhält es sich mit der Effizienz bezogen auf die Elektronen im Leitungsband. Die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares im Diamant beträgt 13 eV. Das bedeutet, daß ein einfallender Elektronenstrom von $45 \mu\text{A}$ bei 9 keV $2 \cdot 10^{17} \frac{e^-}{\text{s}}$ im Leitungsband generiert. Bezogen auf den gemessenen Deuteriumstrom von 100 pA ergibt sich eine Effizienz von

$$\frac{N_{D^-}}{N_{e^-}} = \frac{6.2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}}{1.9 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}} = 3.2 \cdot 10^{-9}$$

Wiederum gilt, daß die meisten Elektronen entweder nicht an der Oberfläche zur Verfügung stehen, da sie vorher rekombinieren oder aber als freie Elektronen emittiert werden.

Für die Rekombination spricht das intensive Leuchten des Diamanten, das bei Auftreffen des Elektronenstrahles sichtbar wird. Die Eindringtiefe der hochenergetischen Elektronen beträgt ca. $1 \mu\text{m}$. Dies ist größer als die Driftlänge der Elektronen im Leitungsband der verwendeten Diamantproben. Somit stehen diejenigen Elektronen, die im Bulkmaterial generiert werden, nicht mehr an der Oberfläche zur Verfügung. Dieser Anteil könnte durch eine niedrigere Einschußenergie minimiert werden. Eine kleinere Elektronenenergie ist aber im vorliegenden Fall nicht trivial zu erreichen, da gleichzeitig negative Ionen extrahiert werden sollen. Dies erfordert ein völlig neues Design der Extraktionsfelder. Alternativ bietet sich die Anregung durch einen UV-Laser an. Photonen mit einer

Wellenlänge von 193 nm, wie sie ein vorhandener Excimer-Laser liefert, haben nur eine geringe Eindringtiefe. Somit haben die dadurch generierten Elektronen eine hohe Wahrscheinlichkeit in ihrer Lebensdauer an die Oberfläche zu driften.

Negative Elektronenaffinität ist eine Eigenschaft der Wasserstoff bedeckten Oberfläche. Nach den Ergebnissen der ERD-Analysen muß man demnach fragen, ob ein Diamant mit einer derartig verunreinigten Oberfläche noch NEA zeigt. Ein Verschwinden der NEA hätte ein erheblich verringertes Elektronenangebot an der Oberfläche zur Folge und damit auch eine geringere Wahrscheinlichkeit für die Bildung negativer Ionen. In Kürze soll ein verwendeter Diamant mit *angle resolved ultraviolet photon spektroskopie* untersucht werden, um festzustellen, ob die Oberfläche noch typische Diamanteigenschaften wie z.B. NEA zeigt.

Kapitel 5

Ausblick

In der vorliegenden Arbeit konnte erstmals die Desorption negativer Ionen von Diamantoberflächen unter Elektronenbeschuss nachgewiesen werden. Die gemessenen Ströme betragen bis zu 200 pA D^- und zeitgleich ebensoviel H^- . Dies sind zum einen zwei Größenordnungen mehr als üblicherweise in ESD-Experimenten in der Oberflächenphysik gemessen werden, andererseits aber noch zu wenig um damit eine Ionenquelle zu betreiben. Nachfolgend wird die Brillianz der neuen Quelle mit Gl. 2.5 abgeschätzt. Die Temperatur T des Diamanten und damit der Ionen betrug typischerweise 500°C . Bei 17 keV Beschleunigungsspannung errechnet sich daraus ein Emittanzwinkel α von

$$\tan \alpha = \sqrt{\frac{\frac{1}{2}kT}{e \cdot U}} = 1.39 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$$

Mit einem Strahlquerschnitt von 1 mm^2 ergibt sich die transversale Emittanz ϵ_T zu

$$\epsilon_T = 1 \text{ mm}^2 \cdot (1.39 \text{ mrad})^2 \cdot 0.017 \text{ MeV} = 3.33 \cdot 10^{-2} \text{ mm}^2\text{mrad}^2\text{MeV}$$

Mit einem maximalen Ionenstrom von 200pA errechnet sich die Brillianz:

$$B = 6.0 \cdot 10^{-9} \frac{\text{A}}{\text{mm}^2\text{mrad}^2\text{MeV}}$$

Der Vergleich mit der benötigten Brillianz im Target (siehe Kap. 2.2) ergibt eine notwendige Verbesserung um einen Faktor 200.

Bemerkenswert ist, daß der gleiche Ionenstrom Wasserstoff aus dem Restgas bei ungleich niedrigerem Partialdruck desorbiert wird. Es muß also ein erheblich effizienterer Mechanismus existieren als durch das Angebot von atomarem Deuterium induziert. Mögliche Moleküle des Restgases, die diesen Effekt auslösen, sind Wasserdampf oder Kohlenwasserstoffe. Eine Restgasanalyse wird hier Aufschluß geben.

Es konnte gezeigt werden, daß eine Verringerung störender Kontaminationen des Vakuums eine deutliche Vergrößerung des erzielten Ionenstroms bewirkt. Allerdings besteht immer noch eine erhebliche Kontamination der Oberflächen, die aus reaktiven Komponenten des Restgases entsteht. Dies zeigen vor allem die ERD-Analysen. Es wird also eine weitere Verbesserung der Vakuumbedingungen nötig sein. Dies bezieht sich nicht auf den erreichbaren Totaldruck, sondern lediglich auf eine Verringerung der störenden Kontaminationen. Ein Restdruck von Wasserstoff, der üblicherweise den Enddruck in UHV-Kammern begrenzt, ist im vorliegenden Fall nicht störend.

Die Präparation einer sauberen Oberfläche wird außerdem erlauben, die Elektronen stimulierte Desorption negativer Wasserstoffionen genauer zu studieren. Außerdem wird die Aufrechterhaltung bzw. Verstärkung der negativen Elektronenaffinität erreicht und somit das Angebot an freien Elektronen an der Oberfläche vergrößert, was für die Bildung negativer Ionen evtl. vorteilhaft ist.

Demselben Ziel gilt die oberflächennahe Generierung der Elektronen im Leitungsband um die Rekombination zu vermindern. Wie vorstehend ausgeführt, bietet sich dazu ein UV-Laser an. Durch unterschiedliche Frequenzen könnten nochmals detaillierter die Desorptionsprozesse und die beteiligten elektronischen Zustände untersucht werden.

Ein völlig neuer Ansatz zum Bau einer Ionenquelle kleiner Emittanz für negativen Wasserstoff, der sich während der Arbeit ergeben hat, ist die Verwendung von Natriumhydrid als Targetmaterial [13]. Die günstigen Eigenschaften beruhen auf zwei Tatsachen:

- Das Material enthält wesentlich mehr Wasserstoff als eine Diamantprobe, an der nur die Oberfläche zur Desorption zur Verfügung steht. Das Angebot an Wasserstoff erfolgt direkt aus dem Target und nicht durch die begrenzte Stoßrate aus atomarem Wasserstoff mit relativ niedrigem Partialdruck.
- Natrium weist eine sehr geringe Elektronegativität auf, die ein hohes Angebot an freien Elektronen zur Verfügung stellt.
- Ab ca. 600 K zersetzt sich NaH. Dadurch gibt es sehr viel Wasserstoff ab, das Natrium wird an der Oberfläche abgeschieden und erniedrigt die Austrittsarbeit für Elektronen. Durch diesen Mechanismus ist die Ausbeute an H^- größer als an H^+

Mit einem sehr einfachen Aufbau konnten mit NaH bereits Ionenströme von 0.1 mA H^- desorbiert werden. Die Ionenausbeute (Ionen- zu Elektronenstrom) betrug dabei ca. 1% [13]. Die Realisierbarkeit dieses Prinzips wurde damit gezeigt, allerdings ist bisher keine auf diesem Prinzip basierende Ionenquelle vorgestellt worden. Ein Wechsel des Diamant- gegen ein NaH-Target ist einfach vorzunehmen und für die nächste Zeit geplant.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Hinderer et al., Nucl. Instr. Meth. B 130 (1997) 51.
- [2] Gerd Datzmann: Eine Multipollinse zur Fokussierung hochenergetischer Ionen. Diplomarbeit TU-München, April 1997.
- [3] G. Bench et al., Nucl. Instr. Meth. B 77 (1993) 53.
- [4] G.W. Grime, F. Watt, Principles and Application of High Energy Ion Microbeams. Adam Hilger, Bristol , 1987.
- [5] J.F.Ziegler et al., The stopping and range of Ions in solids, Vol 1. Pergamon, New York, 1985.
- [6] T. Butz u. G.J.F. Legge, Nucl. Instr. Meth. B 113 (1996) 317.
- [7] F. Watt et al., Nucl. Instr. Meth. B 50 (1991) 68.
- [8] M. Takai et al., Nucl. Instr. Meth. B 77 (1993) 8.
- [9] H. Poth, Physics Report 196, Nos. 3 & 4 (1990) 135.
- [10] National Electrostatics Corp. ; 7540 Graber Rd., PO Box 620310; Middleton, Wi 53562-0310 USA
- [11] F. Pászti et al., Nucl. Instr. Meth. B 54 (1991) 507.
- [12] Ian G. Brown, The Physics and Technology of Ion Sources. John Wiley & Sons Inc., New York 1989.
- [13] Chen Chia-erh, Zhao Weijiang, Proceedings of the 5th International Conference on Ion Sources. American Institute of Physics, New York 1994.
- [14] Biersack, J.P., Nucl. Instr. Meth. B 27 (1987) 21.
- [15] G. Wedler, Lehrbuch der physikalischen Chemie. VCH, Weinheim, New York, 1987³.
- [16] Thomas Peter, Energieverlust von Schwerionenstrahlen in dichten Plasmen. Bericht des MPI für Quantenoptik, Garching 1988.

- [17] Lamar H. Shaw, Kontinuierliche Elektronenstrahlanregung dichter Edelgase. Diplomarbeit TU-München, Feb. 1997.
- [18] D'Ans-Lax, Taschenbuch für Chemiker und Physiker. Springer Verlag, Berlin 1943.
- [19] Michael Rohwerder, Untersuchung zur Adsorption von Wasserstoff auf der Cu(110)-Oberfläche. Diplomarbeit Uni Hamburg, 1992.
- [20] B. B. Pate, Surf. Sci. 165 (1986) 83.
- [21] McGonial et al., J. Vac. Sci. Technol. A 14 (1996) 2308.
- [22] L. Diederich et al., Surface State Dispersion of hydrogenated and hydrogen-free (100) diamond surfaces determined by ARUPS. submitted to Phys. Rev. B.
- [23] L. Diederich et. al., Surf. Sci. 349 (1996) 176.
- [24] O.M. Küttel et. al., Surf. Sci. 337 (1995) L812.
- [25] J. Furthmüller et al., Phys. Rev. B 53 (1996) 7334.
- [26] Ando et al., Diamond Rel. Mater. 3 (1994) 975.
- [27] P. Hess, Thin Solid Films 241 (1994) 318.
- [28] van der Weide et al., Phys. Rev. B 50 (1994) 5803.
- [29] Hamza et al., Surf. Sci. 206 (1988) L833.
- [30] Liu Zhen Xiang, D. Lichtman, Surf. Sci. 114 (1982) 287.
- [31] Hill et.al.(ed.), DIET I. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1983.
- [32] W. Brenig, D. Menzel (ed.), DIET II. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1985.
- [33] Betz, Varga(ed.), DIET IV. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1990.
- [34] Burns, Stechel, Jennison(ed.), DIET V. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1993.
- [35] D. Ramaker, Mechanisms for excited neutral, negative and positive ion desorption from surfaces. in: Brenig, Menzel, DIET II, Springer 1985.
- [36] A.A. Radzig, B.M. Smirnov, Reference Data on Atoms, Molecules and Ions. Springer Verlag, Berlin Heidelberg 1985.

- [37] Thoms et al., Jour. of app. Phys. 75 (1994) 1804.
- [38] G. Dollinger, persönliche Mitteilung, 1998.
- [39] T.E. Madey, J.T. Yates, Jour. Vac. Sci. Technol. 8 (1971) 525.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung der Ionenoptik	6
1.2	Wasserstoffnachweis mittels koinzidenter Detektion von Target- und Projektilkern bei elastischer p-p-Streuung	9
2.1	Zur verwendeten Definition der Emittanz	12
2.2	Eindimensionaler, transversaler Phasenraum hinter dem 90°-Magnet und im Target, einmal mit Objektschlitz und einmal ohne	15
3.1	Schematische Darstellung der ESD. Der Festkörper wird mit Elektronen beschossen und dadurch anhaftende Adsorbate desorbiert.	18
3.2	Schematisches Bänderschema und berechnete Zustandsdichte der Oberfläche	22
3.3	Schematische Darstellung der Adsorption von Wasserstoff auf Diamant. Die freien Bindungen benachbarter Kohlenstoffatome bilden Dimere. Die Bindungsenergie eines Wasserstoffatoms auf Diamant beträgt ca. 1.5 eV. Der energetische Gewinn reicht daher nicht zur Dissoziation des Moleküls.	23
3.4	Querschnitt durch die neu aufgebaute Ionenquelle. Dargestellt sind ebenfalls die wichtigsten Komponenten der Hochspannungsversorgung	24
3.5	Temperatur der Wolframwendel in Abhängigkeit der aufgenommenen Leistung. Die Messung erfolgte frei in einer großen Vakuumkammer und eingebaut in der 4 mm Bohrung des Al-Kegels.	26
3.6	Äquipotentiallinien der Ionenquelle. Hier dargestellt sind die Potentiale, für die sich experimentell die größte Transmission ergab.	27
3.7	Strahlführung des Quellenteststandes im Beschleunigerlabor Garching	28
4.1	Strom der Monitorröhre vs. Zeit	32
4.2	Eine der ersten Messungen des Ionenstroms vs. Masse. Deutlich erkennt man vier Peaks bei den Massen 1, 12, 16 und 19. Die Messung erfolgte ohne Gaseinlaß.	33

4.3	Neg. Ionenstrom vs. Masse nach der Verbesserung der Vakuumbedingungen. Für die untere Darstellung wurde die selbe Messung mit kleinerem Meßbereich wiederholt.	35
4.4	Ionenausbeute nach der Bedeckung im Restgas	36
4.5	Ionenausbeute nach der Bedeckung mit D_2	37
4.6	Ionenausbeute nach der Bedeckung mit D	37
4.7	Messung von Heizstrom der Wendel und D_2^+ -Strom gegen die Zeit	38
4.8	Dissoziationsgrad von D_2 zu D_1 gegen die Temperatur der Wendel. Eingezeichnet ist ferner die aus dem Massenwirkungsgesetz erwartete Temperatur.	39
4.9	Extraktionselektroden mit Elektronenstrahl und Heizwendel (Vergrößerung aus Abb. 3.4)	40
4.10	Desorption von Deuterium im Restgas, d.h. es ist keine Wiederbedeckung möglich, mit $40 \mu A$ Elektronen bei 9 keV	41
4.11	Desorption in D-Atmosphäre, so daß während der Desorption Wiederbedeckung auftritt. Es bildet sich im Gleichgewicht ein Ionenstrom von etwa 30 pA aus.	43
4.12	ERD-Analyse des in Kap. 4.3.2 beschriebenen Diamant	45

Danksagung

Bei Herrn Prof. H.-J. Körner möchte ich mich sehr für die freundliche Aufnahme am Lehrstuhl E12 bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. G. Dollinger für die engagierte und freundschaftliche Betreuung sowie die zahlreichen fruchtbaren Diskussionen.

Bedanken möchte ich mich auch sehr bei R. Lang und M. Klöckner aus der institutseigenen Werkstatt, sowie F. Haftlmaier aus der Werkstatt des Beschleunigerlabors für die prompte und präzise Fertigung der mechanischen Teile.

Ganz besonderer Dank gilt Herrn W. Carli für die ungezählten großen und kleinen Hilfen im Quellenlabor.

Außerdem möchte ich mich besonders bei Herrn N. Franz von der Elektronik-Werkstatt für die professionelle Fertigung der Hochspannungsversorgung der Elektronenquelle bedanken.

Schließlich möchte ich mich bei allen weiteren Mitarbeitern von E12, für die Sympathie die mir entgegengebracht wurde, manche fruchtbare Diskussion und viele kleine Hilfen im täglichen Leben, bedanken.

