

Strahldiagnose und Strahloptik am Laborbeschleuniger LAB

Martin Kurt Hoffmann

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

September 2016

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn,
Datum

.....
Unterschrift

- 1. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert
- 2. Gutachter: Prof. Dr. Jochen Dingfelder

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	LAB	3
2.1	Übersicht	3
2.2	Elemente	3
2.2.1	Elektronenquelle	4
2.2.2	Magnete	5
2.2.3	Strahldiagnose	6
2.2.4	Vakuumsystem	6
3	Kalibrierung des Messaufbaus	7
3.1	Messaufbau an LAB	8
3.2	Messung des Abbildungsmaßstabes	8
3.3	Verzerrung	11
3.3.1	Messung der Verzerrung mit einem Laserpointer	11
3.3.2	Messung der Verzerrung mit dem Elektronenstrahl	14
3.4	Messung an LAB	15
4	Emittanzmessung	17
4.1	Grundlagen der Strahloptik	17
4.2	Quadrupolscan	19
4.2.1	Grundlagen des Quadrupolscans	19
4.2.2	Programme für die Messung	19
4.2.3	Durchführung des Quadrupolscans	20
4.3	Multischirmmethode	22
4.3.1	Grundlagen der Multischirmmethode	22
4.3.2	Programme für die Messung	23
4.3.3	Durchführung der Multischirmmethode	23
5	Zusammenfassung und Ausblick	25
	Literatur	27
A	Bilder zum Quadrupolscan	29
	Abbildungsverzeichnis	31
	Tabellenverzeichnis	33

Einleitung

Diese Arbeit behandelt den Lab Course Accelerator Bonn (LAB). Dieser ist ein Laborbeschleuniger, der im Jahr 2015 zur Benutzung im Masterpraktikum des Studiengangs Physik an der Universität Bonn konzipiert wurde. Im Praktikum sollen Studenten in das Gebiet der Beschleunigerphysik eingeführt werden. Dabei soll die Bedeutung grundlegender Elemente von Beschleunigern wie Korrektor- und Quadrupolmagnete sowie von Strahlparametern wie der Emittanz erlernt werden. Alle Komponenten von LAB werden an einem Computer ferngesteuert, wofür eine angepasste Version der Kontrollsystem-Software der Bonner Beschleuniger Anlage ELSA¹ verwendet wird. Über diese Software gibt es die Möglichkeit zur eigenständigen Bedienung eines Teilchenbeschleunigers.

Der Elektronenbeschleuniger LAB kann Elektronen aus einer thermischen Quelle auf eine kinetische Energie von bis zu 50 kV beschleunigen. Bei dieser kinetischen Energie bewegen sich die Elektronen mit 41 % der Lichtgeschwindigkeit. Mit Magneten entlang einer ungefähr 3 m langen Strahlführung kann sowohl die Position als auch die Fokussierung des Strahls eingestellt werden. Das transversale Strahlprofil kann auf mehreren Leuchtschirmen mit Kameras beobachtet werden.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit soll der Messaufbau für Strahlprofilmessungen an LAB kalibriert werden. Dabei muss aus einem Videobild die Position und Breite des Elektronenstrahls gewonnen werden. Das Videobild liefert ein Abbild der Intensitätsverteilung des Elektronenstrahls kodiert in Pixeln. Die Positionen und Breiten sollen in eine physikalische Größe umgerechnet werden. Die so gewonnenen Strahlbreiten sind notwendig für die Bestimmung der Emittanz und sollen deswegen möglichst genau bekannt sein. Nach der Inbetriebnahme von LAB sollen erste Messungen der Emittanz durchgeführt werden. Dabei werden zwei Methoden verwendet, der Quadrupolscan sowie die Multischirmmethode. Bei dem Quadrupolscan misst man die Strahlbreiten für verschiedene Einstellungen eines Quadrupolmagneten. Bei der Multischirmmethode werden die Strahlbreiten an mehreren Schirmen gemessen.

Die beiden Messverfahren sollen für den Praktikumsbetrieb fertiggestellt und durchgeführt worden sein. Für die Tutoren soll eine automatisierte Auswertung möglich sein.

¹ Elektronen-Stretcher-Anlage

LAB

LAB ist ein linearer, elektrostatischer Beschleuniger, der für den Einsatz im Praktikum entwickelt wurde. In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über den Aufbau von LAB und die verwendeten Elemente gegeben. Dazu gehören die Elektronenquelle, die zur Beeinflussung des Strahls notwendigen Magnete sowie die zur Diagnose des Strahls benötigten Schirme und Kameras.

2.1 Übersicht

In Abbildung 2.1 ist eine schematische Skizze des Aufbaus von LAB gezeichnet. Die rot gestrichelten Linien unterteilen den Aufbau in drei Module. Ein Modul hat jeweils ein eigenes Gestell und lässt sich dadurch leicht für den Transport abmontieren. Abbildung 2.2 zeigt ein 3D-Modell von LAB. Das erste Modul besteht aus einer Elektronenquelle (Gun), zwei Solenoiden (SOL1 und SOL2) und dem ersten Korrektormagnet (C0). In der Elektronenquelle wird der Strahl erzeugt und mit einer statischen Hochspannung beschleunigt. Mit Solenoiden wird der Strahl erstmals fokussiert und mit C0 verschoben. Die nächsten beiden Module bestehen aus jeweils zwei Schirmen, Quadrupolmagneten und Korrektormagneten.

2.2 Elemente

Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten genauer erklärt.

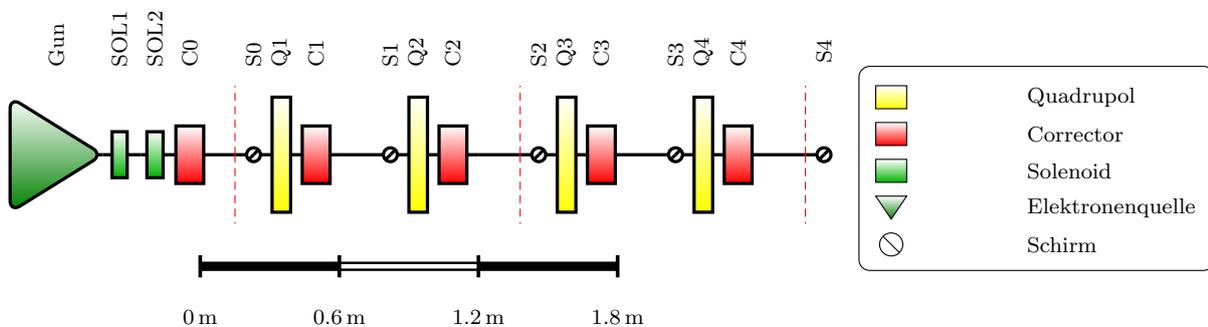


Abbildung 2.1: Eine maßstabsgetreue Skizze des Beschleunigers LAB. Die rot gestrichelten Linie markieren die Unterteilung von LAB in einzelne Module. Die Skizze wurde mit tikz-palattice [14] erstellt.

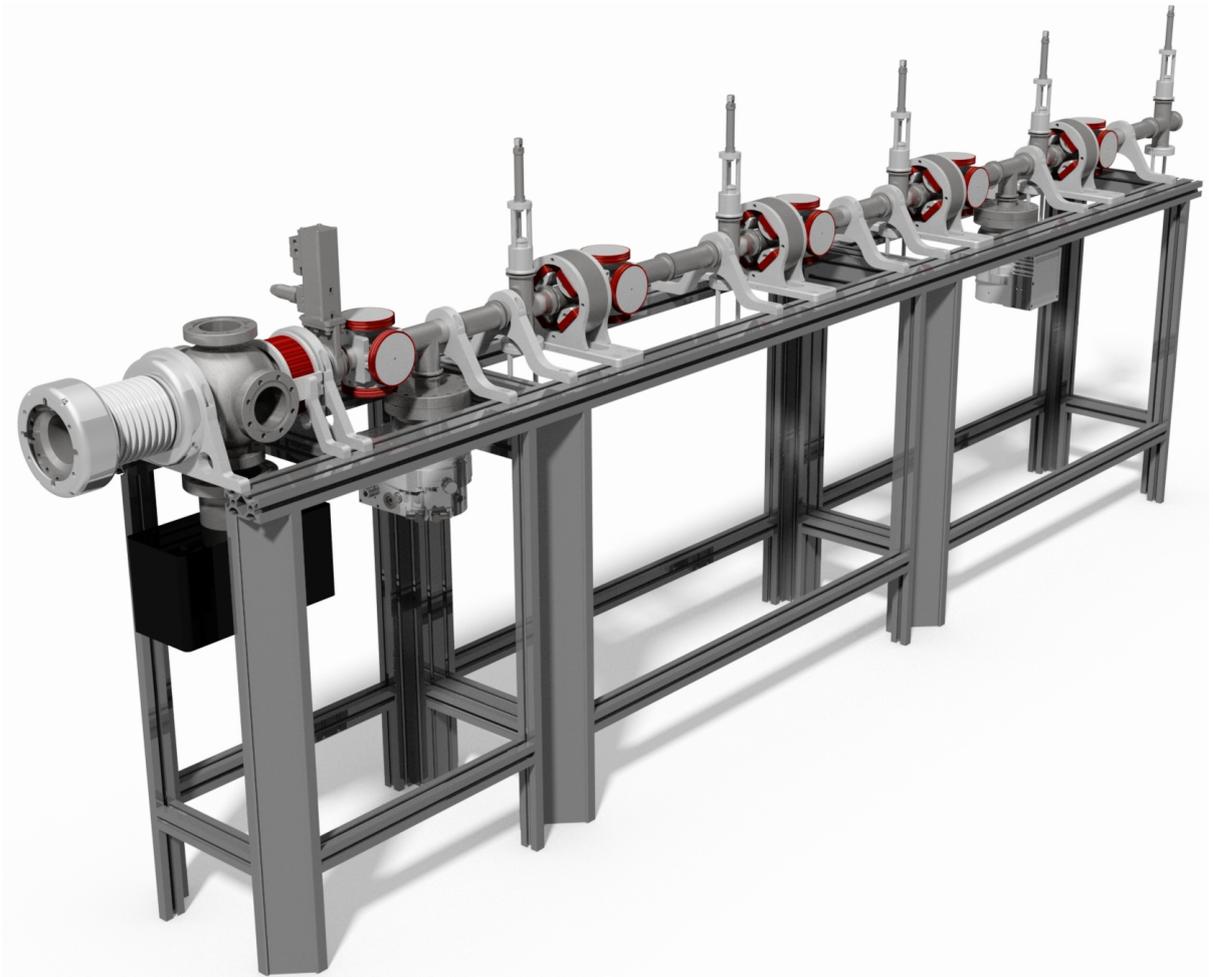


Abbildung 2.2: Ein 3D-Modell des Beschleunigers LAB. Man erkennt den modularen Aufbau durch die einzelnen MiniTec-Gestelle.[7]

2.2.1 Elektronenquelle

Die Elektronenquelle wurde an ELSA entwickelt und gebaut [10]. Die Inbetriebnahme ist in [1] erklärt. Die Elektronen werden durch einen Heizstrom aus einem Glühdraht herausgelöst. Durch eine Ziehspannung werden die Elektronen zu einem Loch mit dem Durchmesser von 0,5 mm in der Kathode beschleunigt. Dieses Loch definiert die maximale Strahlgröße. Vor dem Loch defokussiert ein Wehneltzylinder den Strahl, damit eine symmetrische Intensitätsverteilung am Loch entsteht. An der Kathode liegt eine negative konstante Hochspannung an, welche die Elektronen auf eine kinetische Energie von bis zu 50 keV beschleunigt. Das Strahlrohr außerhalb der Elektronenquelle liegt auf Erdpotential und ist somit frei zugänglich. Für die kinetische Energie $E_{\text{kin}} = 50 \text{ keV}$ kann die Geschwindigkeit der Elektronen berechnet werden. Diese wird in der auf die Lichtgeschwindigkeit normierten Größe β angegeben:

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + E_{\text{kin}}/E_0)^2}} = 0,413 \quad . \quad (2.1)$$

Dabei ist $E_0 = 511 \text{ keV}$ die Ruheenergie der Elektronen.

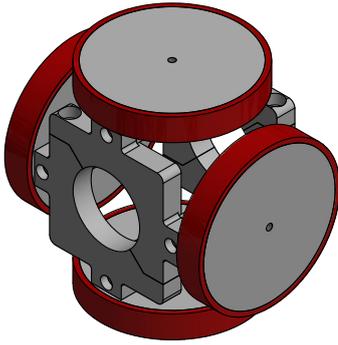


Abbildung 2.3: Ein Modell des Korrektormagneten. Zwei gegenüberliegende Spulen ergeben ein näherungsweise homogenes Magnetfeld. Durch den Korrektormagneten kann der Strahl horizontal und vertikal abgelenkt werden.[7]

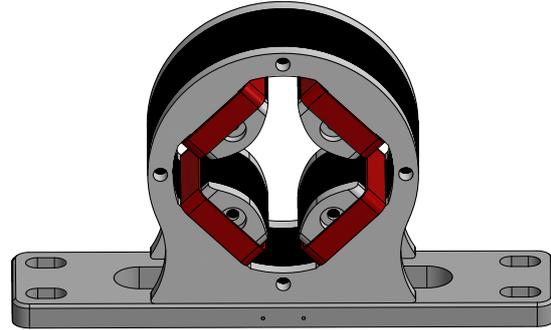


Abbildung 2.4: Ein Modell des Quadrupolmagneten. Die magnetischen Pole sind jeweils mit einer Spule umwickelt. Durch den Quadrupolmagnet kann der Strahl in einer Achse fokussiert und in der anderen Achse defokussiert werden.[7]

2.2.2 Magnete

Der Strahl wird mit Magneten kontrolliert. Die Ablenkung findet wegen der Lorentzkraft senkrecht zur Bewegungs- und Magnetfeldrichtung statt. Die Konzeption der an LAB benutzten Magnete ist in [4] beschrieben. Bei LAB werden drei Magnettypen verwendet, die im Folgenden kurz erläutert werden.

Korrektormagnete

Als Korrektormagnet werden zwei gegenüberliegende Spulenpaare verwendet. Ein Modell dieses Magneten ist in Abbildung 2.3 gezeigt. Die Konfiguration entspricht aus Platzgründen nicht der zweier Helmholtz-Spulenpaare. Ein Spulenpaar ergibt in erster Näherung ein homogenes Magnetfeld B , wodurch der Strahl in eine Richtung abgelenkt wird. Das eine Spulenpaar lenkt den Strahl horizontal, das andere vertikal ab. Die ablenkende Kraft führt zu einer Winkeländerung des Elektronenstrahls. Der Ablenkwinkel α lässt sich dabei mit der effektiven Feldlänge L und dem Impuls p der Elektronen wie folgt beschreiben [4]:

$$\alpha = \frac{L e B}{p} . \quad (2.2)$$

In das Kontrollsystem ist eine Umrechnung des Stroms I des Korrektormagneten und der kinetischen Energie der Elektronen in den Ablenkwinkel α integriert. Für die Berechnung des Magnetfeldes B wird dabei die in [3] angegebene Formel (2.3) für ein Spulenpaar mit Ergänzung der Windungszahl N benutzt. Dabei bezeichnet R den Spulenradius und d den Abstand der beiden Spulen. Die Ablage z und damit die Inhomogenität des Magnetfeldes wird dabei vernachlässigt.

$$B(I, z = 0) = N \cdot \frac{\mu_0 I R^2}{2} \cdot \left(\frac{1}{[(d/2)^2 + R^2]^{3/2}} + \frac{1}{[(d/2)^2 + R^2]^{3/2}} \right) \quad (2.3)$$

Quadrupolmagnete

Abbildung 2.4 zeigt ein Modell des an LAB benutzten Quadrupolmagneten. Diese Magnete erzeugen ein Magnetfeld mit einem örtlichen Gradienten, der zur Mitte hin verschwindet. Dadurch erfahren Teilchen

eines Strahls eine von der Position linear abhängige Kraft. Diese führt zu einer Fokussierung des Strahls in der horizontalen oder vertikalen Achse und einer Defokussierung in der jeweils anderen Achse.

Die Quadrupolstärke k beschreibt die Fokussierstärke eines Quadrupols mit dem Gradienten g :

$$k = \frac{e}{p} g . \quad (2.4)$$

Der Feldgradient wurde in [4] experimentell bestimmt. Aus dieser Messung wurde ein Proportionalitätsfaktor für den linear vom Strom I abhängigen Gradienten bestimmt. Die Umrechnung vom Strom des Quadrupolmagneten und der Energie der Elektronen in die Quadrupolstärke ist ebenfalls im Rahmen dieser Bachelorarbeit in das Kontrollsystem eingebaut worden.

Solenoid

Ein Solenoid ist eine Zylinderspule. Im Inneren der Spule wirkt ein homogenes longitudinales Magnetfeld. Dadurch werden Elektronen mit einer transversalen Richtungskomponente auf eine Schraubenbahn abgelenkt, die einem Auseinandertreiben entgegen wirkt. Die Randfelder des Solenoids führen zu einer zusätzlichen Fokussierung des Strahls [9]. Da der erste Solenoid kein ausreichend großes Magnetfeld erzeugt, wurde nach der Inbetriebnahme von LAB ein zweiter Solenoid eingebaut.

2.2.3 Strahldiagnose

Für das Praktikum sollen die Auswirkungen der verschiedenen Magnettypen auf den Strahl beobachtet werden können. Dazu wird ein Schirm durch Kolben in den Strahlengang hineingefahren. Auf den Schirmen ist eine Platte mit Aluminiumoxid (Al_2O_3) befestigt. Dieses Molekül fluoresziert bei Stößen mit Elektronen im sichtbaren Bereich. Dadurch kann das transversale Intensitätsprofil des Strahls abgebildet werden. Die Schirme werden mit einer Kamera beobachtet. Die Kameras stammen von der Firma WATEC (Modell WAT-704R). Als Objektiv wird das sogenannte *G6*, eine Linse mit einer Brennweite von $f=6$ mm, verwendet [8]. Die Kamera liefert ein Schwarzweiß-Bild, in dem die Intensitätsverteilung kodiert ist. Durch weiterführende Elektronik wird das Bild von einem analogen Videosignal in ein digitales Bild in Pixeln verarbeitet, welches auf dem Kontrollsystem-Computer bereitgestellt wird.

Die Komponenten werden mit *I/O-Expandern* über einen Bus *I2C* von einem *Raspberry Pi* angesteuert. Dieser kommuniziert über das Netzwerk mit dem Kontrollsystem-Computer. Die Ansteuerung der Diagnoseelemente und der Elektronik zur Verarbeitung des Videosignals wurde an ELSA entwickelt [8].

2.2.4 Vakuumsystem

Das Strahlrohr ist evakuiert. Damit wird verhindert, dass Stöße der Elektronen mit Luft zu einer Streuung des Strahls führen. Dazu werden eine Ionengetterpumpe (IGP) in der Nähe der Elektronenquelle und zwei Turbomolekularpumpen (TMP) eingesetzt. Zum Schutz des Vakuums im Bereich der Quelle gibt es ein Ventil, welches diesen Bereich vom Rest der Strahlführung trennen kann.

Der Druck kann indirekt aus der IGP, einer *VacIon Plus 75 Starcell*, ausgelesen werden. Diese Pumpe gibt über eine Spannung einen vom Druck abhängigen Strom aus. Aus dem Strom kann mithilfe von [15] ein Druck bestimmt werden. Der Druck an LAB liegt bei ausgeschalteter Elektronenquelle im Bereich von $2 \cdot 10^{-8}$ mbar bis $5 \cdot 10^{-8}$ mbar.

Kalibrierung des Messaufbaus

An LAB sollen Emittanzen bestimmt werden. Die Emittanz entspricht der Fläche des Phasenraumvolumens des Elektronenstrahls und ist ein Maß für die Güte des Strahls. Weiterführende Erklärungen zu der Strahloptik und der Emittanz folgen in Kapitel 4. Für die zur Bestimmung der Emittanz verwendeten Methoden ist es wichtig, die horizontalen und vertikalen Breiten des Strahls messen zu können. Dazu muss der Messaufbau des Intensitätsprofils vom Elektronenstrahl kalibriert werden.

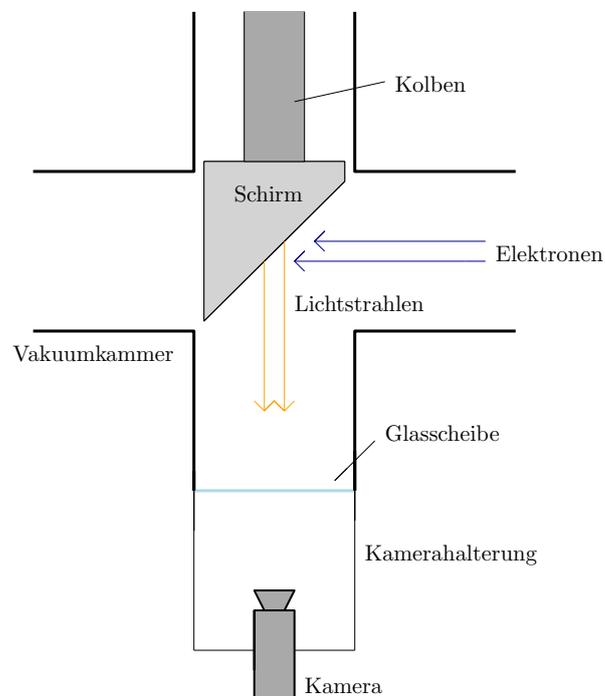


Abbildung 3.1: Eine Skizze des Messaufbaus für das Intensitätsprofil des Elektronenstrahls an LAB. Mit Druckluft betriebene Kolben fahren den Schirm in den Strahlengang. Durch Fluoreszenz entsteht beim Auftreffen der Elektronen am Schirm Licht, welches von der Kamera aufgenommen wird.[8]

3.1 Messaufbau an LAB

Für die Messung sind verschiedene Bauteile nötig. In Abbildung 3.1 ist der Messaufbau im Strahlrohr zu erkennen. Der Elektronenstrahl trifft dabei auf einen Schirm, der um einen 45° -Winkel um die horizontale Achse des Strahlrohrs gekippt ist. Eine auf dem Schirm befestigte Platte mit Aluminiumoxid emittiert dabei Licht durch Fluoreszenz. Dieses Licht trifft auf eine Videokamera, an der das Bild aufgenommen wird. Dieses Bild wird als analoges Videosignal transportiert und mittels eines *USB-Video-Grabbers* digitalisiert. Das Signal besteht jetzt aus Positionsangaben in Pixeln (px) und dazugehörigen Intensitäten und ist $480 \text{ Pixel} \times 720 \text{ Pixel}$ groß. Mit dem an ELSA entwickelten Programm *FrameGrabber* [5] wird das Bild verarbeitet. Der Ursprung des Bildes im System von *FrameGrabber* liegt oben links. Damit entspricht die x -Achse der horizontalen Achse (x) des Strahls. Die y -Achse in *FrameGrabber* ist die invertierte vertikale Achse (z) des Strahls. Im Folgenden wird zu Angaben für den *FrameGrabber* y und bei einem Bezug zum Elektronenstrahl in der Auswertung z benutzt. Bei der Umrechnung von Pixeln in Millimetern wird die y -Achse erneut invertiert, sodass die Werte in Millimetern dann der vertikalen Achse z des Strahls entsprechen.

Das aufgenommene Bild kann mit *FrameGrabber* bearbeitet werden. Einstellbar sind die Helligkeit und der Kontrast. Auch ist es möglich, über mehrere Bilder zu mitteln. Zusätzlich kann der Untergrund abgezogen werden. Dafür stellt man das zu messende Signal ab und sichert den Hintergrund im Untermenü *Bildverarbeitung*. Dieser wird dann geladen und vom nun aufgenommenem Bild abgezogen. Nun kann das Signal wieder angestellt werden. Dieser Vorgang wird im Folgenden als Untergrundabzug bezeichnet.

Mit *FrameGrabber* können an die Intensitätsprofile Funktionen angepasst werden. Zur Auswahl stehen drei verschiedene Arten von Gaußfunktionen, ein Trapezoid und eine Parabel. Zu den Gaußfunktionen gehört eine *Gaußfunktion*, eine *analytische Gaußfunktion* und eine *Gaußfunktion mit Konstante*. Bei der *analytischen Gaußfunktion* werden die Daten vor dem Anpassen logarithmiert. Bei der Funktion *Gaußfunktion mit Konstante* wird ein konstanter Untergrund mitberücksichtigt.

Außerdem gibt es eine statistische Methode. Die Intensitäten werden über die Positionen gemittelt. Die σ -Breite entspricht dann der Standardabweichung. Bei einer perfekten Gaußverteilung stimmt die σ -Breite der Gaußfunktion mit der Standardabweichung aus der statistischen Methode überein. Die statistische Methode wird benutzt, um eine Aussage über die Qualität der Gaußfunktionen treffen zu können.

Die Profile werden in einem einstellbarem Bereich (*Area of Interest: AOI*) angepasst. Dieser kann ein *horizontaler Schnitt* sein, der einen Ausschnitt einer einzelnen Bildzeile beschreibt. Analog gibt es einen *vertikalen Schnitt*. Außerdem kann man die Intensitäten über verschiedene Zeilen oder Spalten mitteln. Dabei wird in einem rechteckigen Bereich einmal über viele Spalten zu einem horizontalen Profil gemittelt und analog über viele Zeilen zu einem vertikalen Profil. Die beiden gemittelten Profile werden dann getrennt angezeigt.

Aus der Anpassung resultieren dann Positionen und Breiten, die in Pixeln angegeben sind. Um die Parameter für spätere Messungen nutzen zu können, müssen diese in eine Längeneinheit umgerechnet werden. Die Umrechnung wird mit dem Abbildungsmaßstab vorgenommen, der die Anzahl an Pixel für einen Millimeter angibt. Dieser und weitere Parameter sind in einer Konfigurationsdatei hinterlegt. Die Messung des Abbildungsmaßstabes wird nachfolgend beschrieben.

3.2 Messung des Abbildungsmaßstabes

Wie in Abbildung 3.2 erkennbar ist, liegt der Schirm unter einem Winkel von 45° im Strahlengang. Elektronen oberhalb des Mittelpunkts (gepunktete Linie) treffen weiter vorne und oben am Schirm auf.

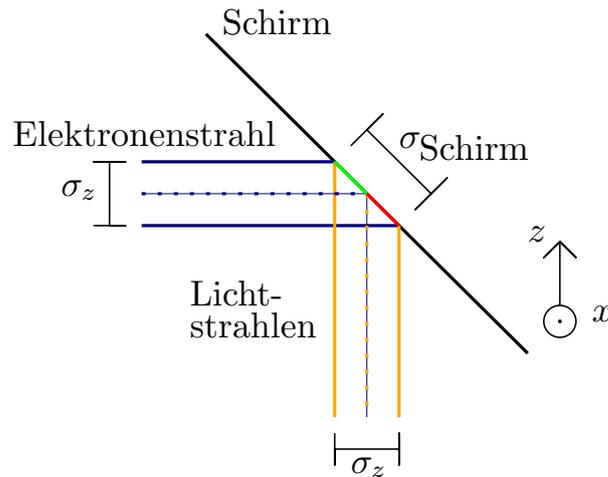


Abbildung 3.2: Eine Darstellung der Abbildung des Elektronenstrahls auf einen Schirm. Die gepunktete Linie beschreibt den Mittelpunkt des Strahls. Licht aus dem grün gekennzeichneten Bereich hat einen längeren Abstand zur Kamera unterhalb des Schirms, im rot gekennzeichneten Bereich einen kürzeren. Weiterhin hat Elektronenstrahl die vertikale Breite σ_z . Durch den 45° Winkel ist die Verteilung auf dem Schirm $\sigma_{\text{Schirm}} = \sqrt{2}\sigma_z$ breit. Auf der Kamera hat der Strahl die ursprüngliche Breite σ_z . [8]

Dieser Bereich ist in der Skizze grün markiert. Licht, welches in diesem Bereich entsteht, hat einen größeren Abstand zur Kamera als Licht, welches weiter unten am Schirm im rot gekennzeichneten Bereich entsteht. Der Abstand zwischen Schirm und Kamera entspricht der Gegenstandsweite g . Für das Verhältnis zwischen Bildgröße B und Gegenstandsgröße G in einem optischen System gilt:

$$\frac{B}{G} = \frac{b}{g} . \quad (3.1)$$

Bei konstanter Bildweite b bedeutet dies, dass Bilder im oberen Bereich des Schirms kleiner dargestellt werden als im unteren Bereich. Dadurch variiert der Abbildungsmaßstab mit der vertikalen Position auf dem Schirm, welche proportional zur y -Achse des Kamerabildes ist. Dieses Verhalten des Abbildungsmaßstabes wird gemessen. Diese Messung wurde schon in [8] durchgeführt, hier wird sie mit dem finalen Aufbau wiederholt.

Dazu wird auf einem Schirm Millimeter-Papier befestigt. Der zur Messung genutzte Schirm ist ein zusätzlicher Schirm, der erst später bei LAB eingebaut wird. Der Aufbau ist fest montiert, wie in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Kamera nimmt das Bild auf.

Da das Programm *FrameGrabber* später zur Messung mit dem Strahl benutzt wird, werden die Positionen in Pixeln auch mit diesem Programm gemessen. Der Abstand in Millimetern kann auf dem Millimeterpapier abgelesen werden. Als Erstes wird entlang der x -Achse für verschiedene y -Positionen gemessen. Die Anzahl an Pixeln Δx , die einem horizontalen Abstand von 10 mm entsprechen, werden für verschiedene Orte auf dem Schirm gemessen. Die vermessenen Punkte sind in Abbildung 3.3 dargestellt, ein Messpunkt liegt dabei jeweils vertikal in der Mitte der eingezeichneten Linie. Bei Messwerten der gleichen y -Position wurde die Pixelanzahl für einen Abstand von 10 mm zu $\langle \Delta x \rangle$ gemittelt.

Der Abbildungsmaßstab $m_x(y)$ entspricht $\langle \Delta x(y) \rangle / 10$ mm. An die Daten wurde eine Gerade $m_x(y) = a_x \cdot y + b_x$ mit folgenden Parametern angepasst, die in Abbildung 3.4 gezeichnet ist:

$$a_x = (0,0106 \pm 0,0003) \text{ 1/mm} \quad b_x = (10,165 \pm 0,071) \text{ px/mm} . \quad (3.2)$$

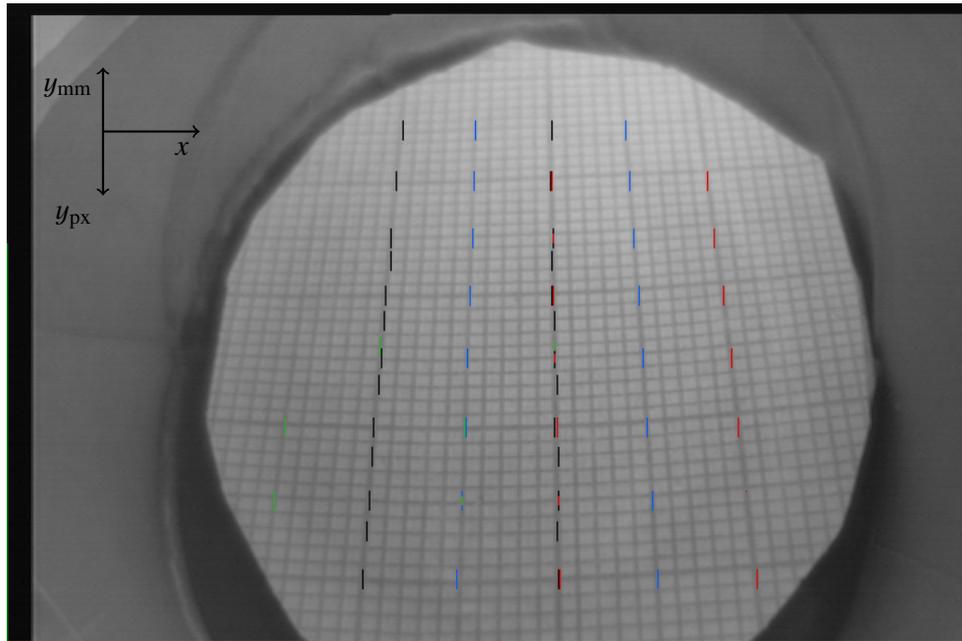


Abbildung 3.3: Das vermessene Abbild eines Millimeter-Papiers auf dem Schirm. Die aufgenommenen Messpunkte liegen in der Mitte der gezeichneten Linien. Bei der Software *FrameGrabber* verläuft die y -Achse in Pixeln y_{px} entgegen der y -Achse in Millimetern y_{mm} .

Als Zweites wird dieser Verlauf in Richtung der y -Achse gemessen, da die Pixel der Kamera rechteckig und nicht quadratisch sind. Die Messpunkte sind jeweils 5 mm vertikal voneinander entfernt. Für diese Messwerte muss auch eine y -Position angegeben werden. Da sich der Verlauf entlang der y -Achse linear ändert, wird der Mittelwert beider y -Koordinaten als Positionsangabe y_{pos} genommen. Dabei muss eine Skalierung der Abstände in Millimetern mit einem Faktor $1/\sqrt{2}$ beachtet werden. Das kann Abbildung 3.2 entnommen werden. Ein Elektronenstrahl der Breite σ_z wird auf dem Schirm zu der Größe $\sigma_{Schirm} = \sqrt{2}\sigma_z$ vergrößert. Von dem Schirm zur Kamera wird der Strahl wieder auf die ursprüngliche Größe σ_z verkleinert. Da das Millimeter-Papier auf dem Schirm liegt, wird es von der Kamera verkleinert aufgenommen. Deswegen entsprechen die Striche nicht 1 mm, sondern $1/\sqrt{2}$ mm. Die Kurve ist in Abbildung 3.4 gezeichnet. Es ergeben sich folgende Parameter:

$$a_y = (0,020 \pm 0,002) \text{ 1/mm} \quad b_y = (8,6 \pm 0,4) \text{ px/mm} . \quad (3.3)$$

Als Abbildungsmaßstab in der Mitte des Bildes, also bei 240 Pixeln, erhält man folgende Werte:

$$m_x(240 \text{ px}) = (12,7 \pm 0,1) \text{ px/mm} \quad m_y(240 \text{ px}) = (13,4 \pm 0,5) \text{ px/mm} . \quad (3.4)$$

Zum Vergleich ist in [8] folgender Abbildungsmaßstab zu finden:

$$m_x(240 \text{ px}) = (14,9 \pm 0,1) \text{ px/mm} . \quad (3.5)$$

Man erkennt einen Unterschied der Werte, welcher vermutlich durch den veränderten Messaufbau zustande kommt.

Die beiden neu gemessenen Werte werden in *FrameGrabber* eingetragen, sodass eine Umrechnung von Pixeln in Millimeter existiert. Die Positionsabhängigkeit des Abbildungsmaßstabes wird an die-

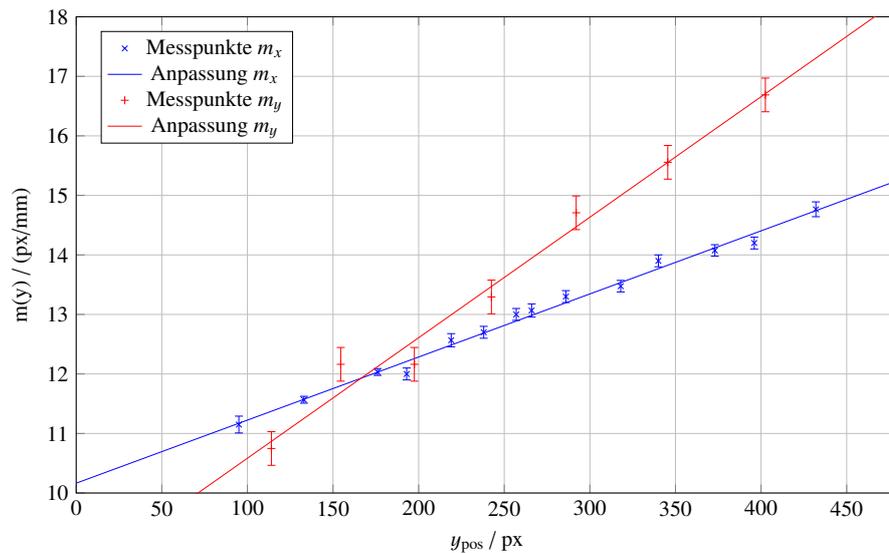


Abbildung 3.4: Verlauf des Abbildungsmaßstabes in Abhängigkeit der y -Position. Das Verhalten wurde für Abstände entlang der x -Achse und y -Achse gemessen.

ser Stelle noch nicht benutzt. Diesem Effekt wird beim Herausrechnen der Verzerrung im Folgenden entgegengewirkt.

3.3 Verzerrung

Durch den von der y -Position abhängigen Abbildungsmaßstab wird das Bild verzerrt, wie man in Abbildung 3.3 erkennen kann. Die Linien des Millimeterpapiers sind nicht mehr rechtwinklig zueinander. Dadurch ändert sich das Intensitätsprofil in der jeweiligen Achse und damit auch die aus der Anpassung berechnete Breite. In x -Richtung ist die Verzerrung konstant, da sich die y -Koordinate und damit der Abbildungsmaßstab entlang des Profils nicht ändert. In y -Richtung tritt die Verzerrung entlang der Achse auf und ist deswegen nicht mehr konstant, sodass das Profil asymmetrisch verzerrt wird. Deswegen soll die Verzerrung vor der Anpassung des Profils zurückgerechnet werden. Dies wird in beiden Achsen mit einem Verzerrungsfaktor α beschrieben. Der Mittelpunkt des Bildes $y_{\text{Mitte Schirm}}$ wird als unverzerrt angenommen. y_m entspricht der gemittelten y -Position des Strahlprofils.[5]

$$x_{\text{entzerrt}}(y) = x(1 + \alpha \cdot (y_{\text{Mitte Schirm}} - y)) \quad (3.6)$$

$$y_{\text{entzerrt}}(y) = y(1 + 0,5\alpha \cdot (y_{\text{Mitte Schirm}} - (y_m - y))) \quad (3.7)$$

3.3.1 Messung der Verzerrung mit einem Laserpointer

Die Verzerrung soll durch einen Aufbau mit einem Laserpointer gemessen werden. Dazu wird die Breite des Gaußprofils eines Laserpointers in Abhängigkeit der y -Position gemessen. Die Breite des Gaußprofils ist dabei fest und wird nur durch die Verzerrung verändert. Der Aufbau mit dem Laserpointer kann dabei in der x - und y -Achse bewegt werden.

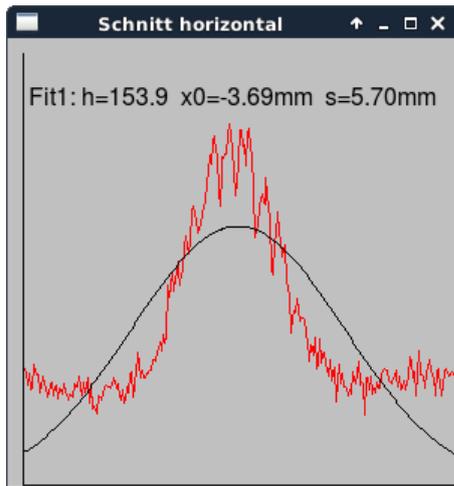


Abbildung 3.5: Horizontales Signal des Laserpointers nach einem ND-Filter mit ND3. Zusätzlich zu dem Signal gibt es einen Untergrund, wodurch die Gaußfunktion das Profil nicht beschreiben kann.

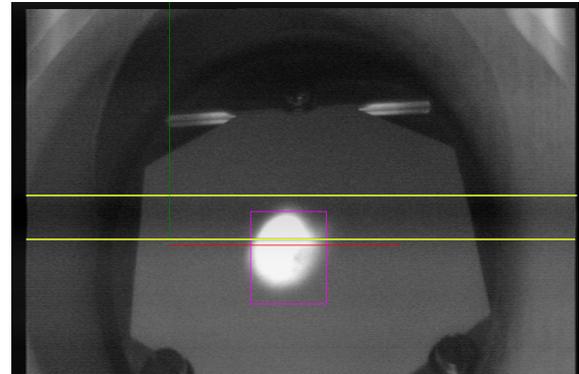


Abbildung 3.6: Ein Bild des Störsignals auf dem Videosignal, welches bei der Messung beobachtet werden kann. Das Störsignal ist zwischen den beiden horizontalen gelben Linien zu erkennen.

Die Strahleigenschaften des Laserpointers werden mit einem *ModeMaster*¹ ausgemessen, woraus sich die σ -Breiten ergeben:

$$\sigma_x = 2,506 \text{ mm} \quad \sigma_y = 2,525 \text{ mm} \quad (3.8)$$

Die Dispersion ist mit 0,12 mrad bis 0,13 mrad vernachlässigbar.

Die Verzerrung soll durch die Umrechnung mittels der α -Parameter minimiert werden. Dazu ist diese Größe (siehe Gleichungen (3.6) und (3.7)) in *FrameGrabber* implementiert. Für den α -Parameter werden verschiedene Werte eingetragen und empirisch der Wert bestimmt, für den die Breite des Laserpointers so unabhängig wie möglich von der y -Position ist.

Bei der Messung gibt es mehrere Schwierigkeiten.

Bei einer Veränderung der Größe der AOI ändert sich die angepasste Breite. Dies liegt am Untergrund, welcher in 3.5 erkennbar ist. Um das Problem zu lösen, kann man eine *Gaußfunktion mit Konstante* anpassen. Allerdings ist der Untergrund nicht konstant, wodurch diese Funktion kein stabiles Ergebnis liefert. Eine bessere Methode ist der bereits beschriebene Untergrundabzug. Nachdem der Untergrund abgezogen ist, kann eine *Gaußfunktion* angepasst werden, welche zeitlich stabiler ist.

Außerdem gibt es eine horizontale Bildstörung des Videosignals, welches vertikal über das Videobild läuft. Dies führt zu einer Veränderung der Breiten. Ein Bild des beobachteten Videosignals ist Abbildung 3.6 zu entnehmen. Durch das Messen bei der gleichen Position des Störsignals lässt sich die Abweichung der Messwerte verringern. Es werden die angepassten Strahlbreiten aufgenommen, wenn das im Bild erkennbare Störsignal unterhalb der AOI liegt. Dabei wird der Fehler der Strahlbreiten auf $\pm 0,1$ mm abgeschätzt. Zusätzlich führt diese Methode zu einem systematischen Fehler. Um dieses Problem abschließend zu lösen, muss man den Ursprung des Störsignals finden und beheben. Eine höhere Intensität des Laserpointers könnte den durch das Störsignal hervorgerufenen Fehler verkleinern, da das Signal-zu-Störsignal-Verhältnis besser wird.

Allerdings kommt es bei einer hohen Intensität zu einer Sättigung der Kameras, die man in Abbildung

¹ Ein *ModeMaster PC*, hergestellt von Coherent Inc.[12]

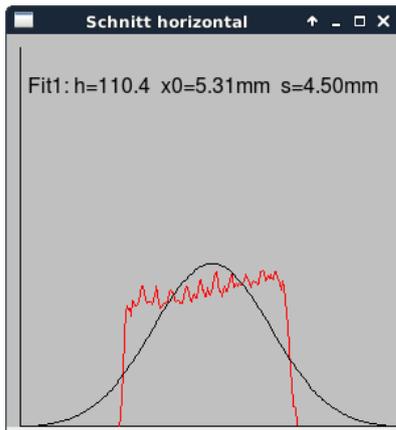


Abbildung 3.7: Horizontales Signal des Laserpointers. Durch die Übersteuerung der Kameras kann die angepasste Funktion das Profil nicht mehr beschreiben. Bei dieser Messung wird schon der Untergrund abgezogen, wodurch das Profil nicht mehr einem Plateau entspricht.

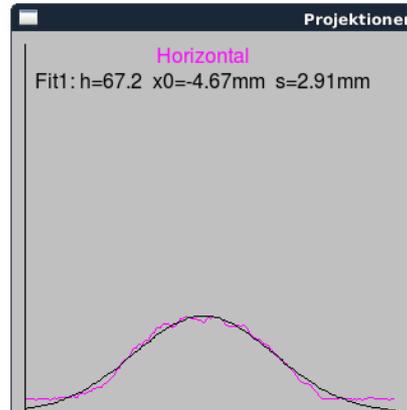


Abbildung 3.8: Ein Bild der angepassten Gaußfunktion an das gemittelte Intensitätsprofil des Laserpointers. Man erkennt, dass bei dem horizontalen Signal ein Untergrund besteht, wodurch die angepasste Funktion breiter als der gemessene Verlauf ist.

3.7 erkennen kann. Die Gaußfunktion, welche an das Signal angepasst wird, kann dieses Profil nicht beschreiben, da sich eine Art Plateau ausbildet. Aufgrund der nachfolgenden Mittelung über die AOI könnte dieser Fehler sich jedoch herausmitteln.

Um zu überprüfen, ob die Sättigung einen Einfluss auf die Messung hat, wurde der Verlauf der Breiten mit und ohne einem Neutraldichtefilter (ND-Filter) gemessen. Dieser schwächt das Signal ab, wodurch die Sättigung des Strahlprofils verhindert wird. In Abbildung 3.9 erkennt man, dass sowohl die Strahlbreiten unterschiedlich groß sind als auch der Verlauf der Breiten. Auch gibt es deutliche Schwankungen der Werte, wodurch diese nicht gut auf den angepassten Geraden liegen. Der Unterschied im Verlauf der Breiten führt dazu, dass diese Messung nicht für die Bestimmung der α -Parameter benutzt werden kann.

Da das Intensitätsprofil des Laserpointers mit einem *ModeMaster* ausgemessen werden kann, gibt es mit dieser Messung die Möglichkeit, die Kalibrierung zu überprüfen. Das Strahlprofil aus der Anpassung mit einem ND-Filter mit ND3 sollten näher an dem realen Strahlprofil liegen. Deswegen werden die σ -Breiten aus der Anpassung mit einem ND-Filter mit ND3 mit dem Ergebnis aus dem *ModeMaster* überprüft. Die Breiten entsprechen dem y -Achsenabschnitt der angepassten Gerade.

$$\sigma_{x, \text{Anp.}}^{\text{ND3}}(y_{\text{pos}} = 0 \text{ mm}) = (3,18 \pm 0,10) \text{ mm} \quad \sigma_{y, \text{Anp.}}^{\text{ND3}}(y_{\text{pos}} = 0 \text{ mm}) = (2,45 \pm 0,15) \text{ mm} \quad (3.9)$$

$$\sigma_{x, \text{ModeMaster}} = 2,506 \text{ mm} \quad \sigma_{y, \text{ModeMaster}} = 2,525 \text{ mm} \quad (3.10)$$

In der horizontalen Breite ist ein deutlicher Unterschied zum Ergebnis aus dem *ModeMaster* zu erkennen. Dies lässt sich mit dem Bild der angepassten Gaußfunktionen in Abbildung 3.8 begründen. Es gibt einen Untergrund, welcher vermutlich durch das Störsignal zustande kommt und zu einer Vergrößerung der Breiten führt. In der vertikalen Breite stimmen die Werte innerhalb des Fehlers überein.

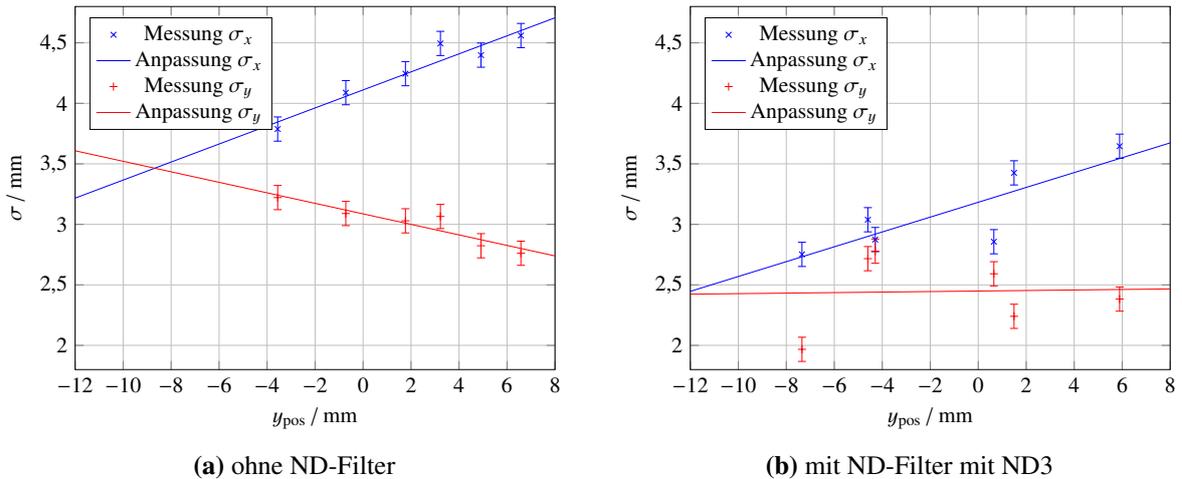


Abbildung 3.9: Verlauf der Breiten des Lasers bei $\alpha = 0,002336$.

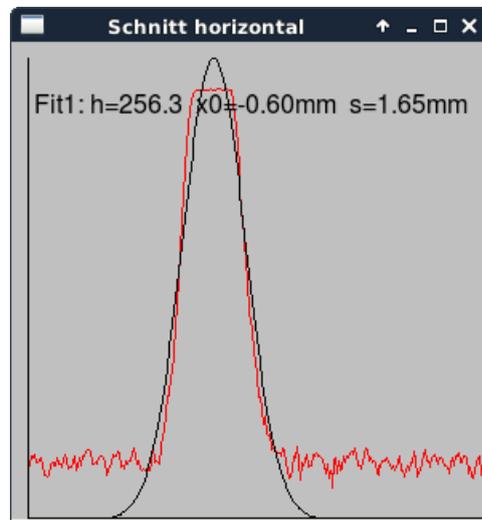


Abbildung 3.10: Horizontales Signal des Elektronenstrahls nach einem ND-Filter mit ND1,5. Es existiert noch ein Plateau, die Anpassung weicht nur wenig vom gemessenem Verlauf ab.

3.3.2 Messung der Verzerrung mit dem Elektronenstrahl

Die Verzerrung kann auch mit dem Strahl an LAB gemessen werden. Mit den Korrektormagneten kann der Strahl über den Schirm geschoben werden. Die Breite ändert sich dabei nicht, wenn zwischen Korrektor und Schirm kein Quadrupol ist. Ein Vorteil gegenüber der Messung mit dem Laserpointer ist ein geringerer Einfluss des Störsignals. Die Breiten schwanken um maximal $\pm 0,1$ mm. Außerdem entspricht dies dem Aufbau, an dem später auch die Emittanzmessungen durchgeführt werden. Die Messung wird bei einer Energie von 20 keV durchgeführt. Ein Nachteil der Messung an verschiedenen Positionen am Schirm durch den Korrektormagneten ist ein von 45° abweichender Winkel zwischen Strahl und Schirm. Auch ist die Strahlbreite des Elektronenstrahls unbekannt. Um eine Sättigung der Kameras zu verhindern, wurde ein ND-Filter mit ND1,5 vor der Kamera benutzt. Wie in Abbildung 3.10 zu erkennen ist, bildet sich ein Plateau aus, welches allerdings keine großen Folgen für die Anpassung hat. Man kann auch feststellen, dass das Intensitätsprofil gut mit einer Gaußverteilung übereinstimmt.

α	$\Delta\sigma_x/\text{mm}$	$\Delta\sigma_y/\text{mm}$
0	$0,90 \pm 0,08$	$0,70 \pm 0,06$
0,002336	$0,19 \pm 0,11$	$0,26 \pm 0,06$

Tabelle 3.1: Die Änderung der Strahlbreiten $\Delta\sigma$ bei zwei verschiedenen α -Parametern. $\Delta\sigma$ wird aus der Steigung der an die Messung angepassten Gerade für eine Verschiebung auf dem Schirm um $\Delta z = 20$ mm berechnet.

Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 3.11 dargestellt, die aus der angepassten Gerade berechneten Änderungen der Strahlbreiten stehen in Tabelle 3.1. Für $\alpha = 0$ liegt die Änderung der gemessenen Strahlbreite bei einer Verschiebung der z -Position um 20 mm bei 0,7 mm bis 0,9 mm, für $\alpha = 0,002336$ bei 0,2 mm bis 0,3 mm. Der letztgenannte α -Parameter ist empirisch bestimmt und wird für spätere Messungen an LAB benutzt.

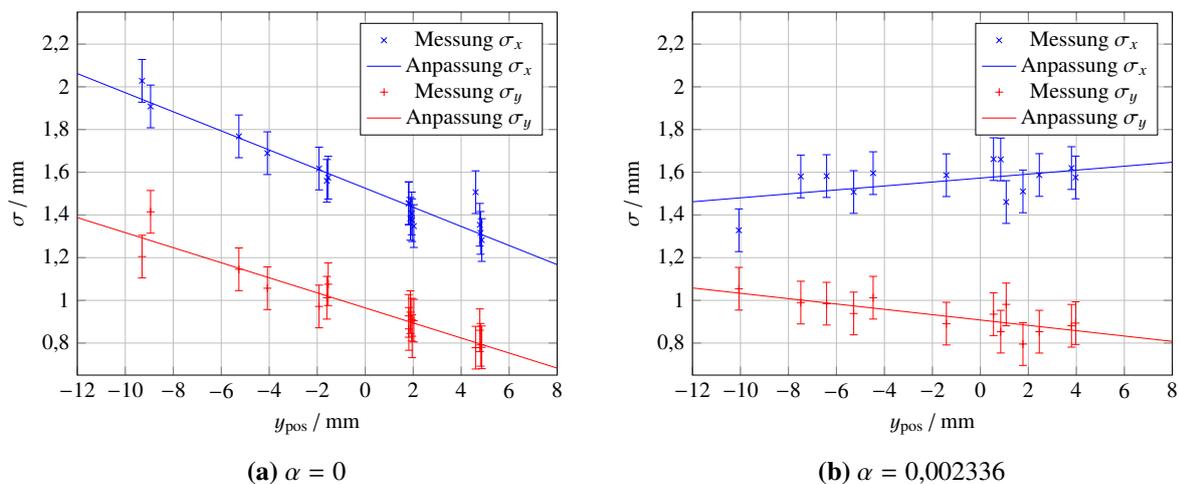


Abbildung 3.11: Verlauf der Breiten des Strahls an LAB. Es wird ein Strahl mithilfe eines Korrektormagneten über den Schirm geschoben. Die Breiten ändern sich dabei durch die Verzerrung.

3.4 Messung an LAB

Für die Messungen an LAB lassen sich einige Aussagen treffen. Durch ein Störsignal des Kamerabildes variieren die Breiten um $\pm 0,1$ mm. Diesem könnte man durch Mitteln von Messwerten bei konstanten Einstellungen über einen längeren Zeitraum entgegenwirken. Bei der Überprüfung der Strahlbreiten des Laserpointers weist die horizontale Strahlbreite einen deutlichen Unterschied auf. Dieser kommt vermutlich durch das Störsignal zustande. Ob sich das Störsignal auf die Strahlbreiten des Elektronenstrahls gleich auswirkt, kann nicht gemessen werden, da die Strahlbreite nicht bekannt ist. Die Breiten sind abhängig von der z -Position. Durch Verschieben um $\Delta z_{\text{pos}} = 20$ mm ändern sie sich bei $\alpha = 0,002336$ um bis zu 0,3 mm. Da die meisten Messungen eher in der Mitte des Schirms gemacht werden, ist dieser Fehler in der Realität geringer, dies ist eine maximale Abschätzung. Durch weitere Messungen für die α -Parameter kann dies weiter optimiert werden. Die Anpassung ändert sich mit der Größe der AOI durch den hinzukommenden Untergrund. Deswegen sollte man vor dem Messen immer einen Untergrundabzug durchführen. Für diesen wird der Strahl ausgestellt und der Hintergrund gesichert. Der Hintergrund wird geladen und dann abgezogen. Darauf kann eine Messung mit Strahl erfolgen. Die Übersteuerung der Kameras lässt sich durch ND-Filter mit mindestens ND1,5 vermeiden. Bei einem Emissionsstrom

von $15\ \mu\text{A}$ und einer Energie von $20\ \text{keV}$ reicht ND1,5 aus, bei einer Energie von $30\ \text{keV}$ wird ND2 verwendet.

Insgesamt lässt sich der Fehler der Strahlbreiten auf $0,3\ \text{mm}$ abschätzen. Mit diesen Einstellungen kann das Intensitätsprofil des Elektronenstrahls gemessen werden.

Emittanzmessung

Mit LAB soll während des Praktikums die Emittanz des Elektronenstrahls bestimmt werden. Zur Berechnung der Emittanz werden zwei Methoden verwendet. Eine Methode dazu ist der Quadrupolscan. Dabei variiert man die Stärke eines Quadrupols und misst die daraus resultierende Strahlbreite an einem darauf folgenden Schirm. Die zweite Methode ist die Multischirmmethode, bei der die Strahlbreite an mehreren Schirmen gemessen wird. In diesem Kapitel wird zunächst in die Grundlagen der Strahloptik eingeführt. Weiterführende Informationen über die Strahldynamik in Teilchenbeschleunigern sind in [16] zu finden. Weiterhin werden beide Messmethoden und erste Messungen an LAB vorgestellt. Die beiden Messmethoden der Emittanzen wurden in [17] an ELSA durchgeführt.

4.1 Grundlagen der Strahloptik

Eine wichtige Kenngröße in der Beschleunigerphysik ist die Emittanz ϵ . Diese beschreibt die Phasenraumfläche einer Anzahl an Teilchen in Bezug auf Positionsablage x sowie Divergenz x' und ist eine statistische Größe. Zusammen mit den von der Beschleunigerstruktur und der longitudinalen Position s abhängigen Twiss Parametern $\alpha(s)$, $\beta(s)$, $\gamma(s)$ kann man die Statistik eines Strahls im Phasenraum beschreiben. Aufgrund der ersten Messungen an LAB wird eine Gaußstatistik angenommen. Es gelten dabei folgende Relationen:

- $\sigma_x^2(s) = \beta(s) \cdot \epsilon$
- $\sigma_{x'}^2(s) = \gamma(s) \cdot \epsilon$
- $-\overline{xx'} = \alpha(s) \cdot \epsilon$

Damit ist $\beta(s)$ ein Maß für die Strahlbreite σ_x und $\gamma(s)$ ein Maß für die Strahldivergenz $\sigma_{x'}$. $\alpha(s)$ beschreibt die Korrelation zwischen Breite und Divergenz. Der Formalismus lässt sich von der hier dargestellten horizontalen Ebene (x , x') analog in die vertikale Ebene (z , z') überführen. Die Bedeutung der Parameter kann man anhand von Abbildung 4.1 erkennen. Gezeigt ist ein Bild des Phasenraums (x , x'). Ein roter Punkt steht für ein einzelnes Teilchen. Durch die Statistik vieler Teilchen bildet sich eine Ellipse bei einer 1σ -Breite aus. Dadurch wird deutlich, dass die Emittanz ein statistisches Maß ist.

Die Emittanz kann man an einer Position s über

$$\gamma(s) \cdot x^2(s) + 2\alpha(s) \cdot x(s) \cdot x'(s) + \beta(s) \cdot x'^2(s) = \epsilon \quad (4.1)$$

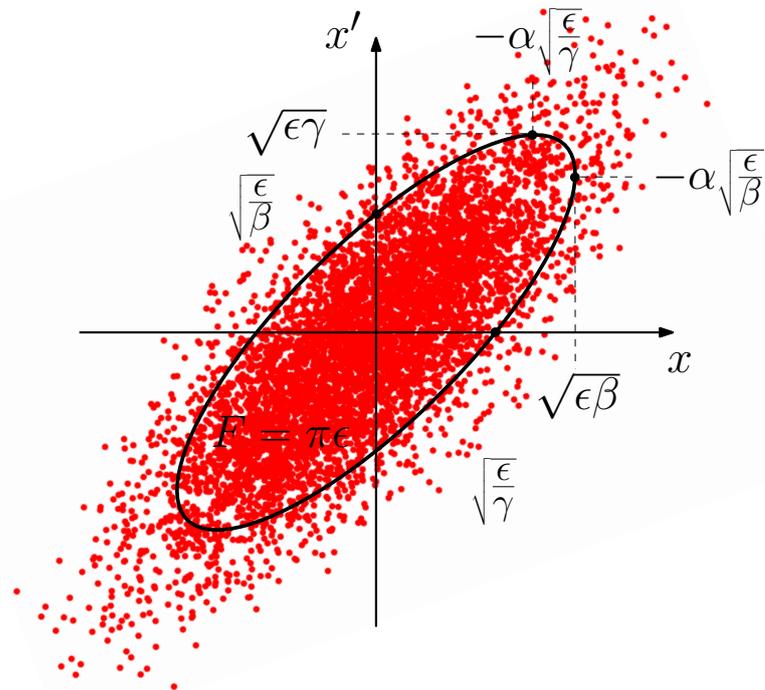


Abbildung 4.1: Skizze der Phasenraumellipse. Die roten Punkte entsprechen einzelnen Teilchen. Die Ellipse ist bei der 1σ -Breite gezeichnet. [4]

berechnen. Nach dem Satz von Liouville ist das Volumenelement im Phasenraum zeitlich konstant, wenn auf das System nur konservative Kräfte wirken. Aus diesem Grund können Messungen der Emittanz an jedem Ort durchgeführt werden, da sich zwar die Twiss Parameter und Strahlbreite sowie Divergenz ändern, aber die Emittanz konstant bleibt.

Die Twiss Parameter bilden die Einträge der Beta-Matrix $B(s)$:

$$B(s) = \begin{pmatrix} \beta(s) & -\alpha(s) \\ -\alpha(s) & \gamma(s) \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

Die Parameter hängen dabei voneinander ab: $\beta(s) \cdot \gamma(s) = 1 + \alpha^2(s)$. Dadurch ist die Determinante der Beta-Matrix gleich Eins.

Um die Twiss Parameter bei einer beliebigen Position s zu bestimmen, transformiert man die Beta-Matrix ausgehend von der Position s_0 mit $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$. Die Startposition s_0 liegt für LAB beim ersten Korrektormagnet C0. Dazu benutzt man die Transportmatrix M . Diese hängt dabei von den Elementen des Beschleunigers ab. Die Matrizen kann man mit geometrischer Optik herleiten. Die jeweiligen Matrizen sind in [16] gegeben. Die komplette Transportmatrix M ist das Produkt der Matrizen einzelner Elemente. Für LAB gibt es dabei Driftstrecken, Korrektormagnete, Quadrupolmagnete und Schirme, deren Abfolge in Abbildung 2.1 zu erkennen ist.

$$B(s) = M \cdot B_0 \cdot M^T \quad \text{mit } M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

In Elektronen-Kreisbeschleunigern sind Strahlparameter durch die Abstrahlung von Synchrotronstrahlung bestimmt. Damit kann man die Emittanz aus der Beschleunigerstruktur berechnen. LAB ist ein Linearbeschleuniger mit geringer elektrischer Feldstärke, wodurch die Synchrotronstrahlung vernachlässigbar ist. Die Emittanz wird in der Elektronenquelle und dem Loch der Kathode festgelegt. Hinter der Beschleunigung zur Anode ändert sich die Emittanz nicht. Bei einer Simulation der Elektronenquelle von LAB in [10] und [4] bei einer Energie von 50 keV wird eine Emittanz $\epsilon = 60$ nm rad abgeschätzt. Dabei wurde als Quelle das Loch der Kathode angenommen und die Divergenz vernachlässigt.

4.2 Quadrupolscan

Die Emittanz kann mit dem Quadrupolscan bestimmt werden. Im Folgenden wird das Prinzip dieser Methode beschrieben.

4.2.1 Grundlagen des Quadrupolscans

Bei dieser Messung wird die Quadrupolstärke k eines Quadrupols variiert. Dies führt zu einer Veränderung der Breite des Strahls auf einem folgenden Schirm.

Um eine Funktion für dieses Verhalten zu bestimmen, berechnet man mit Gleichung (4.3) die Transformation der β -Funktion aus der Beta-Matrix. Durch Erweiterung mit der Emittanz erhält man folgende Gleichung [17]:

$$\sigma^2(s,k) = m_{11}^2(s,k) \cdot (\epsilon\beta_0) - 2m_{11}(s,k)m_{12}(s,k) \cdot (\epsilon\alpha_0) + m_{12}^2(s,k) \cdot (\epsilon\gamma_0) \quad (4.4)$$

Es wird an einem Schirm und somit an einer festen Stelle gemessen. Daraus folgt, dass die Funktion nur noch von der Quadrupolstärke abhängig ist. Die quadrierte Strahlbreite wird gegen die dazugehörigen Quadrupolstärken aufgetragen. An die Messdaten passt man Gleichung (4.4) an, um die Parameter $(\epsilon\alpha_0)$, $(\epsilon\beta_0)$ und $(\epsilon\gamma_0)$ zu bestimmen.

Es gilt, dass die Determinante der Beta-Matrix gleich Eins ist. Durch Erweiterung mit ϵ^2 erhält man folgende Gleichung, aus der die Emittanz mit den oben beschriebenen Parametern zu bestimmen ist.

$$(\epsilon\beta_0) \cdot (\epsilon\gamma_0) - (\epsilon\alpha_0)^2 = \epsilon^2 \quad (4.5)$$

Eine weitere Gleichung für die Emittanz folgt aus der Definition der Strahltaile. Dies ist die Stelle, an der die Strahlbreite minimal ist. Dabei gilt $\alpha_t = 0$ und damit $\gamma_t = 1/\beta_t$. Nun benötigt man die transformierte γ -Funktion, die mit Gleichung (4.3) aus der β -Matrix berechnet wird. Nach Erweiterung mit ϵ^2 folgt:

$$\epsilon^2 = \sigma_t^2 \left[m_{21}^2(s,k_t)(\epsilon\beta_0) - 2m_{21}(s,k_t)m_{22}(s,k_t)(\epsilon\alpha_0) + m_{22}^2(s,k_t)(\epsilon\gamma_0) \right] \quad (4.6)$$

Durch das Bestimmen der Breite in der Strahltaile kann damit die Emittanz berechnet werden. Wegen der zusätzlichen physikalischen Bedingung sollte die mit dieser Methode berechnete Emittanz näher als über Formel (4.5) an der realen Emittanz liegen.

4.2.2 Programme für die Messung

Die Messung wird mithilfe eines im Rahmen dieser Bachelorarbeit entstandenen `c++`-Programms durchgeführt. Das Programm verbindet sich mit dem Kontrollsystem. Für den Quadrupolscan benötigt man die Transportmatrizen vom ersten Korrektormagnet C0 bis zum verwendeten Quadrupol sowie nach diesem bis zum Schirm, an welchem die Messung durchgeführt wird. Zur Berechnung dieser

Matrizen wird das Simulationsprogramm *elegant* [2] benutzt. Das Programm ist für die Simulation der Strahldynamik in Teilchenbeschleunigern ausgelegt. Die Struktur des Beschleunigers ist in einer Datei eingetragen. Zu der Struktur gehören die Längen der Magnete sowie der Driftstrecken und die Reihenfolge der Elemente. Die aus dem Strom des Magneten und der Strahlenergie im Kontrollsystem berechneten Werte für die Quadrupolstärken der Quadrupole und die Kickwinkel der Korrektoren werden in das Programm eingelesen. Mit Hilfe der *c++*-Bibliothek *libpalattice* [13] werden diese Werte in die *elegant*-Datei geschrieben. Beim Ausführen des *elegant*-Programms werden die Matrixelemente berechnet. Diese Elemente werden dann in einer Datei für die spätere Auswertung eingetragen. Mit dem *c++*-Programm werden nach dem Anpassen des Strahlprofils in der *FrameGrabber* Software die Breiten sowie die dazugehörige Quadrupolstärke ausgelesen.

Die Matrixelemente des verwendeten Quadrupols sind für jeden Datenpunkt anders. Deswegen werden diese nicht aus *elegant* gelesen, sondern in einem *python*-Programm berechnet. Das *python* Programm basiert auf der Grundlage von [8]. In dem Programm wird die Kurve von σ^2 gegen k angepasst und das Minimum der Kurve berechnet. Ausgegeben werden ein Bild mit den gemessenen und angepassten Werten [11] sowie Emittanz und Parameter der Anpassung mit den zugehörigen Fehlern.

4.2.3 Durchführung des Quadrupolscans

Nach der Inbetriebnahme von LAB wurde der Quadrupolscan durchgeführt. Diese Messung und ihre Ergebnisse werden im Folgenden beschrieben. Eine Simulation des Quadrupolscans ist in [4] zu finden. Für die Messung wird der Strahl bis zu dem Schirm geleitet, an dem der Strahl beobachtet werden soll. Dabei ist zu beachten, dass der Strahl möglichst mittig durch den Quadrupol geht. Sonst erhält der Quadrupol auch eine Dipolkomponente, welche in den Transportmatrizen nicht berücksichtigt wird. Um zu erreichen, dass der Strahl mittig durch den Quadrupol kommt, geht man iterativ vom Anfang des Strahlverlaufs aus vor. Zuerst beobachtet man den Strahl am ersten Schirm S0 und lenkt diesen mit dem Korrektormagnet C0 in die Mitte des Bildes ab. Daraufhin wird S1 hereingefahren. Die Stärke des ersten Quadrupols Q1 wird verstellt, wodurch der Strahl fokussiert wird. Wie oben beschrieben, gibt es eine Dipolkomponente des Quadrupols bei einer Ablage des Strahls. Dies ist dadurch zu erkennen, dass der Schwerpunkt des Strahls horizontal oder vertikal verschoben wird. Nun wird der Korrektormagnet davor, hier also C0, so eingestellt, dass diese Verschiebung des Schwerpunktes minimiert wird. Das Vorgehen wird für jeden weiteren Schirm durchgeführt.

Bei den ersten durchgeführten Messungen wurde noch kein ND-Filter verwendet, sodass die Kameras übersteuern und die Anpassungen falsche σ -Breiten angeben. Dadurch ergibt sich eine deutlich abweichende Emittanz. Dies wurde in den hier gezeigten Messungen korrigiert. In den ersten beiden Messungen 16-08-24 wurde eine *Gaußfunktion mit Konstante* angepasst. In den darauf folgenden Messungen wurde der Untergrund abgezogen und eine *Gaußfunktion* angepasst, welche ein stabileres Ergebnis liefert. Die Ergebnisse aus den Messungen stehen in Tabelle 4.1:

Messung	E/keV	I_{Sol}/A	Achse	$\epsilon_t/(\mu\text{m rad})$	$\epsilon_{\text{det}}/(\mu\text{m rad})$	$\epsilon_t^{\text{stat}}/(\mu\text{m rad})$	$\epsilon_{\text{det}}^{\text{stat}}/(\mu\text{m rad})$
16-08-24: 0	20	0,437	x	$5,5 \pm 2,4$	$3,2 \pm 0,9$		
16-08-24: 1	20	0,437	x	$4,6 \pm 1,0$	$3,9 \pm 0,7$		
16-08-26: 0	20	0,437	x	$3,3 \pm 1,1$	$3,2 \pm 1,1$		
16-09-02: 0	20	0,437	x	$2,8 \pm 1,4$	$2,6 \pm 1,0$	$3,2 \pm 0,7$	$2,8 \pm 0,4$
16-09-02: 1	20	0,437	z	$2,5 \pm 0,5$	$2,4 \pm 0,4$	$2,6 \pm 0,5$	$2,3 \pm 0,3$
16-09-02: 2	30	0,574	z	$2,1 \pm 0,4$	$2,0 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,4$	$2,2 \pm 0,3$
16-09-02: 3	30	0,574	x	$6,2 \pm 0,8$	$6,2 \pm 0,8$	$7,4 \pm 0,8$	$7,1 \pm 0,7$

Tabelle 4.1: Ergebnisse aus dem Quadrupolscan. ϵ_t ist dabei die aus der Strahltaille, ϵ_{det} die aus der Determinante der Beta-Matrix berechnete Emittanz. Bei ϵ^{stat} sind die σ -Breiten nicht aus einer Gauß-Anpassung, sondern einer statistisch definierten Varianz berechnet. I_{Sol} ist der durch das zweite Solenoid fließende Strom.

In Abbildung 4.2 ist eine Anpassung von ϵ_x , in Abbildung 4.3 von ϵ_z gezeigt. Die restlichen Messungen sind im Anhang A zu finden. Wenn ein Quadrupol die Elektronen in einer Achse fokussiert, wird der Strahl in der anderen Achse defokussiert. Bei einer Überfokussierung wird der Strahl in beiden Achsen defokussiert. In der nicht gemessenen Achse ist der Strahl dann häufig größer als der Schirm. Dadurch konnte meistens nur auf einer Seite des Strahlminimums einen größeren Bereich der Kurve aufgenommen werden. Dies ist in Abbildung 4.3 zu erkennen.

Bei den Emittanzen in der x -Ebene für 20 keV ist ein deutlicher Unterschied zwischen den ersten beiden Messungen 16-08-24:0 und 16-08-24:1 und den nächsten beiden Messungen 16-08-26:0 und 16-09-02:0 zu erkennen. Die Emittanzen sind geringer, wenn der Untergrund abgezogen wird. Außerdem stimmen die Emittanzen aus der Strahltaille und aus der Determinante der Beta-Matrix bei den Messungen mit Untergrundabzug besser überein. Die statistische Methode dient der Überprüfung der Ergebnisse. Wenn die angepasste Gaußfunktion mit dem gemessenen Werten gut übereinstimmt, sollten die Breiten aus der Anpassung und aus der statistischen Methode gleich sein. Bei den Messungen mit 20 keV in beiden Achsen sowie der ϵ_z -Messung bei 30 keV stimmen die Emittanzen innerhalb der Fehlergrenzen überein. Die ϵ_x -Messungen bei 30 keV weichen voneinander ab. Dort lässt sich das Profil nicht gut mit einer Gaußfunktion beschreiben. Es ergeben sich folgende Mittelwerte der Emittanz, wobei die Werte aus der statistischen Methode nicht eingerechnet sind.

$$\langle \epsilon_x \rangle (20 \text{ keV}) = (3,6 \pm 0,5) \mu\text{m rad} \quad \langle \epsilon_x \rangle (30 \text{ keV}) = (6,2 \pm 0,6) \mu\text{m rad} \quad (4.7)$$

$$\langle \epsilon_z \rangle (20 \text{ keV}) = (2,5 \pm 0,4) \mu\text{m rad} \quad \langle \epsilon_z \rangle (30 \text{ keV}) = (2,1 \pm 0,3) \mu\text{m rad} \quad (4.8)$$

Die Emittanzen liegen in der gleichen Größenordnung. Es gibt einen Unterschied zwischen der Emittanz in der horizontalen und der vertikalen Achse. Für eine Energie von 30 keV ist die horizontale Emittanz deutlich größer. Die Unterschiede der Emittanzen bei 20 keV und 30 keV können durch eine abweichende Stärke des Solenoids entstehen. Dies kann abschließend nicht geklärt werden.

Bei einer Simulation des Lochs der Kathode in [10] und [4] bei einer Energie von 50 keV wird eine Emittanz $\epsilon = 60 \text{ nm rad}$ angegeben. Bei der Simulation wurde die Divergenz des Strahls vernachlässigt. Für diese Energie existiert noch keine Messung, allerdings ist wegen dem Unterschied von zwei Größenordnungen nicht davon auszugehen, dass eine so kleine Emittanz erreicht werden kann.

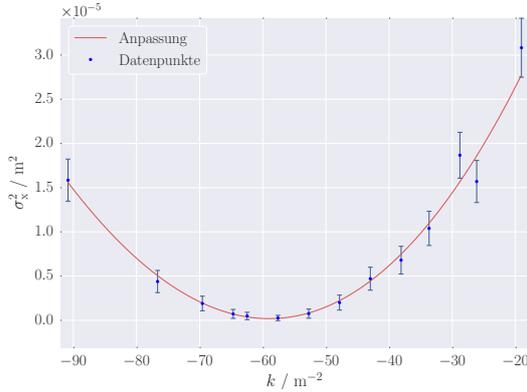


Abbildung 4.2: ϵ_x Messung 16-08-26:0 bei 20 keV an S3

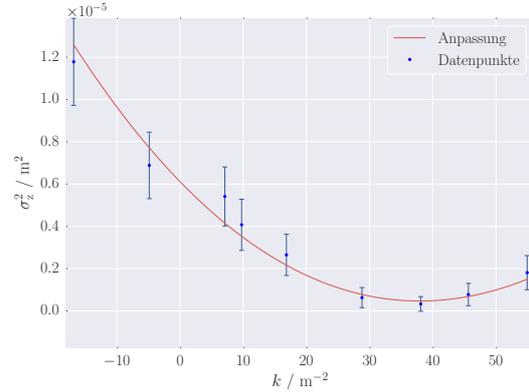


Abbildung 4.3: ϵ_z Messung 16-09-02:1 bei 20 keV an S3

4.3 Multischirmmethode

Eine zweite Methode zur Bestimmung der Emittanz ist die Multischirmmethode. Im Folgenden werden die Theorie und erste Messungen beschrieben.

4.3.1 Grundlagen der Multischirmmethode

Bei dieser Methode misst man die Strahlbreite an allen Schirmen. Dazu wird zuerst der Strahl bis zum letzten Schirm geleitet, sodass Messungen an jedem Schirm möglich sind. Danach wird die Optik nicht mehr verändert. Dann misst man die Strahlbreite an jedem Schirm. Die Transportmatrizen werden, wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, berechnet. Für die Strahlbreite gilt wieder Formel (4.4). Bei dieser Methode ist allerdings die Quadrupolstärke konstant und die Position s variabel bei den jeweiligen Schirmpositionen.

$$\sigma^2(s_i) = m_{11}^2(s_i) \cdot (\epsilon\beta_0) - 2m_{11}(s_i)m_{12}(s_i) \cdot (\epsilon\alpha_0) + m_{12}^2(s_i) \cdot (\epsilon\gamma_0) \quad (4.9)$$

Mit mindestens 3 Messungen kann man das Gleichungssystem lösen und erhält die Parameter $(\epsilon\alpha_0)$, $(\epsilon\beta_0)$ und $(\epsilon\gamma_0)$. Mit diesen lässt sich über Gleichung (4.5) die Emittanz berechnen.

An LAB gibt es fünf Schirme, wodurch das System überbestimmt ist. Dann werden die Matrizen nach Gleichung (4.11) transformiert, um die Anzahl an Gleichungen auf drei zu reduzieren. Dies kann dann als Gleichungssystem gelöst werden.

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \sigma^2(s_0) \\ \sigma^2(s_1) \\ \sigma^2(s_2) \\ \sigma^2(s_3) \\ \sigma^2(s_4) \end{pmatrix}}_b = \underbrace{\begin{pmatrix} m_{11}^2(s_0) & -2m_{11}(s_0)m_{12}(s_0) & m_{12}^2(s_0) \\ m_{11}^2(s_1) & -2m_{11}(s_1)m_{12}(s_1) & m_{12}^2(s_1) \\ m_{11}^2(s_2) & -2m_{11}(s_2)m_{12}(s_2) & m_{12}^2(s_2) \\ m_{11}^2(s_3) & -2m_{11}(s_3)m_{12}(s_3) & m_{12}^2(s_3) \\ m_{11}^2(s_4) & -2m_{11}(s_4)m_{12}(s_4) & m_{12}^2(s_4) \end{pmatrix}}_M \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \epsilon \cdot \beta_0 \\ \epsilon \cdot \alpha_0 \\ \epsilon \cdot \gamma_0 \end{pmatrix}}_x \quad (4.10)$$

$$M^T \cdot b = (M^T \cdot M) \cdot x \quad (4.11)$$

4.3.2 Programme für die Messung

Die Messung und Auswertung der Multischirmmethode ist in dem bereits in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen `c++`-Programm enthalten. Die Messergebnisse für jeden Schirm werden in eine Datei geschrieben. Dazu gehören die Strahlbreiten in beiden Achsen sowie die aus *elegant* berechneten Elemente der Transportmatrizen bis zum jeweiligen Schirm. Bei der Auswertung dieser Methode werden die Matrixelemente in das richtige Gleichungssystem überführt, welches mit einem Algorithmus gelöst wird [6].

Zum jetzigen Zeitpunkt konnte für die Multischirmmethode kein sinnvoller Fehler der Emittanz berechnet werden. Das liegt daran, dass die Kovarianz der Parameter ($\epsilon\alpha_0$), ($\epsilon\beta_0$) und ($\epsilon\gamma_0$) nicht bestimmt werden kann. Alternativ kann der Fehler auf die Strahlbreite durch eine statistische Mittelung vieler Werte bestimmt werden. Außerdem konnte bisher nur an drei Schirmen gemessen werden, sodass es bei der Lösung des Gleichungssystems keine Freiheitsgrade gibt.

4.3.3 Durchführung der Multischirmmethode

Zum Zeitpunkt der Messung standen nur drei Schirme zur Verfügung. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 enthalten.

Messung	E/keV	I_{Solenoid}/A	Achse	$\epsilon_{\text{stat}}/(\mu\text{m rad})$
16-09-02: 0	20	0,437	x	4,5
16-09-02: 0	20	0,437	z	2,8
16-09-02: 1	30	0,574	x	2,6

Tabelle 4.2: Ergebnisse aus der Multischirmmethode. Die Breiten werden dabei aus der statistischen Varianz bestimmt.

Die horizontalen Emittanzen weichen von den Ergebnissen aus dem Quadrupolscan ab. Da es bei dem Quadrupolscan mehr Messwerte gibt, sind die Ergebnisse aus dem Quadrupolscan aussagekräftiger. Die Multischirmmethode wird bessere Werte liefern, wenn alle fünf Schirme zu benutzen sind. Dann gibt es eine Vergleichsmöglichkeit zwischen dieser Methode und dem Quadrupolscan, mit der im Praktikum Emittanzen bestimmt werden können.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit und [1] wurde der Beschleuniger LAB erstmals in Betrieb genommen. Die Strahldiagnose ist kalibriert und die Parameter der Kalibrierung sind in einer Konfigurationsdatei der FrameGrabber Software eingetragen worden. Die Datei ist auf dem Kontrollsystem-Computer im Pfad `~/FrameGrabber/fg_02/scaling_messung.config` hinterlegt. Zu der Kalibrierung gehört der Abbildungsmaßstab, mit dem Pixel in Millimeter umgerechnet werden. Außerdem wird die Verzerrung des Strahlbildes korrigiert. Diese Korrektur wurde empirisch eingestellt und kann durch weitere Messungen optimiert werden.

Bei den Messungen muss ein zu der Energie und dem Emissionsstrom passender ND-Filter benutzt werden. Der Emissionsstrom lag bei bisherigen Messungen in der Größenordnung von $15 \mu\text{A}$. Bei einer Energie von 20 keV ist ND1,5 zu verwenden, für 30 keV ist ein stärkerer Filter nötig. Es wird dann ND2 benutzt.

Vor dem Anpassen einer Gaußfunktion an das Intensitätsprofil sollte der Untergrund abgezogen werden. Dadurch ist die Anpassung einer Gaußfunktion stabiler und gibt die richtige Strahlbreite aus.

In dem Videobild gibt es ein Rauschen, dessen Ursprung nicht bekannt ist. Dadurch werden besonders die horizontalen Strahlbreiten verfälscht. Dieses Problem kann möglicherweise in Zukunft behoben werden. Für die verwendeten Messungen wurde der Messfehler der Strahlbreiten auf $0,3 \text{ mm}$ bestimmt, welches allerdings eine maximale Abschätzung ist.

Weiterhin ist die Emittanz gemessen worden. Hierfür ist ein Programm erstellt worden, mit dem die Messungen inklusive Auswertung automatisiert wurden. Dabei sind folgende Werte mit dem Quadrupolscan bestimmt worden:

$$\langle \epsilon_x \rangle (20 \text{ keV}) = (3,64 \pm 0,46) \mu\text{m rad} \quad \langle \epsilon_x \rangle (30 \text{ keV}) = (6,20 \pm 0,56) \mu\text{m rad} \quad (5.1)$$

$$\langle \epsilon_z \rangle (20 \text{ keV}) = (2,46 \pm 0,30) \mu\text{m rad} \quad \langle \epsilon_z \rangle (30 \text{ keV}) = (2,02 \pm 0,20) \mu\text{m rad} \quad (5.2)$$

Die Multischirmmethode konnte auch durchgeführt werden. Dabei waren nur drei Schirme verfügbar, wodurch die Ergebnisse aussageschwächer als die Ergebnisse des Quadrupolscans sind. Außerdem können nicht aus jeder Messung Emittanzen beider Achsen berechnet werden. Diese Methode kann man in Zukunft mit fünf funktionierenden Schirmen machen. Dann sollte diese Methode stabil funktionieren und mit dem Quadrupolscan übereinstimmende Emittanzen ergeben. Weiterhin ist eine Bestimmung der Fehler aus dieser Methode zum jetzigen Zeitpunkt nicht implementiert.

Die für das Praktikum an der Universität Bonn geplanten Messungen der Emittanz wurden erfolgreich durchgeführt. Der Laborbeschleuniger LAB kann für Versuche im Praktikum verwendet werden.

Literatur

- [1] V. Adam, *Inbetriebnahme der Elektronenquelle am Laborbeschleuniger LAB*, Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2016 (siehe S. 4, 25).
- [2] M. Borland, „elegans: A Flexible SDDS-Compliant Code for Accelerator Simulation“, September 2000 (siehe S. 20).
- [3] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2*, 3. Aufl., Springer, 2004 (siehe S. 5).
- [4] Y. Dieter, *Magnetoptik des Laborbeschleunigers LAB*, Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2015 (siehe S. 5, 6, 18–21).
- [5] F. Frommberger, Universität Bonn, ELSA, 2016 (siehe S. 8, 11).
- [6] *GNU Scientific Library*, September 2016, URL: www.gnu.org/software/gsl (siehe S. 23).
- [7] P. Hänisch, Universität Bonn, ELSA, 2016 (siehe S. 4, 5).
- [8] P. Hauer, *Ansteuerung und Strahldiagnose des Laborbeschleunigers LAB*, Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2015 (siehe S. 6, 7, 9, 10, 20).
- [9] F. Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, 1. Aufl., Springer, 1997 (siehe S. 6).
- [10] T. vom Hövel, *Aufbau, Untersuchung und Inbetriebnahme einer Elektronenquelle für den Laborbeschleuniger LAB*, Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2015 (siehe S. 4, 19, 21).
- [11] J. D. Hunter, *Matplotlib: A 2D graphics environment*, *Computing In Science & Engineering* **9.3** (2007) 90 (siehe S. 20).
- [12] *ModeMaster PC*, User Manual, Coherent (siehe S. 12).
- [13] J. F. Schmidt, URL: github.com/janfschmidt/palattice (siehe S. 20).
- [14] J. F. Schmidt, „tikz-palattice - draw particle accelerator lattices with TikZ“, März 2015 (siehe S. 3).
- [15] *VacIon Plus 40/55/75 pumps*, Bedienungshandbuch, Agilent Technologies, September 2011 (siehe S. 6).
- [16] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, 2. Aufl., Teubner, 1996 (siehe S. 17, 18).
- [17] S. Zander, *Optische Strahldiagnose an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2013 (siehe S. 17, 19).

Bilder zum Quadrupolscan

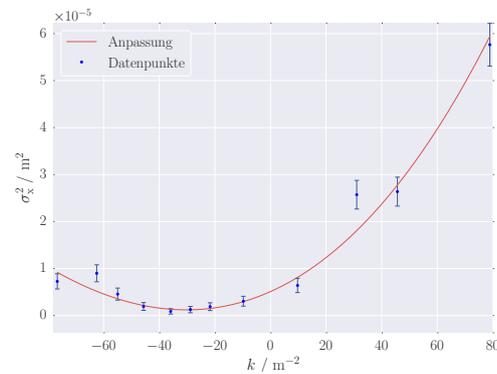
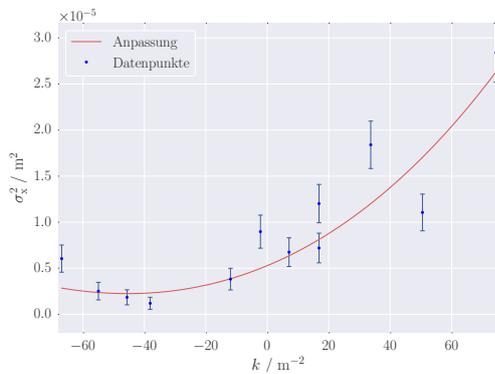
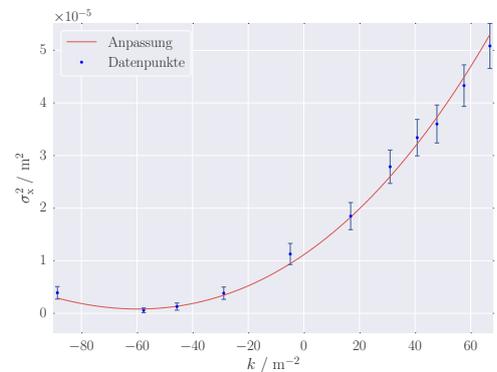
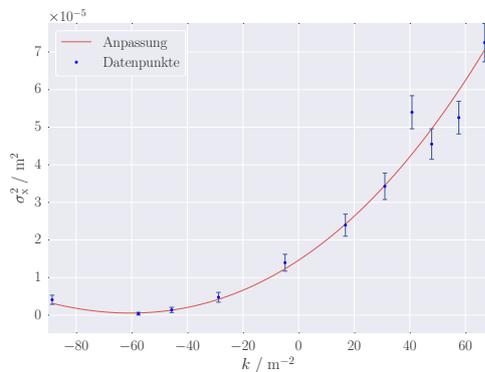


Abbildung A.1: ϵ_x Messung 16-08-24:0 bei 20 keV an S2 **Abbildung A.2:** ϵ_x Messung 16-08-24:1 bei 20 keV an S2



(a) Aus der Anpassung eines Gaußprofils

(b) Aus dem statistischen Verfahren

Abbildung A.3: ϵ_x Messung 16-09-02:0 bei 20 keV an S3

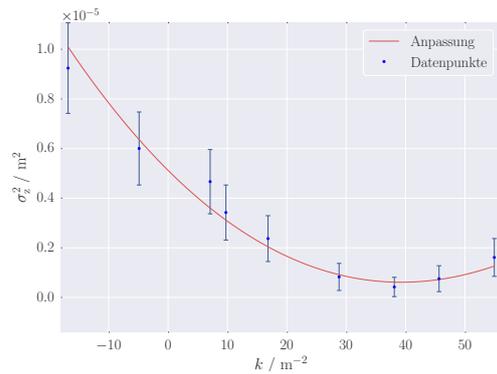
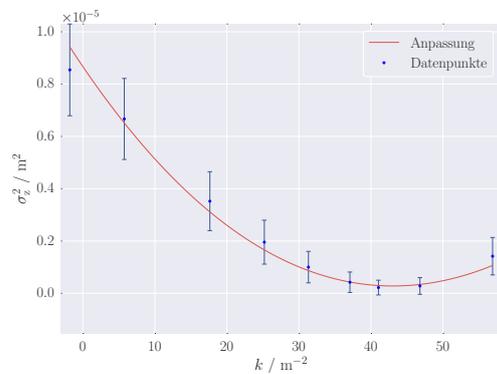
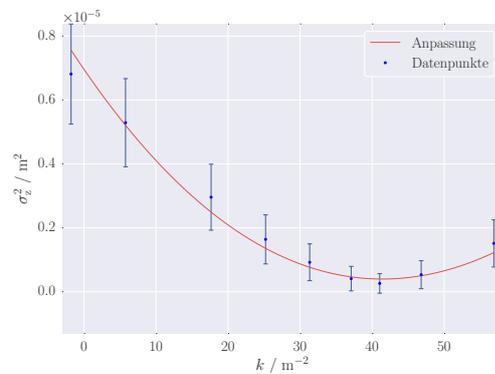


Abbildung A.4: ϵ_z Messung 16-09-02:1 aus dem statistischen Verfahren bei 20 keV an S3

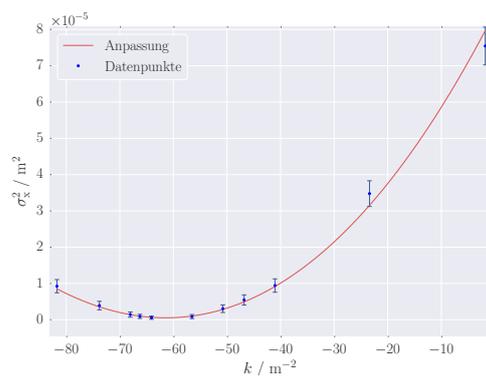


(a) Aus der Anpassung eines Gaußprofils

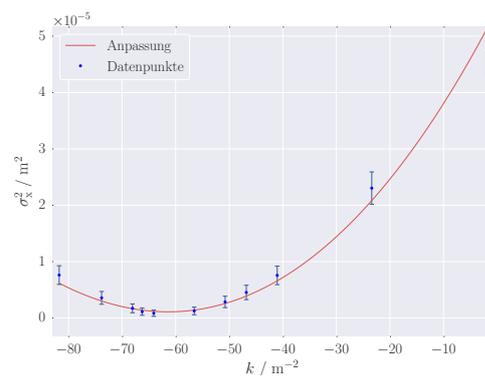


(b) Aus dem statistischen Verfahren

Abbildung A.5: ϵ_z Messung 16-09-02:2 bei 30 keV an S3



(a) Aus der Anpassung eines Gaußprofils



(b) Aus dem statistischen Verfahren

Abbildung A.6: ϵ_x Messung 16-09-02:3 bei 30 keV an S3

Abbildungsverzeichnis

2.1	Eine maßstabsgetreue Skizze des Beschleunigers LAB.	3
2.2	Ein 3D-Modell des Beschleunigers LAB.	4
2.3	Ein Modell des Korrektormagneten.	5
2.4	Ein Modell des Quadrupolmagneten.	5
3.1	Eine Skizze des Messaufbaus für das Intensitätsprofil des Elektronenstrahls an LAB.	7
3.2	Eine Darstellung der Abbildung des Elektronenstrahls auf einen Schirm.	9
3.3	Das vermessene Abbild eines Millimeter-Papiers auf dem Schirm.	10
3.4	Verlauf des Abbildungsmaßstabes in Abhängigkeit der y -Position.	11
3.5	Untergrund beim horizontalen Signal des Laserpointers nach einem ND-Filter mit ND3.	12
3.6	Ein Bild des Störsignals auf dem Videosignal.	12
3.7	Übersteuerung beim horizontalen Signal des Laserpointers.	13
3.8	Untergrund bei der angepassten Gaußfunktion an das Intensitätsprofil des Laserpointers.	13
3.9	Verlauf der Breiten des Lasers bei $\alpha = 0,002336$	14
3.10	Horizontales Signal des Elektronenstrahls nach einem ND-Filter mit ND1,5.	14
3.11	Verlauf der Breiten des Elektronenstrahls an LAB.	15
4.1	Skizze der Phasenraumellipse.	18
4.2	ϵ_x Messung 16-08-26:0 bei 20 keV an S3	22
4.3	ϵ_z Messung 16-09-02:1 bei 20 keV an S3	22
A.1	ϵ_x Messung 16-08-24:0 bei 20 keV an S2	29
A.2	ϵ_x Messung 16-08-24:1 bei 20 keV an S2	29
A.3	ϵ_x Messung 16-09-02:0 bei 20 keV an S3	29
A.4	ϵ_z Messung 16-09-02:1 bei 20 keV an S3	30
A.5	ϵ_z Messung 16-09-02:2 bei 30 keV an S3	30
A.6	ϵ_x Messung 16-09-02:3 bei 30 keV an S3	30

Tabellenverzeichnis

3.1	Die Änderung der Strahlbreiten $\Delta\sigma$ bei zwei verschiedenen α -Parametern	15
4.1	Ergebnisse aus dem Quadrupolscan.	21
4.2	Ergebnisse aus der Multischirmmethode.	23