

Elektrische Leitfähigkeit Dichter, Schwerioneninduzierter Plasmen

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr.rer.nat.)

genehmigte Dissertation von
Dipl.-Phys. Serban Udrea
aus Bukarest, Rumänien

Referent: Prof. Dr. D.H.H. Hoffmann
Koreferent: Prof. Dr. W. Seelig

Tag der Einreichung: 25.11.2003
Tag der Prüfung: 09.02.2004

Darmstadt 2004
D17

Zusammenfassung

Intensive Ionenstrahlen sind besonders geeignet große Volumina von hoher Energiedichte in Materie mit einer guten Homogenität der Verteilung physikalischer Parameter zu erzeugen. Die experimentelle Erforschung von Materie unter extremen Zuständen von Druck, Temperatur und Dichte ist von hohem Interesse sowohl für die Grundlagenforschung als auch für die angewandte Physik. Dazu gehören Fragen der Astrophysik, Geophysik und der Energiegewinnung mit Hilfe der Trägheitsfusion.

Zur Erforschung der Materie bei hoher Energiedichte gehören insbesondere Experimente zur thermodynamischen Zustandsgleichung und zu Transporteigenschaften. Die elektrische Leitfähigkeit ist eine der fundamentalen Eigenschaften der Materie. Obwohl in den letzten Jahrzehnten das theoretische Verständnis der elektrischen Leitfähigkeit bedeutende Fortschritte gemacht hat, gibt es weiterhin keine allgemeine Theorie, welche das Verhalten dieses Transportkoeffizienten unter unterschiedlichen Bedingungen vorherzusagen kann. Deswegen sind Messungen dieser Größe von besonderer Bedeutung für die Grundlagenforschung.

Zum ersten Mal wurden am Hochtemperaturmessplatz (HHT) der Plasmaphysikgruppe der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) Darmstadt Messungen zur elektrischen Leitfähigkeit dichter, schwerioneninduzierter Plasmen durchgeführt. Zu diesem Zweck wurden Drahtförmige Festkörpertargets aus unterschiedlichen Materialien (Kupfer, Blei, Silber) mit hochintensiven Schwerionenstrahlen bis auf Temperaturen im Bereich von 0,1 eV innerhalb von $1 \mu\text{s}$ geheizt. Wegen der kurzen Heizzeit bleibt die Dichte der Targets in der Nähe der Festkörperdichte und der Druck steigt bis zu einigen kbar. Die Leitfähigkeit dieser Targets wurde mit Hilfe von am HHT neu entwickelten experimentellen Techniken untersucht. Die durchgeführten Messungen lieferten zeitaufgelöste Daten sowohl zur Änderung des elektrischen Widerstandes der Targets als auch zu ihrer hydrodynamischen Expansion, und ermöglichten dadurch die Bestimmung des spezifischen elektrischen Widerstandes, beziehungsweise der elektrischen Leitfähigkeit. Darüber hinaus wurden komplexe Simulationen durchgeführt, um theoretische Vorhersagen mit den Resultaten dieser Messungen zu vergleichen.

Wir sind davon überzeugt, dass die gewonnenen Erfahrungen und entwickelten Diagnostikmethoden für zukünftige Experimente sehr wichtig sein werden, insbesondere im Rahmen des GSI Zukunftprojektes.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 3 |
| 2 | Theoretische Grundlagen | 7 |
| 2.1 | Energiedeposition von Schwerionenstrahlen in Materie | 7 |
| 2.2 | Ionendynamik in der Plasmalinse | 9 |
| 2.3 | Elektrische Leitfähigkeit dichter Materie und Plasmen | 12 |
| 2.3.1 | Das freie Elektronengas | 12 |
| 2.3.2 | Flüssige Metalle. Das Ziman-Modell | 16 |
| 2.3.3 | Heiße, vollionisierte Plasmen. Die Spitzer-Leitfähigkeit | 19 |
| 2.4 | Wechselwirkung der E-M Felder mit Leitern | 23 |
| 2.4.1 | Stationäre Ströme | 24 |
| 2.4.2 | Reflexion einer EM-Welle an einem Leiter | 25 |
| 3 | Experimentelle Grundlagen | 29 |
| 3.1 | Experimentelle Anlagen der GSI und HHT | 29 |
| 3.1.1 | Beschleunigeranlagen der GSI | 29 |
| 3.1.2 | Der Hochtemperaturmessplatz | 31 |
| 3.2 | Methoden zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit | 38 |
| 3.3 | Versuchsaufbau zur Bestimmung der Änderung der elektrischen Leitfähigkeit metallischer Targets | 40 |
| 3.3.1 | Homogene Heizung | 40 |
| 3.3.2 | Die Messmethode | 42 |
| 3.3.3 | Die Targets | 46 |
| 3.3.4 | Einfluss der Kabellänge | 48 |
| 3.3.5 | Elektromagnetische Störungen | 48 |
| 3.3.6 | Schattenwurf-Diagnostik | 48 |
| 3.3.7 | Temperatur der Targets | 49 |
| 4 | Resultate | 51 |
| 4.1 | Elektrische Messungen | 51 |
| 4.1.1 | Signalstörungen | 51 |
| 4.1.2 | Signalrekonstruktion | 53 |
| 4.1.3 | Blei | 57 |
| 4.1.4 | Kupfer | 58 |
| 4.1.5 | Silber | 59 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 4.1.6 | Überblick | 60 |
| 4.2 | Hydrodynamische Expansion der Targets | 61 |
| 4.3 | Simulationen zur Hydrodynamik der Targets | 64 |
| 4.4 | Simulation des Stromflusses in den Targets | 74 |
| 4.5 | Vergleich Theorie – Experiment | 80 |
| 4.6 | 3D Simulationen zur Targetheizung | 84 |
| 5 | Ausblick | 93 |

Kapitel 1

Einleitung

Die Wechselwirkung von Schwerionenstrahlen mit dichter Materie und Plasmen bildet das Forschungsgebiet der Plasmaphysikgruppe der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI). Als Motivation für die experimentellen und theoretischen Untersuchungen gelten grundlagentheoretische und anwendungsorientierte Fragestellungen.

Zwei unterschiedliche Messplätze werden für die verschiedenen Experimente der Plasmaphysikgruppe benutzt: Z4–Z6 wo Ionenstrahlen des Universellen Linearbeschleunigers (UNILAC) zur Verfügung stehen und der Hochtemperaturmessplatz (HHT) nach dem Schwerionensynchrotron (SIS).

Am Z4–Z6 Messplatz werden die mikroskopischen Aspekte der Wechselwirkung schwerer Ionen mit unterschiedlichen Plasmen oder kalter Materie erforscht [9]–[14]. Es werden Ionen mit Energien im Bereich $1,4 - 20$ MeV/u eingesetzt. Die Plasmen werden erzeugt entweder mit Hilfe des intensiven nhelix Lasers (100 J in 15 ns), durch die Bestrahlung dünner Kohlenstoff- und Teflonfolien, oder mittels elektrischer Entladungen in Gasen (z.B. H_2) bei Drücken im mbar-Bereich. Vor kurzem wurde eine Anlage zur Plasmaerzeugung durch explosionsinduzierte Schockwellen in Gasen getestet und es wurden damit die ersten experimentellen Resultate zum Energieverlust der Ionen in solchen Plasmen erhalten [19].

Eine besonders wichtige Frage, die mit der des Energieverlustes verknüpft ist, ist die nach dem Ladungszustand der Ionen während der Wechselwirkung mit dem Target. Im Allgemeinen hat der Ladungszustand einen dynamischen Charakter und kann sich beim Übergang aus einem Medium in ein anderes ändern. Es werden deshalb sowohl Experimente zum Ladungszustand der Ionen am Ende der Wechselwirkung mit Plasmen [20], als auch röntgenspektroskopische Messungen durchgeführt, welche die Evolution des Ladungszustandes in Gase oder Aerogels¹ untersuchen [16].

Durch diese Experimente wird ein besseres Verständnis der Prozesse erzielt, die zum Energieverlust und einer Änderung des Ladungszustandes der Ionen beim durchqueren unterschiedlicher Medien niedriger Dichte führen. In Experimenten mit laserinduzierten Plasmen wurde gezeigt, dass der Energieverlust unter solchen Bedingungen höher ist als in dichter und kalter Materie.

Eine zweite Reihe von Experimenten wurde durchgeführt, um den Einsatz von langen elektrischen Entladungen als Transportkanäle für Schwerionen zu testen [17]. Es wurde gezeigt, dass die Ionen mit Hilfe solcher Entladungen effizient über mehrere Betatronoszillationen geführt werden können. Die Bedingungen für die Erzeugung stabiler und homogener Entladungskanäle wurden untersucht und ihre physikalischen Eigenschaften

¹Aerogels sind schaumartige Festkörper besonders kleiner Dichte

(Temperatur, Elektronendichte u. Verteilung des magnetischen Feldes) experimentell bestimmt.

Bei den Untersuchungen zur Wechselwirkung schwerer Ionen mit Plasmen ist die Plasmediagnostik von zentraler Bedeutung. Insbesondere die Plasmatemperatur und die Verteilung der Elektronendichte müssen zeit- und raum aufgelöst bestimmt werden. Dazu wurde eine Vielfalt von experimentellen Methoden eingesetzt: Spektroskopie, Kurzzeitphotografie, Schlierenmessung und Interferometrie [20, 15, 17, 18]. Solche Untersuchungen haben auch zur Entdeckung neuer Phänomene geführt, wie die Beschleunigung von schweren Ionen bis zu Energien im MeV Bereich in den mit nhelix erzeugten Laserplasmen [15].

Am HHT-Messplatz der Plasmaphysikgruppe werden gepulste, hochenergetische, relativistische (300 MeV/u) und sehr intensive – bis zu 10^{11} Teilchen in $0,4 - 1,0 \mu\text{s}$ – Schwerionenstrahlen zur schnellen, quasi-isochoren Heizung der Materie eingesetzt. Dadurch werden Zustände hoher Energiedichte (HED) erreicht. Sie sind charakterisiert durch festkörperähnliche Dichten, Drücke von mehreren kbar und relativ niedrigen Temperaturen ($< 1 \text{ eV}$). Es sind Zustände wie die der flüssigen Metallen oder nicht idealen, stark gekoppelten Plasmen. Die Untersuchung der thermo-physikalischen und Transporteigenschaften von HED-Materie, der Schockwellen, die durch die Expansion der heißen Materie in die Umgebung induziert werden, und der Wechselwirkung schwerer Ionen mit solchen Systemen, bilden den Schwerpunkt der experimentellen Arbeiten am HHT. Dazu wurden unterschiedliche experimentelle Techniken benutzt, wie Kurzzeitphotografie mit Hilfe von schnellen CCD-Kameras oder Framing- und Streak-Kameras, Drucksondenmessungen [47]–[52], Schlierenmessungen, Interferometrie [52] und Messungen zur Energieverlustdynamik mit Hilfe eines inovativen Ionenspektrometers [53].

Diese Arbeit ergänzt die Forschungen am Hochtemperaturmessplatz durch erste Messungen zur elektrischen Leitfähigkeit von direkt geheizten metallischen Targets.

Die elektrische Leitfähigkeit ist eine fundamentale physikalische Transporteigenschaft der Materie, die Werte in einem sehr großen Bereich nimmt. Betrachtet man nur die Festkörperzustände, so reicht sie von ungefähr 10^{-20} S/m , im Falle der besten Isolatoren, bis zu 10^{12} S/m , für reine Metalle, ohne die Supraleiter in Betracht zu ziehen [1]. Es wurde deshalb die Meinung geäußert, dass sie die physikalische Eigenschaft ist, die im Labor über den größten Wertebereich untersucht wurde [2, 7].

Die elektrischen Eigenschaften der Materie hängen von Temperatur, Dichte und chemischer Zusammensetzung ab und können sich über Größenordnungen ändern, wenn auch nur einer dieser Parameter um wenige Prozent variiert wird. Man unterscheidet Metall→Supraleiter, Metall→Isolator oder sogar Supraleiter→Isolator [3] Übergänge, die in beiden Richtungen stattfinden können. Dies erschwert die Entwicklung einer einheitlichen Theorie, die das Verhalten der elektrischen Leitfähigkeit unter den verschiedensten Bedingungen beschreibt. Deshalb ist die experimentelle Untersuchung dieser physikalischen Größe unter den unterschiedlichsten Bedingungen von besonderer Bedeutung für die Grundlagenforschung. Eine wichtige Frage in diesem Zusammenhang ist das Verhalten der Leitfähigkeit von Wasserstoff, das häufigste Element im Universum, bei sehr hohen Drücken, wie sie beispielweise im Inneren des Riesenplaneten Jupiter herrschen. Es wurde schon in der ersten Hälfte des XX. Jahrhunderts von Wigner und Huntington [22] vorhergesagt, dass Wasserstoff unter solchen Bedingungen metallisch werde und durch eine entsprechend hohe elektrische Leitfähigkeit charakterisiert sei. Ein solcher Isolator→Metall Übergang bei hohen Drücken könnte eine Erklärung des Magnetfeldes Jupiters ermöglichen. Obwohl im Laufe der Zeit zahlreiche Experimente zur elektrischen

Leitfähigkeit und Zustandsgleichung des Wasserstoffs oder Deuteriums durchgeführt wurden [26, 74, 76], ist diese Frage bis jetzt nicht abschließend geklärt. Dennoch wurden Zustände erreicht, in welchen eine Leitfähigkeit beobachtet wurde, die der von flüssigen Metallen entspricht [74, 76].

Eine weitere Bedeutung der elektrischen Leitfähigkeit liegt in ihrer Verknüpfung mit der thermischen Leitfähigkeit. Diese wird in ihrer einfachsten Form durch das Wiedemann–Franz Gesetz für Metalle ausgedrückt [7]:

$$\frac{\kappa}{\sigma} \sim T$$

In diesem Ausdruck stehen σ und κ für die elektrische beziehungsweise thermische Leitfähigkeit, und T für die absolute Temperatur. Das heißt aber, dass Messungen zur elektrischen Leitfähigkeit gleichzeitig zur Bestimmung der thermischen Leitfähigkeit führen können.

Die elektrische Leitfähigkeit von Materie bei hohen Energiedichten hat auch im Rahmen der angewandten Physik eine große Bedeutung. Dazu zählt besonders die Problematik der Energiegewinnung, zu der die Kernfusion mit magnetischem Einschluss, die Trägheitsfusion mit magnetisierten Targets [25] und die magneto-hydrodynamischen Generatoren gehören [27]. Darüber hinaus sind Kenntnisse zu den thermo-physikalischen Eigenschaften extremer Materiezustände sehr wichtig für die Simulation von verschiedenen Katastrophen-Szenarien [24]. Andere Anwendungen von Materie bei hoher Energiedichte findet man zum Beispiel in sogenannten Heat Pipes, in welchen flüssige Metalle (Li oder Na) zum Transport der thermischen Energie eingesetzt werden [28].

Das nächste Kapitel dieser Arbeit beinhaltet theoretische Grundlagen. Es werden Modelle zur Energiedeposition von schweren Ionen in Materie, zur Feinfokussierung von Ionenstrahlen und zur elektrischen Leitfähigkeit unter verschiedenen Bedingungen dargestellt. Die Wechselwirkung zwischen elektromagnetischen Feldern und Materie und ihre Bedeutung für die Messung der elektrischen Leitfähigkeit, werden anschließend erläutert. Kapitel 3 gibt dann eine Beschreibung der experimentellen Anlagen der GSI und des Hochtemperaturmessplatzes. Danach werden Methoden zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit vorgestellt, gefolgt von einer Beschreibung der experimentellen Techniken, die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wurden. Im vierten Kapitel werden die Resultate der Messungen und der theoretischen Simulationen dargestellt und verglichen. Anschließend wird die Optimierung der Heizung der benutzten Targets mit Hilfe eines 3D-Computer-codes besprochen. Im fünften und letzten Kapitel werden die Schlussfolgerungen zu dieser Arbeit gezogen und mögliche zukünftige Entwicklungen erläutert.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Energiedeposition von Schwerionenstrahlen in Materie

Der Energieverlust von Schwerionen in Materie wird im wesentlichen durch folgende Mechanismen verursacht:

- Coulomb-Wechselwirkungen mit gebundenen und freien Elektronen
- Coulomb-Wechselwirkungen mit Atomkernen
- Nukleare Wechselwirkungen mit Atomkernen

Den größten Anteil haben allerdings, für einen weiten Energiebereich (0,1 MeV/u – 10 GeV/u), die Coulomb-Wechselwirkungen mit den Elektronen des bestrahlten Targets. Die nuklearen Reaktionen spielen nur bei niedrigeren Energien eine wichtige Rolle, solange die Coulomb Schwelle von ungefähr 70 eV/u überwunden werden kann. Dies ist der Fall gegen das Ende der Bahn der Schwerionen im Target, in der Nähe des sogenannten Bragg-Peaks des Ionenstrahls. Die Coulomb-Wechselwirkungen mit den Atomkernen führen im wesentlichen zur Streuung der Ionen im Target und haben dadurch einen Beitrag zur makroskopischen Verteilung der spezifischen Energiedeposition [47, 48].

Bei Energien oberhalb von 10 MeV/u ist der spezifische Energieverlust $E_{SP} = -dE/dz$ eines Schwerions durch die Bethe-Bloch-Formel mit guter Annäherung beschrieben [54]:

$$E_{SP} = \rho \frac{e^4 N_A}{4\pi\epsilon_0^2 m_e} \cdot \frac{Z_T Z_P^2}{v^2 M_A} \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 + \text{Korr} \right] \quad (2.1)$$

In Gleichung 2.1 sind e die Elementarladung, N_A die Avogadrokonstante, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, m_e die Ruhemasse des Elektrons, Z_T die Kernladungszahl der Targetatome, Z_P der Ladungszustand des Projektils, v die Projektilgeschwindigkeit, M_A die Molarmasse des Targetmaterials, $\langle I \rangle$ die mittlere an die Targetatome übertragene Energie, β das Verhältnis zwischen v und c , der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, und Korr sind Korrekturterme zu Schalenkorrekturen und Dichteeffekten. Dieser Ausdruck zeigt, dass die Energiedeposition im Target stark vom Ladungszustand der Projektile und deren Geschwindigkeit abhängt. Der Einfluss des Ladungszustandes der Strahlionen auf den Energieverlust macht sich besonders bemerkbar auch bei kleineren Energien, wo der Bethe-Bloch Ausdruck seine Gültigkeit verliert, Z_P aber stark variiert. Es muss hier bemerkt werden, dass Z_P , auch als effektiver Ladungszustand bezeichnet, wesentlich von der

Natur des Targets abhängt. Die relative Lage der Werte des effektiven Ladungszustandes für unterschiedliche Targets ist:

$$Z_G < Z_{PTI} \leq Z_{FK} < Z_{PVI} \quad (2.2)$$

wobei die Indizes G, PTI, FK und PVI für beziehungsweise Gas, teilionisiertes Plasma, Festkörper und vollionisiertes Plasma stehen. Die entsprechenden Energieverluste zeigen

Energiedeposition von Schwerionenstrahlen

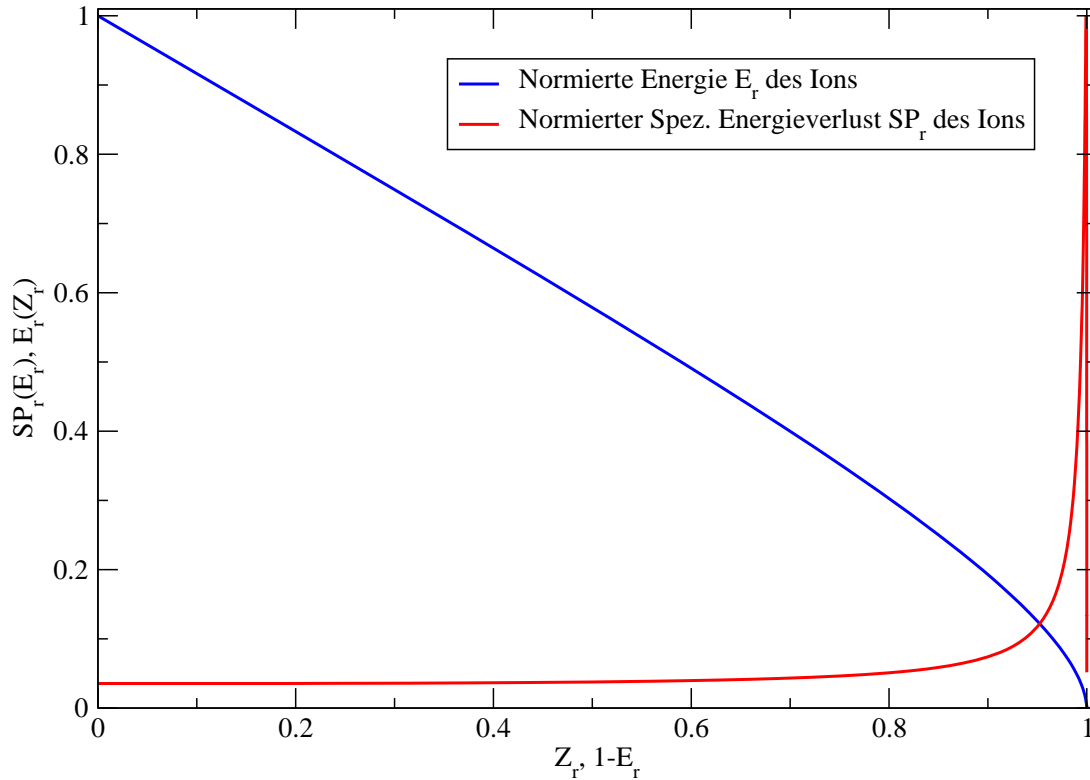


Abbildung 2.1: Normierte spezifische Energiedeposition $SP_r = E_{SP}/E_{SP}^{max}$ und Energie $E_r = E/E_{max}$ als Funktion der normierten Energie, beziehungsweise der relativen Eindringtiefe $Z_r = Z/Z_{max}$.

dieselbe Reihenfolge:

$$\Delta E_G < \Delta E_{PTI} < \Delta E_{FK} < \Delta E_{PVI} \quad (2.3)$$

So ist die in vollionisierten Plasmen deponierte Energie höher als in Festkörpern, trotz der wesentlich kleineren Dichte [14].

Im Energiebereich unterhalb von 10 MeV/u muss zur Ermittlung von E_{SP} auf semiempirische Tabellen [55, 56], Computerprogramme oder experimentelle Daten zugegriffen werden. Alle Rechnungen, die für diese Arbeit zur Schätzung des Energieverlustes durchgeführt wurden, beruhen über den ganzen Energiebereich auf Energieverlusttabellen, die mit dem Computercode SRIM 2000 [46], erzeugt wurden. Abbildung 2.1 zeigt das typische Verhalten von E_{SP} und $E(z)$, der Ionenenergie als Funktion der Eindringtiefe.

Die von einem Ionenstrahl im Target abgegebene Energie wird am Anfang von einer großen Anzahl von schnellen Elektronen, Ionen und angeregten Atomen getragen. Die

Zeit in der sie in makroskopische thermische Energie umgewandelt wird, die Thermalisierungszeit, spielt, wie auch der von den schnellen Teilchen durchlaufene Raum, eine wichtige Rolle in der Erstellung eines makroskopischen Energiebilanzes im Target. In [48, 47, 54] werden ausführliche Abschätzungen der Zeit- und Längenskalen der Thermalisierungsprozesse dargestellt. Es wird gezeigt, dass diese über Entfernungen von wenigen Mikrometern und Zeiten unter einer Nanosekunde stattfinden, so dass bei Strahlpulslängen von hundert von Nanosekunden und geheizten Volumina in der Größenordnung von einem Kubikmillimeter – charakteristisch für die durchgeführten Experimente – die Annahme einer lokalen und instantanen Energieumwandlung gerechtfertigt ist. Unter diesen Bedingungen kann die Depositionsleistung P_S des Ionenstrahls durch folgende Gleichung gegeben werden:

$$P_S = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{dE}{dz} \frac{N}{A} \right) \quad (2.4)$$

wobei N die Anzahl der Ionen im Strahl und A die vom Strahl eingenommene Fläche sind.

2.2 Ionendynamik in der Plasmalinse

Die Plasmalinse am Hochtemperaturmessplatz (HHT) ist das letzte Fokussierelement vor den Targets und sorgt für die Erzeugung hoher Energiedichten durch starke Bündelung der intensiven Schwerionenstrahlen im Targetvolumen. Prinzipiell handelt es sich um ein starkes magnetisches Feld mit zylindrischer Symmetrie, das um die Strahlachse mittels einer energetischen Z-Pinch-Entladung erzeugt wird. Um die Eigenschaften der Plasmalinse analytisch zu beschreiben, kann man in erster Näherung die Randeffekte vernachlässigen und die Wechselwirkung zwischen den schweren Ionen und einem magnetischen Feld, welches nur von der Entfernung zur Achse der Plasmalinse abhängig ist, betrachten (Abb. 2.2).

Die Bewegungsgleichung eines Schwerions der Ladung $Z_i e$ und Masse m_i – nicht unbedingt Ruhemasse – in einem magnetischen Feld ist:

$$m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = Z_i e \vec{v}_i \times \vec{B} \quad (2.5)$$

In kartesischen Koordinaten erhält man folgendes System von sechs gekoppelten Differentialgleichungen erster Ordnung:

$$m_i \frac{dv_{ix}}{dt} = Z_i e (v_{iy} B_z - v_{iz} B_y) \quad (2.6)$$

$$m_i \frac{dv_{iy}}{dt} = Z_i e (v_{iz} B_x - v_{ix} B_z) \quad (2.7)$$

$$m_i \frac{dv_{iz}}{dt} = Z_i e (v_{ix} B_y - v_{iy} B_x) \quad (2.8)$$

$$v_{ix} = \frac{dx_i}{dt} \quad (2.9)$$

$$v_{iy} = \frac{dy_i}{dt} \quad (2.10)$$

$$v_{iz} = \frac{dz_i}{dt} \quad (2.11)$$

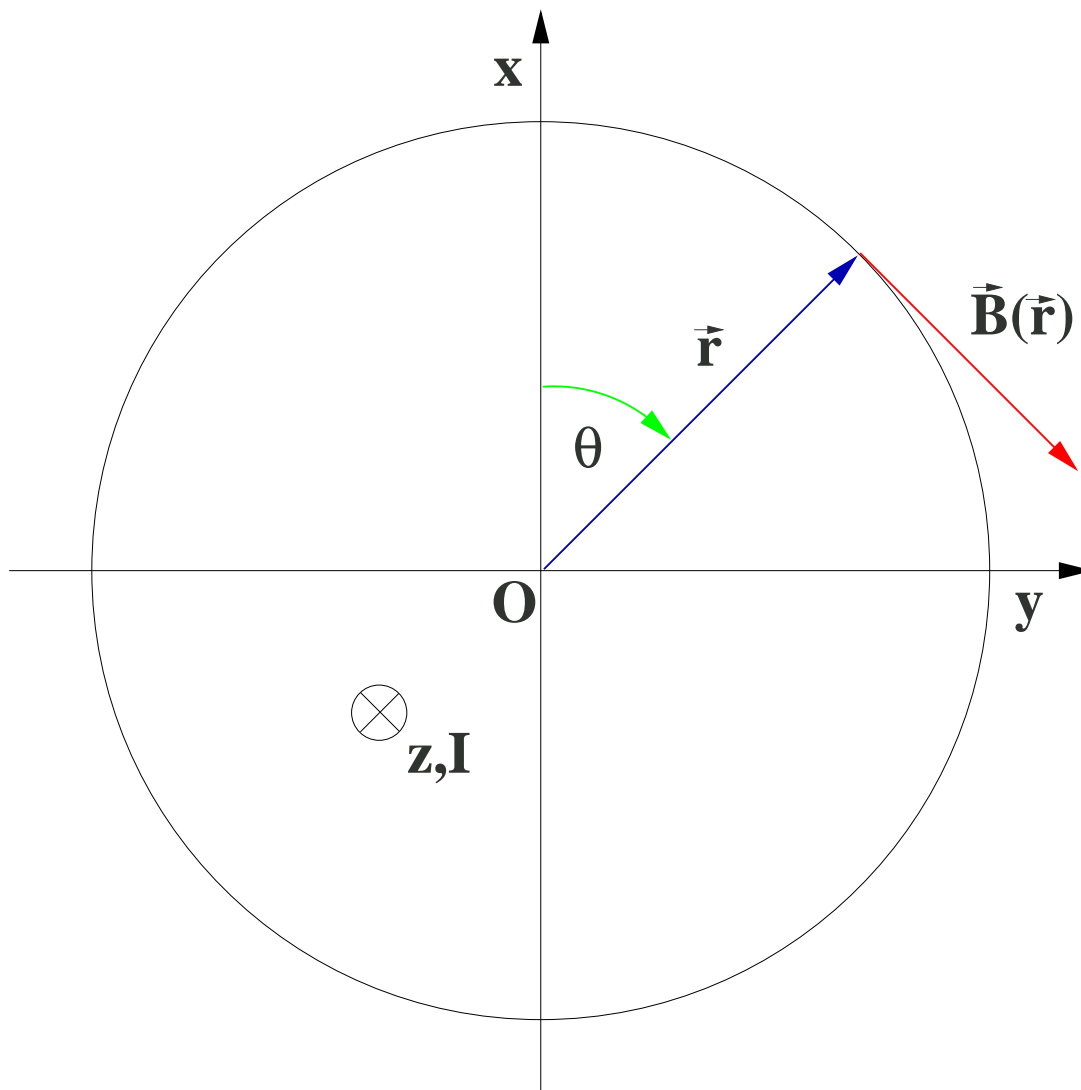


Abbildung 2.2: Magnetisches Feld mit radialer Symmetrie und entsprechendes Koordinatensystem. Der elektrische Strom fließt entlang der z-Achse in das Bild hinein.

Wird jetzt die Bedingung $B_z = 0$ gestellt, und die Ausdrücke der Geschwindigkeiten eingesetzt so können diese Gleichungen wie folgt umgeschrieben werden:

$$\frac{d^2 x_i}{dt^2} = -Q_{Si} \frac{dz_i}{dt} B_y \quad (2.12)$$

$$\frac{d^2 y_i}{dt^2} = Q_{Si} \frac{dz_i}{dt} B_x \quad (2.13)$$

$$\frac{d^2 z_i}{dt^2} = Q_{Si} \left(\frac{dx_i}{dt} B_y - \frac{dy_i}{dt} B_x \right) \quad (2.14)$$

Wobei $Q_{Si} = Z_i e / m_i$ die spezifische Ladung des Schwerions ist. Die Komponenten des magnetischen Feldes, B_x und B_y , Abb. 2.2, sind Funktionen von $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ und θ :

$$B_x(r, \theta) = -B(r) \sin(\theta) \quad (2.15)$$

$$B_y(r, \theta) = B(r) \cos(\theta) \quad (2.16)$$

$$B(r) = |\vec{B}(r)| \quad (2.17)$$

Das Gleichungssystem zweiter Ordnung 2.12–2.14 ist im Allgemeinen nichtlinear und kann nicht für ein beliebiges $\vec{B}(r)$ und beliebige Anfangsbedingungen $\vec{r}_i(0) = \vec{r}_{i0}$, $\vec{v}_i(0) = \vec{v}_{i0}$ gelöst werden. Dennoch gibt es für jedes $r_{i0} = |\vec{r}_{i0}|$ eine spezielle, einfache Lösung, die aber nur unter ganz strengen Bedingungen gültig ist. Sie entspricht dem Fall, in dem das Ion in der Entfernung r_{i0} von der Linsenachse eine Kreisspirale beschreibt, in der xy -Ebene also einen Kreis. Dafür muss aber \vec{v}_{i0} senkrecht auf \vec{r}_{i0} stehen, und $v_{i0xy}^2 = v_{i0x}^2 + v_{i0y}^2$ mit v_{i0z} , mittels $B(r)$, wie folgt verknüpft sein:

$$v_{i0xy}^2 = Q_{Si} r B(r) v_{i0z} \quad (2.18)$$

Eine Charakteristik der Schwerionenstrahlen, die in einem Beschleuniger erzeugt werden, sind die kleinen Werte von v_{ix} und v_{iy} im Vergleich zu v_{iz} , und die Tatsache, dass während des Strahltransports v_{iz} in den Fokussierelementen praktisch keine wesentliche Änderung erfährt. Diese Verhältnisse bleiben in erster Näherung auch für die Plasmalinse gültig, was uns eine weitere Vereinfachung des Gleichungssystems ermöglicht, indem wir $d^2 z_i / dt^2 = 0$ voraussetzen. Die übrigen zwei Gleichungen lassen sich in einem für die praktische Anwendung der Plasmalinse wichtigen Fall gleichzeitig entkoppeln und linearisieren. Ist $B(r) \sim r$ so folgt:

$$\frac{d^2 x_i}{dt^2} = -Q_{Si} v_{i0z} \mathcal{C}_B x_i \quad (2.19)$$

$$\frac{d^2 y_i}{dt^2} = -Q_{Si} v_{i0z} \mathcal{C}_B y_i \quad (2.20)$$

Die Proportionalitätskonstante \mathcal{C}_B zwischen $B(r)$ und r wird durch die Stromdichte J_E des Entladungsstromes in der Plasmalinse bestimmt:

$$\mathcal{C}_B = \frac{\mu_0}{2} J_E = \frac{\mu_0}{2} \frac{i_E}{\pi R^2} \quad (2.21)$$

Mit i_E dem Strom, und R dem Radius der Plasmalinse. Es ist hier zu bemerken, dass die Proportionalität zwischen $B(r)$ und r nur bei einer homogenen Verteilung des Stromes im betrachteten Volumen zustande kommt. Unter diesen Bedingungen herrscht eine konstante Stromdichte $J_E = i_E / \pi R^2$. Eine Plasmalinse mit gleichförmiger Stromverteilung werden wir als linear oder ideal bezeichnen.

Die Beziehungen, welche die Bewegung eines Ions in der x- beziehungsweise y-Richtung beschreiben, entsprechen beide der klassischen Gleichung eines harmonischen Oszillators der Frequenz $\Omega = (1/2\pi) \sqrt{Q_{Si} v_{i0z} \mathcal{C}_B}$. Die Bahn des Ions in der xy -Ebene ist im Allgemeinen eine Ellipse, deren Parameter von den Anfangsbedingungen bestimmt werden. Das Ion hat entlang der z-Achse eine annähernd gleichförmige Bewegung mit der Geschwindigkeit $v_{iz}(t) \simeq v_{i0z}$. So kann man mit seiner Bewegung eine „Wellenlänge“ $\Lambda = 2\pi v_{i0z} / \Omega$ assoziieren, die dem vom Ion entlang der z-Achse während einer Periode der xOy -Bewegung durchlaufenen Weg entspricht. In der Praxis werden Plasmalinsen so gebaut, dass ihre Länge kürzer ist als $\Lambda/4$, um am Ausgang einen konvergenten Strahl zu erhalten.

Wird jetzt ein idealer, zur z-Achse paralleler, monoenergetischer Ionenstrahl betrachtet, der von einer linearen Plasmalinse der Länge $L < \Lambda/4$ gebündelt wird, so ist es möglich zu beweisen, dass die vernachlässigbar wechselwirkenden Ionen auf einen Punkt konzentriert werden, der sich in einer Entfernung $F = L_l / (\Phi_l \tan \Phi_l)$ vom Ausgang der Plasmalinse befindet [49]. Dabei ist $\Phi_l = L_l \sqrt{(\mu_0 Z_i e J_E) / (2 m_i v_i)}$ und L_l die Länge der Plasmalinse. Der entsprechende Fokussierwinkel $\alpha_f = (D_l / 2 L_l) \Phi_l \sin \Phi_l$, mit D_l dem Linsendurchmesser, ist relativ groß, was eine wichtige Rolle bei reellen Ionenstrahlen spielt.

Diese sind durch eine bestimmte Emmitanz ε_{rms} [57] charakterisiert. Dadurch kann der Durchmesser der erzielbaren Fokusfläche nicht kleiner sein als $D_f = 2\varepsilon_{rms}/\alpha_f$ [49]. Man spricht über eine Emmitanz limitierte Fokussierung. Im Abs. 3.1.2 befindet sich eine Beschreibung der am HHT-Messplatz betriebenen Plasmalinse.

Obwohl die Plasmalinse meistens im linearen Regime betrieben wird, ist es möglich auch nichlineare Feldverteilungen zu erzeugen, indem man die Dynamik der Z-Pinch-Entladung ausnutzt. Unter solchen Bedingungen kann die Verteilung der Strahlintensität nach der Linse stark beeinflusst werden, um zum Beispiel einen Ringfokus zu erhalten [58, 59]. Solche spezielle Intensitätsverteilungen haben voraussichtlich wichtige Anwendungen in der Erforschung der Materie unter extremen Bedingungen [60].

Um die Fokussiereigenschaften der Plasmalinse leichter untersuchen zu können, wurde ein Computerprogramm entwickelt, mit dem man den Einfluss unterschiedlicher Strahl- und Linsenparameter gleichzeitig mit der Energiedeposition in verschiedenen Targets simulieren kann. Resultate dieser Simulationen sowie eine Beschreibung des Programms kann man dem Abs. 4.6 entnehmen.

2.3 Elektrische Leitfähigkeit dichter Materie und Plasmen

Die Messungen, die in dieser Arbeit dargestellt werden, beziehen sich auf den Übergang von einem reinen Metall, wie z.B. Blei oder Kupfer, im festen Zustand zu einer nichtleitenden Flüssigkeit-Gas Mischung, unter dem Einfluss intensiver Schwerionenstrahlen. Diese Phasenänderung wird durch die Heizung und Expansion der Materie hervorgerufen. Im Folgenden werden also nur die physikalischen Modelle der elektrischen Leitfähigkeit erläutert, welche für reine Metalle unter unterschiedlichen physikalischen Bedingungen gültig sind. Dazu gehören auch solche, die im Allgemeinen für verschiedene Arten von Plasmen ihre Anwendung finden.

2.3.1 Das freie Elektronengas

Das einfachste Modell, welches die mit der Bewegung der Elektronen verbundenen Transportphänomene in Metallen erklären konnte, war das des freien Elektronengases. Es wird vorausgesetzt, dass die Valenzelektronen der Atome eines Metalls ein physikalisches System bilden, das sich wie ein Gas, bestehend aus nicht wechselwirkenden Teilchen, verhält¹. Der Einfluss der Ionen auf die Elektronen dieses Gases wird in erster Näherung auch vernachlässigt. Obwohl die grundlegenden Ideen dieses Ansatzes aus dem XIX. Jahrhundert stammen, konnte man im Rahmen der klassischen statistischen Physik die Transporteigenschaften der Leiter nicht richtig beschreiben. Erst mit der Einführung der Quantenmechanik erwies sich das freie Elektronengas als ein nützlicher Schritt in der theoretischen Beschreibung der elektrischen und thermischen Leitfähigkeiten der Metalle. Demnächst werde ich im wesentlichen der Darstellung aus [7] folgen und die für uns wichtigen Begriffe und Resultate einführen.

Betrachtet man ein Elektron, welches sich in einem würfelförmigen Volumen $V = L^3$

¹Ein System bestehend aus ruhenden Ionen und freien Elektronen wird auch Lorentz-Gas genannt [42, 43, 62]

frei bewegt, so wird sein Zustand durch die Wellengleichung:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 \Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \epsilon_{\vec{k}} \cdot \Psi_{\vec{k}} \quad (2.22)$$

beschrieben. Die Wellenfunktion $\Psi_{\vec{k}}(\vec{r})$ muss auch die Randbedingung erfüllen die sich daraus ergibt, dass sich das Elektron nicht außerhalb des Würfels befinden darf:

$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = 0, \quad \vec{r} \in \partial V \quad (2.23)$$

Dazu noch wird $\Psi_{\vec{k}}(\vec{r})$ normiert, so dass:

$$\int_V \Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \Psi_{\vec{k}}^*(\vec{r}) d\vec{r} = 1 \quad (2.24)$$

Es ist üblich, die Wellenfunktionen so zu wählen, dass sie sich im ganzen Raum ausstrecken, aber periodisch, mit der Periode L , sind. Das ist equivalent mit dem Ausfüllen des Raums mit identischen "würfelförmigen" Systemen der Seite L . Dadurch erhält man:

$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \left(\frac{1}{V}\right)^{\frac{1}{2}} e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad (2.25)$$

als Lösungen für die Schrödinger Gleichung (2.22). Die Koordinaten des Wellenvektors \vec{k} dürfen nur diskrete Werte annehmen:

$$k_j = 0, \pm \frac{2\pi}{L}, \pm \frac{4\pi}{L} \dots; \quad j \in \{x, y, z\} \quad (2.26)$$

Dadurch werden auch die möglichen Werte der Energie der Elektronen quantifiziert:

$$\epsilon_{\vec{k}} = \frac{\hbar^2}{2m_e} \vec{k}^2 = \frac{\hbar^2}{2m_e} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (2.27)$$

Es ist noch zu bemerken, dass $\Psi_{\vec{k}}(\vec{r})$ auch Eigenfunktionen des Impulsoperators $-i\hbar\nabla$ sind. In diesem Fall entsprechen sie den Eigenwerten $\vec{p}_{\vec{k}} = \hbar\vec{k}$.

Die N_e Teilchen des freien Elektronengases werden im Grundzustand, bei $T = 0$ K, die verfügbaren Energieniveaus so besetzen, dass niemals zwei denselben Quantenzustand gleichzeitig erhalten – Pauli Prinzip für Fermionen. Dabei muss auch die Spinorientierung berücksichtigt werden. Das höchste bei $T = 0$ K besetzte Energieniveau wird als Fermi-niveau (E_F) bezeichnet. Es hängt nur von der Dichte $n_e = N_e/V$ des Elektronengases ab:

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 n_e)^{\frac{2}{3}} = \frac{\hbar^2}{2m_e} \vec{k}_F^2 \quad (2.28)$$

Das Fermi-niveau hat eine besondere Bedeutung sowohl zur Bestimmung der Eigenschaften des freien Elektronengases, als auch für Systeme wo die Wechselwirkungen der Leitungselektronen mit ihrer Umgebung nicht mehr vernachlässigbar ist. Es sollte jetzt nur bemerkt werden, dass seine Werte einige Elektronvolt betragen, d.h. dass für Temperaturen bis zu ungefähr 10^4 K die Verteilung der Elektronen auf den verfügbaren Energieniveaus nicht stark von der Verteilung bei 0 K, also im Grundzustand, abweicht. Wir werden also, im Falle eines freien Elektronengases, von tiefen Temperaturen sprechen, wenn $k_B T \ll E_F$, und von hohen Temperaturen bei $k_B T \gg E_F$, mit k_B der Boltzmann Konstanten. Das

Elektronengas wird im ersten Fall als degeneriert und im zweiten als nichtdegeneriert bezeichnet.

Es erweist sich in diesem Zusammenhang als nützlich die Zustände der Elektronen im dreidimensionalen Raum der \vec{k} Vektoren, den sogenannten \vec{k} -Raum, darzustellen. Man erhält dadurch eine Kugel mit dem Radius k_F , die Fermikugel oder allgemeiner Fermioberfläche² benannt wird.

Um die Verteilung der Elektronen zu charakterisieren führt man die sogenannte Zustandsdichte ein, $\mathcal{D}(\epsilon)$, die man als Anzahl der Zustände im Energieintervall Eins definiert. Der Ausdruck der Zustandsdichte ist:

$$\mathcal{D}(\epsilon) = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \epsilon^{\frac{1}{2}} \quad (2.29)$$

Die Dichte der besetzten Quantenzustände ergibt sich dann aus dem Produkt der Zustandsdichte mit der Fermi-Dirac Verteilungsfunktion $f(\epsilon)$. Wobei:

$$f(\epsilon) = \left(\exp \left(\frac{\epsilon - \mu}{k_B T} \right) + 1 \right)^{-1} \quad (2.30)$$

In der Gleichung 2.30 wird durch μ das chemische Potential bezeichnet, welches bei niedrigen Temperaturen mit E_F ungefähr gleich ist, im Allgemeinen aber mit der Temperatur abnimmt.

Für die Ableitung eines Ausdruckes der elektrischen Leitfähigkeit muss man die Bewegung der Elektronen unter dem Einfluss eines äußeren elektrischen Feldes betrachten. Zuerst werden wir ein statisches Feld \vec{E} annehmen, um den klassischen Ausdruck für die Gleichstromleitfähigkeit zu erhalten. Die Kraft, die das Feld \vec{E} auf ein Elektron ausübt, ist $\vec{F} = -e\vec{E}$. Diese Kraft führt zu einer Änderung des Impulses \vec{p} des Elektrons. Diese Impulsänderung passiert für alle Elektronen im System und führt zu einer orientierten Bewegung entlang der Richtung des elektrischen Feldes. Diese Bewegung wird durch Stöße gehemmt so dass sich ein stationärer Zustand bildet. In festen Leitern sind solche Stöße im wesentlichen durch die Anwesenheit von Verunreinigungen, Gitterfehlern und Phononen zu erklären – Elektron-Elektron Stöße haben eine viel geringere Rolle,[7] Seite 289. In flüssigen Metallen haben Elektron-Ion Wechselwirkungen den größten Einfluss auf die elektrische Leitfähigkeit, dagegen, können in heißen, vollionisierten Plasmen Elektron-Elektron Stöße einen wichtigen Beitrag zum spezifischen elektrischen Widerstand haben, Abs. 2.3.3.

Es sei τ_c die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen und $\delta\vec{p} = m_e\delta\vec{v}$ die Verschiebung des mittleren Impulses des Elektronengases. Dieses ist äquivalent mit einer Verschiebung $\delta\vec{k} = \delta\vec{p}/\hbar$ des Zentrums der Fermikugel im \vec{k} -Raum). Es gilt:

$$\delta\vec{v} = -\frac{e\vec{E}\tau_c}{m_e} \quad (2.31)$$

$$\vec{J} = -n_e e \delta\vec{v} \quad (2.32)$$

$$= \frac{n_e e^2 \tau_c \vec{E}}{m_e} \quad (2.33)$$

²Die Fermioberfläche verliert z.B. in Kristallen ihre spherische Symmetrie. Die Elektronenzustände werden dort vom periodischen Gitterpotential beeinflusst

Gleichung 2.33 hat die Form des Ohmschen Gesetzes $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ (elektrische Stromdichte ist proportional zur Stärke des elektrischen Feldes), wobei die elektrische Leitfähigkeit σ den folgenden Ausdruck erhält:

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau_c}{m_e} \quad (2.34)$$

Der spezifische elektrische Widerstand ist dann aus der Identität $\rho = 1/\sigma$ zu bestimmen.

Bei Metallen im festen Zustand kann man den spezifischen Widerstand als eine Summe aus einem Widerstand, der durch die Wärmebewegung des Gitters (Phononen) entsteht (ρ_G), und einem, welcher auf die Anwesenheit von Fremdatomen und Gitterfehlern zurückzuführen ist (ρ_F), darstellen:

$$\rho = \rho_F + \rho_G \quad (2.35)$$

Ist die Konzentration der Fremdatome und Gitterfehler klein, so ändert sich ρ_F mit der Temperatur nicht und bildet den spezifischen Restwiderstand des Leiters ($\rho_F = \lim_{T \rightarrow 0} \rho$). Den Phononenbeitrag kann man im wesentlichen mit Hilfe der halbempirischen Formel von Grüneisen berechnen:

$$\rho_G = \mathcal{C} T G \left(\frac{\Theta}{T} \right) \quad (2.36)$$

$$G \left(\frac{\Theta}{T} \right) = \left(\frac{\Theta}{T} \right)^{-4} \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{x^5 dx}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})} \quad (2.37)$$

wobei Θ die Debyetemperatur ist und \mathcal{C} eine Proportionalitätskonstante darstellt.

Im Folgenden werden wir einen Ausdruck für die elektrische Leitfähigkeit bei Frequenzen $\omega \neq 0$ ableiten. Wir werden dafür annehmen, dass das elektrische Feld eine harmonische Zeitabhängigkeit hat: $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \exp(-i\omega t)$. Die Gleichung für die mittlere Geschwindigkeitsverschiebung der Elektronen ist dann:

$$m_e \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau_c} \right) \delta \vec{v} = -e \vec{E}_0 \exp(-i\omega t) \quad (2.38)$$

Diese Gleichung hat die Lösung:

$$\delta \vec{v}(t) = -\frac{e\tau_c}{m_e(1 - i\omega\tau_c)} \vec{E}(t) \quad (2.39)$$

welche zum folgenden Ausdruck des Ohmschen Gesetzes führt:

$$\vec{J}(t) = \frac{n_e e^2 \tau_c}{m_e(1 - i\omega\tau_c)} \vec{E}(t) \quad (2.40)$$

Es ergibt sich dadurch auch die Frequenzabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit:

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \frac{1}{1 - i\omega\tau_c} = \sigma_0 \frac{1 + i\omega\tau_c}{1 + (\omega\tau_c)^2}; \quad \sigma_0 = \frac{n_e e^2 \tau_c}{m_e} \quad (2.41)$$

Aus Gleichung 2.41 leitet man den Ausdruck für die verallgemeinerte, komplexe Permittivität des freien Elektronengases – auch Dielektrische Funktion genannt – ab. Dieser

Ausdruck spielt eine wichtige Rolle in der Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit durch optische Methoden.

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\frac{\omega}{\tau_c}} \quad \omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} = \frac{\sigma_0}{\epsilon_0 \tau_c} \quad (2.42)$$

Die Größe ω_p wird als Plasmafrequenz bezeichnet, weil sie charakteristisch für die kollektive Schwingung der Elektronen in einem Plasma mit der Elektronendichte n_e ist. Prinzipiell kann ein System mit freiem Elektronengas und Gitterionen als ein dichtes, kaltes Plasma betrachtet werden.

2.3.2 Flüssige Metalle. Das Ziman-Modell

Obwohl das Modell des freien Elektronengases ein sehr einfaches ist, bleibt es doch bemerkenswert, dass die elektro-physikalischen Eigenschaften von vielen Metallen denen des freien Elektronengases sehr nahe stehen, und das trotz der Perturbationen, welche von den elektrischen Feldern der Ionen hervorgerufen werden. Der Grund dafür ist die Tatsache, dass das „effektive“ Potential, welches auf die „freien“ Leitungselektronen wirkt, viel kleiner ist als das, das die Ionen im Vakuum erzeugen würden. Es ist möglich, die wirklichen Potentiale durch sogenannte Pseudopotentiale zu ersetzen, und die Wellenfunktionen durch Pseudo-Wellenfunktionen. Die Pseudopotentiale sind in vielen Metallen so schwach, dass die Streuung der Elektronen nur zu einer kleinen Perturbation der Zustände der freien Elektronen führt [24]. Diese Überlegungen bilden die Voraussetzungen für das Modell des fast-freien Elektronengases.

Das Ziman-Modell des spezifischen elektrischen Widerstandes [29] wurde ursprünglich für Alkalimetalle entworfen, und benutzt explizit den Ansatz der Pseudopotentiale. Es führt zu einem theoretischen Ausdruck (2.43) des spezifischen elektrischen Widerstandes, und implizit der elektrischen Leitfähigkeit, der erfolgreich zur Berechnung dieser Größe für flüssige Metalle angewendet wurde [30]:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{3\pi m_e^2 n_e}{4\hbar^2 e^2 k_F^6} \int_0^{2k_F} |v(Q)|^2 S(Q) Q^3 dQ \quad (2.43)$$

Um den Ziman-Ausdruck zu verstehen müssen einige neue Begriffe eingeführt und erläutert werden.

Die Verteilung und Bewegung der Atome, Ionen, oder Moleküle einer Flüssigkeit sind, obwohl chaotisch, durch eine lokale, über kurze Strecken und Zeiten geltende Ordnung charakterisiert. Es ist deshalb nötig, die Korrelationen zwischen benachbarten Molekülen durch passende Funktionen zu beschreiben. Eine der am meisten benutzten Korrelationsfunktionen ist die Paar-Korrelationsfunktion $g(R)$ [30, 24, 31]. Diese Funktion ist eng verbunden mit der mittleren Wahrscheinlichkeit, ein beliebiges Atom in der Nähe eines willkürlich gewählten Ursprung-Atoms einer Flüssigkeit zu finden, und wird in der Gleichung 2.44 mathematisch definiert.

$$N(R) = N_0 4\pi R^2 g(R) dR \quad (2.44)$$

In der Definition von $g(R)$ ist $N(R)$ die mittlere Anzahl der Atome aus einer Kugelschale, die sich von R bis $R + dR$ vom Ursprungsatom erstreckt; N_0 ist die mittlere Dichte der betrachteten Flüssigkeit. Es sei hier zu betonen dass $g(R)$ eine mittlere, Gleichgewichtseigenschaft der Flüssigkeit darstellt und isotropisch ist. Das typische Verhalten der

Paar-Korrelationsfunktion wird in Abb. 2.3 dargestellt. Die Funktion $g(R)$ hat ein erstes und größtes lokales Maximum bei einer Entfernung R_1 , welche die erste Schale der benachbarten Atome definiert; $g(R_1) > 1$. Für $R < R_1$ nimmt $g(R)$ schnell mit R ab und strebt gegen 0 weil sich die Nachbaratome mit dem Ursprungsatom nicht überlappen können. Für $R > R_1$, ergibt sich ein gedämpftes, oszillatorisches Verhalten. Die Maxima dieser Oszillationen beschreiben relativ gut definierte Schalen von benachbarten Atomen die sich außerhalb der ersten Koordinationskugel ($R = R_1$) befinden.

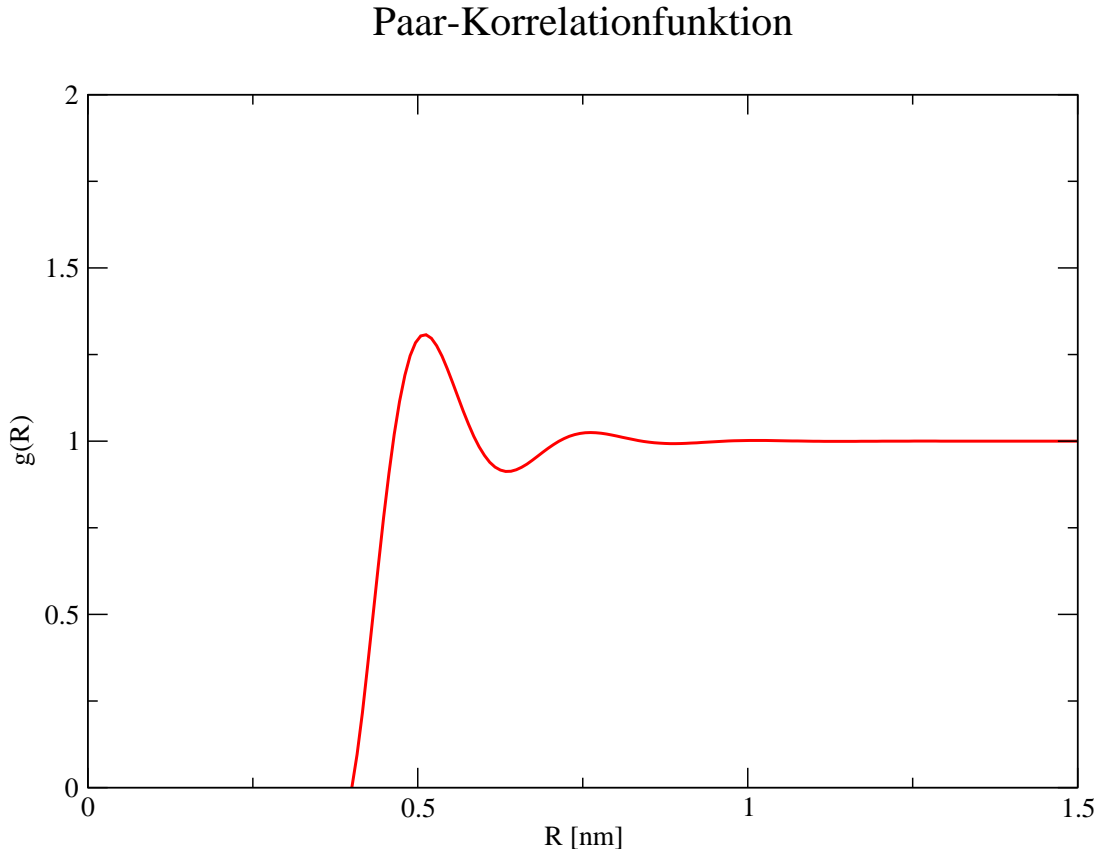


Abbildung 2.3: Typische Form der Paar-Korrelationfunktion. Die Schwingungen verschwinden bei hohen Temperaturen und kleinen Dichten, was eine Abnahme der Korrelationen darstellt. Das erste Maximum entspricht dem Radius der Koordinationskugel.

Die Paar-Korrelationen bestimmen das Interferenzmuster, welches durch die elastisch von der Flüssigkeit gestreute Strahlung erzeugt wird. Es ist also möglich, $g(R)$ experimentell zu bestimmen, und zwar aus der Analyse von Interferenzdaten die mit Hilfe von Röntgen- oder Neutronenstrahlen erhalten wurden. Dafür führt man den Strukturfaktor $S(\vec{Q})$ ein. Er wird definiert als Verhältniss zwischen der Intensität der von einem Atom der Flüssigkeit in einer gegebenen Richtung elastisch gestreuten Strahlung und derselben Intensität, die von einem im Vakuum isolierten Atom erzeugt worden wäre (Gl. 2.45) [24]. Der Vektor \vec{Q} ist die durch Streuung bedingte Änderung des Wellenvektors: $\vec{Q} = \vec{k}_1 - \vec{k}_0$. Eine elastische Streuung vorausgesetzt, ergibt sich für den Betrag der Wellenvektoränderung der Ausdruck: $Q = 2k \sin(\theta/2)$, wobei θ der Winkel zwischen \vec{k}_0 und

Strukturfaktor

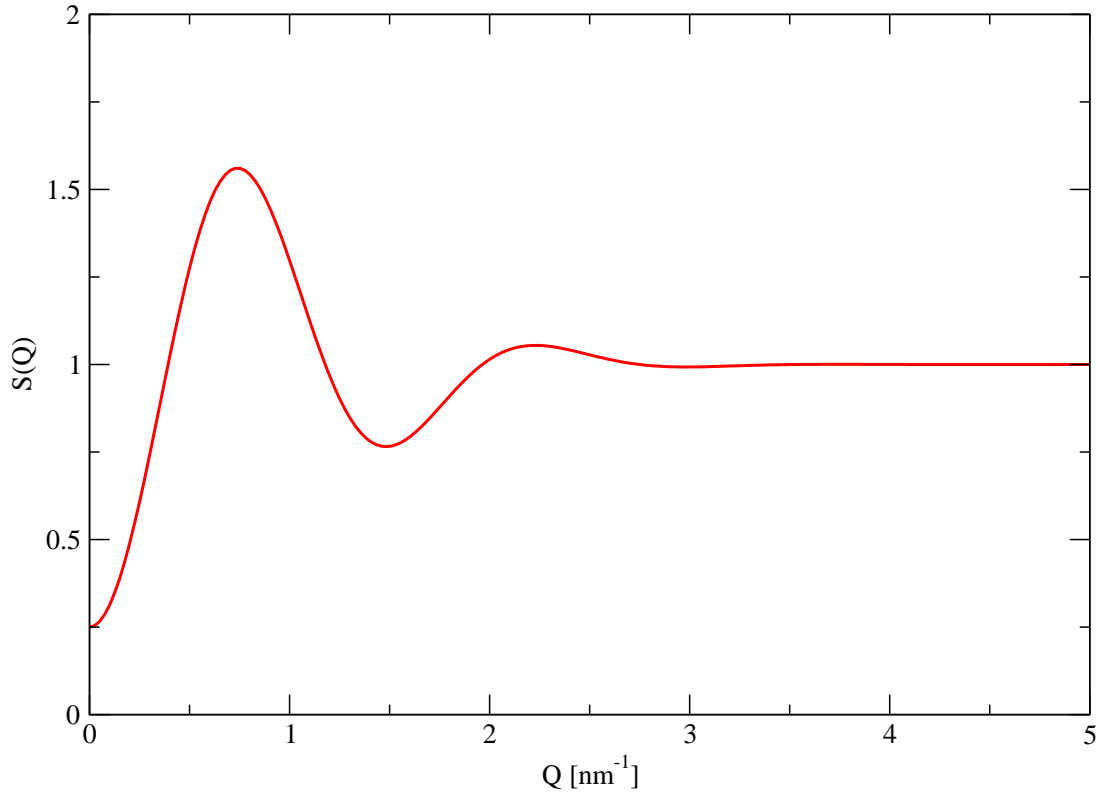


Abbildung 2.4: Typische Abhängigkeit des Strukturfaktors von der Wellenzahl Q .

\vec{k}_1 ist, und $k = |\vec{k}_0| = |\vec{k}_1|$.

$$S(\vec{Q}) = \frac{I_{\text{Flüssigkeit}}(\vec{Q})}{I_{\text{Vakuum}}(\vec{Q})} \quad (2.45)$$

Im Allgemeinen hängt $S(\vec{Q})$ sowohl von dem Betrag als auch von der Richtung von \vec{Q} ab. Das ist besonders im Falle von Kristallen sichtbar, wo $S(\vec{Q})$ die Richtungen der starken Bragg-Streuung angibt. Bei der Streuung in einem flüssigen Metall ist der Strukturfaktor aber nur von dem Betrag des Vektors \vec{Q} abhängig, d.h. $S(\vec{Q}) = S(Q) = S(\theta)$. Der Zusammenhang zwischen dem Strukturfaktor und der Paar-Korrelationsfunktion wird in den Gleichungen 2.46 und 2.47 erläutert [24]. Ein typisches Beispiel für $S(Q)$ ist in Abb. 2.4 gegeben.

$$S(Q) = 1 + 4\pi N_0 \int_0^\infty [g(R) - 1] \frac{\sin(QR)}{QR} R^2 dR \quad (2.46)$$

$$g(R) = 1 + (2\pi^2 N_0)^{-1} \int_0^\infty [S(Q) - 1] \frac{\sin(QR)}{QR} Q^2 dQ \quad (2.47)$$

Die Struktur einer Flüssigkeit, wie sie durch $g(R)$ oder $S(Q)$ dargestellt wird, ist eine wichtige Komponente der theoretischen Beschreibung der physikalischen Eigenschaften flüssiger Metalle. Der Ziman-Ausdruck für die elektrische Leitfähigkeit im Rahmen des fast-freien Elektronengas Ansatzes ist nur ein Beispiel dafür. Da die Streuung der Elektronen im flüssigen Metall mit der Streuung der Röntgen- oder Neutronenstrahlen analog

ist, enthält Gleichung 2.43 auch den Strukturfaktor $S(Q)$. Es ist aber in Erinnerung zu behalten, dass die Beschreibung der Struktur einer Flüssigkeit mittels $g(R)$ oder $S(Q)$ nur annähernd gültig ist, da diese Größen auf der Korrelation zwischen zwei Atomen (oder Molekülen) beschränkt sind. Effekte, die durch Korrelationen zwischen drei oder mehreren Teilchen entstehen, können nicht beschrieben werden. Weiterhin sind Winkelkorrelationen, die in anisotropischen Flüssigkeiten eine wichtige Rolle spielen, mit Hilfe dieser Funktionen nicht darstellbar. Man braucht dafür Drei-Teilchen-Korrelationen oder Korrelationen höherer Ordnung.

Der Faktor $v(Q)$ aus dem Ziman-Ausdruck ist als Formfaktor bekannt und mit dem schon erwähnten Pseudopotential, welches zur Streuung der Elektronen führt, verbunden (Gl. 2.48).

$$v(Q) = \Omega^{-1} \int_0^{R_{max}} V(R) e^{iQR} dR \quad (2.48)$$

$V(R)$ ist hier das Pseudopotential als Funktion der Entfernung zum Ursprungsatom und $\Omega = (4/3)\pi R_{max}^3$ ist das Integrationsvolumen.

Als letztes sei zu bemerken, dass der Ziman-Ausdruck auch dann gültig bleibt, wenn die Zustandsdichte in der Nähe der Fermioberfläche sich von der eines freien Elektronengases unterscheidet: $N(E_F) \neq N_{fE}(E_F)$. Es muss aber vorausgesetzt werden, dass auch in diesem Fall die Streuung schwach ist: $|\Delta\vec{k}|/2\pi \ll 1/a \simeq k_F/2\pi$, mit a der mittleren Entfernung zwischen zwei benachbarten Atomen. Diese Tatsache kann man mit Hilfe des sogenannten Edwards Aufhebungstheorem [32] begründen.

2.3.3 Heiße, vollionisierte Plasmen. Die Spitzer-Leitfähigkeit

Das Ziman-Modell ist für stark gekoppelte, degenerierte Systeme gut geeignet. Es schlägt aber fehl an der anderen Grenze der Plasmalandschaft – schwach gekoppelte, nicht degenerierte Systeme, wie es die heißen, vollionisierten Plasmen sind. In diesem Bereich findet ein Ausdruck seine Anwendung, der in der Literatur auch unter dem Namen Spitzer-Leitfähigkeit zu finden ist. Die wesentlichen Eigenschaften der elektrischen Leitfähigkeit heißer, vollionisierter Plasmen, welche man diesem Ausdruck entziehen kann, sind:

- Proportionalität zu $T_e^{3/2}$, mit T_e als Elektronentemperatur
- Unabhängigkeit von der Plasmadichte
- Proportionalität zu $1/Z$, mit Z als Ionenladungszahl

Dabei wurde der Beitrag des Ionenstromes zum gesamten elektrischen Strom vernachlässigt.

Die Ableitung des Ausdruckes der elektrischen Leitfähigkeit eines vollionisierten Plasmas beträgt im wesentlichen zwei Schritte:

- Untersuchung der Wechselwirkung zwischen einem Elektron und einem Ion, mit Berücksichtigung der Abschirmung des Coulomb-Potentials
- Entwicklung eines statistischen Modells der Driftbewegung der Elektronen unter dem Einfluss eines externen elektrischen Feldes

Wechselwirkungspotentiale zwischen geladenen Teilchen

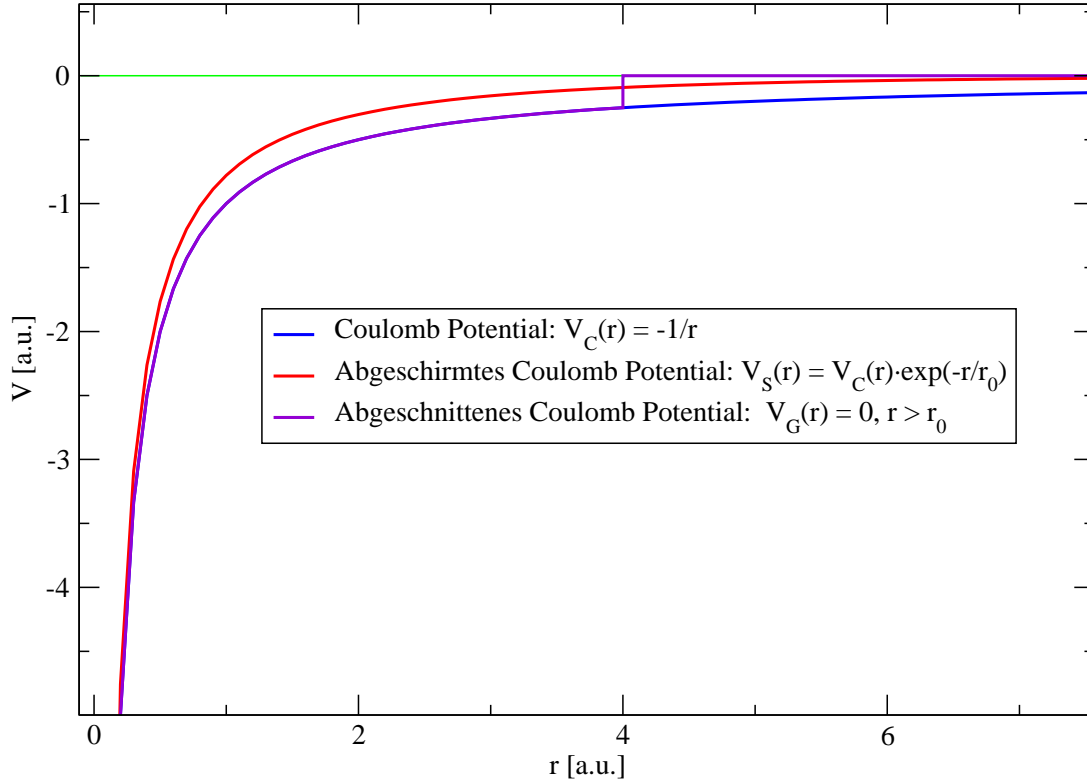


Abbildung 2.5: Vergleich zwischen einem Coulombpotential und zwei unterschiedlichen Potentialmodellen im Plasma. Das abgeschirmte Potential heißt noch Yukawa-Potential, und ist auch für die Kernphysik relevant.

Im Folgenden werden wir ein Plasma betrachten, das aus Elektronen der Ladung $-e$ und Masse m_e , beziehungsweise Ionen der Ladung Ze und Masse m_i besteht. Die Elektronendichte sei $n_e = Zn_i$, mit n_i als Ionendichte. Weil im Allgemeinen $m_i/m_e \gg 1$, werden wir die Bewegung der Ionen vernachlässigen. Das Elektronengas wird als frei und nicht-degeneriert betrachtet (klassische statistische Mechanik ist anwendbar). Die Temperatur des Elektronengases wird mit T_e bezeichnet.

Die Wechselwirkung eines Elektrons mit einem Ion im Plasma ist durch ein abgeschirmtes Coulomb-Potential gekennzeichnet:

$$\Phi_{Plasma}(r) = \Phi_{Coulomb}(r)e^{-\frac{r}{\lambda_D}}; \quad \Phi_{Coulomb}(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2} \quad (2.49)$$

Die Größe λ_D heißt Debye-Länge und hat den Wert:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e (1 + Z)}} \quad (2.50)$$

Das abgeschirmte Coulomb-Potential führt zu einer komplizierten Bewegungsgleichung des Elektrons. Deswegen verwendet man in erster Näherung ein Potential, das innerhalb einer Kugel des Radius λ_D dem Coulombschen gleicht, außerhalb aber Null ist [45], siehe

Abb. 2.5. So kann man für die Streuung eines Elektrons an einem Plasmaion die vom Coulomb-Potential bekannten Ausdrücke anwenden und gleichzeitig die Abschirmung in Betracht ziehen.

Trotz der Abschirmung hat die Elektron-Ion Wechselwirkung eine große Reichweite. Diese führt dazu, dass die Bewegung der Elektronen viel stärker durch sogenannte „weite Begegnungen“ beeinflusst wird als durch starke Ablenkungen [42], die einem kleinen Stoßparameter entsprechen (Abb.2.6). Eine nähere Analyse zeigt in der Tat, dass die Streuung

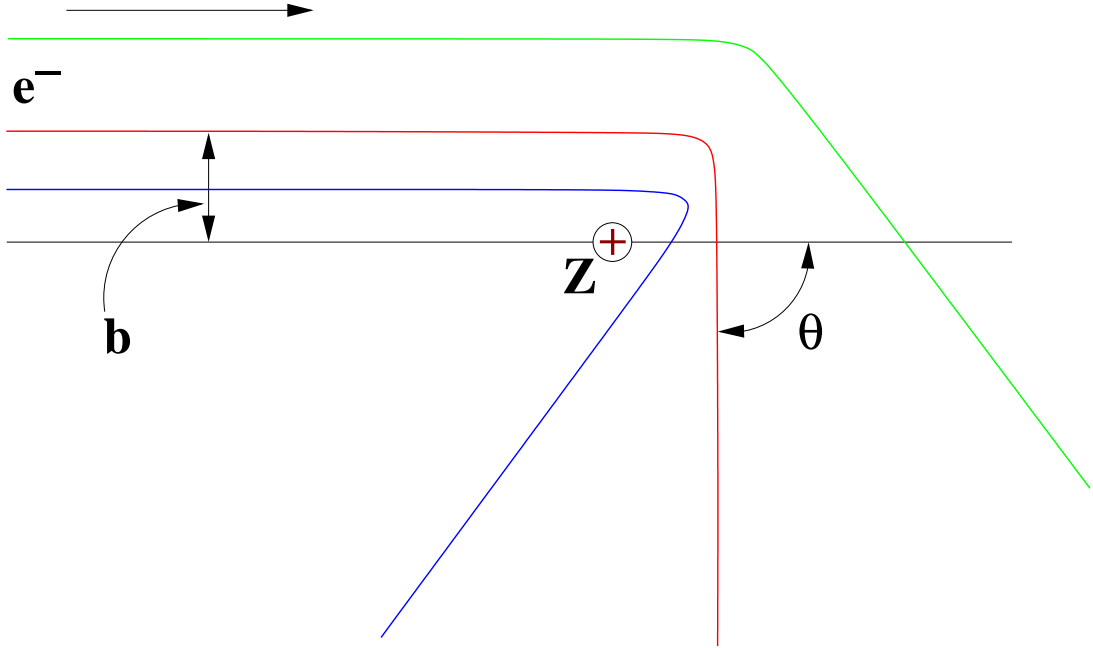


Abbildung 2.6: Drei mögliche Bahnen für Coulombstöße zwischen einem Elektron und einem Ion. Der Abstand b heißt Stoßparameter.

durch viele kleine, nacheinanderfolgende Ablenkungen um bis zu zwei Größenordnungen effektiver sein kann als die durch große, einzelne, Ablenkungen [43, 41]. In [41] wird folgender Ausdruck gegeben:

$$\frac{W_{90^\circ M}}{W_{90^\circ S}} = 8 \ln \Lambda \quad (2.51)$$

$W_{90^\circ M}$ ist hier der Wechselwirkungsquerschnitt für eine mittlere quadratische Ablenkung von 90° durch viele schwache Stöße, $W_{90^\circ S}$ ist der Wechselwirkungsquerschnitt für eine Ablenkung von wenigstens 90° durch einen einzigen Stoß und $\ln \Lambda$ ist der Coulomb-Logarithmus, der Werte im Bereich $3 \div 20$ für die meisten im Labor erzielbaren Plasmen hat [45]. Der Coulomb-Logarithmus spielt eine wichtige Rolle in der Beschreibung der Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen und einem Plasma. Den Wert seines Arguments Λ kann man unter den angenommenen Bedingungen durch den folgenden einfachen Ausdruck berechnen:

$$\Lambda = \frac{\lambda_D}{\langle b_{90^\circ} \rangle} \simeq 1,24 \cdot 10^7 \frac{T_e^{3/2}}{n_e^{1/2}} \quad (2.52)$$

Hier ist $\langle b_{90^\circ} \rangle$ der Stoßparameter für eine 90° Ablenkung. Er wurde ohne die Abschirmung durch Plasmaionen zu berücksichtigen, bei der mittleren quadratischen Geschwindigkeit der Elektronen im Plasma $v_e = \sqrt{3kT_e/m_e}$ berechnet.

Die Tatsache, dass schwache Stöße die zu kleinen Ablenkungen führen, eine viel wichtigere Rolle spielen als die starken Stöße, erlaubt die Anwendung der Fokker-Plank Gleichung zur Berechnung der Transportkoeffizienten in einem heißen, vollionisierten Plasma [43, 41]. Die Ableitung des spezifischen Widerstandes mit Hilfe dieses Ansatzes wird hier aber nicht weiter beschrieben. Wir werden versuchen, einen Ausdruck dieses Transportkoeffizienten durch Dimensionsanalyse abzuleiten. Erst aber bemerken wir, dass der spezifische Widerstand bei einer effizienteren Streuung der Elektronen an Ionen größer werden sollte. Wegen Gleichung 2.51 ist zu vermuten, dass:

$$\rho \sim \ln \Lambda$$

Die Kraft, welche auf ein Ion der Ladung Ze , während seiner Bewegung durch ein Elektrogas der Dichte n_e , wirkt, ist proportional zu $Z \cdot n_e$. Es folgt, laut Wechselwirkungsprinzip, dass die Kraft, welche sich dem Elektronenfluss im vollionisierten Plasma widersetzt die selbe Proportionalität zeigt. Da aber in diesem Fall n_e mit $Z \cdot n_i$ gleich ist, so folgt dass:

$$F \sim Z^2 \cdot n_i$$

Für die Stromdichte gilt aber $J \sim n_e = Zn_i$ und so erhalten wir:

$$\rho \sim (Z^2 n_i / Zn_i) \ln \Lambda = Z \ln \Lambda$$

In dem Ausdruck des spezifischen Widerstandes sind noch folgende Größen zu erwarten:

- die Elementarladung e ; mit der SI-Einheit A s
- die Masse des Elektrons m_e ; mit der SI-Einheit kg
- die mittlere Energie der Elektronen je Freiheitsgrad kT_e ; mit der SI-Einheit J = kg m² s⁻²
- die elektrische Permittivität des Vakuums ϵ_0 ; mit der SI-Einheit A² s⁴ kg⁻¹ m⁻³

Die Dimensionsgleichung lautet also:

$$(A s)^\alpha (kg)^\beta (kg m^2 s^{-2})^\gamma (A^2 s^4 kg^{-1} m^{-3})^\delta = \Omega m = m^3 kg s^{-3} A^{-2} \quad (2.53)$$

Es ergeben sich daraus folgende Werte für die unbekanntenen Potenzen: $\alpha = 2$, $\beta = 1/2$, $\gamma = -3/2$, $\delta = -2$. Dadurch ist der elektrische spezifische Widerstand mit Hilfe des folgenden Ausdruckes zu bestimmen:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \mathcal{K}_s \frac{e^2 m_e^{1/2} Z \ln \Lambda}{\epsilon_0^2 (kT_e)^{3/2}} \quad (2.54)$$

Der Wert der dimensionslosen Konstante \mathcal{K}_s wird durch eine detailliertere statistische Analyse erhalten. Laut [44] und [42] beträgt sie unter unseren Voraussetzungen

$$1/(32\sqrt{\pi}2^{3/2}) = 6,23 \cdot 10^{-3}$$

Wird aber die Elektron-Elektron Wechselwirkung berücksichtigt, so sind größere Werte zu erwarten, welche vom Ladungszustand der Ionen abhängig sind. Je kleiner Z ist, umso größer ist der Beitrag der Elektron-Elektron Stöße [44].

Der Ausdruck der Spitzer-Leitfähigkeit ist nur für kleine Werte des elektrischen Feldes gültig, und zwar solange die Energie, die ein Elektron zwischen zwei Stößen durch das elektrische Feld gewinnt, viel kleiner ist als seine mittlere thermische Energie. Ist das nicht der Fall, so werden die Elektronen stark beschleunigt, und werden zu sogenannten „run away“ Teilchen, die aus dem Plasma in Form von energetischen Strahlen entweichen können.

2.4 Wechselwirkung der E-M Felder mit Leitern

Zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit benutzt man in der Regel ein Signal, welches durch die Wechselwirkung eines elektromagnetischen Feldes mit einem makroskopischen Leiter entsteht. Deshalb ist es von Interesse, diese Wechselwirkung mathematisch auszudrücken. Den allgemeinen Rahmen bilden die Maxwell-Gleichungen der klassischen Elektrodynamik (2.55–2.58).

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.55)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (2.56)$$

$$\nabla \vec{D} = \rho \quad (2.57)$$

$$\nabla \vec{B} = 0 \quad (2.58)$$

Wobei:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.59)$$

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (2.60)$$

Die Vektoren \vec{P} und \vec{M} stehen für die elektrische und magnetische Polarisierung des Mediums in dem sich das elektromagnetische Feld befindet. Sie sind in den für diese Arbeit interessanten Bedingungen proportional zu der Intensität des elektrischen Feldes \vec{E} , beziehungsweise der magnetischen Induktion \vec{B} :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad (2.61)$$

$$\vec{M} = \frac{\chi_m}{\mu_0} \vec{B} \quad (2.62)$$

Dadurch werden die elektrische Verschiebung \vec{D} und das magnetische Feld \vec{H} proportional zu \vec{E} , beziehungsweise \vec{B} :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2.63)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \vec{B} \quad (2.64)$$

Hierbei gilt: $\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi_e) = \epsilon_0 \epsilon_r$ und $\mu = \mu_0/(1 - \chi_m) = \mu_0 \mu_r$.

Für die elektrische Stromdichte \vec{J} ist die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes 2.66 – welches auch als Definition der elektrischen Leitfähigkeit dienen kann – anzunehmen. Im Folgenden werden zwei Fälle betrachtet:

- stationäre Felder und Ströme ($\omega = 0$) in isotropen Leitern
- Reflexion und Transmission einer ebenen elektromagnetischen Welle der Frequenz $\omega \neq 0$ an der Oberfläche eines nichtmagnetischen, homogenen und isotropen Leiters

Der erste Fall entspricht den Gleichstrom-Messmethoden aber auch den Messungen bei niedrigen Frequenzen. Der zweite entspricht den optischen Verfahren, welche den Hochfrequenzbereich darstellen.

2.4.1 Stationäre Ströme

Wir nehmen an, dass alle Felder und Ströme von der Zeit unabhängig sind und dass die elektrische Leitfähigkeit eine Funktion des Ortes ist: $\sigma = \sigma(\vec{r})$. Wir wollen unter diesen Bedingungen die Stromdichte $\vec{J}(\vec{r})$ und das elektrische Potential $\Phi(\vec{r})$ bestimmen. Dafür benutzen wir die Kontinuitätsgleichung (2.65), die lokale Form des Ohmschen Gesetzes (2.66) und die erste Maxwellsche Gleichung (2.55), welche sicherstellt, dass sich das elektrische Feld unter den gegebenen Voraussetzungen durch den Gradient eines Potentials ausdrücken lässt.

$$\nabla \vec{J} = 0 \quad (2.65)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \Rightarrow \vec{J} = -\sigma \nabla \Phi \quad (2.66)$$

Es ergibt sich dadurch folgende partielle Differentialgleichung für das elektrische Potential:

$$\nabla(\sigma \nabla \Phi) = 0 \quad (2.67)$$

Wir werden 2.67 Stromflussgleichung nennen. Man kann sie, bei bekannten Randbedingungen entweder analytisch oder numerisch lösen und dadurch $\Phi(\vec{r})$ bestimmen. Die Ortsabhängigkeit der Stromdichte folgt dann über das Ohmsche Gesetz.

Ein spezieller Fall ist der, in dem sich $\sigma(\vec{r})$ in ein Produkt von Funktionen zerlegen lässt, die jeweils nur von einer Koordinate abhängig sind, z.B. $\sigma = \sigma_x(x)\sigma_y(y)\sigma_z(z)$. Unter solchen Bedingungen ist es sinnvoll, das elektrische Potential auch als Produkt auszudrücken, um dadurch die Stromflussgleichung in unabhängige Differentialgleichungen zu zerlegen.

Es gibt eine interessante und wichtige Eigenschaft der Gleichung 2.67. Es sei $\Phi_0(\vec{r})$ die Lösung für einen Körper mit einer Verteilung $\sigma_0(\vec{r})$ der Leitfähigkeit, unter bekannten Randbedingungen. Betrachtet man einen zweiten Körper, der sich vom ersten nur durch $\sigma_1(\vec{r}) = f(\vec{r}) \cdot \sigma_0(\vec{r})$ unterscheidet und denselben Randbedingungen unterliegt, so folgt:

$$\nabla(\sigma_1 \nabla \Phi_0) = \nabla(f \sigma_0 \nabla \Phi_0) = f \underbrace{\nabla(\sigma_0 \nabla \Phi_0)}_{\equiv 0} + \sigma_0(\nabla f \nabla \Phi) = \sigma_0(\nabla f \nabla \Phi) \quad (2.68)$$

Man nehme jetzt an $\sigma_0 \neq 0$, und betrachte den Fall in dem $\nabla f \perp \nabla \Phi_0$. Es folgt dann aus Gleichung 2.68, dass die Funktion $\Phi_0(\vec{r})$ auch im Falle des zweiten Körpers die Lösung der Stromflussgleichung ist.

Eine direkte Folge dieser Erkenntnis ist, dass man nur mit Hilfe von Spannungsmessungen zwischen einem homogenen Draht und einem Draht, in dem $\sigma(\vec{r})$ nur radiale Gradienten aufweist, nicht unterscheiden kann. Das ist für die mit Schwerionen geheizten und für Leitfähigkeitsmessungen eingesetzten Targets besonders relevant. Diese Targets sind drahtförmig und können nach der Heizung radiale Gradienten ihrer physikalischen Eigenschaften aufweisen.

Anscheinend sind Situationen, bei denen die elektrische Leitfähigkeit ortsabhängig ist, von geringer praktischer Bedeutung, wenn man σ messen möchte. Es muss aber betont werden, dass man leider das Target nicht perfekt homogen mit dem Ionenstrahl heizen kann, so dass eigentlich eine Lösung für eine Gleichung der Form 2.67 zu finden ist. Dass heißt, durch numerische Simulationen ist $\sigma(\vec{r})$ so zu bestimmen, dass die theoretische Potentialverteilung (oder Potentialdifferenz zwischen den Enden eines dünnen Drahtes) der experimentellen entspricht. Andererseits ist hier die Methode der elektrischen Impedanztomographie zu erwähnen, mit der die Bestimmung der Ortsabhängigkeit der elektrischen

Leitfähigkeit möglich ist [33, 34, 35, 36]. Diese Methode findet heutzutage meistens Anwendungen in der Medizin und Geophysik, könnte aber auch zur Messung der durch Schwerionen induzierten Leitfähigkeitsänderungen angepasst werden.

Für die numerische Lösung der Gleichung 2.67 kann man die Methode der Finiten Elemente anwenden. Dazu stehen auch freie Programme wie `freefem++` [37] im Internet zur Verfügung.

Um eine Differentialgleichung mittels dieser Methode lösen zu können, muss man sie so umschreiben, dass sie einem Variationsprinzip entspricht. Das heißt, es ist ein Funktional zu definieren, welches bei der Lösung der Gleichung ein Extremum erreicht. Als Beispiel wird hier der Ausdruck des Funktionals der Stromflussgleichung in der für die Experimente wichtige zylindrischen Symmetrie gegeben:

$$\int \sigma r \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right] dr dz \quad (2.69)$$

Dabei sind r und z die üblichen zylindrischen Koordinaten und Φ die gesuchte Lösung der Differentialgleichung. Das Integral läuft über den ganzen Bereich wo die Differentialgleichung zu lösen ist.

Im Abs. 4.6 werden Resultate, die mit Hilfe der `freefem++` Software erhalten wurden, präsentiert. Eine nähere Darstellung der mathematischen Grundlagen der variationellen Methoden findet man in [21]. Zur Anwendung der Finiten Elemente bei der Lösung von unterschiedlichen Differentialgleichungen gibt es eine vielfältige Literatur.

2.4.2 Reflexion einer EM-Welle an einem Leiter

Die Reflexion und Transmission einer elektromagnetischen Welle an der Oberfläche zwischen zwei unterschiedlichen Medien können die Bestimmung der elektrischen oder magnetischen Eigenschaften eines der Medien ermöglichen. Im Folgenden gilt als erstes Medium das Vakuum und als zweites ein nichtmagnetischer, homogener und isotroper Leiter der Leitfähigkeit σ . Es wird eine unendliche, ebene Oberfläche zwischen den zwei Medien angenommen.

Die Maxwell Gleichungen bekommen im Vakuum ihre einfachste Form, da hier alle Materialeigenschaften „verschwinden“ ($\chi_e = 0, \chi_m = 0$), ebenso wie die Strom- und Ladungsdichten ($\vec{J} = 0, \rho = 0$). Man erhält dadurch sowohl für \vec{E} als auch für \vec{B} die klassische Wellengleichung:

$$\nabla^2 A = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \quad (2.70)$$

In Gleichung 2.70 stehen A für eine beliebige Größe und c für den Betrag der Phasengeschwindigkeit der Welle. In unserem Fall sind \vec{E} oder \vec{B} für A einzusetzen. Dann ist $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Die klassische Wellengleichung hat in einem kartesischen Bezugssystem ebene Wellen als elementare Lösungen. Man kann eine beliebige Lösung dieser Gleichung als Überlagerung von ebenen Wellen darstellen. Gleichung 2.71 gibt die Abhängigkeit der Größe A von Raum und Zeit an. Hierbei sind ω die Winkelfrequenz und \vec{k} den Wellenvektor. Es ist zu bemerken, dass ω und der Betrag von \vec{k} nicht unabhängig voneinander sind, sondern durch die Dispersionsgleichung verbunden werden, welche unter den gegebenen Bedingungen die einfache Form $\omega/k = c$ annimmt.

$$A = A_0 \exp[i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)] \quad (2.71)$$

Die elektromagnetischen Wellen im Vakuum sind transversale Wellen, d.h. \vec{E} und \vec{B} stehen senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung, oder anders ausgedrückt, $(\vec{E} \times \vec{B}) \times \vec{k} = 0$. Deswegen kann man bei elektromagnetischen Wellen Polarisierungseffekte feststellen. Solche Effekte sind auch bei der Reflexion an der Trennfläche zwischen zwei unterschiedlichen Medien beobachtbar und werden später erläutert werden.

Weil Materialeigenschaften allgemein frequenzabhängig sind werden wir im Folgenden nur monochromatische Felder betrachten. Das heißt, dass in der Materie Lösungen der Form 2.72 betrachtet sein werden. Dadurch wird die Analyse der Fortpflanzung in Leitern wesentlich vereinfacht.

$$A = A_0(\vec{r}) \exp(-i\omega t) \quad (2.72)$$

Die Maxwell-Gleichungen bekommen, für einen homogenen, isotropen und nichtmagnetischen Leiter der Leitfähigkeit $\sigma(\omega)$ und relativer elektrischer Permittivität $\epsilon_r(\omega)$ unter dieser Annahme die Form:

$$\nabla \times \vec{E}_0 = i\omega \vec{B}_0 \quad (2.73)$$

$$\nabla \times \vec{B}_0 = -i\epsilon_0\mu_0\omega \left[\epsilon_r(\omega) + i\frac{\sigma(\omega)}{\epsilon_0\omega} \right] \vec{E}_0 \quad (2.74)$$

$$\nabla \vec{E}_0 = 0 \quad (2.75)$$

$$\nabla \vec{B}_0 = 0 \quad (2.76)$$

Diese Gleichungen unterscheiden sich von denen in Vakuum nur durch den Faktor $\epsilon_r(\omega) + i\sigma(\omega)/\epsilon_0\omega$, welcher die Eigenschaften des Mediums enthält. Dieser Faktor ist die verallgemeinerte Permittivität oder dielektrische Funktion des Mediums und wurde für das freie Elektronengas in Gleichung 2.42 erläutert. Wir werden sie mit $\epsilon_r(\omega)$ bezeichnen. Im Ausdruck der dielektrischen Funktion stellt $\epsilon_r(\omega)$ den Beitrag der gebundenen Elektronen dar und $\sigma(\omega)$ den der freien Elektronen. Diese Beiträge können bei hohen Frequenzen physikalisch nicht unterschieden werden: die freien Elektronen haben (klassisch gesehen) eine qualitativ gleiche, durch das E-M Feld erzwungene Schwingungsbewegung wie die gebundenen Elektronen. Es ist deswegen üblich, die zwei Beiträge zusammenzuführen, und, besonders im Falle der Leiter, den Ausdruck von $\epsilon_r(\omega)$ als:

$$\epsilon_r(\omega) = 1 + i\frac{\sigma_t(\omega)}{\epsilon_0\omega} \quad (2.77)$$

umzuschreiben. Formell ist $\sigma_t(\omega)$ mit $\epsilon_r(\omega)$ und $\sigma(\omega)$ durch

$$\sigma_t(\omega) - \sigma(\omega) = i\epsilon_0\omega[1 - \epsilon_r(\omega)] \quad (2.78)$$

verbunden. Setzt man in 2.77 den Ausdruck der Leitfähigkeit eines freien Elektronengases ein, so erhält man Gleichung 2.42. Im Rahmen des Modells des freien Elektronengases sind also $\sigma_t(\omega)$ und $\sigma(\omega)$ gleich, da die Bewegung der gebundenen Elektronen im Metall nicht berücksichtigt wird (die Ionen fungieren nur als Streuzentren für die freien Elektronen). Allgemein: ist der Einfluss der gebundenen Elektronen vernachlässigbar, so gilt: $\sigma_t(\omega) \simeq \sigma(\omega)$.

Wie im Falle eines absorptionsfreien Dielektrikums ($\epsilon_r(\omega) = \epsilon_r(\omega) \in \mathbb{R}_+$) definiert man den Brechungsindex durch $n(\omega) = \sqrt{\epsilon_r(\omega)}$, wobei der Wert der Wurzel ausgewählt wird, welcher den richtigen Grenzwert ergibt, wenn $\Im m(\epsilon_r(\omega))$ gegen Null geht.

Im Folgenden werde ich nur dem Fall des freien Elektronengases näher betrachten. Eine allgemeinere Analyse kann man in der Literatur finden [38]–[40]. Die Reflektivität einer Oberfläche in Bezug auf das Vakuum ist definiert durch:

$$\mathcal{R} = \left| \frac{E_{00R}}{E_{00I}} \right|^2 \quad (2.79)$$

wobei E_{00R} und E_{00I} die komplexen Amplituden der reflektierten und einfallenden Wellen sind. Wegen des transversalen Charakters der E-M Wellen im Vakuum unterscheidet man zwischen der Reflektivität für senkrecht polarisierte einfallende Wellen (\mathcal{R}_s), bei denen die Richtung des elektrischen Feldes senkrecht auf der Einfallsebene steht, und parallel polarisierte einfallende Wellen (\mathcal{R}_p), für die die Richtung des elektrischen Feldes sich in der Einfallsebene befindet. Die Ausdrücke der zwei Reflektivitäten erhält man direkt durch die Verallgemeinerungen, die für ein absorptionsfreies Dielektrikum gelten [40]. Man kann sie als Funktionen von $\varepsilon_r(\omega) = n^2(\omega)$ und α_i dem Einfallswinkel umschreiben. Dabei spielt der Ausdruck $\sqrt{n^2(\omega) - \sin^2(\alpha_i)} = \sqrt{\varepsilon_r(\omega) - \sin^2(\alpha_i)}$ eine wichtige Rolle, deshalb werden wir ihn mit $N(\omega, \alpha_i)$ bezeichnen und seinen Wert erläutern:

$$N(\omega, \alpha_i) = \frac{\sqrt{2}}{2} \left(\sqrt{|N^2(\omega, \alpha_i)| + \Re(N^2(\omega, \alpha_i))} + i\sqrt{|N^2(\omega, \alpha_i)| - \Re(N^2(\omega, \alpha_i))} \right) \quad (2.80)$$

mit:

$$N^2(\omega, \alpha_i) = \cos^2(\alpha_i) - \frac{f_p(\omega)}{1 + f_c^2(\omega)} + i \frac{f_p(\omega)f_c(\omega)}{1 + f_c^2(\omega)} \quad (2.81)$$

und:

$$f_p(\omega) = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}; \quad f_c(\omega) = (\omega\tau_c)^{-1} = (2\pi)^{-1} \frac{\omega_c}{\omega} \quad (2.82)$$

Die Ausdrücke für die zwei Reflektivitäten sind dann:

$$\mathcal{R}_s = \left| \frac{N(\omega, \alpha_i) - \cos(\alpha_i)}{N(\omega, \alpha_i) + \cos(\alpha_i)} \right|^2 \quad (2.83)$$

$$\mathcal{R}_p = \mathcal{R}_s \left| \frac{N(\omega, \alpha_i) \cos(\alpha_i) - \sin^2(\alpha_i)}{N(\omega, \alpha_i) \cos(\alpha_i) + \sin^2(\alpha_i)} \right|^2 \quad (2.84)$$

Ohne eine detaillierte Diskussion zu führen, sollte hier bemerkt werden, dass das Verhalten der Reflektivität in Bezug auf ω komplett in $N(\omega, \alpha_i)$ enthalten ist, so dass es eigentlich genügt, Experimente bei $\alpha_i = 0$ durchzuführen, um dieses zu untersuchen. Aus $N(\omega, \alpha_i)$ ist vorhersehbar, dass die Werte von ω_p und ω_c das Verhalten der Reflektivität grundsätzlich bestimmen. Das Verhältniss zwischen diesen beiden Frequenzen ist direkt verbunden mit σ_0 und n_e , der Gleichstromleitfähigkeit und der Elektronendichte, und zwar:

$$\frac{\omega_p}{\omega_c} = \mathcal{K} \frac{\sigma_0}{\sqrt{n_e}}; \quad \mathcal{K} = (2\pi e)^{-1} \sqrt{\frac{m_e}{\epsilon_0}} = 3,2 \cdot 10^8 \Omega m^4 \quad (2.85)$$

Gute Leiter charakterisieren sich im Allgemeinen durch $\omega_p \gg \omega_c$, so dass für ω in der Nähe der Plasmafrequenz $\varepsilon_r(\omega)$ durch $1 - \omega_p^2/\omega^2$ angenähert werden kann (siehe Tab. 2.1). Es folgt: bei Frequenzen, die größer als die Plasmafrequenz sind, ist der Brechungsindex reell

und der Leiter verhält sich fast wie ein Dielektrikum mit $0 < n(\omega) < 1$. Das heißt, dass die elektromagnetische Welle im Leiter nicht mehr stark abgedämpft und das Medium transparent wird, aber auch dass es einen Grenzwinkel für die totale Reflexion beim Übergang aus dem Vakuum in den Leiter gibt. Für diesen Winkel gilt $\sin(\alpha_i^T) = n(\omega) = \sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2}$.

| Element | σ_0 [S/m] | n_e [m ⁻³] | ω_p [Hz] | ω_c [Hz] | ω_p/ω_c | λ_p [nm] | λ_c [nm] |
|---------|------------------|--------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|------------------|------------------|
| Cu | $5,9 \cdot 10^7$ | $8,5 \cdot 10^{28}$ | $1,6 \cdot 10^{16}$ | $2,5 \cdot 10^{14}$ | 65 | 120 | $7,8 \cdot 10^3$ |
| Ag | $6,3 \cdot 10^7$ | $5,9 \cdot 10^{28}$ | $1,4 \cdot 10^{16}$ | $1,7 \cdot 10^{14}$ | 82 | 130 | $1,1 \cdot 10^4$ |
| Al | $3,8 \cdot 10^7$ | $6,0 \cdot 10^{28}$ | $1,4 \cdot 10^{16}$ | $2,9 \cdot 10^{14}$ | 49 | 130 | $6,4 \cdot 10^3$ |
| Pb | $4,8 \cdot 10^6$ | $3,3 \cdot 10^{28}$ | $1,0 \cdot 10^{16}$ | $1,3 \cdot 10^{15}$ | 8 | 180 | $1,4 \cdot 10^3$ |

Tabelle 2.1: Werte charakteristischer Größen für unterschiedliche Metalle im Rahmen des Modells des freien Elektronengases.

Die großen Werte der Stoßfrequenz ω_c ermöglichen eine andere Annäherung, welche diesmal von tiefen Frequenzen und bis in den infraroten Bereich ($\omega \approx 2\pi$ THz) gültig bleibt: $\sigma(\omega) \simeq \sigma_0$. Unter diesen Bedingungen bekommt der Ausdruck der dielektrischen Funktion folgende Form:

$$\varepsilon_r(\omega) \simeq 1 + i\sigma_0/(\epsilon_0\omega) \simeq i\sigma_0/(\epsilon_0\omega)$$

Eine in der Praxis wichtige Größe, die in dieser Annäherung definiert wird, ist die Skintiefe $h_{Sk} = \sqrt{2/(\sigma_0\mu_0\omega)}$. Sie ist die Dicke der inneren Oberflächenschicht des Leiters, in der die Amplitude des elektrischen Feldes e -mal kleiner wird (e bezeichnet hier die Basis des natürlichen Logarithmus). Da das elektromagnetische Feld innerhalb von wenigen Skintiefen praktisch total abklingt, fließt in einem Leiter der größte Teil eines hochfrequenten elektrischen Stromes an der Oberfläche in einer Schicht in der Größenordnung von h_{Sk} .

Das Modell des freien Elektronengases scheidet im wesentlichen bei sehr hohen Frequenzen. Der optische Bereich kann hier als untere Grenze betrachtet werden. In diesem Fall ist der Beitrag der gebundenen Elektronen zur verallgemeinerten Leitfähigkeit $\sigma_t(\omega)$ so groß, dass die Ionen im Metall nicht mehr als einfache Streuzentren für freie Elektronen agieren. Dies ist der Fall bei edlen Metallen (z.B. Cu, Ag, Au), bei denen die äußeren d -Elektronen leicht anregbar sind [30].

Einen weiteren Einfluss auf die Reflektivität hat der Zustand der Oberfläche. Abgesehen von Verunreinigungen wie Oxiden, hat die Oberfläche des Leiters nicht unbedingt dieselben Eigenschaften wie das Innere. Eine besondere Situation ergab sich zum Beispiel bei Hg, wo der Einfluss der Übergangszone zwischen Vakuum und Metall zu anscheinend widersprüchlichen Resultaten führte [30]. In diesem Fall unterscheideten sich die Ergebnisse aus elipsometrischen Messungen von denen aus Reflexionsmessungen mit unpolarisiertem Licht. Die Erklärung für dieses Verhalten besteht in der Abweichung von einer monotonen Änderung der Leitfähigkeit beim Übergang vom Inneren der Substanz ins Vakuum.

Kapitel 3

Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel werden als erstes die experimentellen Anlagen beschrieben, welche die Durchführung der Versuche, die in dieser Arbeit dargestellt werden, ermöglicht haben. Es folgt eine kurze Übersicht der Methoden zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit, welche in der Literatur beschrieben werden. Im letzten Teil wird dann die in dieser Arbeit verwendete experimentelle Technik beschrieben.

3.1 Experimentelle Anlagen der GSI und HHT

Dieser Arbeit liegen Versuche zugrunde, die am Hochtemperaturmessplatz (HHT) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) durchgeführt wurden. Eine Beschreibung der Beschleunigereinrichtungen der GSI, des HHT-Messplatzes und der eingesetzten Apparatur ist also für das Verständnis der Experimente notwendig.

3.1.1 Beschleunigeranlagen der GSI

Die GSI in Darmstadt bietet besondere Möglichkeiten für Schwerionenstrahlenexperimente. Dies beruht auf der Tatsache, dass für die unterschiedlichen Versuche beschleunigte Teilchen von Protonen bis hin zum Uran zur Verfügung gestellt werden können. Für jede einzelne Ionensorte können Strahlparameter wie Intensität, Energie, Pulsdauer und -form in einem weiten Bereich bestimmt werden.

Einen Überblick über die Beschleunigeranlagen der GSI gewährt Abb. 3.1. Die Ionen werden entweder in der Betriebshalle, vor dem Hochstrominjektor (HSI) des „Universal Linear Accelerator“ (UNILAC), mittels des Nord- oder Südinjektors erzeugt und vorbebeschleunigt, oder im Hochladungsinjektor (HLI), am Eingang in die Alvarez-Struktur. Die zwei Injektoren der Betriebshalle können mit unterschiedlichen Ionenquellen betrieben werden:

- „Metal Vapor Vacuum Arc“ (MEVVA)
- „Cold and Hot Resonance Discharge Ion Source“ (CHORDIS)
- „Multi Cusp Ion Source“ (MUCIS)

Der HLI benutzt eine „Electron Cyclotron Resonance“-Quelle (ECR), gefolgt von RFQ- und IH-Beschleunigerstrukturen. Der Ladungszustand der Ionen wird mit Hilfe eines Gasstrippers und eines Ladungsseparators festgelegt, welche sich am Ausgang der RFQ/IH-Struktur befindet.

Im Alvarez-Teil des UNILAC werden die Ionen bis auf eine Energie von maximal 11,4 MeV/u weiterbeschleunigt, um schließlich in die Einzelresonatoren injiziert zu wer-

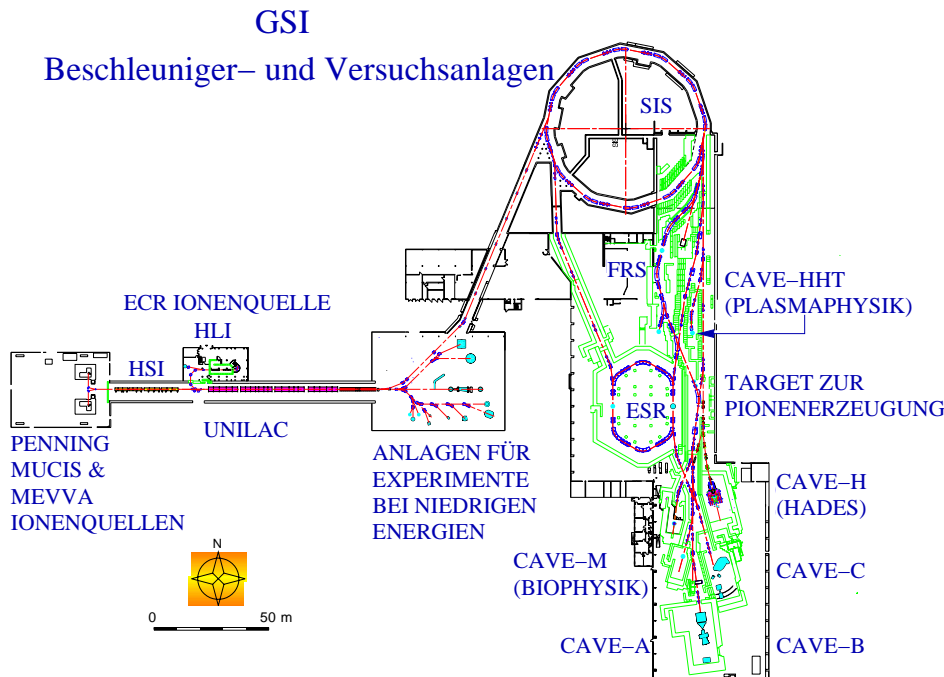


Abbildung 3.1: Die GSI-Anlagen. HSI ist der Hochstrominjektor, HLI der Hochladungsinjektor.

den. Hier kann der Strahl entweder gebremst oder weiterbeschleunigt werden, so dass er am Ende des UNILAC beliebige Energien im Bereich 1,4 MeV/u – 20,0 MeV/u erhalten kann. Die in diesem Energiebereich durchgeführten Experimente werden über verschiedene Strahlzweige versorgt.

Um höhere Ionenenergien und Strahlintensitäten erzielen zu können, müssen die Ionen vom Ausgang des UNILAC, über einen 150 m langen Transferkanal, zum Schwerionensynchrotron (SIS) weitergeleitet werden. Dieser Teil der Beschleunigeranlagen wurde Anfang 1990 erstmals in Betrieb genommen, und kann Schwerionen, abhängig von ihrer Ordnungszahl, bis auf 2,0 GeV/u beschleunigen.

Der SIS ist ein Ringbeschleuniger, bestehend aus 24 Biegemagneten und 12 Quadrupol-Triplets. Die Energieerhöhung erfolgt durch zwei Hochfrequenz-Beschleunigerkavitäten mit einer maximalen Scheitelspannung von 16 kV.

Ein weiterer wichtiger Bestandteil der GSI Anlagen ist der Experimentierspeicher-ring (ESR), in dem Schwerionen über lange Zeitspannen gespeichert werden können und

Experimenten der Atom- und Kernphysik dienen.

Am Ende einer der Transferstrecken, die sich an das SIS anschließen, liegt der HHT-Messplatz. Hier werden Experimente zur Wechselwirkung hochintensiver Schwerionenstrahlen mit Materie und zu den Eigenschaften dieser bei hoher Energiedichte durchgeführt. Im nächsten Abschnitt wird dieser Messplatz näher dargestellt.

3.1.2 Der Hochtemperaturmessplatz

Der HHT-Messplatz befindet sich im nord-östlichen Teil der ESR-Halle und ist aus Strahlenschutzgründen mit dicken Betonwänden umgeben. Die ionisierende Strahlung und die schnellen Neutronen, die während der Experimente freigesetzt werden, führen dazu, dass im Strahlbetrieb der Zugang zum Messplatz gesperrt ist. Der einzige Eingang, der dann zum Experiment führt, ist durch eine Schleuse kontrolliert, die in die Interlockkontrolle der Abteilung „Sicherheit und Strahlenschutz“ eingebunden ist. Nach Beendigung einer Strahlzeit, werden die Zugangsrestriktionen, wenn sich die Radioaktivität am Messplatz unter den vorgegebenen Grenzen befindet, aufgehoben.

Dadurch, dass der Aufenthalt in der unmittelbaren Nähe des Experimentaufbaus im Laufe der Strahlzeit nicht möglich ist, müssen die Versuchssteuerung und die Datennahme von einer externen Messkabine erfolgen. Die Verbindung mit dem Experimentierplatz wird über unterschiedliche elektrische Kabel – 50 Ω -koaxial Kabel für Trigger- und analoge Messsignale, 75 Ω -koaxial Kabel für Videosignale der Überwachungskameras, mehradrige Kabel für Kontrollsignale – und über Lichtwellenleiter erstellt. Die Kabelwege sind, bedingt durch die baulichen Gegebenheiten in der ESR-Halle, bis zu 100 m lang. Über das Kontrollpult der Messkabine ist es auch möglich, die Strahlführungsparameter für den Bereich des Messplatzes optimal einzustellen.

Strahlführung am HHT

Der Ionenstrahl wird nach der Extraktion aus dem SIS über eine 74 m lange Transferstrecke bis zum Wechselwirkungspunkt am HHT geführt. Die ersten 44 m dieser Strecke werden von allen Hochenergieexperimenten außer dem Fragmentseparator (FRS) gemeinsam genutzt. Die letzten 30 m beginnen am sogenannten Übernahmepunkt und führen ausschließlich zum HHT-Messplatz. Zu diesem letzten Teil gehören ein 15°- und zwei 7,5°-Umlenkerdipolmagneten, zwei Quadrupol-Doublets und ein Quadrupol-Triplett. Da die magnetische Steifigkeit des HHT-Strahlzweigs – im Vergleich zu den 18,7 Tm des SIS – nur 10 Tm beträgt, wurde eine ein- und ausfahrbare Stripperfolie in das Strahlrohr integriert. Diese kann zur Erhöhung des Ladungszustandes der Ionen und entsprechenden Reduzierung ihrer magnetischen Steifigkeit benutzt werden.

Als letztes Feinfokussierelement wird gegenwärtig die Plasmalinse betrieben. Sie ist zwar baulich vom Strahlrohr getrennt, wird aber wegen ihrer Rolle als fester Bestandteil der Strahlführung angesehen. Eine Beschreibung der Plasmalinse wird im nächsten Abschnitt gegeben.

Dadurch, dass der Strahlzweig nicht an der letzten Fokussierstufe angeflanscht ist, muss er hochvakuumdicht so abgeschlossen werden, dass der Einfluss auf die hochenergetischen Ionen minimal ist. Dieses wird durch ein 20 μ m dickes Folienfenster aus Kapton (Fa. Dupont) erreicht.

Die Justierung der Strahlführungsparameter wird durch fünf Diagnosekammern ermöglicht, welche entweder mit hineinfahrbaren Gittern oder Leuchttargets bestückt sind.

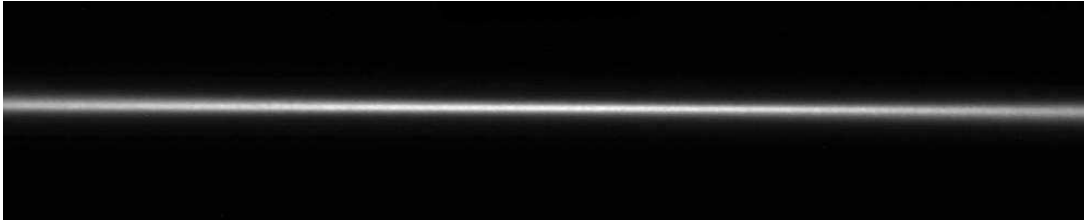


Abbildung 3.2: Aufnahme des Lichtsignals eines fokussierten Uran-Ionenstrahls mit einer Energie von 250 MeV/u und einer Intensität von $2 \cdot 10^9$ Teilchen/Bunch. Luft bei Atmosphärendruck diente als Szintillator.

Ein weiteres Leuchttarget befindet sich auf der kurzen Strecke zwischen dem Ausgang des Strahlrohrs und der Plasmalinse, um den Strahl am Eingang der Linse anzupassen. Das Bild, welches an diesem Leuchttarget entsteht, wird mittels einer schnellen CCD-

Longitudinales Strahlprofil

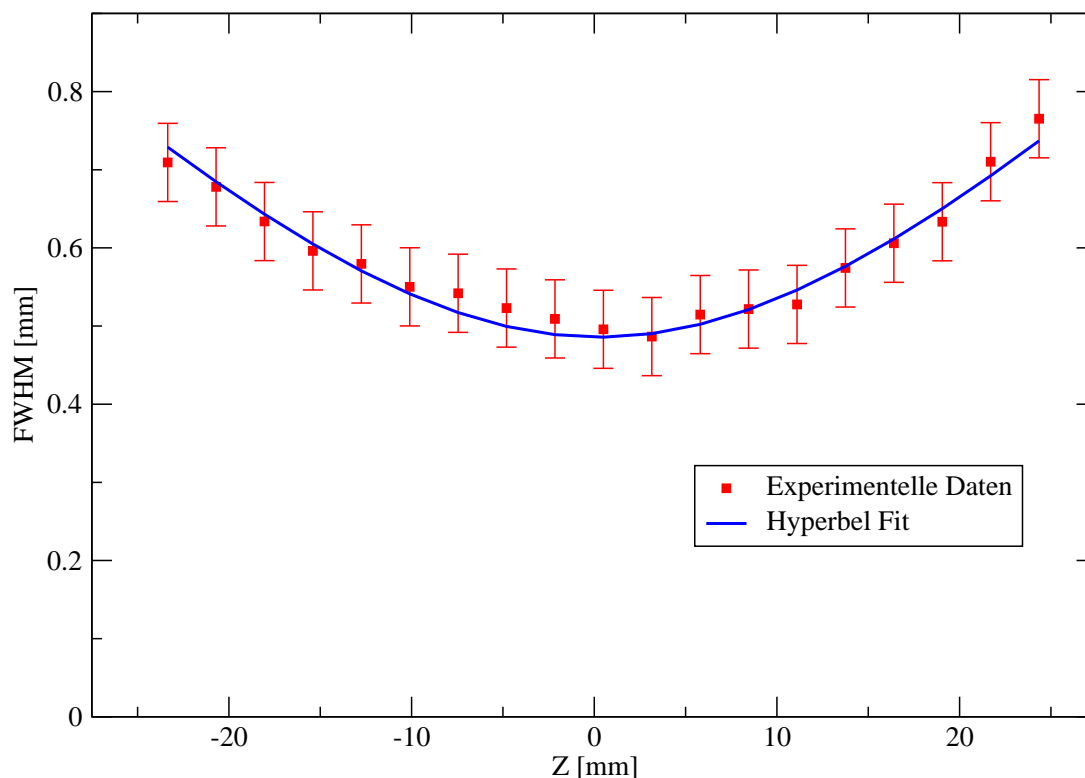


Abbildung 3.3: Das longitudinale Profil des Ionenstrahles aus Abb. 3.2. Die Z-Koordinate läuft entlang der Strahlachse.

Kamera vom Typ Flashcam (Fa. PCO) auf einem Monitor in der Messhütte dargestellt. Die Intensität und der zeitliche Verlauf der Schwerionerpulse werden mit Hilfe von drei Strahltransformatoren gemessen. Der „Fast Current Transformer“ (FCT, Fa. Bergoz) hat eine schnelle Anstiegszeit von weniger als einer Nanosekunde und garantiert dadurch eine genaue Ermittlung der Zeitstruktur des Ionenstrahlpulses. Der „Integrating Current

Transformer“ (ICT, Fa. Bergoz) erlaubt eine genaue Messung der Intensität – der relative Fehler beträgt weniger als 2% – hat aber eine Zeitauflösung von nur 30 ns. Ein dritter Transformator wurde im Jahre 2000 im Strahlzweig des HHT eingebaut. Er erlaubt auch eine genaue Messung der Strahlintensität, deren Resultat aber nicht einer zusätzlichen Integration bedarf, wie es der Fall mit dem Signal vom ICT ist. Ein weiterer Vorteil dieses Transformators ist die geringe Empfindlichkeit gegenüber elektromagnetischen Störungen, wie sie beim Betrieb der Plasmalinse erzeugt werden.

Die Strahl Diagnostik nach der Plasmalinse spielt eine wichtige Rolle zur Optimierung der zwei wichtigsten Linsenparameter, Maximalstrom und Verzögerung nach dem Trig-

Transversales Strahlprofil

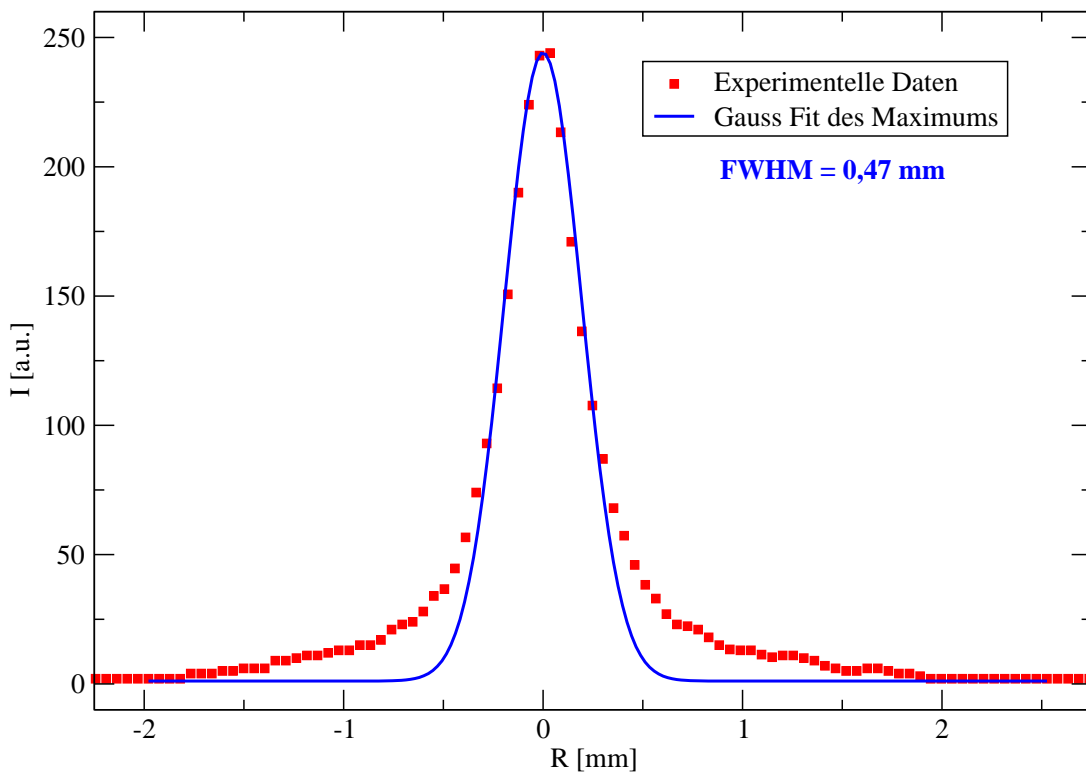


Abbildung 3.4: Transversales Profil im Fokus des Ionenstrahles aus Abb. 3.2.

gersignal, der vom SIS vor dem Ionenstrahlpuls gesendet wird. Darüber hinaus dient sie auch zur Positionierung der unterschiedlichen Targets in den Strahl.

Diese Diagnostik wurde ursprünglich mit Quarzszintillatoren (Fa. Haereus) durchgeführt. Es zeigte sich aber, dass bei den immer höheren Intensitäten, welche in den Experimenten eingesetzt wurden, die Antwort dieser Leuchttargets stark nichtlinear wurde (Sättigung), und dass sie auch durch nur einen Ionenstrahlpuls lokal beschädigt werden konnten. Als Alternative zu Festkörperszintillatoren wurden gasförmige in Anspruch genommen. Als Gas kann sogar Luft bei Normaldruck dienen. Die besten Resultate konnten aber mit Argon erhalten werden, das eine viel höhere Lichtausbeute hat. Der größte Nachteil der Gasszintillatoren ist im Moment die Tatsache, dass die Genauigkeit der Bestimmung des Querschnittsprofils noch nicht bekannt ist. Trotzdem sind solche Leuchttargets zur Festlegung der Strahlposition und der Fokusebene sehr gut geeignet. In Abb. 3.2–3.4

sind eine Aufnahme des Lichtsignals eines Uranstrahls in Luft und die entsprechenden longitudinale und transversale Profile dargestellt.

Die Plasmalinse

Die Plasmalinse wurde an der Friedrich-Alexander-Universität in Erlangen entwickelt und 1993 zum ersten mal an der GSI getestet [63]. Sie besteht im wesentlichen aus einem 9 cm langen Aluminiumoxyd-Entladungsrohr mit einem inneren Durchmesser von 2 cm, zwei

Entladungsstrom der Plasmalinse

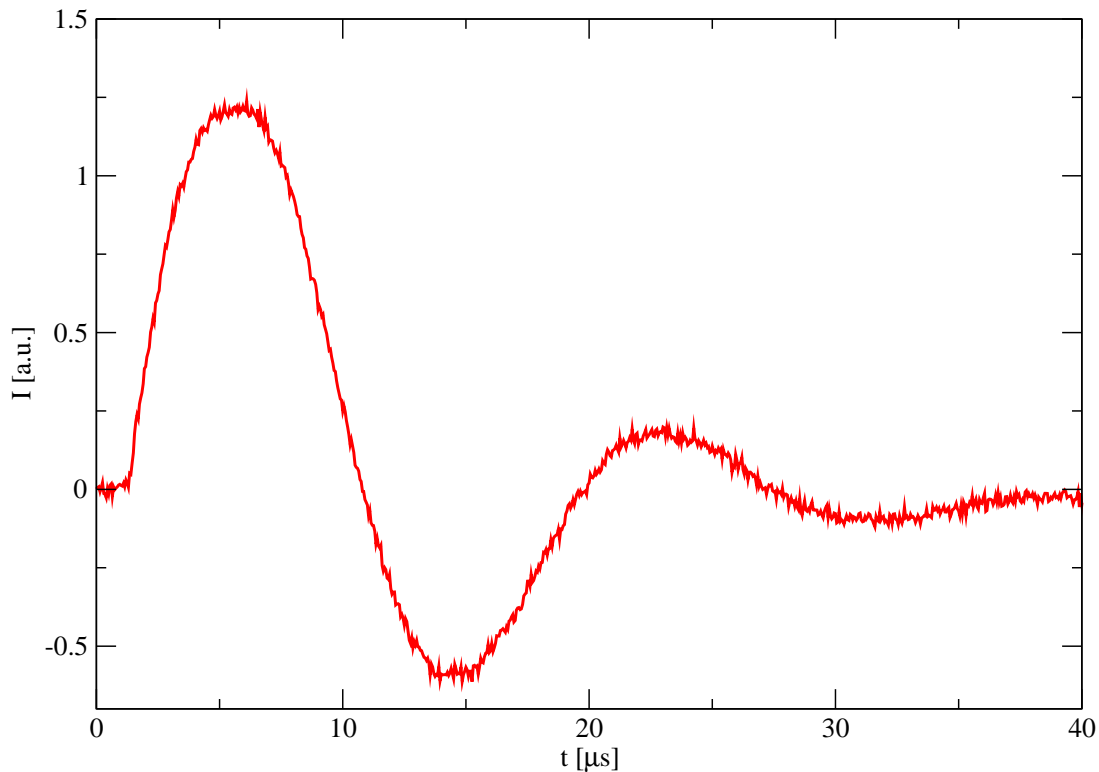


Abbildung 3.5: Typischer Verlauf des Entladungsstromes der Plasmalinse. Die Halbperiode beträgt $9\mu\text{s}$. Der Ionenstrahl wird zu einem Zeitpunkt kurz vor dem ersten Maximum fokussiert. Das Maximum entspricht ungefähr 300 kA.

Hohlelektroden, und sechs Pulsgeneratoren. Das Entladungsrohr wird von Argon unter $1 \div 10$ mbar Druck durchflossen. Die Pulsgeneratoren haben eine gesammte Speicherkapazität von $80\mu\text{F}$ bei einer maximalen Ladespannung von 18 kV. Die Umschaltung von elektrostatischer Energie in eine Entladung erfolgt über sechs schnelle Pseudofunkenschalter, [64]–[66]. Der Entladungstrom hat die charakteristische Form einer gedämpften Schwingung, mit der Dauer der ersten Halbwelle von ungefähr $9\mu\text{s}$, Abb. 3.5. Die maximal erzielbare Stromstärke – erstes Maximum der gedämpften Schwingung – beträgt 430 kA, was einem magnetischen Feld am Rand der Entladung von 1 T entspricht.

Die Plasmalinse ist sowohl vom Strahlrohr als auch von der Targetkammer galvanisch getrennt, da das Massenpotential der Linse während des Betriebes um mehrere 100 V gegenüber der gemeinsamen Masse der Strahlführung und Targetkammer steigt. Das Entla-

dungsvolumen ist durch eine $20\ \mu\text{m}$ Kaptonfolie zusammen mit einer $50\ \mu\text{m}$ Titanfolie an der Anode und einem 1mm starken Graphitkonus zusammen mit einer $20\ \mu\text{m}$ Kapton Folie an der Kathode begrenzt. Dadurch kann man die unterschiedlichen Vakuumbedingungen in Strahlrohr, Plasmalinse und Targetkammer einhalten. Eine ausführliche Beschreibung der Plasmalinse kann man der Arbeit [49] entnehmen.

Wie schon im Abschnitt 2.2 erwähnt, spielt die Dynamik der Entladung in der Linse eine sehr wichtige Rolle, da sie die zeitliche und räumliche Verteilung der Stromdichte, und dadurch des magnetischen Feldes, in der Linse beeinflusst. Daher ist und war die Plasmalinse Gegenstand intensiver Untersuchungen [68, 69, 63, 49, 67, 58], deren wichtigste Ergebnisse wie folgt zusammengefasst werden können:

- es gibt einen Zeitbereich während der Entladung, in dem die Stromdichte ausreichend homogen ist, so dass man die Plasmalinse als linear betrachten kann;
- dieser Zeitbereich liegt um den Zeitpunkt des Entladungsstrommaximums und dauert lange genug um konstante Fokussiereigenschaften für den Strahlpuls zu sichern;
- die Nichtlinearitäten, die außerhalb dieses Zeitbereichs erscheinen, können zur gezielten Modifizierung des transversalen Strahlprofils ausgenutzt werden.
- die Plasmalinse hat gleiche Fokussiereigenschaften in allen transversalen Richtungen;

Diese Erkenntnisse beweisen die prinzipielle Eignung der Plasmalinse als Feinfokussierelement, aber auch als Strahlprofil- und dadurch Energiedeposition-Shaper.

Die Targetkammer

Die Targetkammer befindet sich unmittelbar hinter der Plasmalinse, mit der sie mechanisch fest gebunden ist. Um eine gute Sicht auf den $1,5 - 2,5\ \text{cm}$ vom Austrittsfenster der Plasmalinse entfernten Wechselwirkungspunkt zu ermöglichen reicht die Kathode der Linse teilweise ins Innere der Targetkammer. An den seitlichen Wänden der Kammer befindet sich je ein kreisförmiges Glasfenster mit einem Durchmesser von $15\ \text{cm}$, das die direkte Beobachtung der Targets durch unterschiedliche optische Verfahren – wie zum Beispiel Schattenwurf oder Schlieren – erlaubt. Vier andere zylindrische Öffnungen, die je einen Winkel von 45° mit der Strahl- und Kammerachse bilden und einen Durchmesser von $5\ \text{cm}$ haben, ermöglichen spektroskopische Messungen oder die Überwachung der Targetpositionierung. Da während der Experimente der Druck in der Targetkammer zwischen $1\ \text{bar}$ und $10^{-4}\ \text{mbar}$ variiert wird, werden alle elektrischen Signalleitungen und die Gaszufuhr für die Zucht der Edelgastargets durch spezielle Vakuumdurchführungen geführt.

An der Decke der Targetkammer ist der Manipulator Omniax Translator (Fa. Vacuum Generators) des Zuchtgefäßes für Edelgaskristalle [47, 48] an eine Hochpräzisions-Vakuumdurchführung montiert. Er erlaubt Verstellwege von $\pm 10\ \text{mm}$ entlang der zwei Richtungen, die die horizontale Ebene bestimmen, und einen Verstellweg von $400\ \text{mm}$ in der vertikalen Richtung. Es ist auch möglich, das Zuchtgefäß um die vertikale Achse zu drehen. Die Präzision und Reproduzierbarkeit dieser Bewegungen ist besser als $0,1\ \text{mm}$ bzw. $0,1^\circ$.

Am Boden der Targetkammer ist der Kaltkopf über eine kompakte Verschiebevorrichtung angeflanscht. Er kann so über eine Entfernung von $10\ \text{cm}$ entlang der Vertikalen verschoben werden und wird zur Zucht und Positionierung der Edelgastargets verwendet

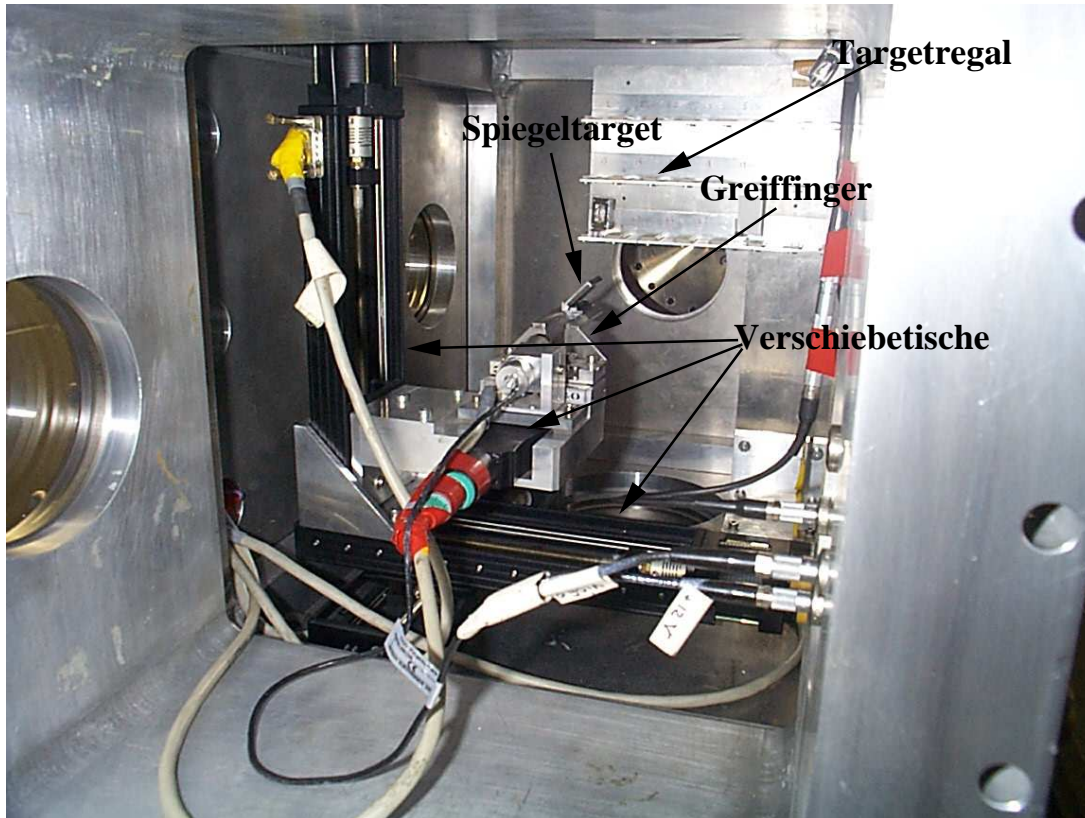


Abbildung 3.6: Der Targetroboter und das Targetregal. In den Greiffingern ist ein 45° -Spiegeltarget zu sehen. Dieses erlaubt die Beobachtung der Gasszintillation aus zwei senkrecht aufeinanderstehende Richtungen.

[48]. Die Reproduzierbarkeit und Genauigkeit der Positionierung des Kaltkopfs betragen $0,1\text{ mm}$.

Am Ende gegenüber dem Ausgang der Plasmalinse wird die Targetkammer durch einen Strahlstopp aus hochverdichtetem Graphit abgeschlossen, welcher die Ausbreitung des Ionenstrahls im Laborraum verhindert.

Der Targetmanipulator

Der Targetmanipulator – im Folgenden auch Targetroboter genannt – wird zur genauen Positionierung der unterschiedlichen Targets auf der Strahlachse eingesetzt. Bis Ende des Jahres 1999 wurde als Targetmanipulator der heutige Zuchtgefäßmanipulator in Zusammenhang mit einem Targetkarussell verwendet [51, 48]. Diese Einrichtung erwies aber einige wichtige Nachteile:

- die maximale Anzahl der einsetzbaren Targets war relativ klein – ungefähr 15
- man konnte nur eingeschränkt Targets mit elektrischen Leitungen verwenden, wegen der Notwendigkeit das Karussell zu drehen, um neue Targets auf die Strahlachse zu positionieren
- bei einer größeren Anzahl von Targets konnte man nur schwierig optische Diagnostiken wie z.B. Schlieren anwenden

- die Bewegungsgenauigkeit des Manipulators erwies sich als unzureichend für die Positionierung von Targets, die wesentlich kleiner waren als der Strahl selber – wie solche, die zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit dienen

Aus diesen Gründen war ein neues System zur Targethandhabung nötig. Es wurde also, basierend auf den Entwurf von Dr. U. Neuner, mit Hilfe der Konstruktionsabteilung

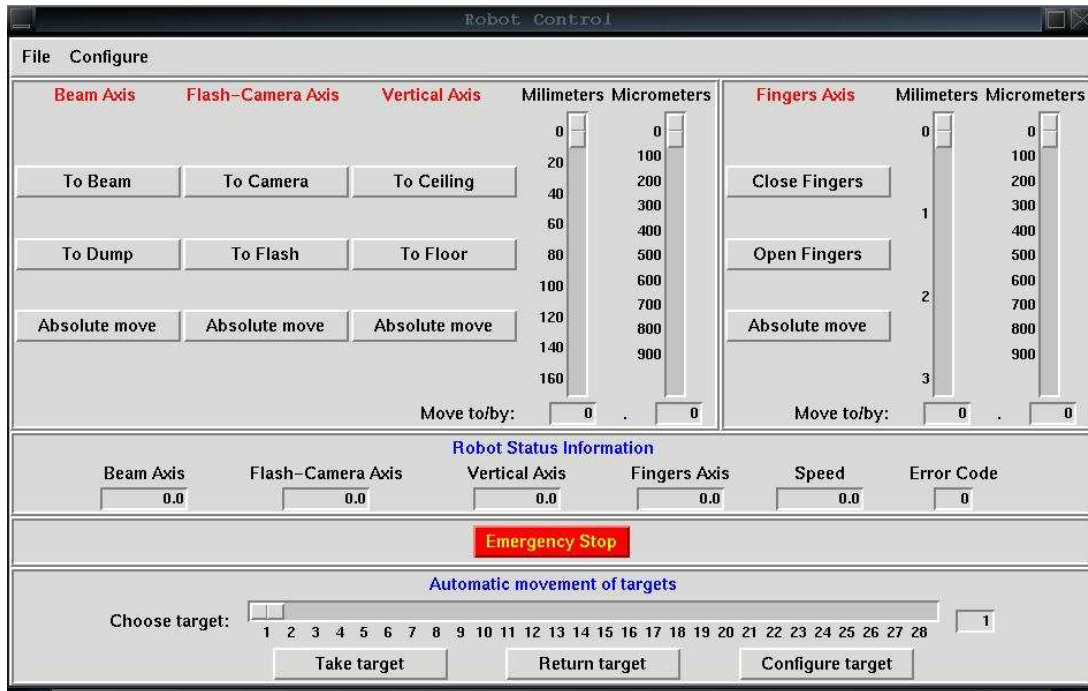


Abbildung 3.7: Die Benutzerschnittstelle der Software zur Targetrobotsteuerung. Typische Bedienelemente wie Knöpfe zur Bestimmung der Bewegungsrichtung sind leicht zu erkennen.

der GSI, ein neuer Targetroboter realisiert. Dieser besteht aus vier durch Schrittmotoren angetriebenen Verschiebetischen (Fa. Micos) und einem Kontroller (Fa. Micos), der mit Hilfe eines PCs, über die serielle Schnittstelle gesteuert wird. Drei der Verschiebetische – vom Typ VT-80 – sichern die Bewegung entlang der räumlichen Richtungen mit einer Genauigkeit von 0,1 mm bei einer Verschiebung von 50 mm. Der vierte Tisch – Modell MT-40 – wird zur Betätigung von zwei Greiffingern benutzt. Die Targets werden auf speziell entwickelten Mini-Tischen aufgebaut und in einem Regal abgelegt. Während der Experimentierzeit kann der Targetmanipulator softwaremäßig so gesteuert werden dass er die Targets der Reihe nach auf der Strahlachse positioniert und wieder in das Regal legt. So können während einer Strahlzeit bis zu 35 Targets eingesetzt werden, davon 7 mit elektrischen Leitungen, ohne die Targetkammer öffnen zu müssen. Zur Steuerung des Targetmanipulators wurde eine spezielle Client/Server Software entwickelt welche die Anwenderschnittstelle vom eigentlichen Kontrollerprogramm trennt. Die Kommunikation zwischen den zwei Bestandteilen erfolgt über TCP/IP, so dass der Targetmanipulator von einem beliebigen Rechner mit Netzwerkverbindung gesteuert werden kann. Die Anwenderschnittstelle wurde Betriebssystemunabhängig in der Tcl/Tk Sprache programmiert und erfolgreich auf Windows 98, Windows NT und Linux getestet. In den Abbildungen

3.6 und 3.7 werden der Targetroboter, mit dem Targetregal und Targets, beziehungsweise die Anwenderschnittstelle zur Steuerung des Targetmanipulators gezeigt.

3.2 Methoden zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit

Die Messmethoden zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit teilen sich in zwei Gruppen ein:

- Kontaktmethoden, bei denen die Tastköpfe der Messgeräte elektrischen Kontakt mit dem Probekörper haben
- kontaktfreie Methoden, bei denen die Wechselwirkung zeitlich variabler EM-Felder mit dem Probekörper untersucht wird

Eine Übersicht unterschiedlicher Messtechniken und Experimente zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit von Festkörpern, Flüssigkeiten und Plasmen findet man in [71]–[73].

Zur Kategorie der Kontaktmethoden gehört die klassische und weit verbreitete Vierpunkt-Technik, welche sowohl für Gleichstrom- als auch für Wechselstrommessungen geeignet ist. Eine Erweiterung dieser Methode ist die elektrische Impedanztomographie, die viele Kontaktpunkte benutzt, um die Erzeugung einer Karte der Leitfähigkeitsverteilung in einem Volumen Materie zu ermöglichen, [33].

Wie eigentlich bei allen Kontaktmessmethoden wird auch im Falle der Vierpunkt-Technik die Leitfähigkeit nicht direkt gemessen, sondern über den Zusammenhang zwischen Strom, Spannung und Geometrie des Probekörpers. Im einfachsten Fall ist dieser drahtförmig mit einer Länge L und einer Querschnittsfläche S . Dann gilt:

$$\frac{U}{I} = R = \rho \frac{L}{S} \quad (3.1)$$

oder

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = R \frac{S}{L} = \frac{US}{IL} \quad (3.2)$$

Eine typische experimentelle Anordnung für die Vierpunkt-Methode für drahtförmige Probekörper wird in Abb. 3.8 gezeigt. Der unbekannte Widerstand R_X ergibt sich wie folgt aus den gemessenen Werten des Stromes I_M und der Spannung U_M :

$$R_X = \frac{U_M \cdot \left(1 + \frac{R_K}{R_V}\right)}{I_M - \frac{U_M}{R_V}} \quad (3.3)$$

Wobei R_K der Widerstand der Kontakte des Voltmetertastkopfes zum Probekörper ist, und R_V der innere Widerstand des Voltmeters. Da der Wert von R_K im Allgemeinen ungenau bekannt ist, muss dafür gesorgt werden, dass $R_K \ll R_V$, eine Bedingung, die bei typischen Werten $R_V \simeq 1 \text{ M}\Omega$ erfüllt wird. Aus dem Wert des Widerstandes R_X kann man dann die Werte des spezifischen Widerstandes ρ und der Leitfähigkeit σ mit Hilfe der Beziehung 3.2 ableiten.

Es sollte aber hier bemerkt werden, dass der Probekörper nicht unbedingt drahtförmig sein muss, um mittels der Vierpunkt-Technik seine Leitfähigkeit bestimmen zu können.

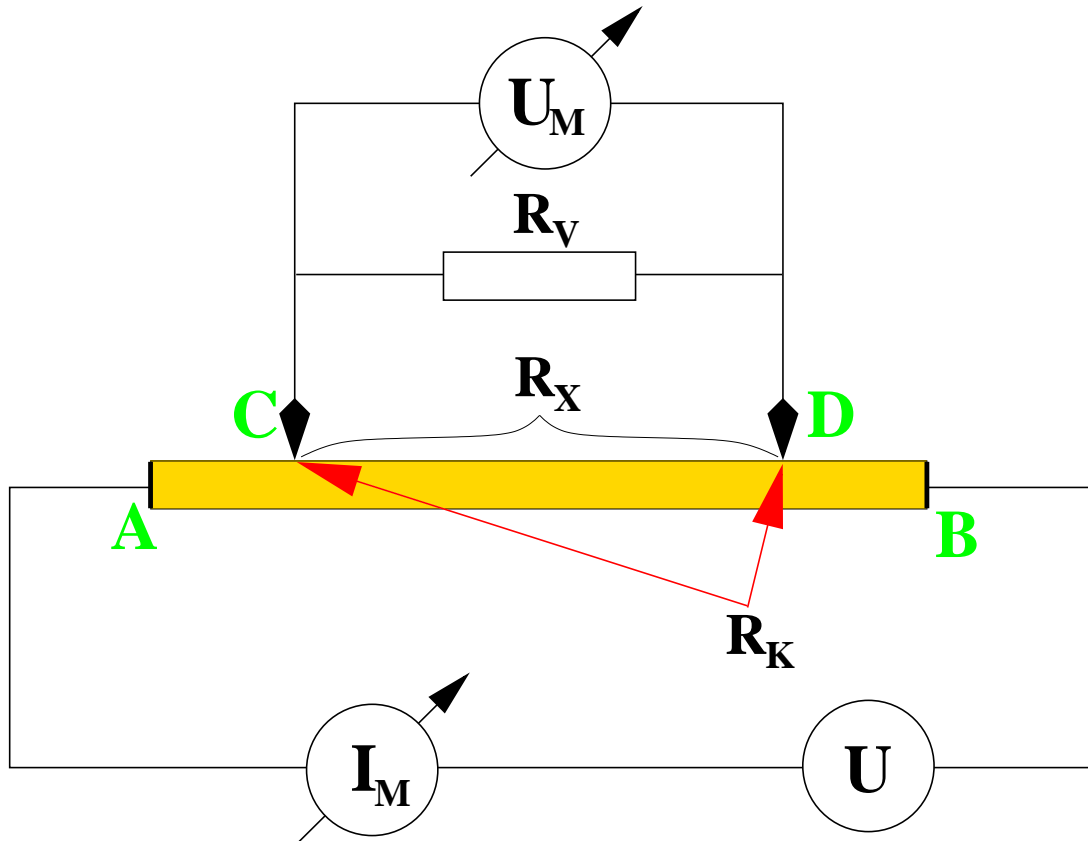


Abbildung 3.8: Prinzipielle Schaltung für die Vierpunkt-Technik zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit eines zylindrischen Probekörpers. Die Kontakte A und B dienen der Verbindung mit der Spannungsquelle U . Die Kontakte C und D werden zur Messung der Spannung benutzt. R_X ist der unbekannte Widerstand, R_K ist der Widerstand der Messkontakte und R_V ist der innere Widerstand des Voltmeters. U_M und I_M sind die gemessenen Spannungs- und Stromwerte.

Vorausgesetzt ist ein genügend großes Volumen mit einer homogenen Verteilung der Leitfähigkeit [71]. Je kleiner dieses Volumen, desto kleiner muss auch der Abstand zwischen den vier Messpunkten sein.

Die Vierpunkt-Methode wurde anfangs in der Festkörperphysik bei moderaten Energiedichten eingesetzt, erwies sich aber auch im Falle hoher Energiedichten erfolgreich, welche durch eine Vielfalt von Techniken erzeugt wurden [74]–[87]. Dennoch sind Kontaktmethoden nicht immer geeignet. Besondere Probleme bereiten zum Beispiel flüssige Metalle oder Schmelzen mit hoher chemischer Reaktivität, [24, 23]. Deswegen wurden verschiedene kontaktfreie Methoden entwickelt, welche aber auch für Messungen bei niedrigen Energiedichten angewendet wurden:

- Impedanzmessungen [97, 98]
- Energieverlust durch Joule Effekt [101]
- induzierte Wirbelströme [99, 100]
- induziertes Drehmoment [88]–[91]

- Reflexion oder Transmission/Absorption von EM-Wellen [92]–[96]

Alle kontaktfreien Methoden basieren prinzipiell auf der Anwendung variabler EM-Felder, was dazu führt, dass unter Umständen – zum Beispiel im Falle der Reflexion von EM-Wellen im sichtbaren Bereich – nur die Oberfläche des Probekörpers untersucht wird. Deswegen muss bei solchen Messungen darauf geachtet werden, dass entweder die Oberfläche repräsentativ für das Volumen des Probekörpers ist, oder dass ihre thermophysikalischen Eigenschaften gut bekannt sind.

Im Folgenden werde ich kurz auf die Impedanzmessungen eingehen, weil sie, unter den experimentellen Bedingungen am HHT die beste Alternative zu den Kontaktmethoden bieten. Impedanzmessungen beruhen auf der Tatsache, dass die Impedanz einer Spule von den elektrischen und magnetischen Eigenschaften des Materials, das sich in ihrem Inneren befindet, abhängig ist. Um die elektrische Leitfähigkeit dadurch bestimmen zu können, muss gesichert werden, dass die relative magnetische Permeabilität μ_r des untersuchten Mediums praktisch 1 ist. Das ist für viele Leiter auch bei niedrigen Temperaturen der Fall, aber auch für magnetische Materialien bei Temperaturen, welche höher sind als die Curie-Temperatur T_C . Die mit Ionenstrahlen direkt geheizten Targets erreichen Temperaturen, die sich über der Schmelztemperatur befinden, welche ihrerseits größer ist als T_C . So ist die Impedanzmessung für die Untersuchung der direkt geheizten Targets geeignet, unabhängig von ihren magnetischen Eigenschaften im Anfangszustand.

3.3 Versuchsaufbau zur Bestimmung der Änderung der elektrischen Leitfähigkeit metallischer Targets

Der Versuchsaufbau, welcher am HHT zur Messung der Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit metallischer Targets eingesetzt wurde, sollte folgenden Bedingungen genügen:

1. Ermöglichung einer homogenen Heizung
2. minimale Anzahl elektrischer Leitungen je Target
3. hohe Messempfindlichkeit
4. minimale Empfindlichkeit gegenüber elektromagnetischen Störungen
5. große Frequenzbandbreite der Messschaltung
6. kleine Targetdimensionen

Nicht alle dieser Anforderungen konnten aber gleichzeitig erfüllt werden. Diese Tatsache, spiegelt sich letztlich in der Genauigkeit der erhaltenen Resultate wider.

3.3.1 Homogene Heizung

Um hohe Energiedichten im Target zu erhalten, muss der Ionenstrahl stark fokussiert werden. Das heißt, dass ein Target nur dann homogen über das ganze Volumen geheizt wird, wenn es einen Querschnitt besitzt, der höchstens so groß ist wie der des Ionenstrahls im Fokusbereich. Andererseits ist die Verteilung der Ionen im Strahlquerschnitt nicht

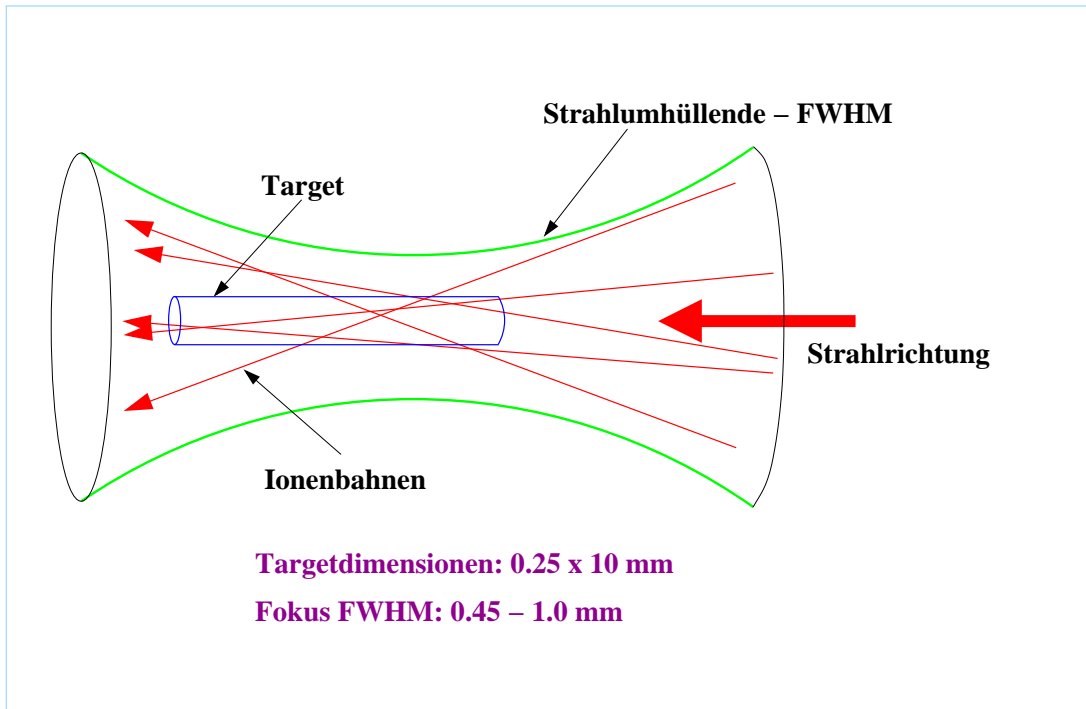


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der Ionenbahnen relativ zu einem Target, das komplett im Ionenstrahl eingetaucht ist. Die Tatsache, dass die meisten Ionen das Target nicht über seine ganze Länge durchqueren wird hier qualitativ dargestellt.

homogen, sondern folgt in der Nähe des Maximums mit einer guten Annäherung einem Gaussprofil (Abb. 3.4). Das heißt aber, dass der Querschnitt des Targets wesentlich kleiner sein muss als die Halbwertsbreite (FWHM) des Gaussprofils. Typische Werte der FWHM des Ionenstrahls im Fokus befinden sich im Bereich 0,45 – 1.0 mm. Deswegen wurden als Targets Drähte mit einem Durchmesser von 0.25 mm gewählt. Diese müssen dann entlang der Strahlachse positioniert werden. Die Targets dürfen aber nicht eine maximale Länge überschreiten, welche im Zusammenhang mit der Eindringtiefe der Ionen im Targetmaterial und mit dem Fokussierwinkel steht. Es ist hier zu bemerken, dass die Ionen, die mit dem Target in Wechselwirkung kommen, sich entlang von Bahnen bewegen, die unterschiedliche Winkel mit der Strahlachse bilden, und im Allgemeinen windschief zu dieser stehen. Das führt dazu, dass sich nur wenige im Target über Strecken bewegen, welche der Länge des Targets entsprechen (Abb. 3.9). Dieses steht im Gegensatz zu dem Fall, in dem das Target einen größeren Querschnitt hat als der Ionenstrahl, und trägt zu der Homogenität der Heizung bei. Deshalb kann man Drähte benutzen, deren Länge bis zu 100% der Ioneneindringtiefe beträgt, einsetzen, insofern der Fokussierwinkel das erlaubt. Wie auch in Abb. 3.3 zu beobachten, ist die FWHM des Strahles über eine Länge von mehr als 1 cm relativ konstant. Das heißt, dass der Fokussierwinkel Targetlängen in der Größenordnung 1 cm zulässt. Andererseits hatten in den durchgeführten Experimenten die Ionenstrahlen Eindringtiefen im Bereich 10 – 13 mm. Es folgt also, dass die geheizten Drähte Längen bis zu ungefähr 1 cm haben können.

3.3.2 Die Messmethode

Für die durch die Heizungshomogenität bedingte Targetgeometrie erwies sich die direkte Kontaktmethode (Abs. 3.2) als die geeignetste. Aus technischen Gründen, konnte man aber nicht mehr als ein Kabel je Target einsetzen, so dass die klassische Vierpunkt-Technik nicht benutzt werden konnte. Es wurde deswegen die Entscheidung getroffen nicht den absoluten Wert des Widerstandes der Targets zu messen, sondern die Änderung relativ zu dem Anfangswert, der aber dann bekannt sein muss. Für die eingesetzten Targetmaterialien kann man diesen Wert mit guter Genauigkeit berechnen.

Bei der Anwendung dieser Messtechnik ist die Amplitude des erzeugten Signals proportionell zur Targetlänge. Um das Signal-Störung Verhältniss zu verbessern sind also

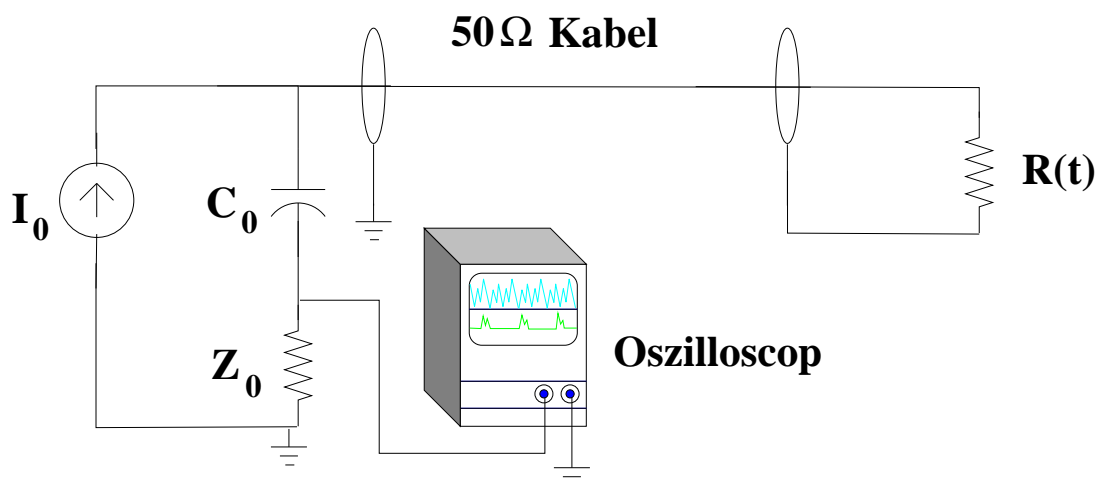


Abbildung 3.10: Schema der prinzipiellen Schaltung zur Messung von Leitfähigkeitsänderungen der schwerionengeheizten Targets. I_0 ist die Stromquelle, Z_0 ist die Ausgangsimpedanz, die mit dem Kondensator C_0 ein Hochpassfilter bildet. $R(t)$ ist der Widerstand des Targets.

Targets mit einer größtmöglichen Länge einzusetzen. Wie im Abs. 3.3.1 gezeigt, gibt es aber Einschränkungen, die berücksichtigt werden müssen. Dieses führte zur Festlegung der Targetlänge auf einen Wert von 1 cm.

Ein vereinfachtes Schema der elektrischen Schaltung des Versuchsaufbaus ist in Abb. 3.10 dargestellt. Die Quelle liefert einen konstanten elektrischen Strom I_0 , welcher über ein koaxiales Kabel der Impedanz 50Ω zum Target R geführt wird. Ändert sich die Leitfähigkeit und dadurch der elektrische Widerstand des Targets, so erscheint am Target eine Spannungsänderung:

$$\delta U(t) = \delta R(t) \cdot I_0 \quad (3.4)$$

Die Spannungsänderung ergibt ein Signal welches sich Richtung Stromquelle fortpflanzt. Dort wird es am Widerstand Z_0 gemessen. Durch den Kondensator C_0 wird die Anfangsspannung, die durch den konstanten Strom hervorgerufen wird, ausgeschaltet. Dadurch wird auch der Einfluss der elektrischen Kontakte am Target beseitigt, solange sich deren elektrischer Widerstand während der Messung nicht ändert. Diese letzte Bedingung wurde durch die Bauweise der Targets erfüllt.

Der Widerstand Z_0 bildet zusammen mit dem Kondensator C_0 ein Hochpassfilter. Die Werte dieser zwei Komponenten müssen so gewählt werden, dass die Impedanz des

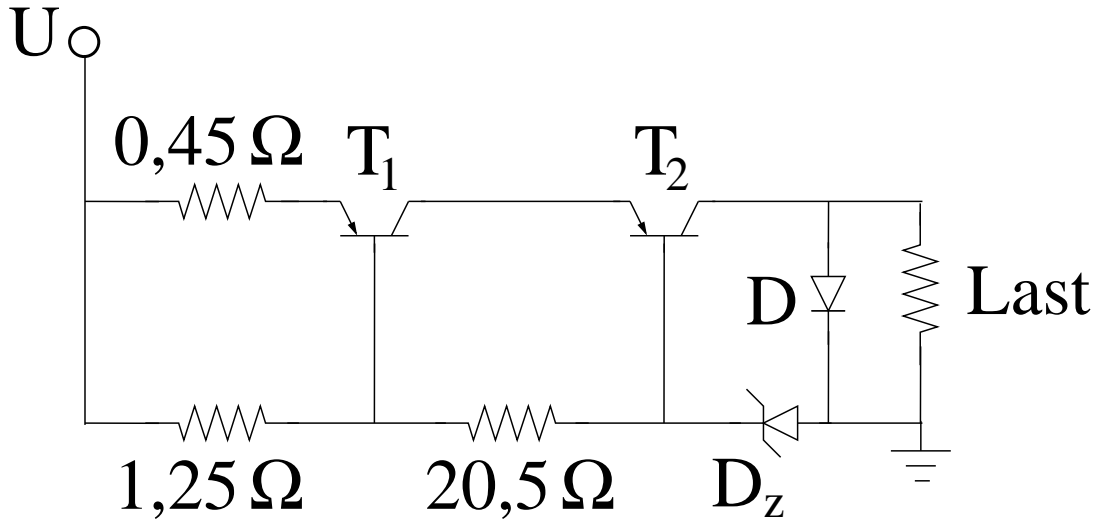


Abbildung 3.11: Die Schaltung der Stromquelle, welche in den Experimenten eingesetzt wurde. Die Diode D schützt die Quelle vor Überspannungen, bei zu großer Last. D_Z sichert eine konstante Polarisation des Transistors T_2 . Die Spannung U beträgt ungefähr 10 V.

Hochpassfilters über einen großen Frequenzbereich in der Nähe der Kabelimpedanz bleibt um Reflexionen zu vermeiden. So folgt, dass $Z_0 = 50 \Omega$ sein muss, und der Wert von C_0 von der benötigten Zeitkonstante bedingt wird. Um auch Signale messen zu können, die sich über mehrere Mikrosekunden erstrecken, hat man sich für zwei parallelgeschaltete WIMA Kondensatoren mit je einem Wert von $6,8 \mu\text{F}$ entschieden. Dadurch erhält C_0 einen Wert von $13,6 \mu\text{F}$, und die Parallelschaltung wirkt dem Einfluss der Eigeninduktivität der Kondensatoren bei hohen Frequenzen entgegen. Die Zeitkonstante $Z_0 \cdot C_0$ beträgt dann $680 \mu\text{s}$. Dieser hohe Wert ermöglicht die Messung von Signalen, welche sich über $50 \mu\text{s}$ erstrecken, mit einem Fehler in der Amplitude von maximal 7%. Dieser kann aber durch die Bearbeitung der Messdaten korrigiert werden.

Die Gleichung 3.4 ist nur dann gültig wenn der Strom I durch das Target konstant bleibt. Diese Bedingung ist für Werte des Targetswiderstandes erfüllt, die viel kleiner sind als die Kabelimpedanz von 50Ω . Bei einem Targetwiderstand von 1Ω beträgt die Abweichung vom linearen Verhalten 2%. Somit wurde dieser Wert des Widerstandes als die obere Grenze für die Anwendbarkeit von Gleichung 3.4 gewählt. Weil die Messungen an metallischen Targets durchgeführt werden, welche eine hohe Anfangsleitfähigkeit besitzen, kann man im linearen Messbereich Zustände untersuchen, welche sich in der Leitfähigkeit wesentlich von den bekannten unterscheiden. Beispielsweise bleibt man für Silbertargets im linearen Messbereich, auch wenn die Leitfähigkeit um ein Faktor 300 im Vergleich zum Wert bei 293 K abnimmt. Dafür beträgt dieser Faktor am Siedepunkt, bei einem Druck von 1 bar, nur 20.

Als Messgerät diente ein digitales Oszilloskop TDS-744A (Fa. Tektronix) mit einer Abtastrate von 2 GS/s und einer Länge des Datensatzes von 50.000 Punkten/Messung. Dieses erlaubte sowohl die Erfassung der sehr hohen Frequenzkomponenten der Signale – bis zu 500 MHz – als auch der tiefen Frequenzkomponenten, im Bereich 25 kHz.

Die Messempfindlichkeit im linearen Bereich wird durch die minimal messbare Signalamplitude und den Strom I bestimmt. Sie beträgt $1 \text{ m}\Omega$ bei einem Strom von 1 A.

Dieser Wert ist auch für sehr gute Leiter wie Silber ausreichend, bei dem die Widerstandsänderung nach der Überschreitung des Schmelzpunktes $27 \text{ m}\Omega$ beträgt.

Die Stromquelle

Ein wichtiger Bestandteil der Messschaltung ist die Stromquelle. Es wurde eine selbstgebaute, einfache Stromquelle eingesetzt, die einen Strom von 1 A bei einer maximalen Ausgangsspannung von $4,5 \text{ V}$ zur Verfügung stellen kann. Diese Stromquelle hat den Vorteil, dass es die Möglichkeit gibt sie von einer Batterie zu versorgen, was bei üblichen Labornetzgeräten nicht der Fall ist. Während der Messungen wurde die nötige Spannung aber von einer Laborquelle PS-303D (Fa. Conrad Elektronik) geliefert. Die Schaltung ist vom sogenannten Kaskoden-Typ [8] und wird in Abb. 3.11 dargestellt. Die Transistoren

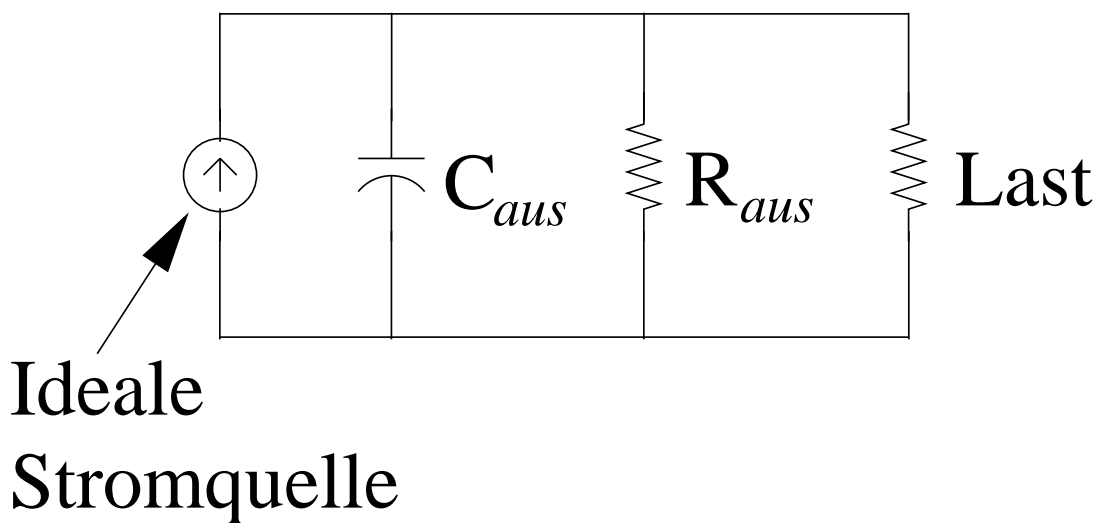


Abbildung 3.12: Modell einer realen Stromquelle zur Schilderung ihres Verhaltens bei schnellen Änderungen der Last.

T_1 und T_2 sind integrierte Darlington Schaltungen vom Typ BD678 die eine maximale Leistung von 40 W liefern können. Die Zener Diode D_Z – Modell ITT-ZY3,9 – sichert eine konstante Spannung von ungefähr $4,0 \text{ V}$ für die Basis des Transistors T_2 , unabhängig von dem Strom, der diese durchfließt. Die Diode D ist eigentlich eine Reihenschaltung von fünf Dioden des Typs PFR-856, und ist zum Schutz der Quelle gedacht; sie übernimmt den gelieferten Strom wenn der Widerstand der Last R_{Last} zu groß wird, und lässt die Ausgangsspannung nicht den maximalen Wert überschreiten.

Der Frequenzverteiler

Eine übliche Gleichstromquelle kann man in erster Näherung durch eine ideale Stromquelle, die parallel am Ausgang einen Widerstand R_{aus} und einen Kondensator C_{aus} geschaltet hat, darstellen, Abb. 3.12. Der Ausgangswiderstand ergibt die Begrenzung der von der Stromquelle lieferbaren Leistung; der Kondensator simuliert das Verhalten der Stromquelle bei einer schnellen Änderung der Ausgangsspannung. Angenommen dass die Ausgangsspannung in der Zeit δt um δU variieren muss, so ist es notwendig, dass sich auch die Ladung des Kondensators C_{aus} um $\delta Q = C_{aus}\delta U$ in der selben Zeitspanne ändert.

Das führt zu einem mittleren Strom $I = \frac{\delta Q}{\delta t} = C_{aus} \frac{\delta U}{\delta t}$, der von der Quelle nicht mehr geliefert werden kann, bis C_{aus} aufgeladen wird. Um diesen Strom zu minimieren und dadurch eine schnelle Variation der Ausgangsspannung ohne eine wesentliche Änderung des Ausgangsstroms zu ermöglichen, muss man die Werte von C_{aus} und δt verkleinern beziehungsweise vergrößern. Leider ist die Kapazität des Ausgangskondensators nicht leicht zu reduzieren, da sie durch die Eigenschaften der elektronischen Teile der Stromquelle

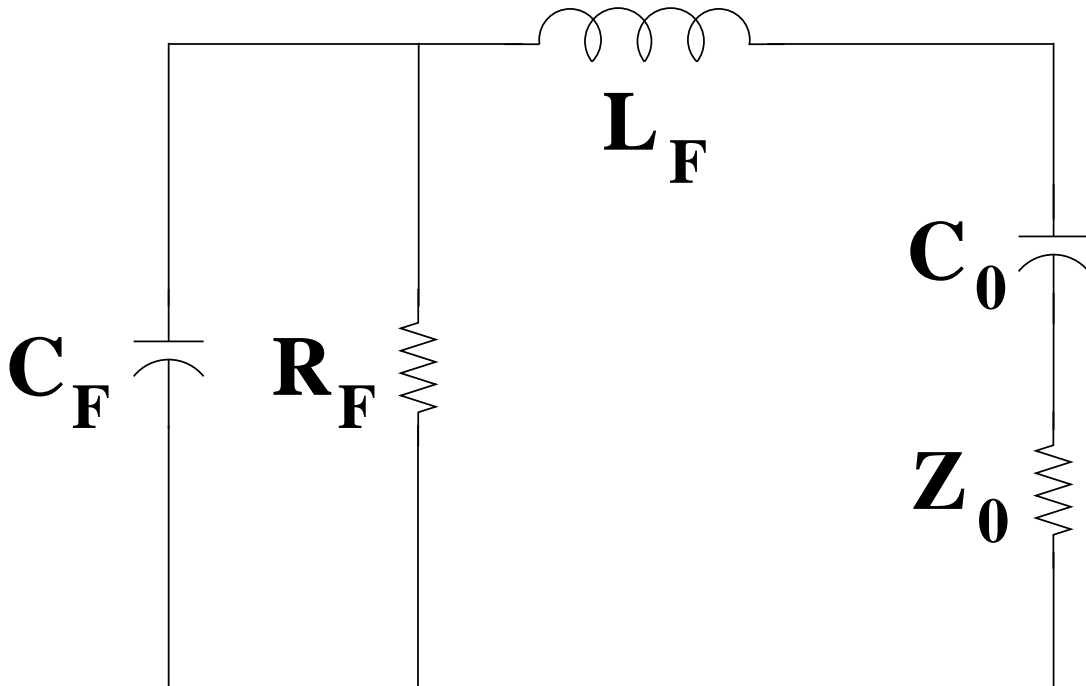


Abbildung 3.13: Die Schaltung des Frequenzverteilers: $C_F = C_0 = 13,6 \mu\text{F}$, $R_F = Z_0 = 50 \Omega$, L_F ist stark vom eingesetzten Strom abhängig. Bei 1 A beträgt sie ungefähr $50 \mu\text{H}$.

bestimmt wird – im Falle der verwendeten Gleichstromquelle ist das der Transistor T_2 – man kann aber δt mit Hilfe eines Tiefpassfilters wesentlich vergrößern. Wir benutzen dazu eine RLC-Schaltung, die in Abb. 3.13 dargestellt wird. Diese Schaltung enthält das schon beschriebene Hochpassfilter $C_0 + Z_0$ und das für die „Trennung“ der Stromquelle benötigte Tiefpassfilter. Daher stammt auch der Name Frequenzverteiler.

Der Widerstand R_F aus Abb. 3.13 beträgt 50Ω , und damit viel weniger als der Widerstand von R_{aus} . Der Kondensator C_F hat eine Kapazität von $13,6 \mu\text{F}$, und damit wesentlich größer als C_{aus} . Dadurch ersetzen sie praktisch C_{aus} und R_{aus} . Der Wert des Kondensators C_F wurde im Gegensatz zu dem früheren Gedankengang sehr groß gewählt, um die Resonanzfrequenz $1/\sqrt{C_F \cdot L_F}$ gegen tiefe Frequenzen zu verschieben, so dass die Eingangsimpedanz des Frequenzverteilers über einen weiten Frequenzbereich einen Wert nahe an 50Ω behält. Dadurch werden die Reflexionen des Signals am Eingang des Verteilers verhindert. Die Induktivität L_F wurde aus zwei reihengeschalteten Spulen mit ringförmigen Ferritkernen vom Typ R58-N30 (Fa. Siemens-Matsushita) hergestellt. Die Spulen haben je 50 Windungen und besitzen eine Induktivität von insgesamt $50 \pm 5 \mu\text{H}$, gemessen bei Frequenzen um 50 kHz und bei einem Polarisierungsstrom von 1 A. Aus diesem Grund mussten die erhaltenen Signale nachträglich korrigiert werden, um die zu starke Abschwächung der niederfrequenten Komponenten zu berücksichtigen.

Konnektor mit Verbindungsdrähten

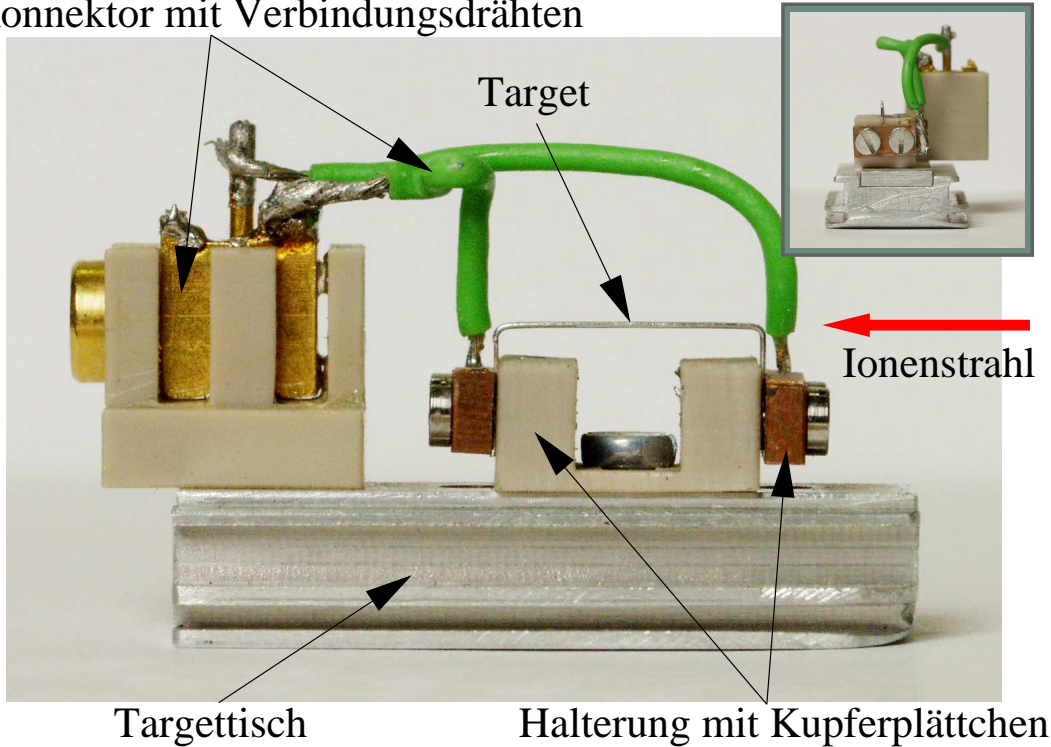


Abbildung 3.14: Ein typisches Target. Der Draht besteht aus Silber.

Im Hochfrequenzbereich zeigt der Frequenzverteiler eine eigene Anstiegszeit von $2,8 \pm 0,2$ ns was einer oberen Frequenzgrenze von 126 ± 9 MHz entspricht. Diese Werte waren für die durchgeführten Messungen ausgezeichnet geeignet und sollten auch für zukünftige Messungen so bleiben. Da die Signalanstiegszeiten vergleichbar mit der Dauer des Ionenstrahlpulses sind, werden sie nicht wesentlich weniger als 50 ns sein.

3.3.3 Die Targets

Wie in Abschnitt 3.3.1 erläutert, waren die Targets 0,25 mm dünne Metalldrähte, Abb. 3.14. Als Targetmaterialien wurden Blei, Kupfer und Silber hoher Reinheit verwendet, welche die Firma Goodfellow lieferte. Die Drahtstücke hatten eine Länge von 20 – 25 mm, davon nur 10 mm für die Wechselwirkung mit dem Ionenstrahl. Die Targetdrähte werden mit Hilfe von drehbaren und verschiebbaren Halterungen auf den Minitischen des Targetmanipulators befestigt. Der elektrische Kontakt wird über zwei Kupferplättchen gesichert, die die Drähte an der Halterung mittels je zweier Schrauben festhalten. Zwei kurze Drähte verbinden diese Plättchen mit einer vergoldeten MCX-Koaxialbuchse. Die Länge der dadurch entstehenden Schleife bestimmt ihre Induktivität und dadurch auch die zeitliche Auflösung welche die Schaltung am Target erlaubt. Das relevante Parameter ist die Anstiegszeit L_S/Z_K , mit L_S als Induktivität der Schleife und Z_K der Kabelimpedanz (50Ω). Zur Abschätzung von L_S wurde die Induktivität einer kreisförmigen Schleife mit einem Durchmesser D_S von 1 cm. Der zu dieser Abschätzung verwendete Ausdruck ist [70]:

$$L_S = 2 \cdot \pi \cdot D_S \left(\ln \frac{8 \cdot D_S}{d} - 1,75 \right) \quad (3.5)$$

mit L_S in nH und D_S , beziehungsweise d in cm. Er führt zu einem Wert von ungefähr 21 nH. Das heißt, dass die Anstiegszeit der Schaltung am Target weniger als 1 ns beträgt, entsprechend einer oberen Frequenzgrenze von mehr als 350 MHz.

Die Targets sind hergestellt worden, um optischen Zugang zu ermöglichen. Dies ist aus zwei Gründen erforderlich:

- Targetpositionierung im Ionenstrahl
- Beobachtung der hydrodynamischen Expansion während und nach der Heizung

Eine genaue Positionierung der dünnen Metalldrähte auf der Ionenstrahlachse ist sehr wichtig für die homogene Heizung. Die Effekte der Abweichungen von der idealen Lage werden in den Simulationen aus Abschnitt 4.6 gezeigt. Sowohl die Lage des Ionenstrahles als auch die des Targets können optisch bestimmt werden. Dafür müsste man zwei CCD-Kameras einsetzen, die auf die Wechselwirkungszone unter einem relativen Winkel von 90° blicken. Die von den Kameras erzeugten Bilder müssen dann gespeichert und verglichen werden. Die Lagen der Ionenstrahlachse und des Targetdrahtes werden als übereinstimmend betrachtet, wenn sie auf den Bildern übereinstimmen. Dieses Verfahren hat mehrere Nachteile:

- man kann die Bilder von Ionenstrahl und Target nicht gleichzeitig aufnehmen, d.h. Schwankungen der Lage der Ionenstrahlachse wie auch der Lage der Kamera von Schuss zu Schuss, beeinflussen negativ die Genauigkeit der Positionierung,
- die minimale Entfernung zwischen zwei Punkten, die eine Kamera auflösen konnte, betrug ungefähr $25 \mu\text{m}$, also 10% des Targetdurchmessers,
- die Genauigkeit der Bestimmung der Lage der Strahl- und Targetachsen wird auch durch die unscharfen Umrisse des Strahles und Targets und dem Bildrauschen beeinflusst,
- das transversale Strahlprofil ist nicht immer perfekt symmetrisch, was eine sichere Festlegung der Strahlachse erschwert.

Diese Schwierigkeiten können aber prinzipiell überwunden werden. Für zukünftige Experimente wird deswegen eine Positioniergenauigkeit von besser als $10 \mu\text{m}$ angestrebt.

Die Targetpositionierung während der verschiedenen Strahlzeiten wurde aber dadurch besonders erschwert, dass man nur eine CCD-Kamera einsetzen konnte, deren Bilder gespeichert werden konnten. Deswegen war nur die vertikale Lagen des Strahles und Targets genügend bekannt. Für die Bestimmung der horizontalen Lagen wurden verschiedene Auswege versucht die sich aber alle als unbefriedigend erwiesen. So blieb die Trefferquote im Bereich von 15 – 20%, was eine gute Statistik stark einschränkte.

Eine weitere Schwierigkeit ergab sich aus der Tatsache, dass der Targetroboter konstruktionsbedingt keine relativen Winkel zwischen Target und Ionenstrahl korrigieren kann. Das führte dazu, dass manche Targets nur über einen Teil ihrer Länge geheizt wurden. Die erhaltenen Signale wiesen auf eine der Theorie entsprechende Proportionalität zwischen Signalamplitude und geheizter Länge, wurden aber wegen der offensichtlichen Inhomogenität der Heizung nicht genauer ausgewertet.

3.3.4 Einfluss der Kabellänge

Das Target wird mit dem Frequenzverteiler über ein 80m langes 50 Ω -Koaxialkabel verbunden. Das führt dazu, dass die hochfrequenten Anteile des am Target erzeugten Signals bei der Übertragung abgeschwächt werden. Dadurch verschlechtert sich die zeitliche Auflösung der Messung. Ein Signal mit einer Anstiegszeit von ungefähr 2,5ns, das von einem DG-535 Generator (Fa. Stanford Research Systems) erzeugt wird, erreicht den Frequenzverteiler mit einer Anstiegszeit von ungefähr 30 ns. Für die durchgeführten Messungen war diese Tatsache nur von geringer Bedeutung, da die typischen Anstiegszeiten der Signale mehrere hundert Nanosekunden bis zu einer Mikrosekunde betragen. Für zukünftige Messungen mit zu erwartenden Anstiegszeiten von weniger als 100ns wird der Einfluss der Kabellänge nicht mehr vernachlässigbar sein. Deswegen wird eine experimentelle Einrichtung geplant, die Signale in der Nähe der Targets aufnimmt, so dass die Kabellänge nicht mehr als 10m beträgt.

3.3.5 Elektromagnetische Störungen

Die Schleife, die durch das Target und die Verbindungen zum Koaxialkabel gebildet wird, funktioniert wie eine Antenne. Dadurch wird die Schaltung empfindlich gegenüber elektromagnetischen Störungen, die von Quellen wie zum Beispiel der Entladung der Plasmalinse stammen. Die Notwendigkeit eines optischen Zugangs zum Target erlaubte aber keine effiziente Abschirmung. Dadurch wurde die Genauigkeit der Messungen wesentlich reduziert. Für die Zukunft werden Experimente geplant, bei denen der Ionenstrahl mit klassischen DC Quadrupolmagneten fokussiert wird. Das verlangt aber den Abbau der Plasmalinse von der Strahlführung. Das war aber wegen andere Experimente zur Zeit nicht möglich.

Zu den durch die Plasmalinse induzierten Störungen addieren sich während der Bestrahlung Potentialschwankungen am Target, die von dem Ionenstrahl induziert werden. Diese könnte man am besten durch die Anwendung der Vierpunkt-Technik in Zusammenhang mit dem Einsatz eines Differentialverstärkers oder eines Impulstransformators stark abschwächen. Dafür muss man aber wesentliche Umbauten an der Targetkammer und am Targetroboter durchführen, um mehrere Kabel mit dem Target verbinden zu können. Diese Änderungen sind für zukünftige Messungen geplant und werden auch die Entwicklung von neuen Experimenten ermöglichen. Das sind zum Beispiel die genaue Bestimmung der Zustandsgleichung bei hohen Energiedichten und der Einsatz des PHELIX-Petawatt-Laserstrahls.

Eine detaillierte Diskussion des Einflusses der unterschiedlichen Störungen auf die Messsignale ist in Abschnitt 4.1 zu finden.

3.3.6 Schattenwurf-Diagnostik

Die elektrischen Messungen allein reichen für eine Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit nicht aus, da sie nur zu einem Wert für den Widerstand des Targets führen. Um die Leitfähigkeit oder den reziproken spezifischen Widerstand zu bestimmen, müssen die geometrischen Parameter des Targets bekannt sein, wie auch der Ausdruck 3.1 zeigt.

Die eingesetzten Targets haben ein großes Verhältnis zwischen Länge und Durchmesser. Aus diesem Grund ändert sich während der hydrodynamischen Expansion, die durch die Heizung stattfindet, im wesentlichen nur ihr Querschnitt. Dieser muss daher gleichzeitig mit der elektrischen Messung aufgezeichnet werden. Zu diesem Zweck wurde die

Schattenwurf-Methode eingesetzt. Das Prinzip dieser Messtechnik wird in Abb. 3.15 dargestellt. Das Target wird zwischen einer Lichtquelle und einer Kamera positioniert, so

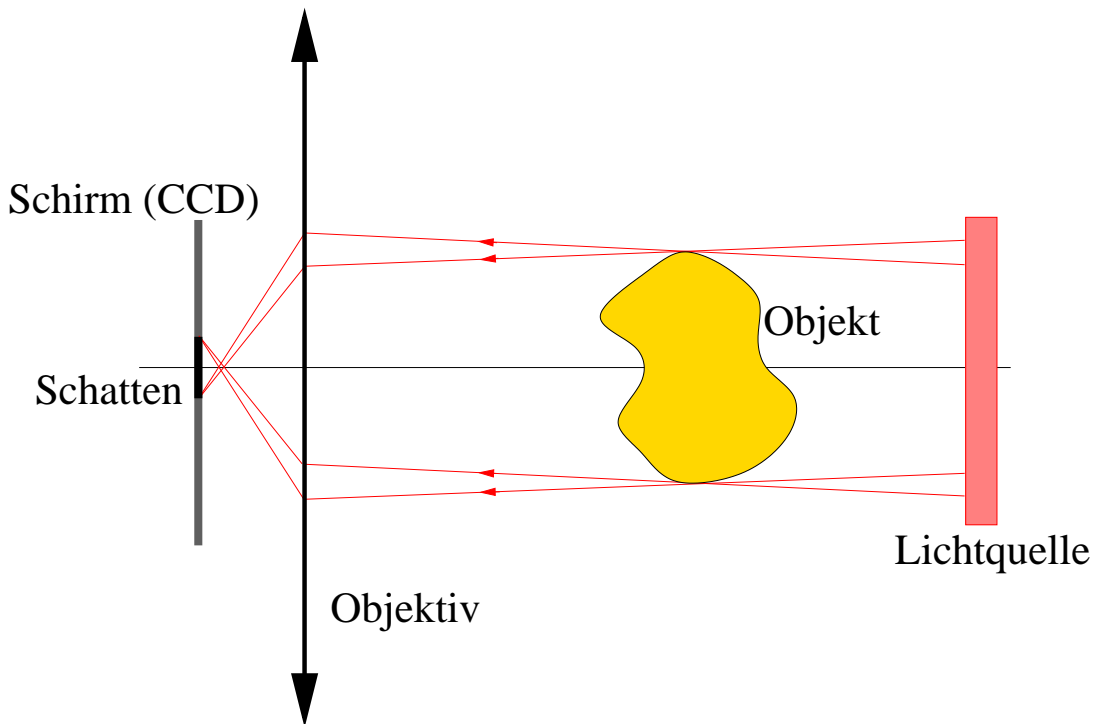


Abbildung 3.15: Das Prinzip der Schattenwurfmethode zur Bestimmung der Ausdehnung eines Objektes in eine bestimmte Richtung.

dass es einen Teil des Lichtes abschirmt. Dadurch entsteht auf dem Bild, welches von der Kamera erzeugt wird, ein Schatten, dessen Ausmaße proportional zu denen des Targets sind. Ändert sich die Ausdehnung des Targets, so wird das von dem abgebildeten Schatten entsprechend wiedergespiegelt.

Als Lichtquelle wurde eine Xenon Blitzlampe (Fa. Hadland) mit einer gespeicherten Energie von 250 J benutzt. Die Lampe erzeugt $10 \mu\text{s}$ lange intensive Lichtpulse mit einem kontinuierlichen Spektrum, die jeweils von einem $50 \mu\text{s}$ langen Nachleuchten niedrigerer Intensität gefolgt werden. Um eine gute Zeitauflösung zu erzielen wurde als Detektor eine Multiframe-Kamera ULTRA-8 (Fa. DRS-Hadland) eingesetzt. Diese Kamera kann 8 Bilder erzeugen, die beliebig voneinander zeitlich verschoben werden können und unterschiedliche Belichtungszeiten im Bereich 10 ns–1 ms haben können.

3.3.7 Temperatur der Targets

Die Werte der elektrischen Leitfähigkeit, welche im Rahmen dieser Arbeit erhalten wurden, haben eine begrenzte Bedeutung, wenn der Zustand des Targets nicht bekannt ist. Für reine, im Volumen homogen verteilte Materialien hängt die Leitfähigkeit nur von Temperatur und Dichte ab. Die Dichte kann unter der Voraussetzung der Homogenität aus den Schattenwurf-Daten abgeschätzt werden. Die Temperatur muss aber separat ermittelt werden. Für die eingesetzten Targets ist nur eine optische Temperaturmessung anwendbar, die aber nicht gleichzeitig mit der Schattenwurf Diagnostik durchgeführt werden kann.

Deswegen wurde versucht, Temperaturmessungen separat von Hydrodynamikmessungen zu unternehmen. Bei diesen Versuchen, die auf der Aufnahme des Emissionsspektrums der Targets im sichtbaren Bereich basierten, hat sich herausgestellt, dass die emittierte Lichtintensität viel zu klein war, um auswertbare Spektren zu ermöglichen. Die Temperaturen, die durch die Heizung erreicht wurden, wurden deswegen mit Hilfe von Simulationen abgeschätzt.

Temperaturmessungen sind aber auch für die Erkundung der Zustandsgleichung bei hohen Energiedichten besonders wichtig. Deshalb wird zur Zeit in Zusammenarbeit mit Wissenschaftlern des Instituts für Physikalische Chemie (IPCP) Chernogolovka (Russland) ein schnelles und besonders empfindliches optisches Pyrometer entwickelt, das zu einer genauen Bestimmung der Temperatur von schwerionengeheizten Targets dienen wird.

Kapitel 4

Resultate

In diesem Kapitel werden als erstes die Resultate der durchgeführten Messungen zusammen mit den entsprechenden Datenbearbeitungsverfahren dargestellt und diskutiert. Es folgen eine Reihe von Simulationen, die dazu gedient haben, die experimentellen Ergebnisse mit der Theorie zu vergleichen. Als Letztes werden anhand einer 3D-Simulation die Einflüsse der Targetpositionierung auf die Homogenität der Heizung diskutiert.

Die Ergebnisse, die im Folgenden besprochen werden, stammen aus zwei Messreihen. Die Erste wurde mit ^{18}O -Strahlen mit einer mittleren Intensität von $1,5 \cdot 10^{10}$ Teilchen/Bunch und einer Energie von 200 MeV/u erhalten. Die Ionenpulse hatten einen rechteckigen Zeitverlauf mit einer Dauer von $1 \mu\text{s}$. Als Targetmaterial wurde Blei eingesetzt. Die zweite Messreihe wurde durch Experimente mit ^{40}Ar -Strahlen erzielt. Die Intensität betrug durchschnittlich $5,5 \cdot 10^{10}$ Teilchen/Bunch bei einer Energie von 300 MeV/u. Der zeitliche Verlauf der Ionenpulse hatte dieselben Charakteristika wie im Falle des Sauerstoffstrahles. Kupfer, Silber und Aluminium dienten als Targetmaterialien, wobei nur von den ersten zwei auswertbare Signale erhalten wurden.

4.1 Elektrische Messungen

Die elektrischen Messungen wurden von zwei Faktoren besonders beeinflusst:

- elektromagnetische Störungen
- das Verhalten der Messschaltung im Niederfrequenzbereich

4.1.1 Signalstörungen

Wie schon im Abschnitt 3.3.5 erläutert, stammen die elektromagnetischen Signalstörungen hauptsächlich von zwei Quellen: Plasmalinse und Ionenstrahl. Abbildung 4.1 zeigt ein Signal, welches von einem Bleitarget erhalten wurde, wobei die unterschiedlichen Einflüsse der Störquellen sehr gut zu sehen sind. Als erstes beobachtet man eine starke, hochfrequente, gedämpfte Schwingung, die mit dem Zünden der Vorionisationsentladung der Plasmalinse in Zusammenhang gebracht werden kann. Eine genauere Analyse zeigt auch eine Verschiebung des Nullniveaus des Signals, welche durch das variable magnetische Feld der Hauptladung in die Targetschleife induziert wird. Die hochfrequente Störung nimmt relativ schnell ab. Das war aber nur für lange, tieffrequente Signale, wie die von den Blei-Targets, besonders vorteilhaft. Schnellere Signale, wie sie an Silber- oder Kupfer-Targets beobachtet wurden, litten viel stärker unter dem Einfluss dieser Störungen. Dazu

Typisches experimentelles Signal

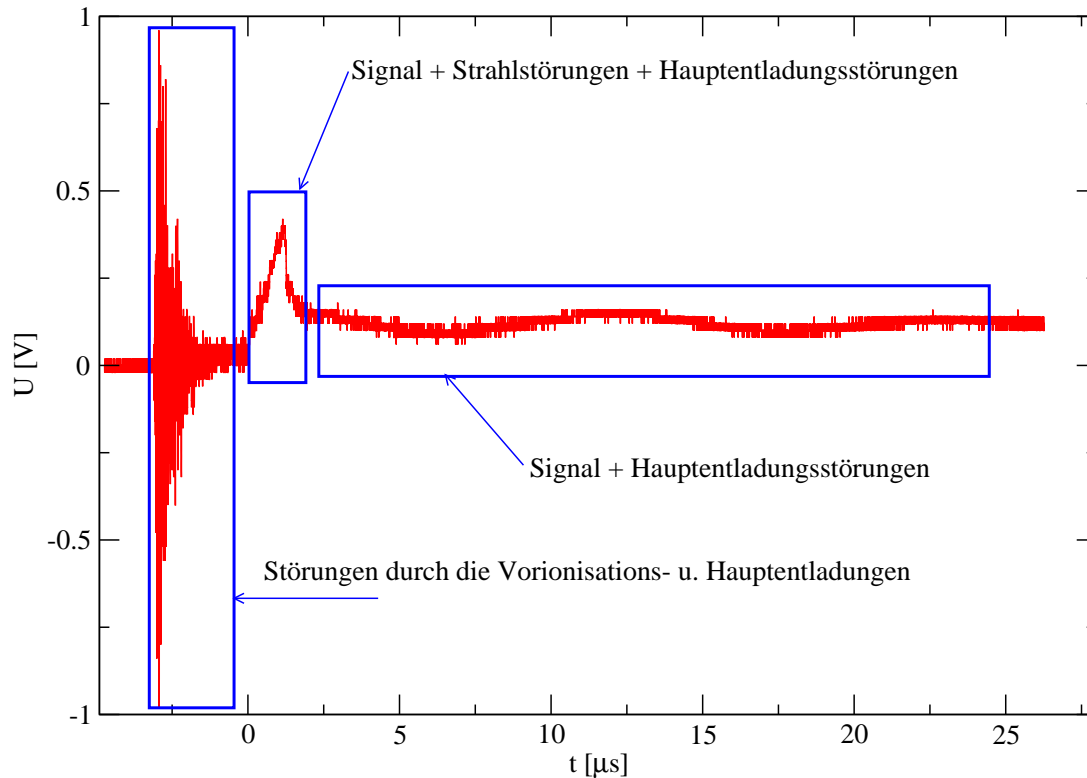


Abbildung 4.1: Signal von einem Blei-Target bestrahlt mit Sauerstoffionen mit einer Intensität von $2 \cdot 10^{10}$ Teilchen/Bunch und einer Energie von 200 MeV/u. Die unterschiedlichen Störungen die es beeinflussen werden angegeben.

muss noch bemerkt werden, dass die Blei-Targets Signale mit einer wesentlich höheren Amplitude ergaben, weil sie eine niedrigere Leitfähigkeit, also größeren Widerstand, besaßen.

Die hochfrequenten Störungen können aber relativ leicht durch einfache Filter reduziert werden, ohne das eigentliche Signal wesentlich zu beeinflussen, da es durch verhältnismäßig kleinere Frequenzkomponenten charakterisiert ist. Für alle Signale wurde ein „Running Averages Filter“ über zehn Punkte zur Abschwächung der höheren Frequenzkomponenten eingesetzt. Dieses Verfahren entspricht einem Tiefpassfilter mit einer eigenen Anstiegszeit von $10 \cdot (1/\nu_a)$, mit ν_a als Abtastrate des Oszilloskopes. Diese Rate betrug bei allen Messungen 1 GHz, und so ist die Anstiegszeit des Tiefpassfilters mit 10 ns wesentlich kleiner als die der Signale, welche durch die Heizung der Targets erzeugt wurden.

Der Schwerionenstrahl beeinflusst die Amplitude des Signals für eine Periode von ungefähr $1 \mu\text{s}$, also ausschließlich über die Dauer der Bestrahlung. Der eigentliche Zeitverlauf dieser Störung wurde nur mit unfokussierten Strahlen und in Abwesenheit des elektrischen Stromes im Target ermittelt. Es hat sich gezeigt, dass unter diesen Bedingungen ein Signal entsteht, welches den zeitlichen Verlauf des Ionenstrahlpulses hat. Es kann aber nicht sichergestellt werden, dass dies auch für fokussierte Strahlen der Fall ist. Wie sich später zeigen wird, gibt es Hinweise darauf, dass sich die Störung durch einen fokussierten Strahl

von der eines unfokussierten tatsächlich unterscheidet. Man kann aber annehmen, dass der schnelle Anstieg des Signals am Anfang der Bestrahlung nur der Strahlstörung zuzuschreiben ist, da zu diesem Zeitpunkt die Temperaturänderung und hydrodynamische Expansion nicht stattfinden konnten. Diese Erkenntnis wird bei der Rekonstruktion des relevanten Signals von Bedeutung sein.

Nach dem Ionenstrahlpuls ist eine niederfrequente, gedämpfte Störung zu beobachten. Sie wird vom magnetischen Feld der Linsenentladung induziert, was auch an der Dauer ihrer Halbwelle von ungefähr $9 \mu\text{s}$ zu erkennen ist. Im Falle kurzer Signale, wie solcher von Silber-Targets, ist die Amplitude dieser Störung praktisch konstant und kann daher leicht vom Signal subtrahiert werden. Bei längeren Signalen kann man davon ausgehen, dass der Nullpunkt der Schwingung der Amplitude des relevanten Signals entspricht und dadurch die Störung „entfernen“.

4.1.2 Signalrekonstruktion

Um das Signal, welches durch die Leitfähigkeitsänderungen hervorgerufen wird, erhalten zu können, genügt die Berücksichtigung der unterschiedlichen Störungen nicht. Es muss noch das Verhalten der Schaltung im tiefen Frequenzbereich berücksichtigt werden. Das erfordert im Prinzip eine Dekonvolution des gemessenen Signals. Dies wird durch die Störungen, welche eine große Bandbreite besitzen und nicht perfekt ausgefiltert werden können, besonders erschwert. Es wurde deshalb der Entschluss getroffen, mit Hilfe von Modellen der Schaltung und des Signals eine Lösung zu finden. Dieser Ansatz hat den Vorteil, dass man dadurch rechnerisch eine Konvolution durchführt, was keine besondere Probleme erhebt.

Um sicherzustellen, dass das Modellsignal der Wirklichkeit entspricht, müssen die experimentellen Daten sorgfältig interpretiert werden. Die dominanten physikalischen Prozesse, die das tatsächliche Signal beeinflussen, sollen dadurch identifiziert werden. In diesem Zusammenhang, erwiesen sich auch die Simulationen zur Heizung und Hydrodynamik der Targets als besonders hilfreich. Diese Simulationen werden im Abschnitt 4.3 dargestellt. Im Folgenden wird der Gedankengang zur Erstellung des Modellsignals präsentiert.

Das Modellsignal

Es ist bekannt, dass eine Temperaturerhöhung bei Metallen im festen Zustand einen Anstieg ihres spezifischen elektrischen Widerstandes bewirkt. Eine weitere Änderung im gleichen Sinne findet während der Phasenübergänge fest \rightarrow flüssig und flüssig \rightarrow gasförmig statt. Simulationen haben darauf hingewiesen, dass unter den gegebenen experimentellen Bedingungen die Targets Zustände erreichen, welche spezifisch für flüssige Metalle sind: Dichten die sich relativ wenig von den Festkörperdichten unterscheiden und Temperaturen in der Größenordnung von $0,1 \text{ eV}$. Ein weiterer Hinweis auf solche Zustände wurde von der Betrachtung der Targettische und -halterungen nach der Strahlzeit gegeben. Man konnte bei vielen Targets eingefrorene, kugelförmige Tröpfchen leicht erkennen. Es ist daraus zu schließen, dass während der Heizung sowohl eine Temperaturerhöhung als auch ein Übergang in den flüssigen Zustand stattgefunden haben.

Wie auch in den Simulationen sichtbar, war es nicht zu erwarten, dass die Targets absolut homogen geheizt wurden. Es gab eine gewisse Verteilung sowohl der Temperatur als auch der Dichte im Inneren der Targets. Das führte dazu, dass nicht alle Teile des Targets gleichzeitig am Phasenübergang beteiligt waren. Dadurch wird der Sprung des

Leitfähigkeitswertes am Schmelzpunkt nicht mehr durch einen steilen Sprung im Verlauf des elektrischen Signals widerspiegelt, sondern durch eine verhältnismäßig geringere Vergrößerung seiner Steigung. Nach dem Phasenübergang sind sowohl während der Heizung als auch für eine bestimmte Periode danach die Änderungen in der Leitfähigkeit relativ gering. Dies führt zu einer Abnahme der Steigung des Signals und zur Bildung eines Quasi-Plateaus gleich nach dem Ionenpuls.

Die weitere Expansion des Materials führt letztlich zur Zerstörung des Targets und zur Bildung der beobachteten Tröpfchen. Die im Abschnitt 4.2 gezeigten Schattenwurfaufnahmen, Abb. 4.8, unterstützen diese Annahme. Es wird auch vermutet, dass bis zum Zeitpunkt des Zerfalls die Targets im flüssigen Zustand bleiben, und dass auch das Phänomen der Unterkühlung mit einer angemessenen Diagnostik beobachtet werden könnte. Diese Entwicklungen in der makroskopischen Struktur der expandierten Materie machen sich auch im gemessenen elektrischen Signal bemerkbar. Als erstes erscheint eine fast sprunghafte Vergrößerung der Steigung (ein Knick), die besonders bei Signalen von Blei-Targets zu bemerken war. Eine Ausnahme davon scheinen aber die Silbertargets zu sein, bei denen es diesen Knick im Verlauf des Signals entweder nicht gibt oder sehr klein ist. Bei allen Targets beobachtet man aber nacher einen immer schnelleren Anstieg der gemessenen Spannungswerte bis zum Maximum von ungefähr 50 V, welcher von der Kabelimpedanz und dem eingesetzten Strom von 1,0 A bedingt ist.

Das Modellsignal wurde als eine Reihe linearer oder parabolischer Annäherungen zusammengestellt. Eine Kontinuität der ersten Ableitung an den Grenzen zwischen den unterschiedlichen Bereichen des Signals wurde nicht verlangt. Es ergeben sich folgende Elemente des Modellsignals:

- Anstieg während der Heizung bis zum Schmelzpunkt: Polynom ersten Grades
- Anstieg während der Heizung und des Phasenüberganges: Polynom ersten Grades
- Anstieg nach dem Phasenübergang bis Ende der Heizung: Polynom ersten Grades
- Quasi-Plateau nach der Heizung und bis zum Auftritt der Strukturänderungen: Polynom zweiten Grades
- Beschleunigter Anstieg nach Beginn der Strukturänderungen: stückweise Polynome zweiten Grades

Dazu wurde noch ein rechteckiges Signal addiert mit einer Dauer von $1 \mu\text{s}$, welches der Ionenstrahlstörung entsprechen sollte. Das Modellsignal hat folgende Parameter:

- $t_0 = 0$ Anfang der Bestrahlung
- t_1 , Zeitpunkt am Anfang des Schmelzvorganges
- t_2 , Zeitpunkt am Ende des Schmelzvorganges
- $t_3 = 1 \mu\text{s}$, Zeitpunkt am Ende der Heizung
- t_4 , Zeitpunkt am Ende des Quasi-Plateaus; Beginn der Strukturänderungen
- $t_n, n > 4$, Grenzen der nacheinanderfolgenden Bereiche während der Strukturänderungen

- $a_1 = S(t_1)$, Signalamplitude zum Zeitpunkt t_1
- $a_2 = S(t_2)$, Signalamplitude zum Zeitpunkt t_2
- $a_3 = S(t_3)$, Signalamplitude zum Zeitpunkt t_3
- $a_n, n > 3$ Koeffizienten der unterschiedlichen Polynome zweiten Grades
- b , Amplitude der Störung durch den Ionenstrahl; sie wird durch den Anfangswert des experimentellen Signals festgelegt

Die Anfangswerte dieser Parameter wurden mit Hilfe der Werte der gemessenen Signale bestimmt und dann mit Ausnahme von t_0, t_3 und b iterativ variiert bis zu einer guten Übereinstimmung zwischen dem durch Konvolution des Modellsignals erhaltenen und

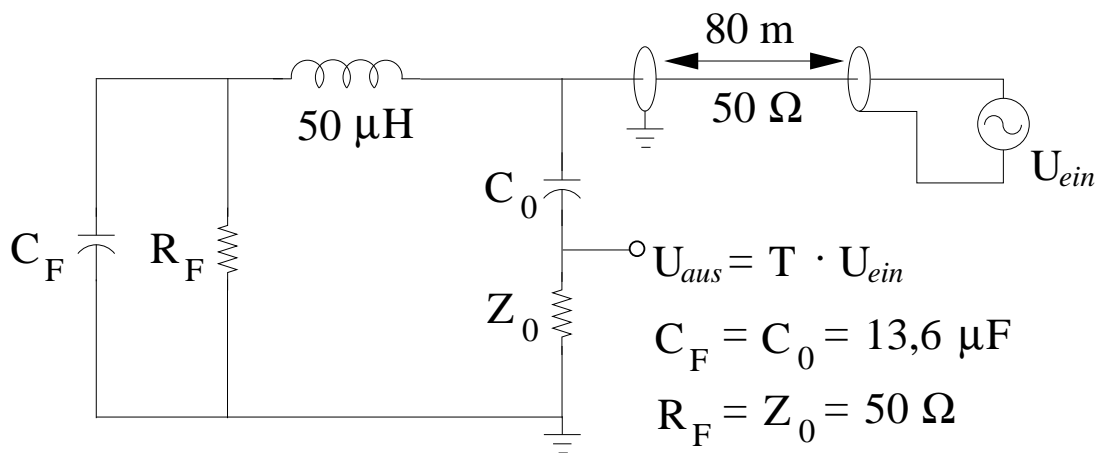


Abbildung 4.2: Das Schaltkreismodell zur Rekonstruktion der Experimentellen Signale. Die Ausgangsspannung U_{aus} ergibt sich im Frequenzbereich als Produkt zwischen der Transferfunktion T dieser Schaltung und der Eingangsspannung U_{ein} .

dem gemessenen Zeitverlauf. Dabei wurde diese Übereinstimmung nur außerhalb des Bereiches der Ionenstrahlstörung optimiert. Während der Heizung gibt es im Allgemeinen nur eine qualitative Übereinstimmung, was vermuten lässt, dass die vom Ionenstrahl hervorgerufene Störung keine konstante Amplitude besitzt, wie es im Modell der Fall ist.

Das Modell der Schaltung

Eine Betrachtung der experimentellen Signale weist sofort auf die Tatsache, dass der Widerstand der Targets bis am Anfang ihres Zerfalls durch Expansion wesentlich kleiner ist als 1Ω , der Grenzwert für einen linearen Zusammenhang zwischen der am Target erzeugten Spannung und der Widerstandsänderung – siehe auch Abschnitt 3.3.2. Wir können also das Modell der Schaltung auf den linearen Bereich beschränken. Das ist besonders günstig, weil unter diesen Bedingungen das Target als eine Spannungsquelle mit vernachlässigbarem internen Widerstand betrachtet werden kann. Dadurch spielen die zeitlichen Änderungen des Targetwiderstandes keine Rolle mehr. Die Modellschaltung wird in Abb. 4.2 dargestellt. Ihre Elemente sind:

- ideale Spannungsquelle

Amplitude der Transferfunktion der Modellschaltung

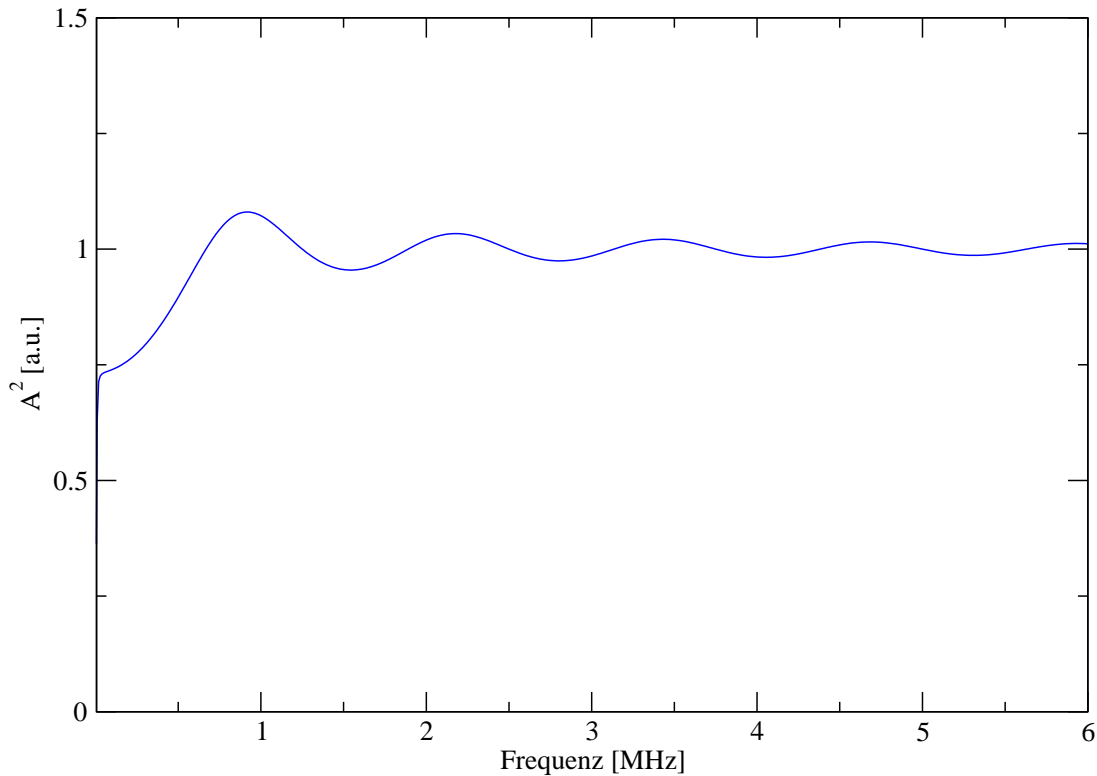


Abbildung 4.3: Der Quadrat der Amplitude der Transferfunktion des Schaltkreismodells als Funktion der Frequenz. Obwohl sie nicht konstant ist, bleibt sie über einen relativ großen Frequenzbereich in der Nähe von 1. In diesem Bereich gibt es praktisch nur einen Phasenunterschied zwischen Eingangs- und Ausgangsspannung.

- verlustfreies Koaxialkabel; 50Ω Impedanz, 80 m Länge
- zwei $13,6 \mu\text{F}$ Kondensatoren
- zwei 50Ω Widerstände
- eine $50 \mu\text{H}$ Spule

Die Wahl eines verlustfreien Kabels wird dadurch begründet, dass wir uns nur für den Bereich der tiefen Frequenzen interessieren, die nicht mehr als einige MHz betragen. Bei diesen Frequenzen sind die Kabelverluste vernachlässigbar. Die Transferfunktion der Modellschaltung hat dann im Frequenzbereich den Ausdruck:

$$T(\omega) = \frac{R}{Z_1} \cdot \frac{(1 + \eta) \exp(-i\omega\sqrt{L_K C_K} l_k)}{1 + \eta \exp(-2i\omega\sqrt{L_K C_K} l_k)} \quad (4.1)$$

mit folgender Bedeutung der Symbole:

- R ist der 50Ω Ausgangswiderstand; hier wird das Signal gemessen
- Z_1 ist die Impedanz des RC -Hochpassfilters

- η ist der Reflexionskoeffizient; $\eta = (Z_S - Z_K)/(Z_S + Z_K)$, mit:
 - Z_S für die Impedanz des Frequenzseparators
 - Z_K für die Impedanz des Kabels; $Z_K = \sqrt{L_K/C_K}$
- L_K und C_K sind die Induktivität beziehungsweise Kapazität des Kabels pro Längeneinheit
- l_K ist die Länge des Kabels

Bei einer Kabelimpedanz von 50Ω sind typische Werte für L_K und C_K $0,25 \mu\text{H}/\text{m}$ beziehungsweise $100 \text{pF}/\text{m}$. Eine Darstellung des Quadrats der Amplitude der Transferfunktion ist in Abb. 4.3 zu finden.

Um die Konvolution des Modellsignals mit der Transferfunktion zu berechnen, wird es erst Fourier transformiert, dann mit der Transferfunktion multipliziert und zuletzt das Resultat Fourier zurücktransformiert. Dieses Verfahren wie auch die Berechnung der Werte der Transferfunktion wurden mit Hilfe von Computerprogrammen durchgeführt, welche in der C-Sprache entwickelt wurden.

Im Folgenden werden Resultate, die für die verschiedenen Targetmaterialien erhalten wurden, dargestellt. Wegen der schlechten Treffsicherheit, die den Verlauf der Experimente beeinflusste, und eine gute Statistik verhinderte, werden hier nur die Signale präsentiert die am besten auswertbar waren, und Targets entsprechen, die über ihre ganze Länge von dem Ionenstrahl geheizt wurden.

4.1.3 Blei

Die Blei-Targets wurden mit einem ^{18}O -Ionenstrahl geheizt, welcher auf $0,7 \text{ mm}$ FWHM fokussiert wurde. Die Strahlintensität betrug im Mittel $2 \cdot 10^{10}$ Teilchen/Bunch bei einer Energie von $200 \text{ MeV}/u$ was zu einer mittleren Energiedeposition von ungefähr $0,1 \text{ kJ}/\text{g}$ führte. Diese ist ausreichend, um das Targetmaterial zu verflüssigen. Die Eindringtiefe der Sauerstoffionen in Blei bei der gegebenen Teilchenenergie beträgt laut SRIM etwas mehr als 13 mm . Sie ist also größer als die Länge der Targets (10 mm), was zu der Homogenität der Heizung beigetragen hat.

Ein typisches Signal welches unter diesen experimentellen Bedingungen erhalten wurde ist zusammen mit dem konvolvierten und angepassten Modellsignal in Abb. 4.4 dargestellt. Besonders sichtbar bei den Blei-Messungen waren die niederfrequenten Störungen durch das Magnetfeld der Plasmalinse und die Änderung der Steigung zu Beginn des Targetzerfalls. Im Falle dieses Signals findet das zu einem Zeitpunkt im Bereich $25 - 30 \mu\text{s}$ nach Beginn der Bestrahlung statt. Wie schon früher angedeutet, gibt es während der Heizung nur eine qualitative Übereinstimmung zwischen der Messung und dem Modell, was vermuten lässt, dass die Annahme einer konstanten Amplitude der Strahlstörung nicht zutrifft.

Die Signale der Blei-Targets lassen sich auch durch eine besonders lange Dauer von über $100 \mu\text{s}$ charakterisieren. Das ist mehr als drei Mal so viel wie für die Kupfer-Signale und fast 16 mal die Dauer der Silber-Signale. Dieses Verhalten ist sowohl auf die relativ kleine deponierte spezifische Energie als auch auf die unterschiedlichen Eigenschaften der Targetmaterialien zurückzuführen.

Blei - Signalrekonstruktion

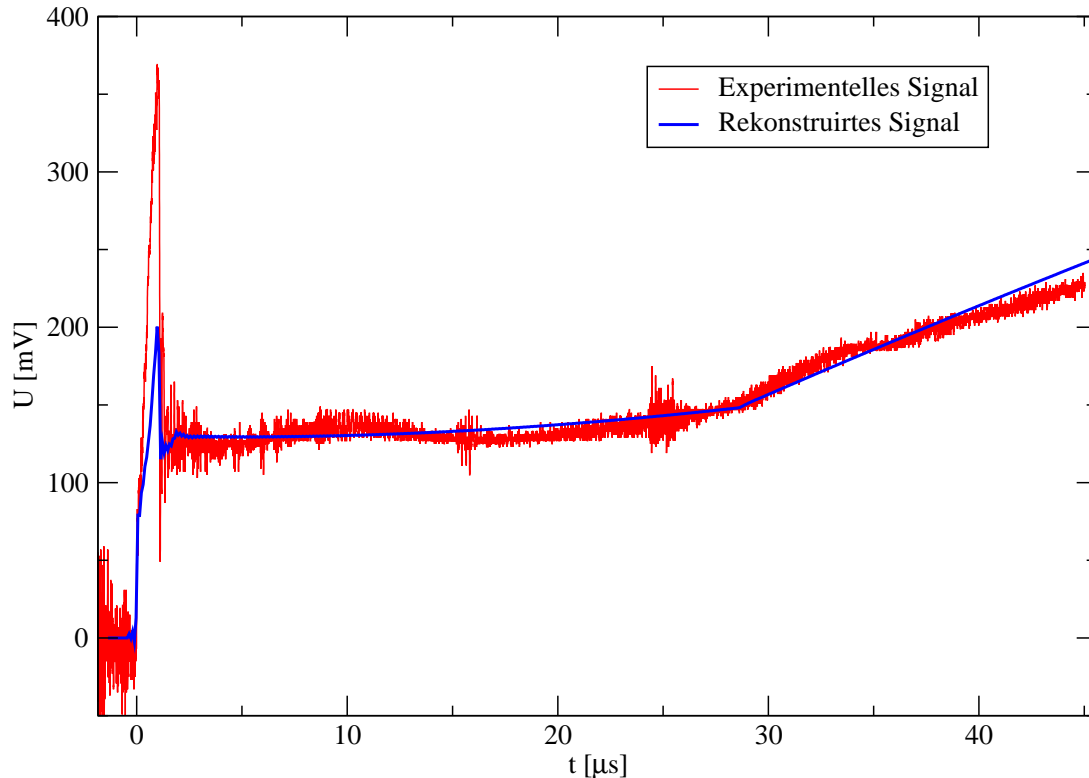


Abbildung 4.4: Signal von einem Blei-Target zusammen mit dem konvolvierten Modellsignal. Im Bereich der Strahlstörungen gibt es nur eine qualitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Strahlparameter: ^{18}O -Ionen, 200 MeV/u, $2 \cdot 10^{10}$ Teilchen/Bunch, 0,7 mm FWHM im Fokus

4.1.4 Kupfer

Die Kupfer-Targets wurden mit einem ^{40}Ar -Ionenstrahl geheizt, welcher auf 1,0 mm FWHM fokussiert wurde. Die Strahlintensität hatte einen mittleren Wert von $5,5 \cdot 10^{10}$ Teilchen/Bunch bei einer Energie von 300 MeV/u. Die dadurch erreichte Energiedeposition beträgt im Mittel ungefähr 0,6 kJ/g. Auch in diesem Fall kann das Target den flüssigen Zustand erreichen. Die Eindringtiefe der Argonionen in Kupfer ist mit 10,6 mm größer als die Targetlänge, so dass auch in diesem Fall eine gute Heizhomogenität erreicht werden kann.

Das Signal aus Abb. 4.5 ist für Messungen an Kupfertargets repräsentativ. Die niederfrequenten Plasmalinsenstörungen wurden vom dargestellten Signal abgezogen. Um dies zu erreichen wurden mehrere Schüsse mit der Plasmalinse in Abwesenheit eines Ionenstrahls durchgeführt. Die verschiedenen Störsignale wurden dann mit dem Signal, das mit dem Quasi-Plateau überlagert war, verglichen. Über die, die in der Amplitude und Phase am nächsten lagen, wurde gemittelt und das Resultat von dem Signal abgezogen.

Die Steigungsänderung, die am Anfang des Targetzerfalls erscheint, ist bei Kupfer weniger deutlich als bei Blei. Sie befindet sich beim abgebildeten Signal ungefähr 11 μs nach dem Beginn der Bestrahlung. Auch in diesem Fall ist die Übereinstimmung zwischen Modell und Messung während der Heizung nur qualitativ, obwohl der quantitative

Kupfer - Signalrekonstruktion

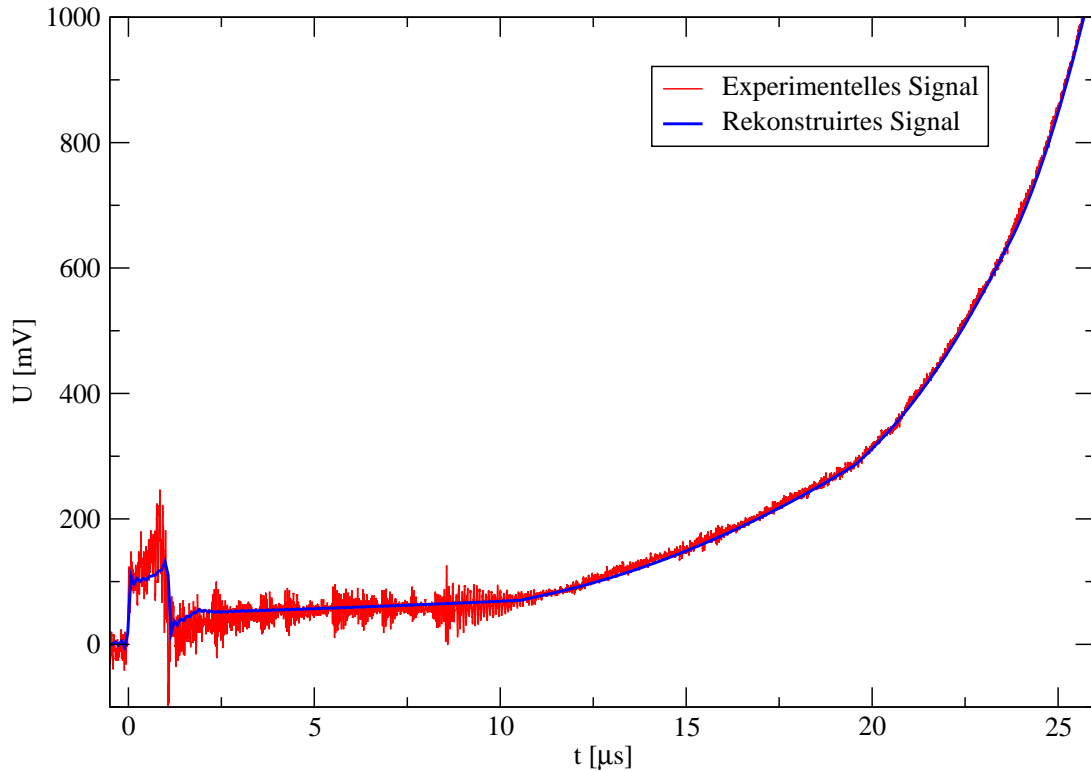


Abbildung 4.5: Signal von einem Kupfer-Target zusammen mit dem konvolvierten Modellsignal. Im Bereich der Strahlstörungen gibt es nur eine qualitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Strahlparameter: ^{40}Ar -Ionen, 300 MeV/u, $5,5 \cdot 10^{10}$ Teilchen/Bunch, 1,0 mm FWHM im Fokus.

Unterschied kleiner ist als bei Messungen an Blei-Targets.

4.1.5 Silber

Messungen mit Silber-Targets wurden unter denselben Bedingungen wie die mit Kupfer durchgeführt. Die Reichweite der 300 MeV/u Argonionen in Silber beträgt nur ungefähr 10,1 mm, und ist damit die kleinste, obwohl nicht wesentlich kleiner als die in Kupfer. Die Energiedeposition in Silber hat praktisch denselben Mittelwert wie im Falle von Kupfer, so dass Unterschiede zwischen den zwei Messungen nur auf unterschiedliche Materialeigenschaften zurückzuführen sind. In der Tat, wie auch in Abb. 4.6 zu erkennen, sind die Signale der Silber-Targets besonders schnell ansteigend. Sie sind ungefähr 5 mal kürzer als die von Kupfer und man kann kaum noch über ein Quasi-Plateau sprechen, da die Steigung bis zum Beginn des Targetzerfalls verhältnismäßig groß ist. Auch der Knick, welcher den Beginn der Zerstörung bei Blei und Kupfer markiert, ist eigentlich nicht mehr zu beobachten. Man kann diese Beobachtungen dadurch erklären, dass die Silber-Targets wesentlich größere Temperaturen erreicht haben als die Kupfer-Targets. Die Energie, die gebraucht wird, um 1 g Silber von Zimmertemperatur zu erwärmen und dann zu schmelzen, beträgt in erster Näherung 0,33 kJ, ungefähr die Hälfte der von den Ionen deponierten Energie. Bei Kupfer aber wird die Heizenergie während der Verflüssigung praktisch erschöpft. Es

Silber - Signalrekonstruktion

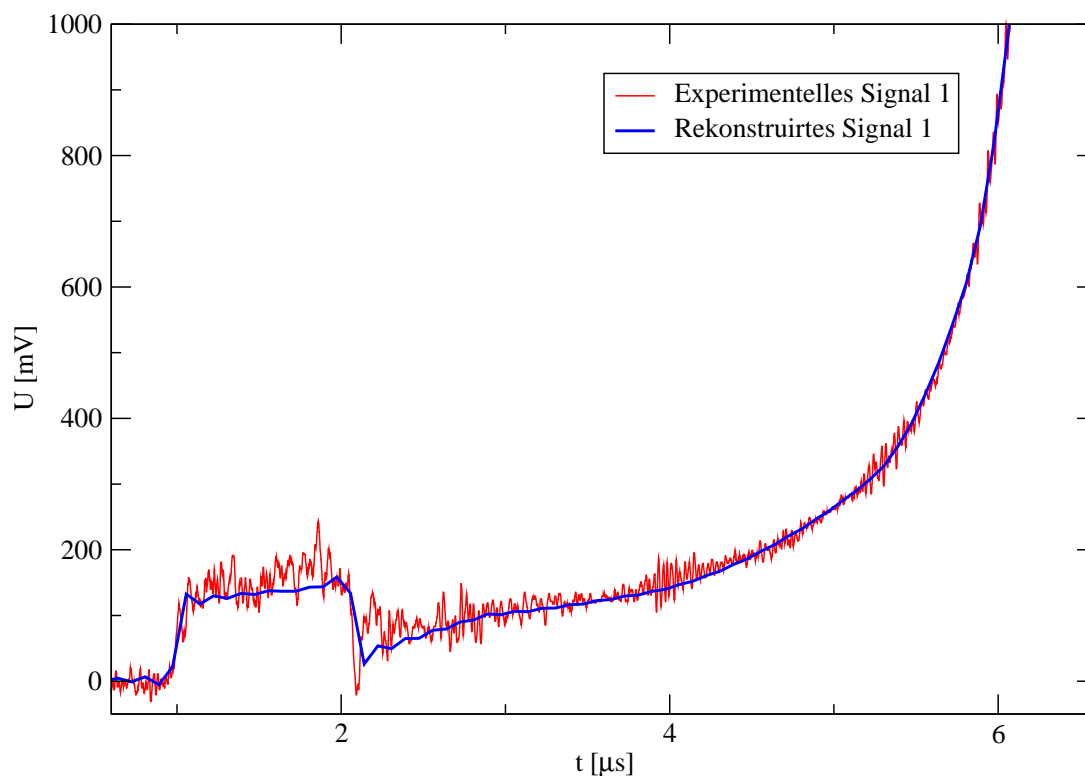


Abbildung 4.6: Signal von einem Silber-Target zusammen mit dem konvolvierten Modellsignal. Im Bereich der Strahlstörungen gibt es nur eine qualitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Strahlparameter: ^{40}Ar -Ionen, 300 MeV/u, $5,5 \cdot 10^{10}$ Teilchen/Bunch, 1,0 mm FWHM im Fokus.

folgt, dass die Silber-Targets wesentlich über die Schmelztemperatur geheizt werden konnten, und dadurch eine schnellere Expansion stattfand. Dieses Verhalten hat sich auch in den elektrischen Signalen widerspiegelt.

4.1.6 Überblick

Abbildung 4.7 zeigt die rekonstruierten Signale. Sie wurden aus den Modellsignalen durch die Subtraktion der modellierten Strahlstörung erhalten. Die früher erläuterten Unterschiede sind dadurch leicht zu erkennen. Im Falle von Silber wurden zwei Signale dargestellt, die ähnliche aber nicht gleiche zeitliche Verläufe aufweisen. Der Unterschied ist vermutlich durch die ungleiche Energiedeposition zu erklären. Diese wird entweder durch Unterschiede in der Targetpositionierung oder durch Schuss zu Schuss Schwankungen der Strahlintensität, die unter Umständen bis zu 20% betragen können, hervorgerufen. Nur eine wesentlich verbesserte Treffsicherheit, die eine gute Statistik der Daten erlauben würde, könnte zu einer Quantifizierung solcher Unterschiede führen.

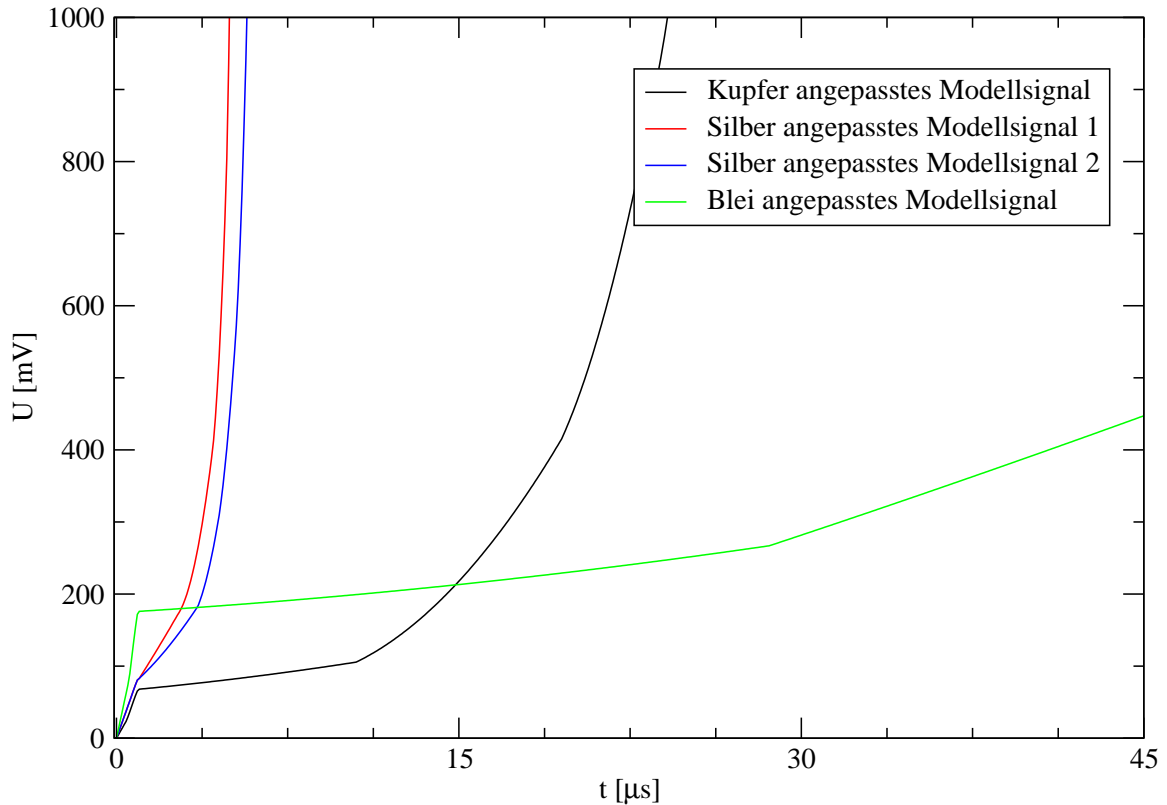


Abbildung 4.7: Angepasste Modellsignale von Blei, Kupfer und Silber. Sie zeigen nach der Konvolution mit der Transferfunktion der Modellschaltung eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Signalen. Das Modell der Störung durch den Ionenstrahl ist nicht dargestellt. Die zwei Silber-Signale unterscheiden sich in der Amplitude, was durch ungleiche Energiedeposition zu erklären ist.

4.2 Hydrodynamische Expansion der Targets

Die meisten und besten Schattenwurfaufnahmen sind während der Messungen mit Blei-Targets und dem Sauerstoffionenstrahl gelungen. Aus diesem Grunde werden nur Resultate von diesen Experimenten vorgestellt. Dennoch sollte hier vermerkt werden, dass das beobachtete Verhalten, ausgenommen der zeitlichen Ausdehnung, auch für Kupfer und Silber charakteristisch ist.

In Abb. 4.8 kann die Hydrodynamik der Blei-Targets über $150 \mu\text{s}$ verfolgt werden. Die Belichtungszeiten betragen $0,1 - 1,0 \mu\text{s}$. Die Auflösung und Qualität der Aufnahmen sind trotz des hochwertigen eingesetzten Zoom-Objektivs Nikkor ED 80 – 200 mm (Fa. Nikon) nicht besonders gut. Das liegt an der Tatsache, dass man die Framing-Kamera und das Objektiv nicht beliebig nahe am Target positionieren kann, um eine gute Vergrößerung zu erhalten. Andererseits dienen diese Aufnahmen auch zur Untersuchung der Gleichmäßigkeit der Targetexpansion. Da die Länge der Targets viel größer war als ihr Durchmesser, kann man mit sphärischen Linsen, charakteristisch für kommerzielle Objektive, keine sehr gute Auflösung entlang des Targetquerschnittes erhalten. Es ist aber auch unter diesen Umständen möglich, wichtige Beobachtungen zu machen und gewisse Zusammenhänge mit den elektrischen Messungen festzustellen.

Als erstes ist die Uniformität der Expansion über die Länge der Targets zu bemerken.

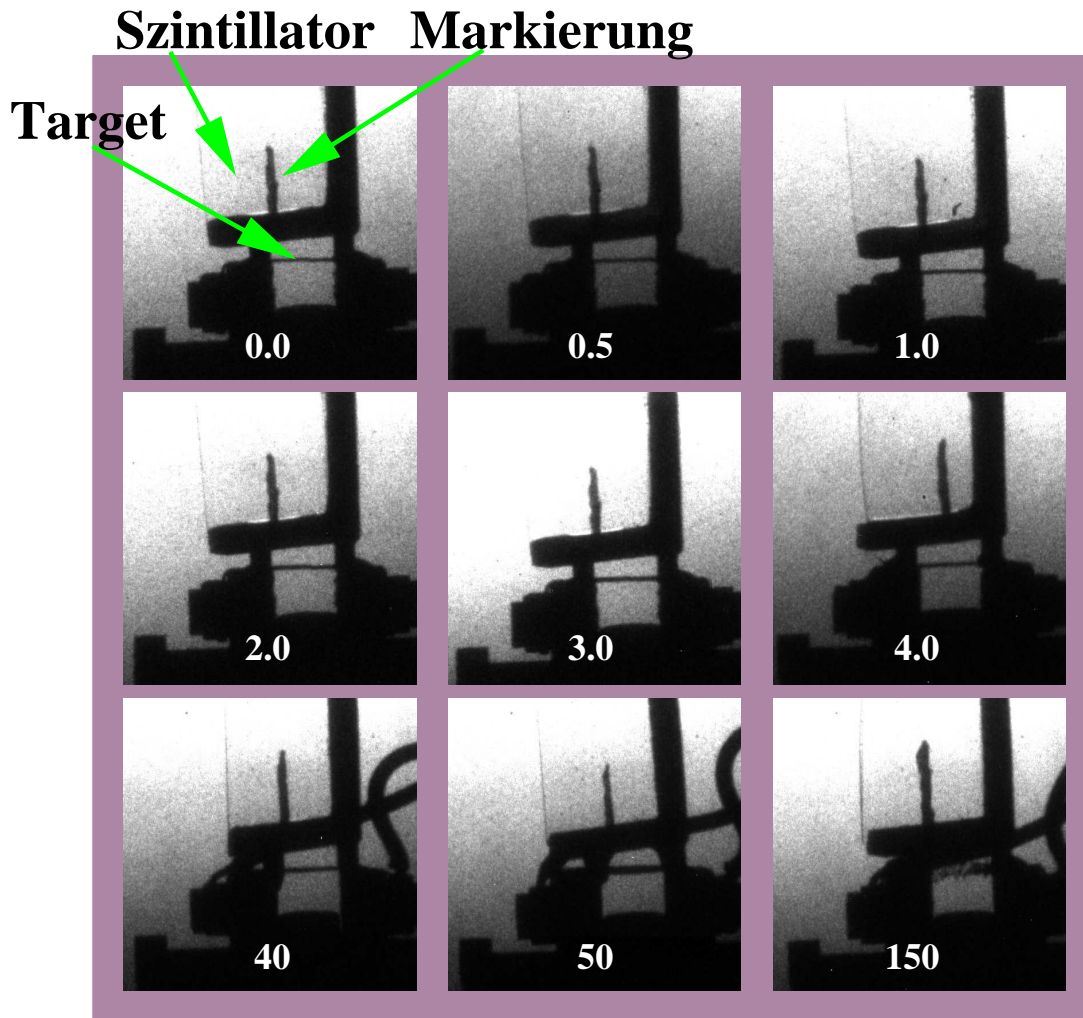


Abbildung 4.8: Schattenwurfaufnahmen der hydrodynamischen Expansion der Bleitargets, nach der Heizung durch einen Ionenstrahl. Die Zahlenwerte geben die Zeit in μs . Die Aufnahmen stammen nicht von demselben Target. Über den Targets ist ein Szintillator mit Markierung zu bemerken. Er diente zur Justierung der relativen Lage zwischen Strahl und Target in der horizontalen Ebene. Der Strahl ist für alle Aufnahmen von links gekommen.

Profile aus Abb. 4.9 bestätigen diese qualitative Beobachtung. Bei einer Auflösung von 7 ± 1 Pixel über den ursprünglichen Targetdurchmesser, befinden sich die ungefähr ± 1 Pixel Schwankungen der Halbwertsbreiten (FWHM) der Profile im Rahmen der Messgenauigkeit. Die experimentellen Profile aus Abb. 4.9 wurden jeweils als Mittelwert dreier aufeinanderfolgender, aus dem Bild extrahierter Profile berechnet.

Um die FWHM der Profile zu bestimmen, wurden zwei unterschiedliche Fitfunktionen benutzt. Bei kleinen Targetdurchmessern zeigte sich ein Gauß-Fit subtrahiert von einer linearen Funktion als sehr gut geeignet:

$$F_1(x) = A_1x + B_1 - C_1 \exp(-D_1(x - X_0)^2) \quad (4.2)$$

Sobald aber der Durchmesser des Targets wesentlich vergrößert wird, ist eine solche Funktion nicht mehr passend. Es konnte aber eine einfache Verallgemeinerung angewendet werden. Und zwar wurde die Gauß-Funktion durch eine Überlagerung zweier gleicher aber

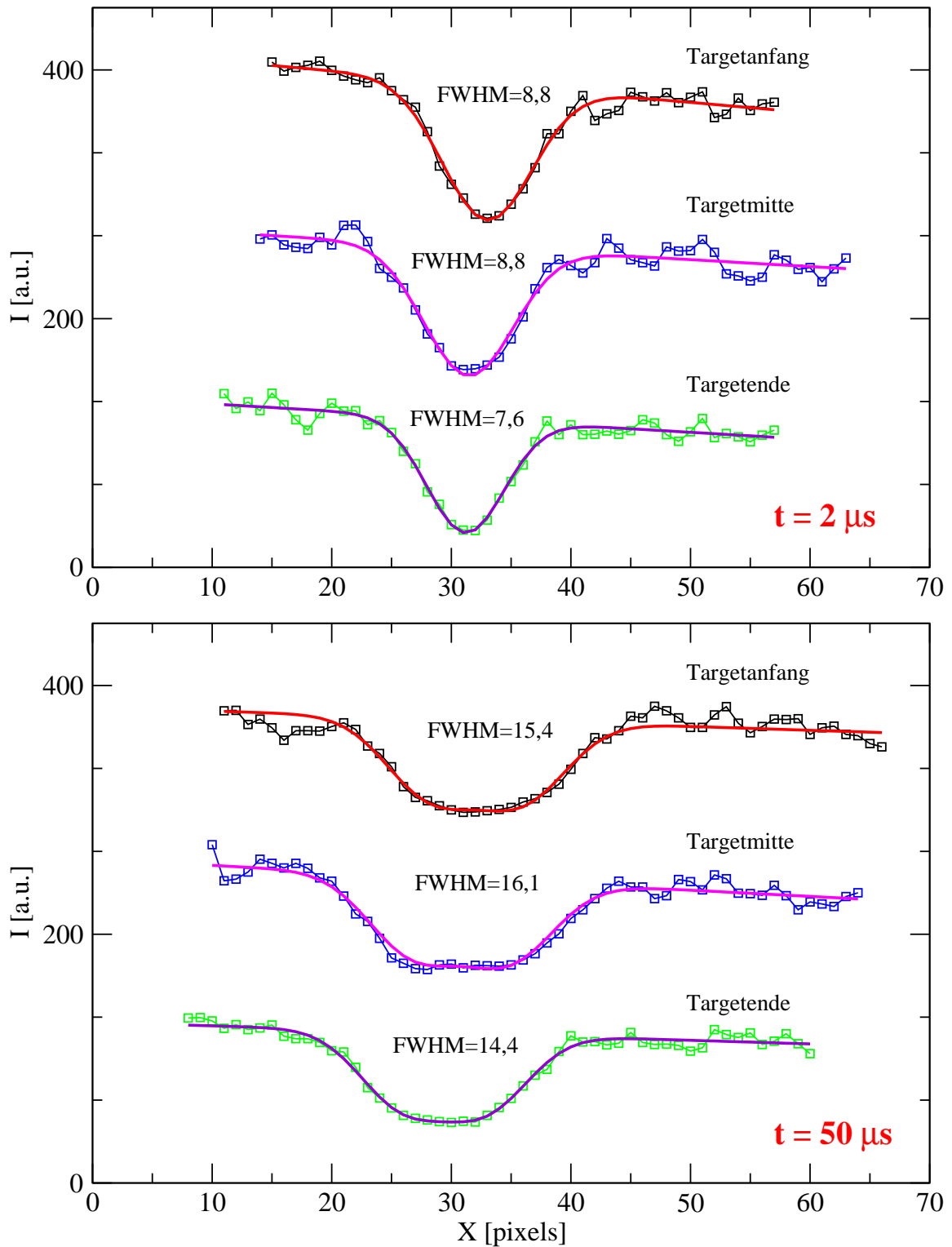


Abbildung 4.9: Targetprofile bei 2 beziehungsweise $50 \mu\text{s}$. Zu jedem Zeitpunkt sind drei Profile an unterschiedlichen Stellen des Targets dargestellt. Die Werte der Halbwertsbreite (FWHM) zeigen eine gute Uniformität der Expansion entlang des Targets. Die Größe I ist proportional zur Intensität der Pixel.

Blei - mittlerer Targetdurchmesser

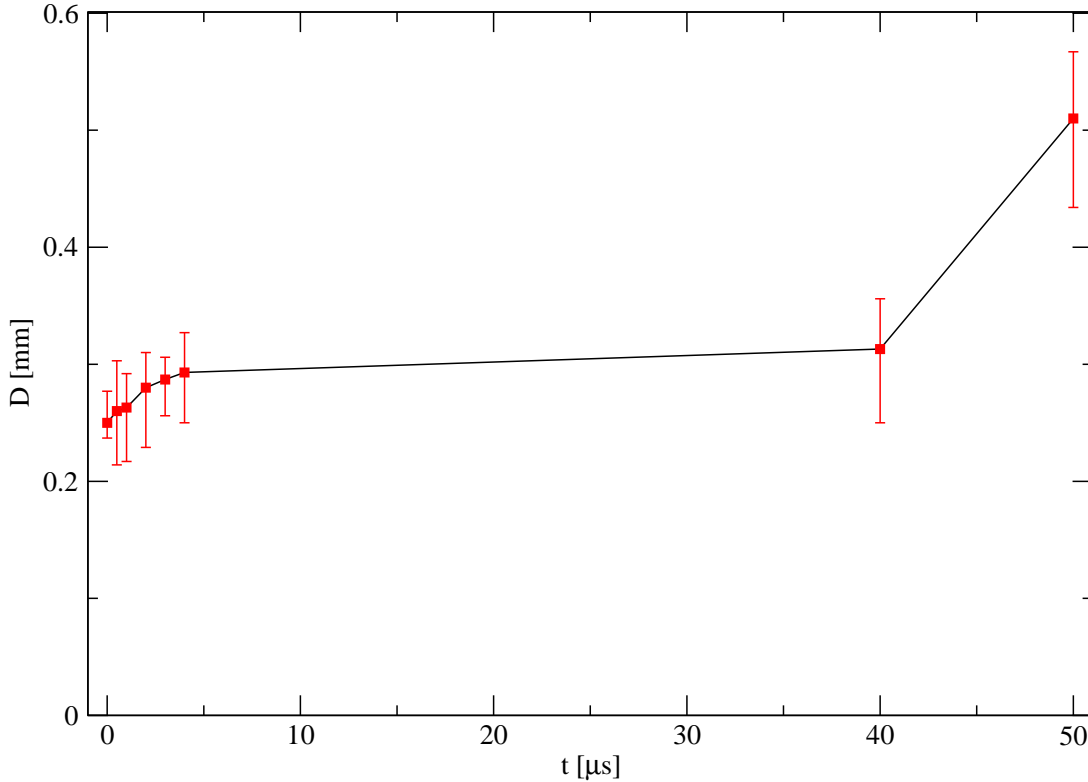


Abbildung 4.10: Der zeitliche Verlauf des mittleren Targetdurchmessers der Blei-Targets, wie er durch die Schattenwurfmethode bestimmt wurde. Die Fehlerbalken bei $t = 0$ geben die Genauigkeit der Aufnahmen an, da zu diesem Zeitpunkt der Durchmesser des Targets bekannt ist.

von einander verschobener Gauß-Funktionen ersetzt:

$$F_2(x) = A_2x + B_2 - \frac{C_2}{2}(\exp(-D_2(x - X_0 + \delta)^2) + \exp(-D_2(x - X_0 - \delta)^2)) \quad (4.3)$$

Ist der Parameter δ Null, so fällt man zurück auf die erste Funktion.

Die Daten, die aus der Auswertung der Targetprofile erhalten wurden, sind in der grafischen Darstellung aus Abb. 4.10 zusammengefasst. Die Fehlerbalken sind leider zu groß, um genaue Aussagen über die Expansion in den ersten $50 \mu\text{s}$ nach Beginn der Heizung machen zu können. Klar zu beobachten sind aber ihre geringen Ausmaße und die plötzliche Beschleunigung im Zeitintervall $40 - 50 \mu\text{s}$. Diese Änderung in der Expansionsgeschwindigkeit steht vermutlich in Zusammenhang mit dem Knick, der bei ungefähr $30 \mu\text{s}$ im elektrischen Signal zu sehen ist. Warum es aber eine zeitliche Verschiebung von $10 - 20 \mu\text{s}$ gibt, ist im Moment unklar. Die besondere Empfindlichkeit der elektrischen Leitfähigkeit gegenüber Strukturänderungen, seien sie makroskopischer oder mikroskopischer Natur, und die Trägheit der expandierenden Materie könnten aber eine Erklärung dazu bieten.

4.3 Simulationen zur Hydrodynamik der Targets

Numerische Simulationen zur Targethydrodynamik hatten mehrere Ziele:

- Vergleich zwischen der theoretisch vorhersagbaren Entwicklung der Expansion und den experimentellen Beobachtungen
- Theoretische Untersuchung der Homogenität der Dichte- und Temperaturverteilungen im Inneren der Targets. Diese sind besonders wichtig, weil es zur Zeit keinen experimentellen Zugang zu solchen Daten gibt
- Erzeugung von Temperatur-Dichte Datenreihen, die weiter zur Untersuchung und Berechnung der Leitfähigkeitsverteilung und zur Simulation des Stromflusses in den Targets benutzt wurden

Das Werkzeug zur theoretischen Untersuchung sowohl der früheren Experimente am HHT-Messplatz [51]–[53] als auch der im Rahmen des GSI-Zukunftsprojektes geplanten Versuche [61] ist der 2D-hydrodynamische Computercode BIG2 [102]. Dieser Code basiert auf einer numerischen Godunov Methode zur Lösung der Differentialgleichungen, die die Entwicklung eines ionengeheizten Targets beschreiben. Das Programm wurde am Institut für Physikalische Chemie (IPCP) in Chernogolovka (Russland) entwickelt und später an die Bedingungen der Experimente mit intensiven Schwerionenstrahlen angepasst.

Für die Simulationen der Messungen zur elektrischen Leitfähigkeit musste eine modifizierte Version von BIG2 eingesetzt werden. Wie sich aus den ersten Simulationsversuchen herausgestellt hat, war das Energiedepositionsmodell des ursprünglichen BIG2-Code für im Ionenstrahl eingebettete Targets nicht geeignet und führte zu Resultaten, die den experimentellen Beobachtungen nicht entsprachen. Das neue Modell beruht auf der Simulation einzelner Ionen des Strahles und der Berechnung der jeweils deponierten Energie mit Hilfe von SRIM-erzeugten Energieverlusttabellen. Während der Heizung werden dazu bei jedem Simulationsschritt 10^5 Pseudoteilchen erzeugt. Dieses Verfahren führte zu einer wesentlich verbesserten Übereinstimmung zwischen der simulierten und beobachteten hydrodynamischen Expansion. Darüber hinaus bestätigten die Simulationen die experimentellen Hinweise auf einen flüssigen Zustand, der am Ende der Bestrahlung erreicht sein sollte.

Besonders wichtig für die Simulationen ist die thermodynamische Zustandsgleichung (EOS), die für das Targetmaterial verwendet wird. Für alle Targetmaterialien wurden am IPCP entwickelte semi-empirische EOS benutzt [103].

Die Rechnungen wurden für alle Targets über mehrere Mikrosekunden durchgeführt. Es zeigten sich aber bei Kupfer und Silber nach $4 \mu\text{s}$ beziehungsweise $1,5 \mu\text{s}$ verstärkte Instabilitäten. Andererseits beobachtete man bei den Blei-Simulationen keine besondere Entwicklung der Targets für Zeiten größer als $4 \mu\text{s}$. Aus diesen Gründen werden hier nur Resultate vorgestellt, die sich über die ersten $4 \mu\text{s}$ bei Kupfer und Blei und nur $2 \mu\text{s}$ bei Silber erstrecken.

In Abb. 4.11 wird der Verlauf des simulierten mittleren Targetdurchmesser eines Blei-Targets mit dem experimentellen verglichen. Abbildung 4.12 zeigt den Durchmesser desselben Targets entlang seiner Länge, so wie er durch die Simulation berechnet wurde. Als erstes kann man bemerken, dass die theoretischen Werte sich im Bereich der möglichen experimentellen Werte befinden. Trotzdem scheint sich das Verhalten der Expansion im Experiment von dem simulierten zu unterscheiden, und zwar im Durchmesserwachstum nach der Bestrahlung. In diesem Zeitbereich zeigt das simulierte Target kaum Änderungen im Durchmesser auf, andererseits deutet das Experiment auf eine kontinuierliche Vergrößerung des Targetdurchmessers (Abb. 4.11). Nur genauere Messungen mit Auflösungen im Mikrometerbereich könnten diese Situation klären.

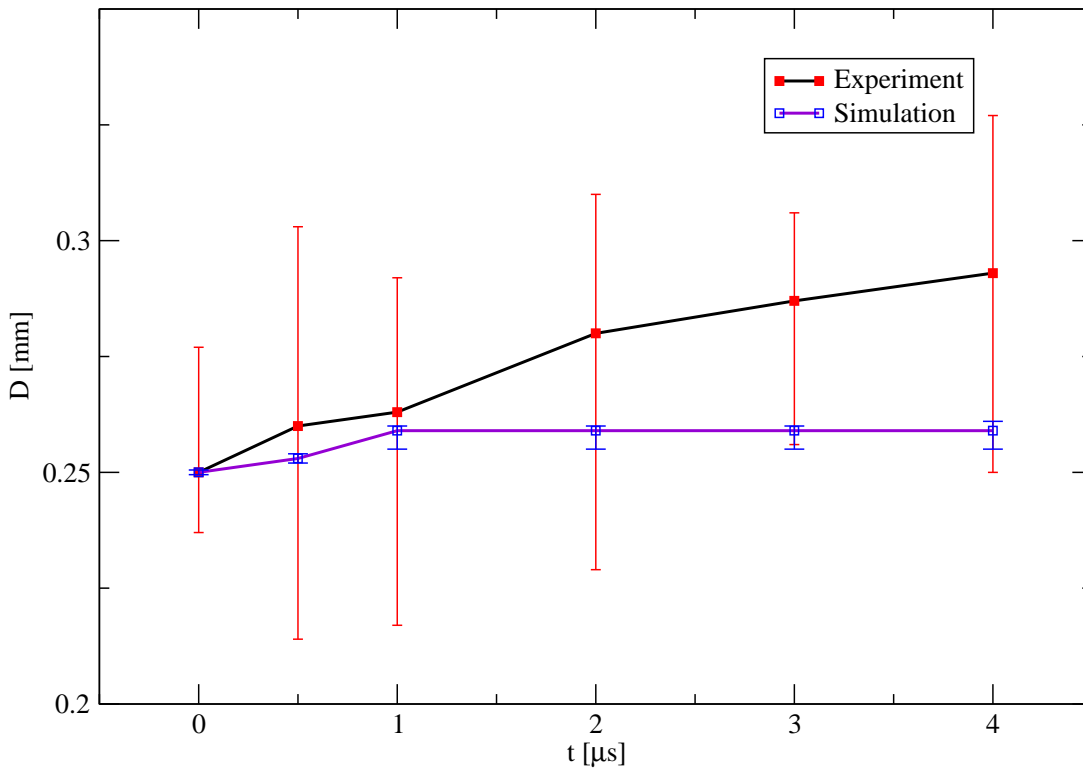


Abbildung 4.11: Vergleich zwischen der simulierten Expansion eines Blei-Targets und den entsprechenden experimentellen Daten. D ist der mittlere Durchmesser der Targets.

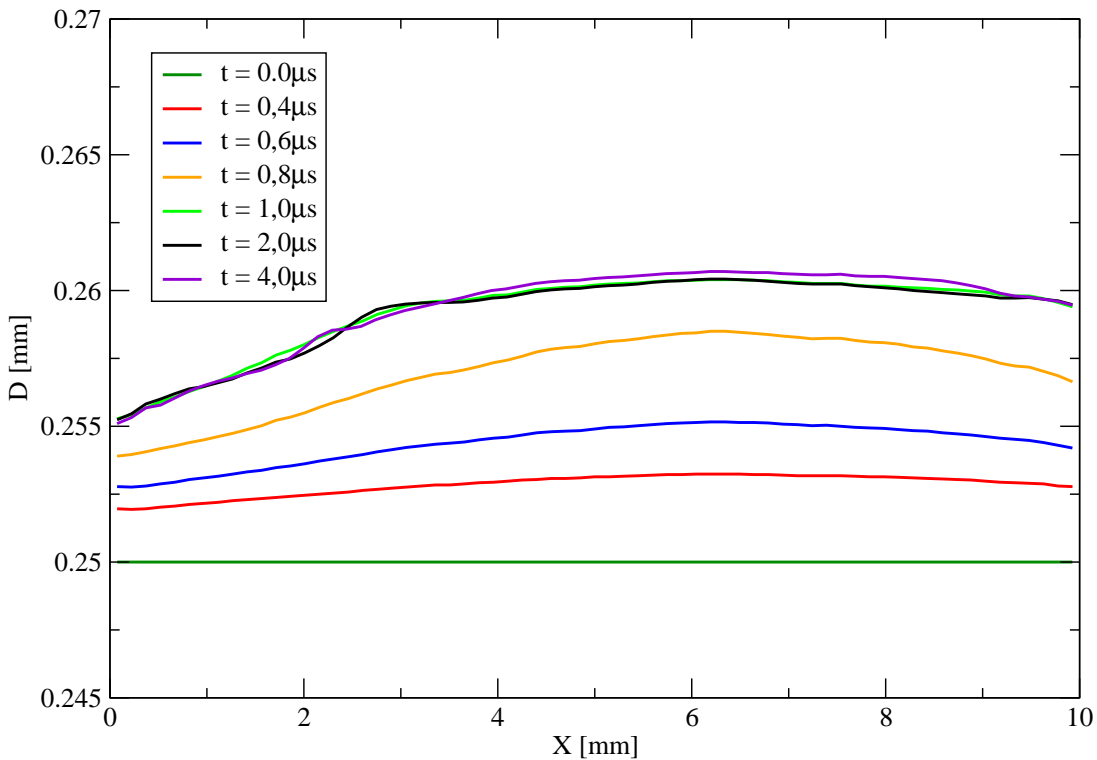


Abbildung 4.12: Der Durchmesser entlang eines Blei-Targets während der simulierten Expansion.

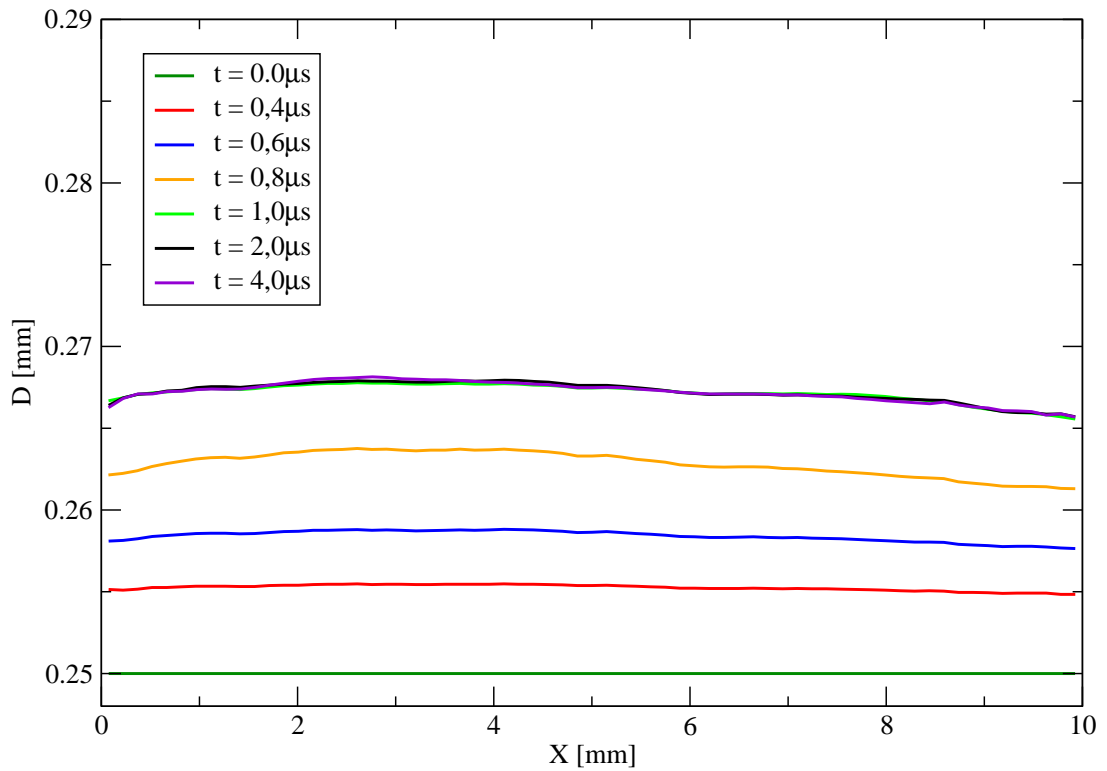


Abbildung 4.13: Der Durchmesser entlang eines Kupfer-Targets während der simulierten Expansion.

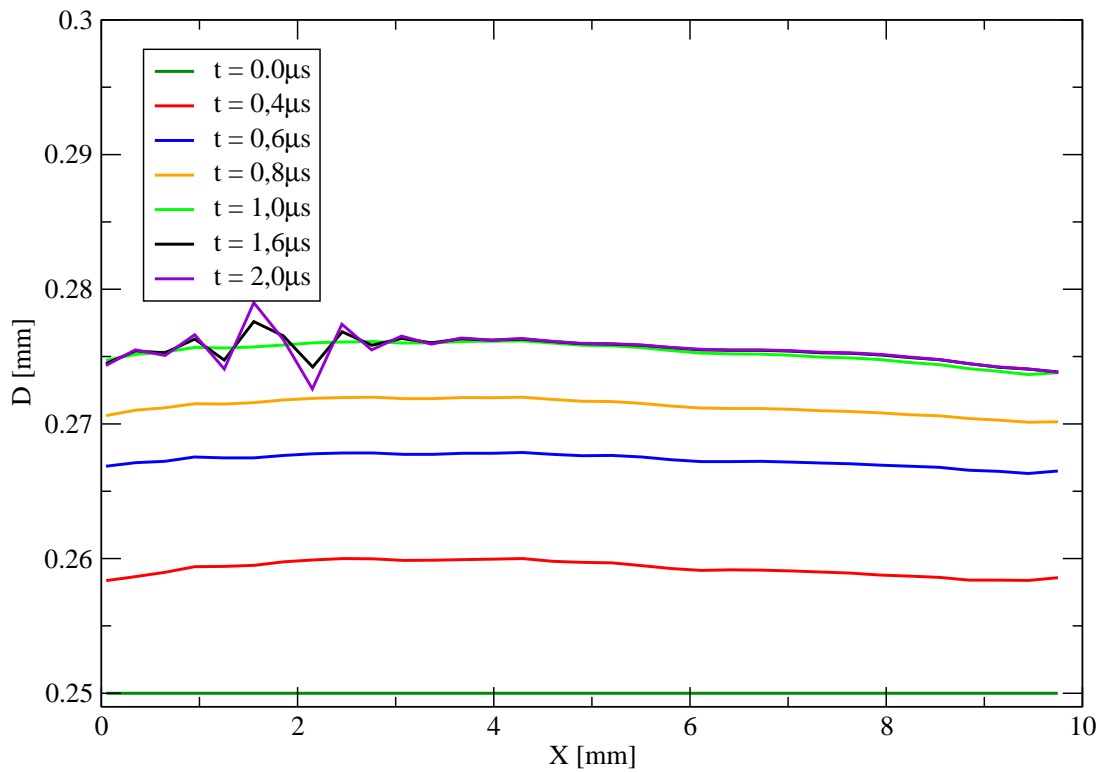


Abbildung 4.14: Der Durchmesser entlang eines Silber-Targets während der simulierten Expansion.

Alle simulierten Targets zeigen eine gute Uniformität der Expansion entlang ihrer Länge (Abb. 4.12–4.14). Abgesehen von den Instabilitäten, die für Silber in Abb. 4.14 zu bemerken sind, weist Blei die größten Unterschiede zwischen dem maximalen und minimalen Durchmesser auf. Aber auch in diesem Fall ist die Differenz $D_{max} - D_{min}$ nur ungefähr $6 \mu\text{m}$ für $t \geq 1,0 \mu\text{s}$, und beträgt damit weniger als 2,5% vom Targetdurchmesser. Dadurch wird die experimentelle Beobachtung einer (fast) gleichmäßigen Expansion bestätigt.

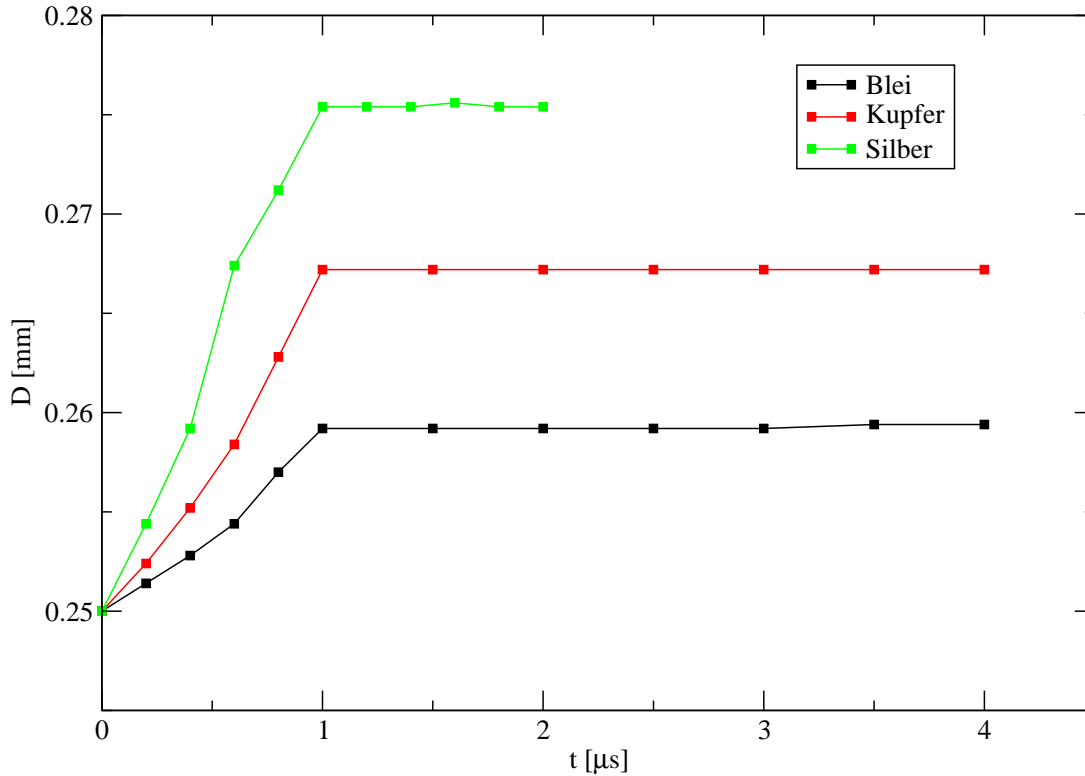


Abbildung 4.15: Zeitlicher Verlauf der mittleren Targetdurchmesser für Blei, Kupfer und Silber.

In Abb. 4.15 werden die zeitlichen Verläufe der Durchmesser der simulierten Targets gezeigt. In dieser Darstellung zeigt sich, dass Silber-Targets am stärksten expandieren, gefolgt von den Kupfer- und Blei-Targets, was eine weitere qualitative Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ergibt.

Numerische Simulationen sind zur Zeit die einzigen Werkzeuge, die die Betrachtung des Inneren der Targets erlauben. Entwicklungen der experimentellen Diagnostiken, insbesondere Radiographie mit Hilfe von intensiven Röntgenpulsen, die mittels des neuen PHELIX-Lasersystems erzeugt werden, werden in Zukunft den Vergleich mit der Theorie gewähren. Für die Messungen zur elektrischen Leitfähigkeit konnten aber nur die von BIG2 erzeugten Daten über die Dichte- und Temperaturverteilungen in den Targets benutzt werden, um die Homogenität dieser zu untersuchen. Die Abb. 4.16–4.18 zeigen die Entwicklung der Targets in den ersten $4 \mu\text{s}$ in der (T, ρ) -Ebene, zusammen mit Isobaren für unterschiedliche Drücke, die mit Hilfe der Chernogolovka-EOS erhalten wurden. Wie man beobachten kann, spiegeln sich die Ungleichmäßigkeiten der Heizung in erster Linie in der Temperaturverteilung wider, welche viel breiter ist als die der Dichte. Die Ausnahme zu diesem Verhalten bildet der Bereich des fest→flüssig-Phasenüberganges, wo relativ

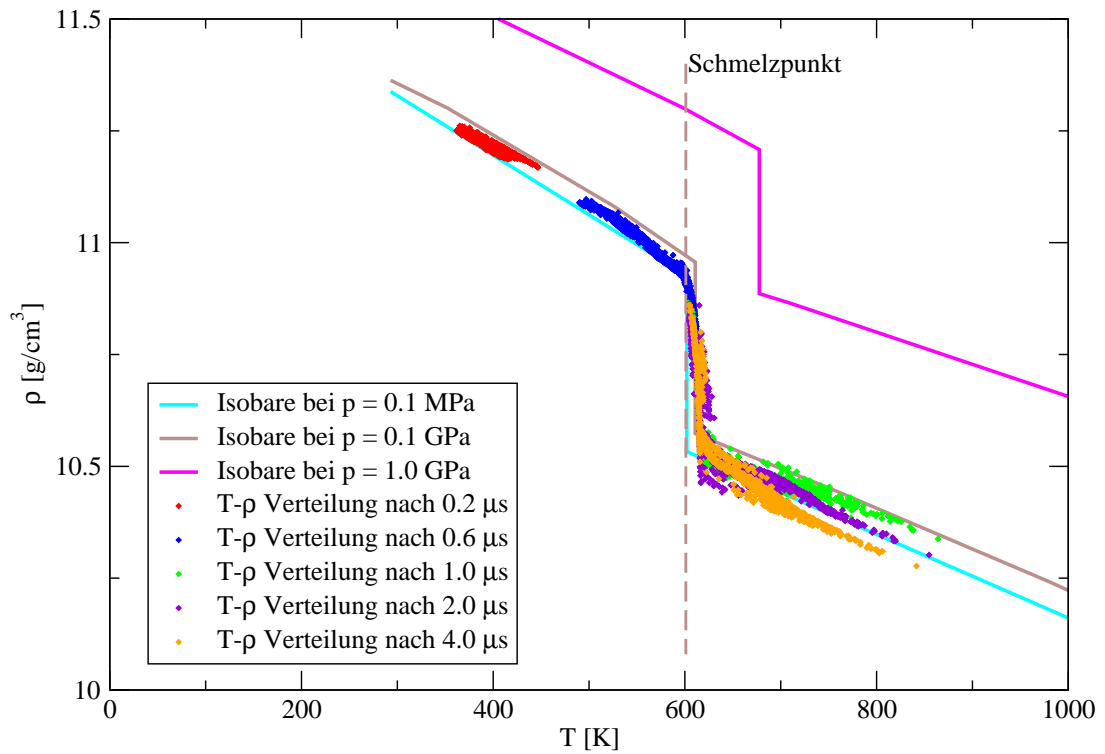


Abbildung 4.16: Die Entwincklung der Blei-Targets in der Temperatur-Dichte Ebene. Der Übergang zum flüssigen Zustand ist leicht zu bemerken.

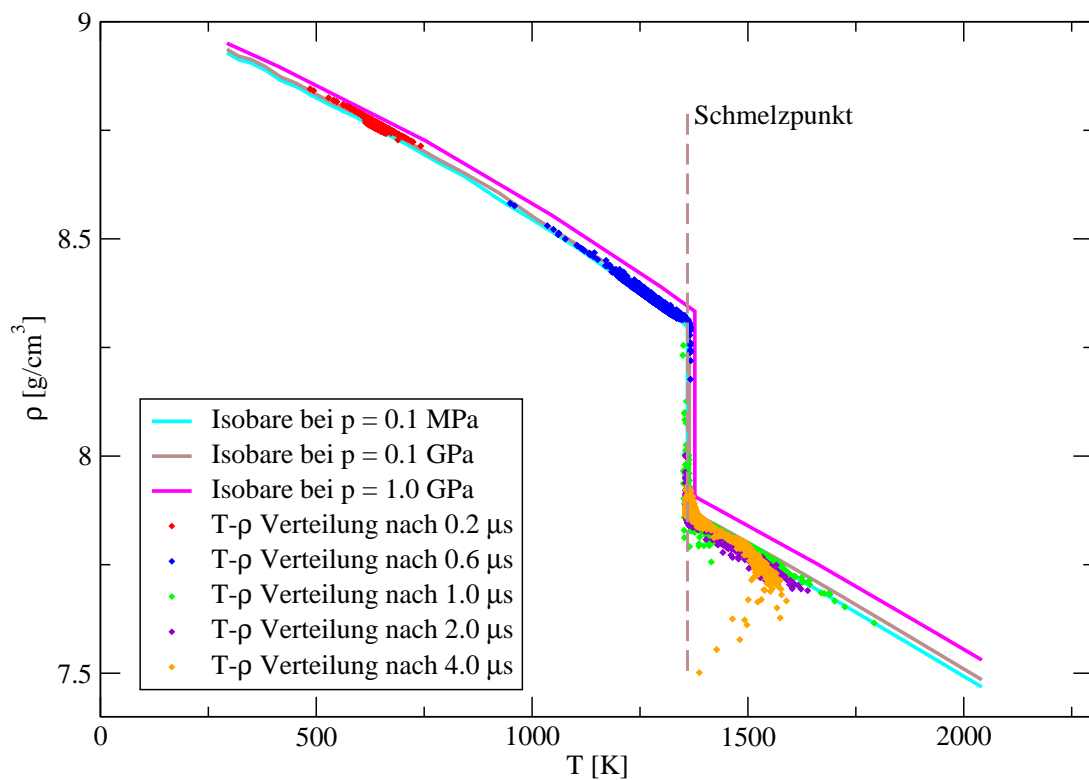


Abbildung 4.17: Die Entwincklung der Kupfer-Targets in der Temperatur-Dichte Ebene. Der Endzustand ist dem von Blei-Targets ähnlich.

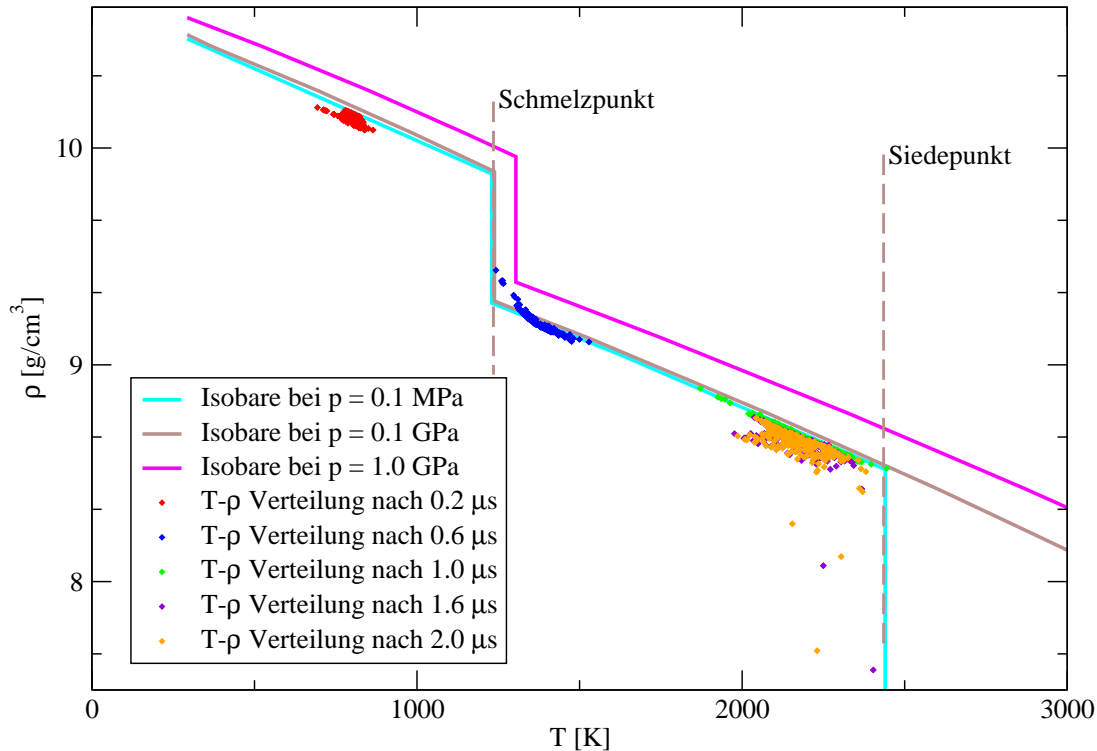


Abbildung 4.18: Die Entwincklung der Silber-Targets in der Temperatur-Dichte Ebene. In Gegensatz zu Kupfer und Blei erreichen diese Targets Temperaturen in der Nähe des Siedepunktes.

große Dichteänderungen bei einer praktisch konstanten Temperatur stattfinden. Eine weitere Bemerkung ist die, dass die Inhomogenitäten durch den Schmelzvorgang verstärkt werden. Das kann dadurch erklärt werden, dass Dichteinhomogenitäten zu Schwankungen der Energiedeposition führen. Es folgt also, dass der Übergang durch den Schmelzpunkt während der Heizung zu vermeiden ist. Dieses kann man bei derselben Intensität der Bestrahlung durch kürzere Strahlungspulse erreichen. In diesem Fall gibt es nicht genügend Zeit für hydrodynamische Bewegungen, was zu einem höheren Druck und der Verschiebung des Schmelzpunktes zu größeren Temperaturen führt.

Besonders sichtbar in den Simulationen ist einerseits der Unterschied zwischen dem Zustand der Blei und Kupfer-Targets nach der Heizung, und dem der Silber-Targets andererseits. Im Falle der ersten zwei Materialien erreichen die Targets Temperaturen in der Nähe des Schmelzpunktes, beim Letzten befinden Sie sich aber am Siedepunkt.

Um die erläuterten Eigenschaften der Dichte- und Temperaturverteilungen gemeinsam veranschaulichen zu können wurden Histogramme der relativen Größen T/T_{max} und ρ/ρ_{max} erstellt. Diese sind in den Abb. 4.19–4.21 dargestellt worden, und zeigen ganz deutlich den qualitativen Unterschied zwischen den Verteilungen der zwei Größen: Dichte und Temperatur.

Die mit Hilfe von numerischen Simulationen gewonnenen Daten wurden auch zur Berechnung der Stromverteilung in den verschiedenen Targets eingesetzt.

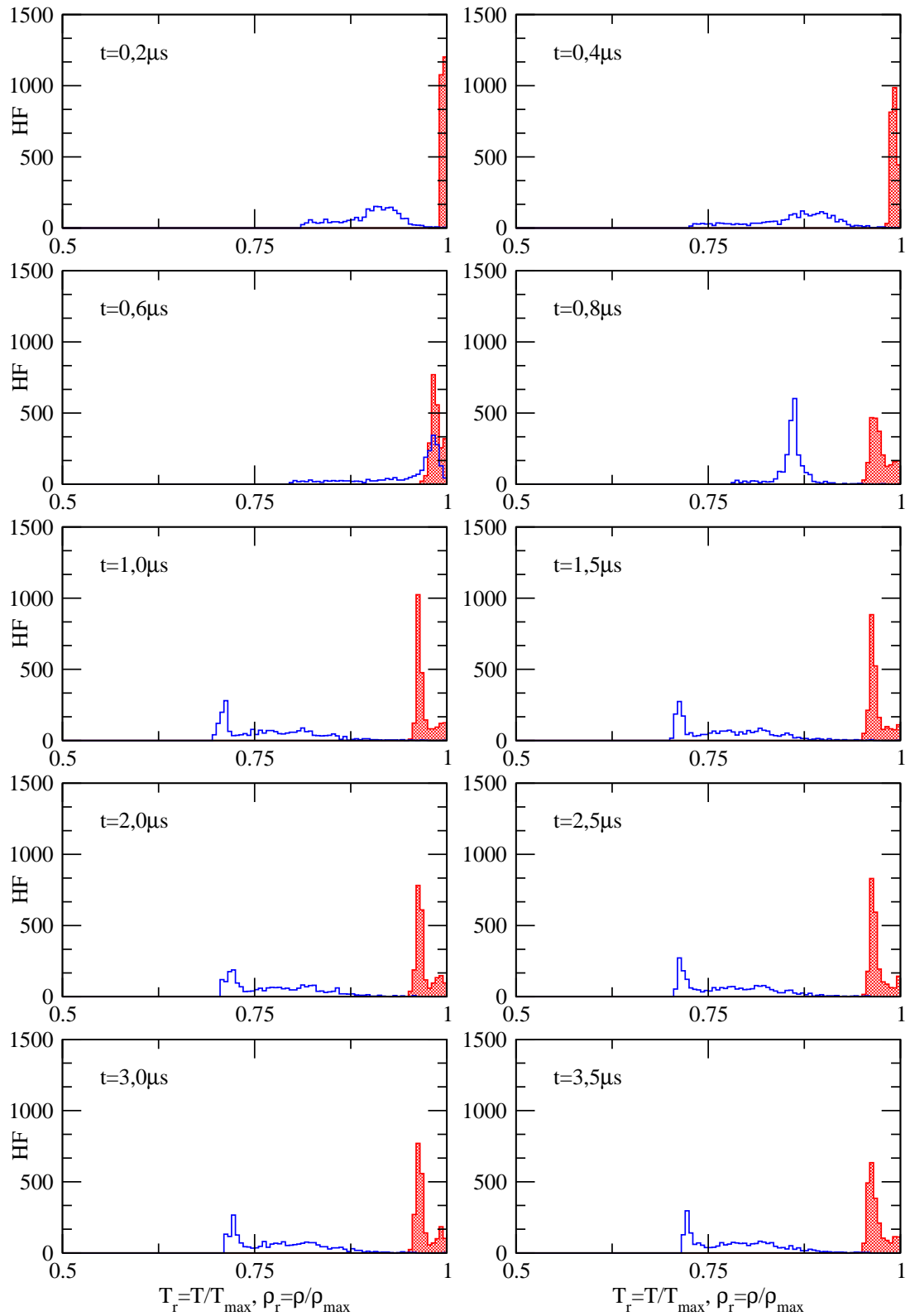


Abbildung 4.19: Histogramme der normierten Temperatur T/T_{max} (blau) und Dichte ρ/ρ_{max} (rot) für Blei.

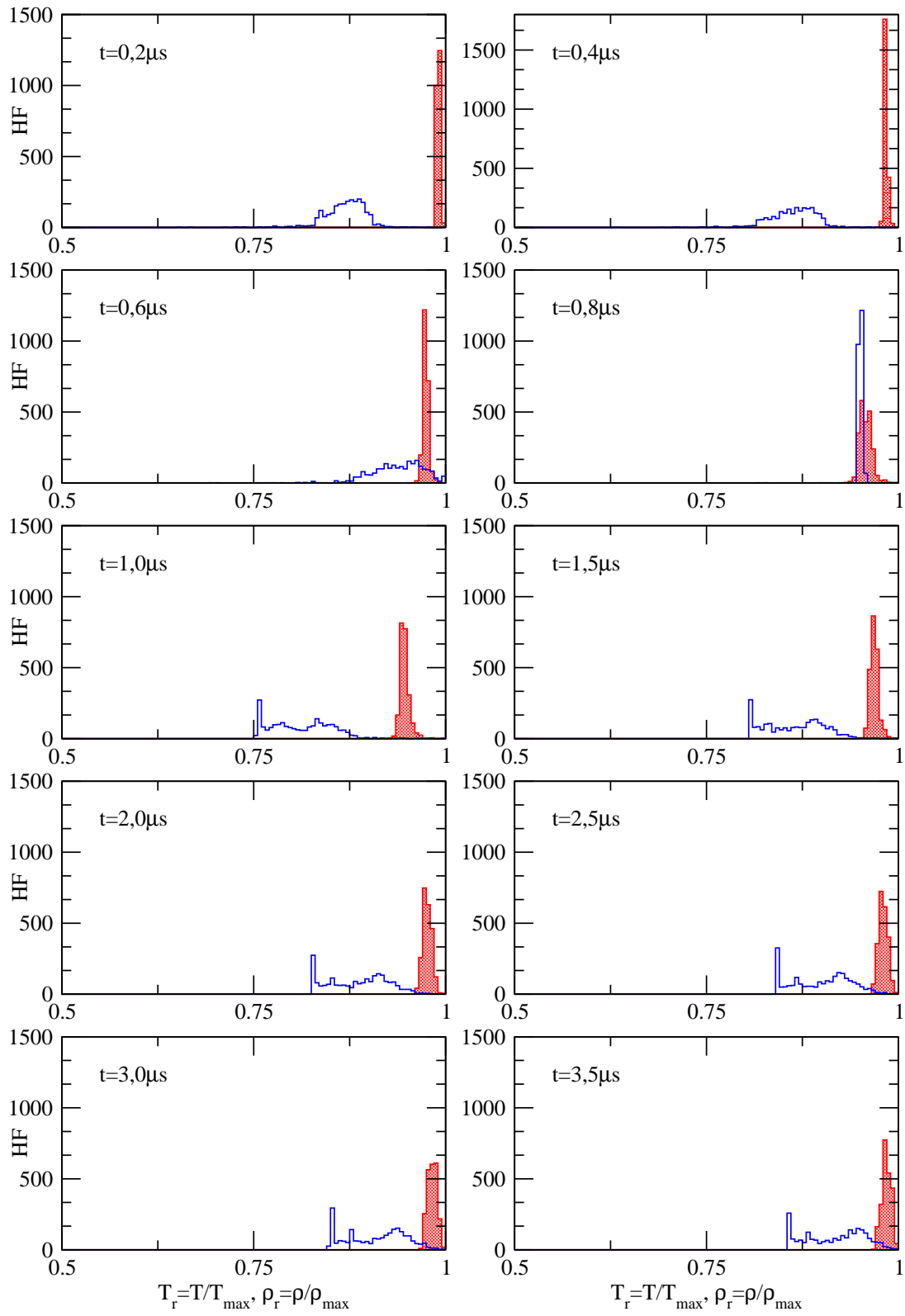


Abbildung 4.20: Histogramme der normierten Temperatur T/T_{max} (blau) und Dichte ρ/ρ_{max} (rot) für Kupfer.

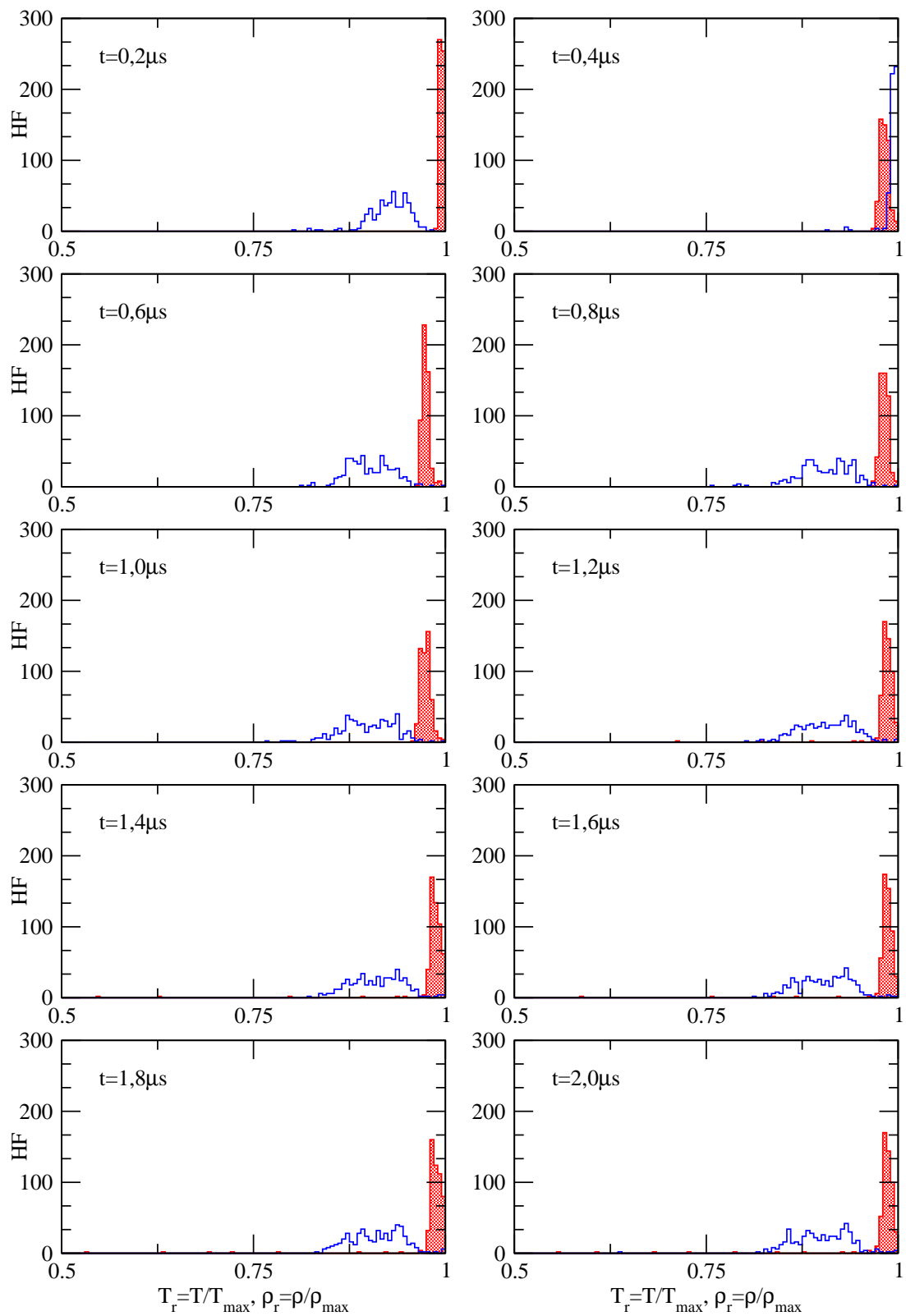


Abbildung 4.21: Histogramme der normierten Temperatur T/T_{max} (blau) und Dichte ρ/ρ_{max} (rot) für Silber.

4.4 Simulation des Stromflusses in den Targets

Die ungleichmäßige Verteilung von Dichte und Temperatur führt auch zu einer inhomogenen Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit, die bei reinen Substanzen nur von diesen zwei thermodynamischen Parametern abhängig ist. Das heißt aber, dass im Experiment eigentlich nur ein mittlerer Wert der Leitfähigkeit, beziehungsweise des spezifischen Widerstandes, bestimmt werden konnte. Dieser Mittelwert ist aber nicht einfach als arithmetisches Mittel der Leitfähigkeitswerte im Target zu verstehen, sondern genügt folgender Definition: die mittlere Leitfähigkeit $\bar{\sigma}$ erhält den Wert, der unter den gegebenen geometrischen Bedingungen (Länge und Querschnitt des Targets) und unter der Annahme einer homogenen Verteilung im Targetvolumen zu dem gemessenen Verhältnis zwischen Strom und Spannung führt.

Um theoretisch den Strom im Target bei einer bestimmten Spannung in einem inhomogenen Medium bestimmen zu können, muss man als erstes die Gleichung 2.67 aus Abschnitt 2.4.1 lösen. Daraus erhält man dann die Stromdichte mit Hilfe von $\vec{J} = -\sigma \nabla \Phi$. Die Intensität des elektrischen Stromes berechnet man als Flächenintegral des Flusses von \vec{J} über einen beliebigen Querschnitt des Targets. Die Unabhängigkeit dieses Integrals von der Wahl des Querschnittes hat auch als indirekte Überprüfung der Lösung gedient.

Die Gültigkeit des Simulationsansatzes ist durch die relativ langsame hydrodynamische Expansion und den verhältnismäßig hohen Werten der elektrischen Leitfähigkeit gesichert.

Um die Werte der elektrischen Leitfähigkeit im Target zu berechnen, braucht man entweder theoretische Modelle oder experimentelle Daten, die für den relevanten Dichte-Temperatur-Bereich gültig sind. Da sich die Dichtewerte nahe an denen bei einem Druck von 1 bar befinden und bei diesem Druck viele Messungen auch für flüssige Metalle durchgeführt wurden [4]–[6], wurden in der Gleichung zur Bestimmung der Stromdichteverteilung experimentelle Daten benutzt. Diese Daten mussten aber zum Teil extrapoliert werden, um alle von den hydrodynamischen Simulationen gelieferten Dichtewerte berücksichtigen zu können. Zu diesem Zweck wurden zwei unterschiedliche Annahmen verwendet und verglichen. Die erste davon betrifft die Vernachlässigung des Einflusses der Dichtefluktuationen bei konstanter Temperatur. Das heißt, dass folgende Gleichung angewendet wurde, um $\sigma(\rho, T)$ annähernd zu bestimmen:

$$\sigma(\rho, T) = \sigma(\rho(1 \text{ bar}, T)) \quad (4.4)$$

Im Falle der zweiten Annahme wird der Einfluss der Temperaturänderungen bei konstanter Dichte vernachlässigt. So berechnet man $\sigma(\rho, T)$ mit Hilfe der Gleichung:

$$\sigma(\rho, T) = \sigma(T(1 \text{ bar}, \rho)) \quad (4.5)$$

Diese zweite Extrapolationsmethode hat gegenüber der ersten den Vorteil, dass sie qualitativ korrekt den Leiter→Nichtleiter Übergang beschreibt, der durch die Abnahme der Dichte bei Temperaturen im Bereich von einigen Zehntel Elektronenvolt beschreibt. Außerdem wird sie von schon vorhandenen Messungen an anderen Metallen unterstützt (siehe [24], Seite 144).

Außerdem war es im Falle von Silber nötig, die Werte des spezifischen Widerstandes entlang der 1 bar Isobaren von einer Temperatur von 1723 K bis zum Siedepunkt (2842 K) zu extrapolieren. Dazu wurde in erster Annäherung eine lineare Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes angenommen. Dies kann dadurch begründet werden, dass bei anderen Metallen (z.B. Blei) die Abweichung von einem solchen Verhalten relativ gering ist. Gleichung 2.67 wurde numerisch gelöst, weil die Komplexität der Verteilung der

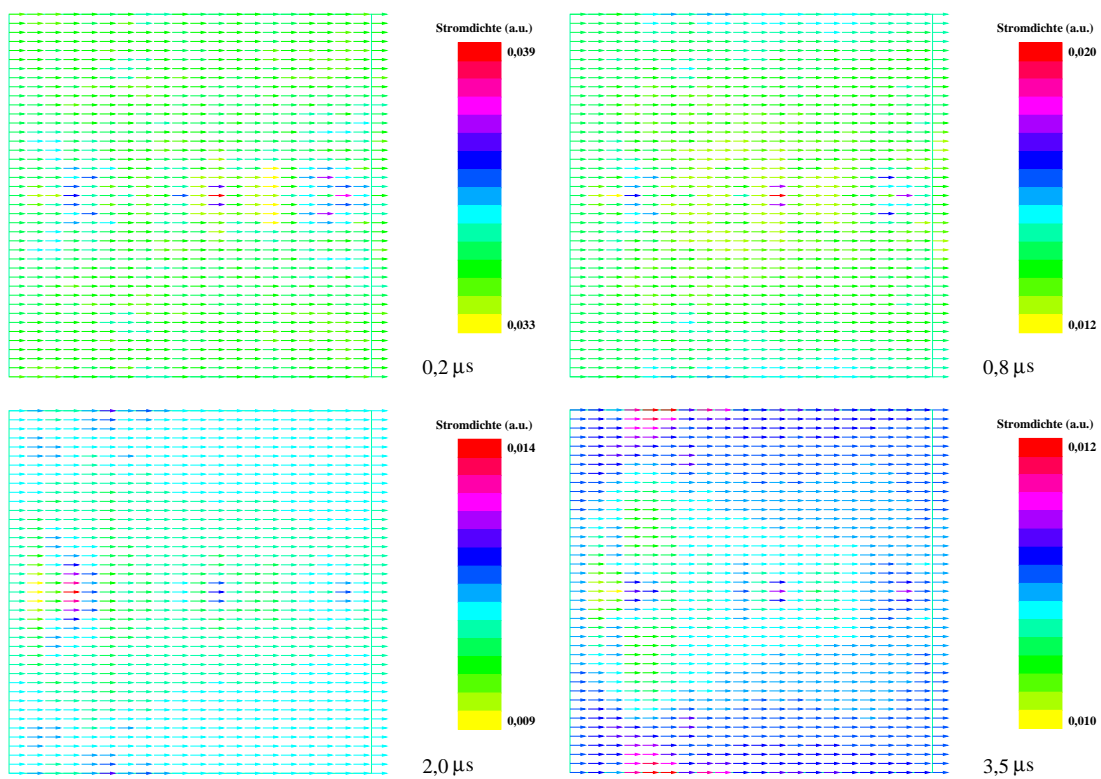


Abbildung 4.22: Verteilung der Stromdichte in Blei-Targets.

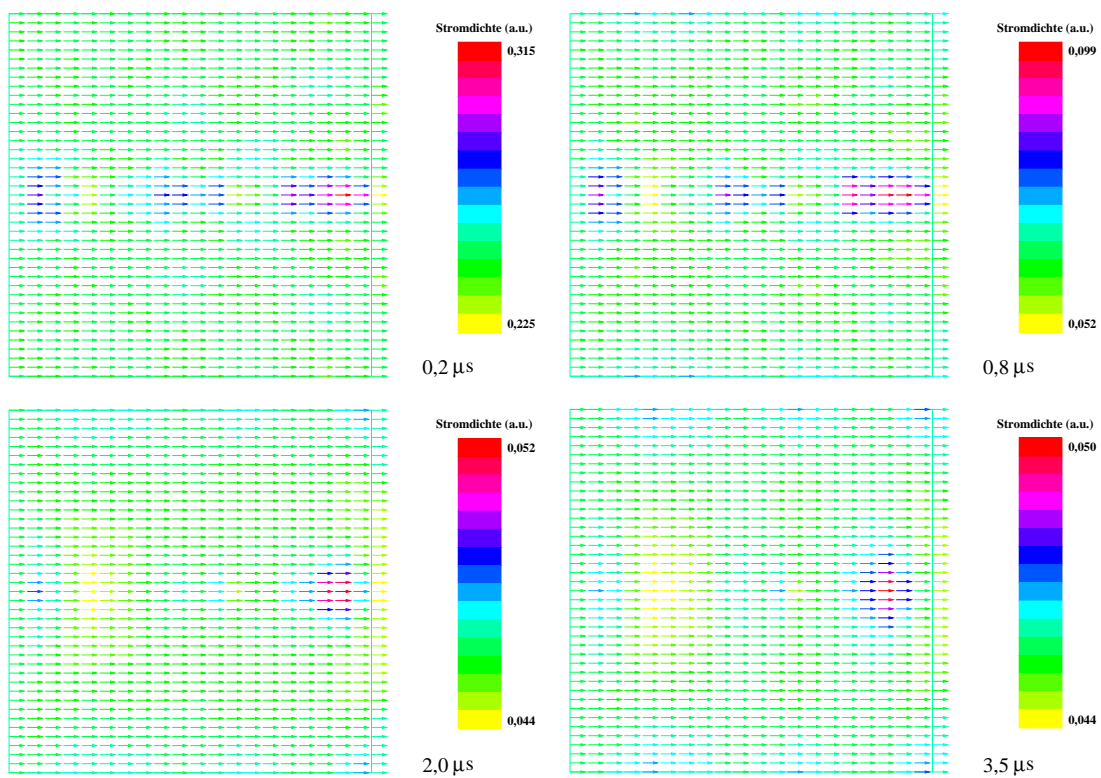


Abbildung 4.23: Verteilung der Stromdichte in Kupfer-Targets.

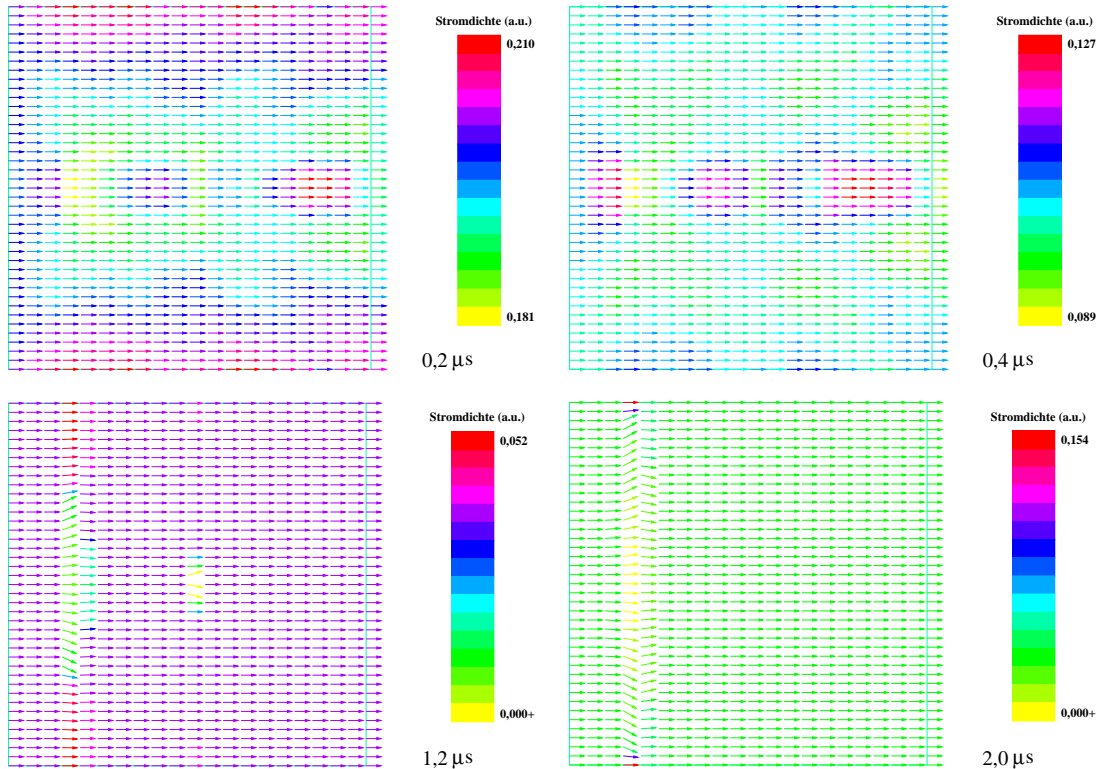


Abbildung 4.24: Verteilung der Stromdichte in Silber-Targets.

elektrischen Leitfähigkeit in den Targets keinen analytischen Ansatz erlaubte. Dazu wurde das Programm `freefem++` angewendet, das von Olivier Pironneau und Frederic Hecht an der Universität Paris VI entwickelt wurde. Dieses Programm erlaubt die Lösung von 2D-Differentialgleichungen mit Hilfe der Methode der finiten Elemente.

Als Eingabedaten dienten die Verteilungen der elektrischen Leitfähigkeit, so wie sie mit den jeweils zwei Extrapolationsmethoden berechnet wurden. Die Targets wurden als Zylinder betrachtet. Angenommen wurde ein Durchmesser, der als mittlerer Durchmesser der Targetumhüllenden berechnet wurde. Die Randbedingungen hatten Dirichlet-Form an den zwei Enden der Targets, so dass der Spannungsunterschied über die ganze Länge 1 V beträgt. An der seitlichen Grenze des Integrationsbereichs wurden von Neumann Bedingungen benutzt, die keine radiale Komponente der Stromdichte erlauben.

Die Abbildungen 4.22–4.24 zeigen Verteilungen der elektrischen Stromdichte für unterschiedliche Targets zu verschiedenen Zeitpunkten. In allen Fällen diente die zweite Extrapolationsmethode zur Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit. Der Zweck dieser Darstellungen ist in erster Linie, einen qualitativen Eindruck über die Homogenität der Stromdichte zu ermitteln. Deshalb sind auch die Einheiten und absoluten Werte der Stromdichte nicht von besonderer Bedeutung. Zwei Bemerkungen sollten aber hier gemacht werden:

- Die Stromdichte erscheint meistens parallel zu der Targetachse, weil das Verhältnis J_R/J_Z im Allgemeinen kleiner als 10^{-1} ist.
- Große Ablenkungen des Stromflusses sind nur bei Silber zu beobachten, und zwar in dem von der hydrodynamischen Instabilität beeinflussten Bereich.

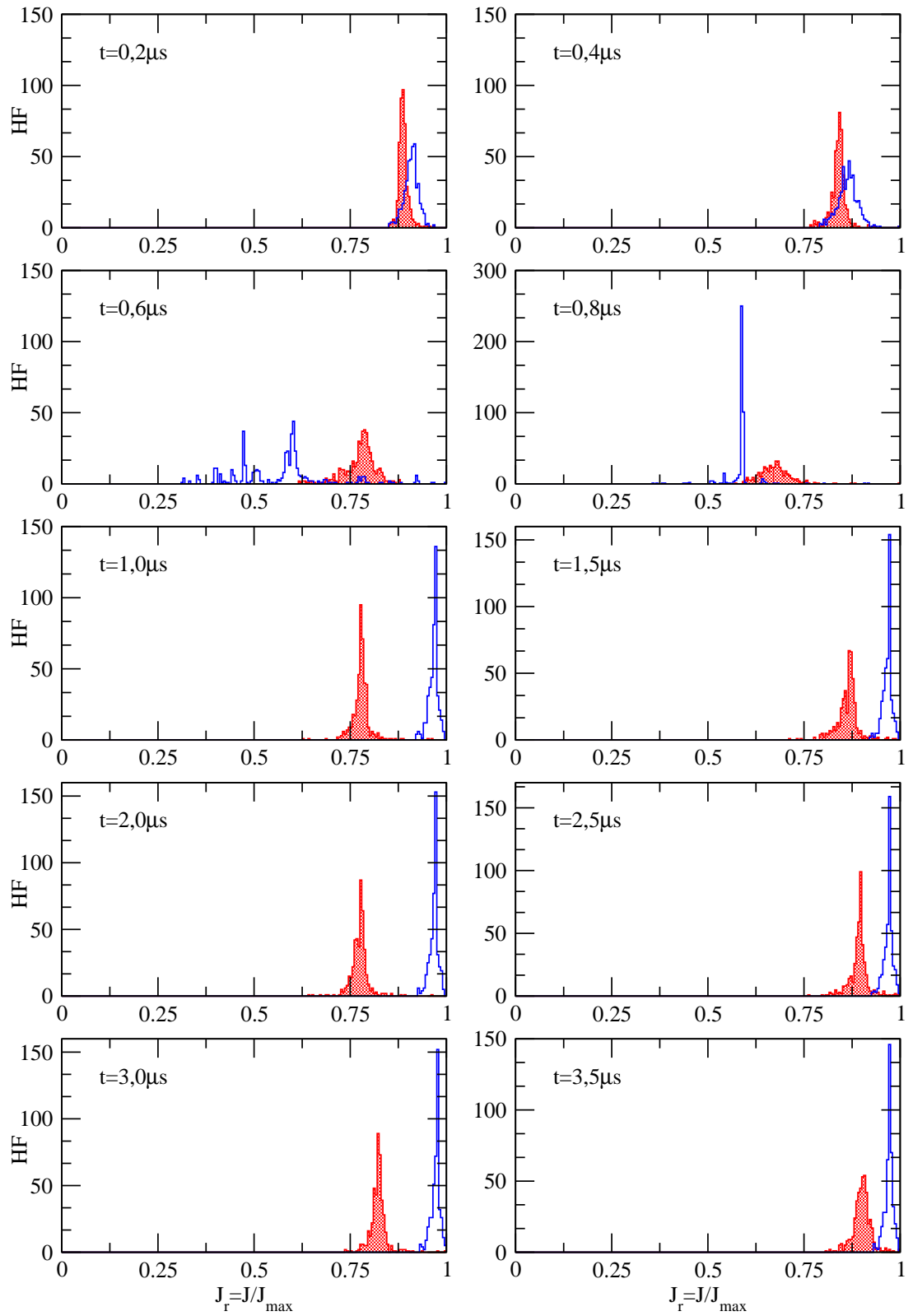


Abbildung 4.25: Histogramme der normierten Stromdichteverteilung J/J_{max} für Blei-Targets. Die blauen entsprechen der ersten Extrapolationsmethode, die roten der zweiten.

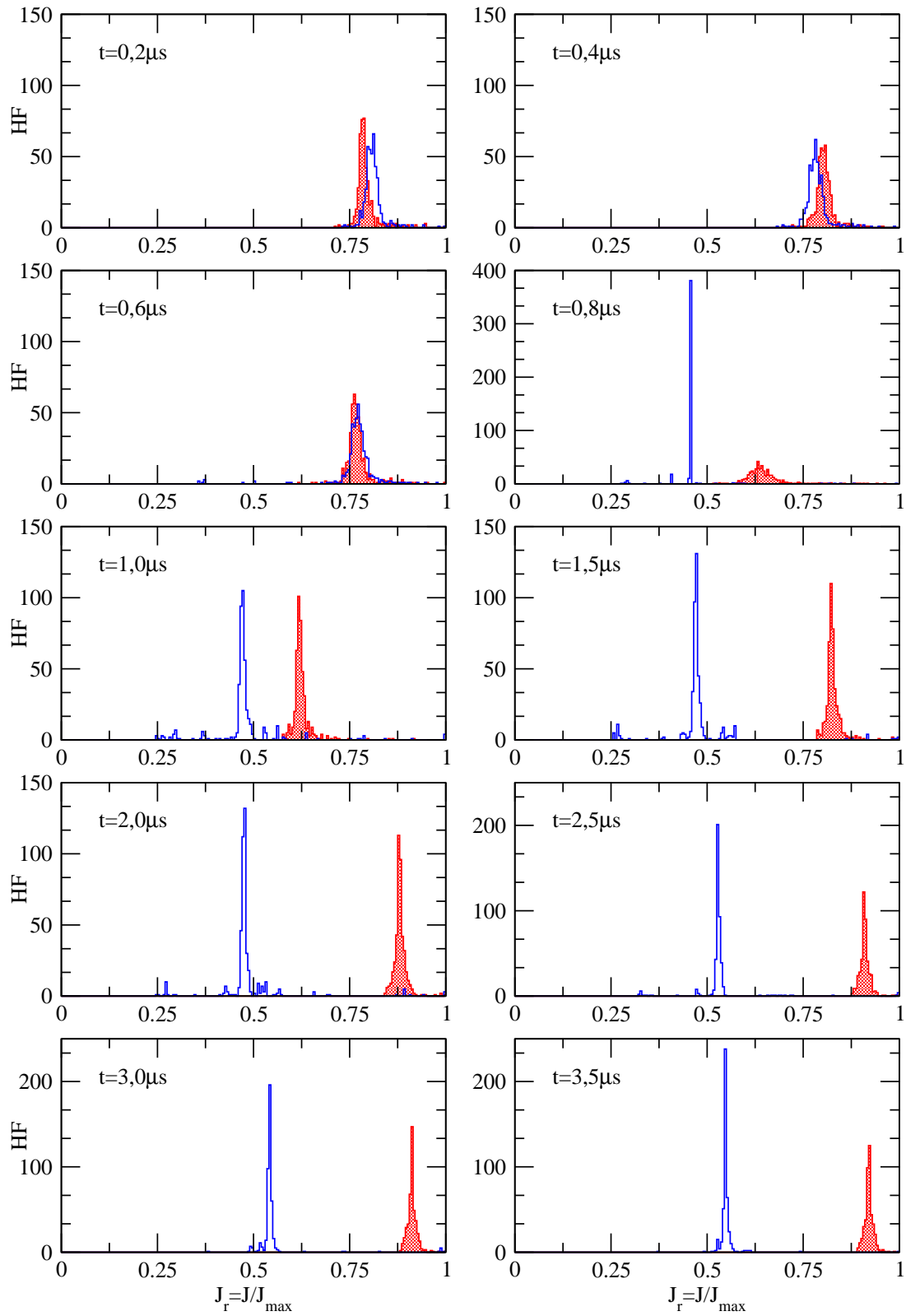


Abbildung 4.26: Histogramme der normierten Stromdichteverteilung J/J_{max} für Kupfer-Targets. Die blauen entsprechen der ersten Extrapolationsmethode, die roten der zweiten.

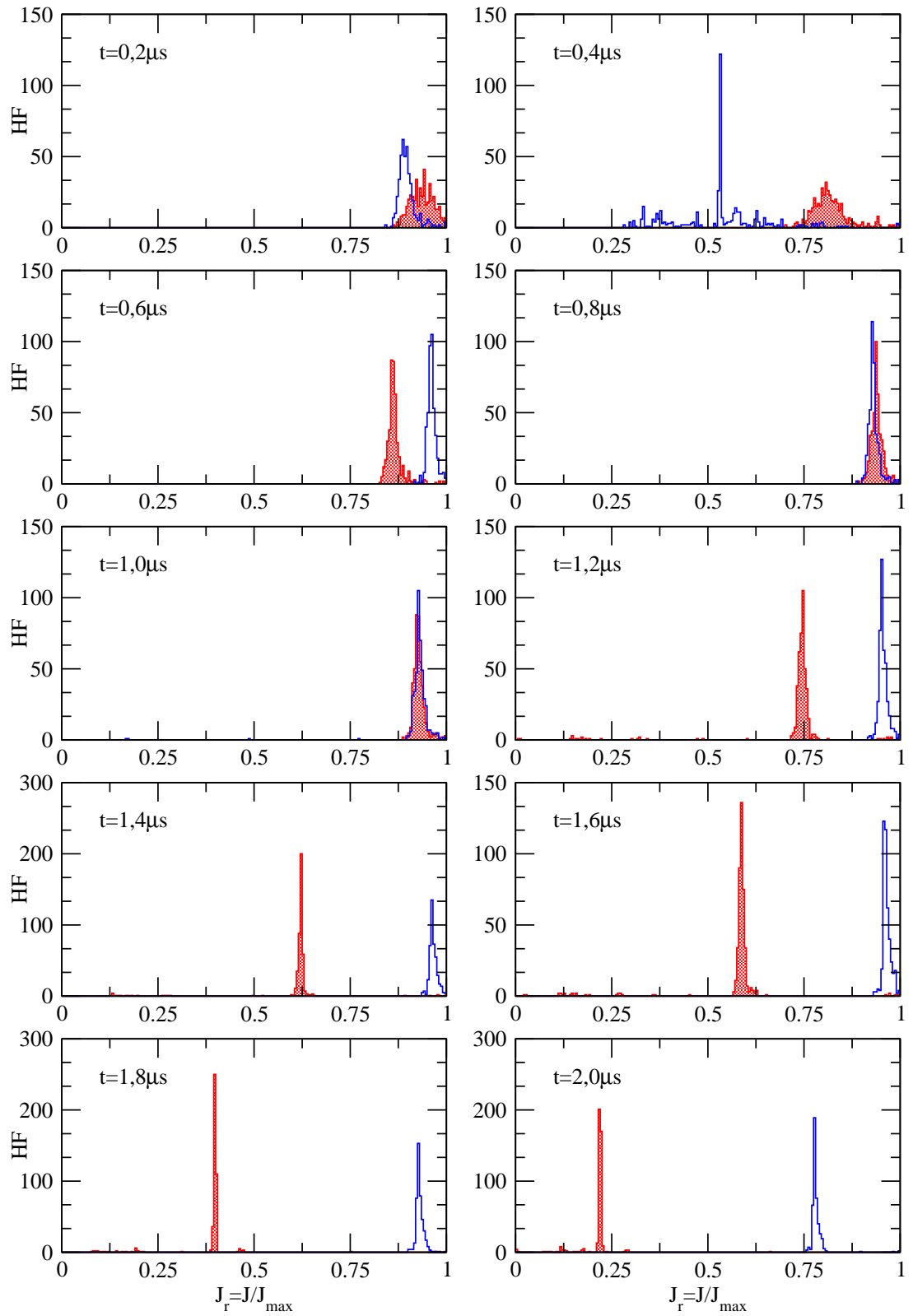


Abbildung 4.27: Histogramme der normierten Stromdichteverteilung J/J_{max} für Silber-Targets. Die blauen entsprechen der ersten Extrapolationsmethode, die roten der zweiten.

Um die Verteilung der Stromdichte quantitativ darzustellen, wurden Histogramme erstellt. Da sich der Wertebereich der Stromdichte während der Expansion der Targets ändert, wurden diese Darstellungen für die relative Größe J/J_{max} gemacht. In den Abbildungen 4.25–4.27 werden solche Histogramme für beide Extrapolationsmethoden und entsprechend den drei Targetmaterialien Blei, Kupfer und Silber vorgestellt. Sie zeigen im Allgemeinen Verteilungen mit den meisten Werten in der Nähe eines ausgeprägten Maximums, was auf eine gute Homogenität deutet. Starke Abweichungen erscheinen meistens zum Zeitpunkt des Phasenüberganges fest \rightarrow flüssig. Dies ist aber zu erwarten, da in diesem Bereich die großen Dichteänderungen zu starken räumlichen Schwankungen in der Energiedeposition führen, und dadurch die kleinen Inhomogenitäten, welche schon zuvor anwesend sind, verstärken. Eine Ausnahme bildet die Stromdichteverteilung in Kupfer bei $t = 0,8 \mu s$, und zwar im Falle der ersten Extrapolationsmethode (Abb. 4.26). Das zeigt, dass die Schmelztemperatur fast überall im Target gleichzeitig erreicht wurde. Andererseits, ist die Verteilung im Falle der zweiten Extrapolationsmethode wesentlich breiter. Dies weist auf die erwarteten Inhomogenitäten der Dichteverteilung.

Es ist zu bemerken, dass die Inhomogenitäten auch numerischer Natur sind, weil die Gleichmäßigkeit der Heizung durch die Anzahl der simulierten Ionen bedingt ist. Deshalb ist in einem realen Target eigentlich eine bessere Homogenität der Stromdichteverteilung zu erwarten.

4.5 Vergleich Theorie – Experiment

In diesem Abschnitt werden die Resultate der Experimente und die der Simulationen verglichen, und es werden die beobachteten Unterschiede diskutiert.

Wie schon früher betont (Abs. 3.3.6) müssen die experimentellen elektrischen Messungen mit Daten über die geometrischen Parameter der Targets ergänzt werden, um Werte für den spezifischen elektrischen Widerstand, beziehungsweise die Leitfähigkeit, gewinnen zu können. Die Resultate der Schattenwurfmessungen hatten aber keine zufriedenstellende Genauigkeit. Deswegen wurden letztlich zur Bestimmung des spezifischen elektrischen Widerstandes für die unterschiedlichen Targets die Simulationsdaten über die zeitliche Entwicklung des Targetdurchmessers benutzt. Dieses wird auch dadurch gerechtfertigt, dass sich die theoretischen Vorhersagen über die Expansion der Targets im Bereich der möglichen experimentellen Werte befinden. Um einen Vergleich der Resultate für verschiedene Materialien zu ermöglichen, wurden die Berechnungen für den relativen spezifischen Widerstand ρ/ρ_0 durchgeführt, wobei ρ_0 der spezifische Widerstand unter Anfangsbedingungen ist.

Unabhängig davon, wie der Durchmesser der Targets bestimmt wird, ergibt sich der relative experimentelle spezifische Widerstand als Funktion der Zeit aus der Gleichung:

$$\frac{\rho(t)}{\rho_0} = \left(\frac{D(t)}{D_0} \right)^2 \cdot \left(1 + \frac{U(t)}{IR_0} \right) \quad (4.6)$$

Mit:

- $D(t)$, D_0 als Durchmesser des Targets zum Zeitpunkt t , beziehungsweise Anfangsdurchmesser
- $U(t)$ als gemessener Spannung zum Zeitpunkt t

- I als eingesetzter konstanter Stromstärke
- R_0 als Anfangswiderstand des Targets

Gleichung 4.6 ist unter der Annahme, dass sich die Länge der Targets während der Expansion nicht ändert, gültig. Diese Vermutung wurde nicht direkt experimentell überprüft – die Schattenwurfaufnahmen erstrecken sich nur über ungefähr 80% der Targetlänge. Sie ist aber von den Resultaten der Simulationen bestätigt worden, und sollte im Prinzip, wegen des großen Verhältnisses zwischen der Targetlänge und ihrem Durchmesser gültig sein. Man kann unter diesen Bedingungen Gleichung 4.6 folgendermaßen umformen:

$$\frac{\rho(t)}{\rho_0} = \frac{\rho_m^0}{\rho_m(t)} \cdot \left(1 + \frac{U(t)}{IR_0}\right) \quad (4.7)$$

Wobei ρ_m^0 und $\rho_m(t)$ die Anfangsdichte beziehungsweise die Dichte zum Zeitpunkt t sind. So bekommt die ursprüngliche Gleichung eine neue Bedeutung, und zwar gibt sie die Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Dichte an. Betrachten wir jetzt den zeitlichen Bereich nach der Heizung, in dem man annehmen kann, dass sich die mittlere Temperatur der Targets nur wenig ändert. Gibt es unter diesen Bedingungen eine Expansion bei einer fast konstanten Spannung, wie es von den Schattenwurfaufnahmen im Zusammenhang mit den elektrischen Messungen über die Dauer des Quasi-Plateaus suggeriert wird, so heißt es, dass der spezifische Widerstand proportional zum Kehrwert der Dichte ist. Die Leitfähigkeit ist also proportional zu dieser Größe. Bleibt aber die Dichte der Targets praktisch konstant und wird eine Änderung der Spannung gemessen, so kann man das als ein Temperatureffekt ansehen.

Diese Betrachtungen sind aber nur unter der Annahme gültig, dass sowohl die Dichte als auch die Temperatur praktisch homogen im Targetvolumen verteilt sind, was zur Zeit nicht als eine gesicherte Tatsache angenommen werden kann. Dennoch wird die Aussage gewagt, dass für einen bestimmten Dichtebereich unterhalb der 1 bar-Dichte, dessen Ausdehnung noch unbestimmt bleibt, die elektrische Leitfähigkeit (expandierter) flüssiger Metalle bei konstanter Temperatur proportional zur Dichte sein sollte.

Gleichung 4.6 erlaubt auch die Bestimmung des Einflusses der verschiedenen Fehlerquellen auf das Endresultat. Obwohl die Werte von I und R_0 auch zu den Ungenauigkeiten beitragen, stammt der größte Teil der experimentellen Fehler von den Werten der Spannung $U(t)$ und denen des Targetdurchmessers $D(t)$. Der relative Fehler, der dadurch bewirkt wird, wurde auf 40% geschätzt. Es wird angenommen, dass die Durchmesserwerte aus der Simulation einen Fehler von 10% haben, was zu einem Fehler von 20% im Endresultat führt. Unter Umständen kann aber der relative Fehler 100% oder mehr sein, wie zum Beispiel im besonders problematischen zeitlichen Bereich der Heizung und kurz danach, bis zur Bildung des Quasi-Plateaus.

Die Fehler, die die Simulationsresultate behaften, sind relativ schwierig zu schätzen. Die hydrodynamischen Berechnungen weisen relative Fehler von ungefähr 10% auf. Das führt zu einem Fehler um 20% im Endresultat. Die Simulationen zur Stromverteilung und die Werte des U/I Verhältnisses sind auch von den BIG2-Resultaten abhängig und können deshalb keine bessere Genauigkeit wie 10% haben. Deshalb wird als Wert für die relativen Fehler der Simulation zum Fluss des elektrischen Stromes im Target 30% angenommen.

Die Abbildungen 4.28–4.30 ermöglichen den direkten Vergleich zwischen Experiment und Theorie. Obwohl sich die Bereiche der möglichen Werte teilweise überlagern, gibt es im Allgemeinen relativ große Unterschiede zwischen den experimentellen und theoretischen Datenreihen. Diese können wie folgt zusammengefasst werden:

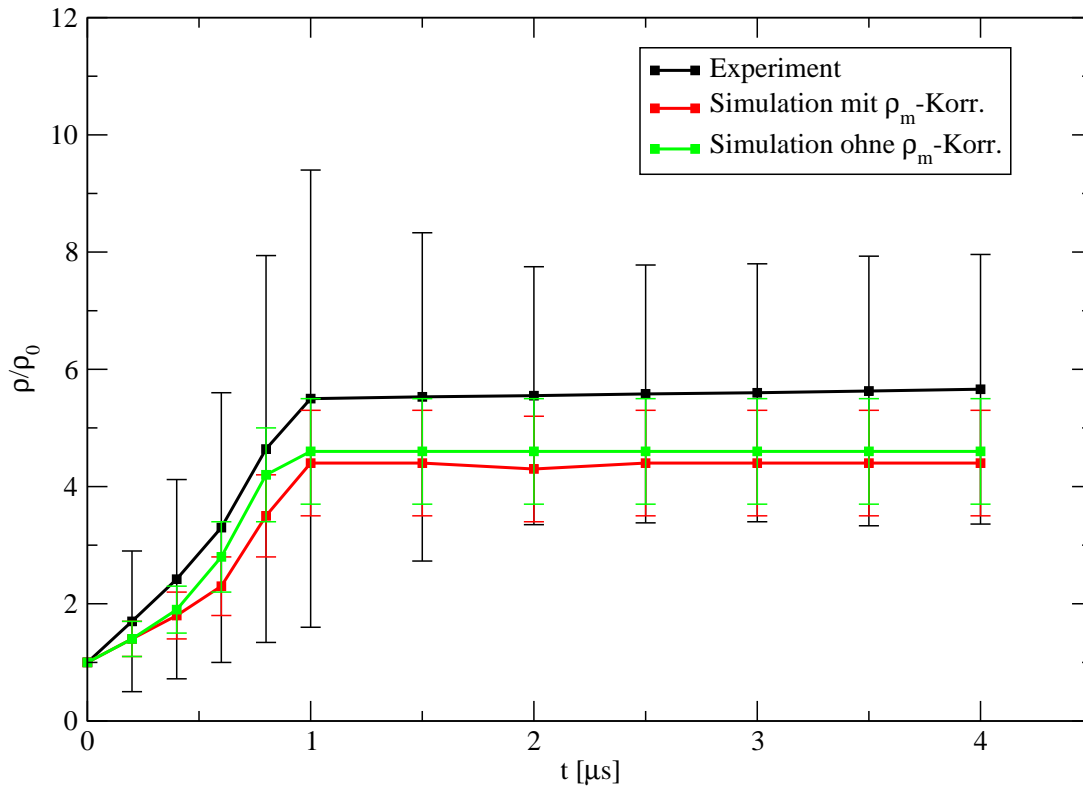


Abbildung 4.28: Vergleich zwischen den experimentellen und theoretischen Werten des relativen spezifischen Widerstandes $\rho(t)/\rho(0)$ der Blei-Targets.

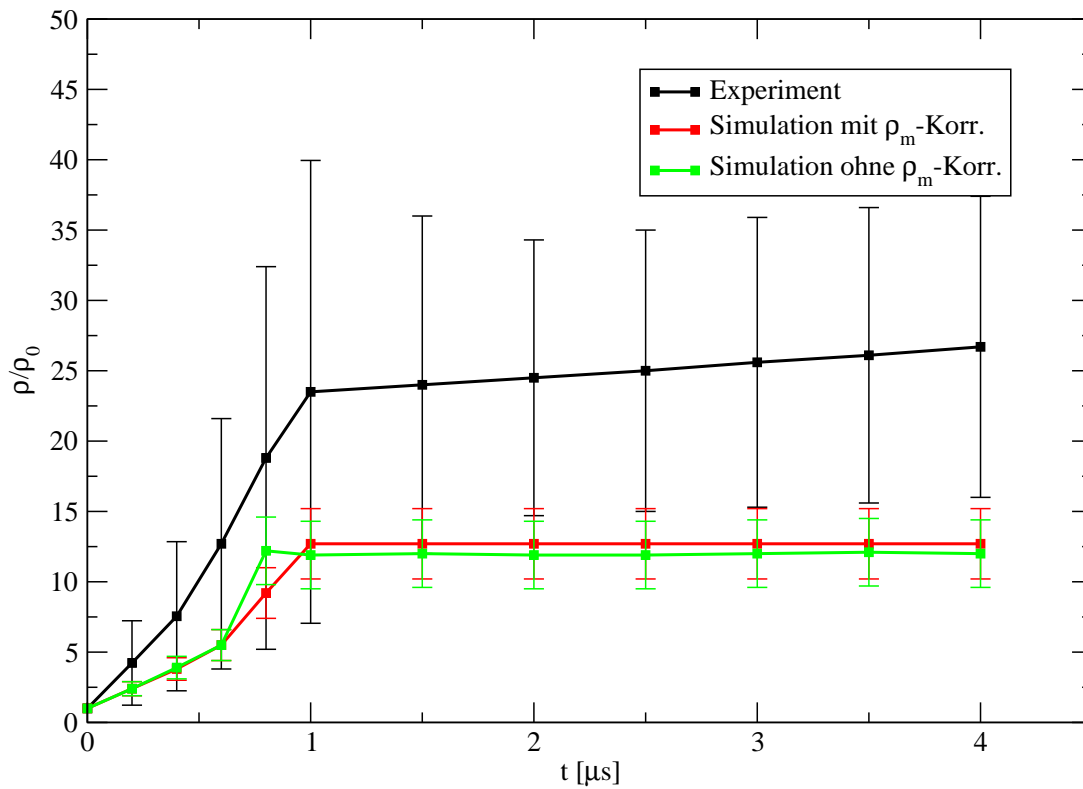


Abbildung 4.29: Vergleich zwischen den experimentellen und theoretischen Werten des relativen spezifischen Widerstandes $\rho(t)/\rho(0)$ der Kupfer-Targets.

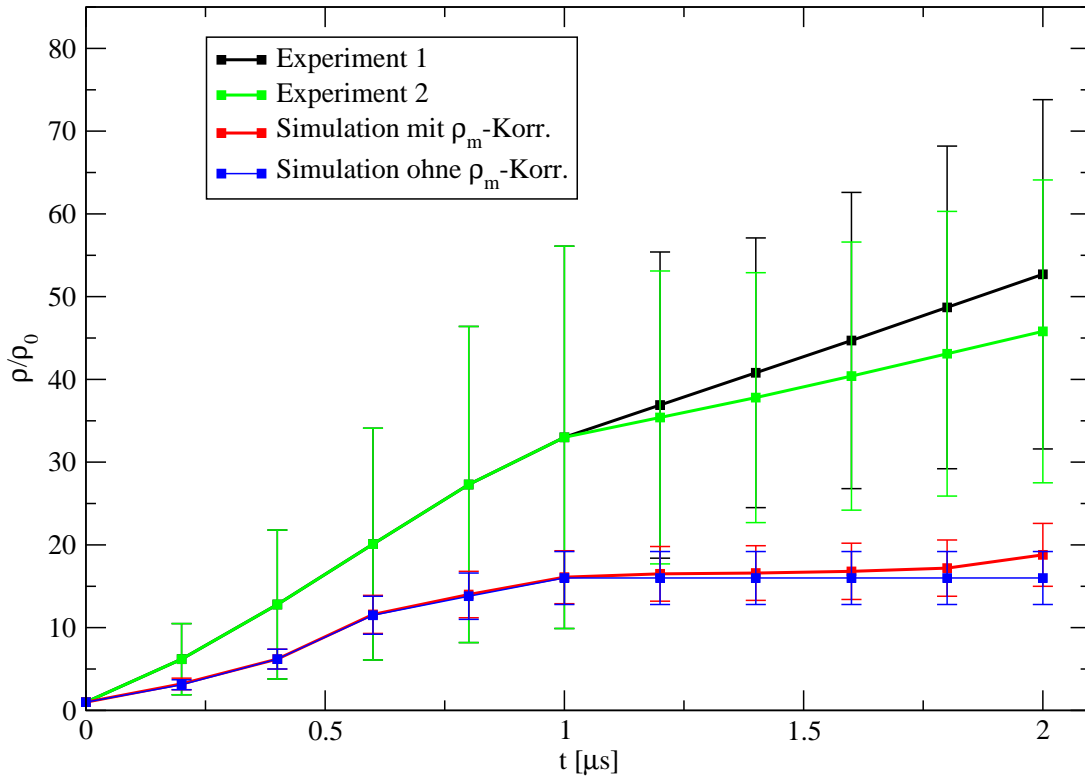


Abbildung 4.30: Vergleich zwischen den experimentellen und theoretischen Werten des relativen spezifischen Widerstandes $\rho(t)/\rho(0)$ der Silber-Targets.

- Die Amplitude der experimentellen Daten ist stets größer als die theoretisch vorhersagbare.
- Die Steigung des gemessenen zeitlichen Verlaufs des spezifischen elektrischen Widerstandes ist größer als die, die mit Hilfe der Simulationen berechnet wurde.

Über die Natur dieser Unterschiede kann man im Moment nur spekulieren. In erster Linie sind die benutzten Annäherungen zur Berechnung der Leitfähigkeit als eine Funktion von Dichte und Temperatur zu vermuten. Die Entwicklung eines genaueren theoretischen Modells wäre deshalb besonders nützlich. Eine andere mögliche Erklärung besteht darin, dass die Energiedeposition in den Targets größer ist als berechnet. Dadurch wären Heizung und Expansion stärker, was zu tieferen Leitfähigkeiten, also größeren Widerstandswerten, führen würde. Darüber hinaus spielt auch die Zuverlässigkeit der eingesetzten Zustandsgleichungen eine besonders wichtige Rolle. Andererseits haben die experimentellen Daten keine so hohe Genauigkeit, um nur die theoretischen Berechnungen für die Unterschiede in Anspruch zu nehmen. Es ist, obwohl unwahrscheinlich, auch nicht auszuschließen, dass sich am Übergang aus der ungeheizten Targetzone in die geheizte ein Bruch bildet, welcher zu einer Erhöhung der gemessenen Spannung führen würde, und dadurch zu einer Überschätzung des Widerstandes im bestrahlten Volumen. Auch aus diesem Grund wird für die Zukunft die Entwicklung einer kontaktlosen Methode als besonders wichtig betrachtet.

4.6 3D Simulationen zur Targetheizung

Die Asymmetrie, welche die Energiedeposition der Schwerionen in der Materie charakterisiert, spiegelt sich auch in der Verteilung der Energiedichte im Volumen eines geheizten Targets wider. Darüber hinaus wird diese Verteilung auch von Strahl- und Targetgeometrie beeinflusst. Wie schon im Abschnitt 3.3.1 besprochen, sind drahtförmige Targets für eine homogene Heizung besonders geeignet. Die Wahl des Durchmessers, der Länge und der Stellung im Ionenstrahl bestimmen dann die Gleichmäßigkeit der Energiedichteverteilung im Targetvolumen. Es ist deswegen wichtig, diese Parameter unter der Berücksichtigung der Erfordernisse der Leitfähigkeitsmessungen zu optimieren.

Ein analytisches Verfahren für diese Optimierung ist wegen der Komplexität der Aufgabe besonders schwierig zu entwickeln. Andererseits sind hydrodynamische Codes wie BIG2 für diese Aufgabe nicht geeignet, da sie einen großen Zeit- und Rechenaufwand beanspruchen. Außerdem wäre ein 3D-Ansatz wünschenswert, um auch die Effekte einer fehlerhaften Platzierung des Targets im Ionenstrahl studieren zu können. Aus diesen Gründen wurde beschlossen, ein 3D-Simulationsprogramm zu entwickeln, welches aber die hydrodynamische Expansion nicht berücksichtigt. Es wird dadurch besonders die Anfangsphase der Heizung studiert, in der es kaum hydrodynamische Effekte gibt, die aber die spätere Entwicklung des Targets stark beeinflusst.

Das Programm wurde in der C-Sprache entwickelt. Der Ionenstrahl wird mit Hilfe eines Zufallsgenerators simuliert, der virtuelle Teilchen erzeugt. Diese werden erst durch ein fokussierendes, dem einer idealen Plasmalinse entsprechendes, magnetisches Feld (Abs. 2.2), und dann durch das Target verfolgt. Zur Berechnung der Energiedeposition werden Tabellen eingesetzt. Es können deswegen Datensätze aus unterschiedlichen Quellen benutzt werden. In allen hier vorgestellten Simulationen wurden SRIM-erzeugte Datentabellen angewendet. Die Streuung der Schwerionen im Target wird vernachlässigt.

Zur Zeit erlaubt das Programm nur homogene Targets mit zylindrischer Symmetrie, deren Lage im Raum aber beliebig gewählt werden kann. Für die Zukunft wird die Implementierung von parallelepipedisch oder sogar beliebig geformten Targets geplant.

Die Beobachtung der Strahleigenschaften vor und nach der Fokussierung wird mit Hilfe von virtuellen Leuchttargets ermöglicht, welche unterschiedliche Projektionen des Phasenraumes darstellen können. Außerdem kann das Target ein- und ausgeschaltet werden, um eine Anpassung des Strahles ohne eine Simulation der Heizung zu erlauben.

Demnächst werden Berechnungen zur Heizung von Kupfer-Targets durch Argon-Strahlen vorgestellt. Die wichtigsten Parameter der Simulation sind:

- Anzahl der virtuellen Teilchen: $2,5 \cdot 10^8$
- Ionenenergie: 300 MeV/u
- Verteilung der Ionen im Strahl: Gauß
- Emittanz: 50 mm · mrad für beide Projektionen des Phasenraumes
- FWHM vor der Fokussierung: 1 cm sowohl in der Ox als auch Oy Richtung
- FWHM nach der Fokussierung: 0,95 mm sowohl in der Ox als auch Oy Richtung
- Parameter des Fokussierelementes: $I = 250$ kA, $D = 2$ cm, $L = 10$ cm
- Targetlänge: 1 cm

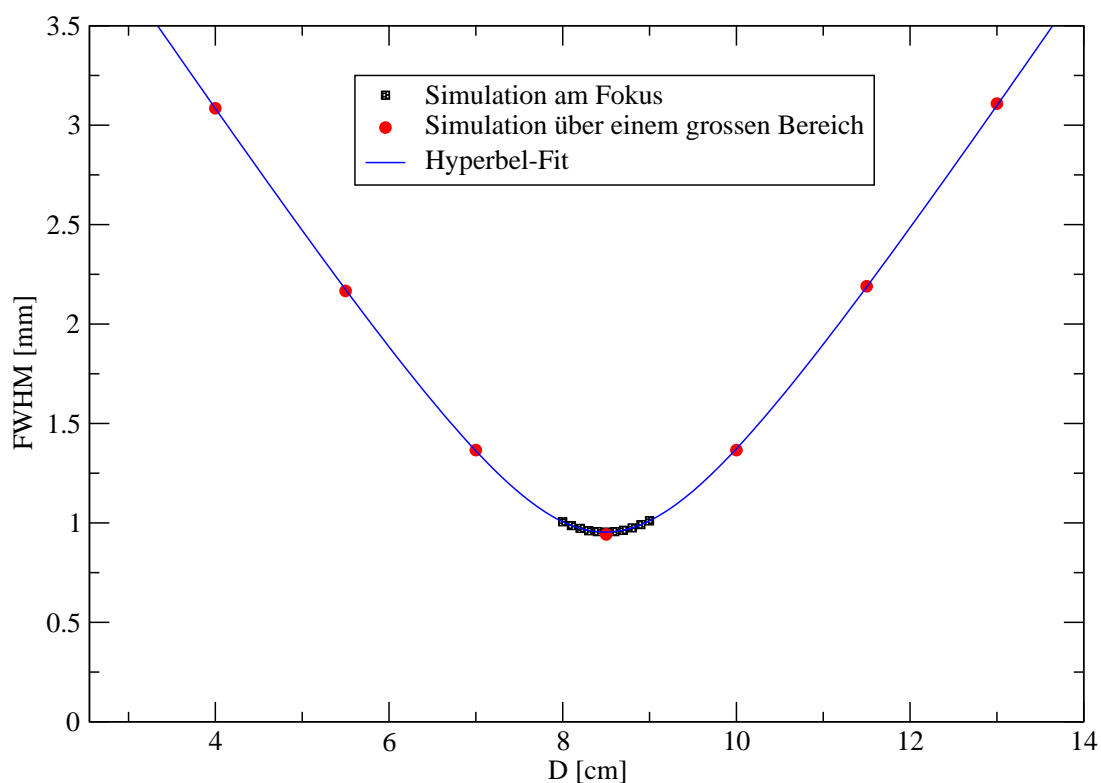


Abbildung 4.31: Die Strahlumhülle des simulierten Argonionenstrahles.

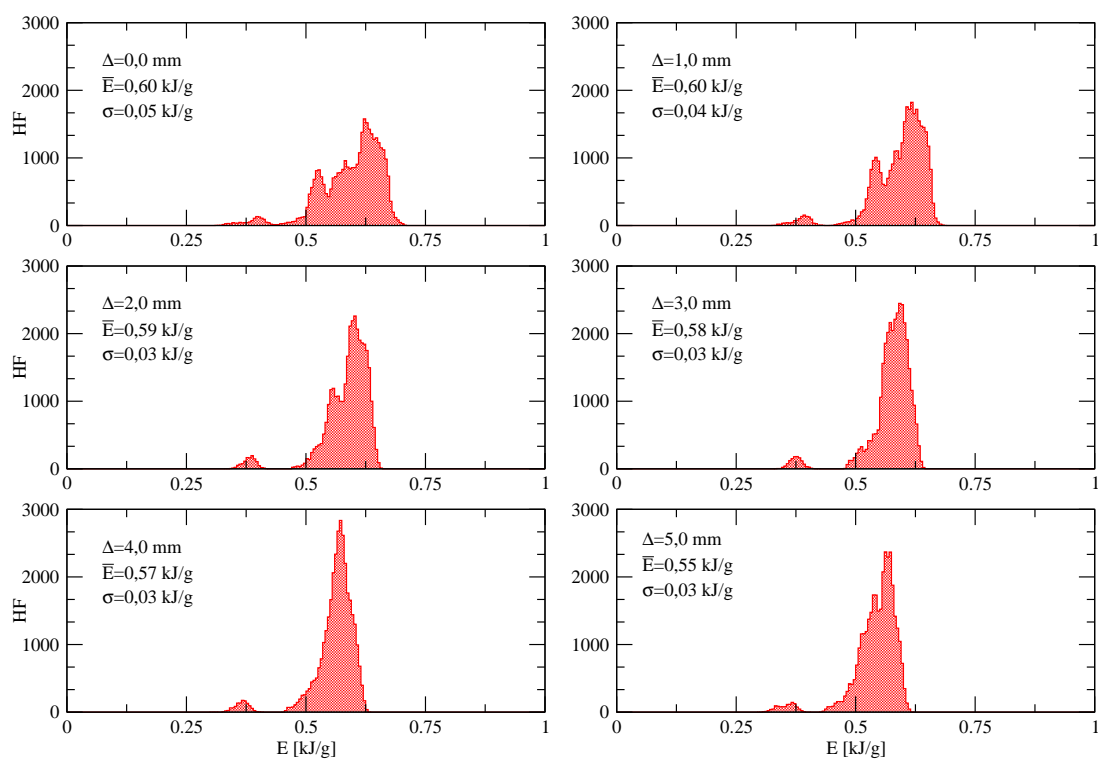


Abbildung 4.32: Die Histogramme der Energiedichteverteilung im Kupfer-Target als Funktion der longitudinalen Verschiebung Δ relativ zum Strahlfokus.

- Targetdurchmesser: 0,25 mm
- Ionenreichweite im Target: 1,06 cm

Die Emittanz ist im statistischen Sinne zu verstehen [57]. Die Strahlumhüllende, wird in Abb. 4.31 dargestellt. Es sollte hier noch bemerkt werden, dass alle Parameter frei wählbar sind, und dass auch solche Situationen simuliert werden können wo die Strahlachse und die ionenoptische Achse des Fokussierelementes sich voneinander unterscheiden.

Die Simulationen hatten einen doppelten Zweck:

- Die Bestimmung des Einflusses der Positionierung des Targets auf der Strahlachse relativ zum Fokus.
- Die Schätzung der Abweichungen von einer zylindersymmetrischen Heizung, wenn das Target von der Strahlachse verschoben wird.

Vor einer Darstellung der Hauptresultate wäre aber eine Statistik der Ionen angemessen. Diese wird vom Programm automatisch erzeugt und ist im Kontext der Diskussion über die Heizungshomogenität aus Abs. 3.3.1 relevant. Die Statistik zeigt, dass das Target von ungefähr 11% der Ionen getroffen wird. Davon sind es nur 3%, welche die ganze Länge des Targets durchlaufen. Mehr als 60% dringen durch die Vorderseite¹ des Targets ein und verlassen es durch seine seitliche Oberfläche, oder kommen durch diese Oberfläche ins Target und fliegen durch die Rückseite heraus. Der Rest der Ionen, welche mit dem Target wechselwirken, treten durch die Seitenfläche sowohl hinein als auch heraus. Diese Daten bestätigen die Vermutung, dass bei dünnen Targets die Gleichmäßigkeit der Heizung viel weniger von dem Bragg-Peak der spezifischen Energiedeposition beeinflusst wird.

Ein Einfluss der longitudinalen Positionierung des Targets auf die Verteilung der Energiedichte im Target kann relativ einfach durch die Asymmetrie der Energiedeposition begründet werden. Angenommen, die Mitte des Targets befindet sich im Fokus, dann ändert sich die Dichte der Teilchen im Strahl symmetrisch in Bezug auf die Targetmitte. Gäbe es keine Asymmetrie in der Energiedeposition, so wäre der zentrale Bereich des Targets am stärksten geheizt, und die deponierte Energiedichte wäre symmetrisch um das Targetzentrum verteilt. Da aber die deponierte spezifische Energie ein starkes Maximum gegen Ende der Reichweite eines Ions aufweist, ist das nicht unbedingt der Fall. Die Verteilung der Energiedichte ist asymmetrisch, mit größeren Werten an der Rückseite des Targets (Abb. 4.33). Verschiebt man das Target in die Fortflanzungsrichtung des Ionenstrahles, so bringt man die ursprünglich weniger geheizten Targetbereiche näher an den Fokus, und die stärker geheizten weiter vom Fokus weg. Dadurch kann man eine gleichförmigere Heizung erhalten.

Die Effekte der Änderung der Energiedichteverteilung bei einer longitudinalen Verschiebung des Targets werden in den Abb. 4.32–4.34 dargestellt. Alle Werte der deponierten Energiedichte sind in diesen Darstellungen auf eine Strahlintensität von $5 \cdot 10^{10}$ Teilchen skaliert worden. Wie den Histogrammen aus Abb. XXX zu entnehmen ist, verbessert sich die am Anfang relativ breite und asymmetrische Verteilung, wenn das Target von der Anfangslage verschoben wird. Die Verschiebung Δ sollte aber nicht größer als 4,0 mm werden. Die Abhängigkeit der mittleren Energiedichte vom Abstand zur Vorderseite des Targets ist in Abb. 4.33 dargestellt. Ein Optimum wird in diesem Fall in der

¹Als Vorderseite wird die Seite betrachtet, die als erste bestrahlt wird, sich also näher am Fokussierelement befindet.

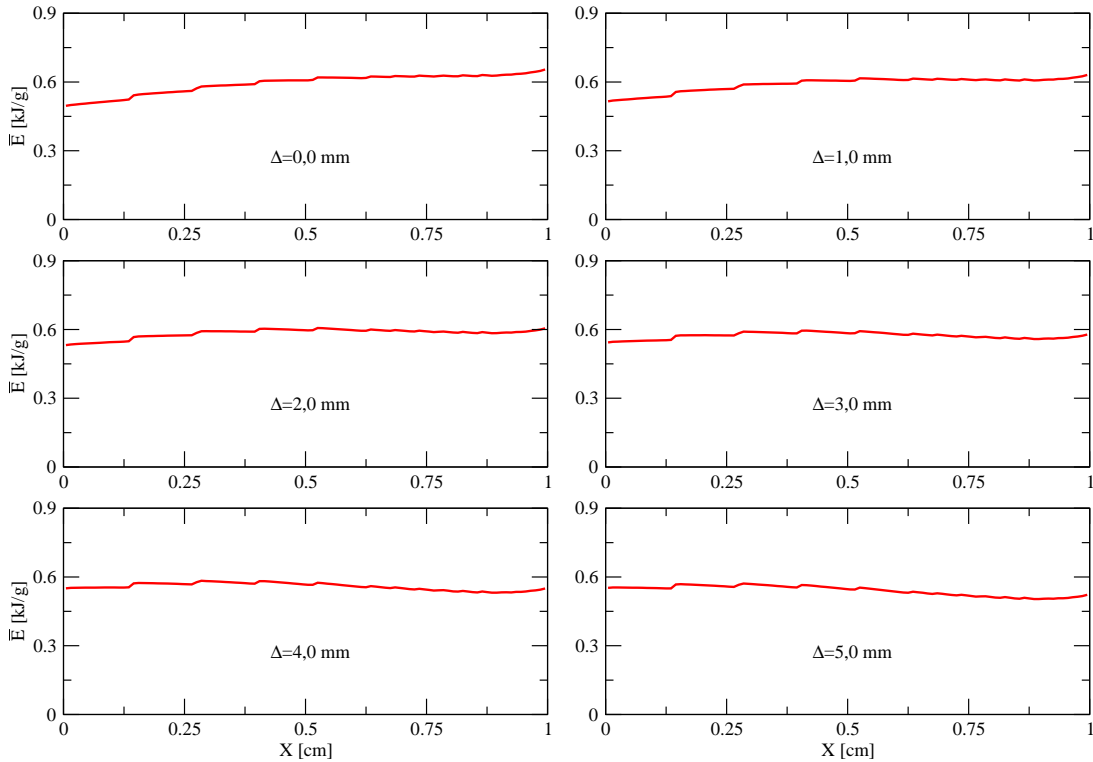


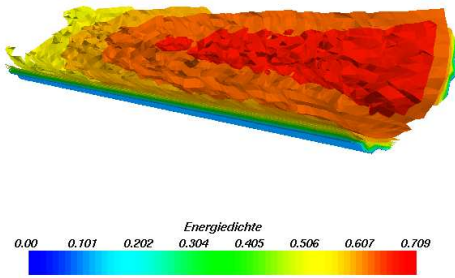
Abbildung 4.33: Mittlere deponierte Energiedichte im Targetquerschnitt, entlang des Targets für verschiedene Werte der longitudinalen Verschiebung Δ . Die Ionen bestrahlen das Target von links nach rechts, $x=0$ entspricht der Targetvorderseite.

Nähe einer Verschiebung von 3,0 mm erreicht. Letztlich zeigt Abb. 4.34 die Oberflächen konstanter Energiedichte. Die optimale Lage zeigt sich in diesem Fall bei einer Verschiebung von ungefähr 2,0 mm, wo die Fläche, die der größten Energiedichte entspricht, sich über fast die ganze Länge des Targets erstreckt. Unter diesen Umständen ist es nicht leicht die optimale Lage des Targets auf der Strahlachse zu definieren. Es kann aber der Bereich $2 \text{ mm} < \Delta < 4 \text{ mm}$ festgelegt werden, wo sich das Optimum befinden müsste. Experimente mit sehr guter räumlicher Auflösung zur Heizung und Hydrodynamik des Targets müssen durchgeführt werden, um die theoretischen Vorhersagen zu überprüfen, und einen genauen Wert der optimalen longitudinalen Verschiebung zu ermitteln.

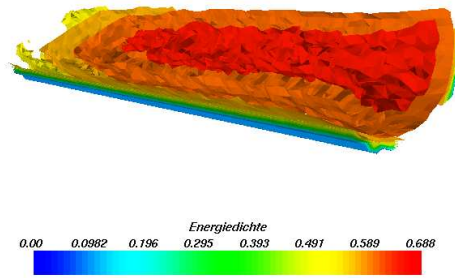
Der Einfluss der Abweichung der Targetlage von der Strahlachse wurde für einen Abstand δR zwischen der Targetachse und der Strahlachse von 0,125 mm, was einem Targetradius entspricht, betrachtet. Es wurde dieser Wert gewählt, weil er der kleinste ist, für den sich die Strahlachse nicht im Inneren des Targets befindet. Die Unterschiede, die sich daraus in der Energiedichteverteilung im Falle $\Delta = 2 \text{ mm}$ ergeben, werden in den Abb. 4.35–4.37 dargestellt. Die Verschiebung der Flächen konstanter Energiedichte ist leicht zu bemerken. Auch Änderungen im Histogramm der Verteilung sind festzustellen. Diese können aber als quantitativ klein charakterisiert werden. Die longitudinalen Verteilungen der im Querschnitt mittleren Energiedichte haben praktisch dieselbe Struktur bei verschobenen und unverschobenen Targets. Die des verschobenen zeigt aber, wie zu erwarten, kleinere Werte.

Um die Verlagerung der Energiedichteverteilung von der Targetachse zu charakterisieren, wurde in Analogie zu der Definition des Schwerpunktes ein Heiz-Zentrum (oder

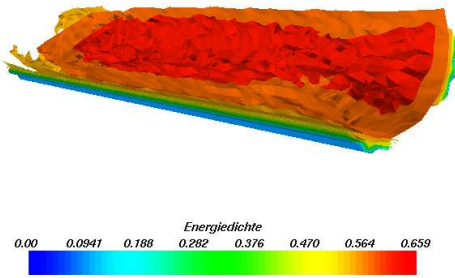
$\Delta = 0,0 \text{ mm}$



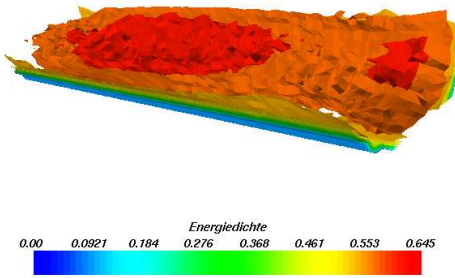
$\Delta = 1,0 \text{ mm}$



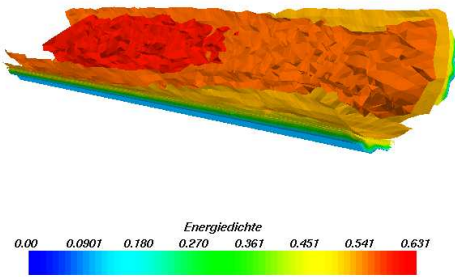
$\Delta = 2,0 \text{ mm}$



$\Delta = 3,0 \text{ mm}$



$\Delta = 4,0 \text{ mm}$



$\Delta = 5,0 \text{ mm}$

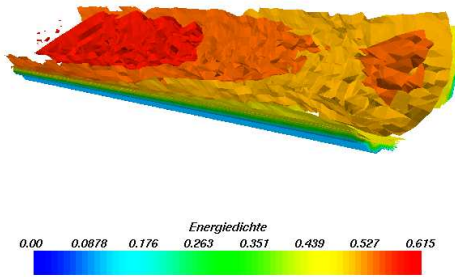


Abbildung 4.34: Oberflächen konstanter Energiedichte als Funktion der longitudinalen Verschiebung Δ . Den Ionenstrahl sollte man sich von hinten links vorstellen.

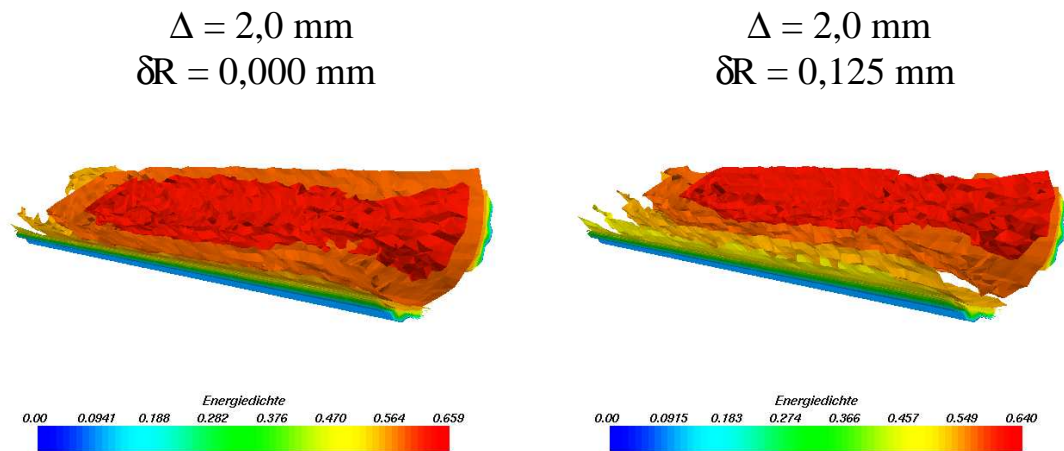


Abbildung 4.35: Vergleich zwischen den Oberflächen konstanter Energiedichte für ein Target, das sich auf der Strahlachse befindet und eines, das um $\delta R = 0,125 \text{ mm}$ von dieser verschoben ist. Δ ist die longitudinale Verschiebung des Targetzentrums in Bezug zum Fokus.

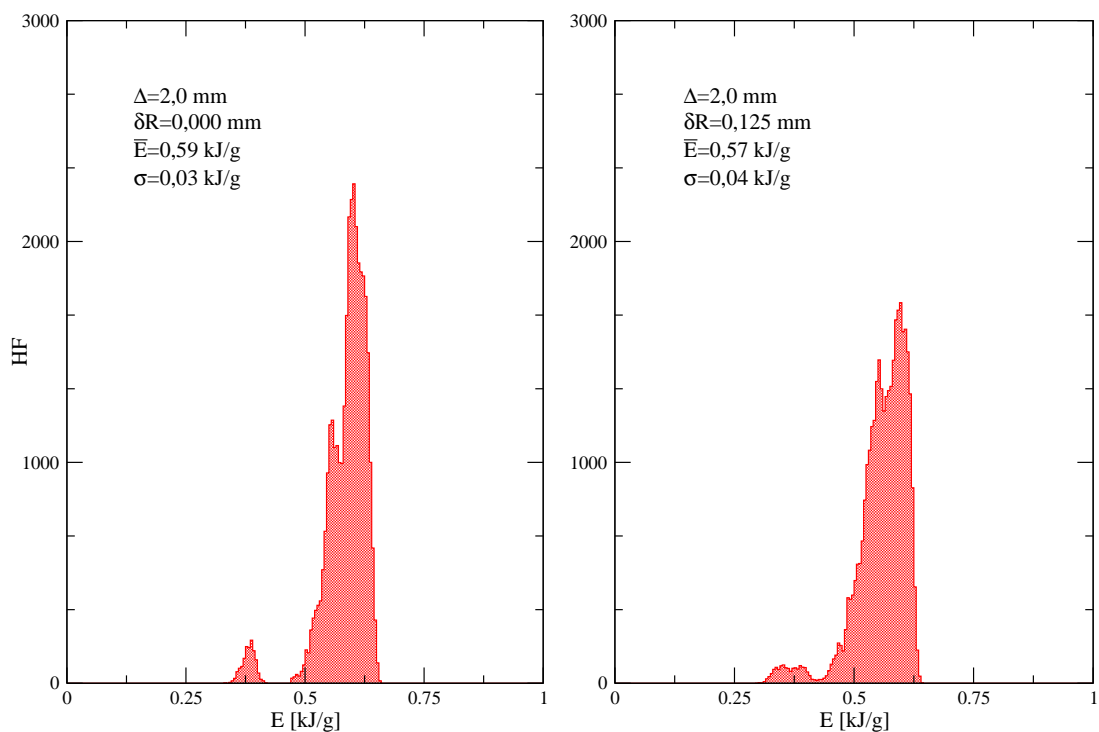


Abbildung 4.36: Vergleich zwischen den Histogrammen des verschobenen und unverschobenen Targets.

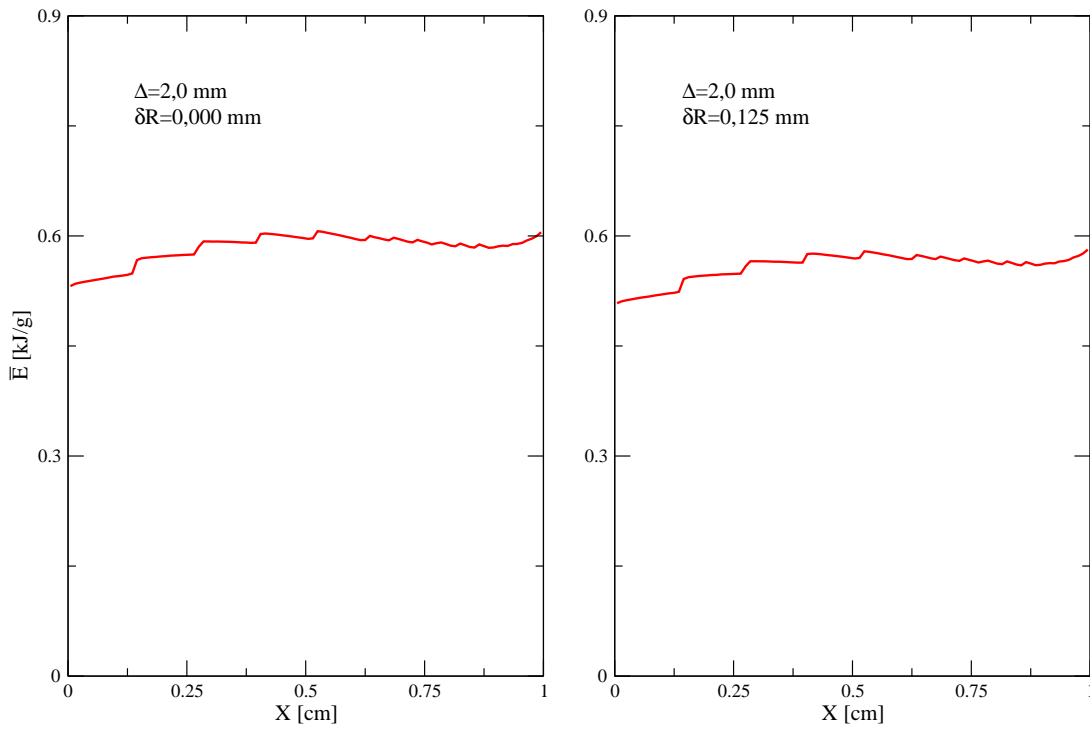


Abbildung 4.37: Mittlere Energiedichtedeposition im Targetquerschnitt entlang des Targets, für ein verschobenes und ein unverschobenes Target.

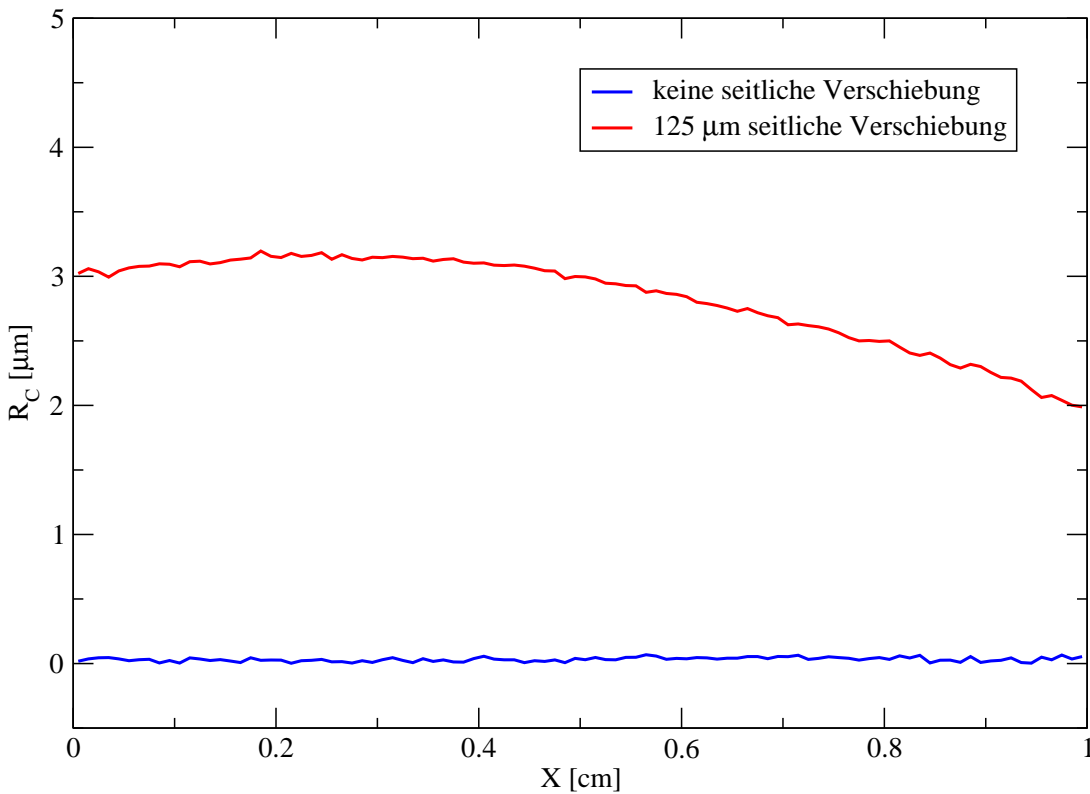


Abbildung 4.38: Entfernung R_{HC} des Heiz-Zentrums von der Targetachse für ein verschobenes und ein unverschobenes Target.

Energiedichtezentrum) – HC – wie folgt für einen Targetquerschnitt definiert:

$$\vec{R}_{HC} = \frac{\int \vec{r}E(\vec{r})dm}{\int E(\vec{r})dm} \quad (4.8)$$

Mit $E(\vec{r})$ als Energiedichte im Punkt gegeben durch den Vektorradius \vec{r} , und dm als Masse in der Nähe dieses Punktes. In Abb. 4.38 wird die Änderung des Betrages des Vektors \vec{R}_{HC} entlang des Targets dargestellt. Bemerkenswert sind die kleinen Werte der Abweichung des Heiz-Zentrums von der Strahlachse, die ein Maximum von nur ungefähr $3 \mu\text{m}$ erreichen. Diese Erkenntnisse erlauben die Abschätzung der nötigen Positioniergenauigkeit der Targets im Ionenstrahl unter den simulierten Bedingungen, und zwar bis zu ungefähr $100 \mu\text{m}$. Will man aber bei derselben Strahlintensität größere Energiedichten erzielen, muss die FWHM im Fokus verkleinert werden, was dann eine bessere Genauigkeit verlangt. Deshalb wird für das zukünftige Positioniersystem eine Genauigkeit im $10 \mu\text{m}$ -Bereich angestrebt.

Kapitel 5

Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die ersten zeitaufgelösten Messungen zur elektrischen Leitfähigkeit schwerioneninduzierter, nicht idealer Plasmen durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde eine spezielle elektrische Schaltung entworfen und hergestellt, welche eine sehr gute Zeitauflösung im Nanosekundenbereich hat. Außerdem erlaubt sie Messungen mit nur zwei Kontakten am Target mit automatischer Berücksichtigung der Kontaktwiderstände, was vom besonderen Vorteil war.

In den Experimenten wurden zum ersten Mal Targets eingesetzt die im Querschnitt kleiner sind als der fein fokussierte Ionenstrahl. Solche Targets erlauben eine besonders gute Homogenität der Heizung. Dies wurde sowohl experimentell mit Hilfe von Kurzzeitphotographietechniken als auch theoretisch mit Hilfe von 2D hydrodynamischen und 3D statischen Simulationen bewiesen. Die letzten erlaubten ein Studium zur Optimierung der Targetpositionierung im Ionenstrahl, mit dem Ziel die Gleichmäßigkeit der Heizung zu verbessern. Die entsprechende 3D Software wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und getestet.

Die Justierung der Targets auf der Achse des Ionenstrahls hat eine besondere Herausforderung gestellt. Deswegen ist für die Zukunft ein neues Positioniersystem geplant, welches auch die Anforderungen des gemeinsamen Betriebs des hochintensiven Ionenstrahles und des Petawatt-Lasers PHELIX berücksichtigen wird.

Weitere Entwicklungen der Experimente am HHT Messplatz werden gleichzeitige Messungen der thermo-physikalischen und Transporteigenschaften der Targets ermöglichen, was von besonderer Bedeutung sowohl für Fragen der Grundlagenforschung als auch für die angewandte Physik ist.

Was die Messungen zur elektrischen Leitfähigkeit betrifft, es ist sehr wichtig Ihre Genauigkeit und Reproduzierbarkeit zu verbessern. Es werden deswegen sowohl eine Weiterentwicklung der schon eingesetzten Methode als auch neue Ansätze geplant. Die Anwendung kontaktloser Messtechniken zeigt sich in diesem Zusammenhang als beste Alternative. Dies ist auch im Kontext des GSI-Zukunftprojektes zu verstehen, dessen neue Anlagen die Erforschung des metallischen Wasserstoffs ermöglichen werden.

Literaturverzeichnis

- [1] P.P. Edwards, T.V. Ramakrishnan, C.N.R. Rao, 1995, in „*Metal-Insulator Transitions Revisited*“, Taylor&Francis, S. XV
- [2] J. Bardeen, 1940, *J. Appl. Phys.*, **11**, S. 88
- [3] Y. Iye, 1995, in „*Metal-Insulator Transitions Revisited*“, Taylor&Francis, S. 211
- [4] „*Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie*“, 1955, Verlag Chemie GmbH, Bände zu Kupfer
- [5] „*Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie*“, 1972, Verlag Chemie GmbH, Bände zu Blei
- [6] „*Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie*“, 1973, Verlag Chemie GmbH, Bände zu Silber
- [7] C. Kittel, „*Einführung in die Festkörperphysik*“, 1969, R. Oldenbourg Verlag
- [8] P. Horowitz, „*The Art of Electronics*“, 1998, Cambridge University Press
- [9] D.H.H. Hoffmann, K. Weyrich, H. Wahl, Th. Peter, J. Meyer-ter-Vehn, J. Jacoby, R. Bimbot, D. Gardès, M.F. Rivet, M. Dumail, C. Fleurier, A. Sanba, C. Deutsch, G. Maynard, R. Noll, R. Haas, R. Arnold, S. Maurmann, 1988, *Z. Phys. A*, **30**, S. 339
- [10] K.-G. Dietrich, D.H.H. Hoffmann, H. Wahl, C.R. Haas, H. Kunze, W. Brandenburg, R. Noll, 1990, *Z. Phys. D*, **16**, S. 229
- [11] D.H.H. Hoffmann, K. Weyrich, H. Wahl, D. Gardès, R. Bimbot, C. Fleurier, 1990, *Phys. Rev. A*, **42**, S. 2313
- [12] J. Jacoby, D.H.H. Hoffmann, W. Laux, R.W. Müller, H. Wahl, K. Weyrich, E. Boggasch, B. Heimrich, C. Stöckl, H. Welzer, S. Miyamoto, 1995, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, S. 1550
- [13] G. Belyaev, M. Basko, A. Cherkasov, A. Golubev, A. Fertman, I. Roudskoy, S. Savin, B. Sharkov, V. Turtikov, A. Arzumanov, A. Borisenko, I. Gorlachev, S. Lysukhin, D.H.H. Hoffmann, A. Tauschwitz, 1996, *Phys. Rev. E*, **53**, S. 2701
- [14] M. Roth, C. Stöckl, W. Süß, O. Iwase, D.O. Gericke, R. Bock, D.H.H. Hoffmann, M. Geißel, W. Seelig, 2000, *Europhys. Lett.*, **50**, S. 28

- [15] F.B. Rosmej, D.H.H. Hoffmann, W. Süß, M. Geißel, P. Pirzadeh, M. Roth, W. Seelig, A.Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev, A.I. Magunov, T.A. Pikuz, R. Bock, U.N. Funk, U. Neuner, S. Udrea, A. Tauschwitz, N.A. Tahir, B. Yu. Sharkov, N.E. Andreev, 1999, JETP Lett., **70**, S. 270
- [16] O.N. Rosmej, J. Wieser, M. Geißel, F. Rosmej, A. Blazevic, J. Jacoby, E. Dewald, M. Roth, E. Brambrink, K. Weyrich, D.H.H. Hoffmann, T.A. Pikuz, A.Ya. Faenov, A.I. Magunov, I.Yu. Skobelev, N.G. Borisenko, V.P. Shevelko, A. Golubev, A. Fertman, V. Turtikov, B.Yu. Sharkov, 2002, Nucl. Instr. and Meth. A, **495**, S. 29
- [17] C. Niemann, A. Tauschwitz, D. Penache, S. Neff, R. Knobloch, R. Birkner, R. Presura, D.H.H. Hoffmann, S.S. Yu, W.M. Sharp, 2002, J. Appl. Phys., **91**, S. 617
- [18] G. Schaumann, A. Blazevic, E. Brambrink, J. Fuchs, M. Geißel, D.H.H. Hoffmann, P. Pirzadeh, M. Roth, M. Rytter, J. Wieser, 2002, GSI Rep. 2002, S. 135
- [19] K. Weyrich, H. Wahl, A. Golubev, A. Kantzyrev, M. Kulish, S. Dudin, D.H.H. Hoffmann, B. Sharkov, V. Mintsev, 2003, GSI Rep. 2003, S. 128
- [20] D.H.H. Hoffmann, R. Bock, A.Ya. Faenov, U. Funk, M. Geißel, U. Neuner, T.A. Pikuz, F. Rosmej, M. Roth, W. Süß, N. Tahir, A. Tauschwitz, 2000, Nucl. Instr. and Meth. B, **161-163**, S. 9
- [21] K. Rektorys, „*Variational Methods in Mathematics, Science and Engineering*“, 1972, D. Reidel Publishing Company
- [22] E. Wigner, H.B. Huntington, 1935, J. Chem. Phys., **3**, S. 764
- [23] F. Hensel, G.-F. Hohl, 1994, Rev. High Pres. Sc. and Tech., **3**, S. 163
- [24] F. Hensel, W.W. Warren Jr., „*Fluid Metals*“, 1999, Princeton University Press
- [25] M.M. Basko, 2000, Phys. of Plasm., **7**, S. 4579
- [26] G.W. Collins, L.B. DaSilva, P. Celliers, D.M. Gold, M.E. Foord, R.J. Wallace, A. Ng, S.V. Weber, K.S. Budil, R. Cauble, 1998, Science, **281**, S. 1178
- [27] M.S. Tillack, N.B. Morley, „*Magnetohydrodynamics*“, in „*Standard Handbook for Electrical Engineers*“, 14. Auflage, 1998, McGraw Hill
- [28] <http://www.lanl.gov/worldview/news/releases/archive/00-064.shtml>
- [29] J.M. Ziman, 1961, Philos. Mag., **6**, S. 1013
- [30] M. Shimoji, „*Liquid Metals*“, 1977, Academic Press
- [31] P.A. Egelstaff, „*An Introduction to the Liquid State*“, 2d ed., 1992, Oxford Clarendon
- [32] S.F. Edwards, 1961, Philos. Mag., **6**, S. 617
- [33] D.C. Barber, B.H. Brown, 1984, J. Phys. E: Sci. Instrum., **17**, S. 723
- [34] T. Martin, J. Idier, 1998, Eur. Phys. J. AP, **1**, S. 87

- [35] L. Borcea, J.G. Berryman, G.C. Papanicolaou, 1996, *Inv. Probl.*, **12**, S. 835; oder <http://www.caam.rice.edu/borcea/>
- [36] L. Borcea, G.C. Papanicolaou, 2000, in „*Surveys on Solution Methods for Inverse Problems*“, Springer, Vienna-New York; oder <http://www.caam.rice.edu/borcea/>
- [37] <http://www.freefem.org>
- [38] W. Greiner, „*Classical Electrodynamics*“, 1998, Springer Verlag
- [39] J.D. Jackson, „*Classical Electrodynamics*“, 1976, John Wiley & Sons
- [40] E. Collet, „*Polarized Light. Fundamentals and Applications*“, 1993, Marcel Dekker Inc.
- [41] N.A. Krall, A.W. Trivelpiece, „*Principles of Plasma Physics*“, 1973, McGraw-Hill Book Company
- [42] L. Spitzer Jr., „*Physics of Fully Ionized Gases*“, 1956, Interscience Publishers Inc., New York
- [43] R.S. Cohen, L. Spitzer Jr., P.McR. Routly, 1950, *Phys. Rev.*, **80**, S. 230
- [44] L. Spitzer Jr., R. Härm, 1953, *Phys. Rev.*, **89**, S. 977
- [45] D.H.H. Hoffmann, 2001, „*Plasma Physics Lecture Notes*“
- [46] <http://www.srim.org>
- [47] M. Dornik, 1996, „*Experimente zur schwerioneninduzierten Volumenheizung kryogener Edeltargets*“, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt
- [48] U.N. Funk, 1999, „*Aufbau und erster Einsatz einer Kryoanlage zur Herstellung von Wasserstofftargets für Experimente mit Schwerionenstrahlen*“, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg
- [49] U. Neuner, 1995, „*Die Plasmalinse zur Feinfokussierung hochenergetischer Schwerionenstrahlen*“, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg
- [50] W. Laux, 1993, „*Diagnostik schwerionenerzeugter dichter Plasmen*“, Dissertation, Universität Heidelberg
- [51] S. Stöwe, 1998, „*Schwerioneninduzierte Hydrodynamik in Bleitargets*“, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg
- [52] C. Constantin, 2002, „*Multiple Weak Shock Waves Induced by Heavy Ion Beams in Solid Matter*“, Dissertation, Technische Universität Darmstadt
- [53] D. Varentsov, 2003, „*Energy Loss Dynamics of Intense Heavy Ion Beams Interacting with Dense Matter*“, Dissertation, Technische Universität Darmstadt
- [54] R.C. Arnold, J. Meyer-ter-Vehn, 1988, *Z. Phys. D*, **9**, S. 65
- [55] F. Hubert, R. Bimbot, H. Gauvin, 1990, *At. Nucl. Dat. Tab.*, **46**, S. 1

- [56] R.C. Northcliffe, R.F. Schilling, 1995, Nucl. Dat. Tab., **A7**, S. 233
- [57] S. Turner (Editor), 1991, „*CERN Accelerator School. Fourth General Accelerator Physics Course*“, CERN-Service d'information scientifique-RD/818-3000-mai 1991
- [58] U. Neuner, R. Bock, M. Roth, P. Spiller, C. Constantin, U.N. Funk, M. Geißel, S. Hakuli, D.H.H. Hoffmann, J. Jacoby, A. Kozyreva, N.A. Tahir, S. Udrea, D. Varentsov, A. Tauschwitz, 2000, Phys. Rev. Lett., **85**, S. 4518
- [59] N.A. Tahir, D.H.H. Hoffmann, A. Kozyreva, A. Shutov, J.A. Maruhn, U. Neuner, A. Tauschwitz, P. Spiller, R. Bock, 2000, Phys. Rev. E, **62**, S. 1224
- [60] N.A. Tahir, D.H.H. Hoffmann, A. Kozyreva, A. Tauschwitz, A. Shutov, J.A. Maruhn, P. Spiller, U. Neuner, J. Jacoby, M. Roth, R. Bock, H. Juranek, R. Redmer, 2000, Phys. Rev. E, **63**
- [61] N.A. Tahir, H. Juranek, A. Shutov, R. Redmer, A.R. Piriz, M. Temporal, D. Varentsov, S. Udrea D.H.H. Hoffmann, C. Deutsch, I. Lomonosov, V.E. Fortov, 2003, Phys. Rev. B, **67**
- [62] H.A. Lorentz, 1905, Proc. Amst. Acad., **7**, S. 438
- [63] S. Stöwe, 1994, „*Erster Einsatz einer Plasmalinse als Feinfokussiersystem für einen Schwerionenstrahl am SIS*“, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg
- [64] D. Bloess, I. Kamber, H. Riege, G. Bittner, V. Brückner, J. Christiansen, K. Frank, W. Hartmann, N. Lieser, Ch. Schultheiss, R. Seeböck, W. Steudtner, 1983, Nucl. Instr. and Meth., **205**, S. 173
- [65] K. Frank, Ch. Bickes, U. Ernst, M. Iberler, J. Meier, U. Prucker, M. Schlaug, J. Schwab, J. Urban, D.H.H. Hoffmann, 1998, Nucl. Instr. and Meth. A, **415**, S. 327
- [66] K. Frank, E. Dewald, C. Bickes, U. Ernst, M. Iberler, J. Meier, U. Prucker, A. Rainer, M. Schlaug, J. Schwab, J. Urban, W. Weisser, D.H.H. Hoffmann, 1999, IEEE Trans. on Plasma Sc., **27**, S. 1008
- [67] M. Geißel, 1997, „*Plasmadiagnostik an einer Wandstabilisierten Argon-Plasmalinse*“, Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt
- [68] M. Stetter, J. Christiansen, U. Neuner, S. Stöwe, R. Tkotz, T. Wagner, E. Boggasch, A. Tauschwitz, D.H.H. Hoffmann, P. Spiller, 1993, Il Nuov. Cim., **106A**, S. 1725
- [69] A. Tauschwitz, E. Boggasch, D.H.H. Hoffmann, M. de Magistris, U. Neuner, M. Stetter, R. Tkotz, T. Wagner, W. Seelig, H. Wetzler, 1993, Il Nuov. Cim., **106A**, S. 1733
- [70] F.W. Grover, „*Inductance Calculations*“, 1962, Dover Publications Inc.
- [71] W. Crawford Dunlap Jr., „*Conductivity Measurements on Solids*“, in „*Methods of Experimental Physics*“, Vol. 6, Part B, 1959, Acad. Press. New York
- [72] H.W. Drawin, „*Evaluation of Electrical Conductivity, Heat Conductivity and Viscosity of Plasmas*“, in „*Plasma Diagnostics*“, 1968, North-Holland Pub. Comp. Amsterdam

- [73] J.F. Benage Jr., 2000, Phys. Plasm., **7**, S. 2040
- [74] V.E. Fortov, V.Ya. Ternovoi, S.V. Kvitov, V.B. Mintsev, D.N. Nikolaev, A.A. Pyal-ling, A.S. Filimonov, 1999, JETP Lett., **69**, S. 926
- [75] M.I. Eremets, E.A. Gregoryanz, V.V. Struzhkin, H-K Mao, R.J. Hemley, N. Mulders, N.M. Zimmerman, 2000, Phys. Rev. Lett., **85**, S. 2797
- [76] W.J. Nellis, S.T. Weir, A.C. Mitchel, 1998, LLNL Rep. UCRL-JC-126769
- [77] I. Krisch, H.-J. Kunze, 1998, Phys. Rev. E, **58**, S. 6557
- [78] J. Haun, 2000, Contrib. Plasma Phys., **40**, S. 126
- [79] Y. Vitel, M. El Bezzari, A.A. Mihajlov, Z. Djurić, 2001, Phys. Rev. E, **63**
- [80] R.L. Shepherd, D.R. Kania, L.A. Jones, 1988, Phys. Rev. Lett., **61**, S. 1278
- [81] J.F. Benage Jr., W.R. Shanahan, E.G. Sherwood, L.A. Jones, R.J. Taylor, 1994, Phys. Rev. E, **49**, S. 4391
- [82] J.F. Benage, W.R. Shanahan, M.S. Murillo, 1999, Phys. Rev. Lett., **83**, S. 2953
- [83] A.W. DeSilva, J.D. Katsouros, 1998, Phys. Rev. E, **57**, S. 5945
- [84] V.V. Yakushev, V.I. Postnov, V.E. Fortov, T.I. Yakysheva, 2000, JETP, **90**, S. 617
- [85] B. Sandow, K. Gloos, Yu. Naidyuk, R. Rentzsch, A.N. Ionov, 1998, Phys. Stat. Sol. (B), **205**, S. 281
- [86] M.P. Pasternak, R.D. Taylor, 2001, Phys. Stat. Sol. (B), **223**, S. 65
- [87] G.Yu. Machavariani, G.Kh. Rozenberg, M.P. Pasternak, O. Naaman, R.D. Taylor, 1999, Physica B, **265**, S. 105
- [88] W.-K. Rhim, T. Ishikawa, 1998, Rev. Sci. Inst., **69**, S. 3628
- [89] S.I. Bakhtiyarov, R.A. Overfelt, 1999, J. Mat. Sc., **34**, S. 945
- [90] Y. Kraftmakher, 2001, Eur. J. Phys., **22**, S. 477
- [91] G. Lohöfer, S. Schneider, I. Egry, 2000, 14th Symp. on Therm. Prop., Boulder, Colorado, U.S.A.
- [92] Yu.B. Kudasov, 1999, Inst. and Exp. Tech., **42**, S. 527
- [93] T. Sakakibara, T. Goto, N. Miura, 1988, Rev. Sci. Inst., **60**, S. 444
- [94] P.M. Celliers, G.W. Collins, L.B. DaSilva, D.M. Gold, R. Cauble, R.J. Wallace, M.E. Foord, 1998, LLNL Prep. UCRL-JC-130339
- [95] H.M. Milchberg, R.R. Freeman, S.C. Davey, 1988, Phys. Rev. Lett., **61**, S. 2364
- [96] A.N. Mostovych, Y. Chan, 1997, Phys. Rev. Lett., **79**, S. 5094
- [97] J.E. Zimmerman, 1960, Rev. Sci. Inst., **32**, S. 402

- [98] M. Ciampi, N. Talini, 1967, J. App. Phys., **38**, S. 3771
- [99] C.P. Bean, R.W. DeBlois, L.B. Nesbitt, 1959, J. App. Phys., **30**, S. 1976
- [100] R.J. Rajotte, 1975, Rev. Sci. Inst., **46**, S. 743
- [101] R.A. Olson, E.C. Lary, 1962, Rev. Sci. Inst., **33**, S. 1350
- [102] V.E. Fortov, B. Goel, C.D. Munz, A.L. Ni, A.V. Shutov, O.Yu. Vorobiev, 1996, Nucl. Sci. Eng., **123**, S. 169
- [103] I. Lomonosov, A.V. Bushman, V.E. Fortov, 1994, in „*High-Pressure Science and Technology*“, Teil 1, AIP Press, New York, S. 117

Danksagung

Ich möchte mich besonders an Herrn Professor Dr. Dieter H.H. Hoffmann bedanken für die Gelegenheit meine Doktorarbeit in der Plasmaphysikgruppe der GSI-Darmstadt durchführen zu können. Seine volle und uneingeschränkte Unterstützung und sein ansteckendes Enthusiasmus waren essentiell für das Gelingen meiner Arbeit.

Ich danke meinem Freund Dr. Eduard (Edi) Dewald. Ohne ihn wäre eigentlich nichts passiert.

Dr. Naeem Tahir, Dr. Alexander Shutov und Dr. Igor Lomonosov möchte ich besonders danken für ihre Hilfe zu den 2D hydrodynamischen Simulationen und für viele fruchtbare Diskussionen, die zum Verständniss der erhaltenen Resultate wesentlich beigetragen haben.

Ein herzliches „Danke schön!“ an Dr. Carmen Constantin und Dr. Christoph Niemann für ihre Freundschaft und Unterstützung.

Vielen Dank gilt auch meinen Kollegen vom HHT-Messplatz, besonders Professor Dr. Joachim Jacoby und Dr. Dmitry Varentsov.

Für seine Hilfe in technischen Fragen bedanke ich mich an Dipl. Ing. Heinrich Wahl. Ohne seine Unterstützung hätte vieles gar nicht funktioniert.

Frau Gabriele Otto und Herrn Achim Zschau danke ich für die professionellen Bilder meiner Targets.

Den Mitarbeitern der Mechanischen Werkstatt der Technischen Universität Darmstadt gilt mein Dank für die hochqualitative und, sehr wichtig, schnelle Arbeit.

Allen Kollegen, die diese Arbeit gelesen haben und durch ihre konstruktive Kritik zu ihrer Verbesserung führten, danke ich rechtherzlich.

Ich möchte mich hier auch besonders an denen bedanken die meinen Werdegang und Persönlichkeit wesentlich beeinflusst haben: meine Mutter Elena Rodica Udrea, Dr. Mihai Ganciu-Petcu, Professor Gheorghe Călugărița(†), Professor Dr. Ioan Ursu, Professor Dr. Ioan Iovitz-Popescu, Dr. Ileana Apostol, Professor Dr. Ion N. Mihailescu und Dr. Ioan Schneider.

Last but not least: ein großes Dankeschön an meine Frau Laura. Sie weiß am besten was es heißt täglich einen Physiker betreuen zu müssen.

Lebenslauf

Name: Serban Alexandru Udrea
Geburtsdatum: 2. Mai 1969
Geburtsort: Bukarest, Rumänien
Staatsangehörigkeit: Rumänien

Schule (1975-1987): Deutsche Schule Bukarest

Hochschule (1987-1993): Physikstudium an der Universität Bukarest;
Diplomarbeit auf dem Gebiet der Spektroskopie
laserinduzierter Plasmen

1998-2003: Promotionsarbeit unter der Leitung von
Prof. Dr. Dieter H.H. Hoffmann an der
Technischen Universität Darmstadt und
der GSI Darmstadt

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt und nicht schon früher eine Promotion versucht habe.

25. November 2003

Serban Udrea