

Peter Drewelow

## **Magnetfeldlinienvermessung am Stellarator WEGA**

**IPP 13/13  
März, 2009**

# Magnetfeldlinienvermessung am Stellarator WEGA

Diplomarbeit

Humboldt-Universität zu Berlin

Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I

Institut für Physik

in Kooperation mit

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik

Teilinstitut Greifswald

eingereicht von

Peter Drewelow

geb. am 05.06.1983 in Berlin

1. Gutachter: Prof. Dr. Gerd Fußmann
2. Gutachter: Prof. Dr. Friedrich Wagner

Berlin, März 2009



## Kurzfassung

Plasmen für Fusionsexperimente können in Magnetfeldern eingeschlossen werden, um eine gute thermische Isolation zu erreichen. Abweichungen der Feldkonfiguration vom berechneten idealen Magnetfeld können den Einschluss jedoch verschlechtern, weshalb die Kenntnis der Magnetfeldeigenschaften von essentieller Bedeutung ist. In dieser Diplomarbeit wurde ein Verfahren zur dreidimensionalen Vermessung von Magnetfeldkonfigurationen mit Hilfe der Photogrammetrie entwickelt und am klassischen Stellarator WEGA des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik in Greifswald getestet. Die wesentlichen Komponenten der Magnetfelddiagnostik wurden optimiert und eine Abschätzung der Genauigkeit gemessener Feldkonfiguration vorgestellt.

## Abstract

Magnetic confinement can be applied to provide sufficient thermal insulation for plasmas in fusion-experiments. However, field-perturbations can decrease the confinement-quality of optimized enclosing field-configurations. The understanding of a given magnetic configuration is therefore of interest. This Diploma-Thesis describes a diagnostic which allows measuring the 3-dimensional structure of the magnetic field by means of close-range photogrammetry. It has been applied at the classical stellarator WEGA at the Max-Planck-Institute for Plasma Physics in Greifswald. After testing and optimizing the main diagnostic-components, measurements were accomplished and their results are presented and discussed with respect to their measurement-error and possible application of the diagnostic system.

*Have you ever seen the Lain?*

# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>3</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>6</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>7</b>
1.1 Motivation der Fusionsforschung . . . . .	7
1.2 Grundlagen der Kernfusion . . . . .	8
1.3 Zielstellungen der Diplomarbeit . . . . .	11
<b>2 Theoretische Beschreibungen</b>	<b>13</b>
2.1 Magnetischer Einschluss . . . . .	13
2.1.1 Ladungen in Magnetfeldern . . . . .	13
2.1.2 Typen von Einschlussexperimenten . . . . .	18
2.1.3 Das Experiment WEGA . . . . .	20
2.2 Feldlinienvisualisierung . . . . .	21
2.3 Wechselwirkungen von Elektronen bei der Strahlausbreitung . . . . .	23
2.3.1 Stöße im Gas . . . . .	24
2.3.2 Strahlungsprozesse . . . . .	31
2.3.3 Ergebnisse der Modellierung des Elektronenstrahls . . . . .	33
2.4 Erzeugung eines Elektronenstrahls . . . . .	35
2.4.1 Emission von Elektronen . . . . .	35
2.4.2 Beschleunigung von Elektronen . . . . .	36
2.5 Photogrammetrie . . . . .	39
2.5.1 Grundlagen geometrischer Optik . . . . .	39
2.5.2 Grundlagen der stereoskopischen Vermessung . . . . .	41
2.5.3 Prinzip der Photogrammetrie mit AICON 3D Systems <sup>®</sup> . . . . .	44
<b>3 Experimentelle Arbeiten</b>	<b>47</b>
3.1 Kanonendesign . . . . .	47
3.1.1 Testaufbau und Messverfahren . . . . .	47
3.1.2 Aufbau der Elektronenkanonen . . . . .	50
3.1.3 Ergebnisse und Vergleich . . . . .	52
3.2 Elektronenstrahluntersuchungen an WEGA . . . . .	62
3.2.1 Experimenteller Aufbau . . . . .	62
3.2.2 Strommessungen am Elektronenstrahl . . . . .	65
3.2.3 Leuchtspurbeobachtung in WEGA . . . . .	69
3.3 Vermessung von Leuchtspuren in WEGA . . . . .	71
3.3.1 Vorbereitungen . . . . .	71
3.3.2 Linienvermessung . . . . .	74
3.3.3 Vergleichsdaten aus numerischen Rechnungen . . . . .	79
<b>4 Zusammenfassung</b>	<b>89</b>
<b>5 Ausblicke</b>	<b>93</b>
<b>6 Anhang</b>	<b>96</b>

<b>A</b>	<b>Streuwinkelableitung</b>	<b>96</b>
<b>B</b>	<b>Numerisches Modell des Elektronenstrahls</b>	<b>97</b>
	B.1 Einzel-Elektron Verfolgung . . . . .	97
	B.2 Besetzungsdichten - Ansatz . . . . .	98
<b>C</b>	<b>Eichung des Ionisationsvakuummeter</b>	<b>100</b>
<b>D</b>	<b>Spektralanalyse der Leuchtspur in Argon</b>	<b>101</b>
<b>E</b>	<b>Bestimmung von Öffnungswinkel und Projektionszentrum</b>	<b>104</b>
<b>F</b>	<b>Korrektur von Bildverzeichnungen</b>	<b>105</b>
<b>G</b>	<b>Tauchflansch für tangentielle Beobachtung</b>	<b>106</b>
<b>H</b>	<b>Referenzmarkenhalterung für WEGA</b>	<b>108</b>
	H.1 Berechnung der Referenzmarkenpositionen . . . . .	109
	H.2 Verkippungsfehler . . . . .	113
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>119</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>120</b>
	<b>Referenzen</b>	<b>120</b>

# 1 Einleitung

Diese Diplomarbeit wurde am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Teilinstitut Greifswald durchgeführt. Die Arbeit widmet sich einem Thema aus der Plasmaphysik und Fusionsforschung, deren Motivation zunächst in ein paar einleitenden Worten dargestellt wird. Aus einem Überblick der grundlegenden Konzepte der Fusionsforschung leitet sich dann die Aufgabenstellung der vorliegenden Diplomarbeit im Hinblick auf aktuelle Forschungsziele ab.

Kapitel 2 erläutert die theoretischen Grundlagen von Stellaratoren, insbesondere des Experimentes WEGA, an dem ein Großteil der Messungen stattfanden und gibt einen Einblick in die Physik der untersuchten Prozesse und der verwendeten Diagnostiken.

In Kapitel 3 werden die Vorbereitungen und experimentellen Arbeiten beschrieben, die erzielten Ergebnisse vorgestellt und im Hinblick auf die Fragestellungen der Diplomarbeit diskutiert.

Eine Zusammenfassung der wichtigsten Aspekte und einen Ausblick auf weitere interessante, aber nicht mehr verfolgte Fragestellungen und die mögliche Anwendbarkeit der Ergebnisse liefern Kapitel 4 und 5.

Der Anhang enthält Rechnungen, die Beschreibung vorbereitender Versuche, Konstruktionsskizzen entwickelter Experimentkomponenten und ergänzenden Erläuterungen. Das Abbildungs- und Tabellenverzeichnis, sowie das Quellenverzeichnis folgt danach.

## 1.1 Motivation der Fusionsforschung

Eines der drängendsten Probleme der heutigen Zeit ist die Frage, wie der weltweit steigende Bedarf an Energie in der menschlichen Gesellschaft nachhaltig und ökologisch verträglich gedeckt werden kann. Energieträger wie Kohle, Erdöl, Erdgas und Uran  $^{235}\text{U}$  stellen seit den letzten 50 Jahren die Hauptenergiequellen in den Industrienationen dar. Sie sind jedoch auf der Welt nur in begrenzten Mengen vorhanden und werden irgendwann aufgebraucht sein. Tabelle 1.1 stellt Versorgungszeiträume für diese Rohstoffe gegenüber, die sich aus bekannten erschlossenen und noch nicht erschlossenen Lagern unter Berücksichtigung des derzeitigen Verbrauchs abschätzen lassen.

Rohstoff	Versorgungszeiträume
Kohle	300 bis 400 Jahre
Erdgas	100 bis 200 Jahre
Erdöl	100 bis 150 Jahre
Uran ohne Brutreaktor	130 Jahre

Tabelle 1.1: Versorgungszeiträume endlicher Energieträger auf Grundlage derzeit bekannter Lagerstätten aus (MueGib07)

Neben der Endlichkeit der Vorkommen führt das bei den fossilen Energieträgern freigesetzte  $\text{CO}_2$ , welches in der Atmosphäre am natürlichen Treibhauseffekt beteiligt ist, zu einer allmählichen Erwärmung des Erdklimas (IPCC4-1). Es ist



daher notwendig alternative Energiequellen nutzbar zu machen, die eine langfristige Energieversorgung sicherstellen und möglichst keine Treibhausgase erzeugen. Einen Beitrag dazu könnte die Kernfusion liefern, ein Kernwandlungsprozess, der auch in unserer Sonne Energie freisetzt. Dabei werden die Atomkerne leichter Elemente, wie zum Beispiel Wasserstoff, miteinander verschmolzen. Aus den in Abbildung 1.1 dargestellten Unterschieden der mittleren Bindungsenergien der Nukleonen in den Atomkernen verschiedener Elemente ergibt sich bei der Umwandlung eine Energiedifferenz. Diese wird für den Fall der Verschmelzung leichter Elemente zu schweren als kinetische Energie der Reaktionsprodukte freigesetzt und kann in Form einer Wärmequelle genutzt werden.

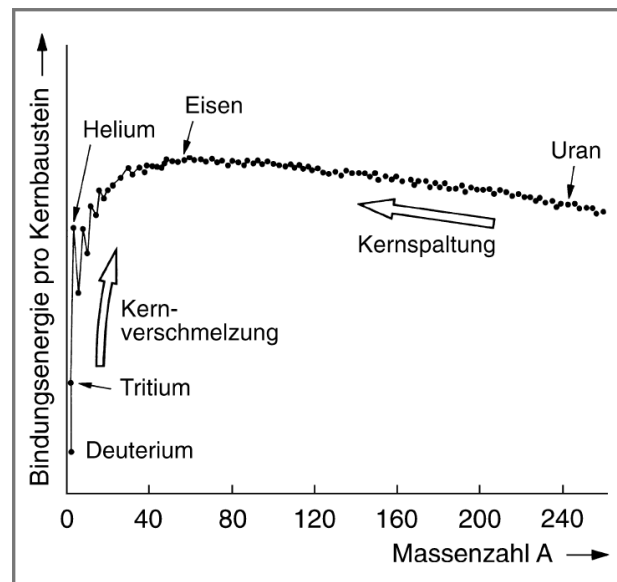


Abbildung 1.1: Bindungsenergie pro Nukleon nach (Bosch07)

## 1.2 Grundlagen der Kernfusion

Ein Atomkern besteht aus positiv geladenen Protonen und elektrisch neutralen Neutronen und ist im Atom von einer Hülle negativ geladener Elektronen umgeben. Damit zwei Kerne fusionieren können, müssen sie sich so nahe kommen, dass die starke Kernkraft, welche die Neutronen und Protonen zusammenhält, größer ist, als die Coulombkraft, mit der sich die zwei positiv geladenen Kerne abstoßen.

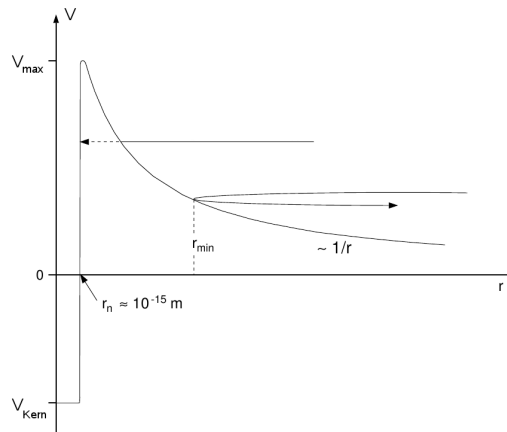


Abbildung 1.2: Coulombpotential eines Wasserstoffkerns aus (Bosch07)

Nähert sich, bezogen auf das Ruhesystem eines ionisierten positiven Wasserstoff-Kerns, ein anderer Kern an (Abbildung 1.2), befindet er sich in dessen Coulomb-Potential und verliert bei der Annäherung an kinetischer Energie. Sinkt diese auf 0, wird der anfliegende Kern im Abstand  $r_{min}$  reflektiert. Damit er sich bis in den Wirkungsbereich der starken Kernkraft  $r_n \approx 10^{-15}m$  nähern kann, benötigt er eine Energie von ca.

$$V = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{10^{-15}m} \approx 2,3 \cdot 10^{-13}J, \quad (1.1)$$

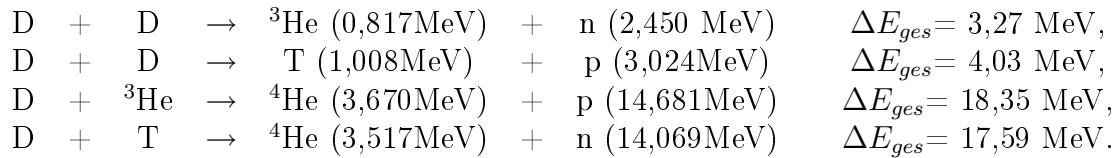
berechnet mit der Elementarladung  $e$  und der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_0$ . Nimmt man nun an, dass die Ionen im Plasma eine solche mittlere kinetische Energie haben sollen, so ergibt sich aus der Theorie des idealen Gases unter Verwendung der Boltzmann-Konstante  $k_B$  eine Temperatur des Plasmas von

$$T = \frac{2}{3} \cdot \frac{V}{k_B} \approx 1,1 \cdot 10^{11}K. \quad (1.2)$$

Bei diesen Temperaturen liegen die meisten leichten Elemente als ionisiertes Gas vor, da dann sowohl chemische Bindungen aufbrechen, als auch Hüllenelektronen ionisiert werden können. Der Ausgangsstoff für die Fusion liegt somit als so genanntes Plasma vor. Bei hohen Temperaturen tritt zusätzlich noch der quantenmechanische Tunneffekt auf, der es Teilchen ermöglicht, eine Potentialbarriere zu durchqueren, ohne genug Energie zu haben, um sie zu überwinden. Der Tunneffekt spielt vor allem bei der Fusion leichter Elemente mit kleiner Kernladungszahl  $Z$  eine Rolle. Das leichteste Element ist Wasserstoff. Es tritt in Form von 3 Isotopen auf.

1. Wasserstoff  ${}^1_1\text{H}$  (1 Proton)
2. Deuterium  ${}^2_1\text{H}$  oder D (1Proton, 1 Neutron)
3. Tritium  ${}^3_1\text{H}$  oder T (1 Proton, 2 Neutronen)

Mögliche Fusionsreaktionen dieser Isotope nach (Schu93) sind:



Unter den möglichen Fusionsreaktionen der Wasserstoffisotope zeichnet sich die Deuterium-Tritium Fusion als praktikabelste Variante ab. Hierbei wird eine der größten Energien pro Fusionsprozess im Vergleich zu den anderen Reaktionen freigesetzt. Außerdem erreicht auch der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für fusionierende Zusammenstöße bei der geringsten kinetischen Energie der Stoßpartner, also auch der geringsten Temperatur des Plasmas, den größten Wert (siehe Abbildung 1.3).

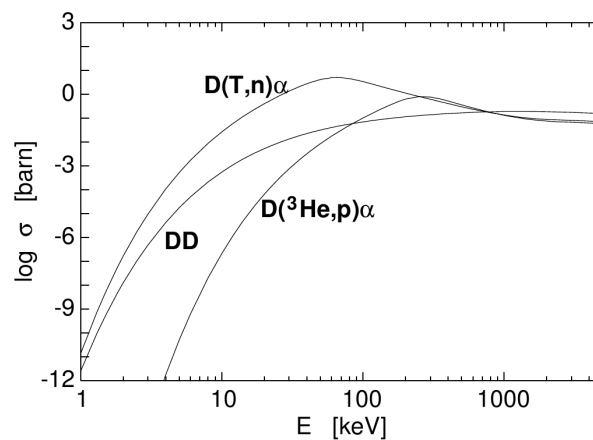


Abbildung 1.3: Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  verschiedener Fusionsreaktionen in barn ( $10^{-18}\text{m}^2$ ) berechnet in (BoHa92); die Kurve der D-D-Fusion stellt die Summe der zwei Reaktionszweige  $\text{D}(\text{D},\text{p})\text{T}$  und  $\text{D}(\text{D},\text{n}){}^3\text{He}$  dar

Das große Problem für die kontrollierte Nutzung der Fusion auf der Erde liegt nun darin, ein solch heißes Plasma mit ausreichender Dichte zu erzeugen und mit guter Wärmeisolation einzuschließen. Die Sonne kann auf Grund ihrer riesigen Masse in ihrem Inneren das Plasma unter hohem Druck und hohen Temperaturen halten. Auf der Erde jedoch ist ein solcher gravitativer Plasmaeinschluss nicht möglich. Der Einschluss in einen Behälter scheidet schon daran, dass kein Wandmaterial den erforderlichen Temperatur-Bedingungen im Plasma (siehe Gleichung 1.2) stand halten kann und bei Berührung das Plasma sofort abkühlen und die Ionen rekombinieren lassen würde.

Da das Plasma aber wie erwähnt aus geladenen Teilchen besteht, kann es in elektrischen und magnetischen Feldern abgelenkt werden. Ein elektrisches Feld scheidet aus, da es im Plasma durch die frei beweglichen Ladungsträger abgeschirmt wird und nur in der Größenordnung der so genannten Debyelänge eindringen kann. Man benutzt daher Magnetfelder, um die Teilchen im Plasma auf geschlossenen Bahnkurven zu halten. Wie in Kapitel 2.1 noch erläutert wird, gibt es zahlreiche Effekte, die einem solchen magnetischen Einschluss zuwider laufen, doch mit einer genügend komplexen Feldstruktur lässt sich das Plasma hinreichend gut einschließen, um darin

Fusion zu betreiben. Es ist daher für Fusionsexperimente wichtig, die Struktur des magnetischen Käfigs genau zu kennen, um auf unerwünschte Feldfehler und Feldveränderungen während der Laufzeit des Experimentes reagieren zu können. Kapitel 2.2 erläutert eine Methode, wie das Magnetfeld bisher an Fusionsexperimenten vermessen wurde.

Diese Diplomarbeit widmet sich einer Diagnostik zur Bestimmung der Magnetfeldtopologie. Die Entwicklung fand an einem klassischen Stellarator statt, da hier der einschließende Magnetfeldkäfig auch ohne Plasmaerzeugung vorhanden ist und damit im Vorfeld untersucht werden kann. Mehr Informationen zu Prinzip und Funktion magnetischer Einschlussexperimente, wie z.B. einem Stellarator, folgen in Kapitel 2.1.2.

### 1.3 Zielstellungen der Diplomarbeit

In dieser Diplomarbeit soll ein neues Verfahren zur Visualisierung und anschließenden Vermessung des magnetischen Feldlinienverlaufs am Stellarator WEGA entwickelt und erprobt werden. Die nötigen Komponenten der Diagnostik werden aufgebaut, getestet und optimiert. Theoretische Berechnungen und Modellierungen sollen Aufschluss über die physikalischen Vorgänge und die Genauigkeit des Messverfahrens geben.

Zur Darstellung der magnetischen Feldlinien wird ein Elektronenstrahl im Magnetfeld des Stellarators erzeugt, welcher aufgrund einer eingeschränkten Beweglichkeit senkrecht zum Feld den Feldlinien folgt. Die Elektronen regen ein Gas zum Leuchten an und eine stereoskopische Anordnung von Kameras vermisst die Leuchspur welche in erster Näherung dem Verlauf einer Magnetfeldlinie entspricht.

Es wird getestet, welche Vor- und Nachteile verschiedene Elektronen-Emitter haben. Im Experiment und mittels theoretischer Berechnungen wird untersucht, wie sich der Emissionsstrom, die Anfangsenergie der Elektronen, die Gasart und ihr Druck, sowie die Magnetfeldkonfiguration auf die Qualität der Visualisierung auswirken. Für die Beobachtung benötigte optische Systeme werden ausgelegt, aufgebaut und getestet.

Bildaufnahmen aus verschiedenen Perspektiven werden ausgewertet und die Ergebnisse mit numerischen Simulationen verglichen. Aus den theoretischen Modellen werden Fehler der ermittelten Strahltrajektorien abgeleitet und eine Anwendbarkeit des Verfahrens für die Untersuchung des magnetischen Feldverlaufs in einem Stellarator wird diskutiert.



## 2 Theoretische Beschreibungen

Dieser Teil widmet sich dem physikalischen Hintergrund des Experiments WEGA, des verwendeten Elektronenstrahls und des photogrammetrischen Beobachtungssystems.

### 2.1 Magnetischer Einschluss

Wie in Kapitel 1.2 erläutert, benötigt man für Fusionsexperimente Plasmen hoher Temperatur, die mit guter thermischer Isolation gehalten werden müssen. Da das Plasma aus elektrisch positiv und negativ geladenen Teilchen besteht, lassen sich Magnetfelder für den Einschluss des Plasmas nutzen. Dieses Kapitel geht nun auf die Grundlagen des magnetischen Einschlusses ein und erläutert die magnetischen Eigenschaften eines Stellarators, als ein mögliches Einschlussexperiment.

#### 2.1.1 Ladungen in Magnetfeldern

Auf ein elektrisch geladenes Teilchen mit der Ladung  $q$ , das sich mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  in einem zunächst homogenen Magnetfeld  $\vec{B}$  bewegt, wirkt die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q \left( \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right). \quad (2.1)$$

Das Magnetfeld wird durch die magnetische Flussdichte  $\vec{B}$  beschrieben, welche mit der magnetischen Feldstärke  $\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B}$  im Vakuumfall über die magnetische Permeabilität des Vakuums  $\mu_0$  verbunden ist. Nichtsdestotrotz wird für  $\vec{B}$  im Folgenden umgangssprachlich magnetische Feldstärke genannt. Wie zuvor erläutert, scheidet ein elektrisches Feld allein zum Einschluss des Plasmas aus, weswegen nun zunächst nur ein homogenes Magnetfeld betrachtet wird. Aufgrund des Kreuzprodukts zwischen  $\vec{v}$  und  $\vec{B}$  steht dann die ablenkende Kraft immer senkrecht zum Magnetfeld und zur Flugrichtung des Teilchens.

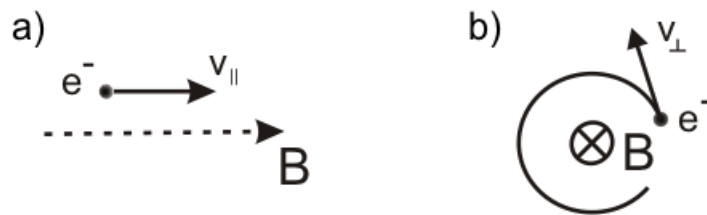


Abbildung 2.1: Separation der Bewegung im Magnetfeld: a) parallel zu den Feldlinien, b) senkrecht zu den Feldlinien

Unterteilt man die Bewegung in einen Anteil  $\vec{v}_\perp$  senkrecht und  $\vec{v}_\parallel$  parallel zum Magnetfeld, ergibt sich aus der nicht relativistischen Bewegungsgleichung

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \left( \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (2.2)$$

$$m \frac{d\vec{v}_\perp}{dt} = q \left( \vec{v}_\perp \times \vec{B} \right) \quad ; \quad m \frac{d\vec{v}_\parallel}{dt} = 0. \quad (2.3)$$

Die Bewegung parallel zum Magnetfeld ist also gleichförmig, während der senkrechte Geschwindigkeitsanteil eine stets senkrecht zu  $\vec{v}_\perp$  stehende Ablenkung erfährt. Aus dem gleichen Grund verrichtet diese ablenkende Kraft aber auch keine Arbeit, d.h. die kinetische Energie  $E_{kin}$  bleibt in erster Ordnung erhalten (für Energieverlusteffekte siehe Kapitel 2.3). Aus der Lösung der Bewegungsgleichung ergibt sich dann eine freie Bewegung in Richtung von  $\vec{B}$  mit  $\vec{v}_\parallel$  überlagert mit einer Kreisbewegung senkrecht zum Magnetfeld (siehe Abbildung 2.1). Durch die Kreisbewegung senkrecht zum Magnetfeld stellen die Teilchen einen Kreisstrom dar, dem ein magnetisches Moment

$$\mu = \frac{mv_\perp^2}{2B} \quad (2.4)$$

zugeordnet werden kann.

In der Bewegung senkrecht zum Feld wirkt die Lorentzkraft  $\vec{F}_L$  als Zentripetalkraft  $\vec{F}_{zentripetal}$ , woraus sich der so genannte Gyroradius  $r_g$  der Kreisbewegung berechnen lässt.

$$\left| \vec{F}_L \right| = \left| \vec{F}_{zentripetal} \right| \quad (2.5)$$

$$|q| \cdot |\vec{v}_\perp| \cdot |\vec{B}| = \frac{m \cdot v_\perp^2}{r_g} \quad (2.6)$$

$$\Rightarrow r_g = \frac{mv_\perp}{|q|B} \quad (2.7)$$

Dieser Gyroradius liegt bei Einschlussexperimenten mit Magnetfeldern von  $B = 0,5\text{T}$  und einem Plasma mit einer thermischen Energie von  $10\text{eV}$  (Temperaturen nach Boltzmann-Gleichung von  $T \approx 77.000\text{K}$ ) für Elektronen typischerweise im Bereich von einigen  $10\mu\text{m}$ , für Wasserstoffionen bei  $r_g \approx 0,9\text{mm}$  und für Argonionen bei  $r_g \approx 3,9\text{mm}$ . Wie Abbildung 2.2 zeigt, breitet sich das Teilchen entlang einer schraubenförmigen Bahn aus, definiert durch die Geschwindigkeitskomponenten  $\vec{v}_\parallel$  und  $\vec{v}_\perp$  bzw. durch die Gesamtgeschwindigkeit  $\vec{v}$  und den Winkel  $\alpha$  zum Magnetfeldvektor.

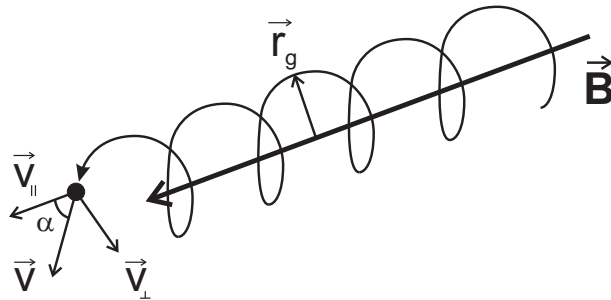


Abbildung 2.2: verschraubte Bahn eines Ions im Magnetfeld  $\vec{B}$

Für eine allgemeinere Beschreibung muss man jedoch auch den Einfluss anderer äußerer Kräfte  $\vec{F}$  betrachten. Die Bewegungsgleichung

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} + q (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.8)$$

lässt sich für den Fall eines zeitlich konstanten Magnetfeldes  $\vec{B}$  und einer konstanten Kraft  $\vec{F}$  mit dem Ansatz einer überlagerten Driftgeschwindigkeit  $\vec{v} = \vec{v}_D + \vec{v}_g$  der Form

$$\vec{v}_D = \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{qB^2} \quad (2.9)$$

in eine zu Gleichung (2.2) äquivalente Form umwandeln.

$$m \left( \frac{d\vec{v}_D}{dt} + \frac{d\vec{v}_g}{dt} \right) = \vec{F} + q (\vec{v}_D \times \vec{B} + \vec{v}_g \times \vec{B}) \quad (2.10)$$

$$0 + m \frac{d\vec{v}_g}{dt} = \vec{F} - \vec{F} + q (\vec{v}_g \times \vec{B}) \quad (2.11)$$

$$m \frac{d\vec{v}_g}{dt} = q (\vec{v}_g \times \vec{B}) \quad (2.12)$$

Die Bewegung erfolgt also wieder auf einer Spiralbahn um  $\vec{B}$ , während sich das Teilchen gleichzeitig mit der Driftgeschwindigkeit  $\vec{v}_D$  senkrecht zu  $\vec{F}$  und  $\vec{B}$  bewegt. Ein Beispiel ist die Drift geladener Teilchen im anfangs vernachlässigten elektrischen Feld  $\vec{E}$ , was auf Grund der Form der Driftgeschwindigkeit

$$\vec{v}_{D,E} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (2.13)$$

auch als  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift bezeichnet wird. Diese ist nicht von Ladung  $q$  oder Masse  $m$  der betrachteten Teilchen abhängig und bewegt somit das ganze Plasma in die selbe Richtung.

Eine weitere Verallgemeinerung stellt die Einbeziehung von räumlich inhomogenen Magnetfeldern dar. Damit ist zum einen eine räumliche Veränderung des Betrags des Magnetfeldes  $\nabla B \neq 0$  möglich. Zum anderen können die Magnetfeldlinien gekrümmt sein, beschrieben durch den Krümmungsvektor  $\vec{\kappa}$  einer Feldlinie entlang des Wegstückes  $s$  mit dem Krümmungsradius  $r_{Krueem}$

$$\vec{\kappa} = \frac{\partial \vec{b}}{\partial s} = -\frac{\vec{e}_r}{r_{Krueem}}, \quad (2.14)$$

mit einem Einheitsvektor in der Biegeebene senkrecht zum Feldverlauf  $\vec{e}_r$  und dem Einheitsvektor in Magnetfeldrichtung  $\vec{b} = \frac{1}{B}\vec{B}$ . Es wirken dann zwei Kräfte auf die gyrierenden Teilchen, wenn sie den Feldlinien folgen. Zunächst bewirkt die Änderung des Betrags des Magnetfeldes eine Kraft auf Teilchen mit einem magnetischen Moment  $\mu$ , das durch die Kreisbewegung mit  $\vec{v}_\perp$  erzeugt wird.

$$\vec{F}_{grad} = \mu \cdot \nabla B \quad (2.15)$$



Die Krümmung der Feldlinien bewirkt eine Zentrifugalkraft wie auf einer Kreisbahn mit dem Krümmungsradius  $r$ , von

$$\vec{F}_{Krueem} = \frac{mv_{\parallel}^2}{r} \cdot \vec{e}_r. \quad (2.16)$$

In der Summe ergeben beide Kräfte dann eine Inhomogenitätsdrift der Teilchen, die sich näherungsweise mit

$$\vec{v}_D = \left( mv_{\parallel}^2 + \frac{m}{2}v_{\perp}^2 \right) \frac{\vec{B} \times \nabla B}{qB^3} \quad (2.17)$$

angeben lässt. Die Richtung dieser Drift ist senkrecht zum Magnetfeldvektor und zum Gradienten des Magnetfeldbetrags und weist für Teilchen mit entgegengesetzten Ladungen auch in entgegengesetzte Richtung. Das führt im Plasma dann zu einer Ladungstrennung zwischen den positiven Ionen und den negativen Elektronen. Das resultierende elektrische Feld bewirkt wiederum eine  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift, die dann beide Teilchensorten entgegen dem Magnetfeldgradienten bewegt. Weiterhin bezeichnet man die durch die Schwerkraft auf die Teilchen bedingte Drift als Gravitationsdrift. Sie lässt sich mit  $\vec{F}_{grav} = \vec{g} \cdot m$  analog aus Gleichung (2.9) ableiten.

Diese Betrachtungen sollen dem Leser einen Einblick in die Effekte, die auf geladenen Teilchen im Magnetfeld wirken, geben. Unberücksichtigt blieben dabei bisher noch der Einfluss inhomogener elektrischer Felder, die sich aus räumlich unterschiedlichen  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driften ergeben können, oder das Verhalten in zeitlich veränderlichen Feldern. Auch sind im Plasma weiterhin die Wechselwirkungen der geladenen Teilchen untereinander für das Verständnis der komplexen Dynamik notwendig.

Trotz der zuvor beschriebenen zahlreichen Driftphänomene von geladenen Teilchen im Magnetfeld ist bei geschickter Feldkonfiguration ein Einschluss des Plasmas möglich. Zunächst schränkt die Gyration der Teilchen um eine Magnetfeldlinie ihre Bewegung senkrecht dazu ein. In einer linearen Anordnung von Magnetfeldspulen würde jedoch an den Enden in Richtung der Feldlinien ein hoher Teilchen- und Energieverlust auftreten.

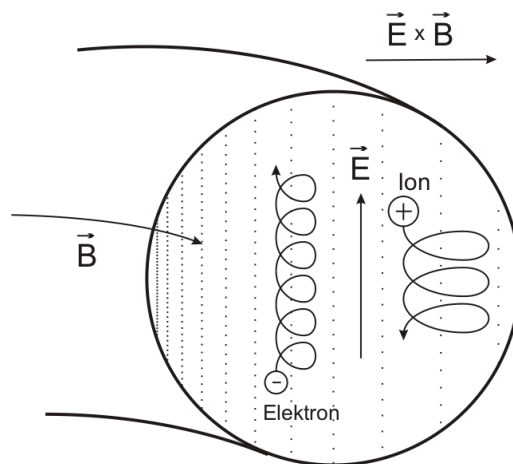


Abbildung 2.3: Driften im inhomogenen Magnetfeld einer torusförmigen Spulenordnung, nach (Fuß0607)

Eine torusförmige Anordnung von Spulen erzeugt kreisförmig geschlossene Magnetfeldlinien. Jedoch erzeugt das gekrümmte und zur Innenseite an Feldstärke zunehmende inhomogene Magnetfeld die durch Gleichung (2.17) beschriebenen Driften. Abbildung 2.3 zeigt, wie eine dadurch erzeugte Ladungstrennung zur  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift für das ganze Plasma nach außen führt, wo es sich an der Gefäßwand abkühlt.

Um der Ladungstrennung und damit dem Teilchenverlust entgegen zu wirken kann man dem Toroidalfeld  $\vec{B}_\phi$  ein poloidales Magnetfeld  $\vec{B}_\theta$  überlagern (siehe Abbildung 2.4). Die Teilchen bewegen sich dann auf ihrem Weg entlang der Feldlinien sowohl in Richtung Innenseite des Torus (Hochfeldseite), wie auch in Richtung der Außenseite des Torus (Niederfeldseite). Sie driften so abwechselnd in die eine und andere Richtung, was den Einfluss der Driften größtenteils kompensiert.

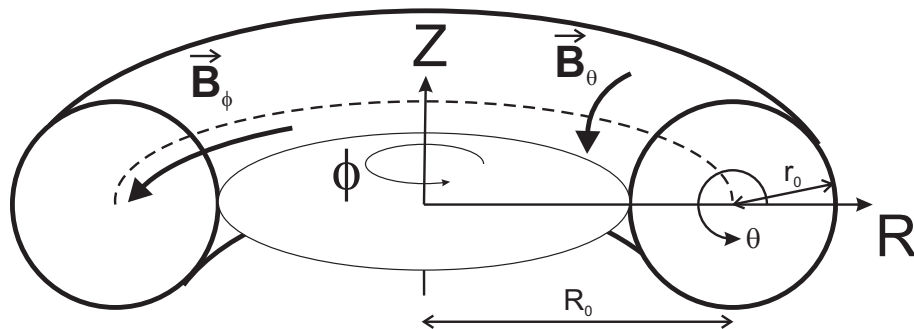


Abbildung 2.4: Nomenklatur der Koordinaten und Magnetfeldkomponenten Toroidal- und Poloidal- in einem magnetischen Einschlussexperiment

Die Struktur des Feldes ist bei Überlagerung der toroidalen und poloidalen Komponente stark vom Verhältnis ihrer Feldstärken  $B_\theta$  und  $B_\phi$ , sowie dem Verhältnis des kleinen und großen Radius  $r$  und  $R$  des Torus abhängig. Ein Parameter zur Charakterisierung des Feldes ist die normierte Rotationstransformation

$$t = \frac{\iota}{2\pi} = \frac{RB_\theta}{rB_\phi}, \quad (2.18)$$

welche die Anzahl von poloidalen Umläufen eine Magnetfeldlinie während eines toroidalen Umlaufs angibt. Hat  $t$  für eine bestimmte Magnetfeldkonfiguration einen irrationalen Wert, durchstößt die Feldlinie einen Querschnitt durch den Torus nach jedem toroidalen Umlauf unter einem Winkelabstand  $\Delta\theta$  (siehe Abbildung 2.5 a). Die gelben Punkte stellen dabei die ersten Durchstoßpunkte einer einzelnen Magnetfeldlinie dar. Beim sechsten Durchstoß dieses Querschnitts hat die Magnetfeldlinie eine Drehung in poloidaler Richtung um mehr als  $2\pi$  vollführt. Betrachtet man eine genügend große Anzahl von Umläufen, bilden die Feldlinien so genannte Flussflächen, dargestellt durch die blauen Punkte in verschiedenen radialen Abständen  $r$ . Abbildung 2.5 b stellt die in einander geschachtelten Flussflächen noch einmal dreidimensional dar. Hat  $t$  jedoch einen rationalen Wert, schließt sich die verdrehte Magnetfeldlinie nach endlich vielen Umläufen. Wäre in Abbildung 2.5 a  $t = \frac{1}{5}$ , würde der Durchstoßpunkt des sechsten Umlaufs wieder auf dem des ersten liegen und sich die Feldlinie schließen. Die toroidale Struktur des Magnetfeld ist stark von der jeweiligen Spulenanordnung abhängig, weshalb nun zwei aussichtsreiche magnetische

Einschluss-Experimente vorgestellt werden sollen.

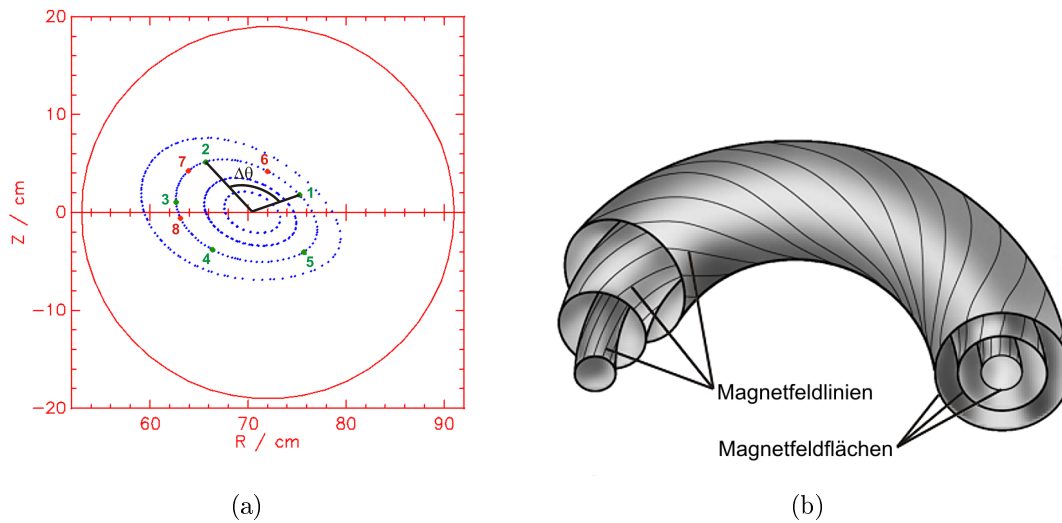


Abbildung 2.5: a) Magnetfeldstruktur im poloidalen Querschnitt durch den Torus (Poincaré-Schnitt), Punkte stellen Durchstoßpunkte einer Feldlinie dar mit einem poloidalen Versatz  $\Delta\theta$  auf Grund der Rotationstransformation  $\tau$ ; b) geschachtelte Flussflächen gebildet bei irrationalem  $\tau$  aus (IPP95)

### 2.1.2 Typen von Einschlussexperimenten

Um die beiden Feldkomponenten  $\vec{B}_\theta$  und  $\vec{B}_\phi$  für einen magnetischen Einschluss zu erzeugen, gibt es verschiedene Ansätze. Zunächst kann man durch eine kreisförmige Anordnung von Spulen, die um das torusförmige Plasmagefäß angeordnet sind (Toroidalfeldspulen) das Toroidalfeld  $\vec{B}_\phi$  erzeugen. Mit einem Transformator wird dann ein toroidaler Strom innerhalb des Plasmas getrieben, der die poloidale Komponente  $\vec{B}_\theta$  erzeugt (siehe Abbildung 2.6).

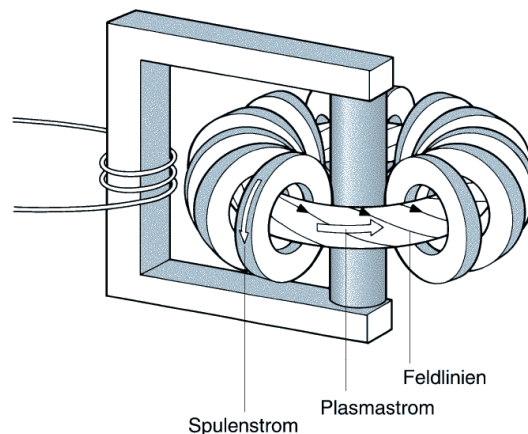


Abbildung 2.6: Spulen und Magnetfeldkonfiguration beim Tokamak aus (IPP95)

Diese Art von Experimenten werden als Tokamak bezeichnet. Die Toroidalfeldspulen, als auch der im Plasma getriebene Strom sind rotationssymmetrisch bezüglich Drehung um  $\phi$  um die Torusachse. Daher erzeugen sie auch einen Magnetfeldverlauf, der bei jedem Querschnitt im Winkel  $\phi$  gleich ist (vergleiche auch Abbildung 2.5 b). Für die Beschreibung des Magnetfeldes und des darin eingeschlossenen Plasmas reicht daher ein zweidimensionales Modell aus. Aus diesem Grund und weil der im Plasma getriebene Strom gleichzeitig eine gute Heizquelle darstellt, ist dieses Einschlussprinzip seit den 1950er Jahren intensiv erforscht worden. Nachteilig für diese Einschlussexperimente sind zum einen Plasmainstabilitäten, die bei den großen toroidalen Strömen im Plasma auftreten und sehr plötzlich große Energiemengen auf die Gefäßwand abgeben können. Im Hinblick auf die Anwendung als Energie erzeugendes Kraftwerk besteht auch das Problem, dass wegen der zeitlich begrenzten Stromrampe in der Primärspule des Transformators, der den Strom induziert, nur ein gepulster Betrieb möglich ist. Mit fortschrittlicheren Stromtriebverfahren, an denen zur Zeit intensiv geforscht wird, könnte eine Nutzung von Tokamaks zur Energieerzeugung im Dauerstrichbetrieb möglich werden.

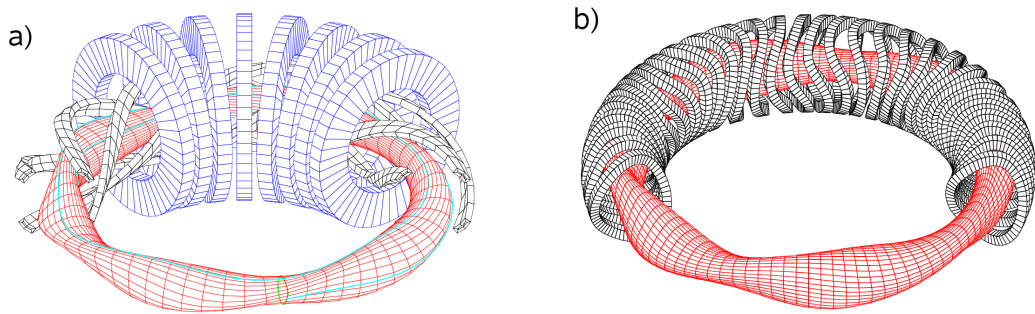


Abbildung 2.7: Spulenanordnung in einem a) klassischen Stellarator mit Toroidalfeldspulen (blau), Poloidalfeldspulen (schwarz) und Form einer einschließenden magnetischen Flussfläche (rot), b) modularen Stellarator mit nicht planaren Spulen (schwarz) und einschließender magnetischer Flussfläche, beide aus (RKleib07)

Bei einem anderen Typ von Einschluss-Experimenten namens Stellarator prägen Spulen beide Feldkomponenten von außen auf. Das einschließende Magnetfeld ist nun auch ohne Plasmabetrieb vorhanden und zeitlich nur durch die Betriebszeiten der Spulen begrenzt. Herkömmliche Kuperspulen erwärmen sich wegen ihres endlichen ohmschen Widerstands mit der Zeit und werden daher von einem Kühlmittel durchflossen. Zunehmend werden daher für Spulen supraleitende Materialien genutzt, die bei Abkühlung unter eine charakteristische Sprungtemperatur den Strom ohne ohmschen Widerstand leiten. Zur Erzeugung des poloidalen Anteils  $\vec{B}_\theta$  im Stellarator werden helikal um das Plasmagefäß gewundene Spulen genutzt. Diese treten beim klassischen Stellarator paarweise auf, wobei je zwei benachbarte Spulen von einem entgegengesetzten Strom durchflossen werden. Die toroidale und die vertikale Magnetfeldkomponente verschwindet dann im Zentrum des Torus im Mittel. Dieser Experimenttyp stellt durch die beiden ineinander verwobenen Spulensysteme jedoch eine größere ingenieurtechnische Herausforderung dar (Abbildung 2.7 a). Au-

ßerdem weisen die magnetischen Flussflächen nun keine Rotationssymmetrie bezüglich  $\phi$ , sondern nur noch eine Periodizität auf. Kategorisiert wird diese Periodizität der helikalen Spulenanordnung durch zwei Quantenzahlen  $L$  und  $M$ . Die poloidale Periodenzahl  $L$  wird durch die Anzahl an Stromleitern im poloidalen Querschnitt definiert, die in gleicher Richtung vom Strom durchflossen werden. Die Anzahl der poloidalen Windungen um den kleinen Querschnitt, bis der Stromleiter wieder in sich selbst übergeht, gibt die toroidale Periode  $M$  an. Es ist jedoch auch möglich, statt ebener Toroidalfeldspulen gewundene verformte Spulen zu verwenden, die eine Überlagerung des toroidalen und helikalen Spulensystems mit einem modularen Aufbau verbinden (vergleiche Abbildung 2.7 b).

Für diese Diplomarbeit stand der klassische Stellarator WEGA des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik in Greifswald zur Verfügung, auf den nun näher eingegangen wird.

### 2.1.3 Das Experiment WEGA

WEGA (Wendelstein Experiment in Greifswald zur Ausbildung) ist ein Experiment zum Plasmaeinschluss, das ursprünglich sowohl als Stellarator, aber auch als Tokamak konzipiert wurde. Anfänglich wurde es 1975 als "Wendelstein-Experiment in Grenoble for the Application of Radio Frequency Heating" in Frankreich im Rahmen des Europäischen Fusionsprogramms als Tokamak in Betrieb genommen. Nach einer weiteren Nutzung am IPF Stuttgart steht es seit dem Jahr 2000 im Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Greifswald und dient im Stellaratorbetrieb der Ausbildung des wissenschaftlichen Nachwuchses, sowie dem Test verschiedener Diagnostiken und Steuerkomponenten des noch im Bau befindlichen Wendelstein 7-X.

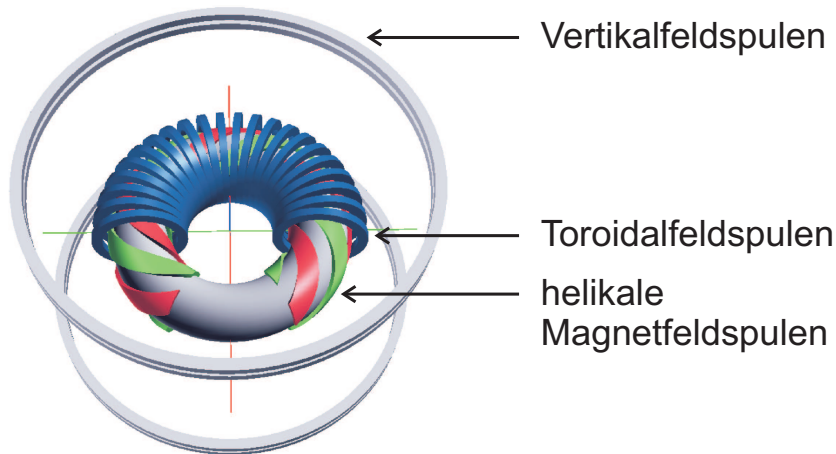


Abbildung 2.8: Übersicht zum Spulensystem der WEGA

Das Magnetfeldspulensystem besteht aus einem System von 40 kreisförmig angeordneten Spulen, die das Toroidalfeld  $\vec{B}_\phi$  erzeugen, das auf der Torusseule eine Feldstärke von bis zu  $|\vec{B}_0| \approx 0,9\text{T}$  erreicht. Das darin befindliche torusförmige Plasmagefäß hat einen großen Radius von  $R = 72\text{cm}$  und einen kleinen von  $r = 19\text{cm}$  und wird von 100 Ports in unterschiedlichen Größen durchsetzt. Diese werden nach

dem Innendurchmessers  $d$  in absteigender Reihenfolge von A-Port ( $d = 9,2\text{cm}$ ) bis F-Port ( $d = 3,4\text{cm}$ ) benannt.

Außen um das Gefäß sind zwei helikale Feldspulen ( $L = 2$ ) gewickelt, die in entgegengesetzter Richtung von Strom durchflossen werden. Sie winden sich bei einem toroidalen Umlauf genau 2,5 mal um den poloidalen Querschnitt, d.h. gehen nach 2 toroidalen Umläufen und 5 poloidalen Rotationen ( $M = 5$ ) in sich selbst über. Die Spulen erzeugen daher ein poloidales Magnetfeld mit 5-facher toroidaler Periodizität, so dass sich der Feldverlauf im poloidalen Querschnitt alle  $\Delta\phi = 72^\circ$  wiederholt. Zusätzlich stehen noch zwei Vertikalfeldspulen zur Verfügung, mit denen die radiale Position des Plasmas leicht variiert werden kann. Diese sind jedoch für den magnetischen Einschluss nicht notwendig. Für manche Experimente wird zusätzlich eine Feldfehlerkompensationsspule eingesetzt, die in dieser Arbeit jedoch nicht verwendet wurde.

Zur Plasmaheizung stehen zwei Mikrowellensysteme zur Verfügung. Zum Einen zwei Magnetrons mit einer Emissionsfrequenz von 2,45GHz und einer Heizleistung von 6kW bzw. 20kW. Zum Anderen ein Gyrotron das bei einer Emissionsfrequenz von 28GHz eine Leistung von 10kW abgibt. Eine Reihe verschiedener Diagnostiken sind für die Untersuchung des Plasmas installiert. Erwähnt werden sollen zumindest Langmuirsonden, eine Heavy Ion Beam Probe (HIBP), Rogowski- und eine diamagnetische Spule, ein Bolometer und ein Echelle-Spektrometer. Bis auf das Spektrometer (siehe Anhang D) wurden diese Diagnostiken jedoch nicht benutzt.

## 2.2 Feldlinienvisualisierung

Die einschließende Eigenschaft des magnetischen Käfigs für elektrisch geladene Teilchen kann man sich für seine Vermessung zu nutze machen. Ein Elektron gyriert um eine Magnetfeldlinie mit einem Gyroradius von wenigen  $\mu\text{m}$ . Diese Schraubenbahn kann daher näherungsweise durch die Betrachtung der Schwerpunktsbewegung vereinfacht werden. Die Bahn der Schwerpunktsbewegung kann mit dem Verlauf der Magnetfeldlinie allerdings nicht exakt gleich gesetzt werden, da die Elektronen, wie in Gleichung (2.17) beschrieben, driften. Auf Grund der Rotationstransformation  $t$  wechselt die Drift aber während eines poloidalen Umlaufs das Vorzeichen und führt damit nur zu Schwankungen um die Magnetfeldlinie. Wenn die betrachteten Elektronen nur relativ geringe Geschwindigkeiten  $v_{\parallel}$  und  $v_{\perp}$  besitzen und ein starkes Magnetfeld diese Drift unterdrückt ( $v_D \sim \frac{1}{B^2}$ ), kann dieser Effekt in erster Ordnung vernachlässigt werden. Ein Strahl von Elektronen kann daher in guter Näherung den Verlauf des Magnetfeldes beschreiben. Die Detektion eines solchen Elektronenstrahls liefert damit direkt Informationen über den Verlauf der Feldlinien. Für den Fall von einigen toroidalen Umläufen des Strahls lassen sich dann auch Informationen über den Aufbau der magnetischen Flussflächen gewinnen.

Ein Elektronenstrahl lässt sich auf verschiedene Arten erzeugen, wie in Kapitel 2.4 erläutert wird. Die Detektion wiederum fand bisher meist mit einem fluoreszierenden Stab oder Gitter statt, das den Elektronenstrahl an einem poloidalen Querschnitt  $\phi_{\text{Detektor}}$  abfing und durch Stöße mit den Elektronen zum Leuchten gebracht wurde. Auf einer Bildaufnahme dieses poloidalen Querschnitts erkennt man dann einen Leuchtpunkt am jeweiligen Auftreffpunkt des Strahles. Nach Überlagerung

vieler Bilder bei variierender Position des Elektronenstrahlemitters ergibt sich dann der Poincaré-Schnitt der Flussflächen, wie in Abbildung 2.9 verdeutlicht. Nachteilig an dieser Technik war bisher der Einbau eines Detektors in den Stellarator, der vor dem nächsten Plasmabetrieb wieder ausgebaut oder durch eine bewegliche Mechanik im Vakuum aus dem Torus heraus bewegt werden musste. Der fluoreszierende Detektor vermag auch nur die Feldkonfiguration in einer Ebene abzubilden.

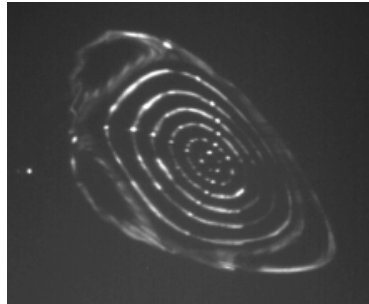


Abbildung 2.9: Poincaré-Schnitt des Magnetfeldes der WEGA von (Otte0809)

In dieser Diplomarbeit wird nun versucht, den Elektronenstrahl durch passive Beobachtung von außen zu detektieren. Statt eines fluoreszierenden Materials kann man auch eine Gas bei geringem Druck in das Plasmagefäß einlassen, so dass die Elektronen durch unelastische Stöße die Gasatome und -ionen zum Leuchten anregen. Durch den dabei auftretenden Energieverlust und andere Effekte (siehe 2.3) ist die sichtbare Ausbreitungslänge des Strahles zwar begrenzt, doch lassen sich geeignete Parameter finden, unter denen mehrere toroidale Umläufe der Leuchtspur beobachtbar sind. Diese Leuchtspur wird nun wieder in Näherung dem Elektronenstrahlverlauf und damit der Magnetfeldlinie gleich gesetzt und vermessen. Eine Anordnung von vier Kameras nimmt dabei Bilder auf, aus denen später der räumliche Verlauf der Leuchtspur berechnet wird (näheres zur Vermessung in Kapitel 2.5). Der Vorteil dieser Methode ist die zusätzliche dreidimensionale Information über den Feldverlauf, da der Verlauf der Elektronen nicht nur in einem Querschnitt sondern im Volumen vermessen werden kann und zwar an jedem Ort im Torus, an dem genügend Beobachtungspunkte vorhanden sind.

Viele der folgenden theoretischen und experimentellen Untersuchungen zielen auf eine Optimierung der Leuchtspur ab bzw. dafür auch des Elektronenstrahls. Optimal im Sinne der Feldlinienvermessung ist ein möglichst schmaler Elektronenstrahl, der eine hell leuchtende, aber dünne Leuchtspur erzeugt. Es kann dann der Verlauf der Leuchtspur mit möglichst kleinem Fehler vermessen werden. Auch ermöglicht eine helle Spur Aufnahmen mit kurzer Belichtungszeit, womit auch eine gute zeitliche Auflösung möglich wird. Dies ist von Interesse, da Schwankungen in der Gleichstromversorgung der Spulen zu periodischen Feldveränderungen führen. Außerdem sollte die kinetische Energie der Elektronen im Strahl möglichst ausschließlich in der Bewegung parallel zum Magnetfeld liegen, was einer fast unverschraubten Trajektorie entspricht. Auf dieser können die Elektronen sich möglichst weit entlang der Magnetfeldlinie fortbewegen, bevor sie durch die Wechselwirkungen mit dem Gas ihre Energie verloren haben. Legen sie im Stellarator einen langen Weg zurück, wird die von ihnen erzeugte Leuchtspur gleich mehrmals den Beobachtungsbereich

durchlaufen. Es lässt sich dann der Verlauf mehrerer Umläufe der Feldlinie auf dieser Flussfläche vermessen, was einen genaueren Einblick in die Struktur des Magnetfeldes an dieser toroidalen Position erlaubt.

### 2.3 Wechselwirkungen von Elektronen bei der Strahlausbreitung

Im Magnetfeld des Stellarators lässt sich die Ausbreitung des Elektronenstrahls im wesentlichen durch zwei Parameter der Elektronen beschreiben, ihre Geschwindigkeit parallel zum Magnetfeldvektor  $v_{\parallel}$  und senkrecht dazu  $v_{\perp}$ . Da man bei der Erzeugung der Elektronen aber eher die Energie und Beschleunigungsrichtung festlegen kann, werden im folgenden die Elektronen durch ihre kinetische Energie  $E = \frac{m_e}{2}v^2$  und den eingeschlossenen Winkel  $\alpha$  zwischen Geschwindigkeits- und Magnetfeldvektor, auch Pitch-Winkel genannt, charakterisiert (siehe auch Abbildung 2.2). Diese alternative Beschreibung kann durch den Zusammenhang

$$v_{\parallel} = |\vec{v}| \cdot \cos \alpha = \sqrt{\frac{2E}{m_e}} \cdot \cos \alpha \quad (2.19)$$

$$v_{\perp} = |\vec{v}| \cdot \sin \alpha = \sqrt{\frac{2E}{m_e}} \cdot \sin \alpha \quad (2.20)$$

beschrieben werden. Die spätere Beobachtung des Strahls ist jedoch nicht in der Lage die Gyrationbewegung aufzulösen. Daher müssen bei der Bewegung der Elektronen im folgenden zwei Längenskalen unterschieden werden:

- Die Weglänge  $l$ , welche die Teilchen auf ihrer Spiralbahn zurücklegen,
- und die beobachtbare Strecke  $s$ , auf welcher sich der Schwerpunkt des gyrierenden Teilchens entlang der Magnetfeldlinie fortbewegt.

Beide sind verknüpft durch die Bewegung des Teilchens im gleichen Zeitintervall  $\Delta t$ .

$$\Delta l = v \cdot \Delta t \quad ; \quad \Delta s = v_{\parallel} \cdot \Delta t \quad (2.21)$$

$$\Rightarrow \Delta s = \frac{v_{\parallel}}{v} \cdot \Delta l = \Delta l \cdot \cos \alpha \quad (2.22)$$

Die Umrechnung dieser beiden Längenskalen ist also stets von der Bewegungsrichtung der Elektronen abhängig. Ist der Winkel  $\alpha$  größer, werden die Elektronen auch eine größere Wegstrecke  $\Delta l$  auf ihrer Gyrationbahn bei gleichem Wegstück  $\Delta s$  entlang der Magnetfeldlinie zurücklegen.

Im Folgenden soll eine Beschreibung der Einzelteilcheneffekte erläutert werden, die auf die Elektronen in Strahl wirken. Entlang des Strahls verändern Stöße und Strahlungsvorgänge die kinetische Energie der Elektronen, was im Allgemeinen zu einer Verringerung ihrer Geschwindigkeit führt, oder einer Änderung der Richtung des Geschwindigkeitsvektors im Bezug auf den Magnetfeldvektor. Die Stoß-Wechselwirkungen werden im Folgenden durch einen Energieverlust pro Weglänge auf der Teilchenbahn  $\frac{dE}{dl}$  und die Wahrscheinlichkeit der Ablenkung um den Winkel  $\delta\alpha$  auf einem



Wegstück  $dl$  mit  $\frac{dw_{\text{Sto}}}{dl}$  beschrieben. Die Strahlungsvorgänge hingegen sind durch ihre Strahlungsleistung bzw. eine mittlere Strahlungsrate beim Durchgang durch ein Material bestimmt. Um ein allgemeines Modell für den Energieverlust zu erarbeiten, lohnt es sich hierbei die Strahlung auch durch einen mittleren Energieverlust pro zurück gelegtem Weg darzustellen. Da in den meisten in Kapitel 3 durchgeführten Experimenten Argon als Arbeitsgas gewählt wurde, beziehen sich alle gasspezifischen Größen zunächst darauf. Für alle anderen Arbeitsgase gelten in den Formeln die analogen Größen.

### 2.3.1 Stöße im Gas

Ein Strom von Elektronen  $j$ , der auf eine Fläche  $F$  trifft wird im Zeitintervall  $dt$  mit den Streuzentren (Ionen und Atome) im Volumenelement  $dV$  wechselwirken können. Das Volumen  $dV$  ergibt sich mit der Fläche  $F$  und dem zurück gelegten Wegstück  $dl = v \cdot dt$  zu  $dV = F \cdot dl$ , wobei  $v$  für die Geschwindigkeit der Elektronen steht. Ein Elektron aus dem Strahl wechselwirkt mit einem Streuzentrum  $Z$  (z.B. Gasatome oder -Ionen), wenn es diesem nahe genug kommt. Dieser Fakt wird durch eine projizierte Fläche um jedes Streuzentrum repräsentiert, welches Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  genannt wird. Die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung  $w$  lässt sich dann durch das Verhältnis der Fläche der Wirkungsquerschnitte aller  $N_Z$  Streuzentren in Bezug auf die Querschnittsfläche  $F$  ermitteln

$$w = \frac{\sigma \cdot N_Z}{F}. \quad (2.23)$$

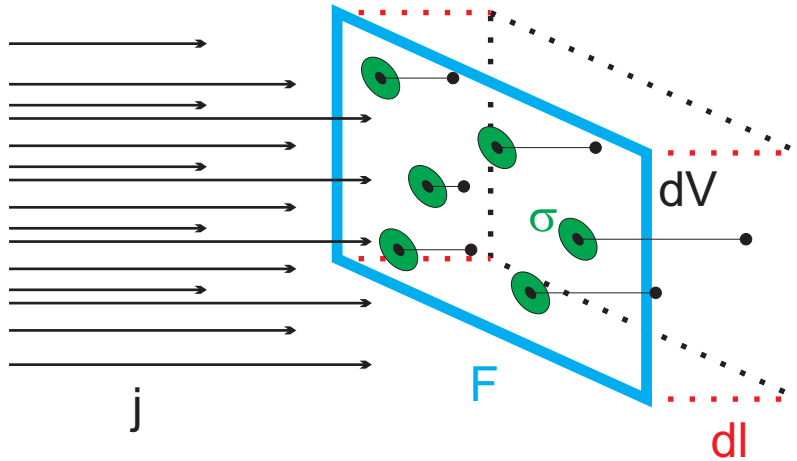


Abbildung 2.10:  $N_Z$  Streuzentren stellen auf einer Fläche  $F$  eine durch den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  bestimmte Wechselwirkungsfläche dar, auf die ein Strom  $j$  von  $e^-$  trifft

Mit der Streuzentrendichte  $n_Z = \frac{dN_Z}{dV} \approx \frac{N_Z}{F \cdot dl}$  lässt sich dann die Stoßwahrscheinlichkeit pro Weg

$$\frac{dw}{dl} = n_Z \cdot \sigma \quad (2.24)$$

ausdrücken. Wird bei jedem Stoß eine typische Energie  $\Delta E$  übertragen, ergibt sich dann ein Energieverlust pro zurück gelegtem Weg zu

$$\frac{dE}{dl} = n_Z \cdot \sigma \cdot \Delta E. \quad (2.25)$$

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma(v_{rel})$  ist eine Funktion der Relativgeschwindigkeit des Elektrons im Bezug zum Atoßpartner. Da die Atome und Ionen sich wegen ihrer größeren Masse vergleichsweise langsam bewegen, kann als Näherung der Wirkungsquerschnitt als eine Funktion von der Energie der Elektronen allein aufgefasst werden ( $\sigma(E)$ ). Außerdem ist er abhängig von der Richtung, in die das Elektron gestreut wird, weswegen man eher den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  für eine Streuung in den Raumwinkel  $d\Omega = d\theta \cdot \sin\theta d\varphi$  benutzt (siehe Abbildung 2.11). Aus Symmetriegründen ergibt sich dabei oft, dass  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  nur vom Streuwinkel  $\theta^1$  abhängt und für alle  $\varphi$  gleich ist. Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für einen Stoß mit dem Energieübertrag  $\Delta E$  ergibt sich dann aus der Integration aller entsprechender Streuwinkel.

$$\sigma = \iint \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \sin\theta d\theta d\varphi \quad (2.26)$$

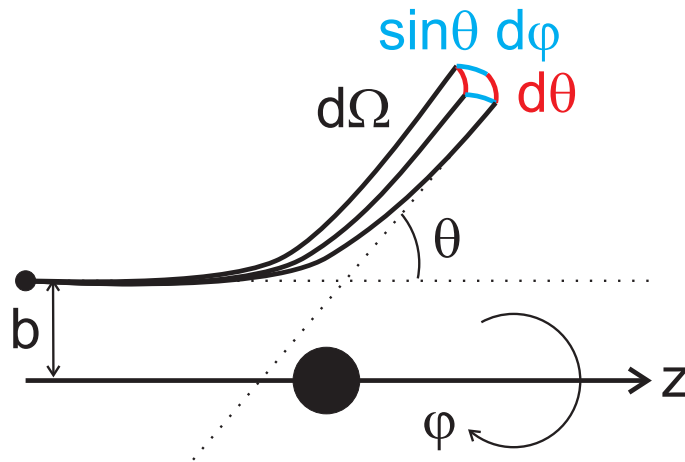


Abbildung 2.11: Streuung eines Elektrons in einen Raumwinkel  $d\Omega$

Schwieriger gestaltet sich die Beschreibung der Änderung der Bewegungsrichtung  $\vec{v}$ . Analog könnte man zwar zunächst für jede Winkeländerung  $\delta\alpha$  bei der Bewegung entlang  $dl$  einen entsprechenden Winkelverlust definieren, mit

$$\frac{d\alpha}{dl} = n_Z \cdot \sum_{\delta\alpha} \sigma_{\delta\alpha} \cdot \delta\alpha, \quad (2.27)$$

doch anders als beim Energieverlust kann sich der Winkel zum Magnetfeld und damit der Anteil des Senkrechtimpulses durch den Stoß vergrößern oder verkleinern. Es kommt nun oft vor, dass die differentiellen Wirkungsquerschnitte unabhängig von  $\varphi$  sind und damit symmetrisch für Streuungen um  $+\theta$  oder  $-\theta$  sind. Bewegt sich

<sup>1</sup> $\theta$  wurde hier gewählt, da es die gebräuchliche Variable für den Streuwinkel ist, sollte aber nicht mit dem poloidalen Winkel im Koordinatensystem des Stellarators oder Tokamaks verwechselt werden.

ein Teilchen entlang des Magnetfeldes, so wird diese Symmetrie auch bezüglich  $+\delta\alpha$  und  $-\delta\alpha$  gelten und obige Summe in Gleichung 2.27 ist gleich 0. Das Modell würde dann für Elektronen, die den magnetischen Feldlinien folgen, keine Winkeländerung zulassen. Man betrachtet statt dessen zunächst die Ablenkwahrscheinlichkeiten für eine Winkeländerung um  $\delta\alpha$  pro Wegstück  $dl$  analog zu Gleichung (2.24):

$$\frac{dw_{\delta\alpha}}{dl} = n_Z \cdot \sigma_{\delta\alpha}. \quad (2.28)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt für Ablenkungen um den Winkel  $\delta\alpha$  ist dann im Bezugssystem der Streuung durch all jene Streuwirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  gegeben, deren Streuwinkel  $\theta$  und  $\varphi$  eine solche Änderung von  $\alpha$  erzeugen. Im Allgemeinen werden durchaus mehrere solcher Paare  $[\theta, \varphi]$  existieren, die auf einen Gebiet  $S_{\delta\alpha}$  liegen sollen. Der gesuchte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\delta\alpha}$  ergibt sich dann aus dem Integral im Winkelraum

$$\sigma_{\delta\alpha} = \int_{S_{\delta\alpha}} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) d\omega. \quad (2.29)$$

Abbildung 2.12 soll einen Überblick über die Beziehungen der Streuwinkel  $\theta$  und  $\varphi$  geben, die eine Änderung der Bewegungsrichtung von  $\vec{p}_1$  zu  $\vec{p}_2$  und damit des Winkels zum Magnetfeld von  $\alpha_1$  zu  $\alpha_2$  erzeugen.  $\theta$  stellt den Streuwinkel zwischen Anfangsimpuls  $\vec{p}_1$  und Endimpuls  $\vec{p}_2$  dar, wohingegen  $\varphi$  die Verdrehung des Impulses  $\vec{p}_2$  um  $\vec{p}_1$  aus der durch  $\vec{p}_1$  und  $\vec{B}$  aufgespannten Ebene angibt.

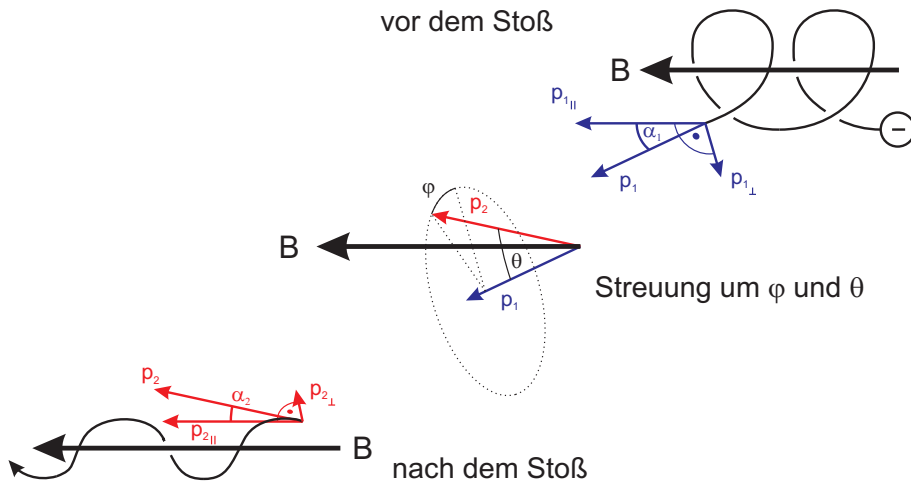


Abbildung 2.12: Streuung eines Elektrons mit  $E_1 = \frac{p_1^2}{2m_e}$  und  $\alpha_1$  in den Zustand  $E_2 = \frac{p_2^2}{2m_e}$  und  $\alpha_2$  unter den Streuwinkeln  $\theta$  und  $\varphi$

Aus geometrischen Überlegungen an Hand des durch die Vektoren aufgespannten Tetraeders (Anhang A) kann man den Zusammenhang

$$\cos \alpha_2 = \cos \theta \cos \alpha_1 + \sin \alpha_1 \sin \theta \sin \varphi \quad (2.30)$$

ableiten. Je nach Anfangswinkel  $\alpha_1$  können dann verschiedene Kombinationen von  $[\theta, \varphi]$  den gleichen neuen Winkel  $\alpha_2$  ergeben. Da sich durch  $\alpha_2 = \alpha_1 + \delta\alpha$  definiert, stellt

$$\cos \alpha_1 \cos \delta\alpha - \sin \alpha_1 \sin \delta\alpha = \cos \theta \cos \alpha_1 + \sin \alpha_1 \sin \theta \sin \varphi \quad (2.31)$$

die Parametrisierung des Weges  $S_{\delta\alpha}(\alpha_1)$  im Streuwinkelraum dar, durch die der Wirkungsquerschnitt für Streuungen von Elektronen mit dem Winkel  $\alpha_1$  um  $\delta\alpha$  in Gleichung 2.29 berechnet werden kann.

Zum leichteren Verständnis sei der Winkel nach der Streuung  $\alpha_2(\theta, \varphi)$  beispielhaft für einen Ausgangswinkel von  $\alpha_1 = 30^\circ$  in Abbildung 2.13 a) in seiner Abhängigkeit von  $\theta$  und  $\varphi$  gezeigt. Hierbei wurde Gleichung 2.30 nach  $\alpha_2$  umgestellt und für alle möglichen Streuwinkel  $0 \leq \theta \leq \pi$  und  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$  aufgetragen.

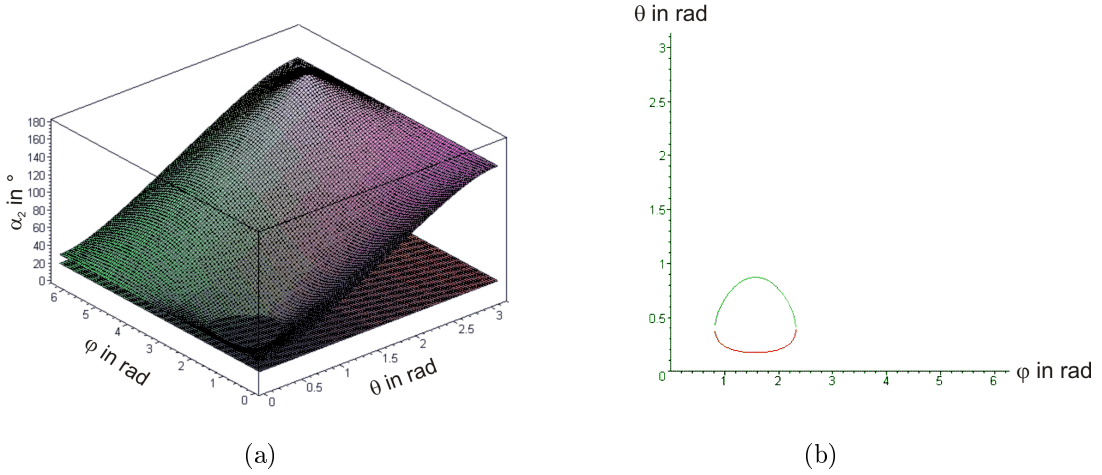


Abbildung 2.13: a) Funktion  $\alpha_2(\theta, \varphi)$  für  $\alpha_1 = 30^\circ$  mit Schnittebene für  $\alpha_2 = 20^\circ$  ( $\theta$  und  $\varphi$  in Radiant,  $\alpha_2$  auf der z-Achse in Grad), b) Integrationsweg  $S_{-10}(\alpha_1 = 30^\circ)$

Der Schnitt mit einer Ebene bei  $\alpha_2 = 20^\circ$  ergibt dann alle Werte von  $[\theta, \varphi]$ , die zu einer solchen Winkeländerung von  $\delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1 = -10^\circ$  führen würden. In diesem Beispiel wäre dann der gesuchte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\delta\alpha=-10}(\alpha_1 = 30)$  durch das Wegintegral

$$\sigma_{\delta\alpha=-10}(\alpha_1 = 30) = \int_{S_{-10}(\alpha_1=30)} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) d\omega \quad (2.32)$$

über den Weg  $S_{-10}(\alpha_1 = 30)$  parametrisiert durch

$$\cos(20) = \frac{1}{2}\sqrt{3}\cos\theta + \frac{1}{2}\sin\theta\sin\varphi \quad (2.33)$$

gegeben (siehe Abbildung 2.13 b). Diese Betrachtungen lassen erahnen, welche Schwierigkeiten die Bestimmung einer Ablenkwahrscheinlichkeit  $\frac{dw_{\delta\alpha}}{d\Omega}(\alpha_1)$  macht. Eine vollständige Entwicklung des Pitch-Winkels  $\alpha$  stellt analytisch, wie auch numerisch eine große Herausforderung dar.

**2.3.1.1 Unelastische Stöße** Stößt ein Elektron mit einem Ion oder neutralen Atom des Gases zusammen, kann es Energie in diskreten Mengen abgeben und folgende Anregungen hervorrufen:

- Übergänge von Hüllenelektronen aus einem Zustand  $i$  in einen Zustand  $j$  im Atom
- Übergänge von Hüllenelektronen aus einem Zustand  $i$  in einen Zustand  $j$  im Ion
- Ionisation eines Atoms oder Ions mit gleichzeitiger Anregung eines Hüllenelektrons

Für die Anregung von Elektronen gibt es meist eine große Zahl von möglichen freien Anregungsniveaus in der Elektronenhülle. Als Beispiel gibt Abbildung 2.14 die Struktur der anregbaren Zustände für ein Außenelektron in Argon wieder. Die gestrichelten Linien im oberen Teil der Energieskala stellen die Ionisation des äußersten Elektrons dar

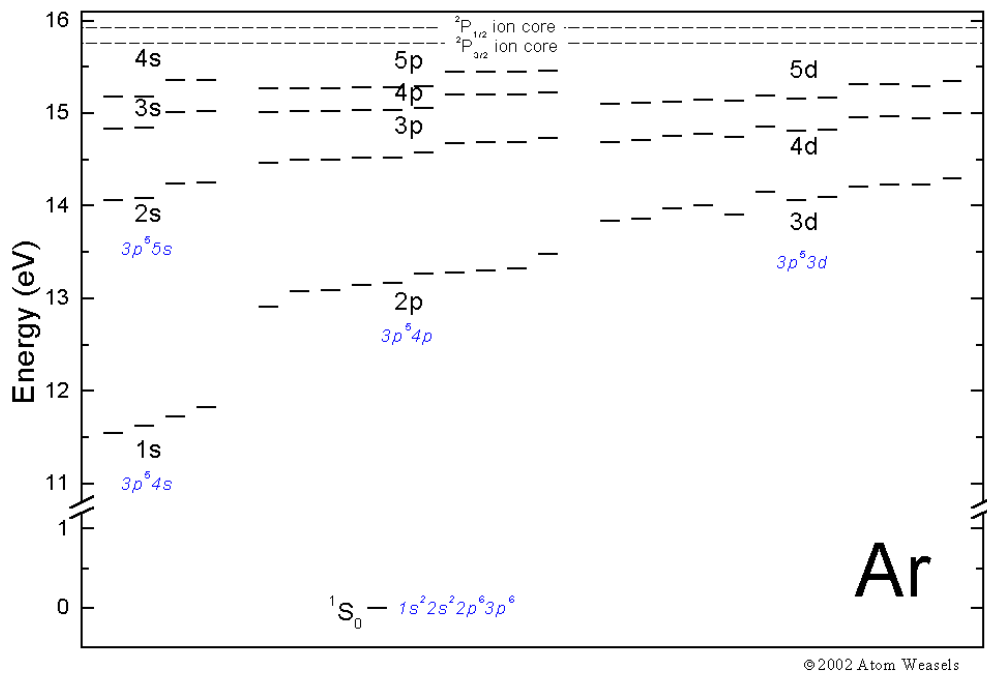


Abbildung 2.14: Energieschema der Elektronenhülle eines Argon-Atoms aus (ChilLin99) mit Energieniveaubezeichnung in Paschen-Notation

All diese Prozesse haben für die mögliche Anregungsenergien  $\epsilon_{i,j}$  jeweils einen zugehörigen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{i,j}$ . Die Ionisation kann dabei als ein Sonderfall des Endzustandes  $j$  aufgefasst werden, bei dem neben der Ionisationsergie  $\epsilon_{Ion}$  auch eine Anregungsenergie  $\epsilon_{i,j}$  auf ein weiteres Elektron übertragen wird. Kennt

man auch die Dichte  $n_{T,i}$  mit der die anzuregenden Stoßpartner im entsprechenden Ausgangszustand  $i$  vorkommen, so lässt sich der Energieverlust pro Weg ausdrücken als

$$\frac{dE}{dl} = - \sum_{i,j} \epsilon_{i,j} \cdot \sigma_{i,j} \cdot n_{T,i} \quad (2.34)$$

Je nach Gaszusammensetzung können auch verschiedene Elemente  $k$  angeregt werden und falls diese nicht in vernachlässigbaren Dichten  $n_{T,k}$  auftreten, erweitert sich die Summe zu

$$\frac{dE}{dl} = - \sum_{i,j,k} \epsilon_{i,j,k} \sigma_{i,j,k} n_{T,i,j,k}. \quad (2.35)$$

Die jeweiligen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{i,j,k}(E, \theta)$  sind energie- und winkelabhängig. Aus ihnen lassen sich dann entsprechend der zuvor beschriebenen Integration im Streuwinkelraum die Ablenkwahrscheinlichkeiten  $\frac{dw_{\delta\alpha}}{dl}$  bestimmen.

Zusätzlich zu den Auswirkungen auf Energie und Bewegungsrichtung der Elektronen, erzeugt die Ionisation auch eine deutlich höhere Ionendichte entlang des Elektronenstrahls, womit elastische Streuungen auf Grund der Coulombwechselwirkung der geladenen Ionen und Elektronen zunehmen.

Die analytische Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vom Streuwinkel  $\theta$  und der Energie der stoßenden Elektronen ist auf Grund der quantenmechanischen Übergangswahrscheinlichkeiten, die zu berechnen wären, recht komplex. Es gibt jedoch Veröffentlichungen verschiedener Gruppen, die sich mit der Bestimmung der wahrscheinlichsten Anregungswirkungsquerschnitte für Elektronenstoß von  $Ar$  und  $Ar^+$  z. B. im Emissionsbereich 40nm bis 210nm (Ajell90), oder bei 300nm bis 2500nm (Boff07) befassen. Ein Großteil dieser Messungen liegt schon einige Jahrzehnte zurück und wurde mittlerweile neu vermessen oder berechnet (Bart08). Eine verlässliche Datenbasis stellen daher Wirkungsquerschnitte dar, die in großen Datenbanken wie z.B. ADAS (ADAS) oder ALADDIN (ALADDIN) zusammengestellt und betreut werden.

**2.3.1.2 Elastische Stöße** Bei den elastischen Stößen wird zwar die Gesamtenergie nicht verändert, doch übertragen die schnellen Elektronen einen Teil ihrer Energie an den Stoßpartner. Da es sich bei diesen Stoßpartnern jedoch um Atome und Ionen mit einer deutlich größeren Masse handelt, ist der Energieübertrag nur gering.

Auf Grund der vektoriellen Natur der Impulserhaltung

$$m_e \cdot \vec{v}_e + m_{Ar} \cdot \vec{v}_{Ar} = m_e \cdot \vec{v}_e + m_{Ar} \cdot \vec{v}_{Ar}, \quad (2.36)$$

mit  $m_e$  Masse der Elektronen,  $m_{Ar}$  Masse der Argon-Atome oder -Ionen, sowie ihren Geschwindigkeiten vor ( $\vec{v}_e, \vec{v}_{Ar}$ ) und nach dem Stoß ( $\vec{v}_e, \vec{v}_{Ar}$ ), ergibt sich eigentlich ein winkelabhängiger Energieübertrag beim Stoß. Je größer der Streuwinkel  $\theta$ , desto mehr Energie wird vom Elektron abgegeben. Da der Energieübertrag auf

Grund des Massenverhältnisses jedoch schon sehr gering ist, lohnt sich eine Abschätzung nach oben, indem man stets einen Energieübertrag, wie bei zentralen Stößen annimmt. Unter Beachtung von Energie- und Impulserhaltung folgt dann für die Geschwindigkeit  $\bar{v}_e$  eines Elektrons nach dem Stoß

$$\bar{v}_e = \frac{(m_e - m_{Ar}) \cdot v_e + 2m_{Ar}v_{Ar}}{m_e + m_{Ar}} \quad (2.37)$$

und somit erhält man einen Energieunterschied pro Stoß von

$$\Delta E = \frac{2m_e m_{Ar}}{(m_e + m_{Ar})^2} \cdot (v_e - v_{Ar}) (v_e m_e + v_{Ar} m_{Ar}) \quad (2.38)$$

Für die Stoßwahrscheinlichkeit pro Weg benötigt man nun noch den Wirkungsquerschnitt für diese elastischen Stöße, sowohl mit Ionen, als auch mit Atomen.

$$\frac{dw}{dl} = \sigma_{el,Ion} \cdot n_{Ion} + \sigma_{el,Atom} \cdot n_{Atom} \quad (2.39)$$

Der Wirkungsquerschnitt kann für Stöße mit Ionen aus dem differentiellen Rutherford Streuquerschnitt abgeleitet werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{Rutherford} = \left( \frac{Z_{Ion} e^2}{16\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot E^{-2} \cdot \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \text{ und damit} \quad (2.40)$$

$$\sigma_{el,Ion} = \int_{\theta_{min}}^{\pi} 2\pi \left( \frac{Z_{Ion} e^2}{16\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot E^{-2} \cdot \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} d\theta. \quad (2.41)$$

Das Integral divergiert für einen Streuwinkel  $\theta \rightarrow 0$ , weshalb man einen minimalen Streuwinkel  $\theta_{min}$  benötigt. Dieser folgt aus der Annahme, dass das Coulombpotential der Ionen von den Elektronen in der Umgebung abgeschirmt wird und nur innerhalb der so genannten Debye-Länge  $\lambda_{Debye}$  wirkt (siehe Abbildung 2.15).

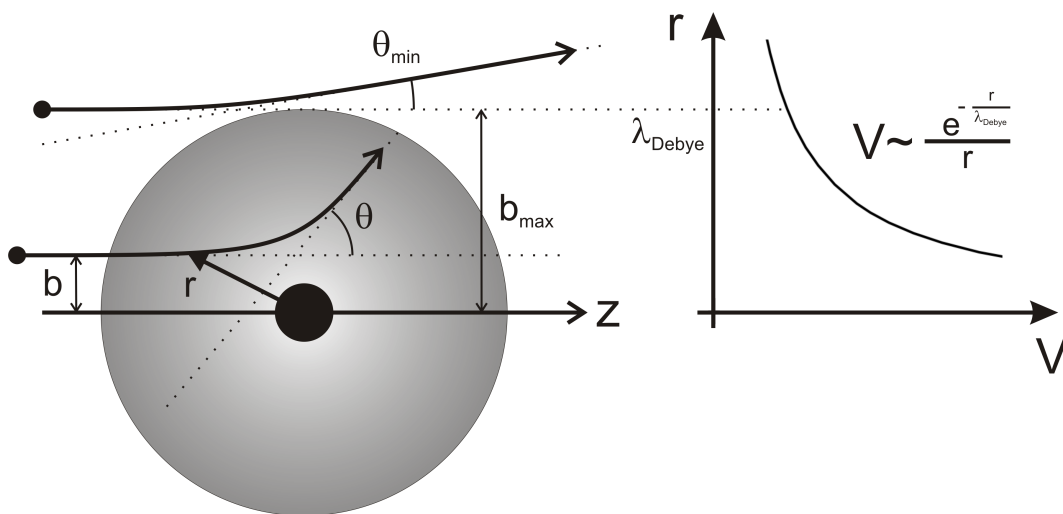


Abbildung 2.15: Rutherford-Streuung eines Elektrons an einem Ion innerhalb seiner Debye-Kugel mit Radius  $\lambda_{Debye}$

Für elastische Stöße mit Atomen werden quantenmechanische Betrachtungen unumgänglich. Hierbei kann angenommen werden, dass die Wellenfunktionen  $\psi$  der ein- und auslaufenden Elektronen durch 2 ebene Wellen der Form

$$\psi \sim e^{i\vec{k}\vec{r}} + f(\Omega) \cdot \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.42)$$

beschrieben werden können. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann aus dem Betragsquadrat der Streuamplitude  $f(\Omega, k)$ , die natürlich vom Streuwinkelbereich  $\Omega$  und vom Wellenzahlvektor  $\vec{k}$  der einfallenden Elektronenwelle abhängt. Dabei bezieht sich  $\vec{k}$  über die De-Broglie Beziehung  $\vec{k} = \frac{1}{\hbar}\vec{p}$  auf den Impuls  $p = \sqrt{2m_e E}$ .

$$\sigma_{el,Atom}(E, \Omega) = |f(\Omega, k)|^2 \quad (2.43)$$

Diese Streuamplitude lässt sich, je nach Art einer vereinfachenden Annahme über die Beschaffenheit des atomaren Streupotentials mehr oder weniger leicht berechnen. Dies ist für die wahrscheinlichsten elastische Streuungen oft schon geschehen und für den Fall von Argon kann man Daten aus (Mim93) benutzen.

Somit ergibt sich ein Energieverlust von:

$$\frac{dE}{dl} = -\Delta E \cdot \frac{dw}{dl} = -\Delta E \cdot (\sigma_{el,Ion} \cdot n_{Ion} + \sigma_{el,Atom} \cdot n_{Atom}) \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dl} = & - \left( \sqrt{\frac{2}{m_e}} \sqrt{E} - v_{Ar} \right) \left( \sqrt{\frac{2}{m_e}} m_e \sqrt{E} + v_{Ar} m_{Ar} \right) \cdot \\ & \left( \frac{4\pi m_e m_{Ar}}{(m_e + m_{Ar})^2} \left( \frac{Z_{Ion} e^2}{16\pi \epsilon_0} \right)^2 \cdot E^{-2} n_{Ion} + |f(\Omega, E)|^2 n_{Atom} \right). \end{aligned} \quad (2.45)$$

Hierbei kann zur Bestimmung der Geschwindigkeit  $v_{Ar}$  die mittlere Energie der Argonatome bei Temperatur  $T_{Ar}$  (im Normalfall Raumtemperatur) herangezogen werden.

$$\frac{m_{Ar}}{2} v_{Ar}^2 = \frac{3}{2} k_B T_{Ar} \Rightarrow v_{Ar} = \sqrt{\frac{3k_B T_{Ar}}{m_{Ar}}} \quad (2.46)$$

Aus den Streuquerschnitten (2.40) und (2.43) lassen sich nach Integration über die geeigneten Streuwinkel wieder die entsprechenden Ablenkwahrscheinlichkeiten  $\frac{dw_{\delta\alpha}}{dl}$  bilden.

## 2.3.2 Strahlungsprozesse

**2.3.2.1 Zyklotronstrahlung** Da die Elektronen dem Magnetfeld  $B$  ausgesetzt sind, beginnen sie sogleich mit der Elektronenzyklotronfrequenz um die Feldlinien zu gyrieren:

$$\omega_{ce} = \frac{e}{m_e} B \quad (2.47)$$

Die kreisförmige Bewegung der Elektronen führt zur Aussendung elektromagnetischer Strahlung. Die Gesamtleistung dieser so genannten Zyklotronstrahlung ergibt sich nach (BergSchä4) zu:



$$\frac{dE_{\perp}}{dt} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2 c^3}{(m_e c^2)^4} B^2 E_{\perp}^2. \quad (2.48)$$

Die Gyration um Feldlinien hängt vom Impulsbetrag der Teilchen senkrecht zum Magnetfeld  $p_{\perp}$  und damit von der Energie  $E_{\perp} = \frac{m_e}{2} v_{\perp}^2$  ab.

$$p_{\perp} = |\vec{p}| \cdot \sin \alpha \Rightarrow E_{\perp} = E \cdot \sin^2 \alpha \quad (2.49)$$

Daher wird bei diesem Energieverlust auch nur  $E_{\perp}$  verringert.

$$\frac{dE_{\perp}}{dt} = -\frac{e^4 B^2 \sin^4 \alpha}{4\pi\epsilon_0 m_e^4 c^5} E^2 \quad (2.50)$$

Da die Bewegung parallel zum Magnetfeld unbeeinflusst bleibt, ändert sich  $E_{\parallel}$  nicht und  $dE_{\perp} = dE$ .

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dl} &= \frac{dE_{\perp}}{dl} = \frac{1}{v} \cdot \frac{dE_{\perp}}{dt} \\ \frac{dE}{dl} &= -\sqrt{\frac{m_e}{2}} \cdot \frac{e^4 B^2 \sin^4 \alpha}{4\pi\epsilon_0 m_e^4 c^5} E^{\frac{3}{2}} \end{aligned} \quad (2.51)$$

Durch die monotone Abnahme der senkrechten Impulskomponente, nimmt hier der Winkel  $\alpha$  zur Magnetfeldlinie auch monoton ab. Es lässt sich diesmal die Winkelabnahme durch eine Größe  $\frac{d\alpha}{dl}$  beschreiben.

$$\begin{aligned} E_{\perp} = E \cdot \sin^2 \alpha &\Rightarrow dE_{\perp} = \sin^2 \alpha \cdot dE + E \cdot 2 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha \\ \Rightarrow \frac{d\alpha}{dl} &= \frac{1}{2E \cdot \tan \alpha} \cdot \frac{dE}{dl} \\ \Rightarrow \frac{d\alpha}{dl} &= -\sqrt{\frac{m_e}{2}} \cdot \frac{e^4 B^2 \sin^3 \alpha \cos \alpha}{8\pi\epsilon_0 m_e^4 c^5} E^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2.52)$$

**2.3.2.2 Bremsstrahlung** Bremsstrahlung tritt auf, wenn Elektronen im elektrischen Feld von Atomkernen abgebremst und/oder abgelenkt werden. Dem zu Grunde liegt der elektrodynamische Effekt, dass eine beschleunigte Ladung elektromagnetische Wellen aussendet. Bremsstrahlung kann auf Grund einer  $Z^2$ -Abhängigkeit zu einem der größeren Energieverlustkanal werden, falls ein Leuchtgas mit höherer Kernladungszahl benutzt wird. Der Energieverlust pro Weglänge ergibt sich nach (Lohse0607) zu:

$$\frac{dE}{dl} = -4Z_{Ar}^2 \cdot n_{T,Ar} \cdot \alpha_{FS} \cdot r_e^2 \cdot \ln \left( \frac{183}{Z_{Ar}^{\frac{1}{3}}} \right) \cdot E \quad (2.53)$$

Hierin stellt  $Z_{Ar}$  die Kernladung der Argonatome,  $n_{T,Ar} = n_{Ion,Ar} + n_{Atom,Ar}$  die Argon-Teilchenzahldichte,  $\alpha_{FS} = \frac{e^2}{2c\epsilon_0 h}$  die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante und  $r_e = \frac{e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e^2 c^4}$  den Bohrschen Radius dar.

### 2.3.3 Ergebnisse der Modellierung des Elektronenstrahls

Die angestellten Betrachtungen lassen im Bezug auf eine optimale Photogrammetrie erkennen, dass experimentell zugängliche Parameter einen Einfluss auf den Energieverlust und die Entwicklung des Winkels  $\alpha$  haben. So ist z.B. ein großer Anfangspitchwinkel  $\alpha_0$ , unter dem die Elektronenkanone die Elektronen beschleunigt, nach  $\Delta s = \Delta l \cdot \cos \alpha$  dafür verantwortlich, dass der effektive Weg  $\Delta l$  der Elektronen sich bei gleicher Strahllänge  $\Delta s$  verlängert. Dies führt zu mehr Stößen und höherem Energieverlust entlang eines Wegstücks  $\Delta s$ . Bei allen stoßbasierten Vorgängen zeigt Gleichung 2.24, dass  $\frac{dw}{dl} \sim n_x$  ist. Die Dichte der jeweiligen Stoßpartner hängt vom Druck des Hintergrundgases ab. Für die Gasteilchendichte  $n_T$  gilt:

$$n_T = \frac{p}{k_B T} . \quad (2.54)$$

Damit ist die Ablenkwahrscheinlichkeit  $\frac{dw_{s\alpha}}{dl}$  und der Energieverlust pro Länge  $\frac{dE}{dl}$  bei Stößen proportional dem Gasdruck  $p$ . Auch für Bremsstrahlung wächst  $\frac{dE}{dl} \sim n_T \sim p$ , während die Zyklotronstrahlung unabhängig davon ist. Bei der Zyklotronstrahlung ist jedoch mit  $\frac{dE}{dl} \sim B^2$  der Energieverlust von der Magnetfeldstärke abhängig, die auf die anderen Wechselwirkungen keinen Einfluss hat.

Von der jeweils verwendeten Gasart sind zahlreiche Faktoren abhängig. Zum Einen die Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  für unelastische Stöße und die übertragenen Anregungsenergien  $\epsilon_{i,j}$  in Gleichung 2.35. Zum Anderen auch die Streuphasen der elastischen Atomstöße  $|f(\Omega, E)|^2$  und die Masse der Gasteilchen  $m_{Gas}$  (nach Gleichung 2.45). Diese Größen sind, obwohl analytisch nicht so leicht fassbar, für Gasatome mit höherer Kernladungszahl  $Z_{Gas}$  auch größer. Mit größerer Kernladung steigt der Energieverlust  $\frac{dE}{dl}$  in Gleichung 2.53, mit größerer Masse sinkt er jedoch auch wieder in 2.45. Die Gesamtauswirkungen eines Wechsels zu einem Hintergrundgas mit höherer Kernladung ist aus den einzelnen Effekten analytisch also nicht ablesbar.

Obwohl die Abhängigkeiten von der Energie  $E$  sehr unterschiedlich ausfallen, lässt sich doch annehmen, dass Elektronen mit einer größeren Anfangsenergie  $E_0$  einen weiteren Weg zurücklegen, ehe sie nicht mehr genug Energie haben, um das Gas zum Leuchten anzuregen. Tabelle 2.1 fasst die Einflüsse der Wechselwirkungen zusammen, für die im nächsten Abschnitt eine Größenabschätz folgen soll.

	$p$	Gasart ( $Z_{Gas}, m_{Gas}$ )	$B$	$E_0$	Gesamt
1	$\nearrow O(p)$	$\searrow O\left(\frac{1}{m_{Gas}}\right)$	-	$\rightsquigarrow O( f(E) ^2)$	?
2	$\nearrow O(p)$	$\nearrow O(\sigma_{Gas})$	-	$\rightsquigarrow O(\sigma(E))$	?
3	-	-	$\nearrow O(B^2)$	$\nearrow O\left(E^{\frac{3}{2}}\right)$	$\nearrow$
4	$\nearrow O(p)$	$\nearrow O\left(Z_{Gas}^2 \cdot \ln\left(Z_{Gas}^{(-1/3)}\right)\right)$	-	$\nearrow O(E)$	$\nearrow$

Tabelle 2.1: Größenordnungen der theoretische Einflüsse von Experimentparametern auf den Energieverlust  $\frac{dE}{dl}$ :  $\nearrow$  Energieverlust steigt an bzw.  $\searrow$  Energieverlust wird geringer mit steigendem Parameter,  $\rightsquigarrow$  nicht monotonen Verhalten; für 1 elastische Stöße, 2 unelastische Stöße, 3 Zyklotronstrahlung und 4 Bremsstrahlung

### 2.3.3.1 Größenabschätzung der Energieverlustmechanismen ohne Einfluss von $\alpha$

In einer groben Näherung wird der Einfluss des Winkels zum Magnetfeld  $\alpha$  auf  $l$  und  $s$  komplett vernachlässigt und  $l = s$  gesetzt. Da die Elektronen in jedem Prozess, außer der elastischen Streuung, bei kleinen Energien weniger Energie verlieren, kann man den Energieverlust nach oben abschätzen, indem man den Anfangswert der Ableitung  $\frac{dE}{dl}$  ( $l = 0$ ) mit  $E(l = 0) = 300\text{eV}$  als konstanten Energieverlust für die gesamte Strecke ansieht. Werden jeweils die maximalen Energieverluste der entsprechenden Wechselwirkungen betrachtet, ergibt sich für

- die Anregung (genutzte Daten von: einfache und zweifache Ionisation, Argonübergänge von 3p auf 4s, 4p, 3d, 5s, 5p, 4d, 6s, entsprechend Nomenklatur in Abbildung 2.14):  $\frac{dE}{dl}_{Exc} = 0,201 \frac{\text{eV}}{\text{m}}$ ,
- die Zyklotronstrahlung (bei  $\alpha = 90^\circ$ ):  $\frac{dE}{dl}_{Cyc} = 1,25 \cdot 10^{-9} \frac{\text{eV}}{\text{m}}$  und
- die Bremsstrahlung:  $\frac{dE}{dl}_{Bre} = 3,8 \cdot 10^{-8} \frac{\text{eV}}{\text{m}}$ .

Bei den elastischen Stößen an Ionen ist der Energieverlust von der Größenordnung  $\frac{dE}{dl}_{Ion} = O\left(\frac{1}{E}\right) + O\left(\frac{1}{E^{\frac{3}{2}}}\right)$  und damit immer effizienter, je langsamer die Elektronen werden. Für elastische Atomstöße berechnet sich  $\frac{dE}{dl}$  mit den Streuamplitude  $f(\Omega, E)$ , die unterschiedliche Abhängigkeiten von  $E$  aufweisen. Diese elastischen Atomstöße werde jedoch zunächst einmal ignoriert. Die obere Abschätzung des Energieverlust wird dann für den Verlust bei kleinen Energien angesetzt.

Die Energie der Elektronen wird allerdings für einen beobachtbaren Strahl nach unten durch die Energie der als letztes noch sichtbaren optischen Übergänge begrenzt, die Photonen mit etwa 1,65 eV emittieren. Eine weitere Abschätzung muss noch für die Dichte der Ionen getroffen werden. Spektroskopische Untersuchungen des emittierten Lichts von der Leuchtspur haben gezeigt, dass hauptsächlich Niveaus neutralen und einfach ionisierten Argons angeregt werden (siehe Anhang D). Es handelt sich bei der Leuchtspur also um einen schwach ionisierten Plasmastrang. Trotzdem wird, um die Streuung an Ionen nach oben abzuschätzen, ein Ionisierungsgrad von 100% des Argons bei einem Druck von  $p = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{mbar}$  angenommen. Damit kann auch für elastische Stöße an Ionen der Energieverlust nach oben mit

$$\frac{dE}{dl}_{ela,Ion} = 3,29 \cdot 10^{-3} \frac{\text{eV}}{\text{m}} \quad (2.55)$$

abgeschätzt werden.

Anhand dieser Größenabschätzung kann man erkennen, dass die Strahlungsverluste um mindestens 5 Größenordnungen kleiner als die Verluste durch Stöße sind. Die dominierenden Energieverlustmechanismen sind also elastische und unelastische Stöße, wobei die elastischen Stöße an Ionen nur einen kleinen Einfluss haben. In dieser groben Näherung müssten dann Elektronen, die ihre Bewegung mit einer Energie von  $E(l = 0) = 300\text{eV}$  beginnen, eine Flugstrecke von  $s \approx 1,5\text{km}$  haben. Das entspricht etwa 330 Umläufen in WEGA und ist damit um ein bis zwei Zehnerpotenzen größer, als Beobachtungen zeigen. Eine genauere Berechnung der Energieverluste

scheint daher nötig. Eine analytische Lösung des Energieverlusts aus den einzelnen differentiellen Verlusten  $\frac{dE}{dl}$  ist selbst unter Vernachlässigung des Pitchwinkels  $\alpha$  nicht trivial. Es sind daher im Anhang B.1 und B.2 noch zwei numerische Ansätze aufgezeigt, die zur Modellierung des Elektronenstrahl genutzt werden können, jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt wurden. Die Ergebnisse der theoretischen Betrachtungen stellen daher nur die qualitativen Zusammenhänge aus Tabelle 2.1 dar.

## 2.4 Erzeugung eines Elektronenstrahls

Wie in Kapitel 2.2 erläutert, stellt ein Elektronenstrahl einen Hauptbestandteil der betrachteten Diagnostik dar. Die Qualität des durch ihn erzeugten Leuchtstrahls, im Hinblick auf eine gute Visualisierung, ist von den verwendeten Methoden zur Elektronen-Emission und Beschleunigung abhängig.

### 2.4.1 Emission von Elektronen

Freie Elektronen können auf verschiedene Weisen erzeugt werden. In elektrisch leitenden Materialien wie Metallen treten neben den lokalisierten Hüllenelektronen der Atome auch frei bewegliche Ladungsträger im so genannten Leitungsband auf. Dieses ist von den Zuständen freier Elektronen, die die Oberfläche des Materials verlassen haben, durch eine Lücke in Energiediagramm getrennt, welche die Elektronen aber bei thermischer Anregung überwinden können. Die an ihnen zu verrichtende Arbeit zur Überwindung dieser Energielücke wird Austrittsarbeit  $W_A$  genannt und ist eine Materialkonstante. Tabelle 2.2 zeigt in der Elektronik gebräuchliche Stoffe und ihre Austrittsarbeit. Für eine starke Emission von Elektronen, wie man sie für einen hohen Leuchtkraft des Strahles benötigt, muss der Emitter stark geheizt werden. Daher werden Materialien mit hohen Schmelztemperaturen bevorzugt. Im Verlauf der späteren Messungen fanden Elektronenemitter aus Wolfram Verwendung. Als Emitter wurden Wendeln aus einfachen Glühlampen verwendet.

Material	Austrittsarbeit in eV	Schmelztemperatur in °C
Kupfer	4,3	1083
Gold	4,8	1063
Silber	4,6	960
Aluminium	3,0	660
Nickel	5,0	1455
Wolfram	4,6	3370

Tabelle 2.2: Austrittsarbeit verschiedener Materialien und ihre Schmelztemperaturen nach (MFH-e)

Der Emissionsstrom  $I_E$  einer solchen geheizten Kathode ist von der Temperatur des Wolframdrahtes und einer angelegten Beschleunigungsspannung  $U_B$  abhängig. Mit höherer Temperatur besitzen mehr Elektronen die nötige Energie, um die Austrittsarbeit auf zuwenden. Der Emissionsstrom steigt dann entsprechend der

Richardson-Dushman Gleichung

$$I_E = A \cdot O \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W_A}{k_B T}}, \quad (2.56)$$

beschrieben durch die Richardsonkonstante ( $A \approx 120,2 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2 \text{K}^2}$ ) und die Oberfläche des Emitters  $O$  (aus (Reim34)). Jedoch gilt diese Formel nur bei geringem Emissionsstrom. Die emittierten Elektronen bilden über der Oberfläche eine negative Raumladung, welche ein zusätzliches elektrisches Potential erzeugt, was die weitere Emission begrenzt und den Emissionsstrom in Sättigung auf einen Wert  $I_{E,max}$  bringt. Irving Langmuir konnte in (Lang13) zeigen, dass die Höhe dieses Sättigungsstroms von einer angelegten Beschleunigungsspannung  $U_B$  und einer Konstante  $k$  abhängig ist nach

$$I_{E,max} = k \cdot \sqrt{\frac{m_e}{e}} \cdot U_B^{\frac{3}{2}}. \quad (2.57)$$

In den Geometriefaktor  $k$  fließen der Abstand der Anode, sowie die Form und Anordnung der Elektroden ein. Dieser Zusammenhang wird im Allgemeinen das Child-Langmuir-Gesetz genannt.

Außer dem verwendeten Material spielt auch die Form des Emitters eine Rolle. Die zum Magnetfeld senkrecht stehende Fläche legt im wesentlichen schon den Anfangsquerschnitt des Elektronenstrahls fest. Im Sinne einer hohen Ortsauflösung für die Magnetfeldlinienmessung sind daher Emittoren mit geringer Querschnittsfläche besser. Es existieren auch andere Verfahren zur Emission von Elektronen, wie zum Beispiel die Feldemission, die jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht wurden.

#### 2.4.2 Beschleunigung von Elektronen

Die frei gesetzten Elektronen werden beschleunigt und kollimiert, um einen Strahl zu bilden. Die Beschleunigung erfolgt in einem, zwischen Emitter und Gegenelektrode angelegten elektrischen Feld. Freigesetzte Elektronen beschleunigt das elektrische Feld durch die elektrische Komponente der Lorentzkraft (siehe Gleichung 2.1)

$$m_e \dot{\vec{v}} = \vec{F}_{el} = -e \cdot \vec{E}. \quad (2.58)$$

Die Elektronen nehmen dabei die Energie

$$\Delta E_{kin} = U_B \cdot e \quad (2.59)$$

auf (mit der Beschleunigungsspannung  $U_B$ ).

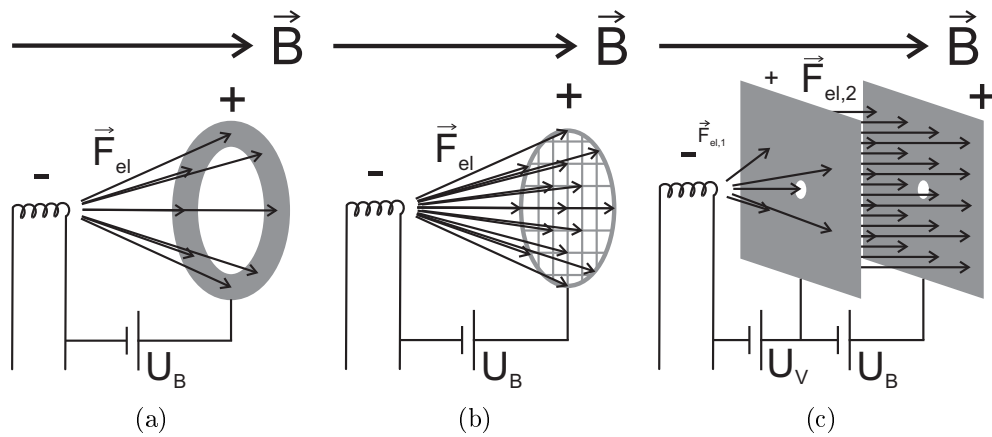


Abbildung 2.16: Geometrien von Beschleunigungsstrecken für eine Elektronenkanone. a) Glühwendel und Ring, b) Glühwendel und Gitter, c) Glühwendel und Beschleunigungsstrecke im Plattenkondensator

Abbildung 2.16 zeigt drei verschiedene Geometrien, in denen durch Anlegen einer solchen Spannung eine Kraft  $\vec{F}_{el}$  erzeugt wird, die die Elektronen beschleunigt. Zu beachten ist, dass die emittierten Elektronen selbst eine negative Raumladung darstellen, die auf das Feld zwischen den Elektroden Einfluss hat. In den Darstellungen 2.16 wurden jedoch diese Feldveränderungen vernachlässigt. Von Vorteil für die Magnetfeldlinienvisualisierung sind dabei vor allem jene Anordnungen, die ein  $\vec{E}$ -Feld parallel zum  $\vec{B}$ -Feld erzeugen, um den Anteil an Elektronen mit hohem  $\alpha$  gering zu halten. Die erste Anordnung erfüllt diese Anforderung nur schlecht, da die Beschleunigung der Elektronen hauptsächlich direkt von der Glühwendel zum positiv geladenen Ring erfolgt. Das Magnetfeld verhindert durch die erzwungene Gyration zwar, dass die Elektronen den Ring erreichen und dort verloren gehen, aber der Kraftvektor steht, je näher das Elektron dem Ring kommt, unter einem immer größeren Winkel zum  $\vec{B}$ -Feld. Der zweite Aufbau versucht dies zu umgehen, indem als positive Gegenelektrode ein Gitter direkt in Flugrichtung gestellt wird und eine parallelere Beschleunigung erzeugt. Nachteilig ist hier, dass ein Teil der Elektronen auf das Gitter trifft und dem Strahl verloren geht. Die Durchlässigkeit des Gitters hängt dabei von dem Durchmesser  $d$  der Drähte im Gitter und der Maschenweite  $w$  ab. Sie wird bestimmt durch das Verhältnis der freien Fläche zwischen dem Draht  $A_{frei}$  zur Gesamtfläche in einer Gitterzelle  $A_{GE}$  und beträgt für den Fall eines quadratischen Gitters wie in Abbildung 2.17

$$f_G = \frac{A_{frei}}{A_{GE}} = \frac{w^2 - (w - d)^2}{w^2}. \quad (2.60)$$

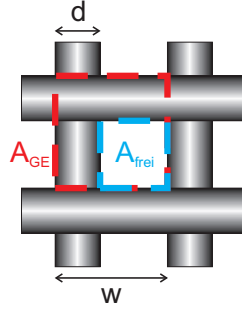


Abbildung 2.17: Durchlass durch ein Gitter von Drähten mit Durchmesser  $d$  und Maschenweite  $w$

Beide Varianten haben den allgemeinen Nachteil, dass das  $\vec{E}$ -Feld zwischen einer fast punktförmigen Quelle (kleiner Durchmesser der Glühwendel  $d_{GW} \approx 0,5\text{mm}$ ) zu einer flach ausgedehnten Anode immer divergiert. Parallele elektrische Feldlinien lassen sich am besten zwischen 2 parallelen Platten erzeugen. Der dritte dargestellte Aufbau nutzt eine solche Plattenkondensator-Anordnung, in die die Elektronen durch ein kleines Loch ein- und wieder austreten. Auf der Strecke von der Glühwendel bis zur ersten Platte beschleunigt  $\vec{F}_{el}$  die Elektronen jedoch ähnlich wie im ersten Aufbau zum Rand hin. Nutzt man hier nur eine kleine Vorspannung  $U_V$ , und legt den Hauptteil der Beschleunigungsspannung  $U_B$  zwischen den Platten an, ist der im ersten Abschnitt erzeugte Senkrechtimpuls klein im Vergleich zum resultierenden Gesamtimpuls beim Austritt.

Die Spannung  $U_B$  ist nach oben begrenzt durch elektrische Überschläge, die in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand  $d$ , vom Gasdruck  $p$  und der verwendeten Gasart auftreten können. Das Paschen-Gesetz gibt eine analytische Näherung für die Durchschlagsspannung

$$U_D = \frac{B \cdot p \cdot d}{\ln(A \cdot p \cdot d) - \ln(\ln[1 - \gamma^{-1}])}, \quad (2.61)$$

mit dem Sekundäremissionskoeffizienten  $\gamma$  und zwei stoffspezifischen Konstanten  $A$  und  $B$ . Die dadurch definierte Paschenkurve  $U(p \cdot d)$  hat ein Minimum, das für Argon bei ca.  $pd \approx 1,2 \cdot 10^{-5}\text{bar} \cdot \text{m}$  den Wert  $137\text{V}$  hat (Werte nach (Nai95)). Im Plasmagefäß des WEGA-Experiments herrscht ein Druck von weniger als  $p \leq 10^{-3}\text{mbar}$  und ein realistischer Aufbau wird Abstände der Elektroden von maximal  $d \leq 1\text{cm}$  zulassen. Mit  $p \cdot d \leq 10^{-8}\text{bar} \cdot \text{m}$  liegen im Raum zwischen den Elektroden so wenig Gasatome vor, dass eine Ionisierungswave, die den Ladungsträgerkanal für einen Durchschlag bildet, erst bei deutlich höheren Spannungen auftritt.

Die Energie der Elektronen nimmt durch die in Kapitel 2.3 beschriebenen Prozesse stetig ab. Daher legt die zugeführte Anfangsenergie  $E_0 \approx U_B \cdot e$  die Reichweite der Leuchtspur fest und sollte für die gleichzeitige Vermessung vieler Umläufe möglichst groß sein. Die Wahl der Beschleunigungsspannung stellt daher einen Kompromiss zwischen diesen Vor- und Nachteilen dar.

## 2.5 Photogrammetrie

Die Photogrammetrie oder Bildmessung beschäftigt sich mit Verfahren, um aus Bildern eines Objektes Informationen über dessen räumliche Position und dreidimensionale Form zu bestimmen. Im Falle der vorgestellten Diagnostik wird eine Leuchtspur von Kameras abgebildet und soll dann vermessen werden. Ausgangspunkt sind dabei die Informationen, die die Kameras in Form von Bildern aufnehmen, weswegen zunächst die Grundlagen geometrischer Optik bei der Abbildung mit Linsensystemen dargestellt werden.

### 2.5.1 Grundlagen geometrischer Optik

Die Grundlage der Abbildung eines Objektes mit einer Linse bildet die Abbildungsgleichung

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{B} + \frac{1}{G} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g}, \quad (2.62)$$

wobei  $B$  und  $G$  die Bild- bzw. Gegenstandsgröße,  $b$  und  $g$  die Bild- und Gegenstandsweite und  $f$  die Brennweite der Linse sind, wie in Abbildung 2.18 a) darstellt. Da ein zentraler Lichtstrahl, der die Linse in der Mitte durchquert, nicht abgelenkt wird, folgt aus dem Strahlensatz noch die oft hilfreiche Beziehung:

$$\frac{b}{g} = \frac{B}{G}. \quad (2.63)$$

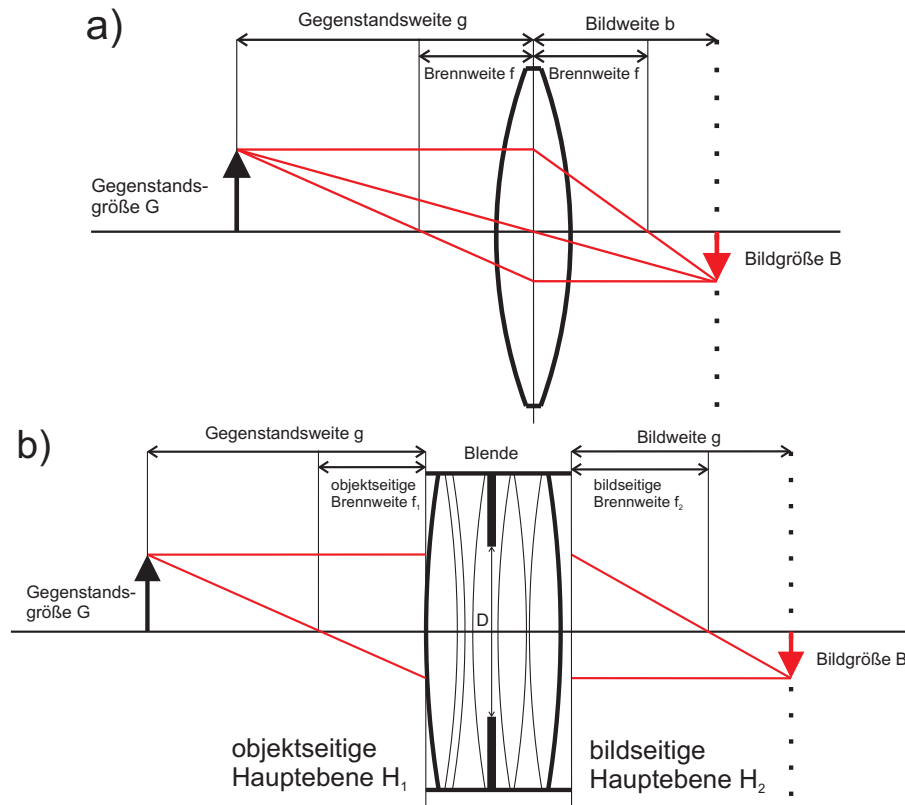


Abbildung 2.18: Abbildung eines Objekts mit a) einer Linse und b) einem Objektiv



Kameras arbeiten üblicherweise nicht nur mit einzelnen Linsen, sondern mit Objektiv, die aus einem Linsensystem bestehen. Abbildung 2.18 b) zeigt, wie auch diese weiterhin durch Brennweiten charakterisiert werden, die vom Brennpunkt zur jeweiligen Hauptebene gemessen werden. Im Fall dieser Diplomarbeit wurden ausschließlich Festbrennweitenobjektive mit einer Brennweite  $f_1 = f_2 = f$  verwendet. Eine Abbildung folgt dann wieder den gleichen Gesetzen, wie mit einer einzelnen Linse (Gleichung 2.62). Für die Wahl der Brennweite ist vor allem entscheidend, wie groß das Objekt ist ( $G_{max}$ ), in welcher Entfernung es steht ( $g$ ) und wie groß die aktive Detektorfläche in der Kamera ist ( $B_{max}$ ). Aus Gleichung (2.62) unter Verwendung von (2.63) erhält man dann eine Relation zur Bestimmung der passenden Brennweite:

$$f = \frac{g \cdot B_{max}}{G_{max} + B_{max}}. \quad (2.64)$$

Außer dem Objektiv beeinflusst die Abbildung einer Kamera ihre Detektorfläche, auf der das reelle Bild registriert wird. Als Detektorfläche werden in digitalen Kameras optisch empfindliche CCD oder CMOS Chips eingesetzt, die das einfallende Licht auf einem Raster von Pixeln der Ausdehnung  $p_x$  und  $p_y$  in elektrische Signale umwandeln. Je nach Empfindlichkeit des verwendeten Chips und der Helligkeit des beobachteten Objekts, regelt eine Blende im Objektiv den Lichteinfall. Die Blendenzahl  $\kappa$  ergibt sich dabei aus dem Verhältnis der Brennweite und des Durchmessers  $D$  der Blendenöffnung im Objektiv.

$$\kappa = \frac{f}{D} \quad (2.65)$$

Die endliche Ausdehnung einzelner Pixel auf dem Chip führt aber dazu, dass eine Abbildung nicht nur dann scharf ist, wenn ein Punkt am Objekt in der Gegenstandsweite genau auf einen Punkt in der Bildebene abgebildet wird. Es reicht, wenn der unscharfe Fleck eines Objektpunktes außerhalb der Gegenstandsweite, die Größe eines Pixel nicht übersteigt. Abbildung 2.19 zeigt den Strahlengang für den Fall eines Objektes vor (orange) und hinter (blau) der Gegenstandsweite  $g$ . Die Abbildungen von Objekten an diesen beiden Punkten erzeugt in der Bildebene einen unscharfen Fleck mit der Ausdehnung  $p_{Pixel}$ . Ist die minimale Ausdehnung eines Pixels des Bildsensors  $\min\{p_x, p_y\} = p_{Pixel}$ , werden alle Objekte im Bereich zwischen  $g_{min}$  und  $g_{max}$  scharf abgebildet.

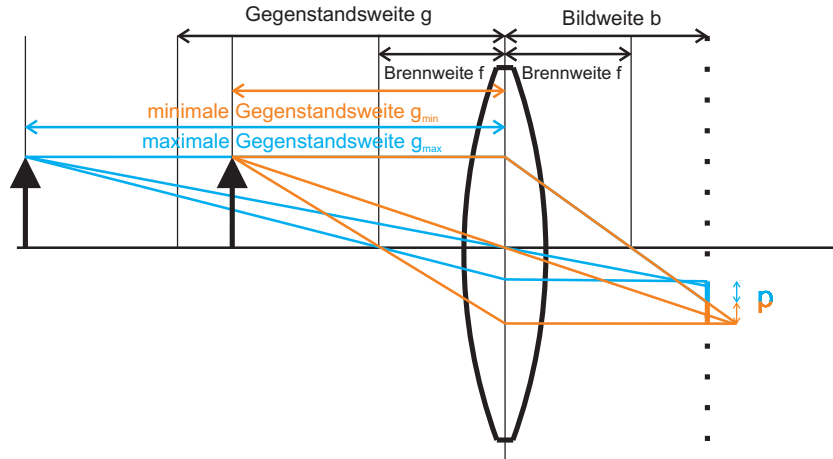


Abbildung 2.19: Strahlengang zur Beschreibung der Schärfentiefe

Für die Berechnung dieser Gegenstandsweiten  $g_{min}$  und  $g_{max}$  bestimmt man zunächst die so genannte hyperfokale Entfernung  $d_h$  durch

$$d_h = \frac{f^2}{\kappa \cdot p_{Pixel}} \quad (2.66)$$

und daraus dann die Grenzen des Schärfentiefe-Bereichs

$$g_{min} = \frac{g \cdot d_h}{d_h + (g - f)} \quad (2.67)$$

$$g_{max} = \begin{cases} \frac{g \cdot d_h}{d_h - (g - f)} & , d_h > (g - f) \\ \infty & , d_h \leq (g - f) \end{cases} \quad (2.68)$$

## 2.5.2 Grundlagen der stereoskopischen Vermessung

Mit den erläuterten Gleichungen für die Abbildung kann bei bekannten Parametern Brennweite  $f$ , Bildweite  $b$ , Blendenzahl  $\kappa$ , Chipausdehnung  $B_{max}$  und Pixelbreite  $p_{Pixel}$  in horizontaler und vertikaler Richtung und etwaigen Verschiebungen und Verkippungen des Bildsensors gegen das Objektiv aus einem Bildpunkt auch der Lichtstrahl wieder berechnet werden, der ihn beleuchtet hat. Die Abbildung eines Objektes mit einer Kamera stellt eine zweidimensionale Projektion seiner Geometrie durch ein Projektionszentrum dar. Obwohl die zu den Bildpunkten gehörenden Sichtstrahlen in Abhängigkeit des verwendeten Objektivs und seiner Lage sehr komplizierte Wege nehmen können, lässt sich als einfacher Fall eine Abbildung mit einer Lochkamera annehmen. Jeder Bildpunkt repräsentiert dabei einen Objektpunkt  $P$ , der in beliebiger Entfernung auf einem Sichtstrahl liegen kann, definiert durch den Bildpunkt und das Eintrittsloch. Abbildung 2.20 a) zeigt, wie erst eine zweite Projektion in eine andere Richtung die nötige Information liefert, mit der ein Punkt im Raum eindeutig bestimmt ist. Dieses grundlegende Prinzip macht sich auch der Mensch beim Sehen zunutze, indem er seine Umgebung in zwei Augen abbildet und beide Informationen miteinander in Verbindung bringt. Im Prinzip erfordert eine stereoskopische Vermessung also nur zwei unterschiedliche Sichtwinkel auf ein Objekt, um seine Position im Raum zu vermessen. Doch funktioniert dies nur, wenn die

exakte Position und Blickrichtung, sowie die oben erwähnten Parameter der Kamera bekannt sind. Aus diesen Informationen kann dann zu jedem Bildpunkt im Koordinatensystem  $\{\vec{a}_1, \vec{b}_1\}$  und  $\{\vec{a}_2, \vec{b}_2\}$  ein Sichtstrahl senkrecht zur Abbildungsebene im Beobachtersystem  $\{\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}\}$  konstruiert werden. Diese Parameter sind grundsätzlich nur mit endlicher Genauigkeit bekannt und damit ist der Verlauf des Sichtstrahls fehlerbehaftet. Es zeigt sich auch, dass die Ausdehnung eines Bildpunktes endlicher Größe auf dem Sensor in der Kamera eine zusätzliche Ungenauigkeit bedingt. Die Größenordnung der Pixel liegt dabei für z.B. einen  $\frac{2}{3}$ " Chip in der verwendeten HX916 Kamera von Starlight Express® bei  $6,7\mu\text{m} \times 6,7\mu\text{m}$ . In der Realität würden sich demnach die Sichtstrahlen von den Abbildungspunkten im Raum nie exakt schneiden, sondern sich höchstens in einem Bereich nahe kommen, wie in Abbildung 2.20 b) angedeutet. Der Objektpunkt befindet sich dann wahrscheinlich im Schwerpunkt des Fehlerellipsoids, den die einzelnen Sichtstrahlen tangieren. Der mittlere Abstand zu den Sichtstrahlen stellt dabei einen Fehler dieser Raumcoordinate vermessen durch die Abbildungen der Kameras dar. Mit mindestens drei Bildern kann ein Punkt im Raum lokalisiert werden, doch verbessert sich die Genauigkeit erfahrungsgemäß, wenn man 6 bis 10 Bilder nutzt.

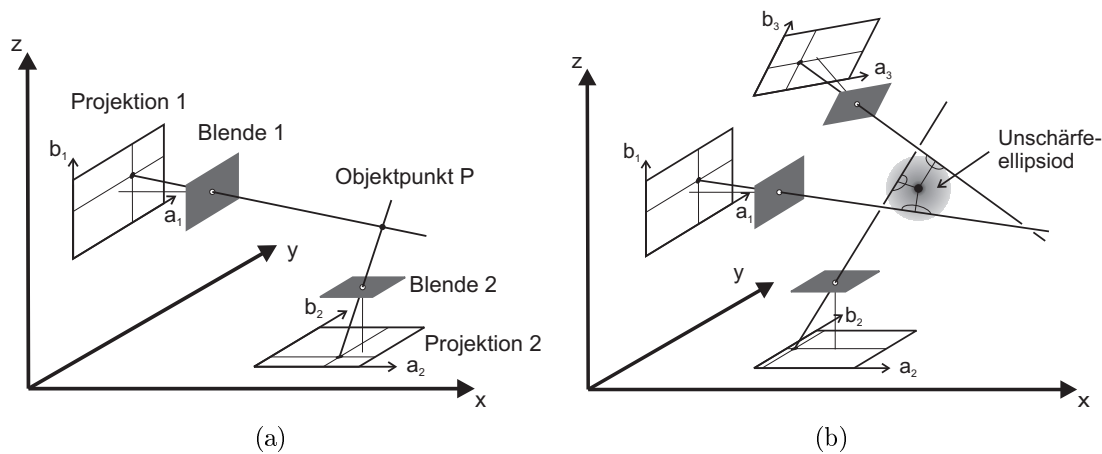


Abbildung 2.20: a) ideales Prinzip stereoskopischer Abbildung mit 2 Projektionsbildern (x-y und y-z Projektion willkürlich gewählt), b) übertriebene Darstellung fehlerbehafteter realer Messungen

Am Experiment WEGA stellt gerade die Anzahl der Blickwinkel auf die zu vermessende Leuchtspur einen begrenzenden Faktor dar. Die Sichtstrahlen zu den Bildpunkten auf dem Bildsensor bilden ein divergierendes Strahlenbündel, dessen Gesamtheit den so genannten Sichtkegel bildet. Durch jedes Fenster direkt an den Portöffnungen kann eine Kamera, entsprechend ihres Sichtkegels und begrenzt durch die Portöffnung einen begrenzten Raumbereich im Torus sehen. Im Vorfeld wurden daher für vier relativ nahe zueinander liegende Zugangsports im Plasmagefäß die möglichen Sichtbereiche nach einem Überlapp untersucht. Abbildung 2.21 c zeigt die Sichtbereiche auf die Innenwand des Torus für ein System so genannter B+ (gelb), B- (blau), C+ (grün) und C- Ports (lila). Für diese Abschätzung wurden Sichtkegel ausgehend von einem Projektionszentrum zum Torus gewählt (Abbildung 2.21 a und

b). Der Abstand der Sichtkegelspitzen entspricht dem fiktiven Abstand des Projektionszentrum einer Kamera mit Objektiv, deren Vermessung in Anhang E erläutert ist. Die B-Ports liegen dabei unter einem poloidalen Winkel von  $\theta_B = \pm 22,5^\circ$  und die C-Ports bei  $\theta_C = \pm 45^\circ$ . Es zeigte sich, dass die Schnittflächen der Sichtkegel mit der gegenüber liegenden Wand auf einer Fläche von  $F_{\text{Überlapp}} = 140\text{cm}^2$  überlappen. Der Raumbereich vor dieser Fläche ist daher von allen Ports aus einsehbar und eine Photogrammetrie kann auf die Leuchtspurabschnitte in diesem Bereich angewendet werden.

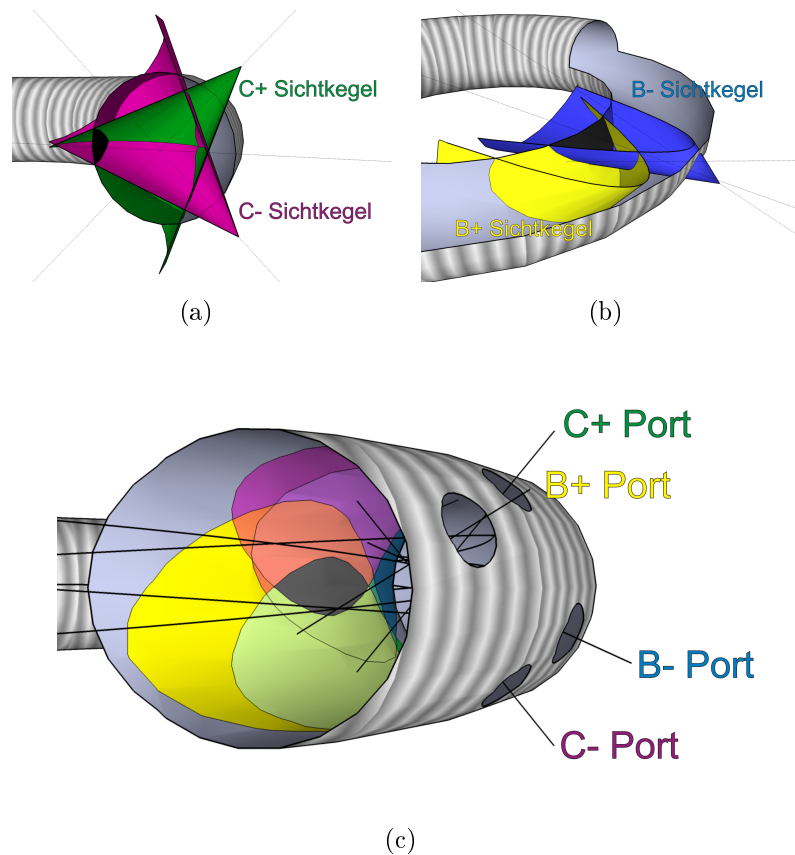


Abbildung 2.21: Überlapp der Sichtbereiche in Plasmagefäß der WEGA: a) toroidaler Schnitt durch C+ und C- Sichtkegel, b) horizontaler Schnitt durch B+ und B- Sichtkegel und c) Überlapp der Sichtbereiche auf der Torusinnenwand

Ist die Lage der Kameras im Raum nicht exakt bekannt, lassen sich die Sichtstrahlen im Bezugssystem der Kameras auf ein gemeinsames Referenzsystem beziehen, das bei der Vermessung mit sichtbar sein muss. Dieses Referenzsystem kann z.B. aus vier Punkten bestehen, deren Abstände  $b_x$  und  $b_y$  zu einander genau bekannt sind. Die in der Kamera projizierten Längen  $b'_x$  und  $b'_y$  bilden Grundseiten eines Dreiecks zusammen mit den dazu gehörenden Sichtstrahlen in jeder Achsenausrichtung (siehe Abbildung 2.22). Aus den bekannten Kameraparametern Bildweite und Sensorausdehnung ist das bildseitige Dreieck bestimmt. Die bekannten Maßstäbe  $b_x$  und  $b_y$  müssen dann auf der Objektseite diese Sichtstrahlen in einem Abstand  $g_x$  bzw.  $g_y$  und unter einer Verkippung  $\delta_x$  und  $\delta_y$  zur Ebene des Bildes schneiden. Aus mehreren

Bildern ergeben sich dann für diese Dreiecke, in denen nur der Winkel  $\gamma_x$  bzw.  $\gamma_y$  und die gegenüber liegende Seitenlänge  $b_x$  und  $b_y$  bekannt sind, Gleichungssysteme, aus denen dann die Orientierung der Kamera im Raum berechnet wird.

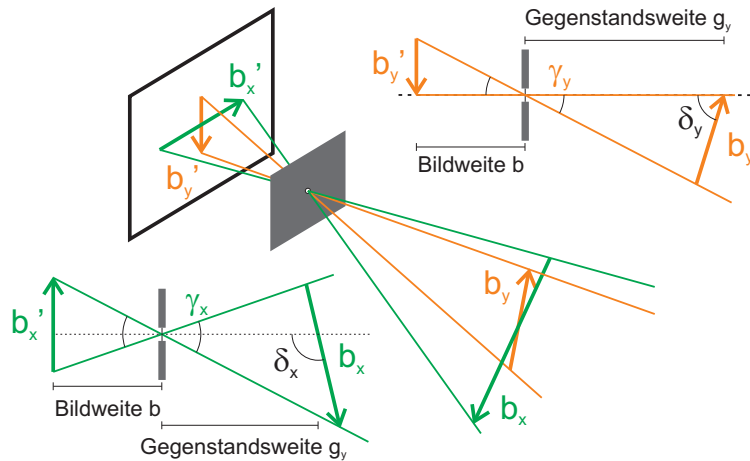


Abbildung 2.22: Bezug der Kameraposition auf ein Referenzkreuz mittels Dreiecksbeziehungen in den durch die Sichtstrahlen definierten Dreiecken

Ist die Orientierung der Kameras bezüglich des Referenzkreuzes gegeben, kann der Abstand zweier Messpunkte  $d$  in den Aufnahmen dann in Vielfachen der durch das Referenzsystem gebildeten Basislänge  $b$  (kann  $b_x$  oder  $b_y$  sein) gemessen werden. Der Fehler dieser Länge  $d = n \cdot b$  wird dabei  $n$ -mal so groß wie der Fehler von  $b$  sein.

$$\delta d = n \cdot \delta b \quad (2.69)$$

Für genaue Messungen sollten diese Basislängen eine Länge, wie die größten auftretenden Entfernungen von Messpunkten haben und möglichst genau vermessen sein.

### 2.5.3 Prinzip der Photogrammetrie mit AICON 3D Systems<sup>®</sup>

Das Photogrammetriesystem von AICON<sup>®</sup> (AICON) basiert auf der Verwendung kodierter Reflektormarken als Messpunkte, die von einer Analysesoftware automatisch erkannt werden können. Zentraler Bestandteil der Marken ist eine kreisförmige Fläche, deren Kontur auch bei geneigter Aufnahme mittels einer Ellipsenanpassung erkannt wird. Das Zentrum dieser Ellipse dient dann als Punkt der Messmarke (siehe Abbildung 2.23 unten rechts). Umgeben sind diese Kreise von einem Muster aus Ringsegmenten, an Hand derer Bilder der gleichen Marken auf verschiedenen Aufnahmen miteinander verknüpft werden.

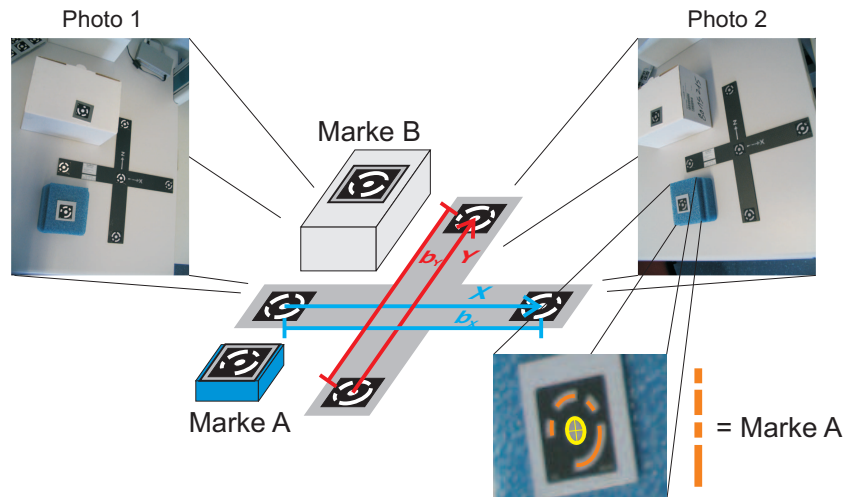


Abbildung 2.23: Photogrammetrieprinzip mit AICON®: in Messbildern (oben links und rechts) werden Marken vermessen und anhand kodierter Ringsegmente identifiziert

Als Referenzsystem für die Auswertung dienen vorgefertigte Kreuze mit definierten Abständen  $b_x$ ,  $b_y$  und Ausrichtungen der Reflektormarken. Diese sind mit einer Genauigkeit von  $10\mu\text{m}$  vermessen und stellen einen Teil des Photogrammetriesystems von AICON® dar. Ein solches Referenzkreuz wie in Abbildung 2.23 ist jedoch zu groß, um im Plasmagefäß von WEGA eingebracht zu werden. Es wird jedoch eine Referenz benötigt, da die exakte Position der Kameras an den B- und C- Ports nicht bekannt ist. Daher wird eine Markenordnung in den Überlappbereich eingebracht, die zuvor mit Referenz-Maßstäben vermessen wurde (siehe Abbildung 2.24). Die Kameraorientierung findet dann an Hand dieses Referenzsystems  $\{b_{p1}, b_{p2}\}$  statt. Das Messobjekt selbst stellt die Leuchtspur des Elektronenstrahls dar, die in den Bildern als helle Linie vor dunklen Hintergrund erscheint. Aus den am Referenzsystem orientierten Kamerapositionen kann dann aus den Konturen dieser Linien auf verschiedenen Bildern der dreidimensionale Verlauf berechnet werden.

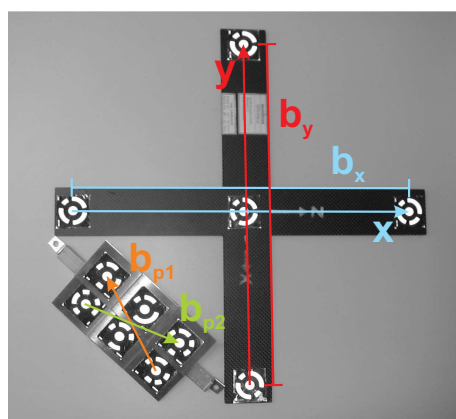


Abbildung 2.24: vorgefertigtes Referenzkreuz von AICON® mit präzise vermessenen Maßstäben  $b_x$  und  $b_y$ , sowie kalibrierte Referenzmarkenanordnung für WEGA (links unten) mit Maßstäben  $b_{p1}$ ,  $b_{p2}$  (siehe Kapitel 3.3.1)



## 3 Experimentelle Arbeiten

Die experimentellen Arbeiten untersuchen zwei Fragestellungen. Von welchen Experimentparametern ist die für die vorgestellte Diagnostik benötigte Leuchtspur abhängig und wie beeinflussen sie diese? Lässt sich die Feldlinienvisualisierung am Experiment WEGA anwenden und welche Genauigkeit haben die Ergebnisse?

Um die erste Frage zu klären, wurden wichtige Strahleigenschaften, wie der Strom von Elektronen aus der Kanone  $I_S$ , die Reichweite der Leuchtspur  $s_{max}$ , die Verteilung der Elektronen im Strahl entsprechend des Anteils der kinetischen Energie in der Bewegung parallel zum Magnetfeld  $f_{E_{||}}$  und der mittlere Durchmesser des Strahles  $d_S$  gemessen. Untersucht wurde zum Einen, wie verschiedene Typen von Elektronenkanonen diese Strahleigenschaften beeinflussen. Zum Anderen aber auch, wie sich Betriebsparameter, wie

- die Temperatur  $T$  des emissiven Filamentes gesteuert durch die Heizleistung  $P_H$ ,
- die zur Beschleunigung der Elektronen angelegte Spannung  $U_B$ ,
- der Druck des Hintergrundgases und auch die Wahl verschiedener Gasarten auswirken.

Wie im (IPP-Rep04) gezeigt, hat auch der Betrag des magnetischen Feldes  $|\vec{B}|$  einen Einfluss auf den Strahlverlauf, doch wurde dieser nicht weiter untersucht.

### 3.1 Kanonendesign

Wie in Kapitel 2.4 erläutert, hängt die Qualität des erzeugten Elektronenstrahls stark vom Aufbau der Elektronenkanone ab. Daher wurden die zuvor erläuterten drei verschiedene Kathoden- und Anoden-Anordnungen getestet um eine, im Sinne der in Kapitel 2.2 dargestellten Anforderungen an den Elektronenstrahl, möglichst optimale Elektronenerzeugung sicher zu stellen. Um den Ein- und Umbau verschiedener Kanontypen einfach zu gestalten, fanden diese Testmessungen nicht im Stellarator WEGA, sondern in einem separaten Vakuumexperiment mit Magnetfeld statt.

#### 3.1.1 Testaufbau und Messverfahren

Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau des Elektronenkanonenteststandes. Ein Vakuumpumpstand mit einer Drehschiebervorpumpe (TRIVAC D4B von Leybold Vacuum®) und Turbomolekularpumpe (TURBOVAC 150 von Leybold Vacuum®) pumpt einen Rezipienten bis auf eine Druck von ca.  $p \geq 1 \cdot 10^{-6}$ mbar. Der Druck wurde von einem Ionisationsvakuummeter (IoniVac IE414 von Leybold Vacuum®) gemessen, welches zuvor über ein geeichtes Manometer kalibriert wurde (Anhang C.1). Über ein Gaseinlassventil kann Argon als Hintergrundgas eingelassen werden bis sich ein Gleichgewicht beim gewünschten Druck  $p$  einstellt. Um das Hauptrohr des Rezipienten sind Magnetfeldspulen angebracht, mit denen ein nahezu homogenes Magnetfeld einstellbarer Stärke erzeugt wird.



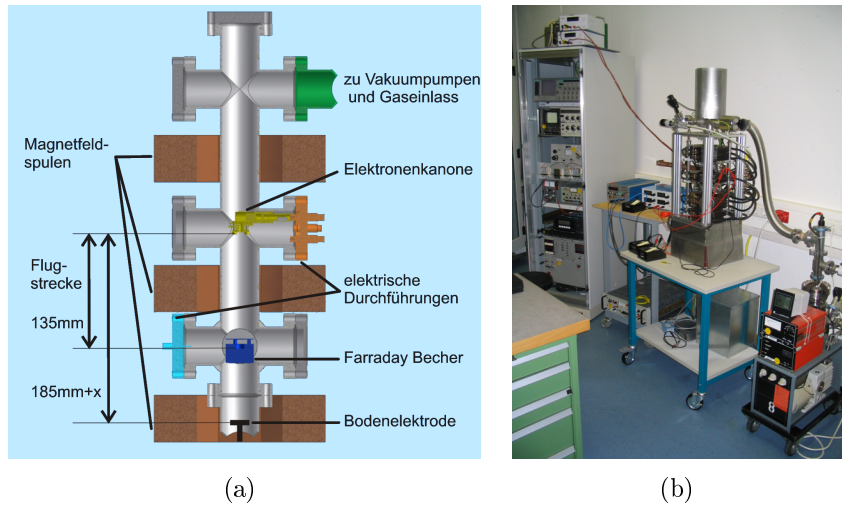


Abbildung 3.1: a) schematischer Aufbau der Vakuum-Kammer des Elektronenkanonenteststandes, b) Aufbau des Teststandes mit Peripherie

Die mittlere Magnetfeldstärke  $B$  entlang der Achse des senkrechten Hauptrohres wird aus dem gemessenen Strom durch die Magnetfeldspulen  $I_M$  mit einem, für das Experiment bekannten Umrechnungsfaktor von

$$B = I_M \cdot (0,55 \pm 0,06) \frac{mT}{A} \quad (3.1)$$

bestimmt. Dieser ist aus Hallsondenmessungen auf Höhe der Portzugänge bekannt. Aus dem Vergleich von numerischen Rechnungen der Feldstärkeänderung entlang der senkrechten Gefäßachse ergibt sich, dass die Magnetfeldstärke zwischen den Portzugängen um maximal 10% variiert, woraus sich der Fehler des Umrechnungsfaktors ableitet. Am mittleren CF40-Flansch befindet sich eine Halterung, an der verschiedene Elektronenkanonen angebracht werden können. Am Boden des Rezipienten befindet sich eine vom restlichen Gefäß isoliert angebrachte Elektrode, über die der Elektronenstrahl aufgefangen und sein Strom  $I_S$  gemessen werden kann. Darüber befinden sich vier weitere CF40-Flansche, an denen 2 Beobachtungsfenster angeschraubt sind. Auf dieser Höhe kann wahlweise auch ein spezieller Faradaybecher zur Gegenspannungsanalyse oder eine fluoreszierende Platte zur Bestimmung des Strahldurchmessers eingebracht werden.

Die Strommessung kann auf zweierlei Weisen geschehen. Zum Einen kann man ein Strommessgerät an die Bodenelektrode anschließen und den dort auftreffenden Strom an Elektronen messen. Zum anderen kann ein in Abbildung 3.2 a dargestellter Faradaybecher in den Strahlverlauf gestellt werden, der über eine Metallblende mit separatem elektrischen Anschluss verfügt.

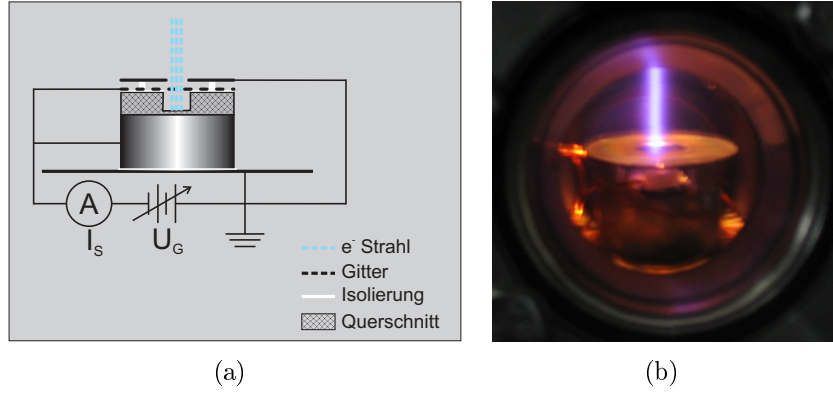


Abbildung 3.2: a) Schaltung und Aufbau des Faradaybecher zur Strahlstrommessung, b) Blick durch ein Beobachtungsfenster während der Messung

Liegt eine Gegenspannung  $U_G$  zwischen Blende und Becher an, werden ankommende Elektronen abgebremst und wandeln beim Durchqueren des elektrischen Feldes zwischen Blende und Becher ihre kinetische Energie in potentielle um. Es verringert sich dabei ihre Geschwindigkeit parallel zum Magnetfeld und nur falls

$$E_{\parallel} = \frac{m_e v_{\parallel}^2}{2} > U_G \cdot e \quad (3.2)$$

ist, kommen sie am Faradaybecher an. Für verschiedene Gegenspannungen  $U_G$  lassen sich dann die Ströme  $I_S$  messen, die den Becher erreichen (siehe Schaltung in Abbildung 3.2 a). Ohne Gegenspannung stellt der gemessene Strom die Summe aller Elektronen mit Energien  $E_{\parallel}$  bis zur durch die Beschleunigungsspannung  $U_B$  definierten maximalen Energie  $E_{\parallel max} = U_B \cdot e$  dar.

$$I_S(U_G = 0V) = \sum_{E_{\parallel}=0}^{U_B e} I(E_{\parallel}) = I_{S,0} \quad (3.3)$$

Mit Gegenspannung  $U_G$  fehlen dann die Stromanteile, mit geringeren Energien  $E_{\parallel}$  und gemessen wird nur

$$I_S(U_G) = \sum_{E_{\parallel}=eU_G}^{eU_B} I(E_{\parallel}). \quad (3.4)$$

Die Verteilung der Elektronen bezüglich ihrer kinetischen Energie parallel zum Magnetfeld bestimmt sich dann annähernd aus den jeweiligen Stromunterschieden für aufeinander folgende eingestellte Gegenspannungen  $U_{G,i}$  und  $U_{G,i+1}$

$$f_{E_{\parallel}=eU_G} = \frac{I_S(U_{G,i}) - I_S(U_{G,i+1})}{I_{S,0}}. \quad (3.5)$$

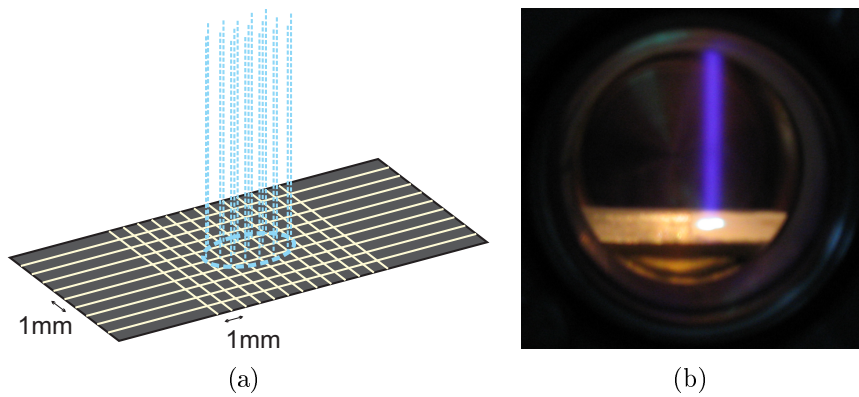


Abbildung 3.3: a) Skizze einer skalierten fluoreszierenden Platte zur Messung der Strahlausdehnung, b) Blick durch ein CF40 Fenster auf Leuchtfleck

Weiterhin wurde der Durchmesser des Elektronenstrahls gemessen, indem eine Platte mit einem eingeritzten Raster mit 1mm Abständen verwendet wurde (Abbildung 3.3 a). Die Einkerbungen wurden mit einem fluoreszierenden Material versehen, das beim Auftreffen der Elektronen zu leuchten beginnt. Abgelesen wurden zwei Durchmesser durch zwei senkrecht zu einander stehenden Fenstern in der unteren CF-Flanschebene (siehe Abbildung 3.3 b). Es zeigt sich, dass die Form des Strahlquerschnitts annähernd ellipsenförmig ist und die gemessenen Durchmesser die große und kleine Halbachse  $a$  und  $b$  der Ellipse darstellen. Die Querschnittsfläche ergibt sich dann nach

$$A_Q = \pi \cdot ab. \tag{3.6}$$

### 3.1.2 Aufbau der Elektronenkanonen

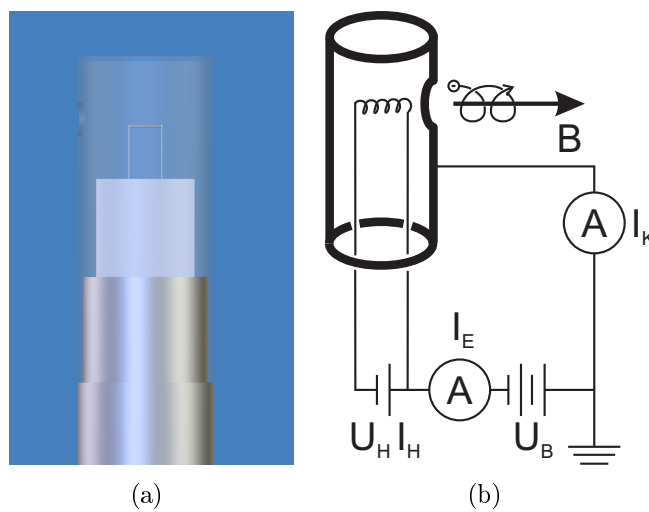


Abbildung 3.4: Elektronenkanonenvariante 1: a) schematische Darstellung, b) elektrische Schaltung

Den Aufbau der ersten Variante einer Elektronenkanone zeigt Abbildung 3.4. Die Kanone besteht aus einer Wolframglühwendel, die über eine Gleichstromversorgung mit der Leistung  $P_H = U_H \cdot I_H$  geheizt wird. Eine Metallkappe mit einer Öffnung (Durchmesser  $d = 3\text{mm}$ ) stellt die beschleunigende positiv vorgespannte Elektrode dar und wird so im Experiment ausgerichtet, dass die Verbindung von Glühwendel zum Loch parallel zum Magnetfeld liegt. Die Kappe dient der Abschirmung des elektrischen Feldes  $\vec{E}$  auf den Bereich innerhalb der Kanone und verhindert zugleich, dass vom glühenden Wolframdraht zu viel Streulicht abgegeben wird. Im Gegensatz zur in Kapitel 2.4 erklärten ersten Variante können nun allerdings Elektronen entlang einer Feldlinie zur dem Loch gegenüber liegenden Seite der Metallkappe beschleunigt werden und dort dem Strahl verloren gehen. Zur quantitativen Analyse dieses Verlusts wird neben dem Emissionsstrom  $I_E$  auch der von der Kappe zur beschleunigenden Spannungsquelle zurück fließende Strom  $I_K$  gemessen.

Die zweite Variante eines Elektronenkanonendesigns aus Kapitel 2.4 wird direkt mit einem Gitter aus  $d = 0,05\text{mm}$  dünnen Drähten mit der Maschenweite  $w = 0,265\text{mm}$  umgesetzt. Der Durchlass des Gitters entspricht nach Gleichung 2.60  $r \approx 34,2\%$ . Abbildung 3.5 b zeigt die entsprechende Schaltung, in der auch wieder der Verluststrom am Gitter mit gemessen wird.

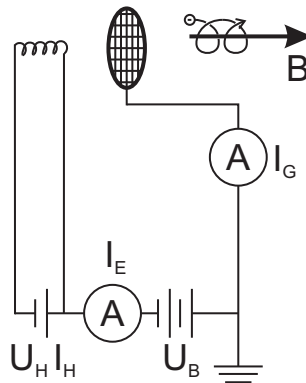


Abbildung 3.5: Elektronenkanonenvariante 2: elektrische Schaltung

Da die Elektronenkanone in den Teststand, wie auch anschließend in die WEGA durch eine CF40-Flanschöffnung mit 40mm Durchmesser passen muss, kann die für Variante 3 notwendige Kondensatoranordnung nur sehr klein gebaut werden. Um trotz geringer Abstände der Platten von einander eine Beschleunigung auf mehrere Hundert  $eV$  Energie zu ermöglichen, können mehrere Beschleunigungsstrecken modulare angeordnet werden, und die Gesamtspannung  $U_B = O(100V)$  über einen Spannungsteiler darüber aufgespalten werden. Eine Vorspannung  $U_V$ , erzeugt mit einem regelbaren Vorwiderstand  $R_V$ , beschleunigt die Elektronen schwach in Richtung Kappenloch, hinter dem das stärkere  $\vec{E}$ -Feld des ersten Kondensators herrscht. Der Aufbau dieser Kanone ist relativ komplex, weswegen diese Variante zunächst nur mit einer Beschleunigungsstrecke genutzt wird (siehe Abbildung 3.6 c). Auch hier ist es zwar möglich den Verluststrom von der Kappe  $I_K$  zu messen, doch fließt immer auch ein Strom über die Widerstände  $R$  des Spannungsteilers, der in  $I_K$  mit gemessen wird.

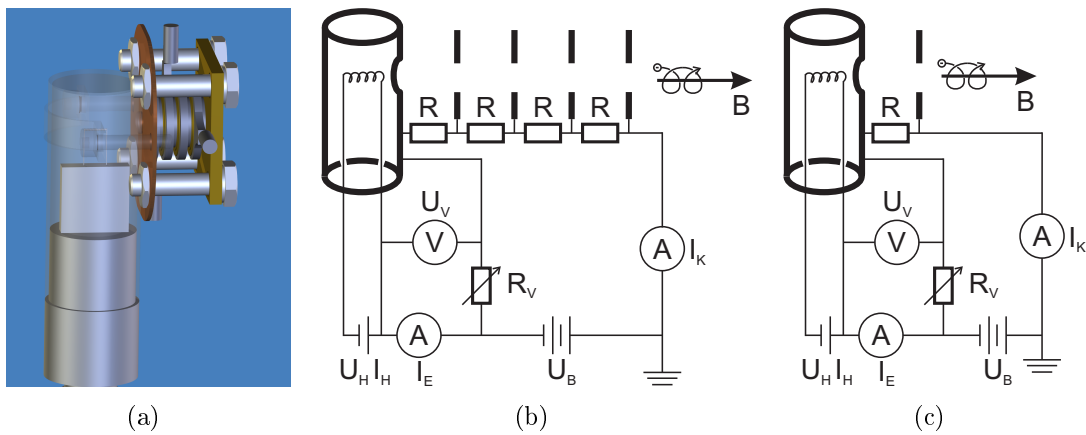
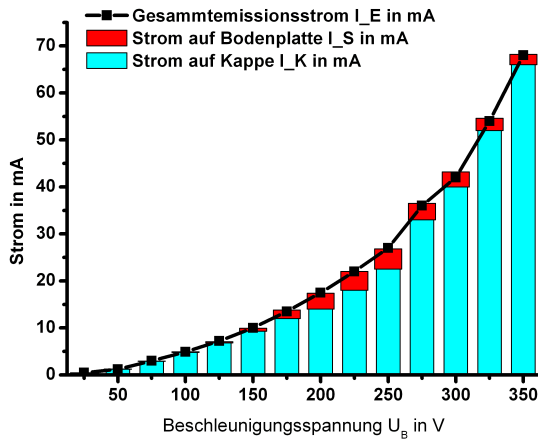


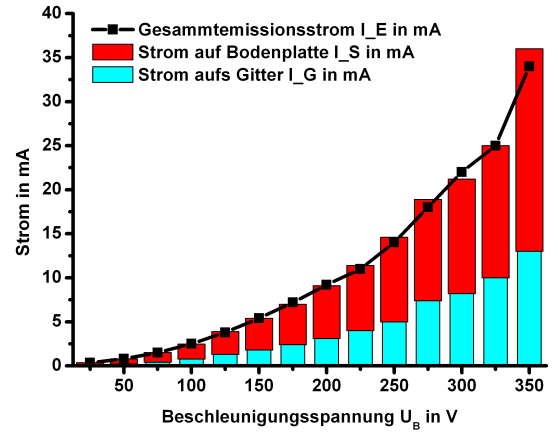
Abbildung 3.6: Elektronenkanonenvariante 3: a) schematische Darstellung mit 4 aufeinander folgenden Beschleunigungsstrecken, b) elektrische Schaltung für 4 Beschleunigungsstufen, c) elektrische Schaltung mit einer Beschleunigungsstrecke

### 3.1.3 Ergebnisse und Vergleich

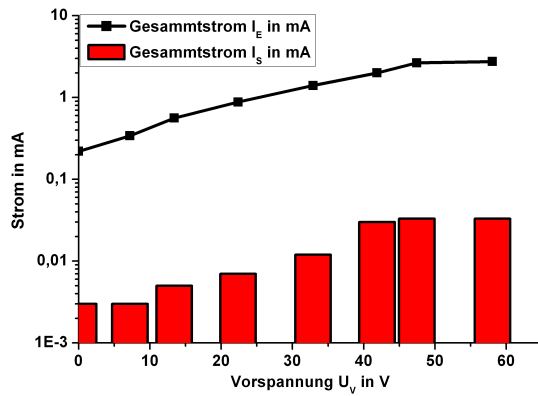
Die getesteten Elektronenkanonen erzeugen einen Elektronenstrahl, dessen Strom von mehreren Parametern abhängt. Zunächst sei in Abbildung 3.7 a und b das Verhalten des gesamten Emissionsstromes  $I_E$ , der im Strahl gemessenen Stromes  $I_S$  und der Verluststrom an der beschleunigenden Elektrode  $I_K$  und  $I_G$  für Variante 1 und 2 in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung  $U_B$  dargestellt. Die Ströme  $I_S$  wurden dabei über die Elektrode am Boden des Vakuumgefäßes gemessen. Variante 3 ließ sich ohne Spannungsdurchschläge mit einer Beschleunigungsstufe nur bis ca.  $U_B = 100V$  betreiben und emittierte für  $U_B \leq 80V$  keinen Strom. Zum Vergleich ist daher in Abbildung 3.7 c die Abhängigkeit des Emissionsstroms  $I_E$  und des Strahlstroms  $I_S$  von der Vorspannung  $U_V$  dargestellt.



(a)



(b)



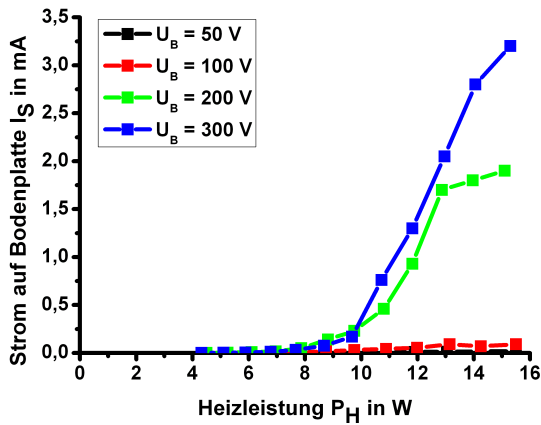
(c)

	$p$ in mbar	$P_H$ in W
a)	$(3, 1 \pm 0, 6) 10^{-5}$	$15, 0 \pm 0, 3$
b)	$(3, 1 \pm 0, 6) 10^{-3}$	$19, 0 \pm 0, 4$
c)	$(4, 6 \pm 0, 3) 10^{-6}$	$15, 2 \pm 0, 3$

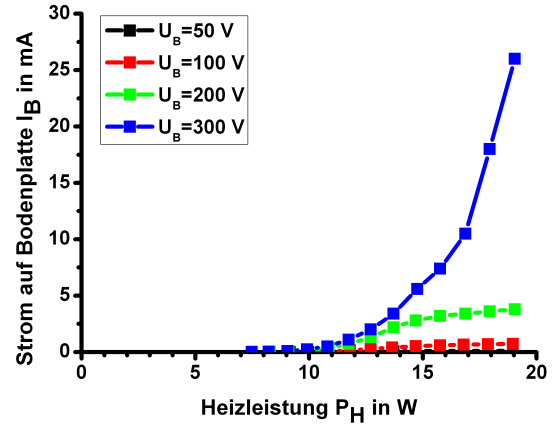
Abbildung 3.7: Emissionsstrom  $I_E$  und Anteil dessen im Elektronenstrahl  $I_S$  bei  $B = 55 \pm 6$  mT für Kanonenvariante 1 a), 2 b) und 3 c) mit  $U_B = (100 \pm 1)$  V mit einem Lochdurchmesser in den Kondensatorplatten von  $d = 2$  mm

Der erste Unterschied, der hierbei auffällt, liegt im Skalenbereich der gemessenen Strahlströme  $I_S$ . Während die Kanonen der Variante 1 und 2 einige 10 mA abgeben sind es bei Variante 3 nur einige 10  $\mu$ A. Für alle drei Varianten steigt der Emissionsstrom  $I_E$  und der Strahlstrom  $I_S$  mit ansteigender Spannung  $U_B$ , bzw  $U_V$  an, was daran liegt, dass die thermisch freigesetzten Elektronen bei höherer Spannung schneller vom Wolfram-Filament weg beschleunigt werden. Dadurch baut sich die negative Raumladungswolke der Elektronen um die Glühwendel schneller ab und blockiert die Emission weiterer Elektronen nicht mehr so stark. Dies entspricht qualitativ dem durch das Child-Langmuir-Gesetz beschriebenen Verhalten. Allerdings befand sich die Wolframglühwendel noch nicht im Sättigungsbereich, den Formel 2.57 beschreibt. Leichte Erhöhung der Heizleistung, welche auch die Temperatur des Emitters erhöht, bewirkte weiter steigende Emissionsströme. Im Unterschied zu

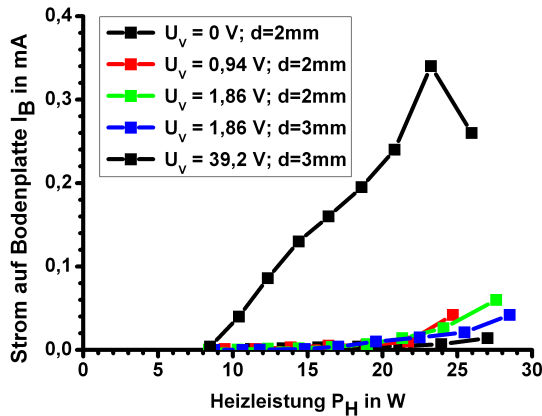
Kanonenvariante 1 gelangen bei Variante 2 aber deutlich mehr der beschleunigten Elektronen in den Strahl, was an den hohen Stromverlusten an der rückseitigen Kaptenwand in Elektronenkanone 1 liegt. Außer der Beschleunigungsspannung bedingt auch eine höhere Temperatur eine stärkere Emission von Elektronen. Der Emissionsstrom  $I_E$  sollte nach der Richardson-Gleichung 2.56 mit steigender Temperatur noch zunehmen, weshalb nun auch die Heizleistung  $P_H$  variiert wurde. Die Strahlstromkurven in Abbildung 3.8 a bis c sind für verschiedene Beschleunigungsspannungen  $U_B$  und Heizleistungen  $P_H$  aufgetragen.



(a)



(b)



(c)

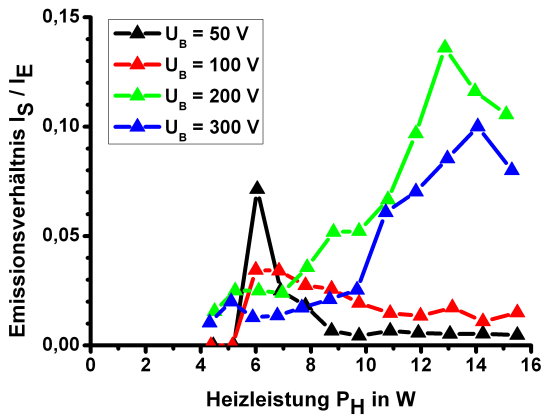
	$p$ in mbar
a)	$(3,8 \pm 1,3) \cdot 10^{-4}$
b)	$(1,13 \pm 0,04) \cdot 10^{-3}$
c)	$(3,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$

Abbildung 3.8: Strahlstrom  $I_S$  bei  $B = 55 \pm 6$  mT für Kanonenvariante a) 1 in Abhängigkeit von  $U_B$  und  $P_H$ , b) 2 in Abhängigkeit von  $U_B$  und  $P_H$  und c) 3 bei  $U_B = (100 \pm 1)$  V in Abhängigkeit von  $U_V$  und  $P_H$  mit zwei getesteten Lochdurchmessern in den Kondensatorplatten

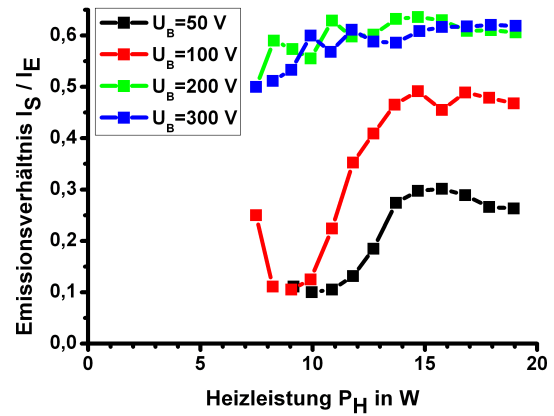
Es zeigt sich diesmal gut der erwartete Verlauf des Emittierten Stromes von beiden Faktoren. Im Bereich bis  $P_H \approx 8$  W steigen die Ströme für alle Beschleunigungs-

spannungen entsprechend der Richardson Formel an und gehen dann für  $P_H \geq 15\text{W}$  langsam in Sättigung über. Die Höhe des Sättigungsstromes  $I_{E,max}(U_B)$  folgt dabei Gleichung 2.57. Doch muss darauf hingewiesen werden, dass der Strahlstrom  $I_S$  nur den Teil von  $I_E$  ausmacht, der nicht auf die beschleunigende Anode fällt. Das Verhalten von Variante 1 und 2 bei  $U_B = 300\text{V}$  zeigt, einen weiteren Stromanstieg für höhere Heizleistungen, obwohl der Emissionsstrom  $I_E$  hier wieder in Sättigung geht. In die Elektronenkanone vom dritten Bautyp wurde zwischen den Messreihen auch eine um 50% größere Ein- und Austrittsöffnung in den Beschleunigungsbereich von  $d = 3\text{mm}$  getestet, doch hat sich der in den Strahl emittierte Strom  $I_S$  nicht stark verändert. Um die bei Kanonenvariante 1 und 2 auffälligen unterschiedlichen Verhältnisse von  $I_S$  zu  $I_E$  näher zu untersuchen, wurden in Abbildung 3.9 die Emissionsverhältnisse  $\frac{I_S}{I_E}$  für die betrachteten Heizleistung  $P_H$  und Beschleunigungs- und Vorspannungen  $U_B$  und  $U_V$  gemessen. Während die offene Kanone 1 einen Anstieg des Emissionsverhältnisses mit  $P_H$  und Sättigung ab ca.  $P_H = 15\text{W}$  auf einem hohen Niveau von bis zu  $\frac{I_S}{I_E} \approx 60\%$  zeigt, wird das Emissionsverhältnis für Variante 3 mit stärkerer Heizung immer besser. Die zweite, geschlossene Kanone 1 zeigt hingegen ein lokales Maximum des Emissionsverhältnisses, das für höhere Beschleunigungsspannungen auch bei hohen Heizleistung auftritt.

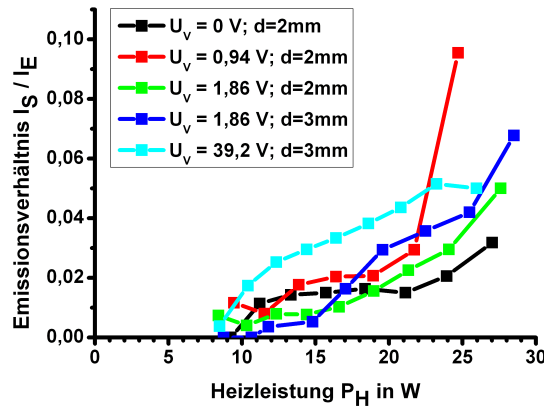




(a)



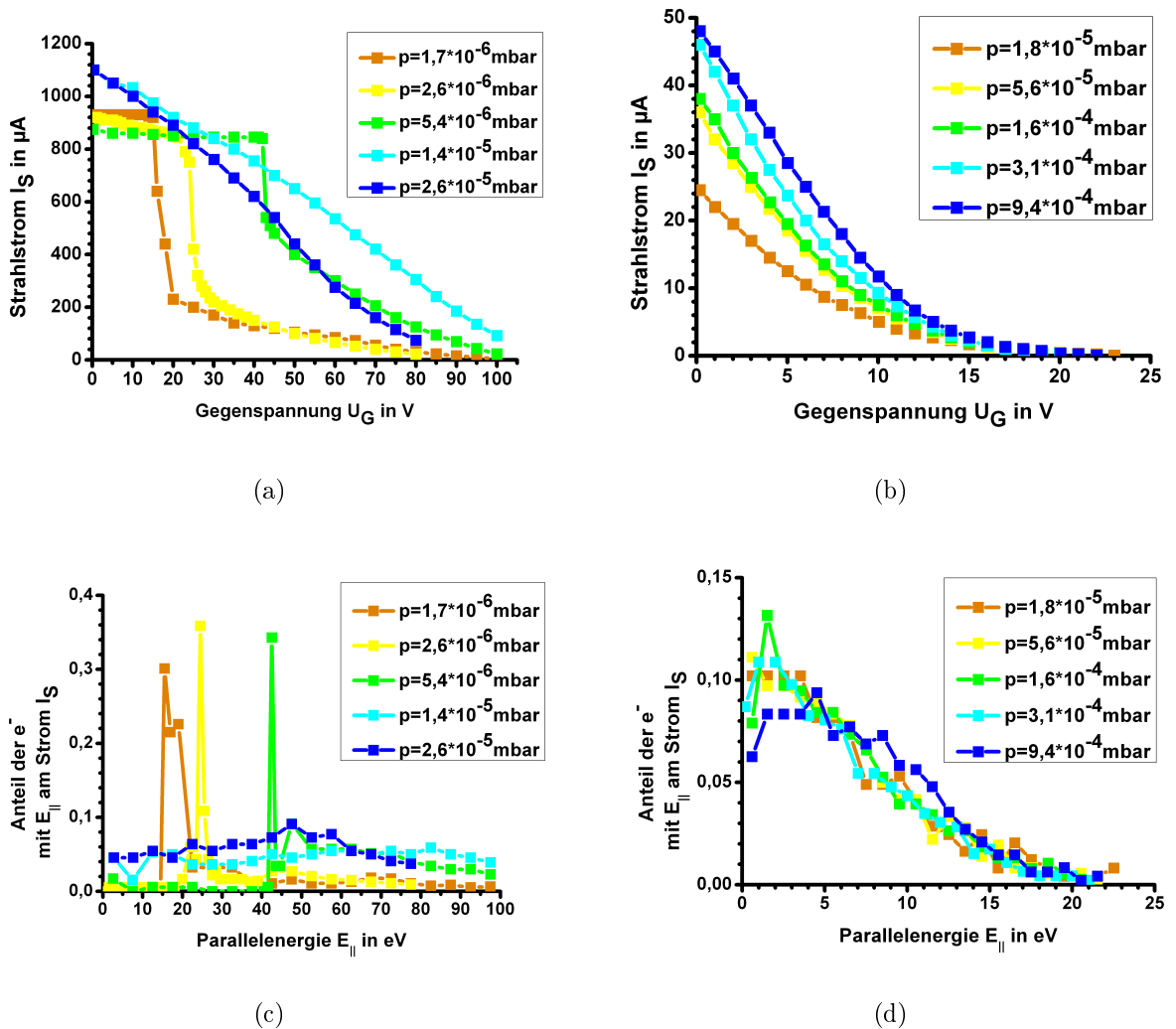
(b)



(c)

Abbildung 3.9: Emissionsverhältnis  $\frac{I_S}{I_E}$  für Elektronenkanonenvariante a) 1, b) 2 und c) 3 bei jeweils den gleichen sonstigen Parametern wie in Abbildung 3.8

Sowohl bei Variante 1 als auch bei 3 fallen die Strahlströme  $I_S$  von einigen  $\mu\text{A}$  bis wenigen mA und Emissionsverhältnisse  $\frac{I_S}{I_E}$  im Bereich bis zu 14% im Vergleich zu Variante 2 gering aus. Neben der Emission von vielen Elektronen wurde vor allem Variante 3 konstruiert, um den Elektronen einen möglichst großen Anteil an Parallelimpuls zu geben. Abbildung 3.10 zeigt daher einen Vergleich der Strahlströme  $I_S$  im Strahl bei verschiedenen Gegenspannungen am Faradaybecher und die nach Gleichung 3.5 berechnete Verteilung  $f_{E_{\parallel}}$  der Elektronen. Diese Verteilung ist stark von Änderungen des Pitch-Winkels  $\alpha$  abhängig, weswegen der Einfluss von Stößen mit dem Gas auf dem Weg von Emittor bis zum Faradaybecher mit betrachtet werden muss. Daher wurden die Messungen bei verschiedenen Gasdrücken  $p$  durchgeführt, um den Einfluss der Streuungen an Gasatomen und -ionen qualitativ einschätzen zu können. Aufgrund experimenteller Schwierigkeiten bei der Reproduzierbarkeit von Gasdrücken durch einen gewählten Gaseinlass sind die Druckbereiche nur teilweise vergleichbar und wurden in den Abbildungen 3.10 gegenüber gestellt.



	$U_B$ in V	$P_H$ in W	$B$ in mT
a)	$100 \pm 1$	$10,3 \pm 0,3$	$55 \pm 6$
b)	$100 \pm 1$	$10,3 \pm 0,3$	$55 \pm 6$

Abbildung 3.10: Strahlstrom  $I_S$  und die daraus berechnete Verteilung der Elektronen bezüglich ihrer Energie in der Bewegung parallel zum  $\vec{B}$ -Feld  $f_{E_{||}}$  in Abhängigkeit von Gegenspannung  $U_G$  und Gasdruck  $p$  für Variante 1 in (a,c) und Variante 3 mit  $U_V = (39,2 \pm 0,5)$  V in (b,d)

Im Gegensatz zu den Experimenten, die in Abbildung 3.8 dargestellt sind, wurde im Aufbau der Elektronenkanone vom Typ 3 ein anderes Wolframfilament genutzt, das weniger Strom emittiert wie man an den maximalen Strömen in Abbildung 3.10 b und d im Vergleich zu Abbildung 3.8 c sieht. Für beide Varianten wurde  $U_B(100 \pm 1)$  V gewählt, so dass die emittierten Elektronen jeweils die gleiche Anfangsenergie  $E_0$  haben. Nach einer Flugstrecke von  $s = 135$ mm durch das Gas (siehe Abbildung 3.1) kommen bei Elektronenkanonen-Variante 1 Elektronen mit maximal  $70\text{eV} \leq E_{||} \leq 100\text{eV}$  an. Variante 3 erzeugt jedoch nur Elektronen, die bei einem Druck von  $p = 6 \cdot 10^{-6}$  mbar gerade noch  $E_{||} \leq 45\text{eV}$  besitzen. Steigt der Druck

um den Faktor 3 an, treten nur noch Elektronen mit  $E_{\parallel} \leq 20\text{eV}$  auf. Nimmt man an, dass die auf der Strecke durch unelastische Stöße verlorene Energie vernachlässigt werden kann, entsprechen diese Energieanteile  $E_{\parallel}$  nach Gleichung 2.19 einem Pitch-Winkel von

$$\alpha(E_{\parallel}) = \arccos\left(\frac{v_{\parallel}}{v}\right) = \arccos\left(\sqrt{\frac{E_{\parallel}}{E_0}}\right). \quad (3.7)$$

Dieser Rückgang der Elektronen mit dem höchsten Anteil an Parallelenergie, also dem kleinsten Winkel  $\alpha$  ist bei Variante 1 in diesem Druckbereich im Vergleich nicht so stark. Das liegt daran, dass diese mit einem geringeren Pitch-Winkel  $\alpha(E_{\parallel} = 80\text{eV}) \approx 26$  gegenüber  $\alpha(E_{\parallel} = 40\text{eV}) \approx 51$  auf dem Weg bis zum Faradaybecher eine kürzere Strecke auf ihrer Schraubenbahn zurück gelegt haben ( $s(E_{\parallel} = 80\text{eV}) \approx 150\text{mm}$  gegenüber  $s(E_{\parallel} = 40\text{eV}) \approx 215\text{mm}$ ). Dadurch treten bei Druckerhöhung von  $p = 6 \cdot 10^{-6}\text{mbar}$  zu  $p = 1,8 \cdot 10^{-5}\text{mbar}$  bei Variante 3 mehr Stöße auf, die den Anteil der Parallelenergie  $E_{\parallel}$  weiter verringern. Die Elektronenkanone der Variante 3 scheint den Elektronen im Strahl also nicht den erwarteten höheren Anteil an Parallelenergie  $E_{\parallel}$  zu geben, sondern im Gegenteil Elektronen auszusenden, deren Bewegung von vorn herein mit einem größerem Pitch-Winkel beginnt. Dabei liegt das Maximum der Verteilung bei sehr kleinen Energien  $E_{\parallel}$  von wenigen eV und nimmt für größere Energien schnell ab. Bei Drücken  $p \geq 1,8 \cdot 10^{-5}\text{mbar}$  verändert sich diese Form der Verteilung  $f_{E_{\parallel}}$  kaum noch, was darauf hindeutet, dass es sich um eine Gleichgewichtsverteilung handelt, auf die eine größere Anzahl von Wechselwirkungen keinen Einfluss mehr hat. Die von der Kanonenvariante 1 emittierten Elektronen zeigen neben ein höheren Anteil  $E_{\parallel}$  auch eine Verteilung die für geringe Drücke  $p \leq 5,4 \cdot 10^{-6}\text{mbar}$  um ein Maximum bei einer mittleren Energie  $\bar{E}_{\parallel}$  verteilt sind. Es gibt also eine durch das Kanonendesign bevorzugte Energie  $\bar{E}_{\parallel}$ , die den Elektronen gegeben wird und um die sich die Verteilung durch immer mehr Stöße mit dem Gas bei höheren Drücken verbreitert, wie man am Übergang vom Druckbereich  $10^{-6}\text{mbar}$  zu  $10^{-5}\text{mbar}$  erkennt. Diesem Parallelenergieanteil kann damit ein bevorzugter Pitchwinkel  $\bar{\alpha}$  nach Gleichung 3.7 zugeordnet werden, der für die drei deutlichsten Maxima im gemessenen Druckbereich in Tabelle zusammengefasst ist.

$p$ in mbar	$\bar{E}_{\parallel}$ in eV	$\bar{\alpha}$ in °
$1,7 \cdot 10^{-6}$	$15,5 \pm 1,0$	$66,8 \pm 0,8$
$2,6 \cdot 10^{-6}$	$24,5 \pm 1,0$	$60,3 \pm 0,7$
$5,4 \cdot 10^{-6}$	$42,5 \pm 1,0$	$46,4 \pm 0,6$

Tabelle 3.1: häufigster Anteil an Parallelenergie bzw. häufigster Pitchwinkel der im Strahl gemessenen Elektronen aus Kanonenvariante 1 bei verschiedenem Druck; Werte nach Gleichung 3.7 und Fehler aus Fehlerfortpflanzung der Peakbreiten

Was jedoch nicht erklärt wird, ist dass sich die Position dieses Maximums mit steigendem Druck bis  $p = 5,4 \cdot 10^{-6}\text{mbar}$  von  $\bar{E}_{\parallel} \approx 15\text{eV}$  auf  $\bar{E}_{\parallel} \approx 40\text{eV}$  zu höheren Energien verschiebt. Eine größere Anzahl an Wechselwirkung scheint hier den mittleren Anteil an Parallelenergie der Elektronen zu erhöhen.

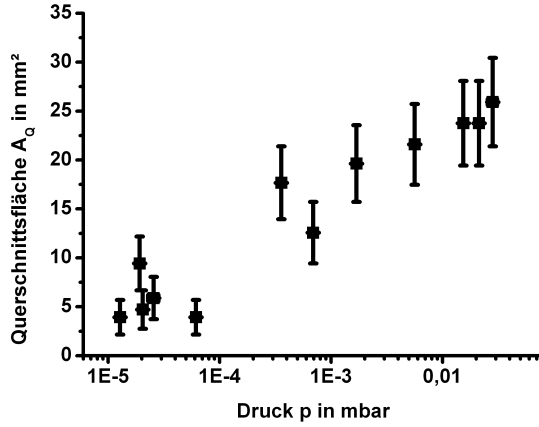


Abbildung 3.11: Querschnittsfläche  $A_Q$  in Abhängigkeit vom Gasdruck  $p$  für Variante 1 bei  $U_B = (40 \pm 1) \text{ V}$ ,  $P_H = (10,1 \pm 0,2) \text{ W}$  und  $B = (22,0 \pm 0,6) \text{ mT}$

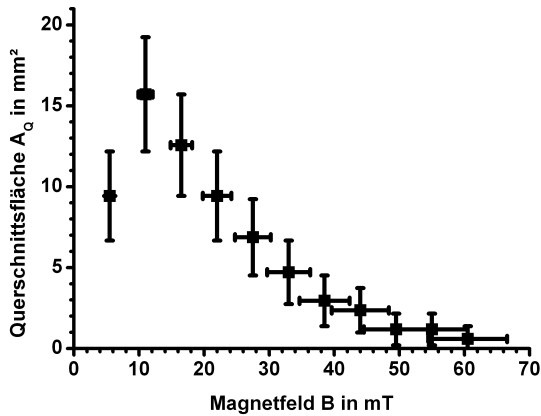
Neben dem Emissionsstrom und der Energieverteilung sind auch die Ausdehnungen des Strahls für die Genauigkeit der Diagnostik von Interesse. In erster Näherung legt die Querschnittsfläche des emissiven Filamentes diesen Querschnitt fest, doch wirken enge Öffnungen durch die der Strahl aus der Kanone in Variante 1 und 3 kommt als Blenden. Die Querschnittsflächenmessung soll vor allem einen Vergleich der Kanonen darstellen, doch zeigt Abbildung 3.11 a auch die Abhängigkeit von  $A_Q$  vom Druck  $p$  beispielhaft für Kanonenvariante 1. Bei höherem Gasdruck steigt hier die Anzahl an Stößen der Elektronen mit Gasatomen und -Ionen und der Strahl weitet sich durch diffuse Streuung langsam auf. Diese starke Abhängigkeit von  $A_Q$  vom Druck führt dazu, dass die drei Varianten der Elektronenkanone bei einem vergleichbarem Druck im Bereich von  $p = 10^{-4} \text{ mbar}$  gemessen wurden. Es zeigt sich, dass die Kanonen selbst schon den Elektronenstrahl unterschiedlich gut bündeln (Tabelle 3.2).

Elektronenkanone	bei Gasdruck $p$	Querschnittsfläche $A_Q$
Variante 1	$(3,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$	$(18 \pm 4) \text{ mm}^2$
Variante 2	$(1,28 \pm 0,04) \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$	$(106 \pm 4) \text{ mm}^2$
Variante 3	$(2,00 \pm 0,04) \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$	$(38 \pm 4) \text{ mm}^2$

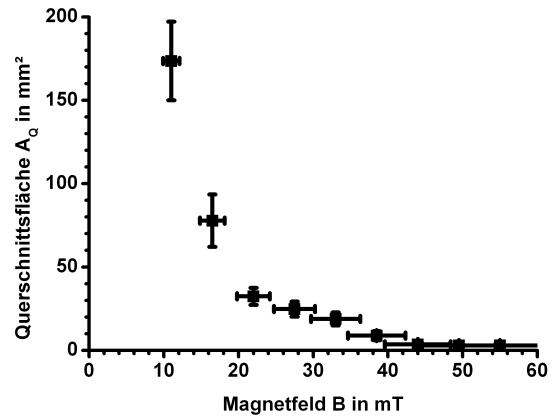
Tabelle 3.2: Vergleich der Strahlquerschnittsflächen für die drei getesteten Elektronenkanonenvarianten bei  $U_B = (40 \pm 1) \text{ V}$ ,  $P_H = (10,1 \pm 0,2) \text{ W}$  und  $B = (22,0 \pm 0,6) \text{ mT}$

Die offene Kanone vom Typ 2 begrenzt den emittierten Strahl am wenigsten und weist daher den größten Querschnitt auf. Obwohl die Öffnungen in der Kappe um das Wolframfilament bei Variante 1 und die der Ein- und Austrittsöffnungen bei Variante 3 jeweils mit  $d = 3 \text{ mm}$  gleich waren, emittiert Variante 1 einen deutlich engeren Strahl. Als zweiter Parameter wurde der Einfluss unterschiedlicher Magnetfeldstärken  $B$  auf den Strahlquerschnitt untersucht. Abbildung 3.12 zeigt die entsprechenden Messkurven. Bei allen 3 Varianten bewirkt hierbei ein schwächeres Ma-

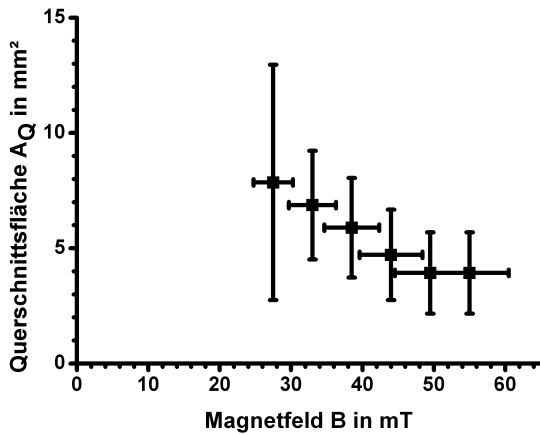
gnettefeld einen größeren Gyroradius und damit eine stärkere mittlere Verschiebung der Schwerpunktsbahn bei einer Streuung. Bei Variante 3 zeigte sich zudem, dass ein Magnetfeldstärke von weniger als  $B = 28\text{mT}$  den Strahl so diffus werden lässt, dass er nicht mehr klar umgrenzt vermessen werden konnte. Dies hängt vor allem auch damit zusammen, dass die Leuchtkraft des fluoreszierenden Materials auch von der Stromdichte der Elektronen abhängt, die es zum Leuchten anregen und wie in Abbildung 3.8 c zu sehen liefert die Kanonenvariante 3 auch bei  $U_V = (39,2 \pm 0,5)\text{V}$  nur einen Strom im  $100\mu\text{A}$ -Bereich, deutlich weniger als Variante 1 oder 2.



(a)



(b)



(c)

	$p$ in $10^{-6}\text{mbar}$	$P_H$ in W	$U_B$ in V
a)	$9,9 \pm 0,3$	$6,3 \pm 0,2$	$40 \pm 1$
b)	$26 \pm 3$	$6,0 \pm 0,2$	$200 \pm 1$
c)	$11,2 \pm 0,7$	$6,7 \pm 0,2$	$100 \pm 1$

Abbildung 3.12: Querschnittsfläche  $A_Q$  in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke  $B$  für a) Variante 1, b) Variante 2 und c) Variante 3 bei  $U_V = (39,2 \pm 0,5)\text{V}$

Als Ergebnis zeigt Tabelle 3.3 ein Rangfolge der Kanonenvarianten in Hinblick auf die Optimierungsziele hohe Emissivität von Elektronen mit geringem Senkrechtempuls bei geringem Strahldurchmesser. Variante 1 scheint hierbei wegen dem geringen Strahlquerschnitt und dem hohen Anteil an  $E_{||}$  am geeignetsten und steht

hinter Variante 2 nur im Hinblick auf den Strahlstrom zurück. Bei Variante 3, die speziell für eine Emission von Elektronen mit hoher Parallelenergie  $E_{\parallel}$  konzipiert wurde, konnten in diesem Punkt, aber auch was den emittierten Strahlstrom  $I_S$  angeht, nicht überzeugen. Ob das an prinzipiellen Nachteilen der Elektrodenanordnung oder an Problemen im Aufbau dieser im Vergleich komplexeren Elektronenkanone liegt, könnten weitergehende Untersuchungen zeigen.

	Rangfolge der Eignung		
hoher Strahlstrom $I_S$	2	1	3
geringer Strahlquerschnitt $A_Q$	1	3	2
$e^-$ mit hohem Energieanteil $E_{\parallel}$	1	3	

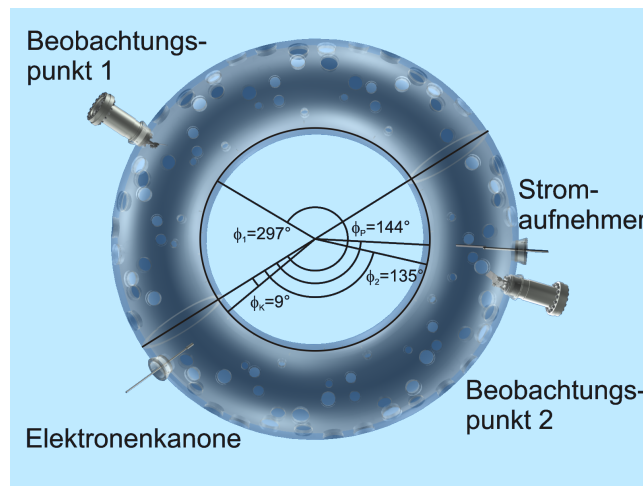
Tabelle 3.3: qualitative Rangfolge der Elektronenkanonenvarianten 1 bis 3 im Hinblick auf die in Kapitel 2.2 gestellten Optimierungsziele

## 3.2 Elektronenstrahluntersuchungen an WEGA

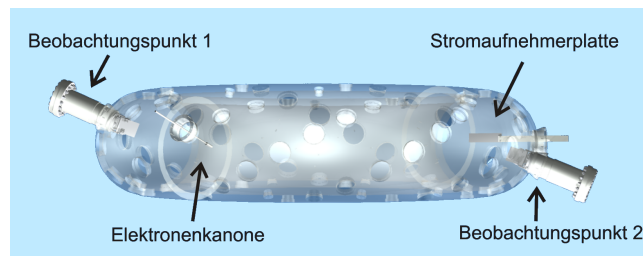
Nachdem eine geeignete Elektronenkanone bestimmt wurde, sollen nun die Einflüsse weiterer Experimentparameter auf den Elektronenstrahl bzw. die Leuchtspur untersucht werden. Zum Einen wird betrachtet, wie sich der Strom im Strahl bei unterschiedlich langen Laufwegen  $s$  verhält oder wie sich verschiedene Gasarten bei variablem Druck  $p$  auswirken. Zum Anderen wird im Sinne der Optimierungsziele (Kapitel 2.2) der Einfluss von Druck  $p$  und Beschleunigungsspannung  $U_B$  auf den maximalen Laufweg  $s_{max}$  der Leuchtspur betrachtet. Da die kleine Ausdehnung des Elektronenkanonenteststands aus Kapitel 3.1 die Erzeugung langer Leuchtspuren erschwert, fanden diese Experimente nun am Stellarator WEGA statt.

### 3.2.1 Experimenteller Aufbau

Als experimenteller Aufbau wurde eine Elektronenkanone, eine Metallplatte zum Auffangen und Messen des Stroms im Elektronenstrahl und ein optisches System zur Beobachtung der Leuchtspur am Stellarator WEGA installiert, wie Abbildung 3.13 zeigt. Die Winkel  $\phi$  und  $\theta$  beziehen sich dabei auf das Koordinatensystem des Stellarators, wie in Abbildung 2.4 eingeführt.



(a)



(b)

Abbildung 3.13: Übersicht der im Folgenden genutzten Einbauten an der WEGA: a) Draufsicht, b) Seitenansicht

Eine genauere Übersicht über den Aufbau der Elektronenkanone, nebst dem sie bewegendem Manipulator, liefert Abbildung 3.14 a. Unter dem durch den Zugangsport definierten Winkel von  $\theta = 22,5^\circ$  kann der Manipulator die Elektronenkanone bis zu 22,5 cm radial in das Plasmagefäß hinein fahren. Für mehr Bewegungsspielraum sorgt ein Gelenk im Abstand von  $l_P \approx 17\text{cm}$  von der Strahlaustrittsöffnung, welches zusätzlich ein Abkippen um den Winkel  $\epsilon$  ermöglicht. Der Kanonenkopf ist wie die in Abbildung 3.4 gezeigte Variante 1 aufgebaut. Es führen zwei Kabel zu ihm, die zum Anschluss der Heizung des Wolframfilaments dienen. Das beschleunigende Potential liegt dann zwischen dem Filament und der, mit dem geerdeten Plasmagefäß verbundenen Metallkappe an. Der Emissionsstrom  $I_E$  wird über einen Messwiderstand  $R_1 = 200\Omega$  geleitet und die dort abfallende Spannung differentiell verstärkt. Die Verstärkerschaltung Abbildung 3.14 b zeigt, wie ein hochohmiger Spannungsteiler genutzt wird, um die Gleichtaktspannung am Verstärkereingang zunächst herab zu setzen. Die in Bezug auf Masse anliegende Beschleunigungsspannung von bis zu  $U_B \sim 300\text{V}$  würde sonst den Differenzverstärker und nachfolgende Auswertungs-elektronik (wie z.B. Analog-Digital-Wandler) beschädigen. Am Verstärkerausgang liegt ein zum Stromfluss  $I_E$  proportionales Signal  $S_1$  an.

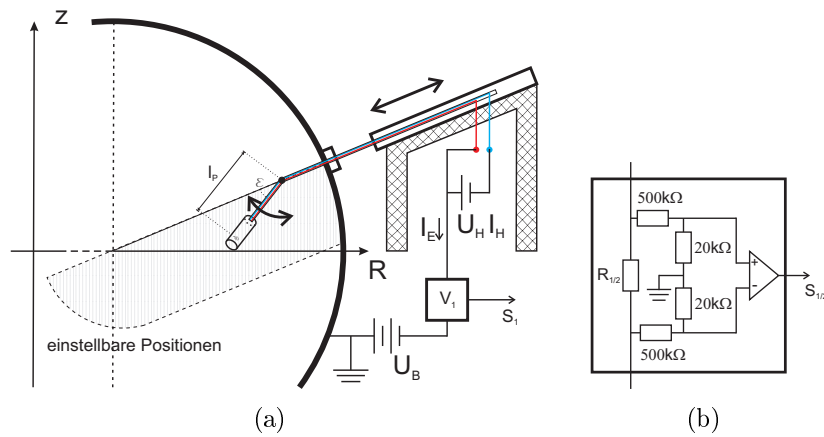


Abbildung 3.14: a) Aufbau des Manipulators zur Bewegung der Elektronenkanone mit Steuerelektronik, b) Schaltung des Verstärkers  $V_1$  im Detail

An einen zweiten Manipulator an einem A-Port ( $\theta = 0^\circ$ ) wurde eine Edelstahlplatte in den Torus gefahren werden, über die ein auftreffender Strom Richtung Masse abfließen kann (siehe Abbildung 3.15 a). Der Strom auf die Platte  $I_P$  wird analog zum Emissionsstrom  $I_E$  gemessen und als Signal  $S_2$  aufgezeichnet, jedoch mit einem kleineren Messwiderstand  $R_2 = 20\Omega$ . Die Platte lässt sich in radialer Richtung in der Horizontalebene verschieben. Sie wurde nun mit der Elektronenkanone entsprechend Abbildung 3.15 b so platziert, dass die Trajektorie des Strahls bei reinem Toroidalfeld oberhalb der Platte verläuft. Durch die Rotationstransformation  $t$  (siehe Gleichung 2.18) kommt jeder weitere Umlauf, dargestellt durch die roten Durchstoßpunkte im toroidalen Querschnitt bei  $\phi = 144^\circ$ , um einen Winkel  $\Delta\theta$  versetzt an. Je höher  $t$  wird, desto mehr fächern die Umläufe auf der Flussfläche auf und nach umso weniger Umläufen trifft der Strahl dann von unten her kommend auf die Platte (vergleiche Abbildung 3.15 b). Über  $t$  bzw. das Verhältnis von Toroidal- zu Poloidalfeld  $\frac{B_{tor}}{B_{pol}}$ , lässt sich damit die Anzahl der Umläufe bzw. der Laufweg  $s$  der



Elektronen im Strahl steuern. Mittels einer an WEGA vormontierten Videokamera, die diesen Bereich im Torus einsieht, kann verfolgt werden, wann welcher Umlauf die Platte trifft.

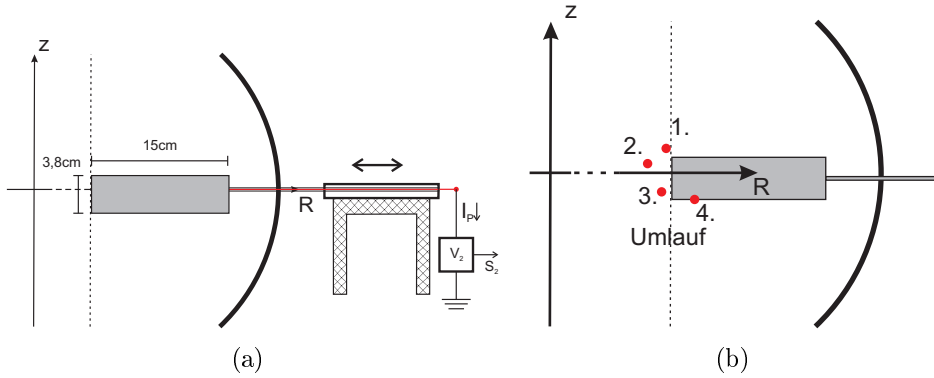


Abbildung 3.15: a) Aufbau des Stromaufnehmers (Edelstahlplatte), der über einen Manipulator radial beweglich ist, Verstärker  $V_2$  ist analog zu  $V_1$  in Abbildung 3.14 aufgebaut, b) toroidaler Querschnitt bei der Platte ( $\phi = 144^\circ$ ) mit durch W7-Code berechnete Durchstoßpunkte für  $\tau \approx \frac{1}{5}$

Für die Bestimmung der Anzahl sichtbarer Umläufe  $n_{Umlauf}$  wurde jedoch ein weiteres optische System installiert. Der maximale Laufweg  $s_{max}$  lässt sich dann mit dem großen Radius  $R_0$  des Torus durch Beobachtung an einer toroidalen Position  $\phi_{Kamera}$  aus

$$s_{max} \approx R_0 \cdot \left( \phi_{Kamera} - \phi_{Kanone} + \left( n - \frac{1}{2} \right) \cdot 2\pi \right) \pm R_0\pi \quad (3.8)$$

berechnen. Diese Gleichung setzt sich zusammen aus dem direkten Abstand entlang der Torusseele von Kanone zur Beobachtungsebene der Kamera  $R_0 \cdot (\phi_{Kamera} - \phi_{Kanone})$  und der Anzahl von weiteren Torusumfängen, die pro gesehenen Umlauf hinzukommen können  $n \cdot 2\pi R_0$ . Als Fehler kann wegen des nicht einsehbaren Verlaufs im restlichen Torus ein halber Torusumfang angenommen werden (statt  $n \cdot 2\pi R_0$  also  $((n - \frac{1}{2}) \cdot 2\pi \pm \pi) \cdot R_0$ ). Um einen möglichst großen Sichtbereich auf die Strahlumläufe zu erhalten, wurde ein spezieller Tauchflansch gebaut, mit dessen Hilfe ein Fenster nahe der Innenwand des Plasmagefäßes gebracht werden konnte. Ein vor dem Fenster montierter Spiegel ermöglichte eine Blickrichtung tangential zum Torus. Eine ausführliche Beschreibung des Tauchflansches findet sich in Anhang G. Abbildung 3.16 zeigt den theoretischen Sichtbereich, den ein in den Tauchflansch eingebautes Kamerasystem hatte. Dieses bestand aus einer CCD-Kamera (HX916 von Starlight Express<sup>®</sup>) und einem Objektiv (CINEGON<sup>®</sup> 1.4/12, Brennweite  $f = 12\text{mm}$  von Schneider-Kreuznach), welche so ausgewählt wurden, dass sich nach den Formeln in Kapitel 2.5.1 ein großer schärfentiefer Bereich im Plasmagefäß ergibt (schraffierter Bereich in Abbildung 3.16).

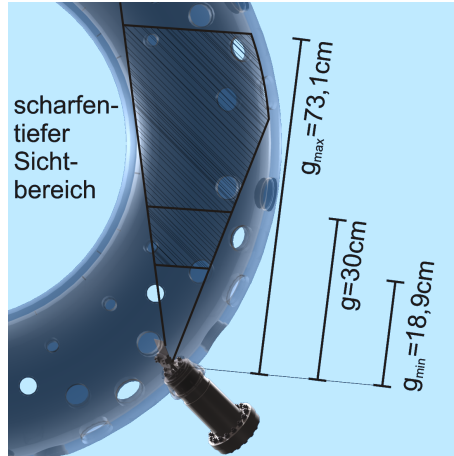


Abbildung 3.16: Sichtbereich im Inneren des Plasmagefäßes von einer Kamera in einen Tauchflansch mit Umlenkspiegel zur Beobachtung tangential zum Magnetfeldlinienverlauf

### 3.2.2 Strommessungen am Elektronenstrahl

Für die Experimente zur Strommessung zeigt Abbildung 3.17 eine Übersicht der von außen vorgegebenen Parameter (Gaseinlass  $J_{Gas}$ , Strom durch die toroidalen und helikalen Magnetfeldspulen  $I_T$  und  $I_H$ ) und gemessener Größen (Gasdruck  $p$ , Emissionsstrom  $I_E$ , Plattenstrom  $I_P$ ). Zusätzlich zeigt der Graph rechts unten die Zeitspur der Rotationstransformation  $t$  berechnet über die toroidalen und poloidalen Magnetfeldkomponenten aus  $I_T$  und  $I_H$ .

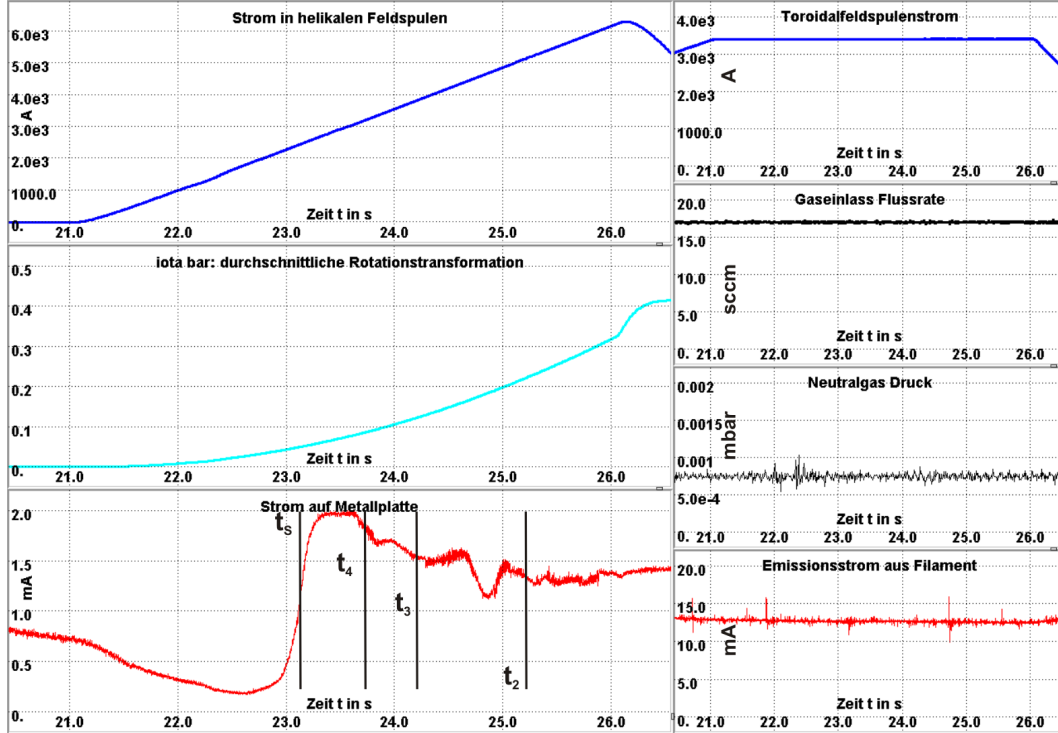


Abbildung 3.17: Übersicht der Experimentparameter bei der Strommessung an der WEGA: l.o. Emissionsstrom  $I_E$  in mA, l.u. Plattenstrom  $I_P$  in mA, m.o. Neutralgasdruck  $p$  in mbar, m.u. Gaseinlass  $J_{GAS}$  in sccm, r.o. Toroidalfeldspulenstrom  $I_T$  in A, r.m. Strom in helikalen Feldspulen  $I_H$  in A, r.u. Rotationstransformation  $t$

Über die Beobachtung der Platte mit der Video-Kamera während der Strommessung konnten die Zeitpunkte des Auftreffens eines bestimmten Umlaufs auf die Platte bestimmt werden. Die Aufnahmen in Abbildung 3.18 wurden aus den Videoaufzeichnungen extrahiert und gehören zu den entsprechenden Auftreffzeiten  $t_4$ ,  $t_3$  und  $t_2$ . In den ersten 21s des Experiments stabilisiert sich der Neutralgasdruck  $p$  und der Emissionsstrom  $I_E$  auf einen Gleichgewichtswert. Der Strom in den Toroidalfeldspulen wird auf den konstanten Sollwert hochgefahren und erst dann bei  $t = 21s$  wird eine 5s Stromrampe an der helikalen Feldspulen begonnen. Der Elektronenstrahl verlässt die Kanone dabei erst, wenn das ansteigende Toroidalfeld den Strahl fokussiert und durch das Loch in der Metallkappe leitet. Im reinen Toroidalfeld werden die Elektronen durch die in Gleichung 2.17 beschriebene Drift nach unten abgelenkt. Sie treffen dann auf die Metallplatte und lösen ein erstes Stromsignal aus. Da die Driftgeschwindigkeit jedoch  $v_D \sim \frac{1}{B^2}$  ist, wird der Versatz nach unten pro Umlauf immer geringer, bis die Elektronen nach einem Umlauf von hinten auf die Metallkappe der Elektronenkanone treffen (Durchmesser  $d_{Kappe} \approx 15mm$ ). Zu sehen ist dies im Stromabfall im Diagramm 3.17 links unten. Erst wenn eine minimale Rotationstransformation mit einsetzendem Poloidalfeld erreicht wird, kommt der Strahl am Kanonenkopf seitlich vorbei und trifft nach vielen, im Videobild gut sichtbaren Umläufen (siehe Abbildung 3.18 b) auf die Platte. Im Stromsignal  $I_P$  ergibt sich dann ein steiler Anstieg, bei  $t_S \approx 23,13s$ . Je weiter die Rotationstransformation nun ansteigt, desto weniger Umläufe braucht der Strahl, bis er auf die

Platte trifft (Abbildung 3.18 c-d). Das gemessene Signal von  $I_P$  wird dabei immer kleiner und zeigt ab  $t_4 \approx 23,65\text{s}$  einen stufenförmigen Verlauf. Die Übergänge von einer Stufe zur anderen entsprechen dabei genau den Zeitpunkten des Auftreffens eines neuen, früheren Umlaufs aus den Videoaufnahmen, dargestellt durch die roten Linien bei diesen Zeitpunkten. Der erhöhte Strom bei längeren Laufwegen lässt sich als zusätzlich generierter Strom durch die Ionisierung des Hintergrundgases entlang der Leuchtspur erklären. Der Elektronenstrahl stellt in gewisser Weise einen langen dünnen Plasmaschlauch dar. Beim Auftreffen auf die Metallplatte können nun Elektronen, die wegen der kleineren Masse eine größere Beweglichkeit haben, schneller abfließen, als die Ionen. Damit lädt sich das Plasma positiv auf, bis sich im Gleichgewicht ein Plasmapotential einstellt, welches diese Ionen- und Elektronenströme auf die Platte ausgleicht.

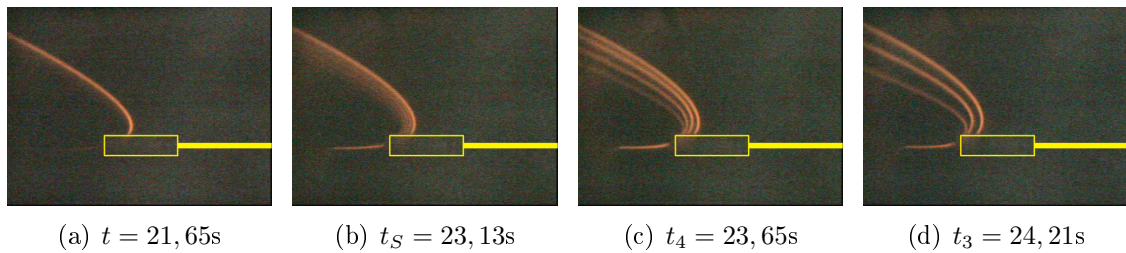


Abbildung 3.18: Bilder der Stromaufnehmerplatte (gelb nachgezeichnet) und Leuchtspur in Argon in der WEGA zu verschiedenen Zeitpunkten: a) Leuchtspur läuft über Platte vorbei, b) viele Umläufe versetzt auf einer Flussfläche, c) 4. Umlauf trifft Platte, d) 3. Umlauf trifft Platte

In den Abbildungen 3.19 a bis c sind die über das Zeitintervall des Auftreffens gemittelten Ströme  $I_P$  für den 2., 3. und 4. Umlauf bei verschiedenen Arbeitsgasen im Abhängigkeit vom Druck dargestellt. Der größer werdende Abstand der Ströme  $I_p$  beim 2., 3. und 4. Umlauf im Bereich höheren Druckes ist ein weiteres Indiz für die Erzeugung zusätzlicher freier Ladungsträger durch Ionisationen, die, wie in Kapitel 2.3 erläutert, mit  $p$  zunehmen. Im Bereich kleineren Drucks, wo die Leuchtspur auch kaum noch sichtbar ist, wird der Unterschied des Stromes nach verschieden vielen Umläufen geringer.

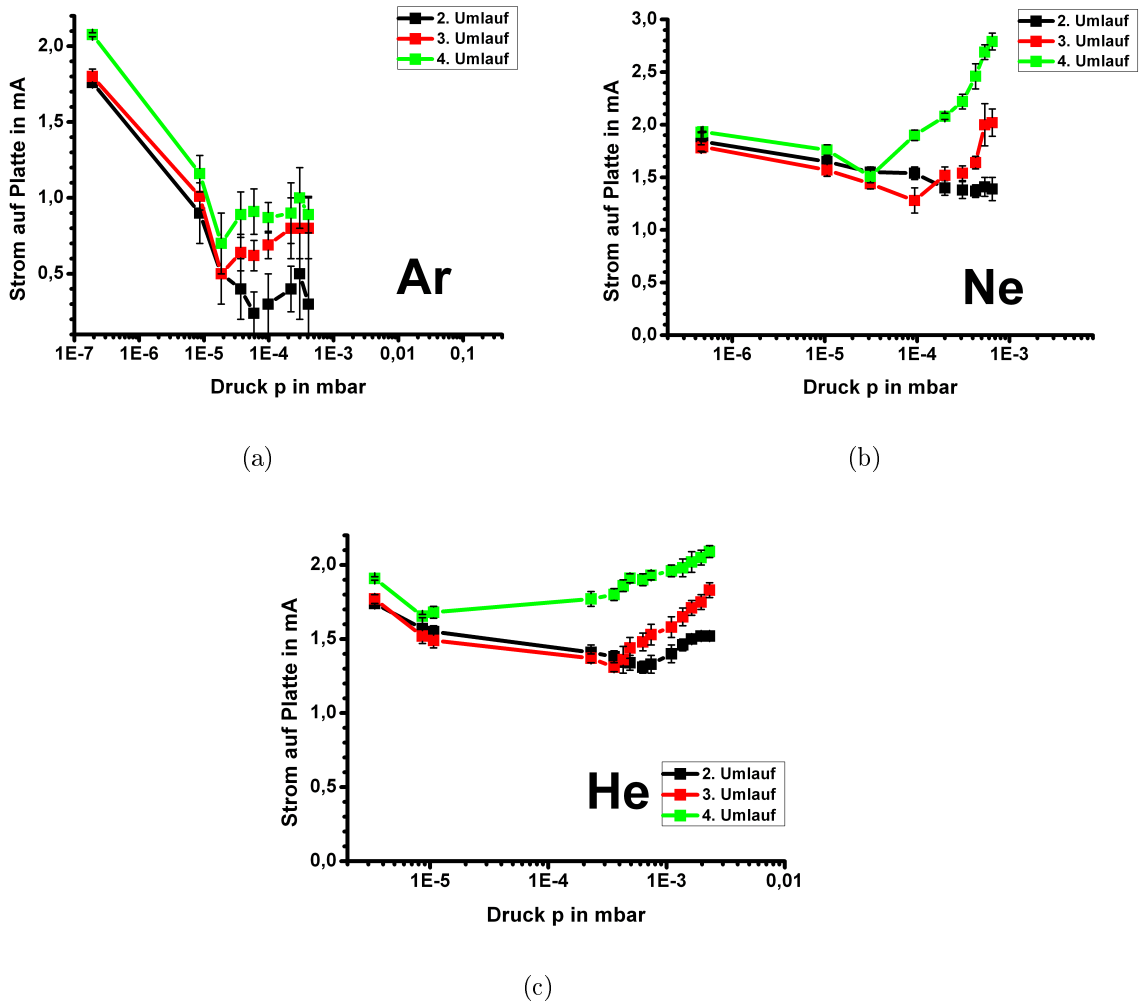


Abbildung 3.19: Strom des 2., 3. und 4. Umlaufs des Elektronenstrahls in a) Argon, b) Neon und c) Helium

Die Absolutwerte des Stromes  $I_P$  sind für unterschiedliche Drücke leider nicht eindeutig vergleichbar, da das Wolframfilament in zwei Experimenten Emissionsströme von  $I_{E,1}$  und  $I_{E,2}$  aufwies, die sich um bis zu  $O(|I_{E,1} - I_{E,2}|) = 2\text{mA}$  unterschieden. In der Annahme, dass sich das Emissionsverhältnis der Elektronenkanone nicht stark ändert, also

$$\frac{I_{P,2}}{I_{E,2}}(p_2) \approx \frac{I'_{P,2}}{I'_{E,2}}(p_1), \quad (3.9)$$

kann der vermutliche Plattenstrom  $I'_{P,2}$  bei einer Emission am Filament von  $I'_{E,2} = I_{E,1}$  durch das Verhältnis der Emissionsströme angepasst werden

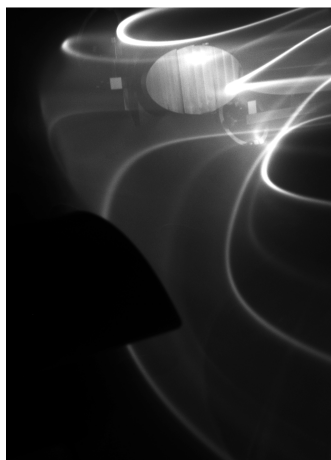
$$I'_{P,2} \approx \frac{I_{E,1}}{I_{E,2}} \cdot I_{P,2}. \quad (3.10)$$

Die in Abbildung 3.19 dargestellten Plattenströme  $I_P$  wurden auf diese Weise für jedes Gas auf jeweils einen Emissionsstrom  $I_E$  normiert. Im Vergleich der drei

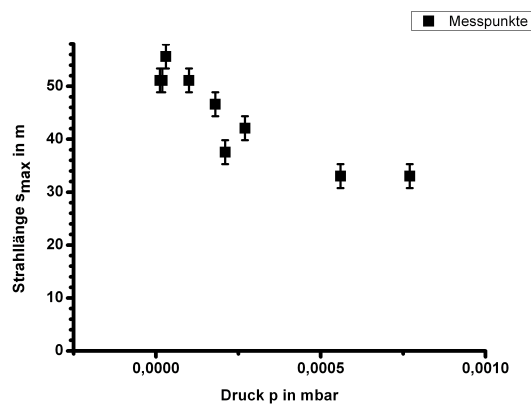
Gasarten Argon, Neon und Helium fällt jedoch auf, dass ein prinzipiell erwarteter Anstieg des zusätzlichen Stromes bei höherem Druck nur in Neon und Helium beobachtbar ist. Es ist möglich, dass für Argon mit seiner größeren Atommasse die Streuung der Elektronen einen größeren Verlust aus dem Strahl bedingt. Doch ist dies wegen der zuvor getroffenen Annahmen bei der Normierung und der relativ großen Fehlerbalken aufgrund des bei Argon stark verrauschten Signals nicht eindeutig auswertbar.

### 3.2.3 Leuchtpurbeobachtung in WEGA

Im Hinblick auf die Anwendung von Elektronenstrahl und Leuchtpur für die Magnetfeldlinienvisualisierung soll noch auf die Länge der beobachtbaren Leuchtpur eingegangen werden. Der Begriff "beobachtbar" ist in diesem Zusammenhang so zu verstehen, dass sich die Spur mit einem ausreichenden Helligkeitskontrast auf den Bildern eindeutig vom Hintergrund unterscheiden lässt. Abbildung 3.20 a zeigt eine Aufnahme mit dem zuvor beschriebenen optischen System vom Beobachtungspunkt 1 (siehe Abbildung 3.13 a). Zu erkennen ist die Leuchtpur, die im zentralen Bildbereich über den Spiegel sichtbar ist. Im Hintergrund sind andere Einbauten, wie z.B. des Mikrowellenheizsystems zu erkennen. Per Bildbearbeitungssoftware wurde der Kontrast herausgearbeitet. Die aus der gezählten Anzahl von Umläufen resultierende Strahllänge ist in Abbildung 3.20 für unterschiedlichen Gasdruck aufgetragen.



(a)



(b)

Abbildung 3.20: Leuchtpurbeobachtungen bei verschiedenen Drücken  $p$ : a) Beispielaufnahme bei  $p = 2,7 \cdot 10^{-4}$  mbar und  $U_B = 350$  V, b) Länge der sichtbaren Leuchtpur  $s_{max}$  in Abhängigkeit des Drucks  $p$

Der qualitative Einfluss des Gasdruckes  $p$  auf den Energieverlust und damit die maximal sichtbare Leuchtpurlänge  $s_{max}$  aus Tabelle 2.1 kann bestätigt werden.

In einem zweiten Experiment wurde das Beobachtungssystem am Beobachtungspunkt 2 eingebaut, da eine weitere Nutzung von Beobachtungspunkt 1 auf Grund der Nähe zur Mikrowellenheizung zu gefährlich war. Von hier wurde nun die Länge der Leuchtpur in Abhängigkeit der angelegten Beschleunigungsspannung  $U_B$  gemessen.

Abbildung 3.21 a zeigt auch hierfür eine Beispielaufnahme, welche auf die gleiche Weise per Bildbearbeitung ausgewertet wurden. Das Diagramm in Abbildung 3.21 b zeigt die gemessenen Umläufe für Beschleunigungsspannungen  $200V \leq U_B \leq 350V$ . Die beobachteten Umläufe sind von diesem Beobachtungspunkt jedoch teilweise hintereinander, was den Kontrast zu einander, vor allem von schwach leuchtenden Umläufen bei kleinem  $U_B$ , im oberen und unteren Bildbereich verschlechtert. Die ausgewerteten Bilder zeigen jedoch, dass im Bereich  $200V \leq U_B \leq 350V$  der Laufweg  $s_{max}$  von  $U_B$  im Rahmen der Messgenauigkeit nicht abhängt. Eine höhere Beschleunigungsspannung verbessert jedoch die Leuchtkraft der ersten Umläufe der Leuchtspur, was für einen hohen Kontrast gegen den Hintergrund und etwaige überlappende schwächer leuchtende Umläufe hilft.

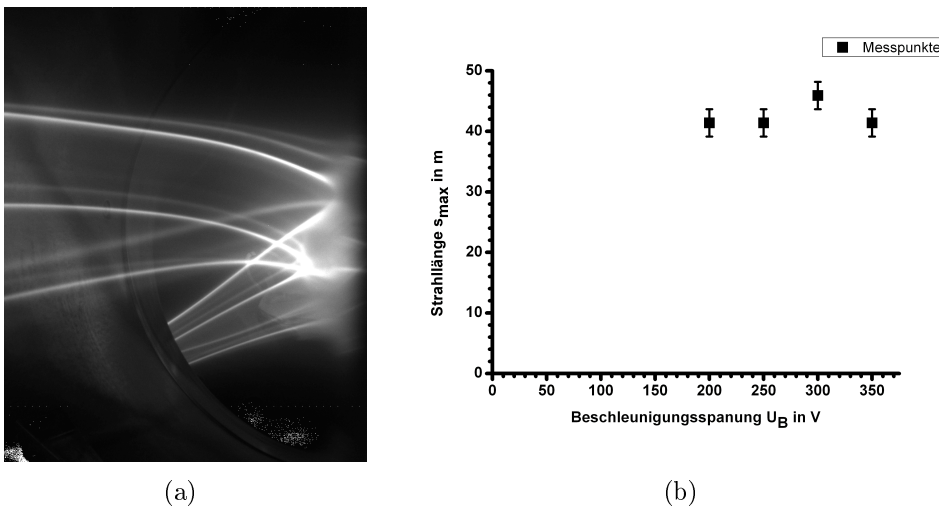


Abbildung 3.21: Leuchtspurbeobachtung bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen  $U_B$ : a) Beispielaufnahme bei  $U_B = 250V$ , b) Länge der sichtbaren Leuchtspur  $s_{max}$  in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung  $U_B$

Zusammenfassend zeigen die Untersuchungen an der WEGA, dass ein hoher Druck zu wenigen Umläufen führt (Abbildung 3.20). Diese sind dann jedoch wegen häufigen Wechselwirkungen hell und mit hohem Kontrast abbildbar. Wegen Problemen mit einer scharfen Abbildung in den Experimenten in Kapitel 3.3.2 liegt der Priorität bei einem hohen Kontrastverhältniss für die Bildaufnahme. Es sollte daher ein höherer Druck des Arbeitsgases im Bereich  $p = 10^{-4}mbar$  eingestellt werden. Als zusätzlicher Effekt scheint die Ionisation bei langen Laufwegen entlang der Leuchtspur einen Plasmaschlauch zu erzeugen, in dem ein zusätzlicher Strom fließt (siehe Abbildung 3.19). Diese zusätzlichen freien Elektronen können durch unelastische Stöße die Leuchtkraft der Leuchtspur erhöhen. Eine hohe Beschleunigungsspannung  $U_B$  vergrößerte die Strahlänge im untersuchten Bereich nicht, verbesserte jedoch die Leuchtkraft und den Kontrast der Umläufe gegenüber dem Bildhintergrund. Es wird daher für die Vermessung auch eine hohe Spannung im Bereich  $U_B \approx 300V$  empfohlen.

### 3.3 Vermessung von Leuchtspuren in WEGA

#### 3.3.1 Vorbereitungen

Zur Vorbereitung der photogrammetrischen Vermessung von Leuchtspuren an der WEGA wurde zunächst ein passendes Beobachtungssystem gewählt. Als Zugangsports standen die in Abbildung 2.21 bereits dargestellten vier Ports zur Verfügung:

- ein B<sup>+</sup>-Port bei  $\phi = 117^\circ$  und  $\theta = 22,5^\circ$ ,
- ein C<sup>+</sup>-Port bei  $\phi = 126^\circ$  und  $\theta = 45^\circ$ ,
- ein C<sup>-</sup>-Port bei  $\phi = 126^\circ$  und  $\theta = -45^\circ$  und
- ein B<sup>-</sup>-Port bei  $\phi = 135^\circ$  und  $\theta = -22,5^\circ$ .

Für diese Ports wurden Fensteradapter gefertigt, die eine Platzierung der Kamera möglichst nahe am Torus erlauben. Abbildung 3.22 stellt den Anbau der Kamera an einen Fensteradapter am Beispiel des B<sup>+</sup>-Ports dar. Die beiden C-Ports haben hingegen einen geringeren Innendurchmesser ( $d_C = 80\text{mm}$  gegenüber B-Port  $d_B = 89\text{mm}$ ), weswegen das Fenster hier an die Innenseite des Flanschadapters verlagert wurde, um einem größeren Sichtbereich zu ermöglichen. Im Gegensatz zu der vorhergehenden tangentialen Beobachtung, die mit hoher Schärfentiefe durchgeführt wurde (Kapitel 3.2.3), war diesmal primär ein möglichst großer Überlappbereich der Sichtkegel notwendig, um ein von allen Ports aus sichtbares Referenzmarkensystem zu installieren. Es wurde ein Festbrennweitenobjektiv mit  $f = 8\text{mm}$  (CINEGON® 1.4/8-0512 von Schneider-Kreuznach®) gewählt, womit sich eine Gegenstandsweite  $g \approx 148\text{mm}$  ergibt. Bei einer maximalen Blendenzahl von  $\kappa = 11$  erstreckt sich die Schärfentiefe von  $g_{min} \approx 112\text{mm}$  bis  $g_{max} \approx 219\text{mm}$ .

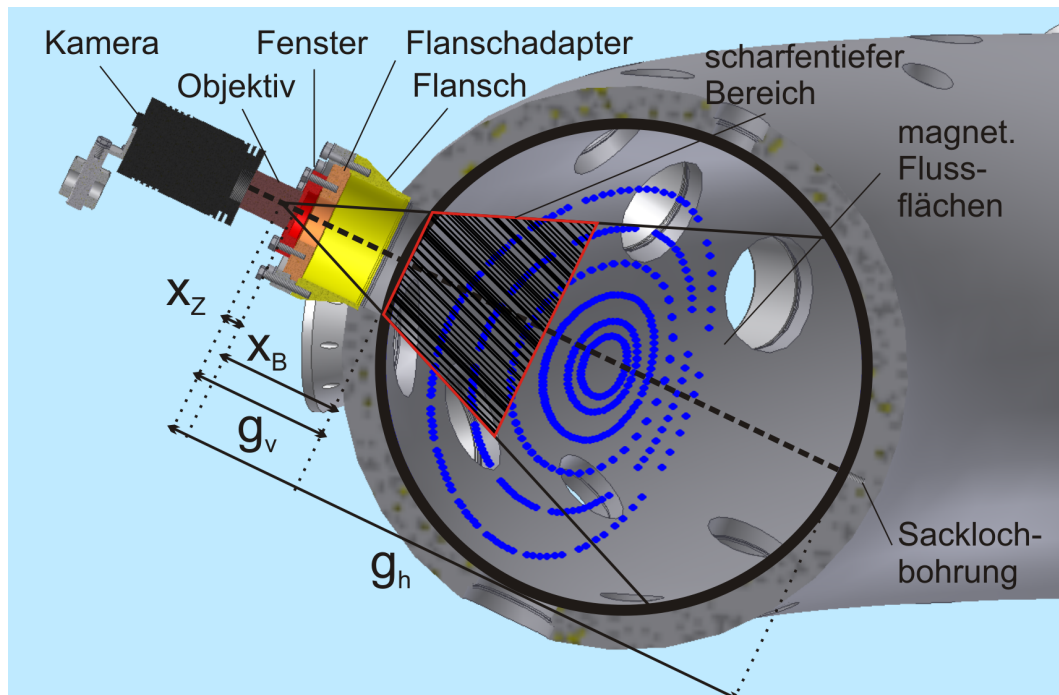


Abbildung 3.22: Sichtbereich der Kameras bei radialen Blick durch einen B<sup>+</sup> Port



Abbildung 3.22 zeigt, dass dieser Bereich noch vor der Seele des Torus endet. Es ist daher mit einer unscharfen Abbildung von Lichtstrahlen außerhalb dieses schraffierten Bereichs zu rechnen. Die eingesetzte Kamera HX916 von Starlight Express<sup>®</sup> (Abbildung 3.23 a) besitzt einen CCD-Chip mit einer Auflösung von  $1300 \times 1030$  Pixeln, welche jeweils eine Ausdehnung von  $6,7\mu\text{m} \times 6,7\mu\text{m}$  haben. Aus den Formeln für die Schärfentiefe (Gleichung 2.67 und 2.68) lässt sich jedoch für die Gegenstandsweiten von vorderer und hinterer Gefäßwand  $g_v = x_Z + x_B$  und  $g_h = g_v + 2r_0$  berechnen, dass der unscharfe Bildpunkt auf dem CCD-Chip maximal 3 Pixel breit wird. Damit reduziert sich die effektive Auflösung der Kamera für eine scharfe Abbildung des Torusinneren auf  $433 \times 343$  Bildpunkten. In der mittleren Gegenstandsweite  $\bar{g} = g_v + r_0$  ergibt sich dann eine räumliche Auflösung von

$$\delta_G = \frac{d_{\bar{g}}}{2} \cdot \frac{1}{433} = \frac{1}{2} \bar{g} \cdot \tan \frac{\chi}{2} \cdot \frac{1}{433}, \quad (3.11)$$

mit dem Öffnungswinkel  $\chi$  von Kamera und Objektiv, der neben der Lage des Projektionszentrums  $x_Z$  durch die in Anhang E erläuterte Kalibrierung bestimmt wurde. Die Porttiefe  $x_B$ , die in die vordere Gegenstandsweite eingeht, unterscheidet sich bei B und C Port, da für den engeren C Port das Fenster innen an den Adapter angeschraubt wurde. Damit ist die Auflösung von dem Porttyp abhängig. Die so abgeschätzten Unsicherheiten aus der optischen Auflösung stellt Tabelle 3.4 zusammen.

	B Port	C Port
Fehler der Auflösung	$\delta_{G_B} \approx 0,743\text{mm}$	$\delta_{G_C} \approx 0,675\text{mm}$

Tabelle 3.4: Messunsicherheit der räumlichen Auflösung des optischen Systems

Für die Auswertung wird als ein Anteil des Messfehlers der Raumkoordinaten die Unsicherheit der Auflösung mit  $\delta_G \approx 0,8\text{mm}$  angenommen.

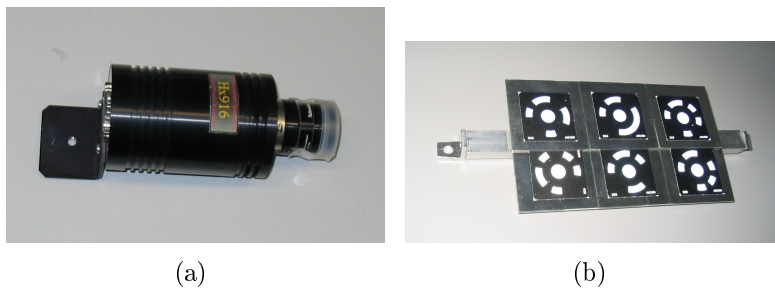


Abbildung 3.23: a) Kamera HX916 von Starlight Express<sup>®</sup> mit Schneider-Kreuznach Objektiv CINEGON<sup>®</sup> 1.4/8-0512, b) Referenzmarkenanordnung auf Halterung zum Anbau an Gefäßinnenwand

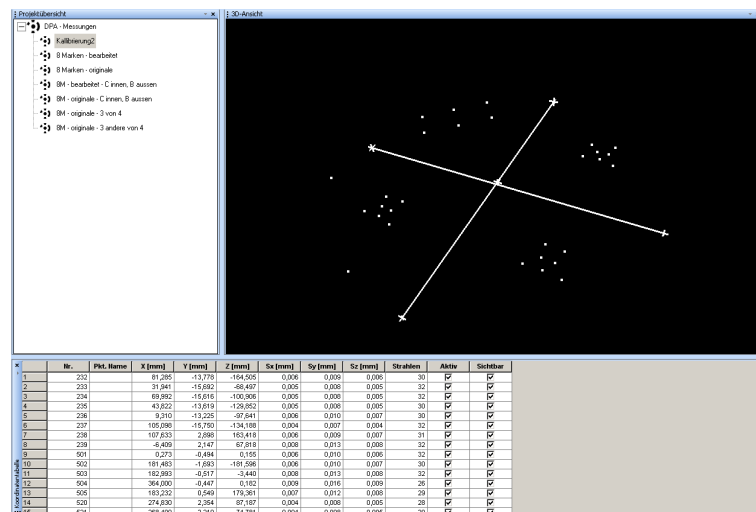
Der durch dieses optische System von allen Ports einsehbare Überlappbereich reicht nun aus, um dort eine Anordnung von Referenzmarken (siehe Abbildung 3.23 b) anzubringen. Diese wurden zuvor mit einem in Kapitel 2.5.2 beschriebenen Referenzkreuz aus 32 verschiedenen Blickwinkeln mit dem optischen System abgebildet (siehe Abbildung 3.24). Mittels der bekannten Maße des Referenzkreuzes konnten

mit dem Softwarepaket AICON 3D Studio<sup>®</sup> sowohl die Markenordnung auf der Halterung, als auch alle wichtigen Kameraparameter mit hoher Genauigkeit vermessen werden (siehe Tabelle 3.5). Der Einfluss der Verzeichnungsparameter für radialsymmetrische, asymmetrische Verzeichnung und Affinität wird in Anhang F näher erläutert. Für weitere Informationen zu Behandlung von Bildfehlern sei auf (Luh03) verwiesen. Diese Parameter gehen später in die Berechnung der Leuchtspurpositionen ein. Daher wurde versucht, ihre Fehler durch die Verwendung vieler Justierbilder klein zu halten.



(a)

(b)



(c)

Abbildung 3.24: a) Aufbau zur Eichmessung der Referenzmarken, b) Beispielaufnahme, c) Bildschirmausschnitt der Auswertungssoftware AICON 3D Studio<sup>®</sup>

Zur deutlichen Darstellung der Referenzmarken, die auf den weißen Flächen mit einer Reflektorschicht überzogen sind, ist eine Beleuchtung aus der Richtung der Aufnahme am günstigsten. Es wurde daher eine leuchtstarke LED (Lichtstärke  $\approx 1000\text{mcd}$ ) an das Objektiv angebracht, mit dem die Marken wie in Abbildung 3.26 c deutlich erkennbar sind.

Brennweite	$f = 7,72\text{mm}$
Hauptpunktlage	$x_H = 0,081\text{mm}$
	$y_H = -0,207\text{mm}$
radialsymmetrische Verzeichnung	$A_1 = -2,095 \cdot 10^{-3}$
	$A_2 = 4,344 \cdot 10^{-5}$
	$A_3 = 0$
asymmetrische Verzeichnung	$B_1 = -8,574 \cdot 10^{-6}$
	$B_2 = -2,255 \cdot 10^{-5}$
Affinität und Scherung	$C_1 = 5,697 \cdot 10^{-2}$
	$C_1 = 4,764 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 3.5: Kameraparameter der HX916 mit CINEGON<sup>®</sup> 1.4/8 Objektiv aus Kalibrierung mit Referenzkreuz; Fehler dieser Werte liegt jeweils bei  $\pm 1$  in der letzten angegebenen Stelle

Den prinzipiellen Aufbau des optischen Systems an WEGA zeigt Abbildung 3.25. Es stand für die Experimente jedoch nur eine Kamera vom Typ HX916 zur Verfügung, weshalb die einzelnen Kamerahalterungen nacheinander mit dieser bestückt wurden.

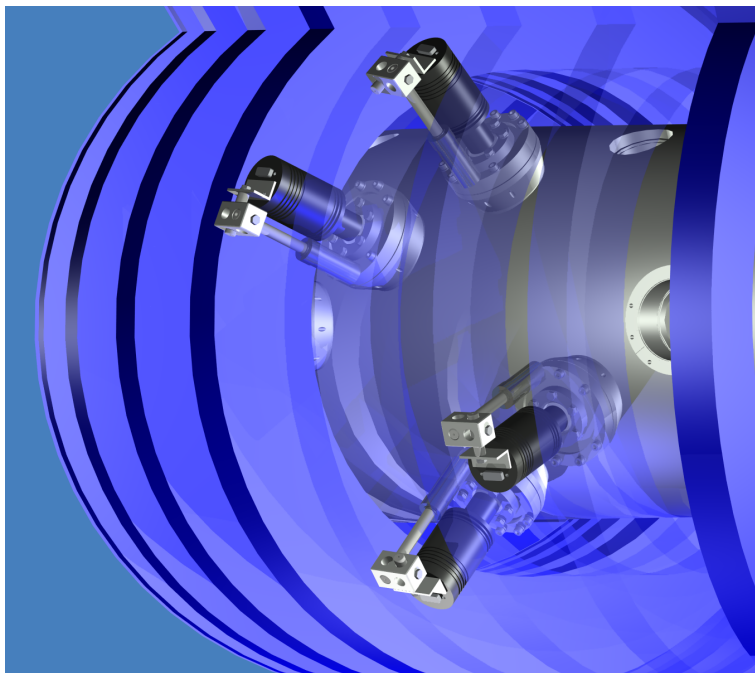


Abbildung 3.25: Übersicht des optischen Experimentaufbaus an WEGA

### 3.3.2 Linienvermessung

Für die Vermessung einer Leuchtspur wurde eine Feldkonfiguration gewählt, für die  $t$  nahe bei  $\frac{1}{5}$  war. Die Strahlumläufe werden dabei weit auseinander gefächert und sollten klar unterscheidbar sein. Als Elektronenkanone kam die in Kapitel 3.1 erläuterte Variante 1 zum Einsatz, die mit einer Heizleistung von  $P_H = (10,3 \pm 0,3) \text{ W}$

und einer Beschleunigungsspannung von  $U_B = (300 \pm 1) \text{ V}$  einen Emissionsstrom von  $I_E = (47 \pm 1) \text{ mA}$  lieferte. Es wurde ein Gaseinlass von  $J_{Gas} = 8 \text{ sccm}$  Argon eingestellt, so dass sich ein Gleichgewichtsdruck von  $p = (3,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$  ergab. Mit der Kamera wurde die Leuchtspur nach einander von jedem Port aus aufgenommen, wobei für einen besseren Kontrast die LED dabei ausgeschaltet war (Abbildung 3.26 a). Vor und nach einer Aufnahme des Leuchtstrahls wurde mit LED-Beleuchtung das Referenzmarkensystem aufgenommen (Abbildung 3.26c), um zu kontrollieren, ob sich die Position und Ausrichtung der Kamera verändert hatte. In diesen Messbildern wurden dann mit einer Bildbearbeitungssoftware Helligkeit und Kontrast verbessert (Abbildung 3.26 b) und die zueinander gehörenden Leuchtspur- und Markenbilder überlagert (Abbildung 3.26 d).

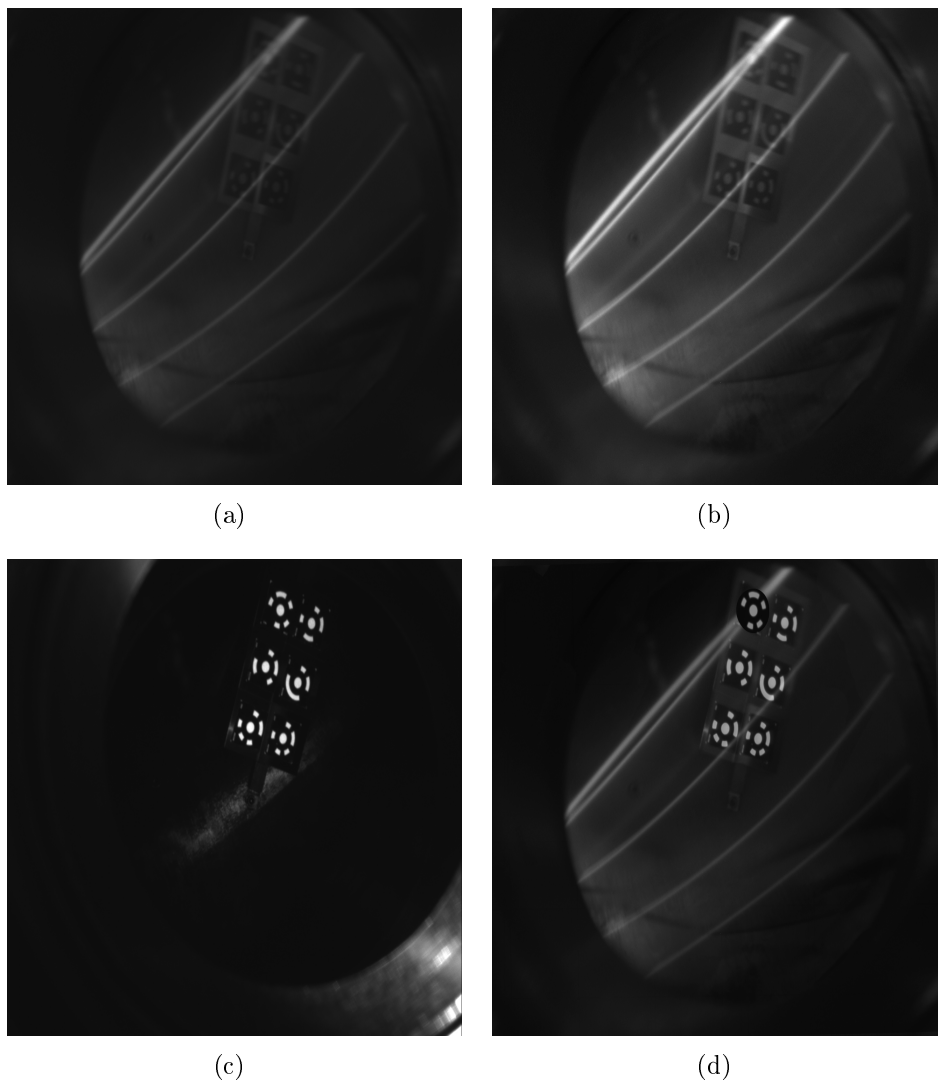


Abbildung 3.26: Messbild einer Leuchtspur bei  $t \approx \frac{1}{5}$  a) aufgenommen vom B+ Port, b) mit verstärktem Kontrast und Helligkeit, c) Referenzmarken mit zusätzlicher Beleuchtung von außen und d) Überlagerung der Aufnahmen

Das kombinierte Bild darf allerdings keine Überlappung der Leuchtspuren mit

den Marken aufweisen, weshalb die Umgebung der Marken auf dem Bild mit den Leuchtpuren schwarz gezeichnet werden musste. Die dadurch verlorenen Informationen führen zu einer Zerstückelung des auswertbaren Leuchtstrahlverlaufs.

Mit AICON 3D Studio<sup>®</sup> wurden dann die 4 Messbilder eingelesen und anhand der Referenzmarken die Positionen und Ausrichtungen der Kameras berechnet. In einem zweiten Schritt wurden die Leuchtstrahlen vermessen. Dazu musste auf je zwei Aufnahmen auf einem Linienabschnitt mit gutem Kontrast zum Hintergrund ein Punkt auf dem Rand des jeweils gleichen Umlaufs markiert werden (siehe Abbildung 3.27). Aus dem ersten Punkt (roter Punkt 1 in Abbildung 3.27 a) wird dann im zweiten Bild die Projektion der Sichtgeraden von der ersten Kamera zu diesem Punkt berechnet (rote Linie). Per Hand muss dann die entsprechende Spurkante in Bild 2 (gelber Punkt 1) angewählt werden, um dem Programm einen Startpunkt für die Kantenverfolgung zu geben. Die Software berechnet daraus den Verlauf dieser Kante, indem in definierten Schritten der Verlauf dieses Helligkeitsgefälles am Rand der Linie verfolgt wird (Punkte 2 bis 6). Als Grenzwert wurde ein Mindestkontrast der hellen und dunklen Flächen von 30 gewählt (Unterschied der Helligkeitswerte, die bei 8-Bit Graustufen von 0 bis 255 reichen). An diffusen Abbildungen der Leuchtspur brach die Kantenverfolgung meist ab, wenn dieser Grenzwert unterschritten wurde (Punkt 6 in Abbildung 3.27). Bei schlechter Bildqualität waren manche Umläufe teilweise nur in kleinen Abschnitten vermessbar.

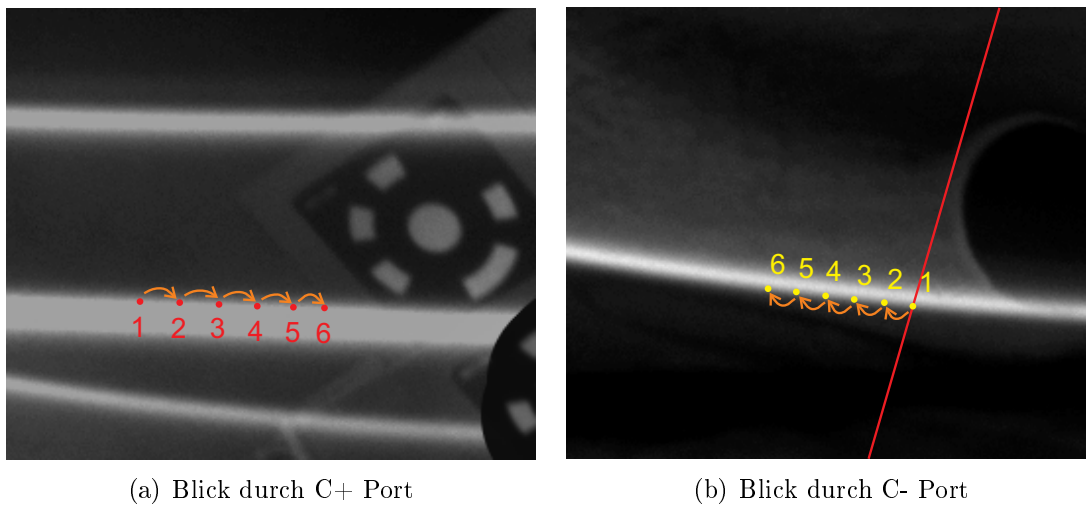


Abbildung 3.27: Prinzip der Kantenverfolgung mit AICON 3D Studio<sup>®</sup>

Das Ergebnis dieser Vermessung stellte dreidimensionale Koordinaten der Marken und der gefundenen Leuchtstrahlkanten dar, die jedoch zunächst in einem willkürlichen Koordinatensystem lagen. Durch die konstruierten Positionen der Referenzmarken auf der Halterung im WEGA-Koordinatensystem (siehe Anhang H.1), konnte eine Transformation mit den in Tabelle 3.6 dargestellten Transformationsparametern gefunden werden. In diese Parameter gehen die Ungenauigkeiten der konstruierten Markenpositionen ein, was sich in dem Fehler der Parameter niederschlägt und nach der Transformation im Fehler der Leuchtstrahlkoordinaten. Die Positionen der gemessenen Punkte vor der Transformation zeigt Abbildung 3.28 in einem Bildschirmausschnitt aus AICON 3D Studio<sup>®</sup>.

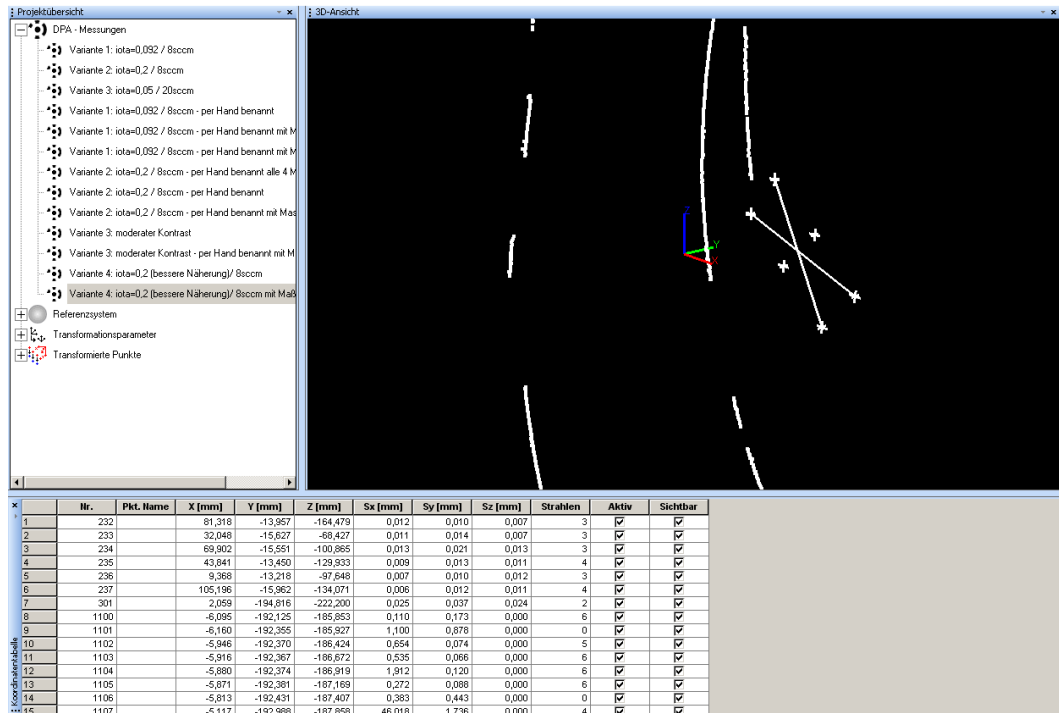


Abbildung 3.28: Messergebnis im Bildschirmausschnitt von AICON 3D Studio® vor der Transformation ins WEGA-Koordinatensystem

Verschiebung	$\Delta x$	$(-503,8 \pm 0,6) \text{ mm}$
	$\Delta y$	$(219,3 \pm 0,5) \text{ mm}$
	$\Delta z$	$(43,6 \pm 0,5) \text{ mm}$
Drehung	$\Omega_{trans}$	$(-1,407 \pm 0,004) \text{ rad}$
	$\phi_{trans}$	$(-2,558 \pm 0,005) \text{ rad}$
	$\kappa_{trans}$	$(1,709 \pm 0,005) \text{ rad}$
Maßstab	$f$	$1,003 \pm 0,003$

Tabelle 3.6: Transformationsparameter vom willkürlichen Koordinatensystem der Messung ins WEGA-Koordinatensystem

Zur besseren Übersicht dieser dreidimensionalen Strahlverläufe gibt Abbildung 3.29 Grafiken aus zwei Blickwinkeln an, wobei den schwarzen Messpunkten rote Projektionslinien auf die XY-Ebene hinzugefügt wurden. Die sechs einzeln in einer Ebene stehenden Punkte stellen die Referenzmarken dar.

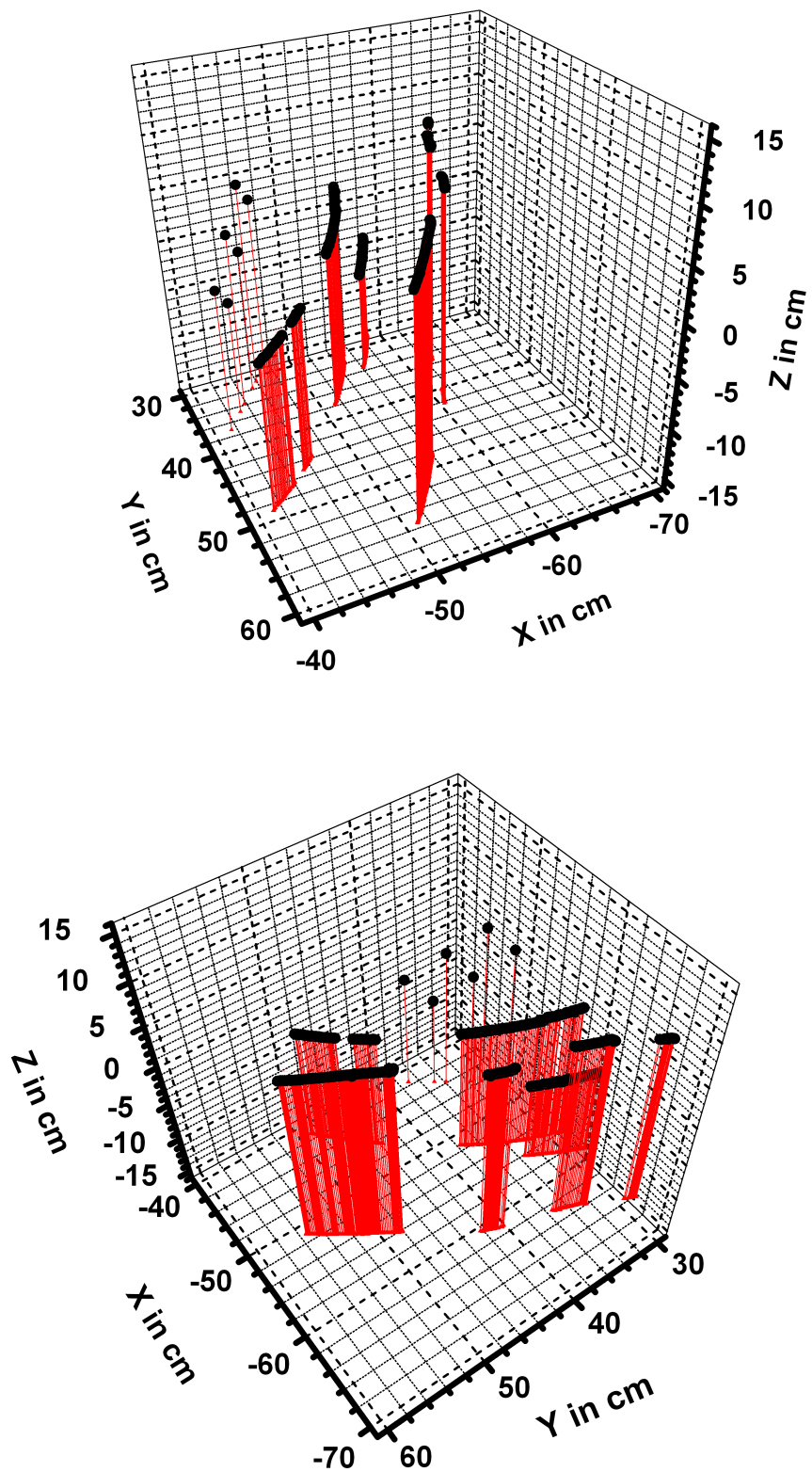


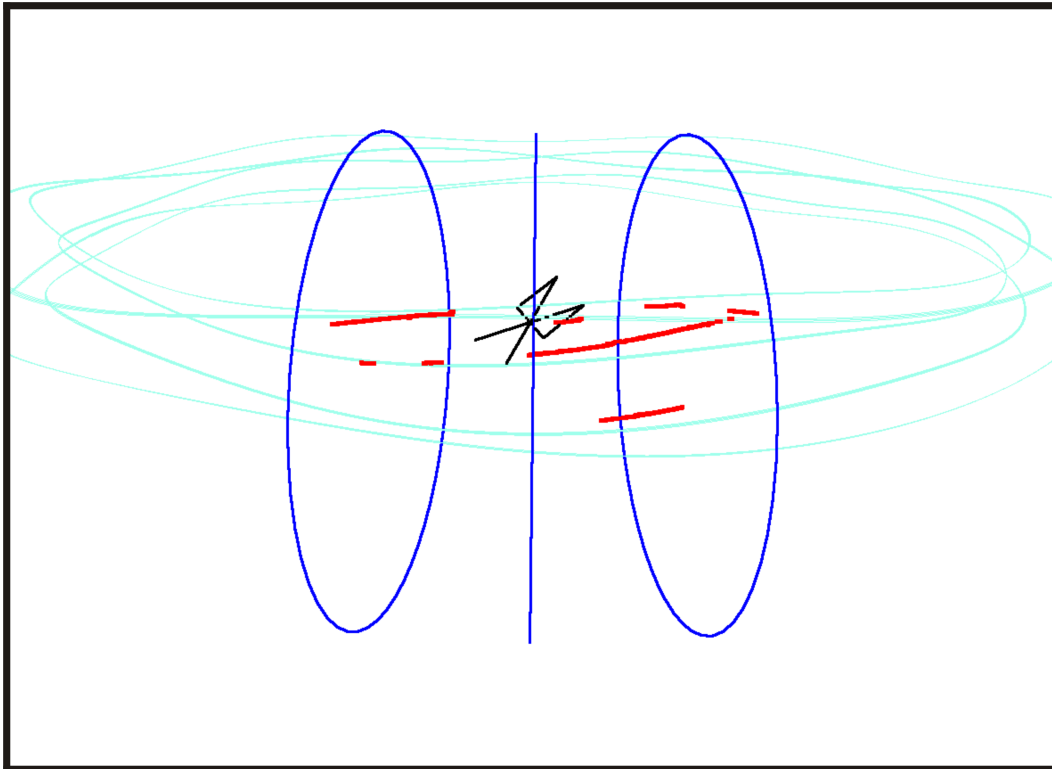
Abbildung 3.29: Lichtstrahlverlauf (schwarze Punkte) unter zwei Blickwinkeln mit Projektionslinien auf die XY-Ebene (rot)

### 3.3.3 Vergleichsdaten aus numerischen Rechnungen

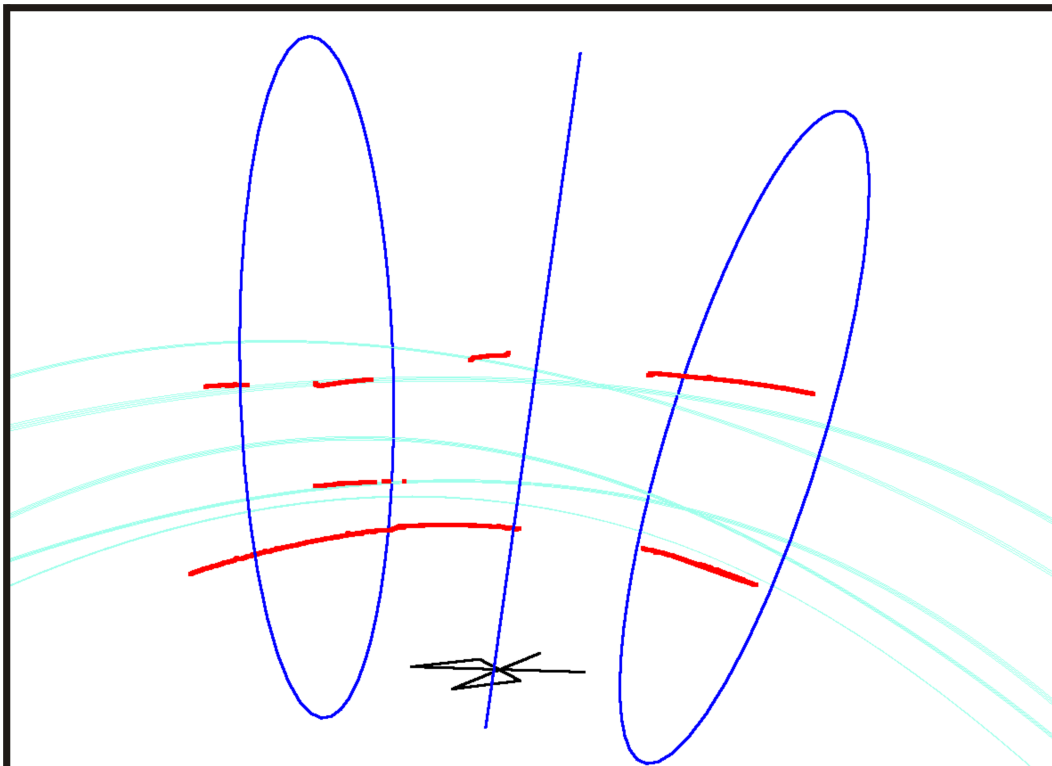
Für die numerische Berechnung des Magnetfeldes im Experiment WEGA wurde der von Andreas Werner geschriebener W7-Code genutzt (Wer0809). Dieser berechnet aus den Strömen, die durch ein definiertes Spulensystem fließen das Magnetfeld und den Verlauf magnetischer Flussflächen. Es können auch Trajektorien von geladenen Teilchen mit definiertem Startpunkt und Anfangsimpuls im Torus simuliert werden. Vergleiche mit gemessenen Poincaré Schnitten haben gezeigt, dass die berechneten Verläufe gut mit dem experimentellen Befund übereinstimmen. Abbildung 3.30 zeigt die gemessenen Strahlverläufe als rote Linien in der 3D-Ausgabe dieses Codes. Zusätzlich ist der berechnete Verlauf (hellblaue Linien) des Elektronenstrahls in der entsprechenden magnetischen Konfiguration dargestellt. Der Startpunkt der berechneten Umläufe ist aus den bekannten Maßen des Manipulators der Elektronenkanone aus Abbildung 3.14 bestimmt worden und wird neben der Anfangsenergie der Elektronen vom W7-Code berücksichtigt. Drei Ringe mit dem Umfang des Plasmagefäßes an den toroidalen Schnittebenen der B- und C-Ports sollen der besseren Orientierung dienen. Wie leicht zu erkennen ist, sind die Strahlverläufe nicht identisch. Entsprechend der Wahl der Rotationstransformation  $t \approx \frac{1}{5}$  geht die berechnete Trajektorie nach 5 Torusumrundungen fast wieder in sich selbst über, wie die eng aneinander liegenden Bündel der hellblauen Umläufe zeigen.

Zum Vergleich der Qualität der Kantenbestimmung sind in Abbildung 3.31 die Sichtbereiche der B+, B-, C+ und C- Ports auf die gemessene Leuchtspur in der 3D-Ausgabe des W7-Codes nachempfunden worden. Eine genau Nachbildung der Kamera mit Verzeichnungsparametern war jedoch mit diesem Programm nicht möglich. Auch stimmt die Verdrehung um die Portachse nicht ganz überein.





(a)



(b)

Abbildung 3.30: Vergleich der gemessenen Leuchtspuren (rot) mit der berechneten Teilchenbahn (hellblau) von Elektronen unter den Experimentparametern in a) einer Seitenansicht des Torus und b) einer Draufsicht; blaue Ringe stellen toroidale Schnitte des Plasmagefäßes in den Ebenen der B- und C-Ports dar (Durchmesser 38cm)

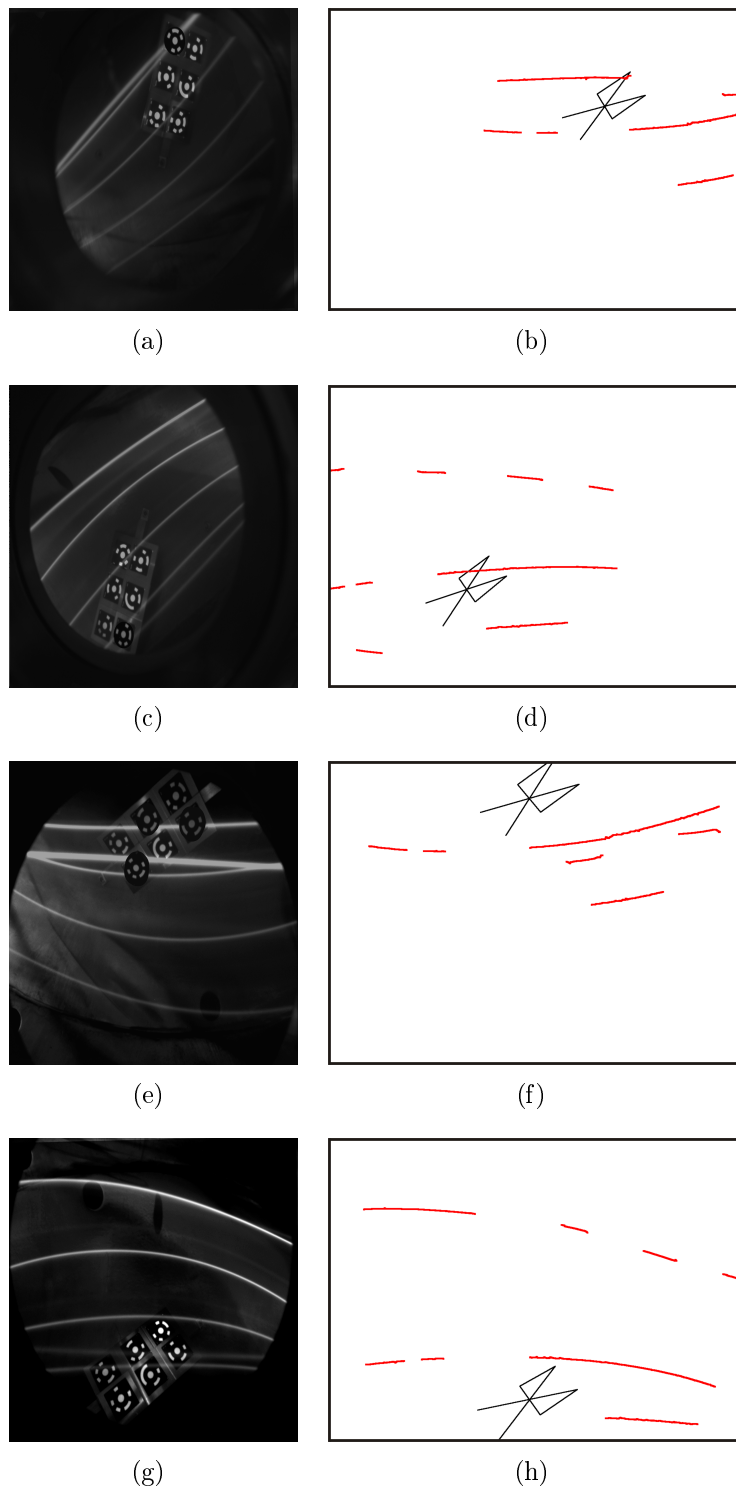


Abbildung 3.31: Vergleich der kombinierten Messbilder mit den Darstellungen der vermessenen Lichtstrahlen aus den Blickwinkeln des B+Port (a, b), B-Port (c, d), C+Port (e, f) und C-Port (g,h)

Um die aus möglicherweise ungenauen Abmessungen berechnete Position des Elektronenemitters als Fehlerquelle zu umgehen, wurde die Berechnung der Teilchenbahn in einem zweiten Programmdurchlauf von einem Punkt im ersten vermessenen

Leuchtstrahlabschnitt aus begonnen (Abbildung 3.32). Auch hierbei sind die Abweichungen der gemessenen und berechneten Bahnen deutlich erkennbar. Der Abstand der Messpunkte zu den berechneten Leuchtspurverläufen wird mit jedem weiteren Umlauf größer (Abstand nach vier Umläufen: 11,9mm). Dies deutete darauf hin, dass ein systematischer Fehler die Koordinaten der Spurverläufe beeinflusst.

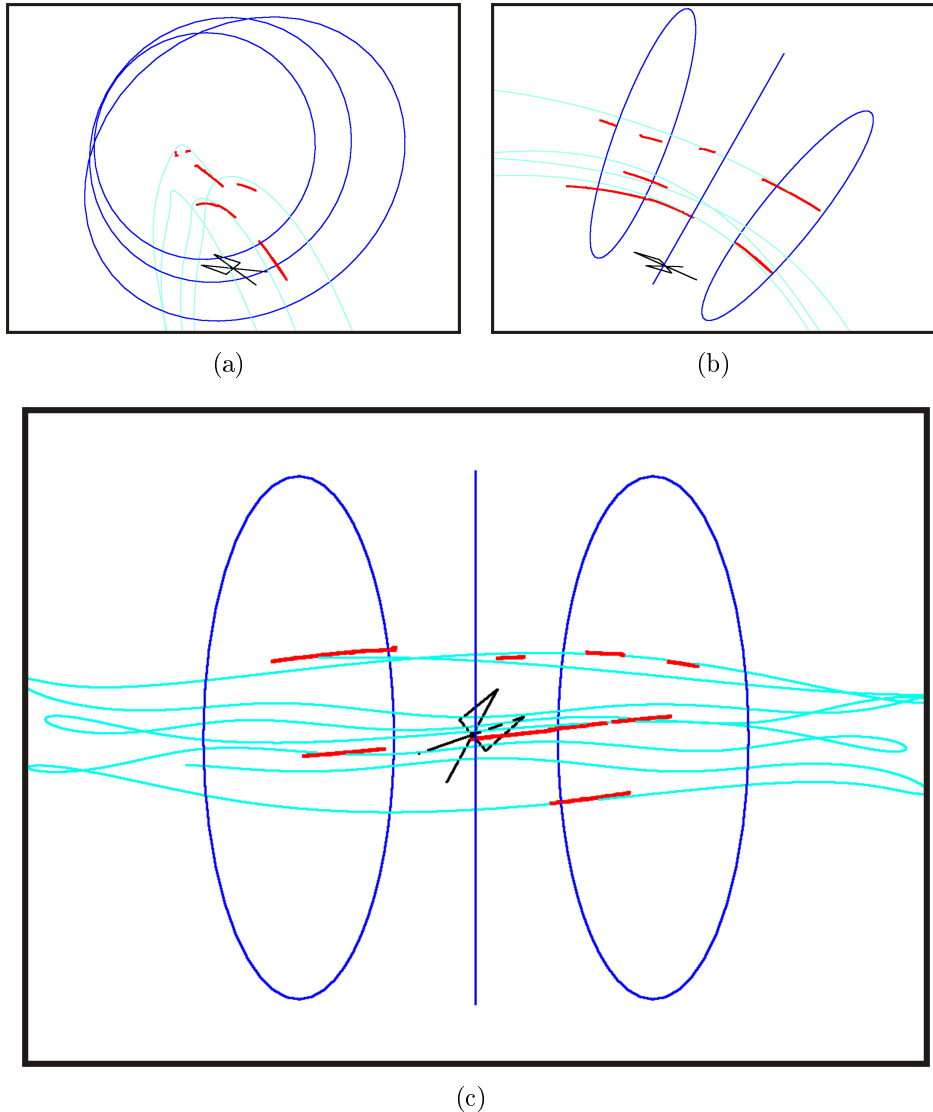


Abbildung 3.32: Vergleich der gemessenen Leuchtstrahlen (rot) mit einer aus einem Punkt der ersten Messlinie gestarteten Berechnung der Elektronentrajektorie (hellblau) aus a) tangentialem Blick (Torus wölbt sich nach unten), b) Draufsicht und c) Außenansicht in Horizontalebene

Vor allem in der Seitenansicht drängt sich der Eindruck auf, die gemessenen Umläufe seien alle gleichmäßig gegen die berechnete Trajektorie verkippt. Eine zusätzliche Verdrehung der Platte im Uhrzeigersinn um mindestens  $\delta\Psi = 1,5^\circ$  konnte im Nachhinein festgestellt werden (Anhang H.2). Aus dem Verlauf der roten Messlinie und dem hellblauen Strahl wurde eine Winkelabweichung von  $\delta\Psi \approx 4,5^\circ$  ermittelt. Um zu testen, ob diese Verdrehung den Gesamtfehler ausmacht, wurden die Koordinaten der Referenzmarken nachträglich um  $\delta\Psi$  im Uhrzeigersinn weiter gedreht und die Messpunkte anhand dieser Referenz neu transformiert. Abbildung 3.33 zeigt zum Vergleich die so transformierten Spurabschnitte aus den gleichen Blickwinkeln wie Abbildung 3.32.

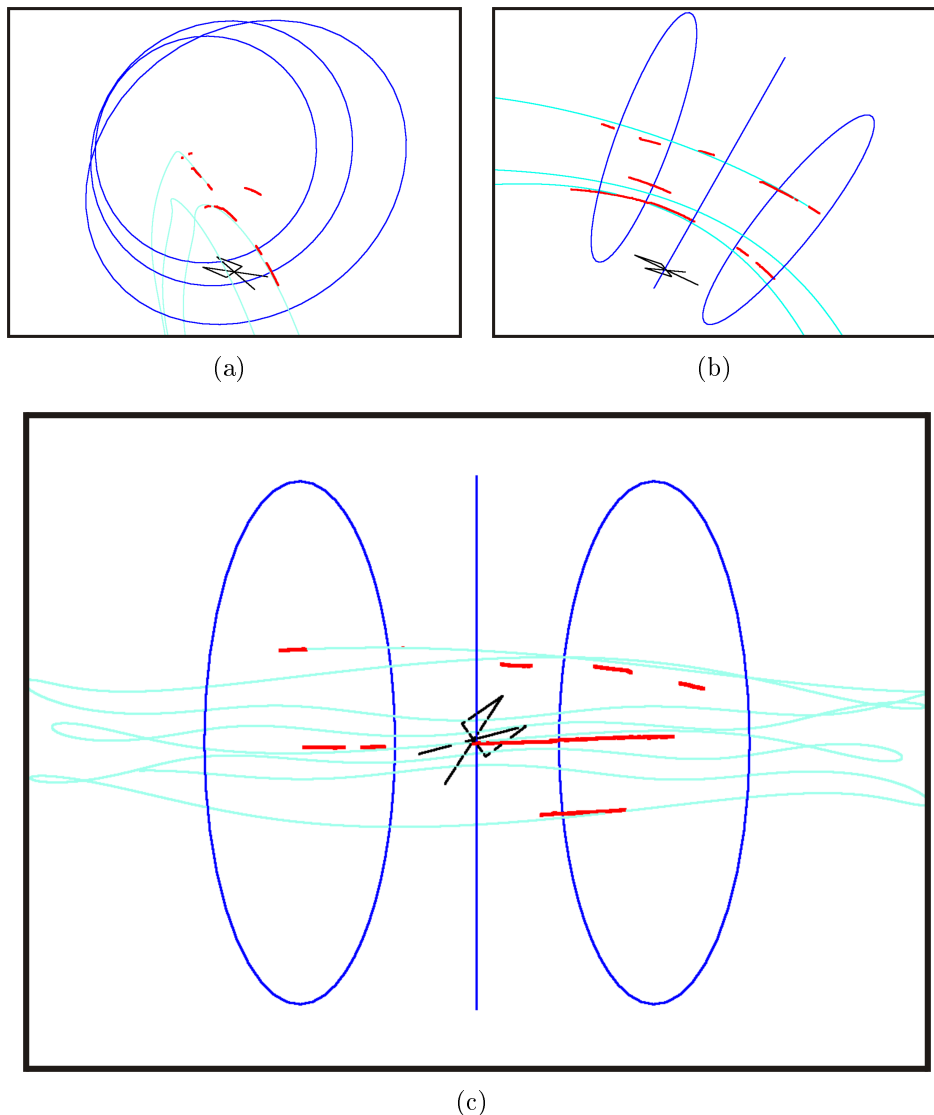


Abbildung 3.33: Vergleich der um  $\delta\Psi = 4,5^\circ$  im Uhrzeigersinn weiter gedrehten Messdaten mit numerisch berechneten Elektronenbahnen aus dem W7-Code aus a) tangentialem Blick (Torus wölbt sich nach unten), b) Draufsicht und c) Außenansicht in Horizontalebene

In der Seitenansicht erkennt man nun einen nahezu parallelen Verlauf der gemessenen und berechneten Umläufe. Von oben betrachtet wird jedoch deutlich, dass weitere systematische Fehler die Linien bezüglich der z-Achse verdreht und bezüglich des Torusquerschnitts radial weiter nach außen verzerrt haben.

Gründe für diese systematischen Restabweichung können Fehler bei der Positionierung der Referenzmarken im Plasmagefäß oder unbemerkte Veränderungen der Kameraposition zwischen Messbildaufnahme und Referenzmarkenaufnahme sein. Die Position der Sacklöcher, an denen der Markenhalter befestigt war, wurde als zentral gegenüber den B<sup>+</sup>- und B<sup>-</sup>-Port angenommen. Aus einer Vermessung dieser Bohrungen ist bekannt, dass diese Positionen sehr exakt am Durchstoßpunkt einer zentralen Achse durch einen B-Port liegen (Otte0809). Die in Abbildung H.3 gezeigten Abstandsmessungen der Marken zu einander könnten bei einem systematischen Messfehler zu einer Veränderung des Maßstabs führen, die den gleichmäßigen Versatz der Leuchtspuren erklären würde. Es wurde in einer Koordinatentransformation mit AICON 3D-Studio<sup>®</sup> auch der Maßstab als frei zu optimierender Parameter offen gelassen um diese Verzerrung der Marken zu überprüfen. Die Software ermittelte als Fitparameter einen Maßstab von  $1,003 \pm 0,003$ . Die berechneten Abstände der Marken zueinander scheinen also gut mit den photogrammetrisch gemessenen überein zu stimmen und der Fehler der Markenpositionen von bis zu  $\pm 0,8\text{mm}$  wirkt sich vor allem im Fehler der Transformationsparameter aus (vergleiche Tabelle 3.6). Es können jedoch bei der Montage der Markenhalterung an den Sacklochbohrungen die in Anhang H.2 erläuterten Verkippungen um zwei Achsen aufgetreten sein, von denen nur  $\delta\Psi \geq 1,5^\circ$  abgeschätzt werden kann. Da die Leuchtspuraufnahmen und Referenzmarkenaufnahmen nacheinander gemacht wurden, ist die gleiche räumliche Lage der Kamera ein kritischer Faktor, damit beide Bilder später überlagert werden können. Es zeigte sich während der Experimente, dass die Kamera starken Kräften ausgesetzt ist, vermutlich da sie sich sehr nah an den Toroidalfeldspulen befand und Teile des Kamera magnetisierbar sind. Die Aufnahmen der Referenzmarken vor und nach dem Experiment diente zur Kontrolle der Stabilität der Kameraposition. Versuche, in denen sich die Kamera sichtbar bewegte wurden wiederholt. Was jedoch nicht ausgeschlossen werden konnte, war eine Veränderung im optischen System der Kamera bei aktivem Magnetfeld, die das Linsensystem des Objektivs, die Verschraubung von Objektiv und Kamera oder auch die Halterung des Bildsensors in der Kamera betreffen kann.

Trotz der Ungewissheit über diese systematischen Fehler soll der zufällige Fehler der gemessenen räumlichen Koordinaten des Leuchtstrahlverlaufs zusammengefasst werden. Zunächst wäre da die räumliche Auflösung der abbildenden Optik von

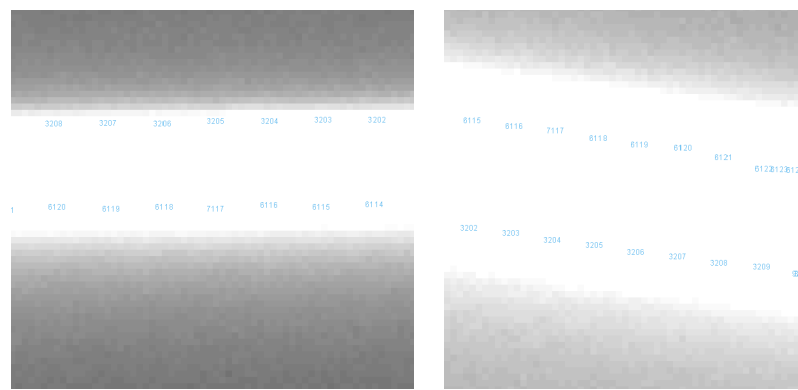
$$\delta_G = 0,8\text{mm}. \quad (3.12)$$

Die Unschärfe der Bilder wirkt sich vor allem in den gefundenen Kanten an den kontrastreichen Grenzen zwischen heller Leuchtspur und dunklem Hintergrund aus. Doch ist die Breite der eigentlich schlauchartigen Leuchtspur auch dafür verantwortlich, dass die Messpunkte nur einen Randabschnitt der Leuchtspur darstellen, der vom Zentrum einen halben Spurdurchmesser entfernt ist. Diese Breite wurde in einer weiteren neben der zuvor dargestellten Messreihe durchgeführten Leuchtspurvermessung bestimmt, wie in Abbildung 3.34 a und b gezeigt. An einem Spu-

abschnitt wurden hierbei die gegenüberliegenden Kanten vermessen, so dass der Abstand der beiden Messpunktabschnitte bestimmt werden konnte. Es ergaben sich 8 Abstände, die eine gemittelte Spurbreite von  $d_{Spur} = (4,8 \pm 1,8) \text{ mm}$  ergibt (Fehler aus der Fehlerfortpflanzung der Punktfehler). Da die halbe Breite als Fehler der Spurvermessung angesehen werden kann, ergibt sich die Punktungenauigkeit aus der Kantenverfolgung

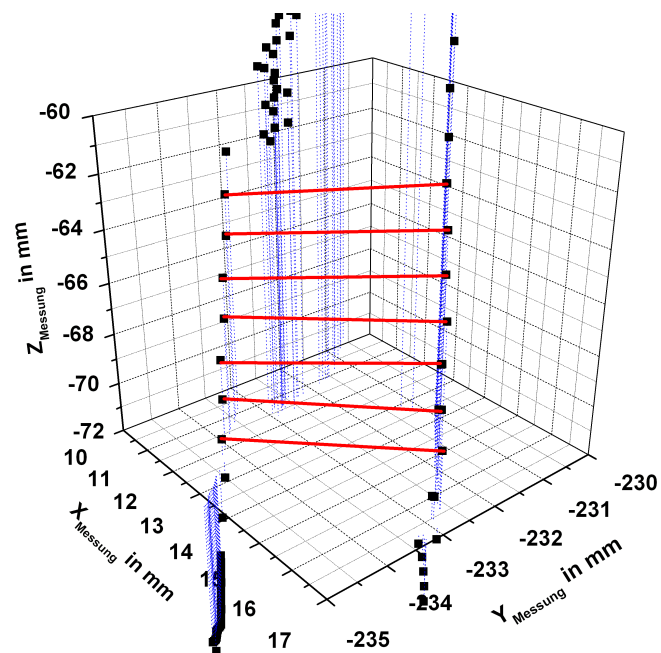
$$\delta_{Spur} = 3,3 \text{ mm}, \quad (3.13)$$

aus der maximalen vermessenen halben Breite.



(a)

(b)



(c)

Abbildung 3.34: Auswertung einer Leuchtspur, an der obere und untere Kante mit AICON 3D Studio<sup>®</sup> vermessen wurde: a) Aufnahme vom C<sup>+</sup>-Port, b) Aufnahme vom C<sup>-</sup>-Port mit fortlaufenden Nummern der gefundenen Punkte und c) 3D-Darstellung dieser Punkte mit Abstandsbalken im Messkoordinatensystem

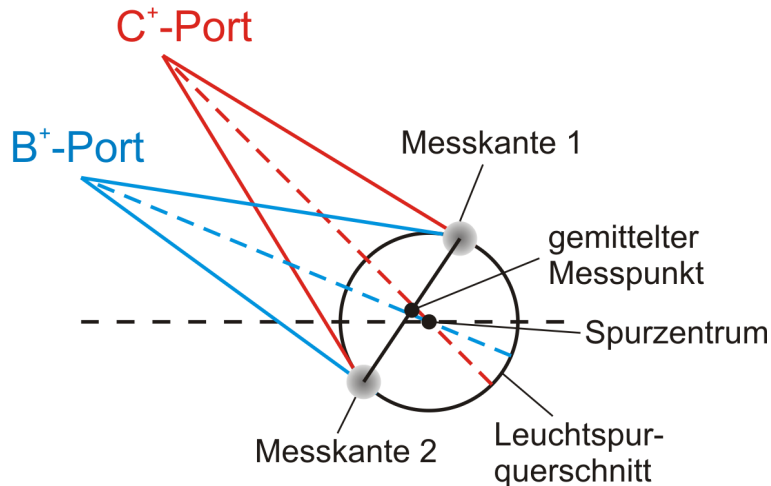


Abbildung 3.35: Kompensation der Kantenabweichung bei der Leuchtspurvermessung

Können beide Kanten einer Spur verfolgt werden, ließe sich der Effekt teilweise kompensieren, indem zu zwei gegenüber liegenden gemessenen Randpunkten immer der Mittelpunkt einer Verbindungslinie bestimmt wird, wie in Abbildung 3.35 skizziert. Je nach Abstand der zwei für die Kantenverfolgung genutzten Blickwinkel voneinander, liegt der Mittelpunkt dieser Sehne im Spurdurchmesser mehr oder weniger weit weg vom Zentrum. In den gemessenen Leuchtspurverläufen war es auf Grund der unscharfen Messbilder mit teilweise stark verwaschenen Spurkannten nur in einem Fall möglich, beide Seiten der Leuchtspur auf einem Messabschnitt verfolgen zu können (siehe Abbildung 3.34). Daher konnte auch nicht immer die gleiche (z.B. obere) Kante der Leuchtspur verfolgt werden, was sich dann nur als eine systematische Verschiebung der Messpunkte in eine Richtung um  $\delta_{Spur}$  auswirken würde. Dieser Fehler muss daher als zufälliger Fehler der Kantenvermessungen einbezogen werden.

Die Koordinatenfehler selbst sind zunächst durch das in Kapitel 2.5.2 beschriebene Fehlerellipsoid der photogrammetrischen Vermessung bestimmt. Die Transformation dieser Koordinaten ist aber auch von den Fehlern der gemessenen Markenkoordinaten im WEGA-Koordinatensystem abhängig. Die in Tabelle H.2 auftretende Ungenauigkeit der Markenposition im WEGA-System von  $\pm 0,8\text{mm}$  wird teilweise in der Bestfit-Transformation kompensiert. AICON 3D Studio<sup>®</sup> nutzt die zuvor in der Kalibrierung (Abbildung 3.24) vermessenen relativen Koordinaten der Marken und versucht diese an die WEGA-Koordinaten anzupassen, indem die Quadrate der Abweichung minimiert werden. Zufällige Fehler der Markenabstände zueinander haben dabei nur geringe Auswirkungen und fließen in die Fehler der Transformationsparameter ein. Systematische Fehler der Positionen, wie die zuvor angesprochene mögliche Verkippung der Markenhalterung, bleiben jedoch unberücksichtigt und wirken sich direkt auch auf die transformierten Messpunkte aus. Abbildung 3.36 zeigt für die transformierten Messpunkte der Leuchtspuren ein Histogramm der Fehler in einem kartesischen Koordinatensystem in der WEGA. Um den Einfluss der wenigen großen Fehler zu minimieren soll der zu erwartenden Fehler der Messpunktkoordinaten

naten

$$\delta_{Koordinaten} = 0,2\text{mm} \quad (3.14)$$

durch den maximalen Median der drei Koordinaten bestimmt sein.

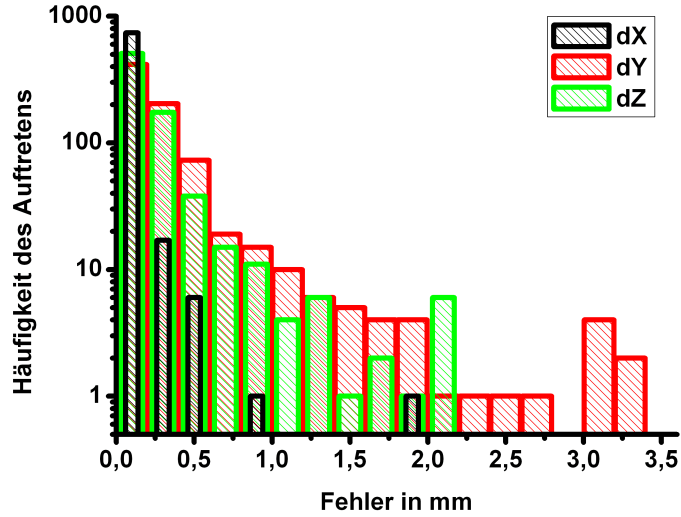


Abbildung 3.36: Histogramm der Messpunktkoordinatenfehler zur Veranschaulichung des geringen Anteils von Ausreißern mit hohem Fehler

Der gesamte zufällige Fehlern der Leuchtspurvermessung ergibt sich dann aus Gleichung 3.12, 3.13 und 3.14 zu

$$\begin{aligned} \delta_{ges} &= \delta_G + \delta_{Spur} + \delta_{Koordinaten} \\ &\approx 5\text{mm}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Vergleicht man dies nun mit den in Abbildung 3.32 gezeigten Abweichungen der Leuchtspur gemessenen Spurabschnitte nach 3 Umläufen der numerisch berechneten Trajektorie von

$$|\vec{r}_{Mess} - \vec{r}_{W7-Code}| \approx 12\text{mm}$$

wird deutlich, dass diese Abweichungen fast im Rahmen der Messunsicherheit liegen. Unberücksichtigte Fehler sind vor allem die systematische Abweichung durch Verkipfung der Platte beim Einbau, wie auch unbemerkte Veränderungen des optischen Systems während der Messungen unter Magnetfeld.

Um aus der räumliche Messunsicherheit  $\delta_{ges}$  die Genauigkeit der Magnetfeldvermessung abzuleiten, wurde mit dem W7-Code ein Poincaréschnitt für die vermessene Feldkonfiguration mit  $t = 0,2083$  erstellt (siehe Abbildung 3.37). Verglichen wird der vierte Durchstoßpunkt einer Magnetfeldlinie in dieser Konfiguration (blaue Punkte) mit dem vierten Umlauf bei einer anderen Rotationstransformation (grüne Punkte), so dass der Abstand der Durchstoßpunkte  $\delta_{ges}$  beträgt. Der Unterschied der beiden Rotationstransformationen kann als Unsicherheit der magnetischen Feldkonfiguration angesehen werden, die von der angewandten Feldlinienvermessung nicht wahrgenommen werden kann. Ein solcher Abstand tritt für eine Rotationstransformation



von  $t = 0,2039$  auf, weshalb die Genauigkeit des Messsystems, bei Vermeidung der systematischen Fehler, in der Größenordnung von  $\delta t = 0,004$  beträgt.

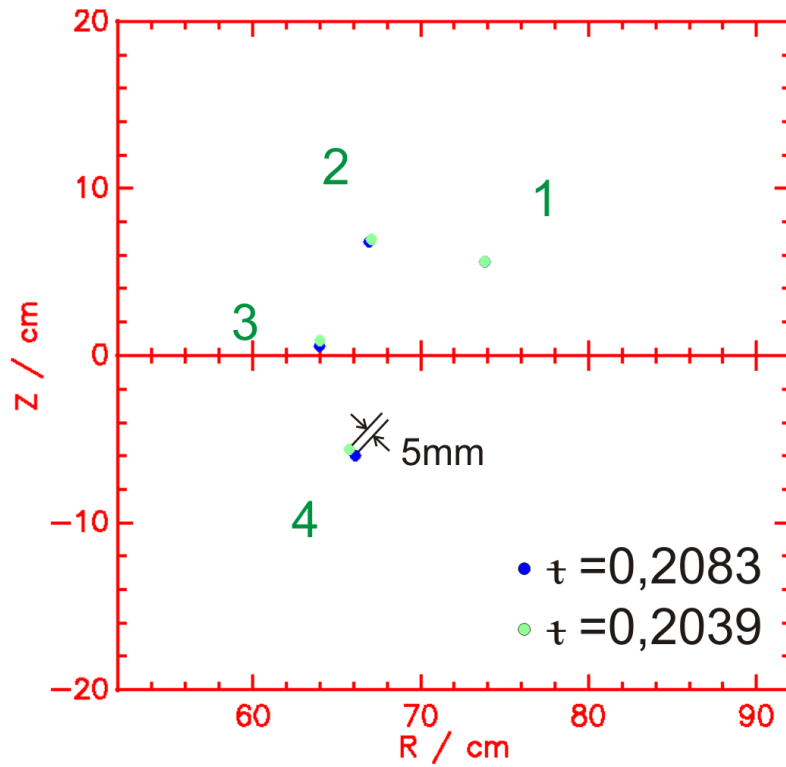


Abbildung 3.37: Poincaréschnitte zweier Feldkonfigurationen, die sich im Durchstoßpunkt des vierten Umlaufs in der Größenordnung der räumlichen Auflösung der Feldlinienvermessung unterscheiden

## 4 Zusammenfassung

Das Ziel der Diplomarbeit sollte der Aufbau einer Diagnostik zur Visualisierung und räumlichen Vermessung der Magnetfeldlinien im Stellarator WEGA sein. Diese hat im Vergleich zu gängigen Verfahren den Vorteil, nicht nur zweidimensionale Poincaré-Schnitte zu liefern, sondern den räumlichen Verlauf der Feldlinien zu bestimmen. Das zugrunde liegende Verfahren bedient sich eines Elektronenstrahls, der im Magnetfeld der WEGA auf eine Bahn parallel zu den Feldlinien gezwungen wird und durch unelastische Stöße mit dem Hintergrundgas entlang seiner Ausbreitung eine Leuchtspur erzeugt. Als Diagnostik kam ein System von Kameras mit verschiedenen Blickwinkeln auf den selben Leuchtspurabschnitt zum Einsatz, um die dreidimensionale Struktur der Driftbahn der Elektronen zu vermessen. In erster Näherung stellten diese Driftbahn den Verlauf der magnetischen Feldlinien dar. Im Vorfeld der Anwendung dieser Diagnostik wurden zunächst die wichtigsten Komponenten auf ihre optimalen Arbeitsparameter hin untersucht.

Die leuchtende Spur aus angeregten Ionen und Atomen, die der Elektronenstrahl hinterlässt, sollte für eine optische Aufnahme zum Einen mit hoher Intensität strahlen und zum Anderen nicht vom Störlicht des Elektronenemitters überstrahlt werden, d.h. sich mit einem genügend hohen Kontrast abheben. Um möglichst viele Umläufe der Magnetfeldlinien im Sichtbereich zu vermessen, ist eine große Reichweite der Leuchtspur günstig. Der Spurdurchmesser wird die Ungenauigkeiten der räumlichen Auflösung entscheidend mitbestimmen, weswegen eine geringe Strahlaufweitung wünschenswert ist. All diese Anforderungen an die beobachtete Leuchtspur implizieren Anforderungen an die Qualität des Elektronenstrahls. Eine hell leuchtende Spur ist gekennzeichnet durch eine große Anzahl an Wechselwirkungen der Elektronen mit Atomen oder Ionen entlang eines Wegstücks. Dies kann durch eine hohe Stromstärke  $I_S$  im Strahl erreicht werden. Die große Reichweite einer sichtbaren Spur entspricht dabei der Forderung nach einem hohen Impuls der Elektronen parallel zum Magnetfeld. Mit der Beschleunigungsspannung  $U_B$  wird die Anfangsenergie der Elektronen festgelegt. Doch wie viel von dieser Energie in der Bewegung parallel zum Magnetfeld steckt, hängt stark vom Design der Elektronenkanone ab. Daher wurden 3 Kanontypen studiert und ihre Emissionsströme, sowie die Verteilung der Elektronen im erzeugten Strahl entsprechend ihres Impulsanteils parallel zum Magnetfeld gemessen. Es stellte sich dabei heraus, dass der größte Strom an Elektronen im Strahl von einem Kanontyp erzeugt wurde, bestehend aus lediglich einem geheizten Wolframdraht als Emissionsquelle und einem dem gegenüber positiv vorgespanntem Gitter. Die emittierten Elektronen bildeten jedoch einen relativ diffusen Strahl mit großer Divergenz, was eine spätere Vermessung der Magnetfeldlinien nur sehr ungenau ermöglichen würde. Der Strahl mit dem größten Anteil an parallel zum Magnetfeld beschleunigten Elektronen wurde von einer Elektronenkanone erzeugt, die eine geschlossene Metallkappe mit Loch statt einem Gitter zur Beschleunigung nutzte. Die Emissionsströme in den Strahl fallen hierbei zwar geringer aus, doch verbessert sich der Kontrast der Leuchtsuren im Torus, da die Kappe das Streulicht der Glühwendel abschirmt.

Neben dem Aufbau der Elektronenkanonen haben die angelegte Beschleunigungsspannung  $U_B$ , der eingestellte Emissionsstrom  $I_E$ , aber auch die zur Visualisierung

verwendete Gasart und der Neutralgasdruck  $p$  einen Einfluss auf die Qualität des Strahls. Auch diese Einflüsse wurden im Vorfeld eingehend untersucht, indem der Verlauf der Leuchtspur innerhalb der WEGA mit einer hochauflösenden und lichtempfindlichen Kamera beobachtet wurde. Ein eigens konstruierter Tauchflansch mit Spiegel ermöglichte einen tangentialen Blick auf den Feldverlauf im Torus, um möglichst viele Informationen über den Strahlverlauf zu erhalten. Anders als erwartet verhilft eine hohe Beschleunigungsspannung  $U_B$  der Leuchtspur zu keiner drastisch größeren Reichweite, doch erhöht sich die Leuchtkraft der Leuchtspur. Beschränkt wird die anlegbare Beschleunigungsspannung  $U_B$  nur durch elektrische Durchschläge, die bei zu hohen Potentialdifferenzen zwischen dem Elektronenemitter und der beschleunigenden Anode, oder zwischen Komponenten der Stromzuleitungen innerhalb der Elektronenkanone auftreten können. Ein hoher Strahlstrom  $I_S$  sowie ein großer Neutralgasdruck  $p$  erhöhen auch die Leuchtkraft des Strahles, was den Kontrast bei der Aufnahme mit den Kameras verbessert. Nachteilig an einem hohen Neutralgasdruck  $p$  ist jedoch die verringerte Reichweite der Leuchtspur, da dann auch die Anzahl an Wechselwirkungen zunimmt, unter denen die Elektronen an Energie verlieren. Eine Divergenz des Elektronenstrahls aufgrund elektrostatischer Raumladungseffekte bei hohen Strahlströmen  $I_S$  konnte nicht beobachtet werden. Für große Strahlströme muss jedoch der Wolframdraht stark geheizt werden, was seine Lebensdauer verringert. Auf Grund der Ergebnisse dieser Untersuchungen wird für die Messung des magnetischen Feldverlaufs mit einer Elektronenkanone mit zuvor beschriebener Metallkappe gearbeitet. Die Wahl optimaler Werten für  $p$ ,  $U_B$  und  $I_E$  wurde durch die Forderung nach maximalen Kontrast festgelegt, da an WEGA eine nicht scharf Abbildende Optik gewählt werden musste.

Tabelle 4.1 zeigt die gewählten Experimentparameter, die für eine Feldlinienvisualisierung eingesetzt wurden.

Kanonentyp	Variante 1: Wolframwendel in Metallkappe
Gas und Druck	Argon bei $p = 3,9 \cdot 10^{-4}$ mbar
Beschleunigungsspannung	$U_B = 300$ V
Emissionsstrom	$I_E = 47$ mA

Tabelle 4.1: gewählte, optimierte Parameter für Feldlinienvisualisierung an WEGA

Das Beobachtungssystem der Kameras für die eigentliche Feldlinienvermessung nimmt die vor dem Objektiv vorbei laufenden Leuchtspuren auf. Die vier verfügbaren Kamerapositionen an WEGA, sowie die Öffnungswinkel der jeweiligen Sichtkegel durch die Zugangsporten waren auf Grund der apparativen Voraussetzungen an der WEGA eingeschränkt. Dem entsprechend wurden Objektiv, Blende und Kamerahalterung so gewählt, dass ein großer Bereich des Innenraums des Plasmagefäßes sichtbar war und eine für die Auswertung benötigte Referenzmarkenanordnung in den Überlapp des Sichtbereiches aller Kameras gebracht werden konnte. Mit diesem Referenzsystem in WEGA konnten dann aus den Bildern der Leuchtspurumläufe absolute Positionen der Leuchtspur im Torus ermittelt werden. Die Auswertung der Bilder geschah mit der Software AICON 3D Studio® [AICON]. Diese wird im Institut für die photogrammetrische Vermessung der Spulen des sich im Aufbau befindlichen Wendelstein 7-X Experimentes verwendet. Im Vergleich mit numerischen

Modellrechnungen des WEGA-Magnetfeldes mit dem W7-Code (Wer0809) ergab sich eine räumliche Abweichung um bis zu 12mm nach vier Spurumläufen (Strahlänge ca. 18m), die jedoch nicht durch die Unsicherheit der Messung von  $\pm 5\text{mm}$  erklärt werden konnte. Für die Rotationstransformation der vermessenen Magnetfeldlinien bedeutet dies eine Genauigkeit von  $\delta t = 0,004$ .



## 5 Ausblicke

Während die experimentelle Analyse der Einflüsse der Experimentparameter qualitative Hinweise zur Optimierung gab, waren die theoretischen Untersuchungen, wie zum Beispiel die Größenabschätzung des Energieverlusts wenig erfolgreich. Eine differenziertere Beschreibung und Entwicklung mit einer numerischen Modellierung wurden zwar entwickelt, doch eine programmiertechnische Implementierung dessen steht noch aus. Neben dem Energieverlust könnte eine Beschreibung, wie das im Anhang B.2 beschriebene Besetzungsdichtemodell, auch Informationen zur Divergenz des Strahls und bei ausreichender Datenbasis auch den Vergleich zu weiteren Gasarten ermöglichen.

Ein offenes Feld in den experimentellen Untersuchungen ist auch die Abhängigkeit der Leuchtspurverläufe vom Betrag des Magnetfeldes  $|\vec{B}|$ . Trotz gleicher Rotationsrotationstransformation wurden in (IPP-Rep04) gezeigt, dass der Verlauf der Leuchtspuren sich in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke ändert. Eine Quantitative Analyse der relativen Veränderungen könnte auch durch mit Hilfe der vorgestellten Feldlinienvermessung geschehen, da sie von Ausrichtungsfehlern der Referenzmarkenhalterung unbeeinflusst ist. Im Sinne der Optimierung der Elektronenkanone könnten alternative Emissionskonzepte untersucht werden. Die Verwendung eines Materials mit geringerer Austrittsarbeit, wie z.B. LaB<sub>6</sub>, ermöglicht einen Betrieb bei geringerer Kathodentemperatur und daher mit weniger Streulicht, was den Kontrast der Leuchtspuren erhöht. Eine Kontrastverbesserung wäre auch durch die Entwicklung eines passenderen optischen Systems an der WEGA möglich, z.B. durch die Entwicklung eines Linsensystems, dass bei gleichem Sichtkegel den Schärfentiefebereich erhöht. Können die Umläufe mit scharfen oberen und unteren Kanten auf jedem Bild vermessen werden, ließe sich der Fehler der Kantenvermessung (der mit  $\delta_{Spur} = 3,3\text{mm}$  größte Beitrag zur räumlichen Messunsicherheit) drastisch verringern.

Neben einer Fortführung der Optimierungsbemühungen dieser Diplomarbeit erscheint auch eine Anwendung dieser magnetischen Diagnostik viel versprechend. Obwohl die Informationsvielfalt in einem Querschnitt der Torus noch nicht an die detaillierten Darstellungen bisheriger gemessener Poincaréschnitte herankommt, liegt der große Vorteil in der Visualisierung einer Feldlinie im gesamten Plasmagefäß. Wird zum Beispiel die magnetische Achse oder die Separatrix einer Feldkonfiguration mit dem Leuchtstrahl dargestellt, können andere Diagnostiken am Fusionsexperiment daran ausgerichtet und räumlich justiert werden. Es kann mit der Feldlinienvermessung auch bei die Verbindungslinie zweier Gebiete auf der gleichen Flussfläche aber an toroidal entfernten Punkten vermessen werden, um Diagnostiken z.B. für die Verfolgung von Wellen oder Instabilitäten daran räumlich auszurichten. Schließlich eröffnet diese Diagnostik auch die Möglichkeit Teilchenorbits von poloidal oder toroidal gefangenen Ladungsträgern näher zu untersuchen. Dies müsste allerdings mit der Entwicklung einer passenden Elektronenkanone einhergehen, die eine dafür nötige starke Beschleunigung senkrecht zum Magnetfeld erlaubt.

# Danksagung

Nun sind es schon 93 Seiten geworden, da kann ich mir eine weitere Seite wohl leisten, um diejenigen zu würdigen, denen ich im letzten Jahr viel zu verdanken hatte. Zunächst möchte ich meinen Eltern Monika und Klaus Drewelow meinen tief empfundenen Dank aussprechen. Sie haben meine Neugier auf die Welt mein ganzes Leben lang genährt und mich auch während meines Studiums nach Kräften unterstützt.

Besonders dankbar bin ich auch Juliane Recklebe, der mein Herz gehört und die zu mir stand und mich immer wieder aufgebaut hat, wenn ich nicht mehr konnte.

Dr. Matthias Otte möchte ich für die geduldige Betreuung meiner Arbeit und für die tatkräftige Hilfe danken, sei es beim Montieren meiner Anbauten an den verwinkeltesten Ports der WEGA, oder der mühseligen Suche nach Bandwurmsätzen und fehlenden Kommata in dieser Arbeit.

Für die vielen praktischen Tipps in Fragen der Technik oder der Datenauswertung danke ich Dr. Stefan Marsen und Dr. Oliver Lischtschenko, deren Graduierung ich im letzten Jahr miterleben durfte.

Für die Geduld und Hilfe bei den Arbeiten an WEGA danke ich auch unserem technischen Leiter Dieter Aßmus. Ich verspreche auch, unser Hochvakuumexperiment WEGA nicht noch einmal eine ganze Woche zu fluten.

Sehr dankbar bin ich auch Torsten Stange, der mir in der stressigen Endphase meiner Experimente zur Seite stand, um mit mir nächtelang die Markenhalterung zu perfektionieren.

Meinen Dank spreche ich auch Dr. Heinrich Laqua aus, der mir mit sein Know-How und Labor, das ich in einen Elektronenkanonenteststand umwandeln durfte, sehr viel weiter geholfen hat.

Für die vielen Flansche, Adapter, Spezialgewinde und der gleichen, die professionell gefertigt werden mussten danke ich den technischen Diensten im IPP. Besonderer Dank geht dabei an Norbert Paschkowski und die Kollegen der W7-X Schweißqualifizierung für die Rettung so mancher Bauteile in letzter Sekunde.

Die lehrreichen Einblicke ins Handwerk der Vermessungstechnik habe ich vor allem Dr. Torsten Bräuer und Henning Sydow zu verdanken, die bereit waren mit mir themenübergreifend zusammenzuarbeiten.

Für ein entspanntes Arbeitsklima und die Bereitschaft, über aktuelle Fragen diskutieren zu wollen, danke ich meinen Büronachbarn Stefan Schmuck, Rico Schwibbe und René Reimer. Nicht zu vergessen Dr. des. Dirk Dodt, für die Motivationsschübe, wenn es darauf ankommt (denn was WIR HIER TUN...).

Abseits von all der physikalischen und technischen Unterstützung bin ich Stefanie Braun, Karla Kauffmann und Tamás Fehér für die Einsicht dankbar, dass selbst Physiker neben der Arbeit noch Freizeit haben können. Für Eure Freundschaft: Danke, Gracias, Köszönöm!

Ein besonderer Dank gilt schließlich Prof. Dr. Gerd Fußmann und Prof. Dr. Friedrich Wagner, die mir die Arbeit an diesem interessanten Thema am IPP Greifswald erst ermöglicht haben.

## Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die von mir am heutigen Tage der Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I Institut für Physik vorgelegte Diplomarbeit vollkommen selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Berlin, der 02.03.2009

Unterschrift



## 6 Anhang

### A Streuwinkelableitung

Um den Einfluss der Streuungen der Elektronen an Gasatomen und -ionen auf den Pitchwinkel  $\alpha$  zu verstehen, soll im Folgenden die in Kapitel 2.3.1 genutzte Gleichung 2.30 abgeleitet werden. Die in Kapitel 2.3.1 in Abbildung 2.12 beschriebene Streuung lässt sich durch folgende Vektoren und Winkel charakterisieren, die einen Tetraeder wie in Abbildung A.1 aufspannen.

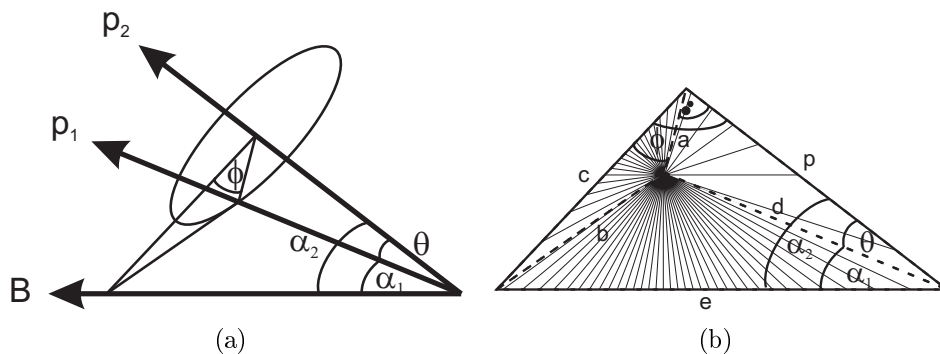


Abbildung A.1: a) Streuung eines Elektrons mit Impuls  $\vec{p}_1$  nach  $\vec{p}_2$ , b) Skizze des Tetraeders

- $\vec{B}$ : Vektor in Magnetfeldrichtung, Kante  $e$
- $\vec{p}_1$ : Impulsvektor vor dem Stoß, Kante  $d$  und Winkel  $\alpha_1$  zu  $\vec{B}$
- $\vec{p}_2$ : Impulsvektor nach dem Stoß, Kante  $p$  und Winkel  $\alpha_2$  zu  $\vec{B}$
- $\theta$ : Streuwinkel zwischen  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_2$
- $\varphi$ : Winkel, um den sich bei der Streuung der Vektor  $\vec{p}_2$  aus der Ebene aufspannt von  $\vec{p}_1$  und  $\vec{B}$  herausdreht; die Ebene, in der  $\varphi$  liegt, steht senkrecht auf  $\vec{p}_1$

Der in Abbildung A.1 b) dargestellte Tetraeder ist durch die Winkel  $\theta$ ,  $\varphi$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  und die zwei rechten Winkel, unter denen  $\vec{p}_1$  auf der Ebene von  $\varphi$  steht, nicht eindeutig definiert, sondern Teil einer Gruppe von ähnlichen Tetraedern. Dies reicht jedoch aus, um die Winkelbeziehungen zu bestimmen und die weiteren Kanten dienen nur einer einfacheren Herleitung.

Der neue Pitch-Winkel  $\alpha_2$  liegt im Dreieck, begrenzt durch die Kanten  $\Delta_{e,b,p}$  und es gilt

$$b^2 = e^2 + p^2 - 2ep \cdot \cos \alpha_2. \quad (\text{A.1})$$

Aus dem rechtwinkligen Dreiecken  $\Delta_{d,e,c}$  und  $\Delta_{p,d,a}$  folgt  $\cos \alpha_1 = \frac{d}{e}$  und  $\cos \theta = \frac{d}{p}$  und somit  $e = p \cdot \frac{\cos \theta}{\cos \alpha_1}$ , was in A.1 nur noch  $p$  und  $b$  als Kantenlängen frei lässt.

$$b^2 = p^2 \cdot \left( 1 + \frac{\cos^2 \theta}{\cos^2 \alpha_1} - 2 \frac{\cos \theta \cos \alpha_2}{\cos \alpha_1} \right) \quad (\text{A.2})$$

Im Dreieck  $\Delta_{a,b,c}$  ergibt sich  $b^2$  aus

$$b^2 = a + c^2 - 2ac \cdot \cos \varphi. \quad (\text{A.3})$$

Auch hier finden sich in den rechtwinkligen Dreiecken  $\Delta_{d,e,c}$  und  $\Delta_{p,d,a}$  die nötigen Beziehungen  $\sin \theta = \frac{a}{p}$  und  $\sin \alpha_1 = \frac{c}{e} = \frac{c}{p} \cdot \frac{\cos \alpha_1}{\cos \theta}$ , wobei gleich die zuvor gefundene Ersetzung für  $e$  Anwendung fand. Es ergibt sich aus Gleichung A.3 dann eine weitere Beziehung, in der nur noch  $p$  und  $b$  auftauchen.

$$b^2 = p^2 \cdot (\sin^2 \theta + \tan^2 \alpha_1 \cos \theta - 2 \sin \theta \cos \theta \cos \varphi \tan \alpha_1) \quad (\text{A.4})$$

Aus Gleichung A.2 und A.4 zusammen wird dann einen Ausdruck ersichtlich, in dem nur noch die Winkel der Impulse zum Magnetfeld  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  und die Streuwinkel  $\theta$ ,  $\varphi$  vorkommen. Durch Kürzen und Anwenden des trigonometrischen Satz des Pythagoras ergibt sich schließlich der einfache Ausdruck

$$\cos \alpha_2 = \cos \theta \cos \alpha_1 + \sin \theta \sin \varphi \sin \alpha_1. \quad (\text{A.5})$$

## B Numerisches Modell des Elektronenstrahls

Da eine exakte analytische Beschreibung des Elektronenstrahls unter den in Kapitel 2.3 beschriebenen Wechselwirkungen zu komplex wird, soll hier ein numerisches Berechnungsmodell entwickelt werden, das jedoch im Rahmen der Diplomarbeit nicht mehr angewandt wurde.

### B.1 Einzel-Elektron Verfolgung

In einem ersten Ansatz, ähnlich einer Monte-Carlo Entwicklung, kann versucht werden, die Entwicklung der mittleren Energie eines Elektrons und des Pitchwinkels zum Magnetfeld  $\alpha$  zu beschreiben. Deren Änderung wird durch eine Wechselwirkung mit dem Gas entsprechend der Wahrscheinlichkeiten  $w$  (Gleichung 2.23) eingerechnet. Für eine numerische Näherung benutzt man diese Wahrscheinlichkeiten, um für kleine Wegintervalle  $|l_{i-1} - l_i| = \Delta l$  jeweils per Zufallszahl zu entscheiden, welche Wechselwirkung statt findet. Entsprechend der damit verbundenen Energie- und Winkeländerung  $\Delta E$  und  $\delta \alpha$  bestimmt sich der neue Zustand des Elektrons in  $E(l_i)$  und  $\alpha(l_i)$  und das entsprechende Wegstück  $\Delta s$ , entlang dessen sich das Elektron fortbewegt hat zu:

$$E(l_i) \approx E(l_{i-1}) + \frac{dE}{dl}(l_{i-1}) \cdot \Delta l \quad (\text{B.1})$$

$$\alpha(l_i) \approx \alpha(l_{i-1}) + \delta \alpha. \quad (\text{B.2})$$

Diese stückweise Berechnung beginnt bei der Anfangsenergie  $E_0$  am Ort  $l_0 = 0$  und endet, wenn  $E_i \leq 1,65\text{eV}$  wird. Diese Grenzenergie von  $1,65\text{eV}$  entspricht nach  $E = h\nu$  den Frequenzen gerade noch sichtbaren Lichtes an der Grenze des roten Spektralbereichs. Auf diese Weise kann man die Entwicklung von Energie  $E$  und

Winkel  $\alpha$  berechnen, unter Benutzung der Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{i,k}(E, \delta\alpha)$  und der Streuamplituden  $|f(E, \delta\alpha)|$  aus entsprechender Literatur.

Da die Wahl der Wechselwirkung zufällig nach den entsprechenden Wahrscheinlichkeiten geschieht, sollte man diese Entwicklung für viele Elektronen durchführen, um im statistischen Mittel eine Aussage über den Verlauf des gesamten Elektronenstrahls machen zu können. Das kollektive Verhalten der Elektronen wird allerdings auch wieder Einfluss auf die einzelnen Wechselwirkungen eines Teilchens haben. Es wird zum Beispiel von der Häufigkeit der Ionisationen entlang eines Wegstücks  $\Delta s$  auf der Feldlinie der räumliche Verlauf der Ionendichte abhängen, der dann wieder auf elastische und unelastische Stöße mit Ionen Einfluss hat. Eine selbstkonsistente Lösung ist daher auf diesem Weg nicht möglich.

Ein weiterer Schwachpunkt dieses einfachen Ansatzes ist die Vernachlässigung der Wechselwirkungen der Elektronen unter einander. Die negative Raumladung des Elektronenstrahls erzeugt ein zusätzliches elektrisches Feld, in dem es natürlich wieder zu  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driften kommt, die dann auch das Verhältnis von zurück gelegtem Weg  $\Delta l$  und Voranschreiten entlang der Magnetfeldlinie  $\Delta s$  beeinflusst.

## B.2 Besetzungsdichten - Ansatz

Bei dieser Betrachtung wird eine normierte Besetzungsdichte der Elektronen von bestimmten, zunächst willkürlich quantisierten Energieintervallen und Winkelintervallen betrachtet, also die Gesamtzahl aller Elektronen in ihrer räumlichen Entwicklung von  $E(s)$  und  $\alpha(s)$  parallel entwickelt.

$$\hat{n} = \begin{array}{cccccc} n_{E_0,0} & n_{E_0,1\Delta\alpha} & \dots & n_{E_0,\alpha} & \dots & n_{E_0,180} \\ n_{E_0-\Delta E,0} & n_{E_0-\Delta E,1\Delta\alpha} & \dots & n_{E_0-\Delta E,\alpha} & \dots & n_{E_0-\Delta E,180} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{E,0} & n_{E,1\Delta\alpha} & \dots & n_{E,\alpha} & \dots & n_{E,180} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{\Delta E,0} & n_{\Delta E,1\Delta\alpha} & \dots & n_{\Delta E,\alpha} & \dots & n_{\Delta E,180} \\ n_{0,0} & n_{0,1\Delta\alpha} & \dots & n_{0,\alpha} & \dots & n_{0,180} \end{array} \quad (\text{B.3})$$

Die Energieintervalle sollten gleichmäßig in  $m_E$  Schritten  $\Delta E = \frac{E_0}{m_E}$  und die Winkelintervalle in  $m_\alpha$  Schritten  $\Delta\alpha = \frac{180}{m_\alpha}$  eingeteilt werden. Damit entsteht eine Besetzungsdichtematrix mit  $m_E + 1$  Zeilen und  $m_\alpha + 1$  Spalten, die sich nun entlang der Flugbahn der Elektronen entwickeln lässt. Die Entwicklung findet wieder bezüglich des beobachtbaren zurück gelegten Wegs entlang der Feldlinien  $s$  statt, der in kleine Intervalle eingeteilt wird.

$$s_i = s_{i-1} + \Delta s \quad (\text{B.4})$$

Bei jeder Wechselwirkung werden der Wahrscheinlichkeit entsprechend einige Elektronen von einem Energie- und Winkelzustand in einen anderen wechseln, was sich mit folgender Abbildung der Komponenten der Besetzungsdichtematrix mittels Übergangskoeffizienten  $t_{H,\beta}^{E,\alpha}$  ausdrücken lässt:

$$n_{H,\beta} = \sum_E \sum_\alpha t_{H,\beta}^{E,\alpha} \cdot n_{E,\alpha}. \quad (\text{B.5})$$

Dabei fließt nicht nur der Verlust von Teilchen aus einer Energiezeile in der Matrix durch Stöße dieser Teilchen ein, sondern auch die hinzukommenden Teilchen von Wechselwirkungen energiereicherer Elektronen, die dann in diese Zeile hinab fallen. Das ergibt dann den ersten Beitrag zur Besetzungsdichteänderung auf Grund der Energieabnahme um ein  $\Delta E$ -Intervall.

$$n_{E,\alpha}(s_{i+1}) = n_{E,\alpha}(s_i) \cdot (1 - w_{-\Delta E}(E, \alpha)) + n_{E+\Delta E,\alpha}(s_i) \cdot w_{-\Delta E}(E + \Delta E, \alpha) \quad (\text{B.6})$$

Analoges gilt auch für die Besetzungsdichte in einer Winkelspalte der Matrix. Hierbei finden jedoch die Übergänge in beide Richtungen von einer Nachbarspalte zur anderen und bei großen Streuwinkeln sogar über mehrere Spalten hinweg statt. Somit ist der zweite Anteil zur Änderung der Besetzungsdichte auf Grund der Winkeländerung um  $+j\Delta\alpha$  und  $-k\Delta\alpha$ :

$$\begin{aligned} n_{E,\alpha}(s_{i+1}) &= n_{E,\alpha}(s_i) \cdot \left( 1 - \sum_k w_{-k\Delta\alpha}(E, \alpha) - \sum_j w_{+j\Delta\alpha}(E, \alpha) \right) \quad (\text{B.7}) \\ &+ \sum_j n_{E,\alpha-j\Delta\alpha}(s_i) \cdot w_{+j\Delta\alpha}(E, \alpha - j\Delta\alpha) \\ &+ \sum_k n_{E,\alpha+k\Delta\alpha}(s_i) \cdot w_{-k\Delta\alpha}(E, \alpha + k\Delta\alpha) \end{aligned}$$

Die Wahrscheinlichkeiten  $w_{-\Delta E}(E, \alpha)$  berechnen sich nun aus der Summe aller Energieverluste  $\frac{dE}{dl}$  gewichtet mit dem Verhältnis der Intervalllängen in der Energieeinteilung  $\Delta E$  und des Laufwegs  $\Delta l = \frac{\Delta s}{\cos\theta}$ . Analoges gilt auch für die Übergangswahrscheinlichkeiten der Winkeländerungen um  $+j\Delta\alpha$  und  $-k\Delta\alpha$ , für die man aber direkt die Wahrscheinlichkeiten  $\frac{dw_{\delta\alpha}}{dl}$  nutzen kann.

$$w_{-\Delta E}(E, \alpha) = \sum \frac{dE}{dl}(E, \alpha) \cdot \frac{1}{\cos\alpha} \cdot \frac{\Delta s}{\Delta E} \quad (\text{B.8})$$

$$w_{\pm j\Delta\alpha}(E, \alpha) = \sum \frac{dw_{\delta\alpha=\pm j\Delta\alpha}}{dl}(E, \alpha) \cdot \frac{\Delta s}{\cos\alpha} \quad (\text{B.9})$$

Diese Betrachtung schließt, wie auch Variante 1 (in B.1), die kontinuierliche Betrachtung der eigentlich quantisierten Energieverluste mit ein. D.h. die Energie  $E$  geht gleichmäßig mit der Länge  $l$  verloren. In Wahrheit haben die einzelnen Prozesse recht unterschiedliche Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{i,j}$  und Energieverluste  $\epsilon_{i,k}$  bei den einzelnen Stößen. Für die numerische Berechnung der Übergänge über definierte Energieintervalle  $\Delta E$ , wie in der Zustandsdichtematrix genutzt, muss der Energieverlust nun wie in Gleichung (B.8) ersichtlich wieder künstlich quantisiert werden. Die Winkeländerungen hingegen werden von vornherein über die Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens  $\frac{dw_{\delta\alpha}}{dl}$  entlang eines Wegstücks  $dl$  beschrieben und werden für die Streuung um  $\pm j\Delta\alpha$  entsprechend verwendet.

Bei dieser Annahme ist zu beachten, dass  $w_{\pm j\Delta\alpha/E}(E, \alpha)$  als Wahrscheinlichkeit immer im Intervall  $[0, 1]$  liegt, was impliziert, dass die Wegeinteilung also sehr fein mit kleinem  $\Delta s$  oder die Energiequantisierung  $\Delta E$  sehr grob ist. Andernfalls würde  $w_{\pm j\Delta\alpha/E}(E, \alpha) > 1$  werden, was physikalisch einem Übergang nicht nur in die beschriebene Zelle mit  $n_{E-\Delta E, \alpha \pm j\Delta\alpha}$ , sondern gleich in weiter entfernte Bereiche  $E - 2\Delta E$ ,  $E - 3\Delta E$ , ...oder  $\alpha \pm (j + 1)\Delta\alpha$ , ... entspricht. Damit wäre dann aber ein Übergang mit den zuvor beschriebenen Übergangskoeffizienten nicht mehr beschreibbar. Um dieses Problem zu vermeiden, muss also

$$\frac{\Delta E}{\Delta s} > \frac{dE}{dl}, \text{ bzw.} \quad (\text{B.10})$$

$$\frac{1}{\Delta s} > \frac{dw_{\delta\alpha=\pm j\Delta\alpha}}{dl} \quad (\text{B.11})$$

erfüllt werden. Mit den zuvor in 2.3.3.1 abgeschätzten Werten lässt sich z.B. fordern, dass

$$\frac{\Delta E}{\Delta s} > 1 \frac{\text{eV}}{\text{m}} \quad (\text{B.12})$$

ist. Also würde selbst bei einer Wahl der Energieintervalle von  $\Delta E = 0, 1\text{eV}$  der Weg im Torus in bis zu  $\Delta s = 10\text{cm}$  lange Abschnitte unterteilt werden können. De facto wird man kleinere Intervalle von vielleicht  $\Delta s = 1\text{mm}$  wählen, um die Genauigkeit zu erhöhen.

Erfüllt nun die Parametrisierung durch  $\Delta s$ ,  $\Delta\alpha$  und  $\Delta E$  diese Forderungen, kann man die Übergangskoeffizienten  $\{t_{H,\beta}^{E,\alpha}\}$  aufstellen, die für jede Besetzungsdichten-Komponente, wie zuvor erläutert, folgende Abbildung erzeugen muss:

$$\begin{aligned} n_{H,\beta}(s_i + \Delta s) = & \left( 1 - w_{-\Delta E}(E, \alpha) - \sum_k w_{-k\Delta\alpha}(E, \alpha) - \sum_j w_{+j\Delta\alpha}(E, \alpha) \right) \cdot n_{E,\alpha}(s_i) \\ & + w_{-\Delta E}(E + \Delta E, \alpha) \cdot n_{E+\Delta E, \alpha}(s_i) \\ & + \sum_j w_{+j\Delta\alpha}(E, \alpha - j\Delta\alpha) \cdot n_{E, \alpha - j\Delta\alpha}(s_i) \\ & + \sum_k w_{-k\Delta\alpha}(E, \alpha + k\Delta\alpha) \cdot n_{E, \alpha + k\Delta\alpha}(s_i) \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

Dieses numerische Modell verspricht eine genauere Beschreibung des Elektronenstrahls zu ermöglichen, als es in der Abschätzung in Kapitel 2.3.3.1 der Fall war. Im Rahmen dieser Diplomarbeit konnte jedoch ein entsprechendes Programm nicht mehr entwickelt werden. Es wurden statt dessen experimentelle Wege zur Bestimmung der Einflüsse der Elektron-Gas Wechselwirkungen gesucht (siehe Kapitel 3.1 und 3.2).

## C Eichung des Ionisationsvakuummeter

Das bei den Messungen in Kapitel 3.1 verwendete Ionisationsvakuummeter arbeitet laut Hersteller in einem Druckbereich bis  $p_{\text{IoniVac}} \geq 2 \cdot 10^{-11}\text{mbar}$ . Beim ersten Testpumpen der Anlage zeigte sich jedoch, dass die angezeigten Drücke zu niedrig lagen

und das Vakuummeter zunächst geeicht werden musste. Zum Vergleich des Drucks  $p_{IoniVac}$  diente ein weiteres, geeichtes Vakuummeter (ThermoVac TM20 von Leybold Vacuum®). Beide Vakuummeter wurden an das UHV-Experiment aus Kapitel 3.1 angebracht und bei unterschiedlich starkem Gaseinlass der Druck im Gleichgewicht nach jeweils ca. 10s gemessen. Die Abbildung C.1 zeigt das Ergebnis dieser Messungen mit dem berechneten linearen Fit durch die Messpunkte. Zur Umrechnung des angezeigten Drucks  $p_{IoniVac}$  in den realen Druck  $p$  gilt somit

$$p = p_{IoniVac} \cdot (2,56 \pm 0,02) \cdot 10^3 \quad (C.1)$$

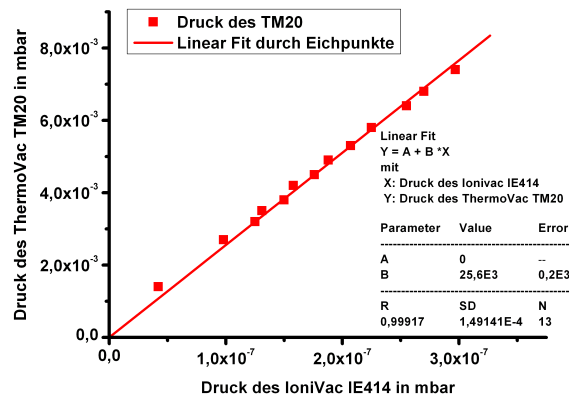


Abbildung C.1: Eichkurve des IoniVac IE414

## D Spektralanalyse der Leuchtspur in Argon

Das emittierte Licht der Leuchtspur wurde über einen Lichtleiter aufgenommen und mit einem Echelle-Spektrometer vom Typ ESA 3000 (LLA Instruments GmbH, Berlin) untersucht. Nähere Informationen zu diesem Spektrometer finden sich z.B. in (Bibi07). Zur Unterdrückung der Störeffekte des leuchtenden Wolframdrahtes der Elektronenkanone wurde zunächst ohne Magnetfeld, aber mit aktivierter Elektronenkanone ein Spektrum des Hintergrundlichts aufgenommen und dessen Intensitätsverteilung von der Messung als Untergrundsignal abgezogen. Abbildung D.1 zeigt die entsprechenden Spektren im Wellenlängenbereich von  $\lambda = 400\text{nm}$  bis  $\lambda = 780\text{nm}$ . Im Spektrum konnten an Hand von tabellierten Spektrallinien aus (NIST) Übergänge von Elektronen in neutralem und einfach ionisiertem Argon beobachtet werden. Die in Abbildung D.1 mit blauen Buchstaben markierten Spektrallinien gehören zu Übergängen in neutralem Argon und die mit roten Ziffern bezeichneten zu einfach positiven Argonionen.

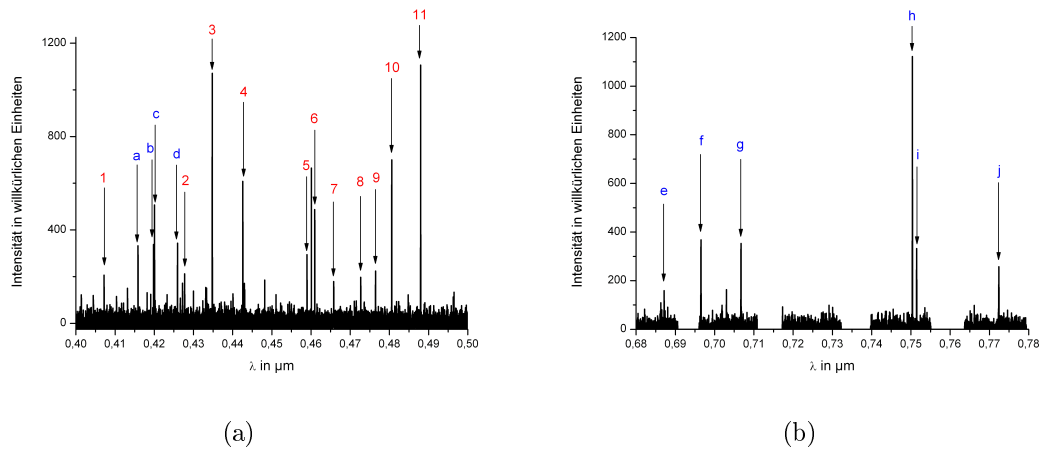


Abbildung D.1: zwei Ausschnitte des Spektrums des emittierten Lichts einer Leuchtspur in Argon bei  $p = 1,5 \cdot 10^{-4}$  mbar, mit einem Elektronenstrahl mit  $U_B = 300$  V und bei einer Belichtungszeit von  $t = 20$  s

Die Tabellen D.2 und D.3 zeigen die gefundenen Wellenlängen mit ihren aus der Datenbank zugeordneten Übergängen. Vor allem in Abbildung D.1 b wird ersichtlich, dass das gewonnene Spektrum nicht kontinuierlich aufgenommen ist. Dies liegt an technischen Problemen bei der Abbildung der verschiedenen Beugungsordnungen auf dem CCD-Chip des Spektrometers, nachlesbar in (Bibi07). Eine wesentliche Erkenntnis dieser Messungen ist, dass es sowohl neutrales als auch einfach ionisiertes Argon in der Leuchtspur gibt. Für  $\text{Ar}^{2+}$  liegen die 8 stärksten Emissionslinien im Bereich von  $200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 800 \text{ nm}$  nach (NIST) bei den in Tabelle D.1 angegebenen Wellenlängen.

$\lambda$ in nm	relative Intensität in a.u.
217,023	20
217,722	25
328,585	25
330,188	20
333,613	25
334,472	20
348,055	20
379,537	20

Tabelle D.1: stärkste  $\text{Ar}^{2+}$  Linien im beobachtbaren Wellenlängenbereich mit relativen Intensitäten in willkürlichen Einheiten a.u. nach (NIST)

Im beobachtbaren Bereich konnte keine von ihnen nachgewiesen werden. Höhere Ionisierungsstufen des Argon kommen daher kaum vor und können in den Wechselwirkungen der Elektronen mit dem Gas vernachlässigt werden.

Ar	$\lambda_{mess}$ in nm	$\lambda_{NIST}$ in nm	Übergang von	nach
<b>a</b>	415, 90	415, 8590	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \right) 4s, J = 2$	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \right) 5p, J = 2$
<b>b</b>	419, 80	419, 8317	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \right) 4s, J = 1$	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \right) 5p, J = 0$
<b>c</b>	420, 00	420, 0674	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \right) 4s, J = 2$	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \right) 5p, J = 3$
<b>d</b>	425, 90	425, 9362	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{1}{2}}^0 \right) 4s, J = 1$	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{1}{2}}^0 \right) 5p, J = 0$
<b>e</b>	687, 13	687, 1289	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \right) 4p, J = 1$	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \right) 4d, J = 1$
<b>f</b>	696, 50	696, 5430	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \right) 4s, J = 2$	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{1}{2}}^0 \right) 4p, J = 1$
<b>g</b>	706, 70	706, 7217	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \right) 4s, J = 2$	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{1}{2}}^0 \right) 4p, J = 2$
<b>h</b>	750, 40	750, 3869	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{1}{2}}^0 \right) 4s, J = 1$	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{1}{2}}^0 \right) 4p, J = 0$
<b>i</b>	751, 46	751, 4652	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \right) 4s, J = 1$	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{3}{2}}^0 \right) 4p, J = 0$
<b>j</b>	772, 40	772, 3761	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{1}{2}}^0 \right) 4s, J = 0$	$3p^5 \left( {}^2P_{\frac{1}{2}}^0 \right) 4p, J = 1$

Tabelle D.2: Übergänge in neutralem Argon zugeordnet nach Vergleichswerten aus (NIST)

Ar <sup>+</sup>	$\lambda_{mess}$ in nm	$\lambda_{NIST}$ in nm	Übergang von	nach
<b>1</b>	407, 20	407, 2005	$3p^4 ({}^1D) 4s, J = \frac{5}{2}$	$3p^4 ({}^1D) 4p, J = \frac{5}{2}$
<b>2</b>	427, 70	427, 7528	$3p^4 ({}^1D) 4s, J = \frac{5}{2}$	$3p^4 ({}^1D) 4p, J = \frac{3}{2}$
<b>3</b>	434, 80	434, 8064	$3p^4 ({}^3P) 4s, J = \frac{5}{2}$	$3p^4 ({}^3P) 4p, J = \frac{7}{2}$
<b>4</b>	442, 60	442, 6001	$3p^4 ({}^3P) 4s, J = \frac{3}{2}$	$3p^4 ({}^3P) 4p, J = \frac{5}{2}$
<b>5</b>	459, 00	458, 9898	$3p^4 ({}^1D) 4s, J = \frac{3}{2}$	$3p^4 ({}^1D) 4p, J = \frac{5}{2}$
<b>6</b>	460, 90	460, 9567	$3p^4 ({}^1D) 4s, J = \frac{5}{2}$	$3p^4 ({}^1D) 4p, J = \frac{7}{2}$
<b>7</b>	465, 79	465, 7901	$3p^4 ({}^3P) 4s, J = \frac{3}{2}$	$3p^4 ({}^3P) 4p, J = \frac{1}{2}$
<b>8</b>	472, 68	472, 6868	$3p^4 ({}^3P) 4s, J = \frac{3}{2}$	$3p^4 ({}^3P) 4p, J = \frac{3}{2}$
<b>9</b>	476, 47	476, 4865	$3p^4 ({}^3P) 4s, J = \frac{1}{2}$	$3p^4 ({}^3P) 4p, J = \frac{3}{2}$
<b>10</b>	480, 60	480, 6020	$3p^4 ({}^3P) 4s, J = \frac{5}{2}$	$3p^4 ({}^3P) 4p, J = \frac{5}{2}$
<b>11</b>	488, 00	487, 9864	$3p^4 ({}^3P) 4s, J = \frac{3}{2}$	$3p^4 ({}^3P) 4p, J = \frac{5}{2}$

Tabelle D.3: Übergänge in einfach ionisiertem Argon zugeordnet nach Vergleichswerten aus (NIST)



## E Bestimmung von Öffnungswinkel und Projektionszentrum

Für die Abschätzung des Sichtbereichüberlapps in Kapitel 2.5.2 ist es notwendig den Ursprung des Sichtkegel zu kennen. In Analogie zur Lochkamera entspringt dieser im optischen System von Kamera und Objektiv aus einem fiktiven Projektionszentrum im Abstand  $x_Z$  von der Objektivvorderkante. Zur Vermessung dieses Abstands und der Bestimmung der Öffnungswinkels des Sichtkegels wurden Aufnahmen von einem Maßstab in verschiedenen Abständen  $x$  gemacht und der Durchmesser  $d$  des Sichtbereiches gemessen. Abbildung E.1 a zeigt dies schematisch und in Abbildung E.1 b ist eine solche Beispielaufnahme zu sehen, aufgenommen mit der monochromen Kamera HX916 von Starlight Express®.

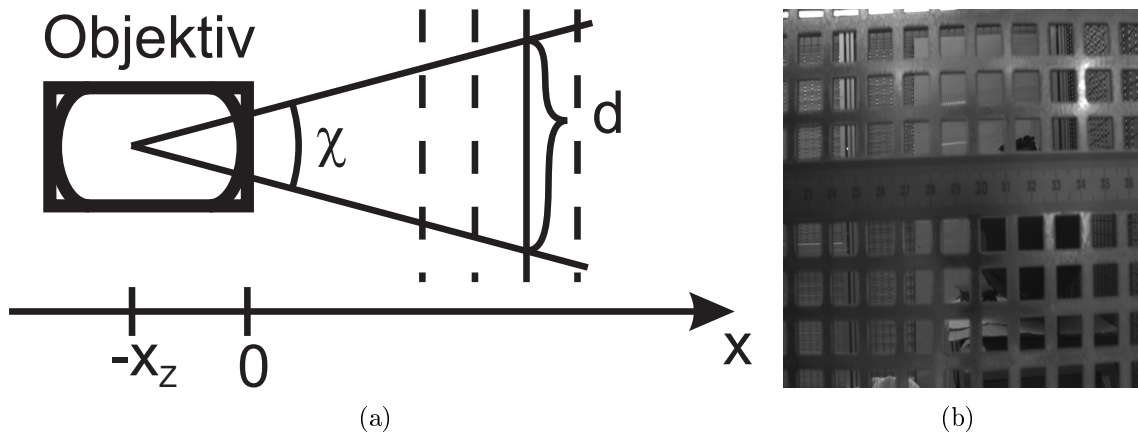


Abbildung E.1: a) Messprinzip zur Bestimmung des Öffnungswinkels  $\alpha$  und des Abstands zum Projektionszentrum eines optischen Systems, b) Beispielaufnahme mit HX916 Kamera mit CINEGON® 1.4/8-0512 Objektiv von Schneider-Kreuznach® im Abstand von  $x = 100\text{mm}$

Das Ergebnis der Messungen wird für die horizontale und vertikale Bildausdehnung einzeln betrachtet. Es wird der halbe Bilddurchmesser gegen die Entfernung der Skala vom Objektiv aufgetragen und durch einen Geradenausgleich die Ränder des Sichtkegels bestimmt. Abbildung E.2 a und b zeigen die gewonnenen Daten, aus denen folgende Gleichungen bestimmt wurden:

$$\begin{aligned} \text{horizontale Ausdehnung} \quad \frac{d_{hor}}{2} &= (9,0 \pm 0,4) \text{ mm} + (0,534 \pm 0,003) \cdot x \\ \text{und vertikale Ausdehnung} \quad \frac{d_{ver}}{2} &= (7,6 \pm 0,4) \text{ mm} + (0,425 \pm 0,004) \cdot x. \end{aligned}$$

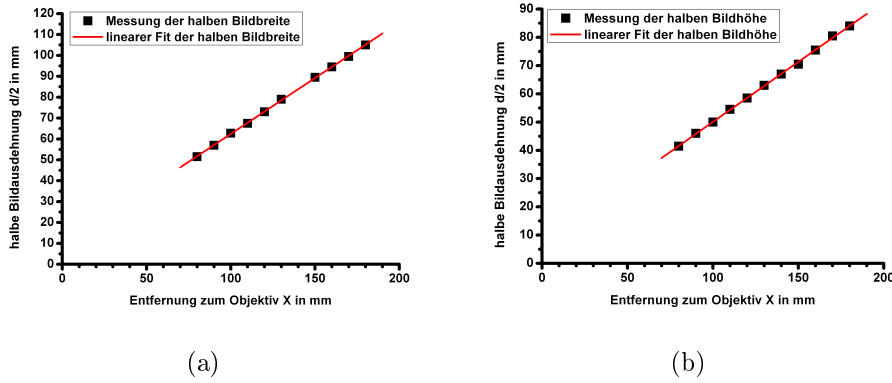


Abbildung E.2: gemessene halbe Bilddurchmesser in a) horizontaler und b) vertikaler Richtung

Daraus lassen sich die in Tabelle E.1 zusammengefassten Werte für  $x_Z$  und  $\chi$  bestimmen.

	$x_Z$ in mm	$\chi$ in $^\circ$
horizontal	$17,0 \pm 1,0$	$56,2 \pm 0,3$
vertikal	$17,9 \pm 1,4$	$46,1 \pm 0,4$

Tabelle E.1: Öffnungswinkel und Abstand des Projektionszentrum von Objektivvorderkante für die Starlight-Express<sup>®</sup> Kamera HX916 mit Schneider-Kreuznach Objektiv CINEGON<sup>®</sup> 1.4/8-0512

## F Korrektur von Bildverzeichnungen

Bei der Abbildung mit einer Kamera mit Objektiv treten gegenüber einer idealen zentralperspektischen Abbildung Verzeichnungsfehler auf. Diese lassen sich in drei Kategorien einteilen: radialsymmetrische, asymmetrische Verzeichnung und Affinität. Die Verzeichnung beziehen sich dabei auf Bildpunktkoordinaten bezogen auf den Hauptpunkt  $x_H, y_H$ . Dieser wird durch den Fußpunkt einer Senkrechten zur Bildebene durch das Projektionszentrum definiert. Die Bildkoordinaten sollten vor einer Einberechnung der Verzeichnung also auf diese Hauptlage bezogen und als

$$x = x - x_H \text{ und } y = y - y_H, \text{ bzw. auch } r = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (\text{F.1})$$

Die Korrekturen werden dann als  $x' = x + \Delta x'$  und  $y' = y + \Delta y'$  addiert.

Den größten Beitrag liefert meist die radialsymmetrische Verzeichnung oder auch Fischaugeneffekt genannt. Ausgelöst wird diese durch die zum Rand einer sphärischen Linse größer werdenden Abweichungen von der idealen Hyperboloidenform. Die Verzeichnung wirkt radial, also durch ein  $\Delta r$  mit

$$\Delta x'_{rad} = x \cdot \frac{\Delta r'_{rad}}{r} \text{ und } \Delta y'_{rad} = y \cdot \frac{\Delta r'_{rad}}{r} \quad (\text{F.2})$$

und kann durch einen Polynomansatz für  $\Delta r'_{rad}$  beschrieben werden, der meist nach dem zweiten oder dritten Term abgebrochen wird

$$\Delta r'_{rad} = A_1 \cdot r (r^2 - r_0^2) + A_2 \cdot r (r^4 - r_0^4) + A_3 \cdot r (r^6 - r_0^6). \quad (\text{F.3})$$

Der Bezugsradius  $r_0$  wird in der Regel zu  $\frac{2}{3}$  des maximalen Bildradius gewählt.

Asymmetrische Verzeichnung sind durch nicht zentrale Ausrichtung der Linsen in einem Objektiv bedingt. Die dadurch bedingte Verzeichnung wird durch folgenden Ansatz beschrieben

$$\Delta x'_{asy} = B_1 \cdot (r^2 + 2x^2) + 2B_2 \cdot x \cdot y \text{ und} \quad (\text{F.4})$$

$$\Delta y'_{asy} = B_2 \cdot (r^2 + 2y^2) + 2B_1 \cdot x \cdot y. \quad (\text{F.5})$$

Abweichungen der Bildkoordinatenachsen voneinander in Maßstab oder Orthogonalität beschreibt die Affinität. Für diese Verzeichnung verwendet man gemeinhin den Ansatz

$$\Delta x'_{aff} = C_1 \cdot x + C_2 \cdot y, \text{ jedoch } \Delta y'_{aff} = 0. \quad (\text{F.6})$$

Bei bekannten Verzeichnungsparametern  $A_1$  bis  $A_3$ ,  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $C_1$  und  $C_2$  und der Hauptpunktlage  $x_H$  und  $y_H$  können dann durch

$$\Delta x' = \Delta x'_{rad} + \Delta x'_{asy} + \Delta x'_{aff} \text{ und} \quad (\text{F.7})$$

$$\Delta y' = \Delta y'_{rad} + \Delta y'_{asy} \quad (\text{F.8})$$

die Bildpunkte korrigiert werden.

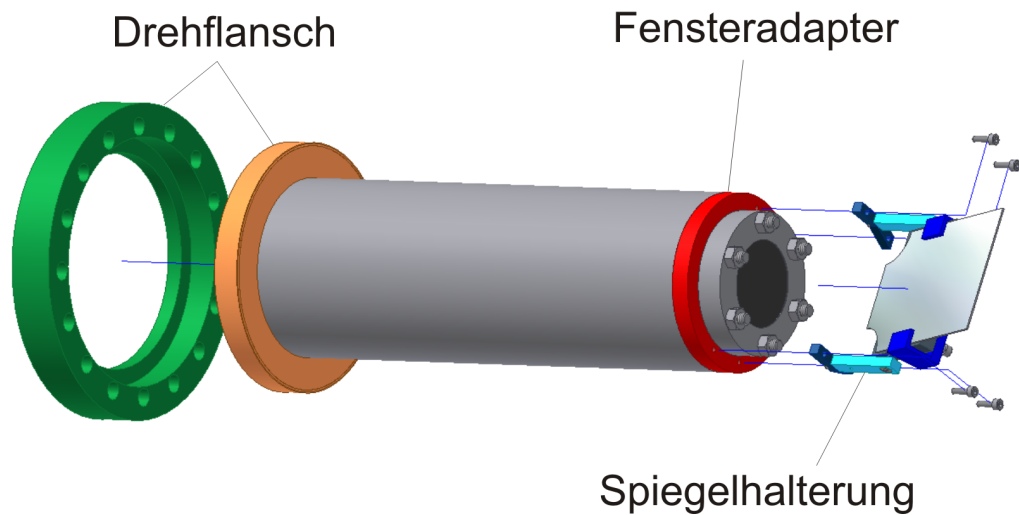
## G Tauchflansch für tangentielle Beobachtung

Für die Beobachtung der Leuchtspur in WEGA, wie in Kapitel 3.2 beschrieben, wurde eine Blick tangential zum Feldlinienverlauf angestrebt. Nach Vorbild eines existierenden, aber nicht einbaubaren Modells wurde ein Tauchflansch konstruiert, wie in Abbildung G.1 a vorgestellt. Er bestand aus drei Hauptkomponenten:

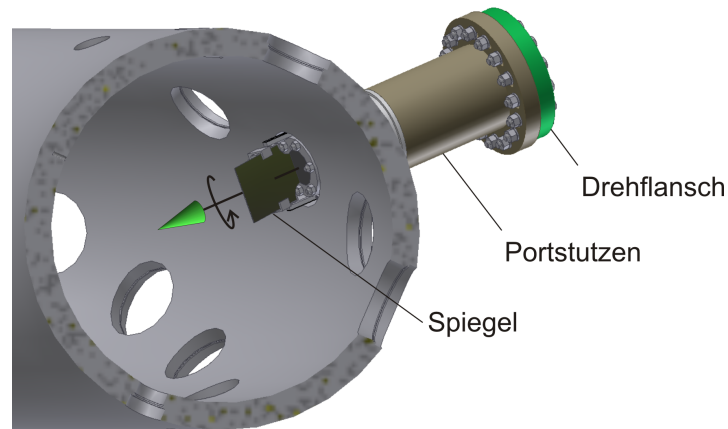
Zum Einen aus einem Rohr (grau) mit angeschweißtem Adapter (rot) zum Befestigen eines CF-40 Fensters. Zum Anderen wurde vor diesem Fenster eine Spiegelhalterung (blau) mit einem Edelstahlspiegel montiert, der auf einen variablen Neigungswinkel einstellbar ist. Diese Neigung wurde so gewählt, dass die Sichtachse senkrecht auf eine poloidale Schnittebene fiel, die mittig im Schärfentiefebereich der genutzten Optik lag (vergleiche 3.16). Berechnung ergaben einen Neigungswinkel von  $\sigma_{Spiegel} \approx 66,9^\circ$  zwischen Spiegel- und Fensterebene. Am anderen Ende des Rohres befand sich ein CF-100 Drehflansch, bei dem der Ring mit der Dichtungslippe (orange) vor dem Festziehen der Schrauben gegenüber dem Anschraubring (grün) verdreht werden konnte. Das Hauptrohr des Tauchflansches hat einen Durchmesser von  $d = 86,3\text{mm}$  und passt damit in einen A- oder B-Port. Abbildung G.1 b zeigt eine Schnittansicht der Plasmagefäßes mit einem Portstutzen am B<sup>+</sup>-Port des Beobachtungspunktes 1 (siehe Abbildung 3.13 a). In diesen ist der Tauchflansch eingeführt und ermöglicht durch den Spiegel den gewünschten tangentialen Blick.

Beim Einbau erfolgte dann die Justierung um die in der Abbildung gezeigte Drehflanschachse, bis der zentrale Bereich des Torusinneren sichtbar war.

Auf Grund von unbeabsichtigten Kollisionen des Spiegels mit dem Portstutzen beim Einbau kann es jedoch zu Abweichungen von der berechneten Spiegelneigung gekommen sein. Die in Sichtbereiche der in Kapitel 3.2.3 ausgewerteten Aufnahmen können daher nur näherungsweise nachvollzogen werden. Es können daher aus den aufgenommenen Bildern keine konkreten Aussagen über den Abstand zu den beobachteten Leuchtspuren oder deren Ausdehnungen getroffen werden.



(a)



(b)

Abbildung G.1: a) Explosionsansicht zum Aufbau des Tauchflansches zur tangentialen Leuchtspurbeobachtung an WEGA, b) Einbau an WEGA auf Beobachtungspunkt 1 (siehe Abbildung 3.13 a)

## H Referenzmarkenhalterung für WEGA

Wie in Kapitel 2.5.2 erläutert, wird für eine photogrammetrische Vermessung des Magnetfeldes an WEGA, wie in Kapitel 3.3.2 durchgeführt, ein Referenzsystem benötigt, das von allen Beobachtungspunkten sichtbar ist. Zu diesem Zweck wurden sechs kodierte Marken des AICON® Photogrammetrie-Systems entsprechend Abbildung H.3 auf eine Metallplatte geklebt, welche an einem Aluminium-Kantstab befestigt ist. Die Länge des Kantstabs ist auf die Entfernung von 2 Sacklochbohrungen auf der Gefäßinnenwand im WEGA-Stellarator zugeschnitten und wurde dort über zwei Winkelstücke an den Enden angeschraubt (siehe Abbildung H.1). Die Sacklochbohrungen befinden sich gegenüber dem B+ bzw. B- Port, d.h. im toroidalen Querschnitt unter einem poloidalen Winkelabstand von  $d\theta_{B-Loch} = +22,5^\circ$  und  $d\theta_{B+Loch} = -22,5^\circ$ .

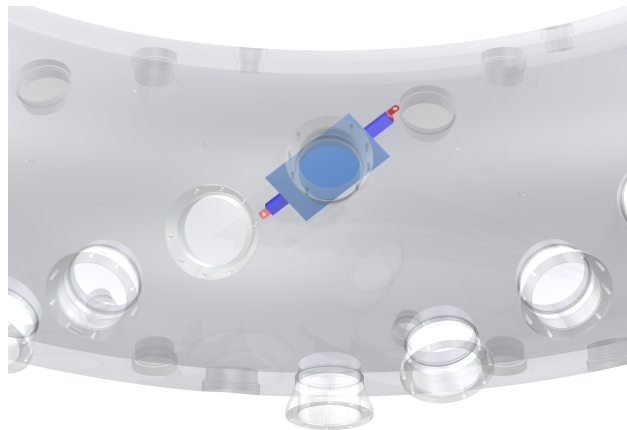


Abbildung H.1: Autodesk Inventor 10 - Modell des Plasmagefäßes, nebst Ports, Sacklochbohrungen und Markenhalterung

Aus der gewölbten Innenfläche des Plasmagefäßes folgt, dass die Bohrlochebenen an den zwei Positionen gegeneinander verkippt sind. Zur Befestigung an diesen Gewindebohrungen wurden an den Stabenden Metallwinkel angeschraubt, wie Abbildung H.2 a zeigt. Die Kippwinkel  $\Xi = 23^\circ$  und  $\Gamma = 9^\circ$  wurden im Inventormodell bestimmt. Da der Winkel  $\Gamma$  nur klein ist, wurde hierfür die Bohrung durch den Winkel angepasst und statt senkrecht durch die untere Lasche unter einem Winkel von  $81^\circ$  vorgenommen. Der Winkel  $\Xi$  wurde an dem Halterungswinkel direkt eingestellt und mit einer Schraube fixiert. Abbildung H.2 c und d zeigt die so montierte Platte in einer horizontalen Schnittansicht im Inventormodell.

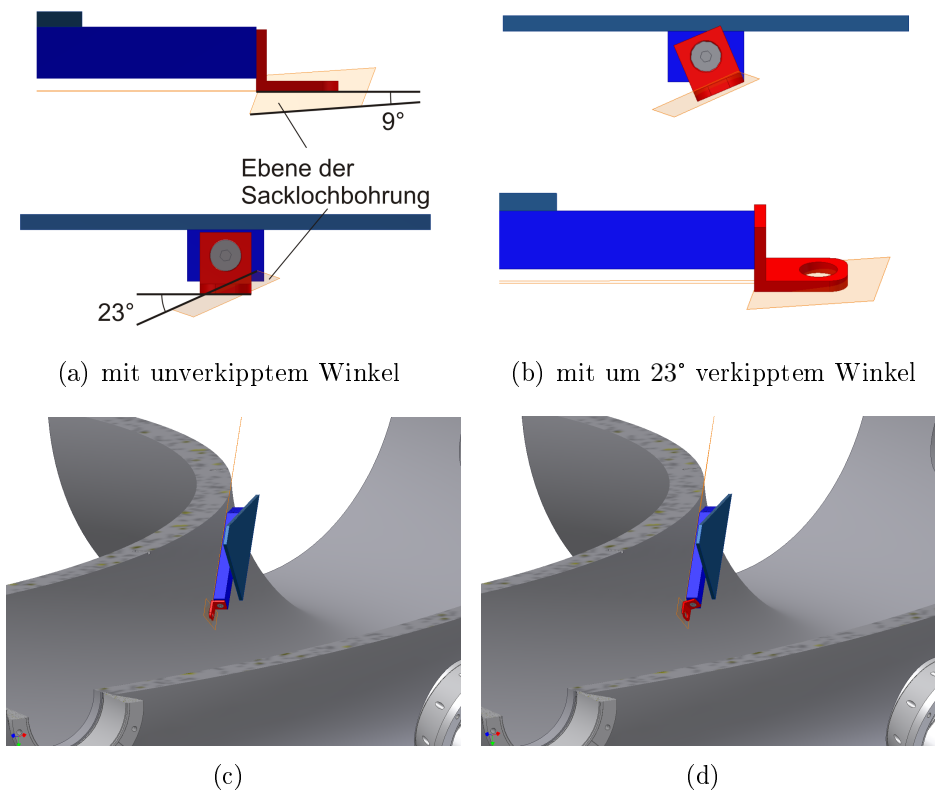


Abbildung H.2: Seiten- und Vorderansicht (a, b) der Referenzmarkenhalterung (blau) mit Winkel (rot) im Bezug zur seitlich verkippten Sacklochbohrebene (orange), sowie Blick im horizontalen Schnitt (c, d) durch den Torus

## H.1 Berechnung der Referenzmarkenpositionen

Was die Berechnung der Markenposition verkompliziert, ist der Versatz der Querschnittsflächen dieser zwei Sacklochbohrungen in toroidaler Richtung um  $d\phi_{B^+,B^-} = 18^\circ$  und in poloidaler Richtung  $d\theta_{B^+,B^-} = 45^\circ$ . In einer Konstruktion der WEGA und der Markenhalterung mit der CAD-Software Autodesk Inventor Professional 10 können jedoch die aus der gebogenen Torusgeometrie schwer bestimmbaren Abstände und Winkel ausgemessen werden (siehe z.B. Abbildung H.6).

Zunächst einmal wurden die Positionen der nur annähernd symmetrisch geklebten quadratischen Referenzmarken mit den Abmessungen Breite und Höhe  $b_{Marke} = h_{Marke} = 34,7\text{mm}$  durch ihren Abstand zum Plattenrand auf der Metallplatte bestimmt. Abbildung H.3 zeigt die gemessenen Entfernungen, sowie Abstände des Aluminium-Kantstabs zum Plattenrand. Gemessen wurde mit einer Schieblehre mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,05\text{mm}$ , doch aufgrund der schwierigen Bestimmung des senkrechten Abstands der teilweise zueinander verkanteten Ränder (von z.B. Klebmarken und Platte) wird eine Genauigkeit von  $\pm 0,1\text{mm}$  angenommen. Die roten Ziffern stellen Seriennummern der verwendeten Marken dar, die der Identifikation dienen sollen.

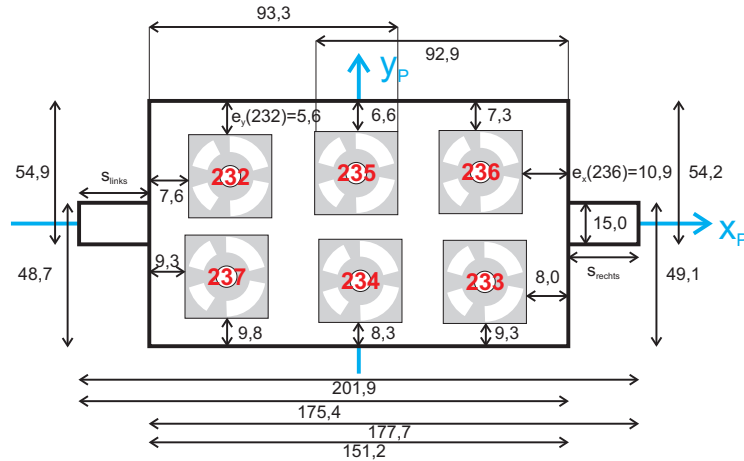


Abbildung H.3: Markenordnung auf eine Metallplatte

Die Position der Marken wird zunächst auf ein Koordinatensystem  $\{x_P, y_P\}$  bezogen, dessen Achsen jeweils mittig auf der Platte liegen. Diese berechnet sich dabei für jede Koordinate aus der Summe bzw. Differenz von drei Werten:

- der Abstand des Plattenrands von der jeweiligen Koordinatenachse: für x  $d_x = \frac{1}{2} (151,2 \pm 0,1) \text{ mm}$ , für y  $d_y = \frac{1}{2} (88,5 \pm 0,3) \text{ mm}$  (Plattenhöhe bestimmt aus dem Mittelwert der Plattenhöhen errechnet aus den zwei Abstände zum Kantstab und die Stabdicke links

$$(54,9 \pm 0,1) \text{ mm} + (48,7 \pm 0,1) \text{ mm} - (15,0 \pm 0,1) \text{ mm} = (88,6 \pm 0,3) \text{ mm}$$

und rechts

$$(54,2 \pm 0,1) \text{ mm} + (49,1 \pm 0,1) \text{ mm} - (15,0 \pm 0,1) \text{ mm} = (88,3 \pm 0,3) \text{ mm} ,$$

- der Entfernung des Markenrands zum Plattenrand  $e_x, e_y$  (siehe Abbildung H.3) und
- des Abstandes des Zentrums des inneren Markenkreise zum Markenrand  $\frac{1}{2}b_{Marke} = (17,35 \pm 0,05) \text{ mm}$  (bei symmetrischen Marken entspricht dies dem halben Durchmesser)

$$\begin{aligned} \text{z.B. } x_P(232) &= -d_x + e_x(232) + \frac{1}{2}b_{Marke} \\ &= (-50,7 \pm 0,2) \text{ mm} \end{aligned} \quad (\text{H.1})$$

$$\begin{aligned} y_P(232) &= d_y - e_y(232) - \frac{1}{2}h_{Marke} \\ &= (21,3 \pm 0,3) \text{ mm} \end{aligned} \quad (\text{H.2})$$

Es ergeben sich die in Tabelle H.1 dargestellten Plattenkoordinaten der Marken.

Nr.	$x_P$ in mm	$y_P$ in mm
232	$(-50, 7 \pm 0, 2)$	$(21, 3 \pm 0, 3)$
233	$(50, 3 \pm 0, 2)$	$(-17, 6 \pm 0, 3)$
234	$(0, 1 \pm 0, 2)$	$(-18, 6 \pm 0, 3)$
235	$(0, 5 \pm 0, 2)$	$(20, 3 \pm 0, 3)$
236	$(47, 4 \pm 0, 2)$	$(19, 6 \pm 0, 3)$
237	$(-49, 0 \pm 0, 2)$	$(-17, 1 \pm 0, 3)$

Tabelle H.1: Markenpositionen im Koordinatensystem der Platte nach analogen Formeln zu H.1 und H.2

Wie an den unterschiedlichen Abständen des Plattenrands zum Aluminiumkantstab in Abbildung H.3 zu erkennen ist, liegt die Platte nicht ganz symmetrisch auf dem Stab. Abbildung H.4 a zeigt stark übertrieben, wie die Platte in einem Koordinatensystem zentral auf dem Kantstab  $\{x', y'\}$  um  $\Delta x = (-1, 2 \pm 0, 1)$  mm und  $\Delta y = (2, 8 \pm 0, 3)$  mm verschoben ist, so dass

$$x' = x_P + \Delta x \quad (\text{H.3})$$

$$y' = y_P + \Delta y \quad (\text{H.4})$$

wird.

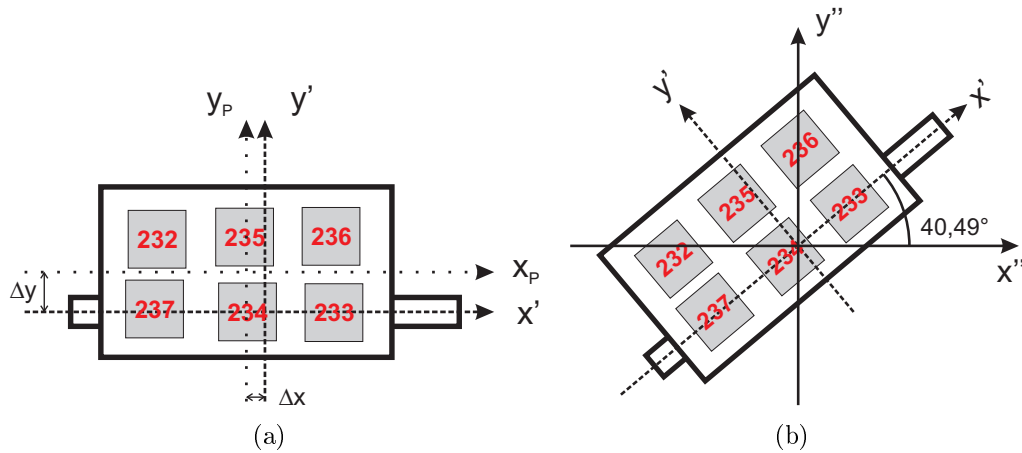


Abbildung H.4: Verschiebung a) und Verkippung b) der Markenplatte

Eine zweite Anpassung der Koordinaten wird nötig, da der Kantstab zwischen den Sacklöchern eingespannt ist und einen Winkel  $\beta$  zur horizontalen Ebene einschließt. Die Größe dieses Verkippungswinkels kann aus dem in Abbildung H.1 gezeigten Konstruktionsmodell in der dafür passenden Schnittansicht bestimmt werden und beträgt  $\beta = -40,49^\circ$ . Die neuen Markenkoordinaten in  $\{x'', y''\}$  ergeben sich dann aus der Drehung mit der inversen Drehmatrix

$$\begin{pmatrix} x'' \\ y'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix}, \quad (\text{H.5})$$

wie in Abbildung H.4 b angedeutet.



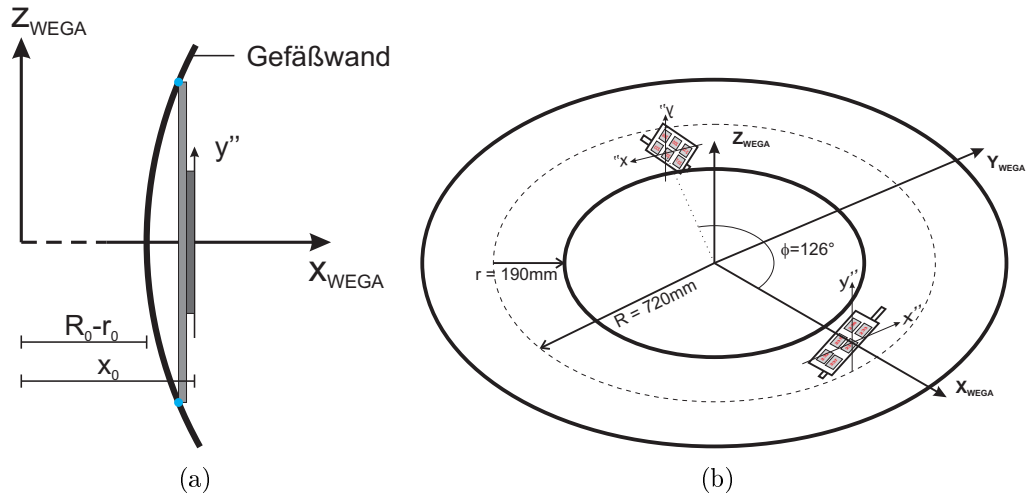


Abbildung H.5: a) Platzierung der Markenplatte im Torus und b) Drehung der Markenpositionen im Torus des WEGA-Experiments auf Höhe der benutzten Beobachtungspunkte

Die Platte kann in das Koordinatensystem des WEGA-Torus zunächst einmal so eingelegt werden, dass sie parallel zur  $z_{WEGA}$ - $y_{WEGA}$ -Ebene und der Koordinatenursprung von  $\{x'', y''\}$  auf der  $x_{WEGA}$ -Achse liegt (d.h.  $z_{WEGA} = y''$  und  $y_{WEGA} = x''$ ). Die nun zusätzliche dritte Koordinate  $x_0$  für jeden Punkt ergibt sich, wie Abbildung H.5 a zeigt, zum Einen aus der Differenz von großem und kleinem Radius des Plasmagefäßes ( $R_0 = 720\text{mm}$  und  $r_0 = 190\text{mm}$ ) und dem Abstand der Markenebene zur Torusinnenwand. Dieser ist analytisch wieder schwer herleitbar und wurde daher aus dem in Abbildung H.6 gezeigten Modell bestimmt.

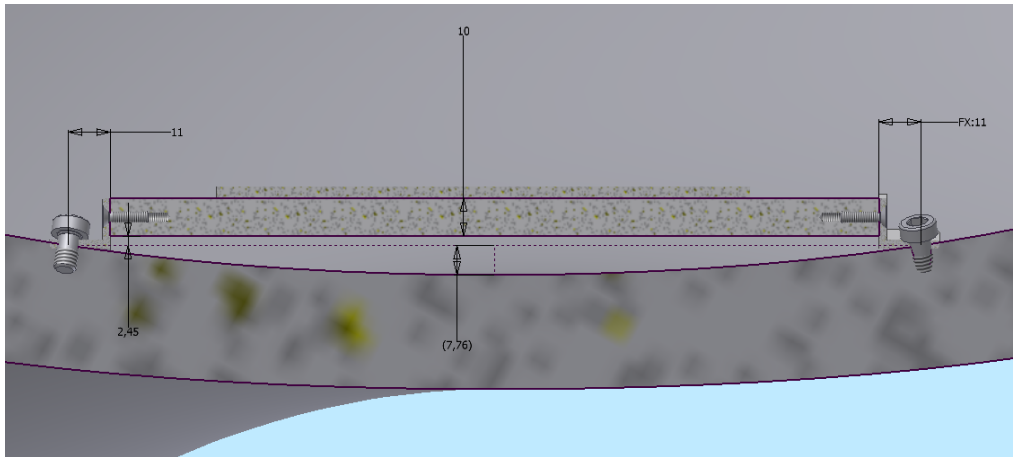


Abbildung H.6: Bestimmung des Abstands zur Gefäßwand mit Konstruktion von WEGA-Plasmagefäß

Daraus ergibt sich zunächst

$$\vec{P}_{\text{Marke}} \Big|_{\text{Torus}} = \begin{pmatrix} 720\text{mm} - 190\text{mm} + 23,21\text{mm} \\ x'' \\ y'' \end{pmatrix}, \quad (\text{H.6})$$

wobei für die Genauigkeit dieser Koordinate die zwei direkt gemessenen Abstände Kantstabdicke (10,0mm) und Plattendicke (3,0mm), sowie die aus Aufzeichnungen bekannten großen und kleinen Radien des Torus jeweils  $\pm 0,1$ mm angenommen wird ( $\Rightarrow x_0 = (553,2 \pm 0,4)$  mm). Die  $x_{WEGA}$ -Achse liegt jedoch per Definition auf der Trennstelle der Gefäßhälften. Die zur Beobachtung genutzten C Ports liegen bei einer toroidalen Winkelposition von  $\phi = 126^\circ$  dazu, weswegen die Markenpositionen diesmal um die  $z_{WEGA}$ -Achse gedreht werden müssen (siehe Abbildung H.5 b).

$$\begin{pmatrix} x_{Marke} \\ y_{Marke} \\ z_{Marke} \end{pmatrix} \Big|_{WEGA} = \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi & 0 \\ \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix} \quad (\text{H.7})$$

Die gewonnenen Markenpositionen in der WEGA werden als Referenz für die Koordinatentransformation der photogrammetrisch gewonnenen Ergebnisse verwendet und haben damit einen direkten Einfluss auf den Fehler der vermessenen Feldlinien. Daher wurde versucht, die Fehlerquellen bei der Bestimmung dieser Positionen möglichst vollständig zu berücksichtigen. Als fehlerlos sind jedoch die Drehwinkel der Verkippung  $\beta$  der Halterung (gewonnen aus der Inventor-Konstruktion) und die toroidale Position  $\theta$  der genutzten C Ports eingegangen. Außerdem ist unklar, mit welcher Präzision die Sacklochbohrungen in der WEGA gebohrt wurden. Tabelle H.2 fasst die berechneten Koordinaten mit ihren durch Fehlerfortpflanzung ermittelten Gesamtfehlern zusammen.

Nr	$x_{WEGA}$ in cm	$y_{WEGA}$ in cm	$z_{WEGA}$ in cm
232	$-28,06 \pm 0,08$	$47,99 \pm 0,07$	$-1,53 \pm 0,07$
233	$-36,31 \pm 0,08$	$42,00 \pm 0,07$	$2,06 \pm 0,07$
234	$-33,28 \pm 0,08$	$44,20 \pm 0,07$	$-1,28 \pm 0,07$
235	$-31,29 \pm 0,08$	$45,65 \pm 0,07$	$1,74 \pm 0,07$
236	$-34,18 \pm 0,08$	$43,55 \pm 0,07$	$4,70 \pm 0,07$
237	$-30,18 \pm 0,08$	$46,45 \pm 0,07$	$-4,34 \pm 0,07$

Tabelle H.2: Berechnete Markenpositionen im Koordinatensystem der WEGA

## H.2 Verkippungsfehler

Die bei der Datenauswertung in Kapitel 3.3.2 erkannten systematischen Abweichungen lassen an der genauen Ausrichtung der Markenhalterung in WEGA zweifeln. Es können Verkippungen der Halterung um die in Abbildung dargestellten Winkel  $\Xi$ ,  $\Psi$  und  $\Gamma$  aufgetreten sein. Eine Verkippung um  $\Gamma$  ist dabei am Unwahrscheinlichsten, da sich beim Anschrauben der Halterungswinkel aus Symmetriegründen die Platte selbst justiert.

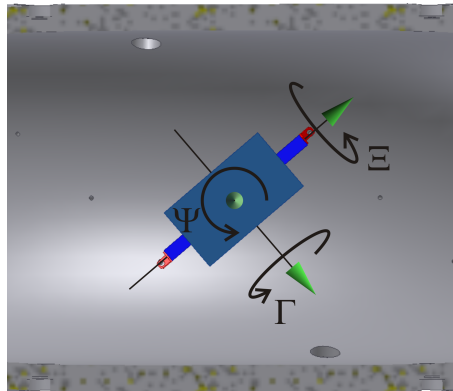


Abbildung H.7: mögliche Winkel  $\Xi$ ,  $\Psi$  und  $\Gamma$  in denen bei der Montage Verkippungsfehler auftraten

In  $\Psi$  kann prinzipiell ein Fehler entstehen, wenn die Schrauben in den Halterungswinkelbohrungen zu viel Spiel haben. Es hat sich jedoch nachträglich gezeigt, dass hier eine systematische Abweichung vorliegt, die in den zuvor im Abschnitt H.1 berechneten Koordinaten nicht berücksichtigt ist. Die Anpassung der Winkel an die Sacklochbohrerebene um  $\Xi = 23^\circ$  versetzt den Mittelpunkt der Durchgangsbohrung im Winkel gegenüber dem der Sacklochbohrung (siehe Abbildung H.8). Aus dem Inventormodell konnte diese Verdrehung der Verbindungsachsen der Bohrungszentren zueinander zu

$$\delta\Psi \approx 1,5^\circ \quad (\text{H.8})$$

bestimmt werden.

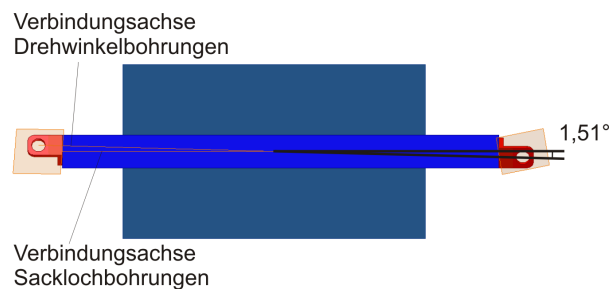


Abbildung H.8: Verkippung der Referenzmarkenhalterung um einen Winkel von  $\delta\Psi \approx 1,5^\circ$  aufgrund des Bohrlochversatzes

Änderungen des durch die seitlichen Schrauben fixierten Winkels  $\Xi = 23^\circ$  sind möglich, da bei platzieren der Platte und Anziehen der Schrauben auf die Winkel ein Drehmoment gewirkt haben kann, dass diese Fixierung löste. Um wie viel die Marken in diesem Winkel verkippert waren ist leider nicht mehr rekonstruierbar.

Die Hauptursachen der systematischen Fehler der Referenzmarken sind somit im abschätzbaren Drehwinkel  $\delta\Psi = 1,5^\circ$  und der unbekanntem Verkippung um  $\delta\Xi$ .

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Bindungsenergie pro Nukleon nach (Bosch07) . . . . .	8
1.2	Coulombpotential eines Wasserstoffkerns aus (Bosch07) . . . . .	9
1.3	Wirkungsquerschnitte $\sigma$ verschiedener Fusionsreaktionen in barn ( $10^{-18}\text{m}^2$ ) berechnet in (BoHa92); die Kurve der D-D-Fusion stellt die Summe der zwei Reaktionszweige D(D,p)T und D(D,n) <sup>3</sup> He dar . . . . .	10
2.1	Separation der Bewegung im Magnetfeld: a) parallel zu den Feldlinien, b) senkrecht zu den Feldlinien . . . . .	13
2.2	verschraubte Bahn eines Ions im Magnetfeld $\vec{B}$ . . . . .	14
2.3	Driften im inhomogenen Magnetfeld einer torusförmigen Spulen- anordnung, nach (Fuß0607) . . . . .	16
2.4	Nomenklatur der Koordinaten und Magnetfeldkomponenten Toroi- dalfeld $\vec{B}_\phi$ und Poloidalfeld $\vec{B}_\theta$ in einem magnetischen Einschluss- experiment . . . . .	17
2.5	a) Magnetfeldstruktur im poloidalen Querschnitt durch den Torus (Poincaré-Schnitt), Punkte stellen Durchstoßpunkte einer Feldlinie dar mit einem poloidalen Versatz $\Delta\theta$ auf Grund der Rotationstran- sformation $\epsilon$ ; b) geschachtelte Flussflächen gebildet bei irrationalem $\epsilon$ aus (IPP95) . . . . .	18
2.6	Spulen und Magnetfeldkonfiguration beim Tokamak aus (IPP95) . . . . .	18
2.7	Spulenordnung in einem a) klassischen Stellarator mit Toroidal- feldspulen (blau), Poloidalfeldspulen (schwarz) und Form einer ein- schließenden magnetischen Flussfläche (rot), b) modularen Stellarator mit nicht planaren Spulen (schwarz) und einschließender magne- tischer Flussfläche, beide aus (RKleib07) . . . . .	19
2.8	Übersicht zum Spulensystems der WEGA . . . . .	20
2.9	Poincaré-Schnitt des Magnetfeldes der WEGA von (Otte0809) . . . . .	22
2.10	$N_Z$ Streuzentren stellen auf einer Fläche $F$ eine durch den Wir- kungsquerschnitt $\sigma$ bestimmte Wechselwirkungsfläche dar, auf die ein Strom $j$ von $e^-$ trifft . . . . .	24
2.11	Streuung eines Elektrons in einen Raumwinkel $d\Omega$ . . . . .	25
2.12	Streuung eines Elektrons mit $E_1 = \frac{p_1^2}{2m_e}$ und $\alpha_1$ in den Zustand $E_2 =$ $\frac{p_2^2}{2m_e}$ und $\alpha_2$ unter den Streuwinkeln $\theta$ und $\varphi$ . . . . .	26
2.13	a) Funktion $\alpha_2(\theta, \varphi)$ für $\alpha_1 = 30^\circ$ mit Schnittebene für $\alpha_2 = 20^\circ$ ( $\theta$ und $\varphi$ in Radiant, $\alpha_2$ auf der z-Achse in Grad) , b) Integrationsweg $S_{-10^\circ}(\alpha_1 = 30^\circ)$ . . . . .	27
2.14	Energieschema der Elektronenhülle eines Argon-Atoms aus (ChilLin99) mit Energieniveaubezeichnung in Paschen-Notation . . . . .	28
2.15	Rutherford-Streuung eines Elektrons an einem Ion innerhalb seiner Debyekugel mit Radius $\lambda_{Debye}$ . . . . .	30
2.16	Geometrien von Beschleunigungsstrecken für eine Elektronenkanone. a) Glühwendel und Ring, b) Glühwendel und Gitter, c) Glühwendel und Beschleunigungsstrecke im Plattenkondensator . . . . .	37
2.17	Durchlass durch ein Gitter von Drähten mit Durchmesser $d$ und Ma- schenweite $w$ . . . . .	38

2.18	Abbildung eines Objekts mit a) einer Linse und b) einem Objektiv . . .	39
2.19	Strahlengang zur Beschreibung der Schärfentiefe . . . . .	41
2.20	a) ideales Prinzip stereoskopischer Abbildung mit 2 Projektionsbil- dern (x-y und y-z Projektion willkürlich gewählt), b) übertriebene Darstellung fehlerbehafteter realer Messungen . . . . .	42
2.21	Überlapp der Sichtbereiche in Plasmagefäß der WEGA: a) toroidaler Schnitt durch C+ und C- Sichtkegel, b) horizontaler Schnitt durch B+ und B- Sichtkegel und c) Überlapp der Sichtbereiche auf der To- rusinnenwand . . . . .	43
2.22	Bezug der Kameraposition auf ein Referenzkreuz mittels Dreiecksbe- ziehungen in den durch die Sichtstrahlen definierten Dreiecken . . . .	44
2.23	Photogrammetrieprinzip mit AICON®: in Messbildern (oben links und rechts) werden Marken vermessen und anhand kodierter Ringseg- mente identifiziert . . . . .	45
2.24	vorgefertigtes Referenzkreuz von AICON® mit präzise vermessenen Maßstäben $b_x$ und $b_y$ , sowie kalibrierte Referenzmarkenanordnung für WEGA (links unten) mit Maßstäben $b_{p1}$ , $b_{p2}$ (siehe Kapitel 3.3.1) . . .	45
3.1	a) schematischer Aufbau der Vakuum-Kammer des Elektronenkanon- enteststandes, b) Aufbau des Teststandes mit Peripherie . . . . .	48
3.2	a) Schaltung und Aufbau des Faradaybecher zur Strahlstrommessung, b) Blick durch ein Beobachtungsfenster während der Messung . . . . .	49
3.3	a) Skizze einer skalierten fluoreszierenden Platte zur Messung der Strahlausdehnung, b) Blick durch ein CF40 Fenster auf Leuchtfleck . .	50
3.4	Elektronenkanonenvariante 1: a) schematische Darstellung, b) elek- trische Schaltung . . . . .	50
3.5	Elektronenkanonenvariante 2: elektrische Schaltung . . . . .	51
3.6	Elektronenkanonenvariante 3: a) schematische Darstellung mit 4 auf- einander folgenden Beschleunigungsstrecken, b) elektrische Schaltung für 4 Beschleunigungsstufen, c) elektrische Schaltung mit einer Be- schleunigungsstrecke . . . . .	52
3.7	Emissionsstrom $I_E$ und Anteil dessen im Elektronenstrahl $I_S$ bei $B = 55 \pm 6\text{mT}$ für Kanonenvariante 1 a), 2 b) und 3 c) mit $U_B =$ $(100 \pm 1)\text{V}$ mit einem Lochdurchmesser in den Kondensatorplatten von $d = 2\text{mm}$ . . . . .	53
3.8	Strahlstrom $I_S$ bei $B = 55 \pm 6\text{mT}$ für Kanonenvariante a) 1 in Ab- hängigkeit von $U_B$ und $P_H$ , b) 2 in Abhängigkeit von $U_B$ und $P_H$ und c) 3 bei $U_B = (100 \pm 1)\text{V}$ in Abhängigkeit von $U_V$ und $P_H$ mit zwei getesteten Lochdurchmessern in den Kondensatorplatten . . . . .	54
3.9	Emissionsverhältnis $\frac{I_S}{I_E}$ für Elektronenkanonenvariante a) 1, b) 2 und c) 3 bei jeweils den gleichen sonstigen Parametern wie in Abbildung 3.8 . . . . .	56
3.10	Strahlstrom $I_S$ und die daraus berechnete Verteilung der Elektronen bezüglich ihrer Energie in der Bewegung parallel zum $\vec{B}$ -Feld $f_{E\parallel}$ in Abhängigkeit von Gegenspannung $U_G$ und Gasdruck $p$ für Variante 1 in (a,c) und Variante 3 mit $U_V = (39,2 \pm 0,5)\text{V}$ in (b,d) . . . . .	57

3.11	Querschnittsfläche $A_Q$ in Abhängigkeit vom Gasdruck $p$ für Variante 1 bei $U_B = (40 \pm 1) \text{ V}$ , $P_H = (10, 1 \pm 0, 2) \text{ W}$ und $B = (22, 0 \pm 0, 6) \text{ mT}$	59
3.12	Querschnittsfläche $A_Q$ in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke $B$ für a) Variante 1, b) Variante 2 und c) Variante 3 bei $U_V = (39, 2 \pm 0, 5) \text{ V}$	60
3.13	Übersicht der im Folgenden genutzten Einbauten an der WEGA: a) Draufsicht, b) Seitenansicht	62
3.14	a) Aufbau des Manipulators zur Bewegung der Elektronenkanone mit Steuerelektronik, b) Schaltung des Verstärkers $V_1$ im Detail	63
3.15	a) Aufbau des Stromaufnehmers (Edelstahlplatte), der über einen Manipulator radial beweglich ist, Verstärker $V_2$ ist analog zu $V_1$ in Abbildung 3.14 b aufgebaut, b) toroidaler Querschnitt bei der Platte ( $\phi = 144^\circ$ ) mit durch W7-Code berechnete Durchstoßpunkte für $t \approx \frac{1}{5}$	64
3.16	Sichtbereich im Inneren des Plasmagefäßes von einer Kamera in einen Tauchflansch mit Umlenkspiegel zur Beobachtung tangential zum Magnetfeldlinienverlauf	65
3.17	Übersicht der Experimentparameter bei der Strommessung an der WEGA: l.o. Emissionsstrom $I_E$ in mA, l.u. Plattenstrom $I_P$ in mA, m.o. Neutralgasdruck $p$ in mbar, m.u. Gaseinlass $J_{GAS}$ in sccm, r.o. Toroidalfeldspulenstrom $I_T$ in A, r.m. Strom in helikalen Feldspulen $I_H$ in A, r.u. Rotationstransformation $t$	66
3.18	Bilder der Stromaufnehmerplatte (gelb nachgezeichnet) und Leuchtspur in Argon in der WEGA zu verschiedenen Zeitpunkten: a) Leuchtspur läuft über Platte vorbei, b) viele Umläufe versetzt auf einer Flussfläche, c) 4. Umlauf trifft Platte, d) 3. Umlauf trifft Platte	67
3.19	Strom des 2., 3. und 4. Umlaufs des Elektronenstrahls in a) Argon, b) Neon und c) Helium	68
3.20	Leuchtspurbeobachtungen bei verschiedenen Drücken $p$ : a) Beispielaufnahme bei $p = 2, 7 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ und $U_B = 350 \text{ V}$ , b) Länge der sichtbaren Leuchtspur $s_{max}$ in Abhängigkeit des Drucks $p$	69
3.21	Leuchtspurbeobachtung bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen $U_B$ : a) Beispielaufnahme bei $U_B = 250 \text{ V}$ , b) Länge der sichtbaren Leuchtspur $s_{max}$ in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung $U_B$	70
3.22	Sichtbereich der Kameras bei radialen Blick durch einen B+ Port	71
3.23	a) Kamera HX916 von Starlight Express <sup>®</sup> mit Schneider-Kreuznach Objektiv CINEGON <sup>®</sup> 1.4/8-0512, b) Referenzmarkenanordnung auf Halterung zum Anbau an Gefäßinnenwand	72
3.24	a) Aufbau zur Eichmessung der Referenzmarken, b) Beispielaufnahme, c) Bildschirmausschnitt der Auswertungssoftware AICON 3D Studio <sup>®</sup>	73
3.25	Übersicht des optischen Experimentaufbaus an WEGA	74
3.26	Messbild einer Leuchtspur bei $t \approx \frac{1}{5}$ a) aufgenommen vom B+ Port, b) mit verstärktem Kontrast und Helligkeit, c) Referenzmarken mit zusätzlicher Beleuchtung von außen und d) Überlagerung der Aufnahmen	75
3.27	Prinzip der Kantenverfolgung mit AICON 3D Studio <sup>®</sup>	76

3.28	Messergebnis im Bildschirmausschnitt von AICON 3D Studio <sup>®</sup> vor der Transformation ins WEGA-Koordinatensystem . . . . .	77
3.29	Leuchtstrahlverlauf (schwarze Punkte) unter zwei Blickwinkeln mit Projektionslinien auf die XY-Ebene (rot) . . . . .	78
3.30	Vergleich der gemessenen Leuchtspuren (rot) mit der berechneten Teilchenbahn (hellblau) von Elektronen unter den Experimentparametern in a) einer Seitenansicht des Torus und b) einer Draufsicht; blaue Ringe stellen toroidale Schnitte des Plasmagefäßes in den Ebenen der B- und C-Ports dar (Durchmesser 38cm) . . . . .	80
3.31	Vergleich der kombinierten Messbilder mit den Darstellungen der vermessenen Leuchtstrahlen aus den Blickwinkeln des B+Port (a, b), B-Port (c, d), C+Port (e, f) und C-Port (g,h) . . . . .	81
3.32	Vergleich der gemessenen Leuchtstrahlen (rot) mit einer aus einem Punkt der ersten Messlinie gestarteten Berechnung der Elektronentrajektorie (hellblau) aus a) tangentialem Blick (Torus wölbt sich nach unten), b) Draufsicht und c) Außenansicht in Horizontalebene . . . . .	82
3.33	Vergleich der um $\delta\Psi = 4,5^\circ$ im Uhrzeigersinn weiter gedrehten Messdaten mit numerisch berechneten Elektronenbahnen aus dem W7-Code aus a) tangentialem Blick (Torus wölbt sich nach unten), b) Draufsicht und c) Außenansicht in Horizontalebene . . . . .	83
3.34	Auswertung einer Leuchtspur, an der obere und untere Kante mit AICON 3D Studio <sup>®</sup> vermessen wurde: a) Aufnahme vom C <sup>+</sup> -Port, b) Aufnahme vom C <sup>-</sup> -Port mit fortlaufenden Nummern der gefundenen Punkte und c) 3D-Darstellung dieser Punkte mit Abstandsbalken im Messkoordinatensystem . . . . .	85
3.35	Kompensation der Kantenabweichung bei der Leuchtspurvermessung .	86
3.36	Histogramm der Messpunktkoordinatenfehler zur Veranschaulichung des geringen Anteils von Ausreißern mit hohem Fehler . . . . .	87
3.37	Poincaréschnitte zweier Feldkonfigurationen, die sich im Durchstoßpunkt des vierten Umlaufs in der Größenordnung der räumlichen Auflösung der Feldlinienvermessung unterscheiden . . . . .	88
A.1	a) Streuung eines Elektrons mit Impuls $\vec{p}_1$ nach $\vec{p}_2$ , b) Skizze des Tetraeders . . . . .	96
C.1	Eichkurve des IoniVac IE414 . . . . .	101
D.1	zwei Ausschnitte des Spektrums des emittierten Lichts einer Leuchtspur in Argon bei $p = 1,5 \cdot 10^{-4}$ mbar, mit einem Elektronenstrahl mit $U_B = 300$ V und bei einer Belichtungszeit von $t = 20$ s . . . . .	102
E.1	a) Messprinzip zur Bestimmung des Öffnungswinkels $\alpha$ und des Abstands zum Projektionszentrum eines optischen Systems, b) Beispielaufnahme mit HX916 Kamera mit CINEGON <sup>®</sup> 1.4/8-0512 Objektiv von Schneider-Kreuznach <sup>®</sup> im Abstand von $x = 100$ mm . . . . .	104
E.2	gemessene halbe Bilddurchmesser in a) horizontaler und b) vertikaler Richtung . . . . .	105
G.1	a) Explosionsansicht zum Aufbau des Tauchflansches zur tangentialen Leuchtspurbeobachtung an WEGA, b) Einbau an WEGA auf Beobachtungspunkt 1 (siehe Abbildung3.13 a) . . . . .	107

H.1	Autodesk Inventor 10 - Modell des Plasmagefäßes, nebst Ports, Sacklochbohrungen und Markenhalterung . . . . .	108
H.2	Seiten- und Vorderansicht (a, b) der Referenzmarkenhalterung (blau) mit Winkel (rot) im Bezug zur seitlich verkippten Sacklochboherebene (orange), sowie Blick im horizontalen Schnitt (c, d) durch den Torus .	109
H.3	Markenanordnung auf eine Metallplatte . . . . .	110
H.4	Verschiebung a) und Verkipfung b) der Markenplatte . . . . .	111
H.5	a) Platzierung der Markenplatte im Torus und b) Drehung der Markenpositionen im Torus des WEGA-Experiments auf Höhe der benutzten Beobachtungspunkte . . . . .	112
H.6	Bestimmung des Abstands zur Gefäßwand mit Konstruktion von WEGA-Plasmagefäß . . . . .	112
H.7	mögliche Winkel $\Xi$ , $\Psi$ und $\Gamma$ in denen bei der Montage Verkipfungsfehler auftraten . . . . .	114
H.8	Verkipfung der Referenzmarkenhalterung um einen Winkel von $d\Psi \approx 1,5^\circ$ aufgrund des Bohrlochversatzes . . . . .	114

## Tabellenverzeichnis

1.1	Versorgungszeiträume endlicher Energieträger auf Grundlage derzeit bekannter Lagerstätten aus (MueGib07) . . . . .	7
2.1	Größenordnungen der theoretische Einflüsse von Experimentparametern auf den Energieverlust $\frac{dE}{dt}$ : $\nearrow$ Energieverlust steigt an bzw. $\searrow$ Energieverlust wird geringer mit steigendem Parameter, $\rightsquigarrow$ nicht monotonen Verhalten; für 1 elastische Stöße, 2 unelastische Stöße, 3 Zyklotronstrahlung und 4 Bremsstrahlung . . . . .	33
2.2	Austrittsarbeit verschiedener Materialien und ihre Schmelztemperaturen nach (MFH-e) . . . . .	35
3.1	häufigster Anteil an Parallelenrgie bzw. häufigster Pitchwinkel der im Strahl gemessenen Elektronen aus Kanonenvariante 1 bei verschiedenem Druck; Werte nach Gleichung 3.7 und Fehler aus Fehlerfortpflanzung der Peakbreiten . . . . .	58
3.2	Vergleich der Strahlquerschnittsflächen für die drei getesteten Elektronenkanonenvarianten bei $U_B = (40 \pm 1) \text{ V}$ , $P_H = (10, 1 \pm 0, 2) \text{ W}$ und $B = (22, 0 \pm 0, 6) \text{ mT}$ . . . . .	59
3.3	qualitative Rangfolge der Elektronenkanonenvarianten 1 bis 3 im Hinblick auf die in Kapitel 2.2 gestellten Optimierungsziele . . . . .	61
3.4	Messunsicherheit der räumlichen Auflösung des optischen Systems . .	72
3.5	Kameraparameter der HX916 mit CINEGON® 1.4/8 Objektiv aus Kalibrierung mit Referenzkreuz; Fehler dieser Werte liegt jeweils bei $\pm 1$ in der letzten angegeben Stelle . . . . .	74
3.6	Transformationsparameter vom willkürlichen Koordinatensystem der Messung ins WEGA-Koordinatensystem . . . . .	77
4.1	gewählte, optimierte Parameter für Feldlinienvisualisierung an WEGA . . . . .	90



D.1	stärkste Ar <sup>2+</sup> Linien im beobachtbaren Wellenlängenbereich mit relativen Intensitäten in willkürlichen Einheiten a.u. nach (NIST) . . .	102
D.2	Übergänge in neutralem Argon zugeordnet nach Vergleichswerten aus (NIST) . . . . .	103
D.3	Übergänge in einfach ionisiertem Argon zugeordnet nach Vergleichswerten aus (NIST) . . . . .	103
E.1	Öffnungswinkel und Abstand des Projektionszentrum von Objektivvorderkante für die Starlight-Express <sup>®</sup> Kamera HX916 mit Schneider-Kreuznach Objektiv CINEGON <sup>®</sup> 1.4/8-0512 . . . . .	105
H.1	Markenpositionen im Koordinatensystem der Platte nach analogen Formeln zu H.1 und H.2 . . . . .	111
H.2	Berechnete Markenpositionen im Koordinatensystem der WEGA . . .	113

## Literatur

[IPCC4-1] Contribution of Working Group I to the 4. Assessment Report of the IPCC: Climate Change 2007 – The Physical Science Basis, Summary for Policymakers;

[MueGib07] K.H. Müller und J. Giber, Erneuerbare (alternative) Energien, Shaker Media 2007

[IPP95] I. Milch, Kernfusion - Berichte aus der Forschung Folge1, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP) 1995

[AICON] AICON 3D Studio<sup>®</sup>, AICON 3D Systems GmbH, [www.aicon.de](http://www.aicon.de)

[Wer0809] persönliche Gespräche mit Andreas Werner in 2008/2009

[BoHa92] H.-S. Bosch, G. M. Hale; Improved Formulas for Fusion Cross-Sections and Thermal Reactivities, Nuclear Fusion 32 (1992), p. 611–631.

[Schu93] U. Schumacher; Fusionsforschung Eine Einführung, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt 1993

[Bosch07] H.-S. Bosch, Basic Nuclear Fusion, Vortrag 5 in IPP Summer University for Plasma Physics 2007

[Fuß0607] G. Fußmann, Skript zur Vorlesung: Einführung in die Plasmaphysik, Wintersemester 2006/2007

[RKleib07] R. Kleiber, Introduction to Stellarator Theory Vortrag 12 in IPP Summer University for Plasma Physics 2007

[Fuß07] G. Fußmann, Skript zur Vorlesung: Plasmaphysik und Fusionsforschung II, Sommersemester 2007

[Otte0809] persönliche Gespräche mit Matthias Otte in 2008/2009

- [ALADDIN] ALADDIN: A Labelled Atomic Data INterface, Atomic and Molecular Data Unit - Nuclear Data Section - International Atomic Energy Agency, <http://www-amdis.iaea.org/ALADDIN/collision.html>
- [ADAS] ADAS: Atomic Data and Analysis System, University of Strathclyde, <http://adas.phys.strath.ac.uk/>
- [BergSchä4] M.Bergmann und J. Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik: Teilchen, de Gruyter, Berlin 1992
- [Lohse0607] T.Lohse, Script zur Vorlesung Struktur der Materie 3: Kern- und Elementarteilchenphysik, Wintersemester 2006/2007
- [Ajell90] J.M. Ajello et al, study of electron impact excitation of argon in the extreme ultraviolet:emission cross section of resonance lines, 1990
- [Boff07] J.B. Boffard et al, electron-impact excitation of argon: optical emission cross sections in the range of 300-2500 nm
- [Bart08] K. Bartschat, persönliche Gespräche 2008
- [Mim93] D.J.R. Mimmagh, R.P. McEachran and A.D. Stauffer, Elastic electron scattering from the noble gases including dynamic distortion, J. Phys. B At. Mol. Opt Phys. 26 (1993) 1727-1741.
- [ChilLin99] J. Ethan Chilton and Chun C. Lin, Measurement of electron-impact excitation into the 3p 5 3d and 3p 5 5s levels of argon using Fourier-transform spectroscopy, Phys. Rev. A Vol 60 Nr 5, Nov. 1999
- [MFH-e] MFH-e Department, Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, <http://mhf-e.desy.de/e638/e836/>
- [Bibi07] N.Bibinov, H.Halfmann, P.Awakowicz and K.Wiesemann, Relative and absolute intensity calibrations of a modern broadband echele spectrometer, Meas. Sci. Technol. Vol. 18 (2007) 1327-1337
- [NIST] NIST (National Institute of Standards and Technology) Atomic Spectra Database, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>
- [IPP-Rep04] R. Jaenicke, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik - Annual Report 2004, S.51-52
- [Luh03] T. Luhmann, Nahbereichsphotogrammetrie: Grundlagen, Methoden und Anwendungen, 2. Auflage Herbert Wichmann Verlag, 2003
- [Nai95] M.S.Naidu und V.Kamaraju, High Voltage Engineering, 2. Auflage, McGraw Hill, 1995
- [Lang13] I. Langmuir, The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum, Phys. Rev., vol. 2 (1913), 450-486
- [Reim34] A.L. Reimann, Thermionic Emission, Chapman and Hall Ltd., London, 1934