

Ein neuartiges Interferometer zur Messung magneto-optischer Effekte an  
L-Absorptionskanten von ferromagnetischen Metallen  
mit linearpolarisierter Undulatorstrahlung

Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“  
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik  
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz



Vorgelegt von  
Tünde Timea Widmann (gesch. Weber)  
geboren in Medias, Rumänien

Mainz, Oktober 2010

*„Ein Geheimitipp zur Beschäftigung mit der Physik:  
Man behalte im Kopf, was man nicht weiß.  
Der Trick ist dann, von dem, was man weiß,  
direkt zu dem, was man wissen möchte, zu kommen  
unter geschickter Umgehung dessen, was man nicht weiß.“*  
(Lewis C. Epstein)

Gutachter:

Tag der mündlichen Prüfung: 27.03.2012

## Zusammenfassung

Am Mainzer Mikrotron MAMI wurde ein neuartiges Interferometer entwickelt und getestet, mit dem magneto-optische Effekte an dünnen, freitragenden Folien von 3d-Übergangsmetallen wie Eisen, Kobalt oder Nickel an den  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten (im Spektralbereich der weichen Röntgenstrahlung) gemessen werden können. Es handelt sich um eine Weiterentwicklung eines an MAMI erprobten Interferometers, das im wesentlichen aus einer kollinearen Anordnung zweier identischer Undulatoren, zwischen die die dünne Probefolie eingebracht wird, und einem Gitterspektrometer besteht. Aus den als Funktion des Abstands der Undulatoren beobachtbaren Intensitätsschwankungen lassen sich das Dekrement des Realteils  $\delta$  und der Absorptionskoeffizient  $\beta$  des komplexen Brechungsindex bestimmen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Apparatur derart weiterentwickelt, dass auch die magnetisch zirkuläre Doppelbrechung  $\Delta\delta$  und der magnetisch zirkuläre Dichroismus  $\Delta\beta$  an den  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten von Übergangsmetallen gemessen werden können. Der zweite Undulator wurde um die Elektronenstrahlachse um den Winkel  $\Psi = \pm 107^\circ$  drehbar gemacht. Damit dient er auch als Analysator der aus der Folie austretenden elliptisch polarisierten weichen Röntgenstrahlung, für die - wie bei der Faraday-Rotation - die Polarisationssebene gedreht ist. Weiterhin kann die Spaltbreite der 10-poligen Hybrid-Undulatoren mit einer Periodenlänge von 12 mm und damit der Undulatorparameter über eine Antriebsmechanik kontinuierlich variiert werden, wodurch eine optimale Anpassung der Amplituden der Undulatorstrahlung aus den beiden Undulatoren möglich wird. Der maximale Undulatorparameter beträgt  $K = 1.1$ . Auch das Spektrometer, das auf einem selbstfokussierenden Gitter mit variierter Liniendichte (im Mittel 1400 Linien/mm) basiert, wurde weiterentwickelt. Als Detektor kommt jetzt eine fensterlose CCD mit  $1024 \times 1024$  Pixeln und einer Pixelgröße von  $13 \mu\text{m} \times 13 \mu\text{m}$  zum Einsatz, die im Bildmodus betrieben wird, was die gleichzeitige Messung eines Energieintervalls von ca. 50 eV ermöglicht. Die totale Linienbreite wurde bei einer vertikalen Strahlfleckausdehnung von  $\sigma_y = 70 \mu\text{m}$  (rms) am Neon  $1s - 3p$  Übergang bei  $(867.18 \pm 0.02)$  eV zu  $\Delta\hbar\omega = (0.218 \pm 0.002)$  eV (FWHM) gemessen. Das hohe Auflösungsvermögen von 4000 und die Möglichkeit der Eichung gegen den  $1s - 3p$  Übergang von Neon wurden ausgenutzt, um die Energie der Maxima an den Absorptionskanten von Nickel (weiße Linien) neu zu bestimmen. Die Ergebnisse  $E_{L_2} = (869.65^{+0.27}_{-0.16})$  eV und  $E_{L_3} = (852.37^{+0.16}_{-0.11})$  eV stellen eine Verbesserung früherer Messungen dar, die große Streuungen aufwiesen.

Aus systematischen Messungen als Funktion des Abstandes der Undulatoren und des Drehwinkels  $\Psi$  wurden die magnetisch zirkuläre Doppelbrechung  $\Delta\delta$  im Energiebereich  $834 \text{ eV} \leq \hbar\omega \leq 885 \text{ eV}$  an einer freitragenden, bis zur Sättigung magnetisierten Nickelfolie der Dicke von  $(96.4 \pm 2.7)$  nm gemessen. Sowohl das Auflösungsvermögen als auch die Genauigkeit der Messungen für  $\Delta\delta$  übersteigen bekannte Literaturangaben signifikant, so dass eine bisher nicht bekannte Feinstruktur gefunden werden konnte. Außerdem wurde der Betrag des magnetisch zirkulären Dichroismus  $|\Delta\beta|$  im Bereich des Maximums an der  $L_3$ -Absorptionskante mit hoher Genauigkeit gemessen.





## Abstract

A novel soft X-ray interferometer has been developed and tested at the Mainz Microtron MAMI with which magneto-optical effects at the  $L_{2,3}$ -absorption edges of transition metals like Fe, Co and Ni can be investigated. It is a follow-up version of a previously developed interferometer at MAMI which consisted essentially of a collinear arrangement of two identical undulators between a thin magnetized sample foil can be placed, and a grating spectrometer. If the relative distance between the undulators is varied, interference oscillations are observed which allow to determine the refractive index decrement  $\delta$ , and the absorption coefficient  $\beta$  of the complex index of refraction of the sample foil.

Several improvements of the interferometer were performed which enable now a measurement of the X-ray magnetic circular birefringence  $\Delta\delta$ , as well as the X-ray magnetic circular dichroism  $\Delta\beta$  at the  $L_{2,3}$ -absorption edges of transition metals. This goal was achieved by making the second undulator turnable around the electron beam axis in the angular range between  $\Psi = \pm 107^\circ$ . This way it acts as an analyzer for the elliptically polarized soft X-rays emerging from the sample foil for which, as for the well known Faraday rotation, also the polarization plane is turned. In addition, the undulator parameter  $K$  can now be varied by changing the gap size of the 10-period hybrid undulators with a period length of 12 mm. This feature allows an online variation of both, the amplitudes and the energy of the emitted radiation. The maximum value of the undulator parameter amounts to  $K = 1.1$ . The radiation is monochromized by a grating with variable line density which amounts in the mean to 1400 lines/mm. A direct exposure windowless CCD chip with  $1024 \times 1024$  pixels and a  $13 \mu\text{m} \times 13 \mu\text{m}$  pixel size serves as a detector with which an energy band of 50 eV can be covered. An energy resolution of the spectrometer of  $\Delta\hbar\omega = (0.218 \pm 0.002)$  eV (FWHM) has been measured for the  $1s - 3p$  transition of neon at  $(867.18 \pm 0.02)$  eV. The vertical beam spot size was  $\sigma_y = 70 \mu\text{m}$  (rms). This high energy resolution  $\hbar\omega / \Delta\hbar\omega = 4000$  in combination with a precise energy calibration against the  $1s - 3p$  transition of neon allowed an improved energy determination for the maxima of the white lines at the nickel L-absorption edges. The results are  $E_{L_2} = (869.65^{+0.27}_{-0.16})$  eV and  $E_{L_3} = (852.37^{+0.16}_{-0.11})$  eV.

By a systematic variations of both, the relative undulator distance and the rotation angle  $\Psi$ , the magnetic circular birefringence  $\Delta\delta$  was extracted from the observed interference oscillations for a fully magnetized thin self-supporting Ni foil of  $(96.4 \pm 2.7)$  nm thickness in the energy range between 834 eV and 885 eV. The improved energy resolution in combination with the improved statistical significance, in comparison with previous measurements, revealed an unknown fine structure in the spectrum. In addition, the absolute value of the magnetic circular dichroism  $|\Delta\beta|$  was measured with high accuracy close to the maximum of the  $L_3$ -white line.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Der komplexe Brechungsindex homogener Medien . . . . .	5
2.2	Brechungsindex magneto-optisch aktiver Medien . . . . .	7
2.3	Magneto-optische Effekte . . . . .	10
2.3.1	Der Faraday-Effekt in diamagnetischen Materialien . . . . .	11
2.3.2	Magneto-optische Effekte in ferromagnetischen Metallen . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Allgemeine Beschreibung des Interferometers</b>	<b>17</b>
3.1	Eigenschaften der Undulatorstrahlung . . . . .	17
3.2	Prinzipieller Aufbau und Funktionsweise . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>29</b>
4.1	Strahlführung und Aufbau in der Experimentierhallen von MAMI . . . . .	29
4.2	Undulatoraufbau . . . . .	29
4.2.1	Abstimmung der Magnetfelder . . . . .	32
4.2.1.1	Anforderungen an die Magnetfelder . . . . .	32
4.2.1.2	Abgleich der Magnetfelder mit einer Hall-Sonde . . . . .	33
4.2.2	Abgleich der Randfelder . . . . .	35
4.2.3	Variation des Magnetspaltes . . . . .	37
4.3	Das Spektrometer . . . . .	40
4.4	Elektronik und Datenaufnahmesystem . . . . .	44
4.5	Anordnung zur Magnetisierung der Probefolien . . . . .	45

<b>5</b>	<b>Vorbereitende Messungen</b>	<b>49</b>
5.1	Messungen mit einem hochauflösenden Ge-Detektor . . . . .	49
5.2	Analyse der dritten Harmonischen . . . . .	52
5.2.1	Einstellung des Gitterspektrometers und Energieeichung . . . . .	53
5.3	Auflösungsvermögen des Gitterspektrometers . . . . .	55
5.3.1	Messmethode . . . . .	55
5.3.2	Experimenteller Aufbau der Gaszelle . . . . .	56
5.3.3	Bestimmung des Auflösungsvermögens . . . . .	57
5.4	Bestimmung der Energie der $L_{2,3}$ -Absorptionskanten . . . . .	59
5.5	Bestimmung der Foliendicken . . . . .	60
<b>6</b>	<b>Durchführung der Experimente</b>	<b>63</b>
6.1	Einstellung der Strahlfleckgröße des Elektronenstrahls . . . . .	63
6.2	Einstellung der Strahlage und des Gitterspektrometers . . . . .	64
6.3	Durchführung der Interferometriemessungen . . . . .	66
<b>7</b>	<b>Analyse der Daten</b>	<b>71</b>
7.1	Bearbeitung der Rohdaten . . . . .	71
7.2	Bestimmung der Kohärenz . . . . .	73
7.3	Kohärenz in Abhängigkeit des Drehwinkels $\Psi$ des Referenzundulators . . . . .	73
7.4	Bestimmung der optischen Parameter . . . . .	74
<b>8</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>83</b>
8.1	Vergleich mit den Literaturwerten . . . . .	83
8.2	Messung der optischen Parametern . . . . .	85
8.3	Ausblick . . . . .	86
<b>A</b>	<b>Intensität und Kohärenz</b>	<b>89</b>
A.1	Berechnung der Intensität mit den Jones'schen Vektoren . . . . .	89
A.2	Kohärenzverminderung infolge nicht idealer Bedingungen . . . . .	92



# Kapitel 1

## Einleitung

Im Jahre 1845 entdeckte Michael Faraday, dass sich die Schwingungsebene linear polarisierten Lichtes dreht, wenn an das zu untersuchende Material ein starkes longitudinales Magnetfeld angelegt wird. Dieser magneto-optische Effekt, der auch als Faraday-Effekt bekannt ist, tritt in allen diamagnetischen Stoffen auf. Für Flintglas SF3-6 und SF-59 z.B. dreht sich die Polarisationssebene von Licht mit einer Wellenlänge von 600 nm bzw. 650 nm in einem Magnetfeld mit einer Flußdichte von 1 Tesla um einen Winkel von  $17^\circ/\text{cm}$  [Fre68] bzw.  $13^\circ/\text{cm}$  [TeachSpin]. Die Ursache für diesen Effekt ist die zirkulare magnetische Doppelbrechung, die zwei unterschiedliche Brechungsindizes für linkszirkular und rechtszirkular polarisiertes Licht in der longitudinal magnetisierten Substanz zur Folge hat. In paramagnetischen Materialien hat der Effekt infolge der Spin-Bahn-Wechselwirkung der die Magnetisierung bewirkenden Elektronen umgekehrtes Vorzeichen und ist sehr viel größer als in diamagnetischen.<sup>1</sup> Noch größere Effekte wurden in ferromagnetischen Materialien beobachtet. So wurde für sichtbares Licht mit einer Wellenlänge von 546 nm in dünnen magnetisierten Nickelfolien einer Dicke von typischerweise 30 nm ein spezifische Rotationswinkel von bis zu  $97\,000^\circ/\text{cm}$  gemessen [Hea62, Fre68]. Derartige Messungen in Abhängigkeit der Wellenlänge haben zur Untersuchung der Natur des Magnetismus ferromagnetischer Materialien eine große Bedeutung. Wegen der starken Absorption des sichtbaren Lichts in Metallen - für Nickel beträgt der Absorptionskoeffizient beispielsweise  $2.1 \cdot 10^5/\text{cm}$  [Fre68]- werden solche Untersuchungen allerdings meistens unter Ausnutzung des magneto-optischen Kerr-Effektes durchgeführt.<sup>2</sup>

In den letzten Jahren hat die Messung magneto-optischer Effekte im weichen Röntgenbereich zunehmend an Bedeutung gewonnen. Von Erskine and Stern [Ers75] wurde

---

<sup>1</sup>Technische Bedeutung haben durchsichtigen Materialien mit paramagnetischen Substanzen, wie z.B. in Terbium-dotierten Flintgläser oder Kristalle aus Terbium-Gallium-Granat (TGG). Für TGG hat die Verdet-Konstante bei 632.8 nm einen Wert von  $-134 \text{ rad/Tm}$  [Electro Optical Components]. Derartige Materialien werden als optische Isolatoren verwendet, um reflektiertes Licht in optischen Kommunikationssystemen zu unterdrücken.

<sup>2</sup>Unter dem Kerr-Effekt versteht man die Drehung der Polarisationssebene linear polarisierten Lichts bei der *Reflexion* an geeignet magnetisierten Folien.

bereits im Jahre 1975 darauf hingewiesen, dass für 3d-Übergangsmetalle sehr viel detailliertere Aussagen über die Zustandsdichte und Spinpolarisation der unbesetzten 3d-Bänder oberhalb der Fermi-Grenze gewonnen werden können, wenn die Anregung aus isolierten Spin-Bahn aufgespaltenen inneren Schalen erfolgt. Inzwischen wurden im weichen Röntgenbereich magneto-optische Effekte in seltenen Erden und den Übergangsmetallen Eisen, Kobalt und Nickel in der Nähe der  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten beobachtet [Kun01, Kor95, Dud94]. Diese zugleich element-selektiven Methoden zeichnen sich im Falle der Faraday-Rotation durch einen spezifischen Rotationswinkel aus, der im Vergleich zu optischen Wellenlängen nochmals um einen Faktor 10 größer ist. Für Nickel zum Beispiel wurde an der  $L_3$ -Absorptionskante bei 852 eV ein Wert von  $1\,000\,000^\circ/\text{cm}$  gemessen [Kun01].

Generell gehört die Änderung des Polarisationszustandes des Lichtes beim Durchqueren von magnetisierten Materialien zu einer ganzen Klasse von magneto-optischen Effekten. Zu nennen sind die Faraday-Rotation linear polarisierten Lichts in longitudinal polarisierten Proben, die - wie oben bereits erwähnt - auf die zirkulare Doppelbrechung zurückzuführen ist, genauso wie die damit zusammenhängende unterschiedliche Absorption von zirkular polarisiertem Licht, die als zirkularer Dichroismus bekannt ist. Sie werden in der angelsächsischen Literatur als X-ray magnetic circular birefringence bzw. als X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) bezeichnet. Beide Effekte können mit dem komplexen Brechungsindex  $n_{\pm}$  beschrieben werden. Das positive Vorzeichen (+) steht für parallele Orientierung der Helizität des polarisierten Photons mit der Magnetisierung der Probe und das negative Vorzeichen (-) entsprechend für antiparallele.

In der Literatur werden unter den verschiedenen magnetischen Röntgenspektroskopie-Methoden zwei Unterscheidungen getroffen. Die erste bezieht sich auf den Polarisationszustand des Röntgenstrahles, also ob es sich um linear- oder zirkularpolarisierte Strahlung handelt; die zweite ob die Intensität oder der Polarisationszustand nach der Wechselwirkung mit dem magnetischen Material gemessen wird. In ersteren Experimenten wurde zirkularpolarisierte Synchrotronstrahlung benutzt, um den magnetischen zirkularen Dichroismus zu messen [Sch87]. Während das von einem Ablenkmagneten in der Ebene der Elektronenstrahl abgestrahlte Licht linear polarisiert ist, ist oberhalb und unterhalb der Krümmungsebene ausgesandte Synchrotronstrahlung elliptisch bzw. teilweise zirkular polarisiert. Der Grad der Zirkularpolarisation ist von dem Beobachtungswinkel abhängig. Mit der XMCD-Spektroskopie [Sch87] wurde der Unterschied der Absorption links- und rechtszirkular polarisierten Lichts gemessen. Diese Methode ist jedoch relativ umständlich, weil der Polarisationsgrad der Strahlung bekannt sein muss, weshalb in jüngeren Experimenten zunehmend auf die Messung der Faraday-Rotation mit linear polarisierter Röntgenstrahlung zurückgegriffen wurde [Kui93, Sch98]. Da die Röntgenstrahlung nach dem Durchgang durch die magnetisierte Folie im Allgemeinen elliptisch polarisiert ist, erfordert diese Technik einen Analysator für elliptisch polarisierte Strahlung.

Bei Beginn dieser Arbeit lag die Schwierigkeit in der Herstellung von effizienten Analysatoren für elliptisch polarisierte weiche Röntgenstrahlung (das Problem wurde inzwischen aber weitgehend gelöst [Pet93]). Deshalb wurde in dieser Arbeit eine neue Methode zur Messung des komplexen Brechungsindex  $n_{\pm}$  entwickelt, in der dieses Pro-

blem auf geschickte Art und Weise umgangen wird. Es handelt sich um eine Weiterentwicklung einer im Institut bereits erprobten interferometrischen Methode mit zwei Undulatoren kurzer Periodenlänge, zwischen die die zu untersuchende Folie eingebracht werden kann [Dam98]. Der zweite Undulator kann dabei gegen den ersten entlang der Strahlachse verschoben werden, wodurch Intensitätsoszillationen sichtbar werden, aus denen u.a. auch der komplexe Brechungsindex  $n$  für nicht magnetisierte Nickel-Folien an den  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten (872 eV bzw. 855 eV) bestimmt wurde [DPRL98]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Apparatur derart weiterentwickelt, dass der zweite Undulator um die Strahlachse gedreht werden kann. Damit dient er zusätzlich als Analysator für die Polarisation der aus der Folie austretenden elliptisch polarisierten Röntgenstrahlung.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: An die Darstellung allgemeiner Grundlagen im Kapitel 2 schließen sich im Kapitel 3 konzeptionelle Überlegungen zur Funktionsweise des Interferometers an. Danach wird im Kapitel 4 der experimentelle Aufbau beschrieben. Es folgt ein Kapitel 5 mit der Beschreibung der Testmessungen. Eine Darstellung der durchgeführten Experimenten befindet sich im Kapitel 6, die Analyse der Daten im Kapitel 7. Die Ergebnisse werden im Kapitel 8 dargestellt und diskutiert. Die Arbeit schließt mit einem Ausblick im Kapitel 8.3.





# Kapitel 2

## Grundlagen

In diesem Kapitel werden die allgemeinen Grundlagen dargestellt, die für das Experiment von Bedeutung sind. Zunächst werden die komplexen Brechungsindices für homogene und optisch aktive Medien eingeführt. Sodann werden der magnetische zirkulare Dichroismus und die magnetische zirkulare Doppelbrechung beschrieben. Außerdem werden zur atomaren Deutung dieser Phänomene Zusammenhänge mit den atomaren Streufaktoren hergestellt.

### 2.1 Der komplexe Brechungsindex homogener Medien

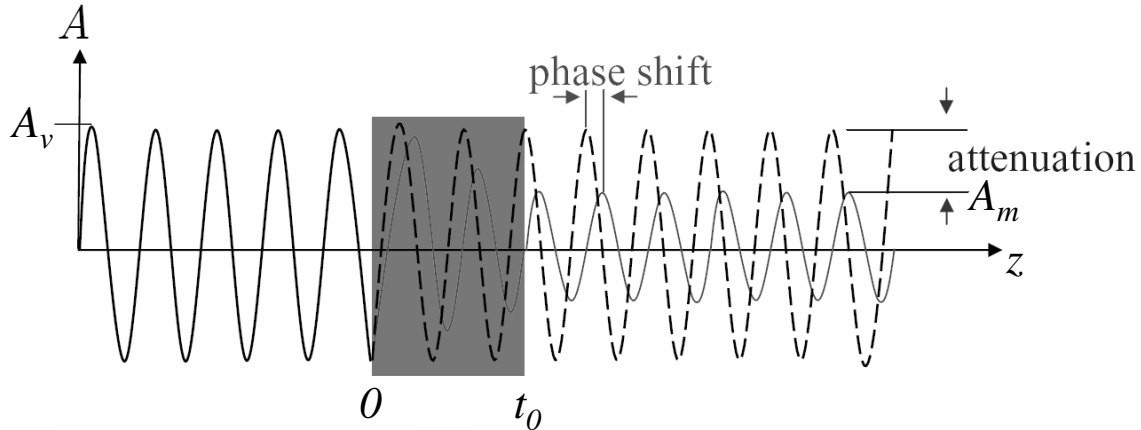
Wenn eine elektromagnetische Welle eine Materieschicht durchquert, erfährt sie eine Dämpfung und eine Phasenverschiebung, die mit dem komplexen Brechungsindex [Jam65]

$$n(\omega) = 1 - \delta(\omega) + i\beta(\omega) \quad , \quad (2.1)$$

beschreibbar sind. Die Größen  $\delta(\omega)$  und  $\beta(\omega)$  werden als optische Konstanten bezeichnet. Die Vorzeichen sind so gewählt, dass im Röntgenbereich weit weg von atomaren Resonanzen  $\delta(\omega)$  und  $\beta(\omega)$  positiv definit sind. Der Realteil  $\Re[n(\omega)] = 1 - \delta(\omega)$  beschreibt die Phasenverschiebung einer Welle mit der Frequenz  $\omega$  innerhalb des Mediums. Die Größe  $\delta(\omega)$  wird als Dekrement des Brechungsindex bezeichnet. Der Imaginärteil  $\Im[n(\omega)] = \beta(\omega)$  ist der Absorptionsindex. Er beschreibt die Schwächung gegenüber einer Vakuumwelle.

In Abb. 2.1 ist schematisch dargestellt, wie sich eine elektromagnetische Welle beim Durchgang durch eine Materieschicht mit einem Dekrement des Brechungsindex  $\delta$ , einem Absorptionsindex  $\beta$  und Dicke  $t_0$  verhält. Die sich in z-Richtung ungestört ausbreitende Vakuumwelle  $A_v$  hätte an der Stelle  $t_0$  die Amplitude

$$A_v = A_0 e^{i(k_v t_0 - \omega t)} \quad \text{mit} \quad k_v = \frac{\omega}{c} \quad . \quad (2.2)$$



**Abbildung 2.1:** Schwächung und Phasenverschiebung einer elektromagnetischen Welle mit der Amplitude  $A_v$  beim Durchgang durch eine Materieschicht der Dicke  $t_0$  und einem komplexen Brechungsindex  $n(\omega) = 1 - \delta(\omega) + i\beta(\omega)$ . Die Welle hinter der Materieschicht hat eine um den Faktor  $e^{-\omega/c \beta(\omega)t_0}$  geschwächte Amplitude  $A_m$  und weist gegenüber der einlaufenden Welle eine Phasenverschiebung  $\phi_m(\omega) - \phi_v(\omega) = -(\omega/c) \delta(\omega) t_0$  auf.

Für die geschwächte Welle ergibt sich

$$\begin{aligned} A_m &= A_m e^{i(k_m t_0 - \omega t)} \quad \text{mit} \quad k_m = n(\omega) \frac{\omega}{c} \\ &= A_0 e^{i(k_v t_0 - \omega t)} e^{-i\frac{\omega}{c} \delta(\omega) t_0} e^{-\frac{\omega}{c} \beta(\omega) t_0}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

wobei  $A_v$  bzw.  $A_m$  die Amplituden der Welle vor bzw. nach dem Durchdringen der Materieschicht mit der Dicke  $t_0$  darstellen, sowie  $t$  die Zeit,  $k_{v,m}$  die Wellenzahlen für Vakuum und Medium und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit sind. Aus Gl. (2.3) folgt, dass die Probefolie eine Phasenverschiebung

$$\Delta\phi(\omega) = \phi_m(\omega) - \phi_v(\omega) = -\frac{\omega}{c} \delta(\omega) t_0 \quad (2.4)$$

und eine Amplitudenschwächung

$$\frac{|A_m|}{|A_v|} = e^{-\frac{\omega}{c} \beta(\omega) t_0} \quad (2.5)$$

verursacht hat.

In einer mikroskopischen Betrachtung können die optischen Konstanten auf die atomare Streuung der einfallenden Strahlung zurückgeführt werden. Der atomare Streufaktor wird dabei analog zum Brechungsindex parametrisiert:

$$f(\omega, \vec{q}) = f_0(\vec{q}) + f'(\omega) + i f''(\omega) \quad , \quad (2.6)$$

wobei eine Unterteilung in einen “normalen” energieunabhängigen Streufaktor  $f_0(\vec{q})$  und einen “anormalen” energieabhängigen Streufaktor  $f'(\omega) + i f''(\omega)$  vorgenommen wurde. Üblicherweise wird dabei keine Abhängigkeit des resonanten Streufaktors vom

Impulsübertrag  $\vec{q}$  angenommen [Cre90]. Der Vergleich des Streubeitrages einer homogenen Materieschicht mit der makroskopischen Beschreibung des komplexen Brechungsindex führt auf die folgenden Ausdrücke:

$$\delta(\omega) = \frac{2\pi r_0 c^2 n_a}{\omega^2} (Z + f'(\omega)) \quad \text{und} \quad \beta(\omega) = \frac{2\pi r_0 c^2 n_a}{\omega^2} f''(\omega) \quad . \quad (2.7)$$

Hier sind  $r_0 = 2.818 \cdot 10^{-15}$  m der klassische Elektronenradius,  $n_a = N_A \rho / M_m$  die Atomdichte,  $N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  die Avogadrozahl,  $\rho$  Materiedichte und  $M_m$  die molare Masse. Für  $\vec{q}=0$  ist  $f_0(0)$  die Vorwärtsamplitude des Streufaktors. Unter Vernachlässigung relativistischer Korrekturen gilt  $f_0(0)=Z$ . Die Werte der atomaren Streufaktoren  $Z + f'(\omega)$  und  $f''(\omega)$  sind für weite Energiebereiche tabelliert [Hen93, Aga91]. Gleichung (2.7) zeigt die Möglichkeit auf, durch Messung der optischen Konstanten Information über die Struktur der streuenden Atome zu erhalten.

Aufgrund der Kausalität sind Realteil  $f'(\omega)$  und Imaginärteil  $f''(\omega)$  und damit wegen der Gl.(2.1) auch die optischen Konstanten  $\delta(\omega)$  und  $\beta(\omega)$  miteinander verknüpft. Die Relationen sind Hauptwertintegrale (P) der Form

$$\begin{aligned} f'(\omega) &= \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\omega' f''(\omega')}{\omega^2 - \omega'^2} d\omega' \\ f''(\omega) &= -\frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\omega f'(\omega')}{\omega^2 - \omega'^2} d\omega' \end{aligned} \quad (2.8)$$

und sind als Kramers-Kronig-Transformationen bekannt [Tem91]. Die erste Gleichung erlaubt bei Kenntnis des energieabhängigen Verlaufes des Dekrements des Brechungsindex die Berechnung des Absorptionsindex, die zweite Gleichung gilt entsprechend umgekehrt.

Im nächsten Abschnitt soll der kompliziertere Fall behandelt werden, wenn in der Materieschicht zirkulare Doppelbrechung und zirkularer Dichroismus auftritt. Dieser Fall kann - wie in Kapitel 2 erläutert wird - in longitudinal magnetisierten Materialien an Absorptionskanten auftreten.

## 2.2 Der komplexe Brechungsindex magneto-optisch aktiver Substanzen

Zur Beschreibung magneto-optischer Effekte wie der zirkularen Doppelbrechung und des zirkularen Dichroismus wird die auf eine Materieschicht fallende linear polarisierte, ebene Welle

$$\vec{A}_{vx} = A_0 \hat{e}_x e^{i(k_v t_0 - \omega t)} \quad (2.9)$$

in eine links (+)- bzw. rechtszirkular (-) polarisierte Welle

$$\begin{aligned}\vec{A}_v^{(+)} &= \frac{A_0}{2} e^{i(k_v z - \omega t)} [\hat{e}_x + i \hat{e}_y] \quad \text{und} \\ \vec{A}_v^{(-)} &= \frac{A_0}{2} e^{i(k_v z - \omega t)} [\hat{e}_x - i \hat{e}_y]\end{aligned}\tag{2.10}$$

zerlegt. Es wird von Beginn an die komplexe Schreibweise verwendet, wobei zu beachten ist, dass nur der Realteil physikalische Bedeutung hat. Das rechtshändige Koordinatensystem ist so definiert, dass die z-Achse in Strahlrichtung zeigt. Nachdem die Welle ein magnetisch polarisiertes Medium mit der Dicke  $t_0$  durchquert hat (das äußere Magnetfeld zeige in Richtung der z-Achse), gilt

$$\begin{aligned}\vec{A}_m^{(+)} &= \frac{A_0}{2} e^{i(k_+ t_0 - \omega t)} [\hat{e}_x + i \hat{e}_y] \quad \text{und} \\ \vec{A}_m^{(-)} &= \frac{A_0}{2} e^{i(k_- t_0 - \omega t)} [\hat{e}_x - i \hat{e}_y]\end{aligned}\tag{2.11}$$

wobei  $k_+ = n_+ k_v$  und  $k_- = n_- k_v$  die Wellenzahlen für die links- bzw. rechtszirkular polarisierten Wellen sind. Die helizitätsabhängigen komplexen Brechungsindizes

$$\begin{aligned}n_+(\omega) &= 1 - \delta_+(\omega) + i \beta_+(\omega) \quad \text{und} \\ n_-(\omega) &= 1 - \delta_-(\omega) + i \beta_-(\omega)\end{aligned}\tag{2.12}$$

bewirken jetzt eine helizitätsabhängige Dämpfung und Phasenverschiebung in der Materie. (Zur Definition der Helizität des Photons siehe Abb. 2.4.) Gewöhnlich wird im Röntgenbereich für die optischen Konstanten die Parametrisierung

$$\begin{aligned}\beta_+ &= \beta_0 + \Delta\beta, \\ \beta_- &= \beta_0 - \Delta\beta, \\ \delta_+ &= \delta_0 + \Delta\delta \quad \text{und} \\ \delta_- &= \delta_0 - \Delta\delta\end{aligned}\tag{2.13}$$

eingeführt, so dass für den komplexen Brechungsindex

$$n_{\pm} = 1 - (\delta_0 \pm \Delta\delta) + i (\beta_0 \pm \Delta\beta)\tag{2.14}$$

geschrieben werden kann. Die Größe  $\Delta\beta$  wird im folgenden magnetisch zirkulärer Dichroismus (engl. magnetic circular dichroism (MCD)) und  $\Delta\delta$  magnetisch zirkulare Doppelbrechung oder auch magnetooptische Rotation (MOR) genannt. Es gilt das positive (+) Vorzeichen für linkszirkuläre Polarisation, d.h. wenn der Drehimpuls des Photons in Richtung des Magnetfeldes (d.h. in Richtung der z-Achse) zeigt und entsprechend das negative (-) Vorzeichen rechtszirkuläre Polarisation, d.h. für antiparallele Orientierung des Drehimpulses zum Magnetfeld. Mit den dichroitischen Größen  $\Delta\beta$  und  $\Delta\delta$  kann die Welle am Austritt der Materieschicht wie folgt beschrieben werden:

$$\begin{aligned}\vec{A}_{mo} &= \vec{A}_m^{(+)} + \vec{A}_m^{(-)} = A_0 e^{i(k_v t_0 - \omega t)} e^{-i \frac{\omega}{c} t_0 \delta_0} e^{-\frac{\omega}{c} t_0 \beta_0} \\ &\quad \cdot \left( \hat{e}_x \cosh \left[ \frac{\omega}{c} t_0 (\Delta\beta + i \Delta\delta) \right] - i \hat{e}_y \sinh \left[ \frac{\omega}{c} t_0 (\Delta\beta + i \Delta\delta) \right] \right).\end{aligned}\tag{2.15}$$

Für  $\Delta\beta = \Delta\delta = 0$  erhält man den bereits bekannten Ausdruck Gl. (2.3) für ein isotropes Medium. Es kann gezeigt werden, dass der geometrische Ort, den der Realteil des Vektors  $\vec{A}_{mo}$  in der  $(x, y)$ -Ebene durchläuft, eine Ellipse beschreibt, die um den Winkel

$$\psi_F = \frac{\omega}{2c} t_0 \Re(n_+ - n_-) = -\frac{\omega}{c} t_0 \Delta\delta \quad (2.16)$$

gegenüber der  $x$ -Achse, in der die einfallende linear polarisierte Welle schwingt, gedreht ist und deren Achsenverhältnis

$$\frac{b}{a} = \left| \tanh \left( \frac{\omega}{2c} t_0 \Im(n_+ - n_-) \right) \right| = \left| \tanh \left( \frac{\omega}{c} t_0 \Delta\beta \right) \right| \quad (2.17)$$

lautet, wobei  $b$  die kleine und  $a$  die große Halbachse sind. Diese Größen sind als

$$\begin{aligned} a &= A_0 e^{-\frac{\omega}{c} t_0 \beta_0} \cdot \left| \sinh \left( \frac{\omega}{c} t_0 \Delta\beta \right) \right| \quad \text{und} \\ b &= A_0 e^{-\frac{\omega}{c} t_0 \beta_0} \cdot \cosh \left( \frac{\omega}{c} t_0 \Delta\beta \right) \end{aligned} \quad (2.18)$$

definiert. Beispiele sind in Abb. 2.2 dargestellt. Die zirkulare magnetische Doppelbrechung  $\Delta\delta$  führt zu einer Drehung der Polarisationssebene. Es wird die Vorzeichenkonvention von Ref. [Kun01] verwendet, die mit der im Lehrbuch von Hecht „Optics“<sup>3</sup> angegebene übereinstimmt. Danach ist der Winkel  $\psi_F$  positiv, wenn die Drehung der Polarisationssebene (in Richtung der Quelle gesehen) im Uhrzeigersinn erfolgt. Das ist der Fall für  $\Re(n_+) > \Re(n_-)$  oder für  $\Delta\delta < 0$ .

Aus der Drehung der Ellipse kann also  $\Delta\delta$  und aus dem Achsenverhältnis  $\Delta\beta$  bestimmt werden, wenn die Dicke der Folie  $t_0$  bekannt ist. Das Ergebnis ist in Übereinstimmung mit der kompakten Schreibweise Gl.(1) aus Ref. [Kun01]:

$$\frac{1 - b/a}{1 + b/a} e^{2i\psi_F} = e^{i \omega/c t_0 (n_+ - n_-)}. \quad (2.19)$$

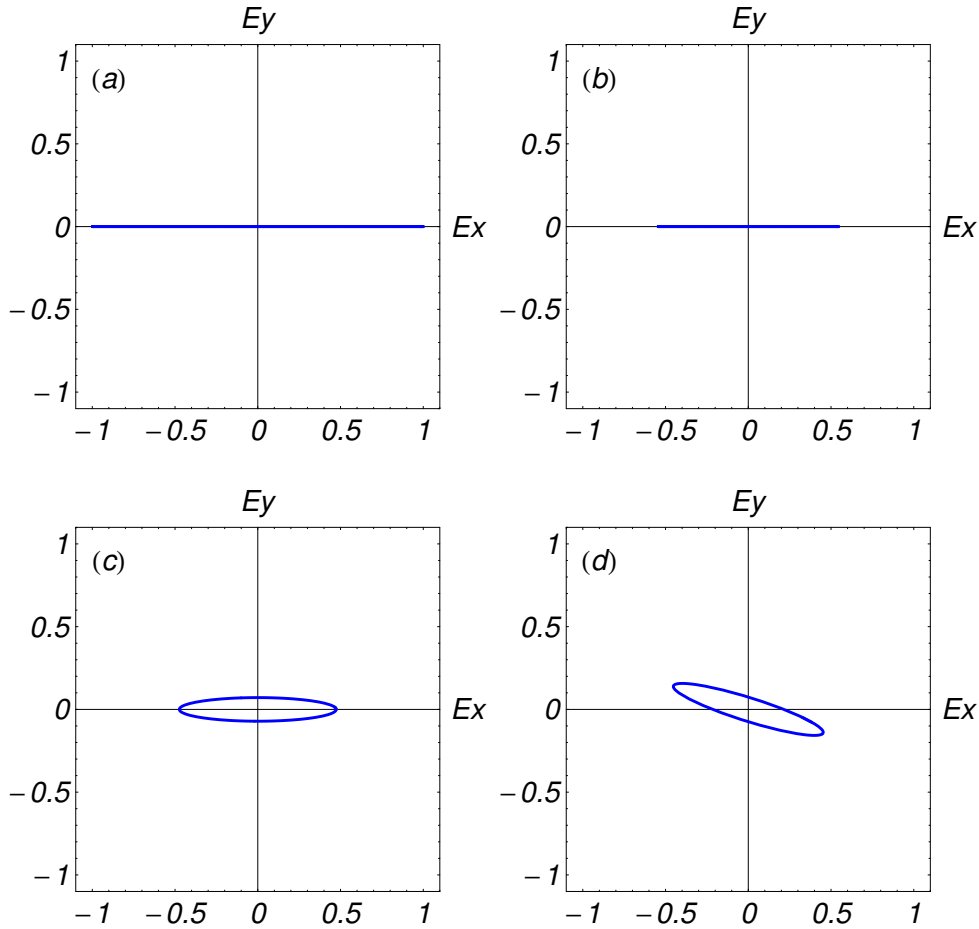
Der Zusammenhang zwischen den atomaren Streufaktoren und dem Dekrement des Brechungsindex  $\delta$  und der Absorption  $\beta$  bleibt auch in dem Fall der magnetisierten Folien erhalten [Col99]. Nach Gl. (2.7) wird Dichroismus und Doppelbrechung als Funktion des realen bzw. imaginären Teiles des atomaren Streufaktors als

$$\begin{aligned} \delta_+(\omega) - \delta_-(\omega) &= \frac{2\pi r_0 c^2 n_a}{\omega^2} [f'_+(\omega) - f'_-(\omega)] \quad \text{und} \\ \beta_+(\omega) - \beta_-(\omega) &= \frac{2\pi r_0 c^2 n_a}{\omega^2} [f''_+(\omega) - f''_-(\omega)] \end{aligned} \quad (2.20)$$

aufgeschrieben. Die Kramers-Kronig Transformationen gelten entsprechend Gl. (2.8). Wenn also  $\delta_+(\omega) - \delta_-(\omega)$  bekannt sind, kann  $\beta_+(\omega) - \beta_-(\omega)$  bestimmt werden und umgekehrt.

---

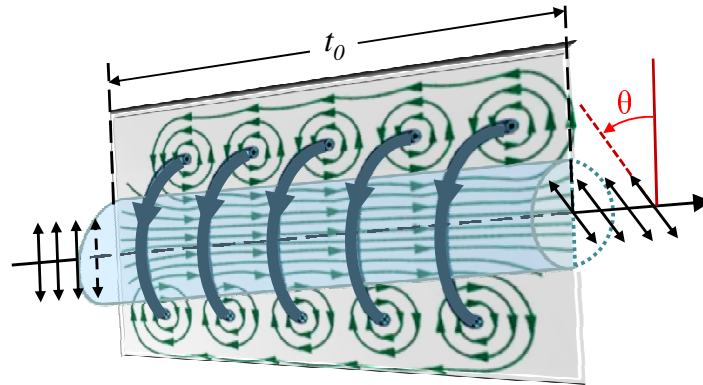
<sup>3</sup>Kapitel 8.10, S. 362.



**Abbildung 2.2:** Beschreibung des Polarisationszustandes der auslaufenden Welle (a) ohne Probefolie, (b) für eine unmagnetisierte Probefolie, (c) für eine magnetisierte Probefolie mit  $\beta_0 = 2.0 \cdot 10^{-3}$ ,  $\Delta\beta = 0.5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\delta_0 = 2.0 \cdot 10^{-3}$  und  $\Delta\delta = 0$  und (d) für  $\beta_0 = 2.5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\Delta\beta = 0.5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\delta_0 = 2.0 \cdot 10^{-3}$  und  $\Delta\delta = -1.0 \cdot 10^{-3}$ . Dieser Fall entspricht einer Rechtsdrehung der Polarisationssebene.

## 2.3 Magneto-optische Effekte

Die Magneto-optik beschreibt die Wechselwirkung von elektromagnetischen Wellen mit einem magnetisierten Medium. Die wichtigsten magneto-optischen Effekte in Festkörpern sind der Faraday-, Voigt- und Kerr-Effekt. Der Faraday- und der Voigt-Effekt werden in Transmission, der Kerr-Effekt in Reflexion gemessen. Der Faraday-Effekt wurde bereits in der Einleitung behandelt. Er beschreibt die Drehung der Polarisationssebene in einer Geometrie, die in Abb. 2.3 dargestellt ist. Er erinnert an die optische Aktivität, wo das Licht innerhalb eines Mediums mit optisch aktiven Substanzen wie z.B. einer Zuckerlösung unterschiedliche Brechungsindizes für links- und rechtszirkulares Licht erfährt [Hec01], nur dass hier die unterschiedlichen Brechungsindizes durch ein äußeres Magnetfeld verursacht werden. Beim Voigt-Effekt ist die Folie senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts polarisiert und es ergeben sich unterschiedliche Brechungsindi-



**Abbildung 2.3:** Faraday-Effekt. Die Polarisationssebene dreht sich, wenn parallel zu der Einfallrichtung einer linear polarisierten elektromagnetischen Welle ein Magnetfeld angelegt ist. Bei der Reflexion der Lichtwelle addieren sich die Drehwinkel  $\theta$ .

ces für Polarisationszustände senkrecht und parallel zur Magnetisierungsrichtung. Der Voigt-Effekt ist von zweiter Ordnung in der Magnetisierung und damit in diamagnetischen und paramagnetischen Stoffen relativ klein [Fre68]. Als Kerr-Effekt bezeichnet man die Drehung der Polarisationssebene bei der Reflexion des Lichts an magnetisierten Proben.

### 2.3.1 Der Faraday-Effekt in diamagnetischen Materialien

Der Winkel  $\theta$ , um den die Polarisationssebene des einfallenden linear-polarisierten Welle beim Faraday-Effekt sich dreht (siehe Abb. 2.3), ist durch den empirischen Ausdruck  $\theta = V B t_0$  gegeben [Hec01], wobei  $B$  die angelegte magnetische Flussdichte,  $t_0$  die Dicke des Mediums und  $V$  die sogenannte Verdet-Konstante sind. Die Verdet-Konstante hängt von der Frequenz und der Temperatur ab. Die wesentlichen Eigenschaften des Faraday-Effekts diamagnetischer Substanzen können im Rahmen der Lorentz'schen Theorie gut klassisch verstanden werden [Fre68, Baa96, Hec01]. Dabei wird angenommen, dass ein elastisch gebundenes Elektron mit zirkularpolarisiertem Licht angeregt wird. Durch das sich drehende E-Feld der Welle wird das Elektron auf einen kreisförmigen Umlaufbahn gezwungen. Legt man ein starkes, konstantes magnetisches Feld senkrecht zur Ebene der Umlaufbahn an, so führt dies zu einer Radialkraft auf das Elektron, die den Radius der Umlaufbahn verkleinert oder vergrößert, je nach der Helizität des einfallenden Lichtes. Folglich gehören zu einem bestimmten Magnetfeld zwei mögliche Werte des elektrischen Dipolmomentes, der Polarisierung und der Dielektrizitätskonstanten und schließlich auch zwei Brechungsindizes  $n_+$  und  $n_-$ . Der Unterschied der Brechungsindizes von links- und rechtszirkular polarisierten Wellen ist  $\Re(n_+ - n_-) = -2\omega_L dn/d\omega$ , mit  $\omega_L = eB/2m$  der Larmor-Präzessionsfrequenz des Elektrons und  $n$  dem Brechungsindex. (In Ref. [Fre68] sind die Bezeichnungen für  $n_+$  und  $n_-$  gegenüber dieser Arbeit vertauscht, was eine Vorzeichenumkehr in Gl. (48) von [Fre68] zur Folge hat.)

Die beiden Wellen lassen sich nach dem Durchlaufen des magnetischen Mediums wieder superpositionieren, was zu einer Drehung der ursprünglichen Polarisationsrichtung führt. Für den Faraday-Effekt ergibt sich damit ein Drehwinkel für linear polarisiertes Licht

$$\theta = V B t_0 = -\frac{\omega}{2c} t_0 \Re(n_+ - n_-), \quad (2.21)$$

der proportional zur Dicke des Mediums  $t_0$ , der magnetischen Flussdichte  $B$  und der Verdet-Konstante

$$V = \frac{e}{2mc} \omega \frac{dn}{d\omega} \quad (2.22)$$

ist. Hier wird die Vorzeichenkonvention von Freiser [Fre68] und dem Lehrbuch von Hecht [Hec01]<sup>4</sup> für den Faraday-Effekt verwendet, d.h. einer positiven Verdet-Konstanten entspricht einer Linksdrehung der Polarisationssebene, wenn das Licht in Richtung des B-Feldes einfällt und man in Richtung der Lichtquelle schaut.

Im allgemeinen ist der Brechungsindex komplex, so dass das aus der Materieschicht austretende Licht elliptisch polarisiert ist. Das Auftreten der Ableitung des Brechungsindex  $dn/d\omega$  zeigt, dass die Faraday-Rotation besonders groß in der Nähe von atomaren Resonanzen wird. Eine sehr schöne Darstellung der engen Verknüpfung von Dispersion und Absorption mit der Faraday-Rotation ist in Ref. [Baa96] zu finden.

### 2.3.2 Magneto-optische Effekte in ferromagnetischen Metallen

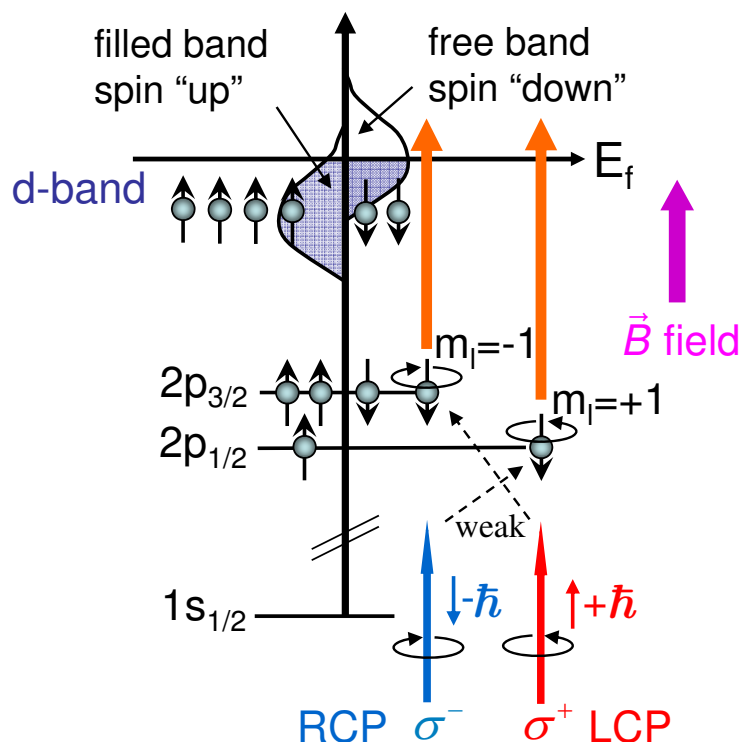
Gegenstand dieser Arbeit ist die magneto-optische Charakterisierung dünner, ferromagnetischer Nickel-Folien. Innerhalb dieses Unterkapitels sollen daher zunächst kurz die Eigenschaften der 3d-Metalle skizziert werden.

In ferromagnetischen Substanzen entsteht auch ohne äußeres Magnetfeld eine spontane Magnetisierung, d.h. es tritt eine kollektive Ausrichtung der magnetischen Momente der Gitteratome auf. Bei der Beschreibung von Ferromagneten wird zwischen zwei Gruppen unterschieden: Die Systeme, die „atomare“ magnetische Momente besitzen und die typischen Bandmagneten [Nol97]. Zur ersten Gruppe gehören die Lanthanide (seltenen Erden oder 4f-Metalle wie z.B. Gadolinium und Europium), zur zweiten Gruppe die Übergangsmetalle (oder 3d-Metalle, wie Eisen, Kobalt und Nickel). Wie in Abb. 2.4 dargestellt ist, sind die 3d-Übergangsmetalle dadurch charakterisiert, dass ihre d-Bänder in der Nähe des Fermi-Niveaus  $E_f$  und damit im Energiebereich der Leitungselektronen liegen. Dadurch machen die d-Band Elektronen den größten Anteil der Zustandsdichte an der Fermi-Kante aus. Durch die Aufspaltung in zwei energetisch gegeneinander verschobene Bänder unterschiedlichen Spins werden die beiden Teilbänder unterschiedlich besetzt [Sch87]. In der Abb. 2.4 sind für die beiden Spin-Bänder Zustandsdichten und Besetzungen als Funktion der Energie schematisch dargestellt. Die Zustände sind bis zur Fermi-Kante gefüllt und es gibt mehr Spin-„auf“ als Spin-„ab“ Elektronen, so

---

<sup>4</sup>Kapitel 8.11.2.



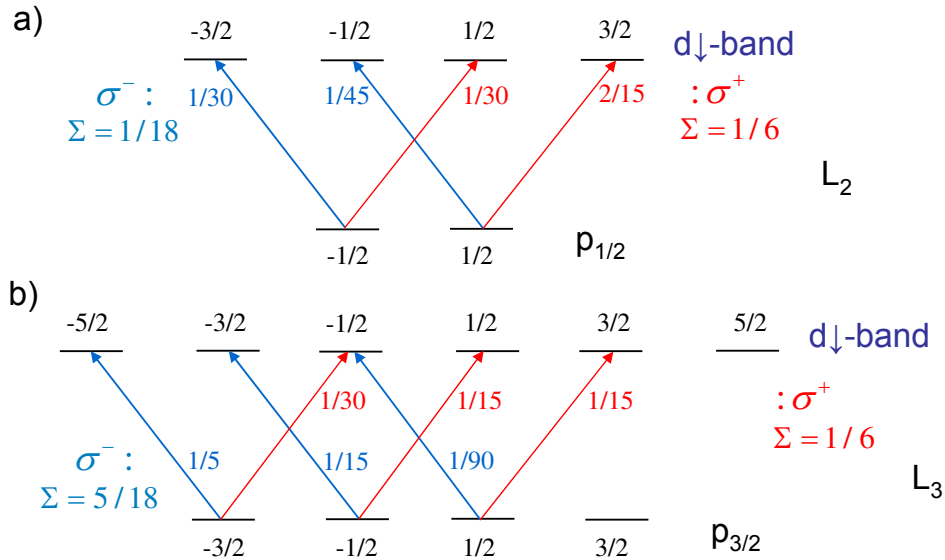


**Abbildung 2.4:** Spinaufgelöste Zustandsdichte als Funktion der Energie. Das  $d \uparrow$  ist gegenüber dem  $d \downarrow$  infolge der Austauschwechselwirkung abgesenkt. Das  $d \uparrow$ -Band ist fast vollständig besetzt. Im  $d \downarrow$ -Band gibt es oberhalb des Fermi-Niveaus  $E_f$  unbesetzte Zustände. Das magnetische Gesamtmoment ergibt sich aus der Differenz von Spin-”auf” und Spin-”ab” Elektronen. Eingezeichnet sind die stärksten Übergänge von Elektronen der inneren  $2p_{1/2}$ - und  $2p_{3/2}$ -Schalen mit linkszirkular (LCP - entspricht positiver Helizität) und rechtszirkular (RCP - entspricht negativer Helizität) polarisierter weicher Röntgenstrahlung mit ihren magnetischen Bahndrehimpulsquantenzahlen  $m_l$  in das  $d \downarrow$ -Band.

dass sich ein magnetisches Gesamtmoment ergibt. So entstehen die Weisschen Bezirke (Domänen).

Im folgenden soll an Hand der Abb. 2.4 erläutert werden, wie es zu einem zirkularem Dichroismus an den  $L_{3,2}$ -Absorptionskanten kommt. Dazu sollen die Übergangsraten von Elektronen aus den inneren  $2p_{1/2}$ - und  $2p_{3/2}$ -Schalen in die  $3d \downarrow$  und  $3d \uparrow$ -Bänder für links- und rechtszirkular polarisierte Photonen diskutiert werden. Es wird angenommen, dass das  $3d \uparrow$ -Band vollständig besetzt ist und keine Übergänge in dieses Band stattfinden können. Das  $3d \downarrow$ -Band ist nicht vollständig besetzt. Zunächst einmal ist klar, dass es sich wegen der hohen Zustandsdichte des  $3d$ -Leitungsbands um resonanzartige Strukturen an den Absorptionskanten handeln muss. Dies sind die so genannten weißen Linien. Nun können nur Übergänge stattfinden, bei denen sich die magnetische Quantenzahl des Elektronenspins nicht ändert (als Quantisierungsachse wird die Magnetfeldrichtung  $\vec{B}$  angenommen). Im Bild sind die jeweils stärksten Übergänge eingezeichnet. Für den  $|2p_{1/2}, m_l \downarrow\rangle \rightarrow |3d, m_l' \downarrow\rangle$ -Übergang ist dies der Übergang für linkszirkular polarisiertes Licht von dem Unterniveau mit der magneti-

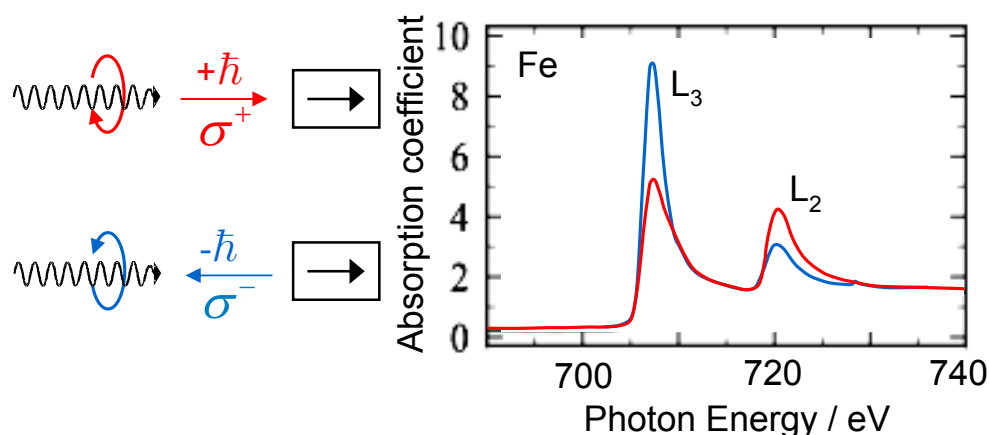
schen Bahndrehimpulsquantenzahl  $m_l = +1$  nach  $m_l' = +2$ . Demgegenüber ist es für den  $|2p_{3/2}, m_l \downarrow\rangle \rightarrow |3d, m_l' \downarrow\rangle$ -Übergang derjenige für rechtszirkular polarisiertes Licht von  $m_l = -1$  nach  $m_l' = -2$ .



**Abbildung 2.5:** Übergänge für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht mit den relativen Übergangsraten. In (a) sind die relativen Übergangsraten von Elektronen aus der inneren  $2p_{1/2}$ -Schale in das  $3d \downarrow$ -Band dargestellt und in (b) die relativen Übergangsraten aus der  $2p_{3/2}$ -Schale in das  $3d \downarrow$ -Band. Die nach rechts gerichteten roten Pfeile charakterisieren Übergänge mit linkszirkular und entsprechend die nach links gerichteten blauen Pfeile Übergänge mit rechtszirkular polarisiertem Licht.

In Abb. 2.5 sind alle erlaubten Übergänge für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht mit den relativen Übergangsraten dargestellt. Wie im Anhang B näher erläutert ist, können die relativen Übergangsraten von den Drehimpuls-gekoppelten  $|2p_{1/2} \downarrow\rangle$  und  $|2p_{3/2} \downarrow\rangle$ -Zuständen in die ungekoppelten  $|3d \downarrow\rangle$ -Zustände unter Beachtung der Auswahlregeln für die elektrische Dipolstrahlung leicht berechnet werden. In Übereinstimmung mit Ref. [Che90] sagt das einfache Modell für das Verhältnis der Summe der Wirkungsquerschnitte für Absorption für den  $L_3$ - zum  $L_2$ -Übergang  $(\sigma_+ + \sigma_-)_{L_3} / (\sigma_+ + \sigma_-)_{L_2} = 2 : 1$  voraus. Für die Differenz der Wirkungsquerschnitte ergibt sich für den  $L_3$ -Übergang  $(\sigma_+ - \sigma_-)_{L_3} / (\sigma_+ + \sigma_-)_{L_3} = -1/4$ , also eine Zunahme der Absorption beim Umschalten von links- auf rechtszirkular polarisiertes Licht, während für den  $L_2$ -Übergang gemäß  $(\sigma_+ - \sigma_-)_{L_2} / (\sigma_+ + \sigma_-)_{L_2} = 1/2$  die Absorption abnimmt. Beide Übergänge verhalten sich beim Umschalten der Helizität also entgegengesetzt, was auch durch das Verhältnis  $(\sigma_+ - \sigma_-)_{L_3} / (\sigma_+ - \sigma_-)_{L_2} = -1$  ausgedrückt werden kann. Die Ergebnisse des einfachen Modells sind in qualitativer Übereinstimmung mit Messungen, wie aus Abb. 2.6 ersichtlich ist.

Die Differenz der beiden Absorptionskoeffizienten für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht wird als magnetischer zirkularer Dichroismus bezeichnet. Es handelt sich um ein Phänomen, das außerhalb der Absorptionskanten verschwindet. Auf Grund der Kausalität ist über die Kramers-Kronig-Transformationen mit dem zirkularen Dichro-



**Abbildung 2.6:** Absorptionskoeffizient für Eisen. Ref. [SLAC]. Links sind die Definitionen für linkszirkular polarisiertes Licht (oben in rot) und rechtszirkular polarisiertes Licht (unten in blau) angegeben. Der schwarz umrandete Kasten charakterisiert die Materie mit der Richtung des äußeren Magnetfeldes. Rechts sind in demselben Farbcode die zugehörigen Messergebnisse angegeben.

ismus auch eine zirkulare Doppelbrechung verbunden. Sie führt an den Absorptionskanten zu einer Faraday-Rotation linear polarisierten Lichts, das die Probe durchdringt. Im Prinzip braucht also nur eine Größe gemessen zu werden.

Ein starkes Argument für die Messung der Faraday-Rotation liegt darin, dass diese Technik keine zirkular polarisierte Röntgenstrahlung erfordert, deren Polarisationsgrad genau bekannt sein muss. Erschwert wird eine derartige Messung zusätzlich noch dadurch, dass zwischen links- und rechtszirkularer Polarisation umgeschaltet werden muss. An Synchrotronstrahlungsquellen in BESSYII wurden dazu allerdings spezielle Undulatoren von APPLE-II Typ entwickelt (siehe Ref. [HZBXX]), mit denen diese Anforderungen inzwischen erfüllt werden können.

Linear polarisierte Röntgenstrahlung wird demgegenüber natürlicherweise in jedem Undulator erzeugt. Im folgenden wird die am Mainzer Mikrotron MAMI angewendete interferometrische Methode mit zwei Undulatoren zur Messung der Faraday-Rotation in longitudinal polarisierten Nickel-Folien beschrieben. Der zweite Undulator kann um die Strahlachse gedreht werden kann. Damit dient er als Analysator für die Polarisation der in ihn eintretende, i.a. elliptisch polarisierten Röntgenstrahlung.



# Kapitel 3

## Allgemeine Beschreibung des Interferometers

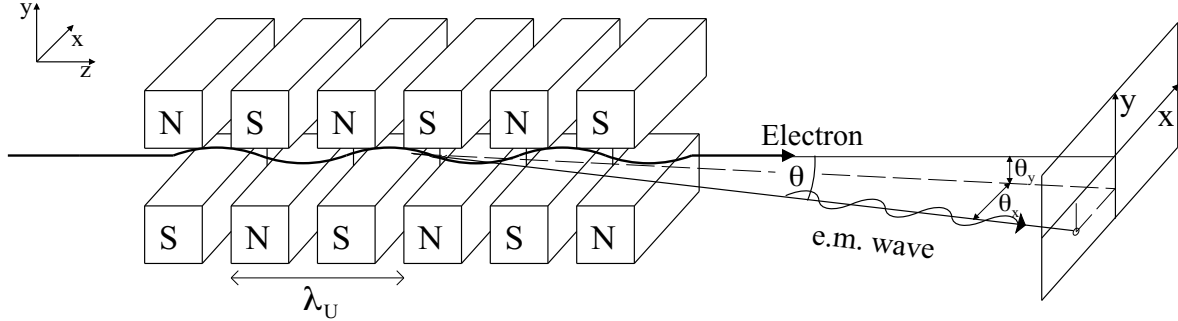
Zur Charakterisierung magneto-optisch aktiver Substanzen - wie Nickel an den L-Absorptionskanten bei einer Energie von ca. 850 eV - müssen vier Größen bestimmt werden. Wie im Kapitel 2.2 ausgeführt wurde, sind dies zunächst das Dekrement des Brechungsindex  $\delta_0(\omega)$  und der Absorptionskoeffizient  $\beta_0(\omega)$ , die an unmagnetisierten Proben bestimmt werden können. Während der Polarisationszustand der Röntgenstrahlung bei diesen Messungen keine Rolle spielt, ist zur Messung der dichroitischen Größen  $\Delta\beta$  und  $\Delta\delta$  linear polarisierte, weiche Röntgenstrahlung mit einer Photonenenergie von ca. 850 eV erforderlich. Sie kann am Mainzer Mikrotron MAMI mit einem Undulator erzeugt werden. Desweiteren muss die elliptische Polarisation der aus der longitudinal magnetisch polarisierten Folie austretende Strahlung analysiert werden, d.h. es müssen der Drehwinkel der elliptisch polarisierten Welle und das Verhältnis von kleiner zu großer Halbachse  $b/a$  gemessen werden. In der in dieser Arbeit verwendeten Versuchsanordnung, die schematisch in Abb. 3.4 dargestellt ist, dient dazu ebenfalls ein Undulator, der hinter der magnetisierten Folie angebracht ist. Die experimentelle Anordnung wird komplettiert durch einen Spektrograph, der in unserer Anordnung aus einem Beugungsgitter mit variabler Linienzahl und einer offenen CCD zum Nachweis der Photonen besteht. Im folgenden werden Einzelheiten zur prinzipiellen Funktionsweise der Messanordnung beschrieben.

### 3.1 Eigenschaften der Undulatorstrahlung

Die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurden mit zwei identischen Undulatoren mit einer Periodenlänge  $\lambda_U = 12$  mm und einer Anzahl  $n_U = 10$  Perioden durchgeführt [Dam98]. Im folgenden sollen die Eigenschaften der von einem solchen Undulator emittierten Strahlung referiert werden.

Durchläuft ein hochrelativistisches Elektron eine sinusförmig alternierende Magnetstruktur eines Undulators, siehe Abb. 3.1, so führt es Schwingungen entlang der  $x$  und

$z$ -Achse aus. Infolge der beschleunigten Bewegung wird Synchrotronstrahlung emittiert, die bei Beobachtung unter  $y = 0$  linear polarisiert ist.



**Abbildung 3.1:** Funktionsweise des Undulators. Das Elektron führt eine nahezu sinusförmige Bahn in der  $xz$ -Ebene aus. Die dabei emittierte Strahlung addiert sich kohärent zu einem charakteristischen Linienspektrum.

Die Wellenlänge der erzeugten Strahlung ist

$$\lambda = \frac{1}{m} \frac{\lambda_U}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \Theta^2 \right), \quad (3.1)$$

wobei  $m$  die Ordnung der Harmonischen,  $\gamma$  den Lorentz-Faktor des Elektrons,  $\Theta = \sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2}$  den Beobachtungswinkel relativ zur  $z$ -Achse beschreiben. Die Winkel  $\theta_x$  und  $\theta_y$  sind die Winkelkomponenten in der  $xz$ - bzw. der  $yz$ -Ebene. Weiter bezeichnen  $\lambda_U$  die Undulatorperiode und  $K$  den Undulatorparameter. Als Basisenergie  $\hbar\omega_0$  wird im folgenden die Energie der ersten Harmonischen bezeichnet. Sie lässt sich aus Gl. (3.1) in gebräuchlichen Einheiten zu

$$\hbar\omega_0/\text{eV} = 950 \frac{E^2/\text{GeV}^2}{\lambda_U/\text{cm}} \frac{1}{1 + \frac{K^2}{2} + (\gamma\Theta)^2} \quad (3.2)$$

berechnen. Der Undulatorparameter  $K$  ist ein dimensionsloses Maß für die Magnetfeldstärke und gibt Auskunft über den maximalen Ablenkwinkel  $K/\gamma$  der sinusförmigen Elektronenbahn relativ zur Vorwärtsrichtung.

Für sinusförmige Magnetfelder ist  $K$  durch die Periodenlänge und die Magnetfeldamplitude  $B_0$  gegeben:

$$K = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi m_e c} = 0.934 (\lambda_U/\text{cm}) (B_0/\text{T}). \quad (3.3)$$

Zur Diskussion der Eigenschaften der Undulatorstrahlung soll zunächst die Zahl der Photonen pro relative Bandbreite und Raumwinkelement  $d\Omega$  in der  $m$ -ten Harmonischen angegeben werden. Dies erfolgt in der analytischen Näherung von Ref. [Dat92]. Das Ergebnis ist

$$\frac{d^2 N_m}{d\omega/\omega d\Omega} = \alpha \frac{\gamma^2 n_U^2 m^2 K^2}{\left[1 + \frac{K^2}{2} + (\gamma\Theta)^2\right]^2} \left( |2\gamma T_m^x|^2 + 2\gamma |T_m^y|^2 \right) \left( \frac{\sin[\pi n_U (\hbar\omega/\hbar\omega_0 - m)]}{(\pi n_U \hbar\omega/\hbar\omega_0 - m)} \right)^2, \quad (3.4)$$

wobei  $n_U$  die Anzahl der Undulatorperioden ist. Weiterhin sind

$$\begin{aligned}
2\gamma T_m^x &= 2\gamma\theta_x J_m(mZ, -m\xi) - K(J_{m+1}(mZ, -m\xi) + J_{m-1}(mZ, -m\xi)) \\
2\gamma T_m^y &= 2\gamma\theta_y J_m(mZ, -m\xi) \\
Z &= \frac{2K\gamma\theta_x}{1 + \frac{K^2}{2} + (\gamma\Theta)^2} \\
\xi &= \frac{K^2/4}{1 + \frac{K^2}{2} + (\gamma\Theta)^2}
\end{aligned} \tag{3.5}$$

und  $J_m(x, y)$  verallgemeinerte Besselfunktionen [Dat92].

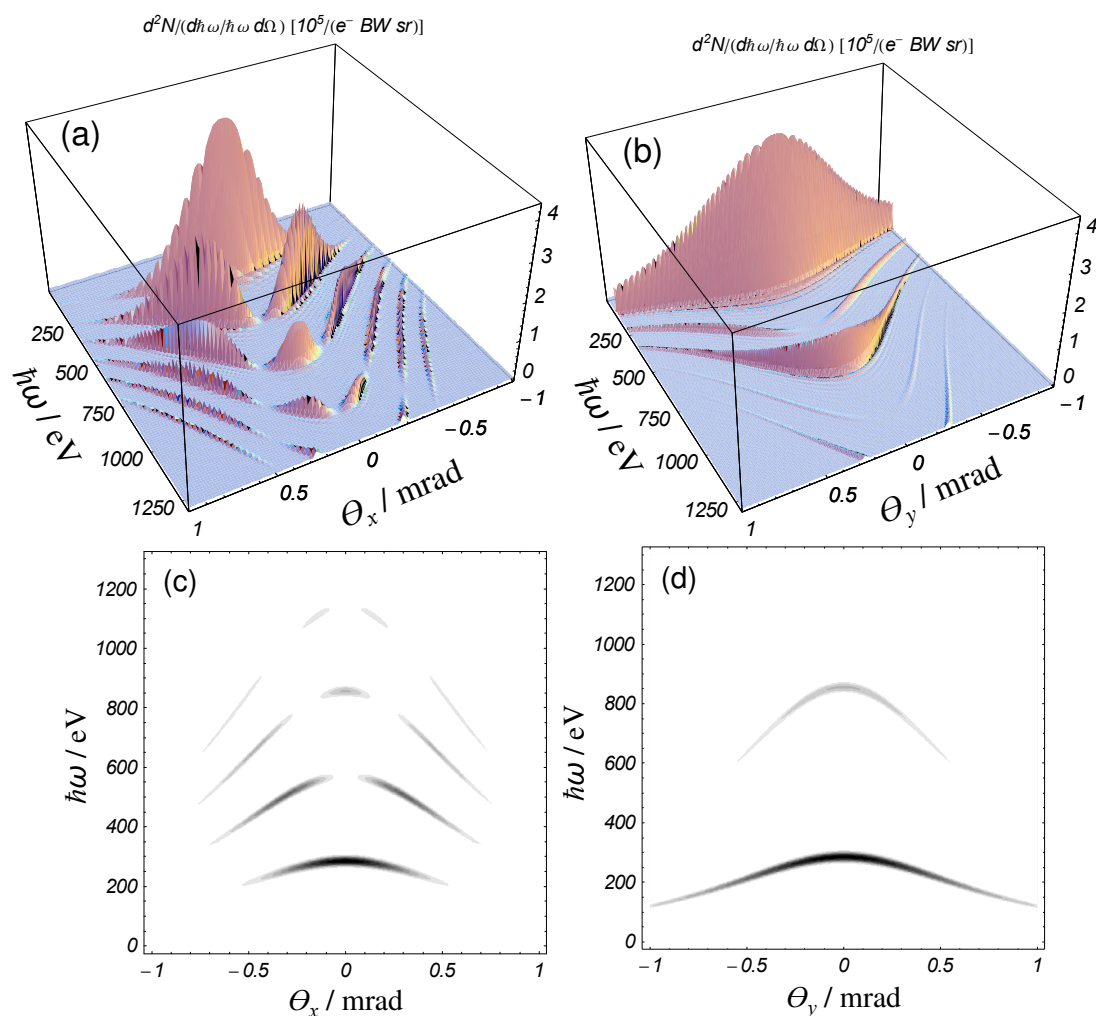
In Abb. 3.2 ist die berechnete Intensität als Funktion der Photonenenergie und der Beobachtungswinkel  $\theta_x = 0$  und  $\theta_y = 0$  dargestellt.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen ist nur die dritte Harmonische der Undulatorstrahlung bei einer Photonenenergie um  $\hbar\omega = 855$  eV von Bedeutung. Ein typisches Spektrum im Energiebereich 800 – 900 eV ist in Abb. 3.3 (a) dargestellt. Unter realen experimentellen Bedingungen wird auf dem Detektor das Bild 3.3 (b) erwartet.

Es muss beachtet werden, dass infolge der longitudinalen Oszillationsbewegung der Elektronen im Undulator eine Strahlungskomponente auftritt, die in Strahlrichtung verschwindet, aber außerhalb  $x = y = 0$  eine radiale Polarisierung aufweist. Sie hat die Amplitude  $K\gamma\theta_x$  bzw.  $\psi^2$ s, die gegenüber den transversalen Schwingungen 2. Ordnung ist und somit vernachlässigt werden kann für  $\gamma \gg 1$  [Dat92].

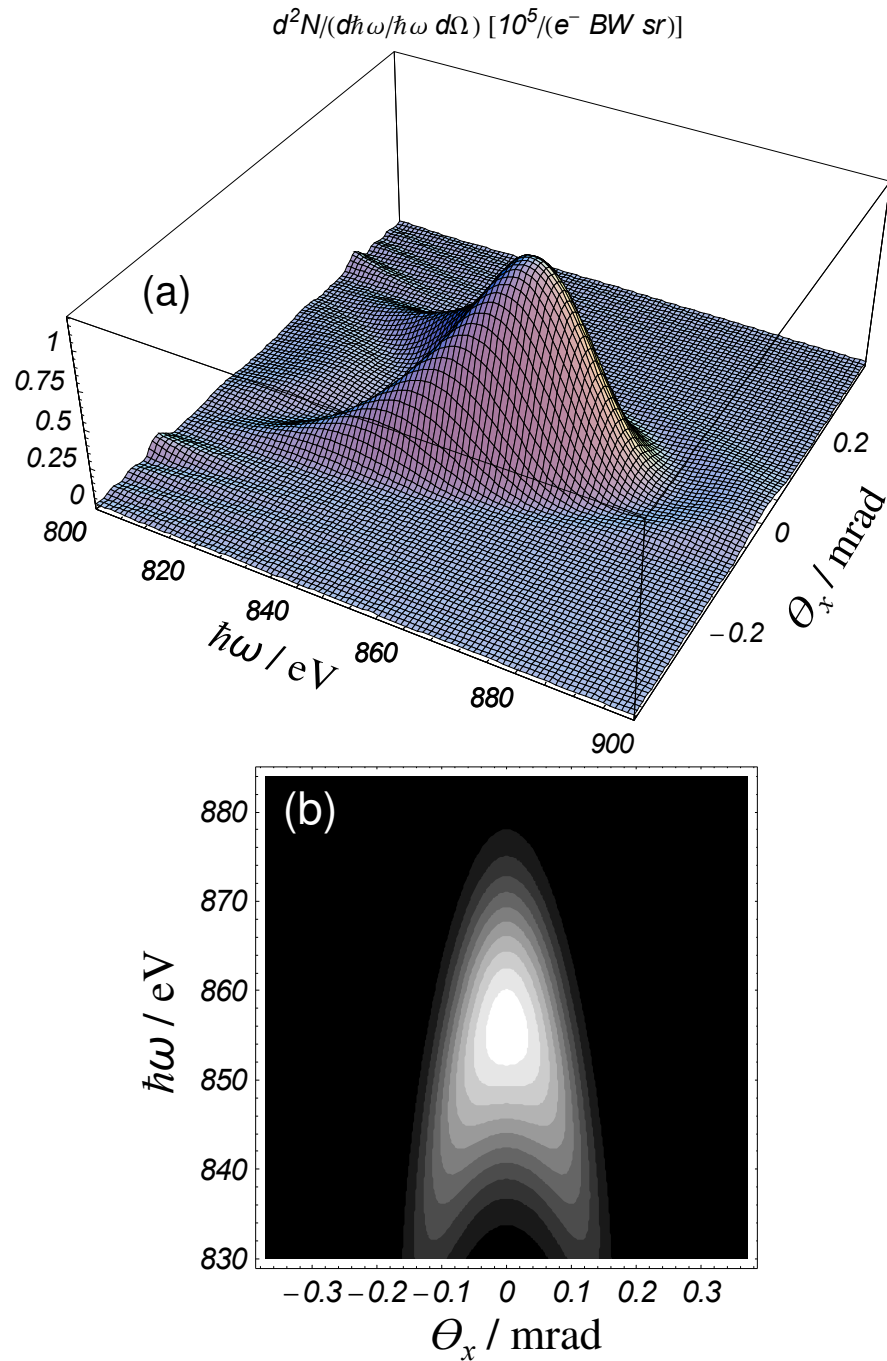
## 3.2 Prinzipieller Aufbau und Funktionsweise

Zunächst soll das Funktionsprinzip eines Interferometers, mit dem die optischen Konstanten  $\delta_0(\omega)$  und  $\beta_0(\omega)$  gemessen werden können, an Hand der Abb. 3.4 (a) erläutert werden. Wenn ein relativistisches Elektron den ersten Undulator passiert, wird eine linear polarisierte elektromagnetische Welle emittiert. Der zweite Undulator befindet sich in einem Abstand  $d$  zu dem ersten und wird analog senkrecht zu seiner Magnetfeldrichtung eine weitere linear polarisierte elektromagnetische Welle emittieren. Nach dem anschließenden Spektrometer, das zur Wellenlängenselektion dient und als Fourier-Analysator der Wellenzüge wirkt, kommt es zu einer Überlappung der Spektralkomponenten der beiden Wellenzüge. Infolge der identischen Polarisationsrichtung wird eine Interferenz in Form einer Intensitätssoszillation bei Veränderung des Undulatorabstandes  $d$  beobachtbar. Die Intensitätssoszillationen sind auch als Funktion der Photonenenergie  $\hbar\omega$  sichtbar, wenn der Abstand  $d$  nicht verändert wird. In Abb. 3.5 ist die Intensität als Funktion der Energie und dem horizontalen Beobachtungswinkel dargestellt.



**Abbildung 3.2:** Intensitätsverteilung der Undulatorstrahlung. Bild (a) zeigt die Intensität als Funktion der Photonenenergie und des Beobachtungswinkels  $\theta_x$  in horizontaler Richtung für  $\theta_y = 0$  und (b) als Funktion des Beobachtungswinkels  $\theta_y$  in vertikaler Richtung für  $\theta_x = 0$ . In (c) und (d) sind jeweils Projektionen dargestellt, wobei der Schwärzungsgrad die Intensität angibt.





**Abbildung 3.3:** Intensitätsverteilung der dritten Harmonischen der Undulatorstrahlung. Im Teilbild (a) ist die Intensitätsverteilung in einer dreidimensionalen Darstellung gezeigt und im Teilbild (b) das erwartete Bild auf dem CCD-Detektor in einer Grauwertskala dargestellt.

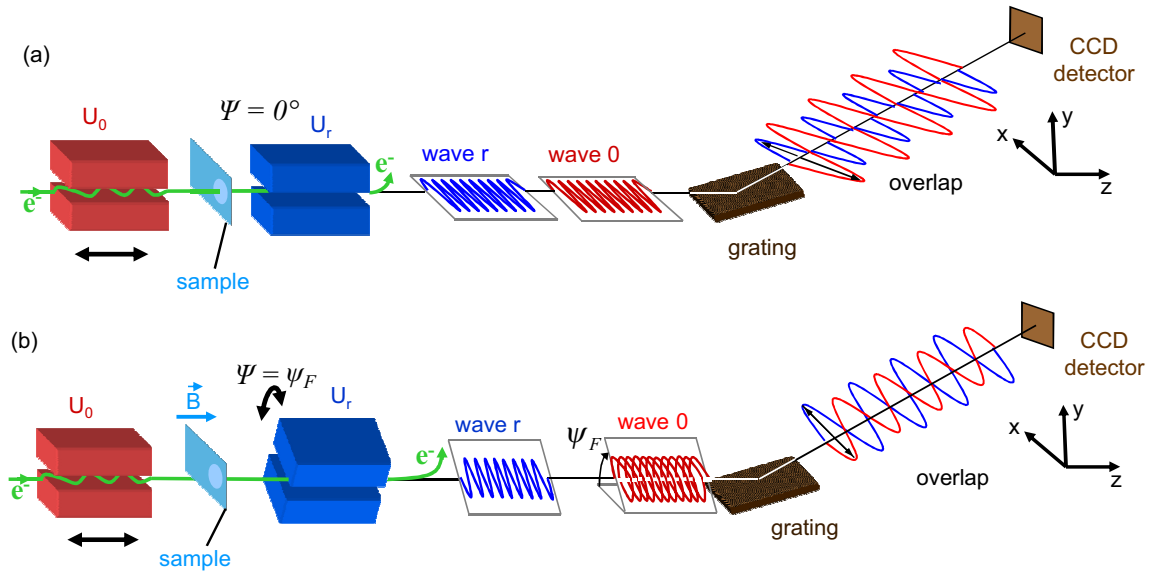
Wenn sich eine dünne Folie der Dicke  $t_0$  zwischen den Undulatoren befindet, erfährt die Welle aus dem ersten Undulator eine von den optischen Eigenschaften des Materials abhängige Dämpfung und Phasenverschiebung. Wie aus vorherigen, am MAMI durchgeführten Experimenten bekannt ist ([Dam98],[Elb00]), ist die mit dem Detektor gemessene Intensität

$$I(d, \omega) = |A_r|^2 + |A_0|^2 e^{-\frac{2\omega}{c}\beta_0(\omega)t_0} + 2 |A_r| |A_0| e^{-\frac{\omega}{c}\beta_0(\omega)t_0} \cos\left(\frac{\omega}{c}(\Delta + \delta_0(\omega)t_0)\right). \quad (3.6)$$

Hier sind  $A_{0,r}$  die Amplituden des ersten bzw. zweiten Undulators,  $\delta_0(\omega)$  und  $\beta_0(\omega)$  das Dekrement des Brechungsindex und die Dämpfung in der Probefolie,

$$\Delta = \frac{K^2}{4\gamma^2}L_U + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\gamma^2} + \Theta^2\right)d \quad (3.7)$$

der Gangunterschied der beiden Wellen,  $L_U$  die Länge und  $d$  der Abstand der Undulatoren. Bei Variation des Abstands  $d$  werden Oszillationen der Intensität beobachtet, aus denen bei einer Relativmessung ohne Folie sowohl  $\delta_0(\omega)$  als auch  $\beta_0(\omega)$  bestimmt werden können ([Dam98],[DPRL98]).



**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus. In Bild (a) ist die Funktionsweise des Interferometers mit einem unmagnetisierten Probefolie, in (b) mit einem magnetisierten Probefolie skizziert.

Wird hingegen eine dünne, zirkular dichroitische und doppelbrechende Folie zwischen die Undulatoren gesetzt, siehe Abb. 3.4 (b), erfährt die Welle aus dem ersten Undulator eine zusätzliche Änderung des Dekrements  $\pm\Delta\delta$  des Brechungsindex und eine zusätzliche Dämpfung  $\pm\Delta\beta$  die vom Polarisationszustand  $P_M$  der longitudinal magnetisierten Probefolie abhängen. Wie bereits in Kapitel 2 ausgeführt wurde, kann dieser Sachverhalt durch den erweiterten komplexen Brechungsindex

$$n_{\pm}(\omega) = 1 - (\delta_0 \pm \Delta\delta)(\omega) + i (\beta_0 \pm \Delta\beta)(\omega) \quad (3.8)$$

beschrieben werden, wobei der Index  $\pm$  sich auf die unterschiedlichen Helizitäten des einfallenden Photons bezieht. Die Welle des ersten Undulators ist hinter der Probenfolie elliptisch polarisiert, wobei die Polarisationssebene um den Winkel  $\psi_F = -\frac{\omega}{c}t_0\Delta\delta$  gedreht ist, und das Achsenverhältnis  $\frac{b}{a} = |\tanh(\frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta)|$  ist. In diesem Fall ist die Intensität am Detektor

$$\begin{aligned}
I = & |A_0|^2 e^{-2\frac{\omega}{c}t_0\beta_0} \cosh\left(2\frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta\right) + |A_r|^2 + \\
& + 2|A_0||A_r| e^{-\frac{\omega}{c}t_0\beta_0} \langle \cos \delta \rangle \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \cos\left(2\left(\frac{\omega}{c}t_0\Delta\delta + \Psi\right)\right) + \cosh\left(2\frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta\right) \right]} \cdot \\
& \cdot \cos\left[\frac{\omega}{c}(t_0\delta_0 + \Delta) - \arctan\left(\tan\left(\frac{\omega}{c}t_0\Delta\delta + \Psi\right) \cdot \tanh\left(\frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta\right)\right)\right], \tag{3.9}
\end{aligned}$$

wobei  $\Psi$  der Drehungswinkel des zweiten Undulators um die Strahlachse ist. Zur Herleitung dieser Beziehung siehe Anhang A.1. Dieser Drehwinkel ist positiv, wenn entgegen der Strahlrichtung gesehen der Undulator im Uhrzeigersinn gedreht wird. Das Vorzeichen von  $\Psi$  ist also entsprechend der Vorzeichenkonvention der Drehung der Polarisationssebene definiert. Zur Herleitung der Gl. (3.9) und Erläuterungen zu Effekten der Kohärenzminderung  $\langle \cos \delta \rangle$  infolge der endlichen Emittanz des Elektronenstrahles, seiner Energiebreite und des Auflösungsvermögens des Spektrometers, die auch Auswirkungen auf den Gangunterschied  $\Delta$  wird auf den Anhang A.2 verwiesen. Aus dem Sonderfall  $\Delta\beta = \Delta\delta = 0$  und  $\langle \cos \delta \rangle = 1$  ergibt sich

$$I = |A_0|^2 e^{-2\frac{\omega}{c}t_0\beta_0} + |A_r|^2 + 2|A_0||A_r| e^{-\frac{\omega}{c}t_0\beta_0} \cdot \cos\left(\frac{\omega}{c}(t_0\delta_0 + \Delta)\right) |\cos \Psi|. \tag{3.10}$$

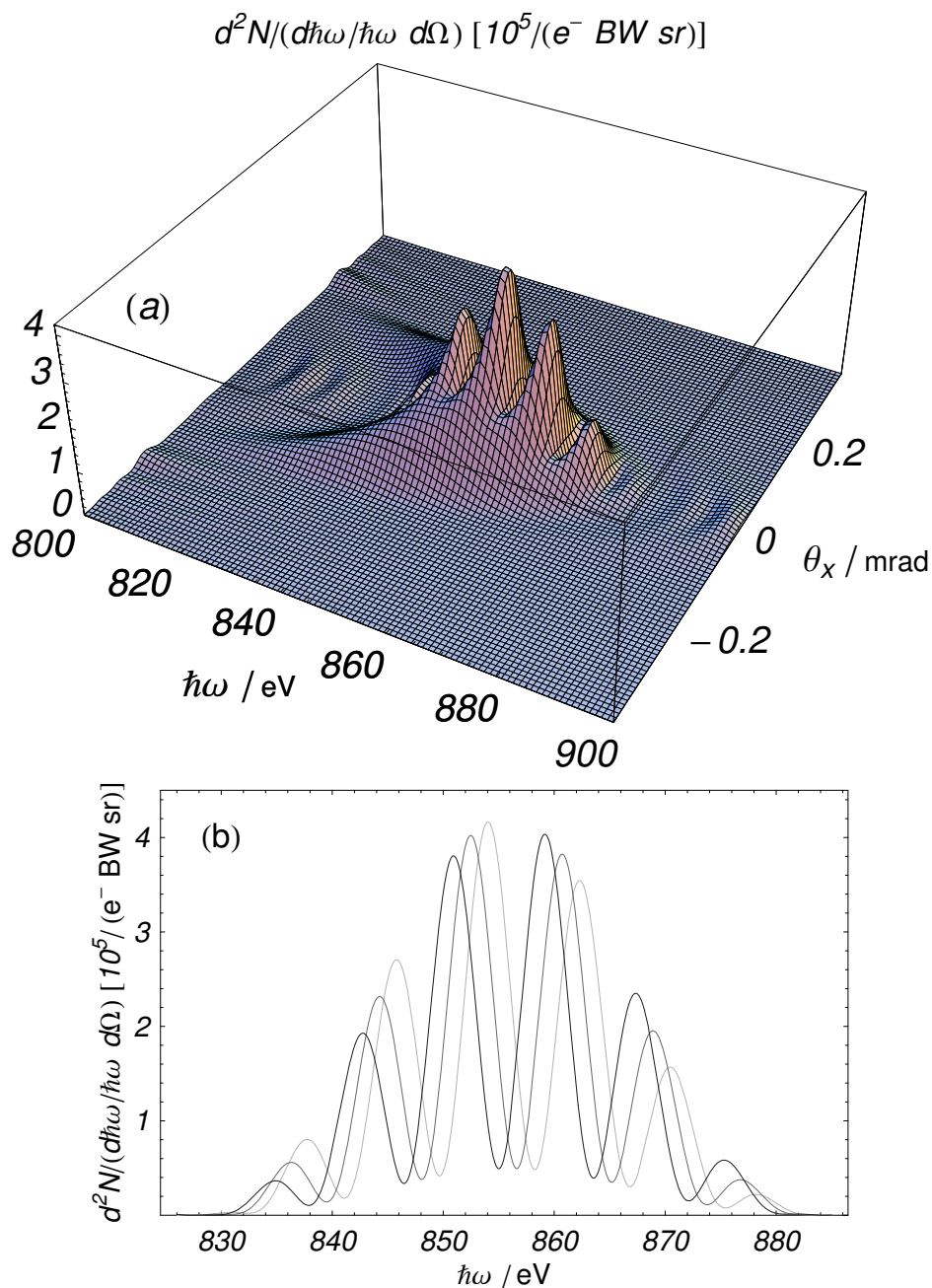
Eine Parallelstellung der beiden Undulatoren ( $\Psi = 0$ ) führt wieder auf Gl. (3.6).

Gl. (3.9) führt unmittelbar zu einer Messvorschrift zur Bestimmung von  $\Delta\delta$  und  $\Delta\beta$ . Für eine durch den Spektrographen definierte Photonenenergie und festen Drehungswinkel  $\Psi$  des zweiten Undulators wird der Abstand  $d$  der Undulatoren variiert und die zugehörige Intensitätsoszillation gemessen. Als Beispiel ist in Abb. 3.6 die auf dem Detektor beobachtbare Intensität bei einer Energie  $\hbar\omega = 855$  eV dargestellt, wenn  $d$  von 0.49 – 0.505 m geändert wird. Aus der maximalen und der minimalen Intensität der Interferenzoszillation  $I_{max}$  bzw.  $I_{min}$  wird die Kohärenz (Visibilität) bestimmt. Sie beschreibt den Kontrast des Interferenzsignals und ist definiert als

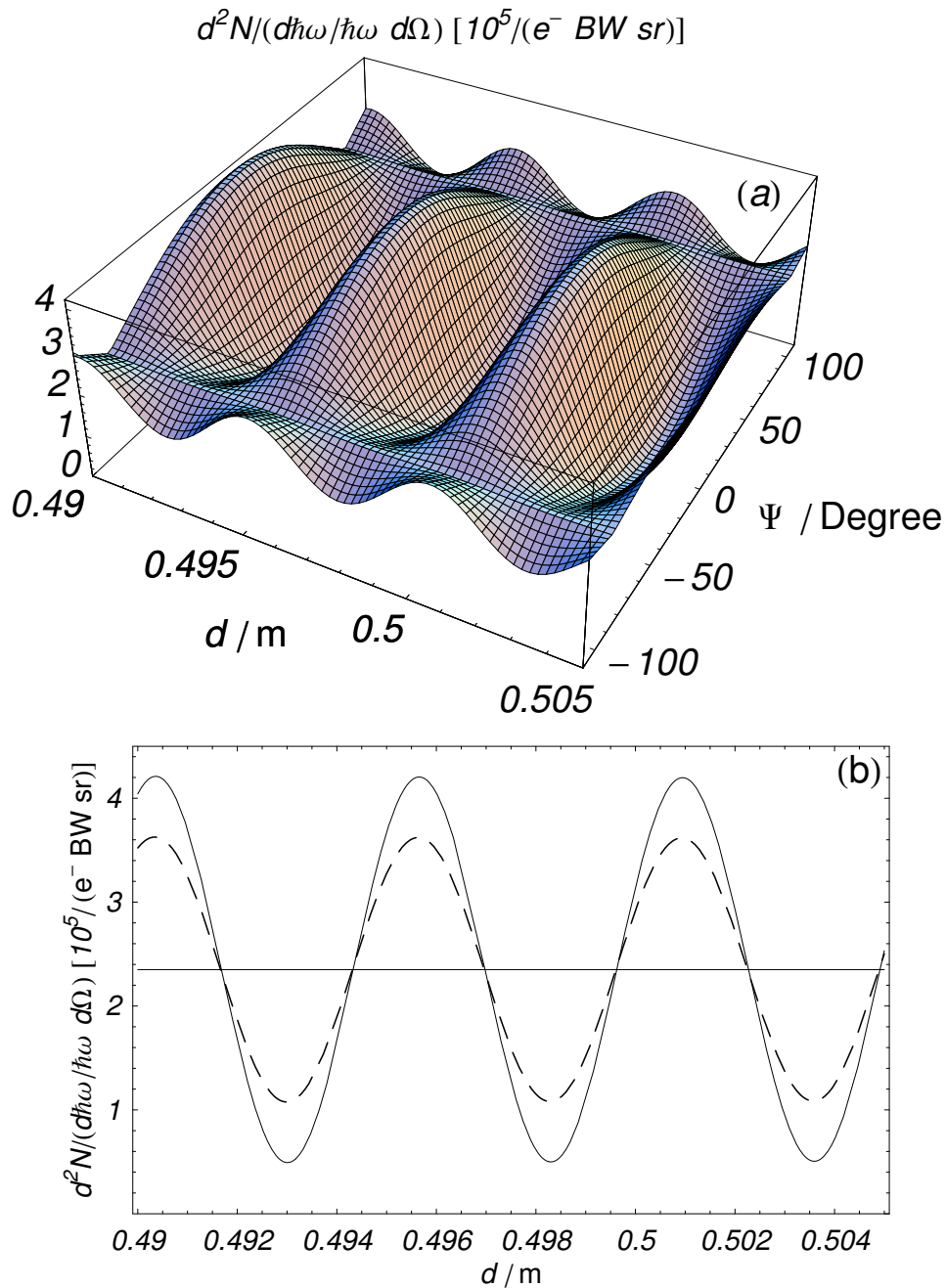
$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \tag{3.11}$$

Aus Gl. (3.9) und Gl. (3.11) ergibt sich die Kohärenz zu

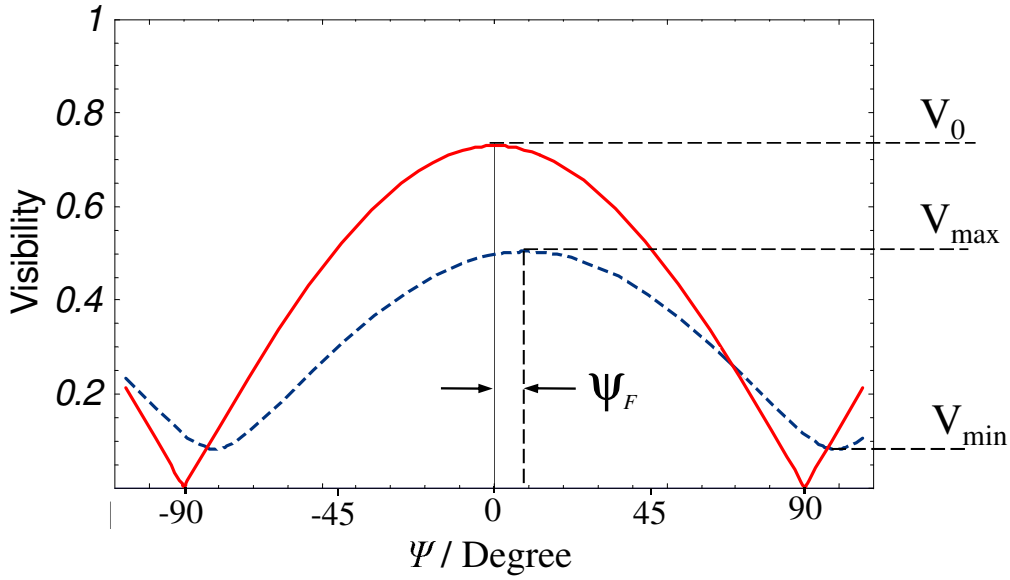
$$V(\Psi) = \frac{2|A_0||A_r| e^{-\frac{\omega}{c}t_0\beta_0} \langle \cos \delta \rangle \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \cos\left(2\left(\frac{\omega}{c}t_0\Delta\delta + \Psi\right)\right) + \cosh\left(2\frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta\right) \right]}}{|A_0|^2 e^{-2\frac{\omega}{c}t_0\beta_0} \cosh\left(2\frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta\right) + |A_r|^2}. \tag{3.12}$$



**Abbildung 3.5:** Berechnete Interferenzstrukturen der beiden Undulatoren ohne Probefolie. Es wurde  $A_r = A_0 = 1$  angenommen. Im Teilbild (a) sind die Energiemodulationen linienförmige Strukturen innerhalb der Hüllkurve des Spektrums eines Undulators ( $4 \cdot I_0$ ). Die Anzahl und Position der Interferenzlinien hängt von dem Abstand der beiden Undulatoren  $d$  ab. Im Teilbild (b) ist ein Schnitt bei  $\theta_x = 0$  gezeigt, wenn  $d$  in 1 mm Schritten geändert wird.



**Abbildung 3.6:** (a) Analytisch berechnete Intensitätsstrukturen für  $\hbar\omega = 855$  eV; (b) bei  $\Psi = 0^\circ$  sind die Intensitätsoszillationen maximal (durchgezogene Linie), nehmen bei  $\Psi = 45^\circ$  ab (gestrichelte Linie) und verschwinden bei  $\Psi = 90^\circ$ .



**Abbildung 3.7:** Kohärenz bei einer Energie von  $\hbar\omega = 854.76$  eV mit (blaue gestrichelte) und ohne (rote durchgezogene Linie) Probefolie zwischen den Undulatoren. Die Probefolie hat die optische Konstanten  $\beta_0 = 3.1 \cdot 10^{-3}$ ,  $\Delta\delta = -4 \cdot 10^{-4}$  und  $\Delta\beta = 3.5 \cdot 10^{-4}$ .

Falls sich keine Folie zwischen den Undulatoren befindet, reduziert sich die Kohärenz auf

$$V_0(\Psi) = \frac{2 |A_0| |A_r|}{|A_0|^2 + |A_r|^2} \langle \cos \delta \rangle |\cos \Psi|. \quad (3.13)$$

In Abb. 3.7 ist die Kohärenz mit und ohne Folie zwischen den Undulatoren für  $\langle \cos \delta \rangle = 1$  als Funktion des Drehwinkels  $\Psi$  dargestellt. Bei der Messung mit Folie wird infolge der Dämpfung  $\beta_0$  nur noch eine reduzierte, maximale Kohärenz  $V_{max}$  erreicht. Der Parameter  $\Delta\beta$  bewirkt, dass die Kohärenz  $V_{min}$  im Minimum, also nahe der Drehwinkel  $\pm 90^\circ$ , nicht mehr verschwindet. Eine einfache Rechnung auf der Grundlage von Gl. (3.12) zeigt, dass für

$$\frac{V_{min}}{V_{max}} = \left| \tanh\left(\frac{\omega}{c} t_0 \Delta\beta(\omega)\right) \right| \quad (3.14)$$

folgt, woraus der magnetische zirkulare Dichroismus  $\Delta\beta(\omega)$  berechnet werden kann. Der Parameter  $\Delta\delta(\omega)$  verschiebt die gesamte Funktion entlang der  $\Psi$ -Achse. Aus Gl. (3.12) folgt für die Verschiebung  $\Psi$

$$\Psi = \psi_F(\omega) = -\frac{\omega}{c} t_0 \Delta\delta(\omega), \quad (3.15)$$

woraus unmittelbar die magnetische zirkulare Doppelbrechung  $\Delta\delta(\omega)$  berechnet werden kann. Ein Vergleich mit Gl. (2.17) und Gl. (2.16) zeigt, dass Gl. (3.14) das Achsenverhältnis  $b/a$  und Gl. (3.15) den Drehwinkel der Polarisationsellipse beschreiben. Abschließend soll noch erwähnt werden, dass mit dem Verhältnis  $V_{max}/V_0(\Psi = 0)$  bei

bekanntem  $|A_r|^2/|A_0|^2$  aus der Beziehung

$$\frac{V_{max}}{V_0(\Psi = 0)} = \frac{(1 + |A_r|^2/|A_0|^2) e^{-\frac{\omega}{c}t_0\beta_0} \sqrt{\frac{1}{2} \left[ 1 + \cosh \left( 2 \frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta \right) \right]}}{|A_r|^2/|A_0|^2 + e^{-2 \frac{\omega}{c}t_0\beta_0} \cosh \left( 2 \frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta \right)} . \quad (3.16)$$

auch  $\beta_0$  bestimmt werden kann. Lediglich  $\delta_0$  kann aus der Kohärenzfunktion nicht bestimmt werden, weil in ihr keine Informationen mehr über die Phasenverschiebung enthalten sind. Wie in Ref. [Dam98] ausgeführt ist, erfordert eine Messung der Phasenverschiebung ständige Referenzmessungen ohne Folie. Das war in dem hier zu beschreibenden Experiment nicht möglich wegen der weiter unten in Kap. 4 beschriebenen Magnetisierungsvorrichtung für die Folie.

Im Experiment wird die Kohärenz als Funktion des Drehwinkels des zweiten Undulators  $\Psi$  und für verschiedene Photonenenergien  $\hbar\omega$  gemessen, um den Verlauf des Brechungsindex an den  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten zu bestimmen.





# Kapitel 4

## Experimenteller Aufbau

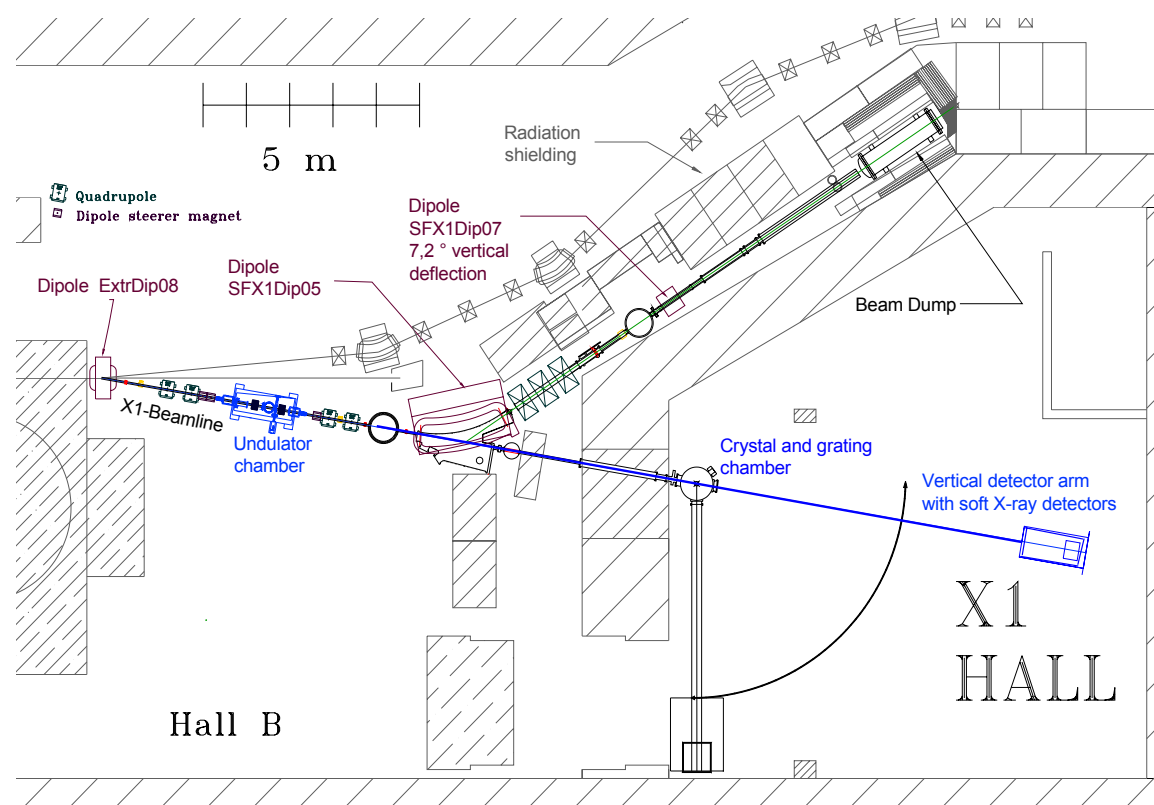
Nach der Beschreibung der prinzipiellen Funktionsweise des Interferometers im vorangehenden Kapitel widmet sich dieses Kapitel der technischen Realisierung des neuen Aufbaus zur Durchführung des Interferometrie-Experimentes. Nach der Darstellung des Gesamtaufbaus in der Experimentierhalle werden die Komponenten des Interferometers beschrieben: die Undulatoren mit ihrer Abstimmung, das Gitterspektrometer mit dem CCD-Detektor und der Aufbau zur Magnetisierung der Probefolien.

### 4.1 Strahlführung und Aufbau in der Experimentierhallen von MAMI

Der gesamte Aufbau des Experimentes ist in Abb. 4.1 dargestellt. Der Undulatoraufbau mit der Probenkammer befindet sich in der Halle B nach der dritten Stufe des Beschleunigers (RTM3), hinter dem Dipol 8 der X1-Strahlführung. Der Elektronenstrahl wird in ca. 2 m Entfernung vom Undulator mit Hilfe des Dipols SFX1Dipol05 in den Strahlfänger geleitet. In der Experimentierhalle X1 befindet sich die Vakuumkammer mit dem Gitterspektrometer. Über ein verkipptes Rohr ist in 6.94 m Entfernung ein CCD-Detektor (ANDOR DO-434 BN CCD [AndXX]) an das Vakuumsystem angeflanscht. Der Detektor kann mit einem horizontal und vertikal bewegbaren Tisch verfahren werden. Die einzelnen Komponenten des Experimentes werden im Folgenden näher beschrieben.

### 4.2 Undulatoraufbau

Der Undulatoraufbau, der in Abb.4.2 schematisch dargestellt ist, resultiert aus einer Weiterentwicklung der im Institut für Kernphysik entwickelten Undulatoren [Dam98]. Sie bestehen aus einer Hybridanordnung von Permanentmagneten aus NdBFe (Vacodym 383 Hr) und CoFe Polschuhe (Vacoflux 50) nach dem Halb- bzw. Hybridanordnungen-Design ([Hal83]) mit einer Periodenlänge von 12 mm. Der Abstand der

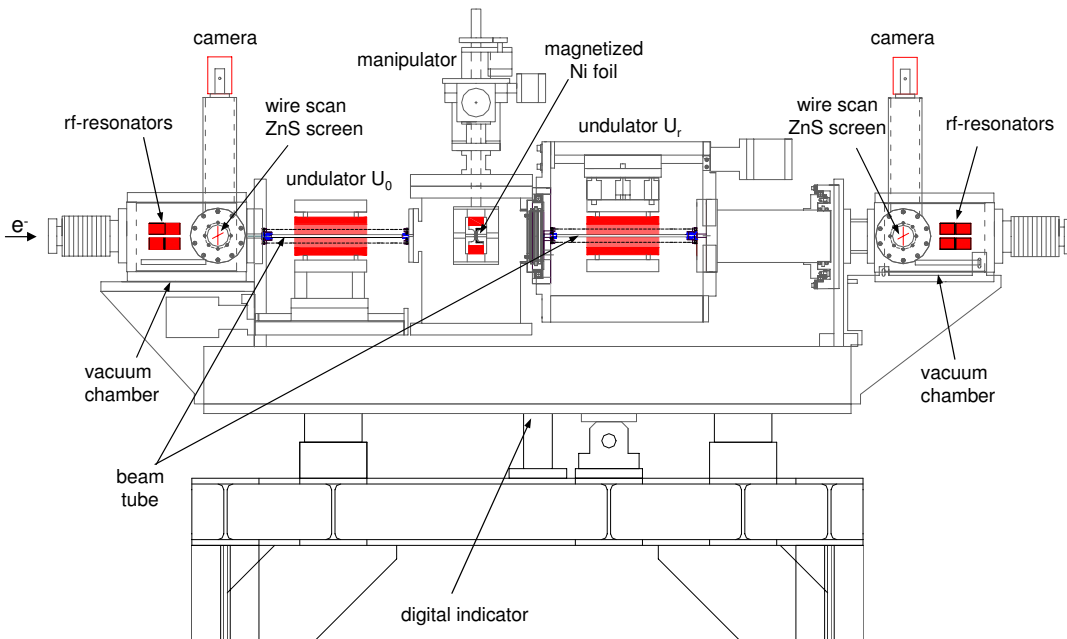


**Abbildung 4.1:** Aufbau des Experimentes in der Hallen von MAMI. Der Photonenstrahl ist mit der blauen Linie gekennzeichnet.

beiden Magnetreihen kann von 3 mm bis 14 mm über eine Antriebsmechanik kontinuierlich verändert werden [Elb00]. Durch Änderung des Polschuhabstandes ändert sich der K-Parameter, was zu der kontinuierlichen Durchstimmung der Energie der abgestrahlten Röntgenstrahlung führt. Der Elektronenstrahl wird in einem elliptischen dünnwandigen Edelstahlrohr (3.6 mm×5 mm, Wanddicke 0,15 mm) durch die beiden Undulatoren geführt, die sich außerhalb des Vakuums befinden. In Strahlrichtung sind beide Undulatoren mit schrittmotorgesteuerten Lineartischen (Positec, VRDM3913LWB) um jeweils 150 mm und einer Schrittweite von 0.5  $\mu\text{m}/\text{Schritt}$  verfahrbar. Der kleinste Abstand der Undulatoren beträgt 490 mm. Zur Erzeugung zirkular polarisierter Strahlung kann der zweite Undulator ( $U_r$ ) kontinuierlich in 0.1° Schritte von  $-107^\circ$  bis zu  $+107^\circ$  mit einem Schrittmotor (VRDM3910 / 50 LWC) mit angebaute Kettengetriebe gedreht werden.

Zwischen den Undulatoren befindet sich die Probenkammer, in die die zu untersuchenden Materialien mit einem xyz-Vakuumanipulator (Tetra, Typ MPM-275) eingebracht und justiert werden können. Als Proben wurden ca. 95 nm dicke Nickel-Folien verwendet, die sich in einem homogenen longitudinalen Magnetfeld befanden. Die Anordnung zur Magnetisierung der Folie und die Dickenbestimmung wird in Kapitel 4.5 ausführlich diskutiert. In Abb. 4.3 ist eine Photographie des Undulatoraufbaus gezeigt.

Der gesamte Aufbau kann – ohne das Vakuum zu brechen – um 40 mm horizontal mit einem Motor und Kugelgewindetrieb verschoben werden. Dadurch ist es möglich den

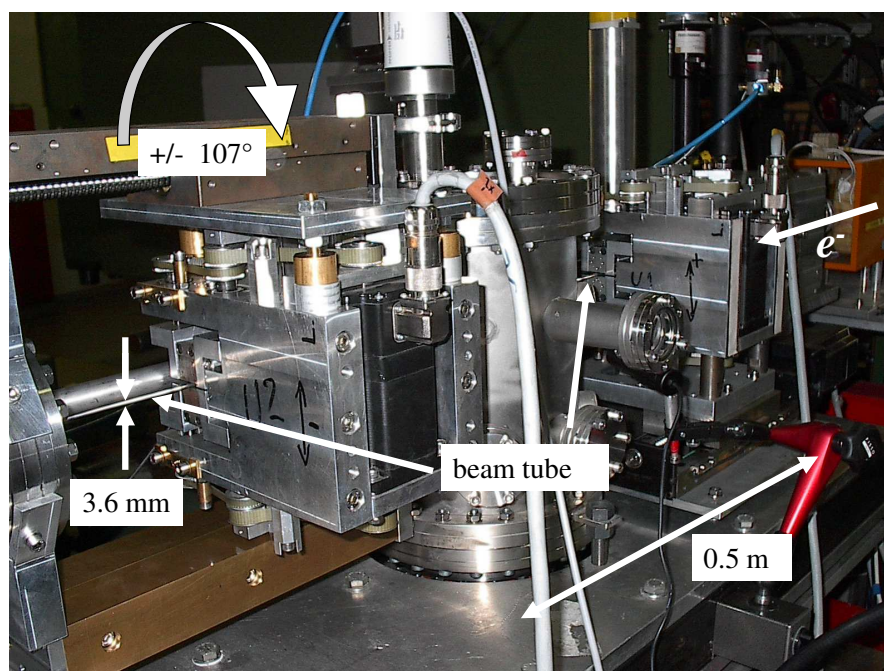


**Abbildung 4.2:** Undulatorsystem, bestehend aus Diagnosekammer mit den Hochfrequenzresonatoren, einschiebbare Drahtkreuz und ZnS-Schirme zur Strahldiagnose, Undulatoren und Probekammer zwischen den beiden Undulatoren mit einer Anordnung für die magnetisierte Probefolien. Die Undulatoren befinden sich außerhalb des Vakuumsystems, einer Doppelrohrkammer mit rundem und elliptischem Strahlrohr. Der ganze Aufbau ist senkrecht zum Strahl um 40 mm verschiebbar. Die Genauigkeit der Verschiebung wird mit einem digitalen Messuhr kontrolliert. Mit der Verschiebung in Strahlrichtung des nichtdrehbaren Undulator ( $U_0$ ) ist der Abstand der beiden Undulatoren variierbar. Der zweite Undulator ( $U_r$ ) ist drehbar. Die Drehung erfolgt durch einen auf der Trageplatte befestigten Schrittmotor über Zahnräder und einer Kette.

Elektronenstrahl für andere Experimente durch ein  $\varnothing$  20 mm dickes Edelstahlrohr zu leiten. Die Position quer zur Strahlrichtung wird mit einer digitalen Messuhr (Sony, Typ U 60 A) bestimmt. Die Positioniergenauigkeit beträgt  $1 \mu\text{m}$ .

Am Ein- und Austritt des Aufbaus befinden sich zwei Diagnosekammern, in die über einen Schrittmotor Drahtkreuze (Draht  $\varnothing$  40  $\mu\text{m}$  Wolfram) eingefahren werden können. Zusätzlich kann die Lage des Elektronenstrahles über pressluftgesteuerte ZnS-Schirme kontrolliert werden. In beiden Vakuumkammern befinden sich je zwei Hochfrequenzresonatoren [Doe96], die die Schwerpunktslage des Strahles relativ zur Sollposition bestimmen.

Der gesamte Aufbau wurde mit Hilfe eines Theodoliten am Messplatz in die Strahlführung einjustiert. Bei den Justagearbeiten wurde festgestellt, dass sich das dünne elliptische Rohr infolge von Verspannungen verbiegt. Um das zu Vermeiden, wurden beide Röhrchen an einer Seite mit einem Membranbalg (COMVAT, Spezialanfertigung) versehen und mit vitongedichtete Flanschen an die entsprechenden Stellen montiert. Dadurch sind die Röhrchen bei einer eventuellen Beschädigung leicht austauschbar ohne die Justage des Aufbaus zu ändern.



**Abbildung 4.3:** Photographie des Undulatoraufbaus. Der von rechts kommende Elektronenstrahl durchquert das Vakuum-Strahlrohr mit einem Querschnitt von  $3.6\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  in einer Länge von über  $1\text{ m}$ .

## 4.2.1 Abstimmung der Magnetfelder

### 4.2.1.1 Anforderungen an die Magnetfelder

Die Auswirkungen nicht idealer Magnetfelder auf die Kohärenz wurden bereits in [Dam98] ausführlich diskutiert. Zu nennen sind (1) Fluktuationen in der Feldstärke der Einzelpole, (2) nicht ideale Randfelder beziehungsweise eine überlagerte Dipolkomponente insbesondere im ersten Undulator, die zu einer Strahlablenkung führt, und (3) unterschiedliche  $K$ -Parameter der beiden Undulatoren. Durch den variablen Polabstand kann die letztgenannte Abweichung im neuen Aufbau sehr leicht beseitigt werden. Die Forderungen an den Abgleich der Undulatoren werden im folgenden diskutiert.

(1) Fluktuationen in den Einzelpolstärken führen zu einer Abweichung von der sinusförmigen Bahn, so dass die Phasenkohärenz der Emissionsprozesse gestört wird. Dies wirkt sich insbesondere bei den höheren Harmonischen in einer Verbreiterung des spektralen Profils und einem Intensitätsverlust aus [Div89]. Für den dort beschriebenen Undulator reduziert sich die Intensität der dritten Harmonischen bereits um  $25\%$  für eine Standardabweichung der Polstärken von  $0.5\%$ . Aus den Erfahrungen der Interferometrieexperimente mit den Undulatoren mit festem Magnetspalt wurde ein Abgleich der Einzelpolstärken von besser als  $1 \cdot 10^{-3}$  angestrebt ([Wal93]).

(2) Fehler in den Randfeldern oder eine Dipolkomponente bewirken einen endlichen Winkel  $\Delta\theta$  zwischen den Undulationsbahnen in den beiden Undulatoren. Die Strah-

lung wird unter unterschiedlichen Winkeln beobachtet wodurch eine Verschiebung des spektralen Profils gemäß Gl. 3.4 auftritt. Der Kohärenzverlust berechnet sich ([Dam98]) zu

$$1 - C_{\Delta\theta} = \frac{1}{2}\alpha(x)^2(\gamma\Delta\theta)^4, \quad (4.1)$$

wobei

$$\alpha(x) = -\frac{1 + \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{\tan(x)}\right)(x + \pi \cdot n_U \cdot m)}{1 + \frac{K^2}{2}} \quad (4.2)$$

ist. Die Variable  $x = 1.35$  ergibt sich aus der Halbwertsbreite des Hauptmaximums der  $(\sin x)/x$  Funktion (siehe Gl. 3.4).

Für die dritte Harmonische bei der Energie von 855 eV und einer Elektronenstrahlenergie von 690 MeV ( $\gamma = 1351$ ) resultiert daraus ein Winkel  $\Delta\theta < 0.037$  mrad.

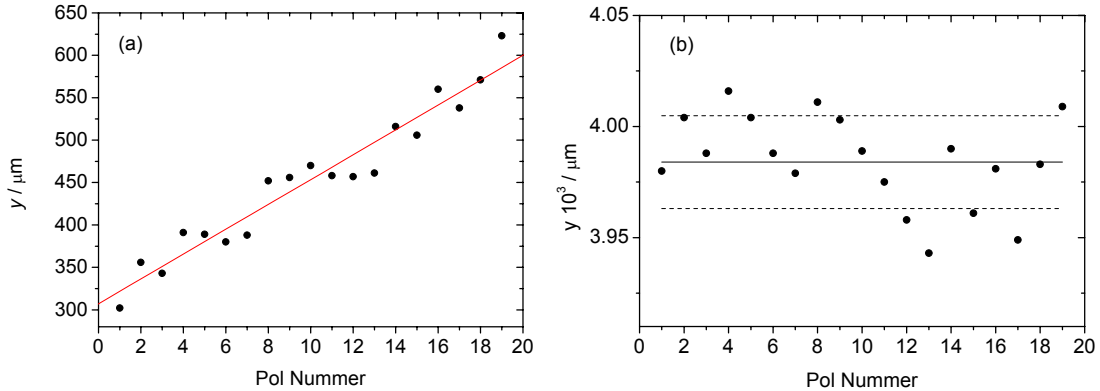
(3) Der Unterschied  $\Delta K$  in den K-Parametern der beiden Undulatoren führt ebenfalls zu einer Verschiebung der Spektralverteilung. Aus Abb. 3.5 (b) aus Referenz [Dam98] und der Forderung, dass der Kohärenzverlust kleiner als 0.005 sein soll ergibt sich  $\Delta K < 3 \cdot 10^{-3}$ . Diese Forderung kann leicht im Experiment durch eine Spaltbreite-Variation erfüllt werden.

Im Folgenden werden die Verfahren zur Abstimmung der Magnetfelder beschrieben.

#### 4.2.1.2 Abgleich der Magnetfelder mit einer Hall-Sonde

Die Undulatoren wurden schon im Rahmen einer Diplomarbeit mit Hilfe einer Hallsonde [Elb00] und der so genannten Drahtmessmethode abgestimmt. Bei einer Testmessung wurde festgestellt, dass die Magnetfelder sich nicht mehr in dem gewünschten Abstimmbereich befanden. Die Undulatoren mussten deshalb teilweise demontiert werden um die Magnete neu auszurichten.

Zur Bestimmung der Magnetfelder wurde der Undulator auf einem schrittmotorgetriebenen Lineartisch (Positec, VRDM3913LWB) gegen eine ortsfest stehende Hall-Sonde (Group3, Modell MPT-141-5m) verfahren. Die Sonde mit einer empfindlichen Fläche von  $1 \text{ mm}^2$  und eine Höhe von 1.2 mm wurde seitlich zwischen die Magnetreihen eingeführt um die Magnetfeldstärke entlang der Undulatoren abzutasten. Die Feinabstimmung der Magnetfelder erfolgte mit Hilfe von Weicheisenschrauben, die von der Rückseite auf die Polschuhe abgesenkt werden und damit magnetischen Fluss auskoppeln. Das Feld pro Polschuh lässt sich dadurch um maximal 8.2% verkleinern. Zunächst wurden durch ein iteratives Verfahren, das in Ref. [Dam95] beschrieben ist, ein möglichst geringe Variation der Feldmaxima eingestellt. Das Magnetfeld wurde hierbei entlang der geometrischen Achse der Undulatoren in  $z$ -Richtung vermessen. Anschließend wurden in den Maxima des  $B_y$ -Feldes die Minima in  $y$ -Richtung gesucht (siehe Abb. 4.4).

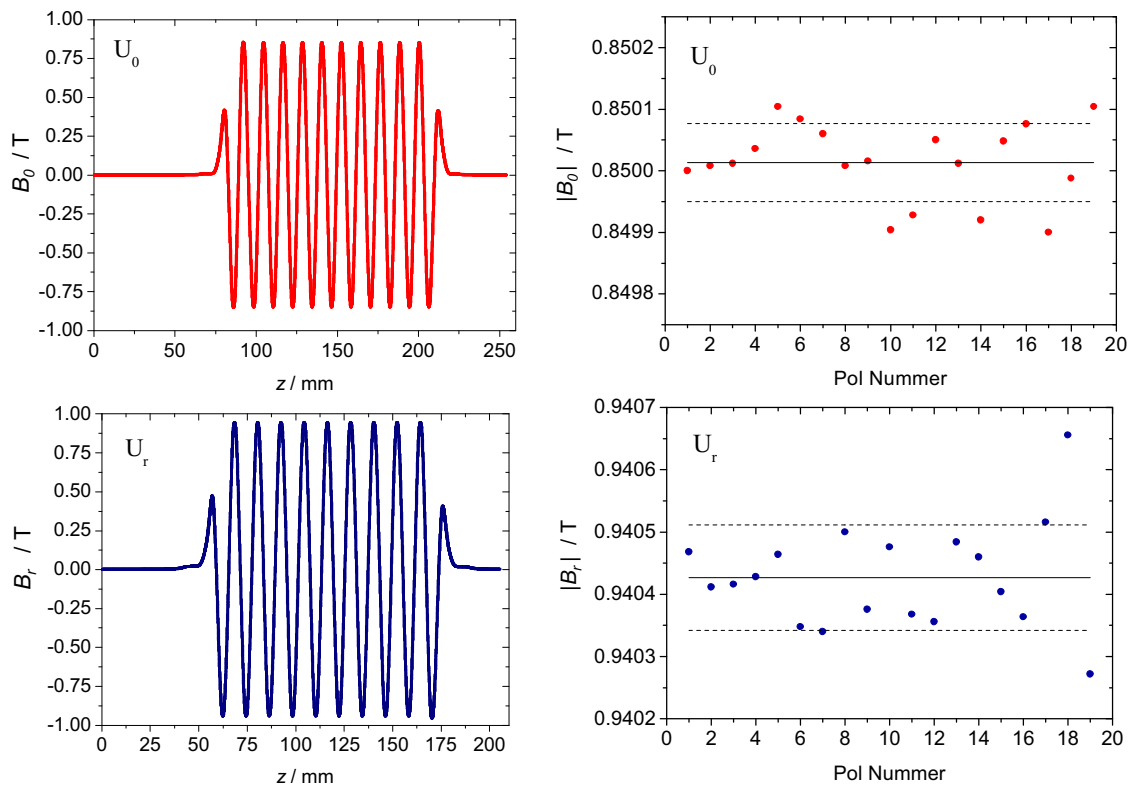


**Abbildung 4.4:** (a) Relative  $y$ -Position des Minimums des Magnetfeldes  $B_y$  als Funktion der Polnummern für Undulator  $U_r$ . Die durchgezogene Linie kennzeichnet die magnetische Achse. (b) Gleiche Messung nachdem die Hallsonde auf diese Achse ausgerichtet wurde. Die weitere Feinabstimmung wurde auf dieser Achse vorgenommen.

Es zeigte sich, dass diese Minima nicht auf der geometrischen Achse, sondern auf einer gekippten Achse lagen, die im Folgenden als magnetische Achse bezeichnet wird. Die Ursache dafür liegt in mechanischen Ungenauigkeiten der Polschuhmontage, die sich in diesem Aufbau nicht mehr beseitigen ließ. Diese magnetische Achse wurde mit Glasmaßstäben an den Enden der Undulatoren markiert und der  $z$ -Verfahrtisch darauf einjustiert. Alle weiteren Messungen wurden entlang dieser Achse durchgeführt. In Abb. 4.5 ist der Verlauf des  $B_y$ -Feldes und die Streuung der Maxima nach einer erneuten Abstimmung für einen Magnetspalt von 3.6 mm für  $U_0$  und 4 mm für  $U_r$  dargestellt. Die Standardabweichung der Polstärken vom Mittelwert beträgt für den ersten Undulator  $|\Delta B_0| = 6.3 \cdot 10^{-5}$  T und  $|\Delta B_r| = 8.5 \cdot 10^{-5}$  T für den zweiten Undulator. Die Forderung (1) ist damit erfüllt.

Der Einfluss des Randfeldes auf die Elektronenbahn macht sich bereits mehrere Zentimeter vor der Eintrittsöffnung des Magnetspaltes bemerkbar. Eine geringe Beeinflussung der Magnetfeldstärke der Randpole führt zu einer globalen Winkeländerung der Elektronenbahn. Für einen Undulator ( $U_r$ ) wurde das Magnetfeld bis auf ca. 30 cm außerhalb der Pole gemessen um die Elektronenbahn mit genügender Genauigkeit berechnen zu können. Das Ergebnis der numerischen Berechnungen des ersten und zweiten Feldintegrals<sup>5</sup> ist in Abb. 4.6 dargestellt. Es zeigte sich, dass diese Methode sehr zeitaufwendig ist um die Randfelder so abzugleichen, dass der Winkelfehler beim Austritt aus dem Undulator verschwindet. Außerdem ist die Genauigkeit der Methode durch die Auflösung der Hallsonde auf  $\Delta B = 3.3 \cdot 10^{-5}$  T limitiert. In dem folgenden Abschnitt werden Messungen mit einem wesentlich eleganterem Verfahren beschrieben mit dem die Randfelder abgestimmt werden können.



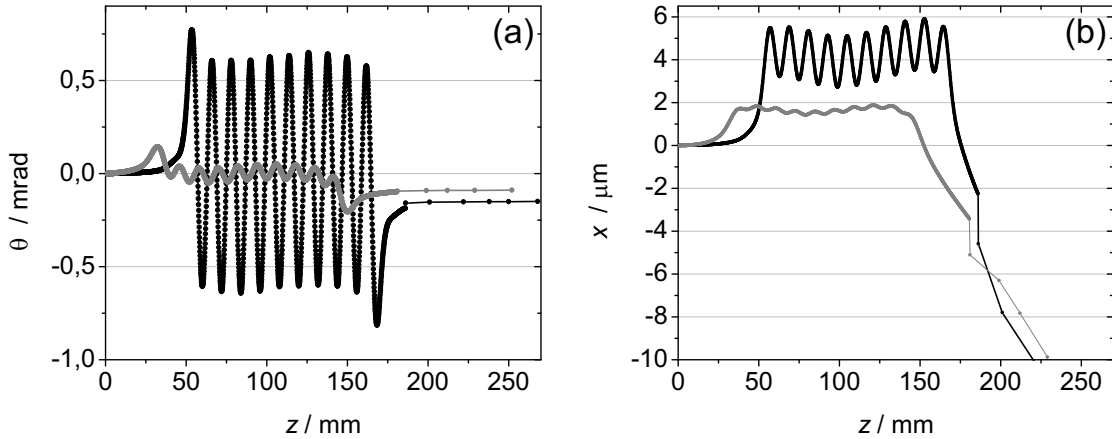


**Abbildung 4.5:** Links: Gemessenes Magnetfeld  $B_y$  entlang der magnetischen Achse. Der Verlauf der Magnetfelder wurde durch Verfahren der Hall-Sonde in Schritten von  $12.5 \mu\text{m}$  und einer Messzeit von 1 s pro Schritt abgetastet. Der gesamte Verfahrensweg betrug 250 mm für  $U_0$  bzw. 200 mm für  $U_r$ . Für den ersten Undulator  $U_0$  wurde das Magnetspalt auf  $g = 3.6 \text{ mm}$ , für den drehbaren Undulator  $U_r$  auf  $g = 4 \text{ mm}$  eingestellt. Rechts: Amplituden des  $B_y$ -Feldes als Funktion der Polnummer. Die relativen Abweichungen der Amplituden vom Mittelwert betrug nach der Feinabstimmung auf  $\Delta B_0/B_0 = 7 \cdot 10^{-5}$  für den Undulator  $U_0$  und  $\Delta B_r/B_r = 9 \cdot 10^{-5}$  für den Undulator  $U_r$ . Zusätzlich sind die Mittelwerte (durchgezogene Linie) und die Standardabweichung (gepunktete Linie) der Amplituden vom Mittelwert eingezeichnet. Die Standardabweichung beträgt  $|\Delta B_0| = 6.3 \cdot 10^{-5} \text{ T}$  für den Undulator  $U_0$  und  $|\Delta B_r| = 8.5 \cdot 10^{-5} \text{ T}$  für den Undulator  $U_r$ .

### 4.2.2 Abgleich der Randfelder

Der Abgleich der Randfelder erfolgte mit der Methode des gepulsten Drahtes, die ausführlich in [Ton96, War88] beschrieben ist. Ein  $40 \mu\text{m}$  dicker Wolfram-Draht, der entlang der magnetischen Achse gespannt ist, wird von einem Stromimpuls durchflossen. Infolge der Lorentz-Kraft erfährt der Draht eine transversale Auslenkung, die sich zu den Aufhängepunkten fortpflanzt und mit Hilfe einer optischen Anordnung (siehe Abb. 4.7) nachgewiesen werden kann. Bei einem  $\delta$ -förmigen Stromimpuls entspricht die Auslenkung dem ersten Feldintegral, wodurch direkt der Ablenkwinkel  $\theta$  bestimmt werden kann. Das zweite Feldintegral, das der Elektronenbahn entspricht, erhält man durch einem  $\Theta$ -funktionsförmigen Stromimpuls. Die Methode ist besonders gut geeig-

<sup>5</sup>Die Bedeutung und Herleitung der Feldintegrale sind in [Ton96] ausführlich beschrieben



**Abbildung 4.6:** Numerische Berechnung des (a) ersten und (b) zweiten Feldintegrals aus den Magnetfeldmessungen mit der Hallsonde für Undulator  $U_r$ . Für ein Magnetspalt von 4 mm ergibt sich eine Winkelabweichung von  $\theta = 175 \mu\text{rad}$  und eine Elektronenbahn wie sie in (b) gezeigt ist. Die hellere Kurven sind Berechnungen für einen Polschuhabstand von  $g = 14 \text{ mm}$ .

net Dipolkomponenten und Randfeldfehler, die einen Austrittswinkel verursachen, zu messen.

Bei der Abstimmung wurde darauf geachtet, dass nur noch die Abstimmuschrauben des letzten Poles benutzt wurden. Das Ergebnis der Messungen des zweiten Feldintegrals ist in Abb. 4.8 für beide Undulatoren bei einem Magnetspalt von 3.6 mm für  $U_0$  und 4 mm für  $U_r$  dargestellt. Der Skalierungsfaktor  $S = J_S/x(z) = -0.4343$  zwischen der transversalen Auslenkung  $x(z)$  des Drahtes und der zweite Feldintegral  $J_2$  wurde gemäß dem Verfahren aus der Diplomarbeit [Ton96] bestimmt. Der Austrittswinkel lässt sich direkt aus der Abb. 4.8 zu

$$\theta_{res} = \frac{\Delta x(z)}{\Delta z} \quad (4.3)$$

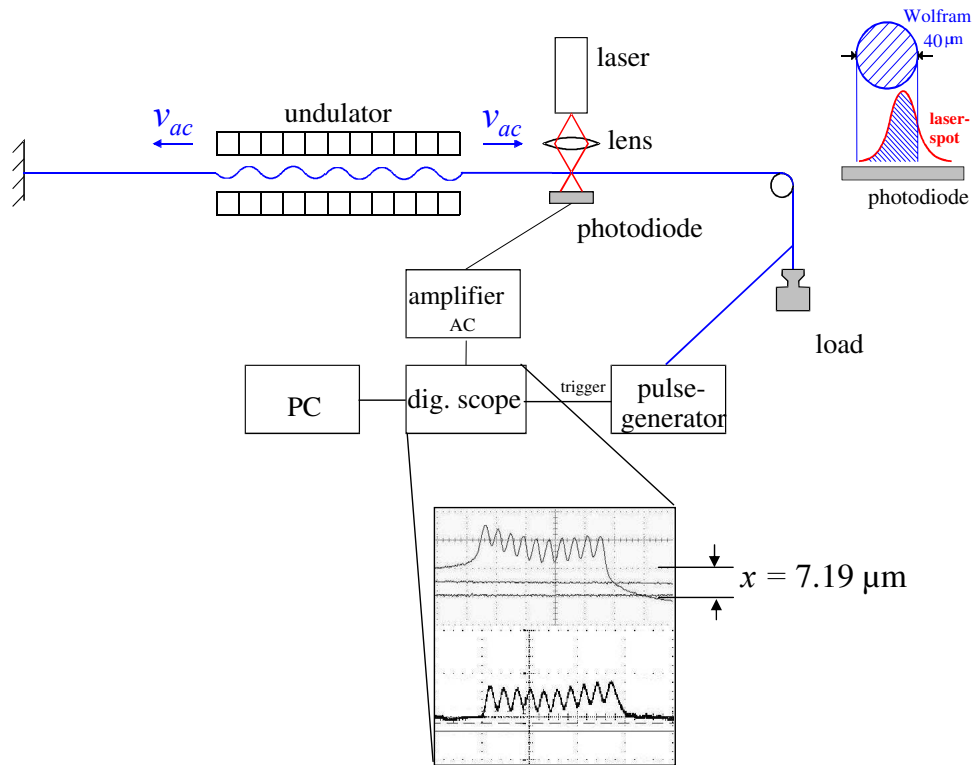
ablesen.

Für Undulator  $U_0$  ergibt sich  $\theta_{res} = 10.8 \mu\text{rad}$ . Dieser Wert liegt deutlich unter dem maximal zulässigen Winkel von  $37 \mu\text{rad}$ . Der zweite Undulator erzeugt einen wesentlich größeren Austrittswinkel von  $316 \mu\text{rad}$ , der sich nicht weiter verkleinern ließ. Es musste deshalb der Frage nachgegangen werden, ob dieser Winkelfehler von einer globalen Dipolkomponente verursacht wird oder ob nur der letzte Pol diese große Ablenkung bewirkt. Der Dipolanteil  $B_{Dip}$  kann aus der Krümmung der Bahn gemäß [Ton96]

$$J_{2Dip}(z) = a + b \cdot z + 2 \cdot B_{Dip} \cdot z^2 \quad (4.4)$$

gewonnen werden, wobei a und b Integrationskonstanten sind, die für die Berechnung von  $B_{Dip}$  keine Rolle spielen. Aus der parabolischen Anpassung der Hüllkurve von  $J_2$  (siehe Abb. 4.8) folgt eine Dipolkomponente von  $B_{Dip} = (5.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-4} \text{ T}$  für





**Abbildung 4.7:** Schematischer Aufbau zur Drahtmessung. Durch den Draht wird ein Strompuls von  $I_{Puls} = 0.217$  A mit einer Breite von  $\Delta t_{Puls} = 2$  ms geleitet, der durch die Lorentz-Kraft akustische Wellen im Wolfram-Draht anregt. Der Schattenwurf des schwingenden W-Drahtes wird mit einer Photodiode nachgewiesen. Als Lichtquelle dient ein fokussierter Diodenlaser. Das dem Drahtausschlag proportionale Signal wird mit einem auslesbaren Speicheroszilloskop registriert.

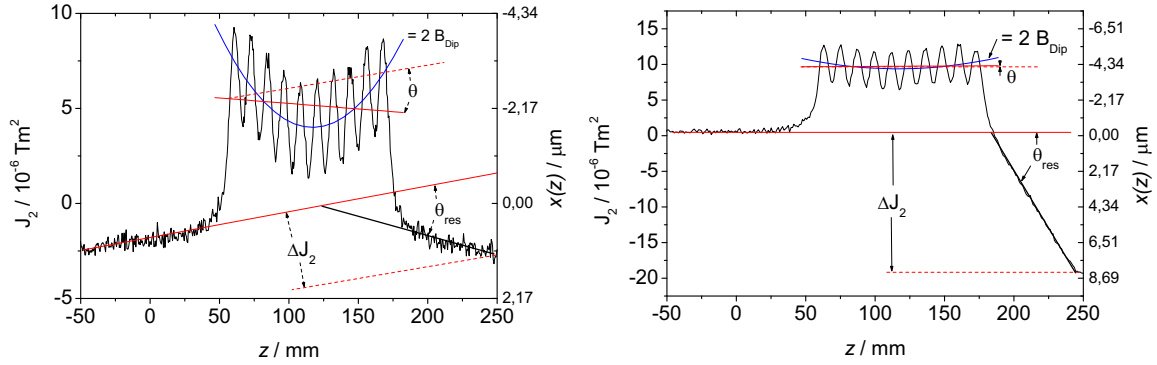
Undulator  $U_0$  und  $B_{Dip} = (1.5 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$  T für  $U_r$ . Für einen Elektronenstrahlimpuls  $p = 690$  MeV/c ergeben sich daraus gemäß

$$\Delta\theta_{Dip} = \frac{e \cdot s}{p} \cdot B_{Dip} \quad (4.5)$$

mit  $s = 12$  cm der Bahnlänge im Magnetfeld Winkel von  $28 \mu\text{rad}$  für  $U_0$  und  $8 \mu\text{rad}$  für  $U_r$ . Daraus muss geschlussfolgert werden, dass offensichtlich der letzte Pol im Undulator  $U_r$  den großen Austrittswinkel von  $316 \mu\text{rad}$  bewirkt und nicht die Dipolkomponente. Für den Kohärenzverlust spielt dies ebenso wenig eine Rolle wie für die Weiterleitung des Elektronenstrahls zum Strahlfänger.

### 4.2.3 Variation des Magnetspaltes

Die  $K$ -Parameter der Undulatoren können kontinuierlich über den Abstand der Magnetreihen verändert werden wodurch einerseits die Photonenenergie gewählt wird und andererseits die  $K$ -Parameter der beiden Undulatoren relativ zueinander abgestimmt



**Abbildung 4.8:** Messung des zweiten Feldintegrals  $J_2$  mit Hilfe der Drahtmessmethode für die Polshuhabstände von 3.6 mm für  $U_0$  und 4 mm für  $U_r$ .

werden. Es musste deshalb der Frage nachgegangen werden, wie sich bei bereits abgeglichenen Undulatoren für ein fester Magnetspalt von 3.6 mm der Verlauf des Magnetfeldes ändert, wenn der Spalt um 0.4 mm variiert wird. Insbesondere sind wieder die Randfelder von Interesse.

Das maximale Feld im Innern des Undulators der hybriden Anordnung ist in guter Näherung in der Form [Wil96]

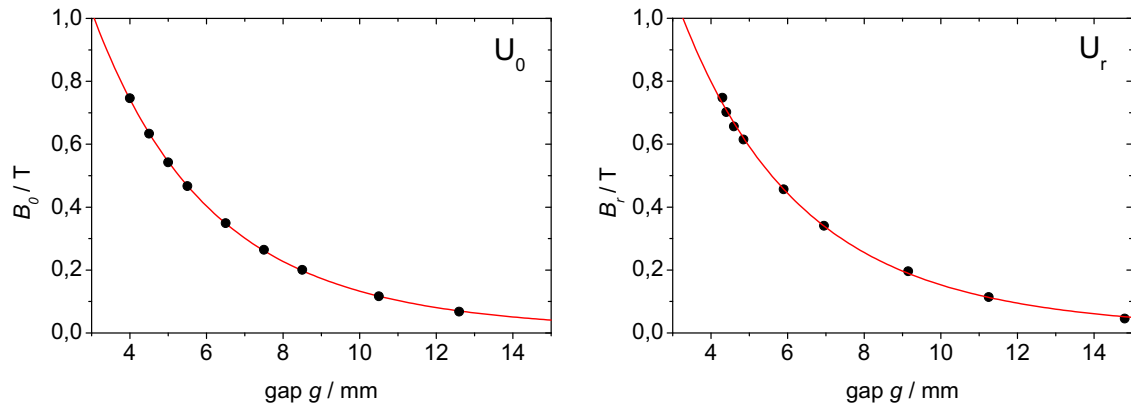
$$B_0[T] = a_1 \cdot \exp\left[-\frac{g}{\lambda_u} \left(a_2 - a_3 \frac{g}{\lambda_u}\right)\right] \quad (4.6)$$

gegeben, wobei  $g$  die Spaltbreite ist und  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  drei von dem Magnetmaterial abhängige Konstanten sind.

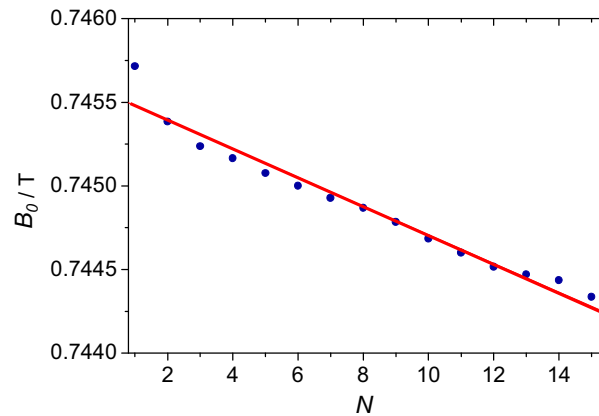
Aus dieser Gleichung lässt sich die maximale Abweichung der Spaltbreite entlang des Undulators berechnen. Diese beträgt  $30 \mu\text{m}$  bei  $\Delta B/B = 0.5\%$ . Die beiden Undulatorhälften müssen also innerhalb dieser Abweichung parallel zueinander eingestellt sein. Ansonsten würde der Feldverlauf wegen seiner exponentiellen Abhängigkeit von  $g$  bei größeren Spaltbreiten eine gedämpfte sinusförmige Gestalt annehmen, was zur Verschlechterung der Kohärenz führen könnte.

In Abb. 4.9 ist für beide Undulatoren das mit der Hallsonde gemessene Magnetfeld eines ausgewählten Pols (Nr. 9) in der Mitte der Undulatoren für verschiedene Polshuhabstände dargestellt.

Aus den Messungen des Feldes entlang der  $z$ -Achse für verschiedene Spaltbreiten ergab sich, dass die Standardabweichung der Magnetfeldamplitude  $\Delta B_0/B_0$  bei einer Änderung der Spaltbreite von 3.6 auf 4 mm für  $U_0$  um einen Faktor 28 ansteigt, was einen Faktor 2 über dem erlaubten Wert  $\Delta B_0/B_0=0.1\%$  ist. Unter der Annahme, dass die Standardabweichung als Funktion des Polshuhabstandes eine lineare Funktion folgt, ist somit nur eine Spaltbreitenänderung von 0.2 mm erlaubt. Bei einer Strahlenergie von 690 MeV ändert sich die Photonenenergie um 3.9%. Die Elektronenenergie von MAMI kann in Schritten von 15 MeV geändert werden, was einer Änderung der Photonenenergie von 4.4 % entspricht. Zusammen mit der Magnetspaltvariation ist somit eine kontinuierliche Durchstimmung der Photonenenergie möglich.



**Abbildung 4.9:** Magnetfeldänderung in Funktion des Polschuhabstandes  $g$ . Gemäß Gl. (4.6) wurden die drei Parameter  $a_1 = 2.8172$ ,  $a_2 = 4.2227$  und  $a_3 = 0.6715$  für  $U_0$  und  $a_1 = 2.8915$ ,  $a_2 = 4.0799$  und  $a_3 = 0.6623$  für  $U_r$  bestimmt.



**Abbildung 4.10:** Reproduzierbarkeit des Magnetfeldes als Funktion der Anzahl der Zyklen  $N$ . Bei einem Zyklus wurde der Polschuhabstand von Undulator  $U_0$  auf den maximalen Wert von  $g = 12.6$  mm gefahren und danach wieder auf den Wert von  $g = 4$  mm zurückgesetzt. Danach wurde das Magnetfeld  $B_0$  mit der Hall-Sonde im Pol Nr. 9 gemessen. Das Verfahren wurde 15 mal wiederholt, wobei das Magnetfeld um 0.19 % abnahm.

Aus dem gemessenen Zusammenhang zwischen Spaltbreite und Magnetfeld ist eine Voreinstellung der Photonenenergie schnell möglich. Es musste jedoch noch geklärt werden, wie gut die Reproduzierbarkeit des Magnetfeldes beim Auseinander- und wieder Zusammenfahren der Polschuhe  $g$  ist. In Abb. 4.10 ist die Änderung der Amplitude des Magnetfeldes  $B_y$  als Funktion der Anzahl der Zyklen dargestellt. Die Abnahme des Magnetfeldes kann nicht durch mechanische Ungenauigkeiten (Schlupf) erklärt werden. Eine mögliche Erklärung wären irreversible Prozesse beim Durchlaufen der Magnetisierungskurve.

Es ist im Experiment sehr leicht möglich, die  $K$ -Parameter der beiden Undulatoren durch Messung des Photonenspektrums mit Hilfe des Gitterspektrometers aufeinander abzugleichen.

In der Tabelle 4.1 sind die Messergebnisse zusammengefasst. Die horizontale Abta-

ge  $x_{res}$  am Ausgang des Undulators  $U_r$  spielt im Vergleich zur Strahlfleckgröße des Elektronenstrahles von  $230 \mu\text{m}$  keine Rolle. Der Winkelfehler im ersten Undulator bei einem Soll-Polschuhabstand von  $3.6 \text{ mm}$  bewirkt ebenfalls einen vernachlässigbaren Kohärenzverlust für die dritte Harmonische. Ob sich der Winkelfehler bei Vergrößerung des Magnetspaltes auf  $4 \text{ mm}$  ändert wurde nicht untersucht.

Zusammenfassend folgt aus der Abstimmung der Magnetfelder, dass die Undulatoren ohne nennenswertem Kohärenzverlust im Bereich des Polschuhabstandes von  $(3.6 \pm 0.2) \text{ mm}$  betrieben werden können.

**Tabelle 4.1:** Abstimmung der Undulatoren im Interferometer.  $\Delta B_0$  ist der Standardabweichung der Magnetfeldmessungen,  $x_{res}$  und  $\theta_{res}$  beziehen sich auf die horizontale Bahn und den Winkel des Elektrons kurz nach Durchqueren des Undulators.  $B_{Dip}$  ist die Dipolkomponente in den Undulatoren und  $\theta$  steht für den Abstrahlwinkel der Elektronen bezüglich der  $z$ -Achse.

	Undulator $U_0$	Undulator $U_r$
$\Delta B_0 / 10^{-5} \text{ T}$	6.3	8.5
$\Delta B_0 / B_0 / 10^{-5}$	7	9
$x_{res} / \mu\text{m}$	1.08	8.25
$\theta_{res} / \mu\text{rad}$	10.8	316.0
$B_{Dip} / 10^{-4} \text{ T}$	$5.4 \pm 0.6$	$1.5 \pm 0.8$
$\theta / \mu\text{rad}$	29	8
$\Delta K / K$	$3.7 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$

### 4.3 Das Spektrometer

Das Gitterspektrometer wurde mit einigen Modifikationen auf der Detektorseite aus früheren Experimenten übernommen. Der grundlegende Aufbau ist in Abb. 4.11 dargestellt. Es besteht aus einem drehbaren Gitter mit variabler Liniendichte (Variable Line Spaceing Grating, im folgenden als VLS abgekürzt) und aus einem ortsauflösenden CCD-Detektor. Die Liniendichte nimmt in Richtung der  $w$ -Koordinate (zur Definition siehe Abb. 4.11) gemäß  $l(w) = l_0 + l_1 w$  mit  $l_0 = 1400.006 \text{ mm}^{-1}$  und  $l_1 = 0.48124 \text{ mm}^{-2}$  zu. Die Funktionsweise des Spektrometers ist ausführlich in den Referenzen [Eft97, Dam98] beschrieben, so dass hier nur die wichtigsten Eigenschaften referiert werden sollen.

Der Zusammenhang zwischen Einfallswinkel  $\alpha_0$ , Austrittswinkel  $\beta_0$  und Wellenlänge  $\lambda_0$  bezogen auf die Gittermitte  $w = 0$  wird durch die Gittergleichung

$$\sin \alpha_0 - \sin \beta_0 = n \lambda_0 l_0 \quad (4.7)$$

beschrieben, mit  $n = 1$  der Beugungsordnung (alle Messungen wurden in der ersten Beugungsordnung durchgeführt). Hierbei wurde bereits eine Referenzwellenlänge  $\lambda_0$

bzw. -photonenenergie  $\hbar\omega_0 = 855$  eV festgelegt, für die das Auflösungsvermögen optimal gut sein soll. Das wird erreicht, wenn gleichzeitig die Gittergleichung und die Fokalbedingung

$$\frac{l_1}{l_0} = \frac{\frac{\cos^2 \alpha_0}{L_a} + \frac{\cos^2 \beta_0}{L_b}}{\sin \alpha_0 - \sin \beta_0} = 0.343741 \text{ m}^{-1} \quad . \quad (4.8)$$

erfüllt werden, wobei  $L_a = 10.93$  m der im Experiment realisierte Abstand vom Quellfleck zum Gitter und  $L_b = 6.94$  m vom Gitter bis zum Detektor sind. Numerische Rechnungen ergeben für diese Parameter  $\alpha_0 = 88.752^\circ$  und  $\beta = 86.141^\circ$ . Das optimale Auflösungsvermögen bei verschwindend kleinem Quellfleck beträgt nach [Bac07] 0.036 eV (Aberation), der Beitrag des Quellflecks mit einer Ausdehnung in vertikaler Richtung von  $\sigma_y = 70 \mu\text{m}$  (Standardabweichung) ist ungefähr 0.14 eV.

Die Ausrichtung des Gitters erfolgte mit Hilfe eines Justierlasers der in der X1-Halle auf die Sollachse des Elektronenstrahls einjustiert wurde. Das Gitter wurde dann senkrecht zum Strahlengang gedreht, so dass der Laserstrahl in sich selbst zurückreflektiert wurde. Diese Einstellung definierte die  $90^\circ$ -Position. Anschließend wurde das Gitter auf die  $0^\circ$ -Position gedreht und die Höhe eingestellt. Außerdem wurde mit dem Laserstrahl die Sollposition der Blenden bestimmt.

Die Bestimmung der Winkel ergab für  $\alpha_0 = 88.686^\circ$  und für  $\beta_0 = 86.114^\circ$  für eine Photonenenergie von 852.373 eV, die sehr nah an den oben angegebenen optimalen Winkelpositionen liegen. Eine genauere Beschreibung der Winkelbestimmung für  $\alpha_0$  und  $\beta_0$  ist in Kapitel 5.2.1 zu finden.

Für die Kohärenzbedingungen ist eine Bandbreite von  $\Delta\omega/\omega=0.006$  entsprechend 5.13 eV für die dritte Harmonische erforderlich. Um die Feinstrukturen der optischen Konstanten  $\beta$  und  $\delta$  an den L-Kanten aufzulösen, ist allerdings ein noch wesentlich besseres Auflösungsvermögen  $\Delta\hbar\omega \approx 0.1$  eV anzustreben. Mit diesen Werten waren die Fokalbedingung und die Gittergleichung nur annähernd gleichzeitig erfüllt, was zu einer (rechnerischen) Aberation von ca. 0.16 eV (siehe Ref. [Bac07]) führt. Das gesamte erwartete Auflösungsvermögen von 0.21 eV erfüllt aber immer noch die oben definierten Erfordernisse.

Im Experiment wurde bei dem Winkel  $\alpha_0 = 88.686^\circ$  die Ortsauflösung des CCD-Detektors benutzt, um in der dispersiven Ebene gleichzeitig verschiedene Energien um die L-Absorptionskanten zu messen. Hierbei muss allerdings beachtet werden, dass der Verlauf der Energie als Funktion der CCD-Koordinate  $S$  nur annähernd linear ist. Der exakte Zusammenhang (bezogen auf die Gittermitte  $w = 0$ ) zwischen Photonenenergie  $\hbar\omega$  und CCD-Koordinate  $S$  lautet

$$\hbar\omega = \frac{2\pi\hbar c l_0}{\sin \beta_0 - \sin(\beta_0 + S/L_b) + 2\pi\hbar c l_0/\hbar\omega_0} \quad , \quad (4.9)$$

wobei  $\hbar\omega_0 = 852.373$  eV die Energie der Maxima an der  $L_3$ -Absorptionskante von Nickel (weiße Linie) ist. Die Nichtlinearität der Energiegleichung spiegelt sich deutlich in der Reihenentwicklung

$$\hbar\omega = 852.373 \text{ eV} + 4.070 \text{ eV/mm } S + 0.0150 \text{ eV/mm}^2 S^2 \quad (4.10)$$

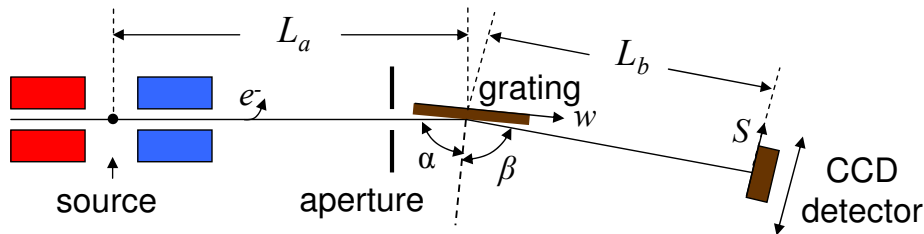
wider. Für eine fast volle Detektorbreite von 10 mm kann sie bei einem Energiehub von 40.7 eV bis zu 1.5 eV betragen. Für die Dispersion gilt

$$D = \frac{\partial \hbar\omega}{\partial S} = \frac{2\pi \hbar c l_0 \cos(\beta_0 + S/L_b)}{L_b(\sin \beta_0 - \sin(\beta_0 + S/L_b) + 2\pi \hbar c l_0 / \hbar\omega_0)^2} \quad (4.11)$$

mit der Reihenentwicklung

$$D = 4.070 \text{ eV/mm} + 0.0300 \text{ eV/mm}^2 S . \quad (4.12)$$

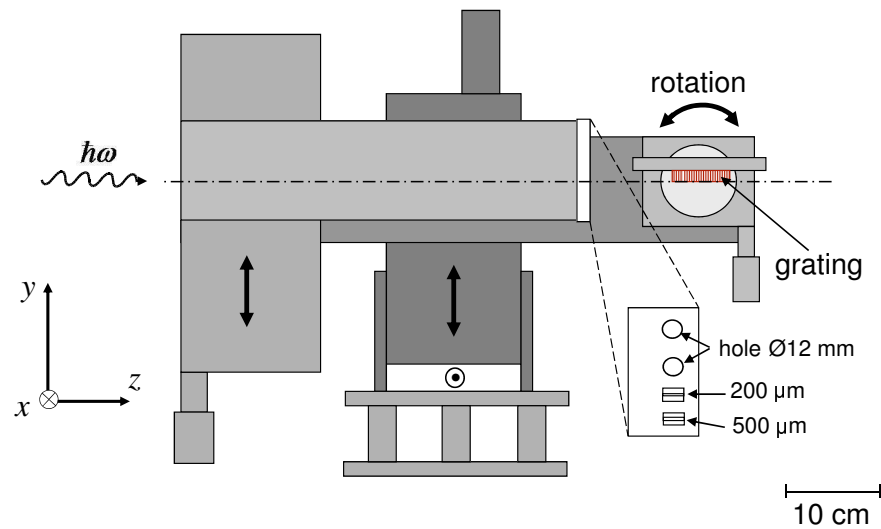
Sie hat für  $\hbar\omega_0 = 852.373$  eV den Wert  $D_0 = 4.070$  eV/mm und variiert bei einem Energiehub von 40.7 eV entsprechend  $S = 10$  mm um bis zu 0.3 eV/mm oder 7.4 %. Somit kann mit der linearisierten Energiegleichung selbst im Bereich der  $L_2$ -Absorptionskante bei ca. 872 eV ein Energiegleichfehler von 0.25 eV auftreten.



**Abbildung 4.11:** Prinzipieller Aufbau des Gitterspektrometers. Die Strahlung wird mit einem Gitter variabler Liniendichte (Blaze-Winkel ca.  $1.5^\circ$ ) monochromatisiert und mit einem offenem CCD-Detektor [AndXX] mit  $1024 \times 1024$  Pixeln und einer Pixelgröße von  $13 \mu\text{m} \times 13 \mu\text{m}$  nachgewiesen. Es sind  $L_a = 10.93$  m und  $L_b = 6.94$  m.

Zur Positionierung des Gitters in den Strahlengang diene die in Abb. 4.12 dargestellte Anordnung. Der gesamte Aufbau ist in einer Vakuumkammer aufgebaut und lässt sich mit Hilfe eines vertikalen und horizontalen Verschiebetisches positionieren. Ein weiterer vertikaler Verschiebetisch diene dazu, ein System aus verschiedenen Blenden vor das Gitter zu fahren. Dadurch wird die vertikale Winkelakzeptanz beschränkt, um eine möglichst hohe Kohärenz zu erzielen. Die horizontale Winkelakzeptanz resultiert aus der Größe des CCD-Detektors.

Die Neuerung an dem Gitterspektrometers ist der Nachweis der Strahlung mit einem fensterlosen ortsauflösendem CCD-Detektor (ANDOR DO-434 BN CCD [AndXX]). Er besteht aus einem Marconi CCD47-10 [MirXX] Chip mit  $1024 \times 1024$  Pixeln mit einer Pixelgröße von  $13 \times 13 \mu\text{m}^2$ . Die wichtigsten Eigenschaften des Chips sind in der

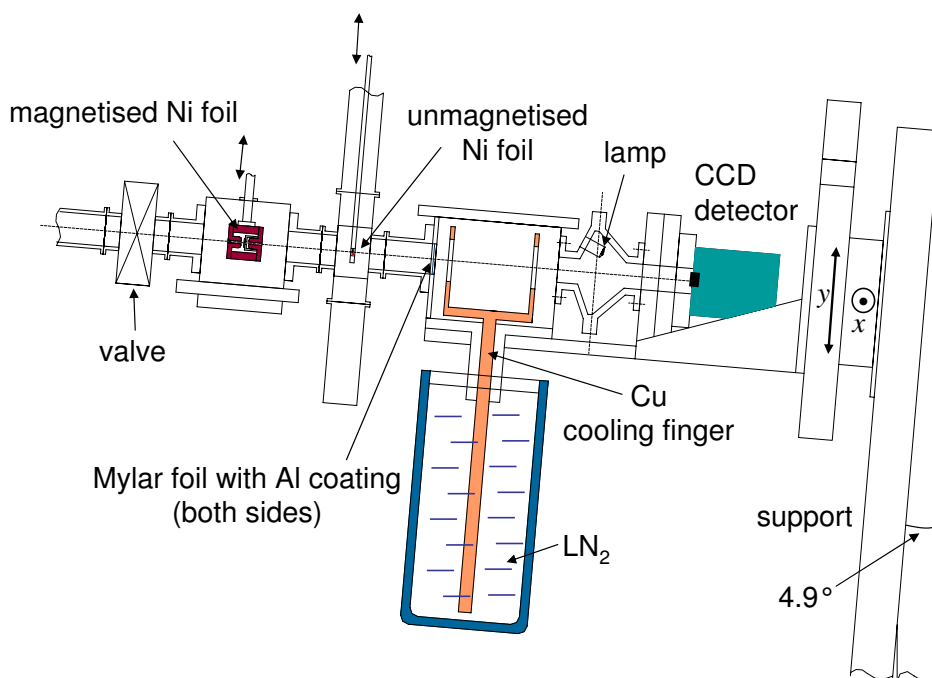


**Abbildung 4.12:** Seitenansicht des Gitterspektrometers. Das Gitter ist auf einem Rotationstisch (Newport, Typ 0815) mit einer Winkelauflösung von  $0.001^\circ$  positioniert. Eine vertikale und horizontale Verschiebung ist durch Lineartische (Newport, Typ 0815, Auflösung  $0.1 \mu\text{m}$ ) möglich. Mit einem zusätzlichen vertikalen Verschiebetisch (Auflösung  $1 \mu\text{m}$ ) sind vor dem Gitter zwei Schlitzblenden (Schlitzeinheit  $500 \mu\text{m}$  und  $200 \mu\text{m}$ ) und eine Kreisblende mit einem Durchmesser von  $12 \text{ mm}$  einstellbar.

Tabelle 4.2 aufgelistet. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Gha05]. Um die Signale sicher von dem Rauschen eines Pixels ( $130 \text{ eV}$  bei  $5.89 \text{ keV}$ ) trennen zu können, wurde der Detektor in dem sogenannten Bildmodus betrieben, d.h. während der Belichtungszeit wurden die Ladung, die von vielen Photonen pro Pixel produziert wurde, akkumuliert. Die intrinsische Energieauflösung der CCD geht zwar dadurch verloren - bei geeigneter Einstellung des Gitters kann aber gewährleistet werden, dass nur eine ausgewählte Harmonische der Undulatorstrahlung auf den CCD-Detektor fällt. Die maximale Belichtungszeit ergibt sich dann aus der zulässigen Ladung von  $10^5 \text{ e}$ , die in einem Pixel gespeichert werden kann. Das Stromrauschen von  $0.1 \text{ e/pixel/s}$  bei  $-40^\circ \text{ C}$ , das linear mit der Zeit anwächst, ist infolge der Peltier-Kühlung des CCD-Chips für

**Tabelle 4.2:** Eigenschaften des ANDOR DO 434 BN CCD Detektors [AndXX].

CCD chip	Marconi 47-10
Dicke der Verarmungszone [ $\mu\text{m}$ ]	$\simeq 10$
Dunkelstrom [ $\text{e/pixel/sec}$ ]	0.1 bei $-40^\circ\text{C}$
Minimale Temperatur [ $^\circ\text{C}$ ]	-80
Pixelgröße [ $\mu\text{m}^2$ ]	$13 \times 13$
Effektive Oberfläche [ $\text{mm}^2$ ]	$13.312 \times 13.312$
R.m.s. Ausleserauschen [ $\text{e/pixel}$ ]	6.8 bei 1MHz
Pixel sättigung [ $\text{e/pixel}$ ]	100000
Verstärkung [ $\text{e}^- \text{count}$ ] @ 1 & 2,16,32 $\mu\text{s}$	2, 1.4, 0.7



**Abbildung 4.13:** Detektoraufbau. Die CCD befindet sich auf einem horizontalen und einem vertikalen Verschiebetisch (Auflösung  $0.1 \mu\text{m}$ ). Der Gesamtaufbau ist unter einem Winkel von  $4.9^\circ$  zum Lot geneigt. Der CCD-Chip wird durch Peltierelemente auf  $-40^\circ \text{C}$  gekühlt. Vor dem CCD-Chip befindet sich in einer Vakuumkammer ein mit flüssigem Stickstoff ( $\text{LN}_2$ ) gekühlter Kühlfinger aus Kupfer. Falls sich dennoch Restgasmoleküle auf dem CCD-Chip anlagern, kann dieser mit einer im Vakuum montierten Halogenlampe schnell auf ca.  $+40^\circ \text{C}$  aufgeheizt werden. Die Abschirmung gegen sichtbares Licht erfolgte durch eine  $34 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  dicke Polyimidfolie, die beidseitig mit einer  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  dicken Aluminiumschicht bedampft ist.

Belichtungszeiten von einigen Sekunden völlig vernachlässigbar. Wegen der relativ langen Auslesezeit von  $1.2 \text{ s}$  für den gesamten CCD-Chip, sind längere Belichtungszeiten von bis zu ca.  $20 \text{ s}$  wünschenswert und daher auch erlaubt.

Der CCD-Detektoraufbau ist in Abb. 4.13 dargestellt. Um Kondensation von Wasser und Öl auf der CCD-Oberfläche zu vermeiden, muss das Vakuum besser als  $10^{-7} \text{ mbar}$  sein. Zu seiner Erzeugung wurden Turbomolekularpumpen (Leybold, Typ 0815) mit trockenlaufenden Membranpumpen verwendet. Ein in flüssig Stickstoff getauchter Kühlfinger vor dem CCD-Chip verbesserte zusätzlich das Vakuum in diesem Bereich.

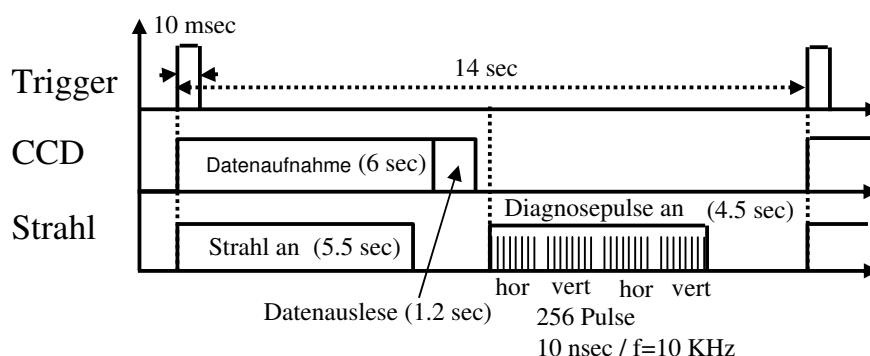
## 4.4 Elektronik und Datenaufnahmesystem

Der Belichtungs- und Auslesezyklus ist schematisch in Abb. 4.14 dargestellt. Ein Impulsgenerator mit einer Repetitionsrate von  $1/14 \text{ Hz}$  startet sowohl die Belichtungszeit der CCD als auch den Elektronenstrahl von MAMI. Die Datenauslese erfolgt während der Strahl-Aus-Phase mit Hilfe des Programms AndorMCD ([AndXX]) mit einem un-



ter Windows XP betriebenen Rechner. Anschließend wird eine Serie von Diagnosepulsen gestartet die dazu dienen, die horizontale und vertikale Strahlage mit Hilfe der Hochfrequenz-Positionsresonatoren zu überprüfen und gegebenenfalls Regelsignale an die entsprechenden Dipolmagnete weiter zu leiten. Die Pixelinhalte der CCD werden während dieser Phase permanent gelöscht. Diese Prozedur wird mehrmals wiederholt und die Pixelinhalte im Rechner automatisch addiert. Nach einer vorgewählten Zahl von Zyklen stoppt der Vorgang und es werden die Daten auf die Festplatte geschrieben. Durch Verfahren eines Motors, wie z.B. die translatorische Bewegung eines Undulators wird eine neue Serie von Messungen gestartet.

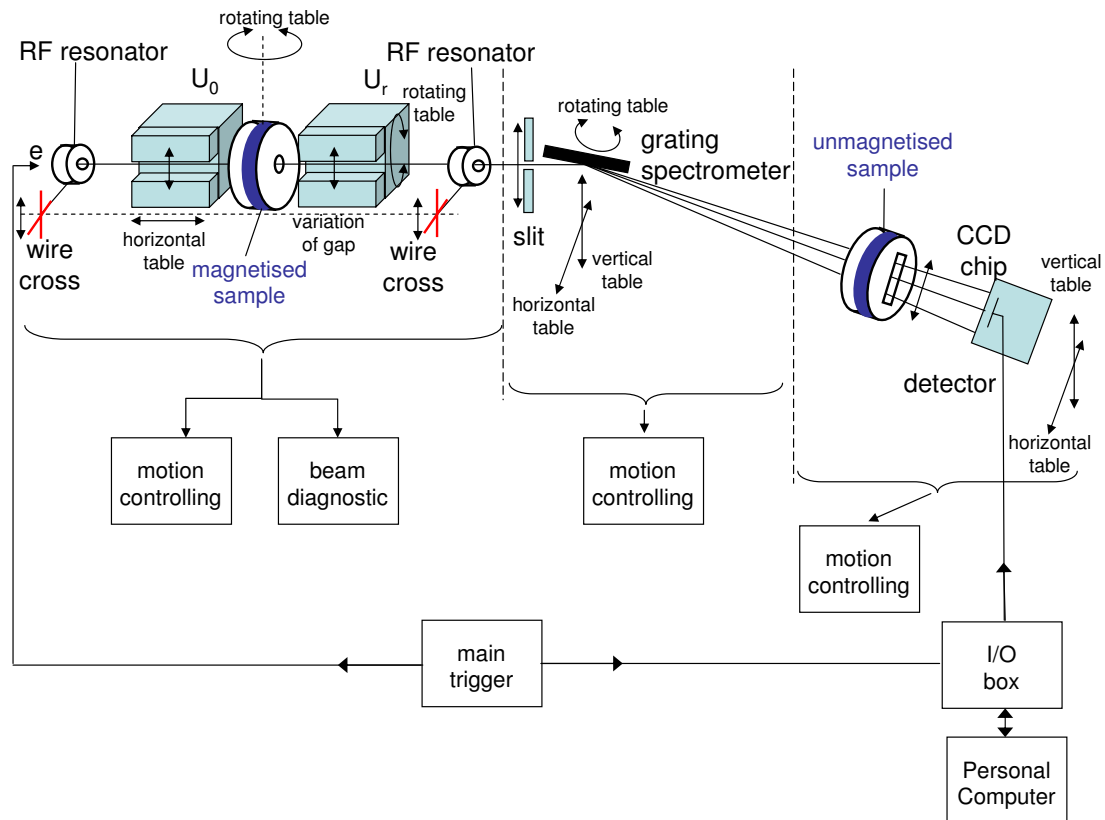
Der gesamte Aufbau aller Steuerungskomponenten ist in Abb. 4.15 dargestellt. Die Steuerung der Schrittmotoren des Undulatoraufbaus erfolgt über Leistungstreiber und PC-Einsteckkarten der Marke Kundler mit Hilfe eines C-Programms in der Programmumgebung ROOT[ROOT]. Auch die mit Gleichstrommotoren betriebenen Tische des Gitterspektrometers und die Detektortische werden mit PC-Einsteckkarten (PI, C-842.20) und dem gleichen Programm angesteuert. Die Kopplung mit der Datenaufnahme wird durch den Programm AndorMCD gewährleistet.



**Abbildung 4.14:** Belichtungs- und Auslesezyklus der CCD. Die 256 Diagnosepulse mit einer Pulsbreite von 10 ns dienen zur Strahlagestabilisierung (siehe Kapitel 5).

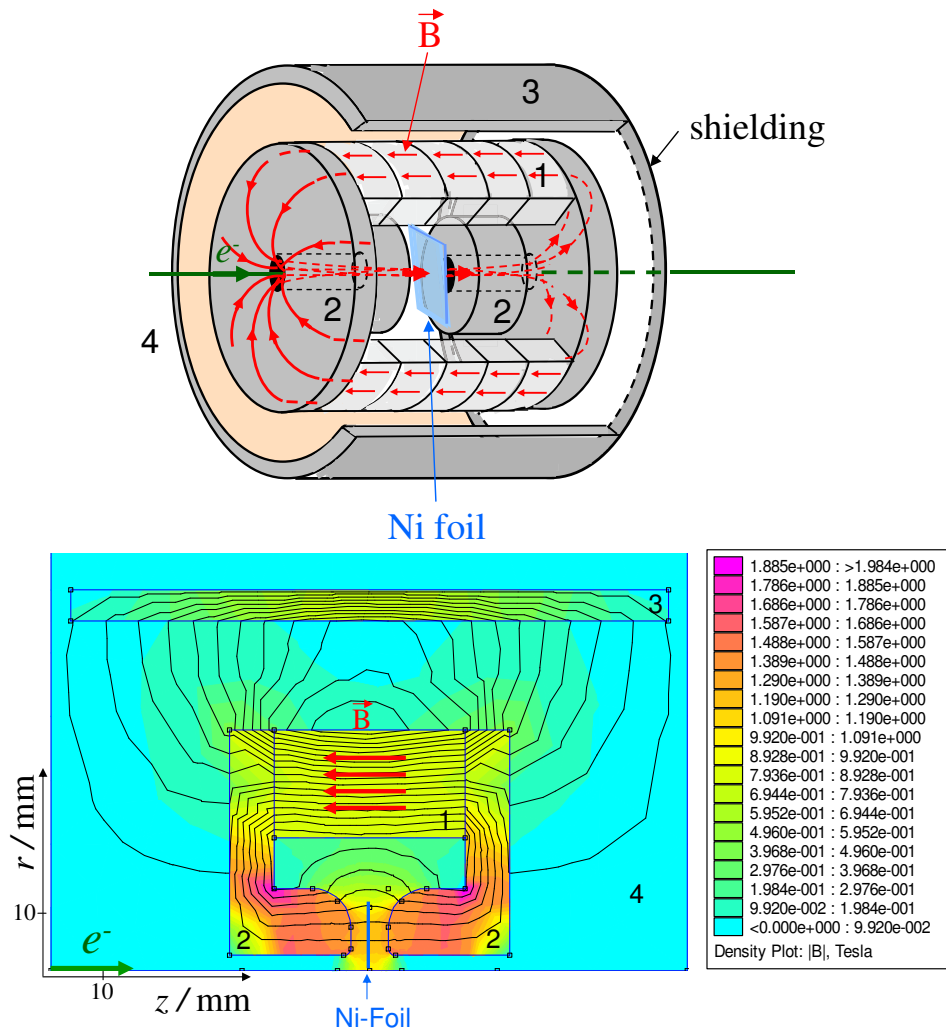
## 4.5 Anordnung zur Magnetisierung der Probefolien

Die Sättigungsinduktion der verwendeten Ni-Folie beträgt nach Referenz [Fer97]  $B_{sat} = 0.9$  T. Die Aufgabe bestand nun darin, eine Magnetfeldanordnung zu entwickeln, mit der sich die Probefolie senkrecht zu der Oberflächennormale bis zu dieser Sättigung magnetisieren lässt. Das Magnetfeld soll hierbei den Elektronenstrahl nach Möglichkeit nicht beeinflussen. In Abb. 4.16 ist der Aufbau aus NdFeB Ringmagneten (IBS Magnet, NE7642) und Weicheisen (Firma Vacoflux50) [VacXX] zur Rückkopplung des magnetischen Flusses dargestellt. Das Magnetfeld wurde mit Hilfe des zweidimensionalen Programmcodes FEMM [FemXX] berechnet. Beim Design wurden die magnetischen Eigenschaften (Magnetisierungskurven) der verwendeten Materialien mit berücksichtigt. Insbesondere wurde darauf geachtet, dass die Sättigungsmagnetisierung  $B_{sat} = 2.35$  T des Weicheisens nicht erreicht wird. Die Randfelder wurden durch



**Abbildung 4.15:** Elektronik zur Steuerung und Datenaufnahme. Im Undulatorenbau werden 7 Schrittmotoren verwendet, die die Bewegungen Spalthöhe von  $U_0$  und  $U_r$ , horizontale Translation von  $U_0$  und  $U_r$ , Rotation von  $U_r$ , Translation des Gesamtaufbaus und Rotation der Probefolie ausführen. Außerdem können zwei Drahtkreuze und Fluoreszenzschirme (im Bild sind nicht zu sehen) zur Bestimmung der Strahlfleckgröße in den Strahlengang gefahren werden.

zusätzliche Rückführungsplatten minimiert. Das Ergebnis der Berechnungen ist im unteren Teil der Abb. 4.16 und in Abb. 4.17 dargestellt. Auf der Symmetrieachse ergibt sich für  $B_z$  ein Wert 1.08 T. Diese Magnetfeldstärke konnte durch Messungen mit einer Hallsonde bestätigt werden. Der gesamte Aufbau ist um  $360^\circ$  drehbar und kann in  $x, y$ -Richtung justiert werden. Er wurde zwischen beiden Undulatoren in der Vakuumkammer montiert.



**Abbildung 4.16:** Anordnung zur Magnetisierung der Nickel-Folie. Oberer Teil: Explosionszeichnung des Aufbaus. Es ist (1) NdFeB Ringmagnete ( $B_r = 1.21$  T) mit einem äußeren Durchmesser von 76 mm und einem inneren Durchmesser von 42 mm, (2) Weicheisenrückkopplungsplatten aus Vacoflux50 (50% CoFe Legierung mit  $B_{sat} = 2.35$  T), (3) Vacoflux50 Abschirmung und (4) Luft. Damit die Streufelder einen möglichst geringen Einfluss auf die Elektronenbahnen ausüben, wurden sie mit einem Eisenmantel (3) abgeschirmt. Unterer Teil: Berechnungen der Magnetfeldstärke mit Hilfe des Rechenprogramms FEMM [FemXX].

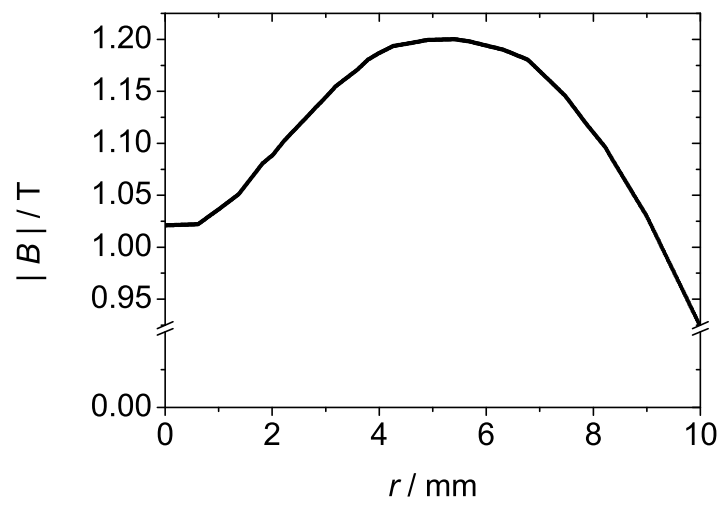


Abbildung 4.17: Longitudinale Komponente des Magnetfeldes entlang der  $r$ -Achse.

# Kapitel 5

## Vorbereitende Messungen

In dem folgenden Kapitel werden vorbereitende Messungen beschrieben, die den Zweck hatten, die einzelnen Komponenten des Interferometers zu testen und zu charakterisieren. Zunächst werden Messungen zur Energie und Winkelverteilung der Undulatorstrahlung vorgestellt. Es folgt ein Abschnitt zur Bestimmung des Auflösungsvermögens des Gitterspektrometers mit Hilfe von Ne-Absorptionslinien. Das Kapitel schließt mit der Bestimmung der Dicken der zu untersuchenden Ni-Folien mit Hilfe von  $\alpha$ -Teilchen-Energieverlustmessungen.

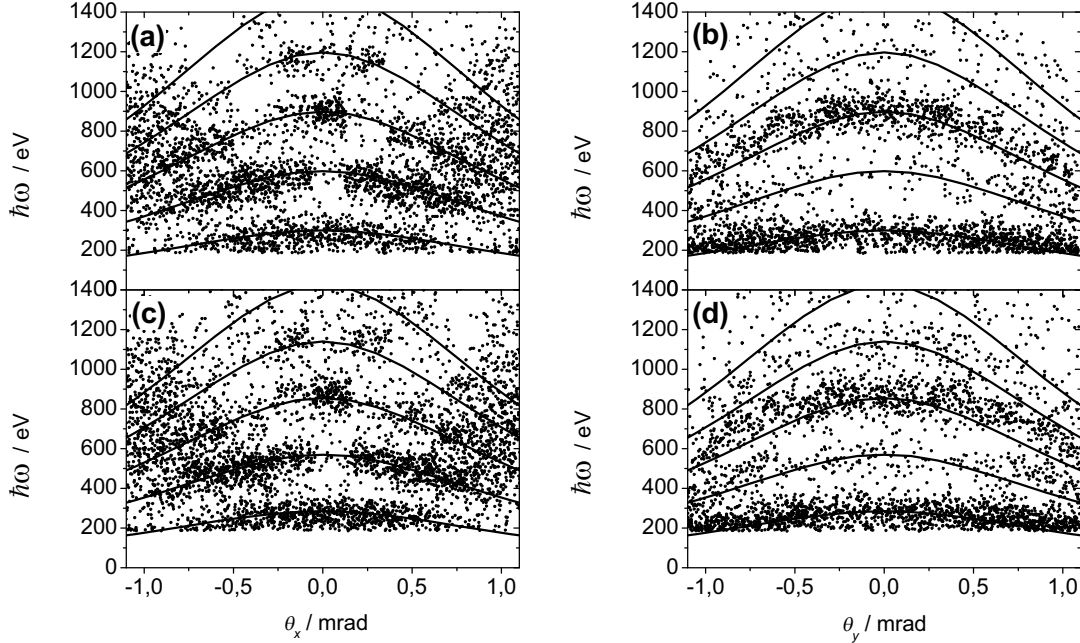
### 5.1 Energie und winkelaufgelöste Messungen mit einem hochauflösenden Ge-Detektor

Ziel dieser Experimente war es, die Strahlung der Undulatoren energie- und ortsauflöst für verschiedene Polschuhabstände zu messen, um durch einen Vergleich mit Berechnungen Rückschlüsse auf die Güte des Magnetfeldabgleichs der Undulatoren ziehen zu können.

Die Undulatoren, die Probenkammer sowie die Diagnoseelemente wurden am Strahlplatz hinter dem RTM3 (siehe Abb. 4.1) der X1-Strahlführung eingebaut. Die Mittelpunkte der Hochfrequenzresonatoren wurden vorher auf die magnetische Achse der beiden Undulatoren justiert. Mit Hilfe dieser beiden Fixpunkte erfolgte dann die Ausrichtung der gesamten Apparatur relativ zur Elektronenstrahlachse.

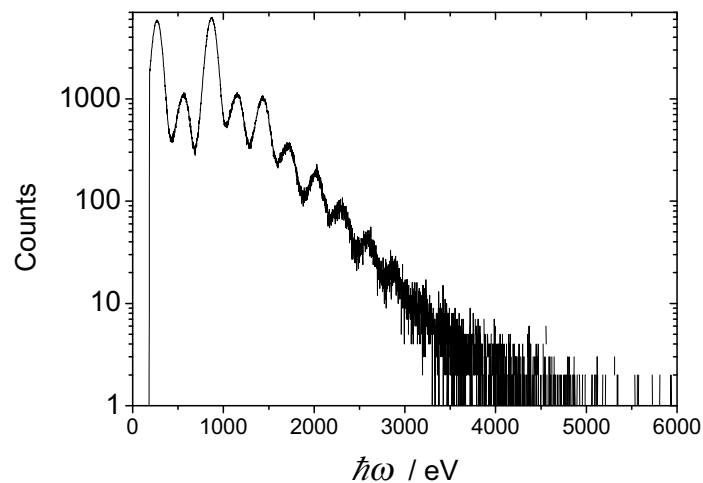
Das Energiespektrum der Strahlung wurde mit einem verfahrbaren Germanium Detektor (Canberra, Ultra LeGe GUL0035P) in einer Entfernung von 18.09 m von der Mitte des Undulatoraufbaus gemessen. Zunächst wurde der Magnetspalt eines Undulators vollständig auf 12 mm geöffnet und mit dem zweiten Undulator bei geschlossenem Magnetspalt die Achse der Undulatorstrahlung durch horizontales und vertikales Verfahren des Detektors gesucht. Eine Lochblende mit 1 mm Durchmesser, die sich unmittelbar vor dem Eintrittsfenster ( $0.4 \mu\text{m}$  Polyimidfolie mit  $0.1 \mu\text{m}$  Al Bedampfung) des Detektors befand, definierte dabei die Winkelauflösung von  $0.054 \text{ mrad}$ . Gemessen wurde

bei einem Strahlstrom von 0.7 nA, bei einer Elektronenstrahlenergie von 750 MeV und einer Messzeit von 10 s pro 2.5 mm Verfahrenposition des Detektors. Die horizontale Winkel- und Energieverteilungen sind als Streudiagramm in Abb. 5.1 dargestellt.



**Abbildung 5.1:** Linke Spalte: Streudiagramm der horizontalen Winkel- und Energieverteilung der Strahlung für (a, b) den ersten Undulator  $U_0$  bei einem Magnetspalt von  $g = 3.6$  mm und (c, d) für den zweiten Undulator  $U_r$  bei einem Magnetspalt von  $g = 4$  mm. In vertikaler Richtung waren die Undulatoren jeweils auf Achse, d.h.  $\theta_y = 0$  mrad ausgerichtet. Rechte Spalte: Streudiagramm der vertikalen Winkel- und Energieverteilung mit den gleichen Parametern und horizontaler Ausrichtung der Undulatoren auf Achse, d.h.  $\theta_x = 0$  mrad. Die Zählrate wird durch den Grad der Schwärzung repräsentiert. Der Beitrag der Strahlung des jeweils anderen Undulators, der bei diesen Messungen vollständig auf ein Magnetspalt von 12 mm ( $U_0$ ) bzw. 14 mm ( $U_r$ ) geöffnet war, kann vernachlässigt werden. Die Energiegleichung wurde anhand der in Abschnitt 4.2.1.2 gemessenen K-Parameters bestimmt. Die durchgezogenen Linien sind Rechnungen nach Gl. (3.4) unter Berücksichtigung der Emittanzen  $\epsilon_x = 4.5 \pi$  nm rad,  $\epsilon_y = 0.4 \pi$  nm rad und Detektorapertur von 1 mm Durchmesser.

Die untere Diskriminatorschwelle begrenzt das Spektrum bei der Energie unterhalb von 180 eV, wodurch die erste Harmonische der Undulatorstrahlung teilweise abgeschnitten wird. Zu erkennen sind in horizontaler Richtung die typische Modulationen der Winkelabhängigkeit, wobei die Zahl der Knoten mit der Ordnung der Harmonischen kontinuierlich ansteigt. In vertikaler Richtung tritt diese Modulation nicht auf. Die Verteilung zeigt die typischen Minima im Verlauf der höheren Harmonischen und die Unterdrückung der geraden Harmonischen in Vorwärtsrichtung bei  $\theta_x = \theta_y = 0$ . Zusätzlich ist der Energieverlauf  $\hbar\omega_\theta$  der einzelnen Harmonischen gemäß den Berechnungen aus Kapitel 3.1 mit durchgezogenen Linien eingezeichnet. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen der Lage der experimentell nachgewiesenen Harmonischen und den Rechnungen zu erkennen.

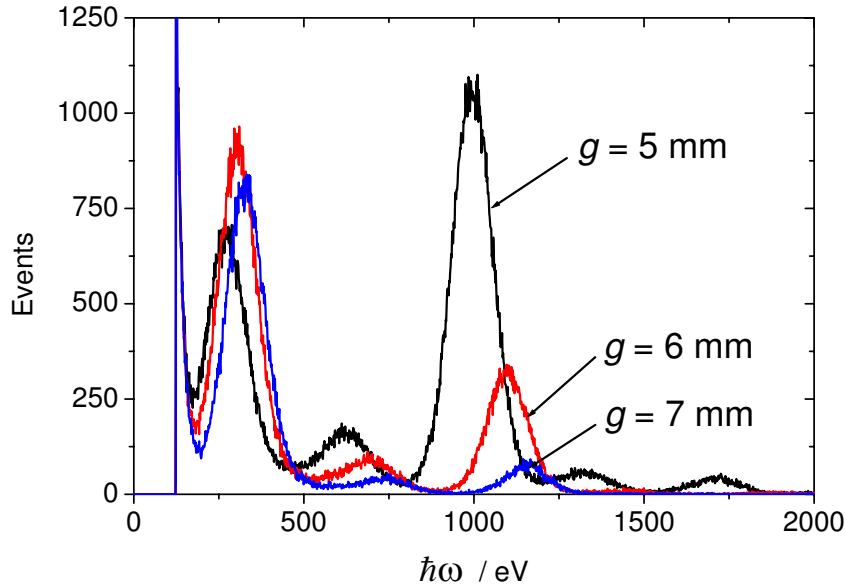


**Abbildung 5.2:** Energiespektrum der Undulatorstrahlung. Der Raumwinkel des Detektors wurde mit einer Blende von 1 mm Durchmesser begrenzt. Messzeit: 470 s, Strahlenergie 750 MeV, Strom 0.87 nA.

Um die Anzahl der höheren Harmonischen zu bestimmen, wurden das Energiespektrum mit höherer Statistik für Undulator  $U_r$  bei  $\theta_x = \theta_y = 0$  gemessen. Es ist in Abb. 5.2 in halblogarithmischer Darstellung gezeigt. Höhere Harmonische sind bis zur 14-ten Ordnung erkennbar, wodurch die gute Abstimmung der Magnetfelder der Undulatoren bestätigt wird (siehe Ref. [Diw96]).

Zusätzlich wurden die Energiespektren für drei verschiedene Polschuhabstände aufgenommen, die in Abb. 5.3 dargestellt sind. Deutlich ist die Energieverschiebung zu kleineren Energien und die Erhöhung der Intensität bei kleineren Polschuhabständen und damit größeren  $K$ -Parametern zu erkennen. Bei einer Variation von 2 mm des Polschuhabstandes ändert sich die Energie der dritten Harmonischen um  $\approx 200$  eV. Dass die erste Harmonische bei  $g = 5$  mm weniger Intensität hat als bei  $g = 6$  mm könnte daran liegen, dass das kohlenstoffhaltige Eintrittsfenster des Ge-Detektors nur einen Teil des Strahlprofils absorbiert. Die Energie  $\hbar\omega_0$  fällt mit der  $K$ -Absorptionskante von Kohlenstoff bei 285 eV für die erste Harmonische zusammen und beim Überschreiten dieser Energien kommt es zu einem Abfall der Zählrate.

Nach den in Abschnitt 4.2.1.1 diskutierten Forderungen soll der Kohärenzverlust durch die unterschiedliche spektrale Verteilungen der beiden Undulatoren möglichst gering gehalten werden. Der Abgleich der Energieverteilung der beiden Undulatoren relativ zueinander wurde deshalb nicht mit der Genauigkeit der Energieauflösung des Ge-Detektors durchgeführt, sondern mit Hilfe des Gitterspektrometers und einem CCD-Detektor. Dies kann mit einer Energieauflösung von  $\Delta\hbar\omega = 0.053$  eV für die dritte Harmonische beider Undulatoren durchgeführt werden. Die Messungen werden im folgenden Abschnitt beschrieben.



**Abbildung 5.3:** Spektren gemessen in Richtung des Elektronenstrahls für verschiedene Magnetspaltbreiten des Referenzundulators  $U_r$ . Bei  $g = 5$  mm wird die erste Harmonische teilweise im kohlenstoffhaltigen Eintrittsfenster des Ge-Detektors absorbiert.

## 5.2 Analyse der dritten Harmonischen mit dem Gitterspektrometer

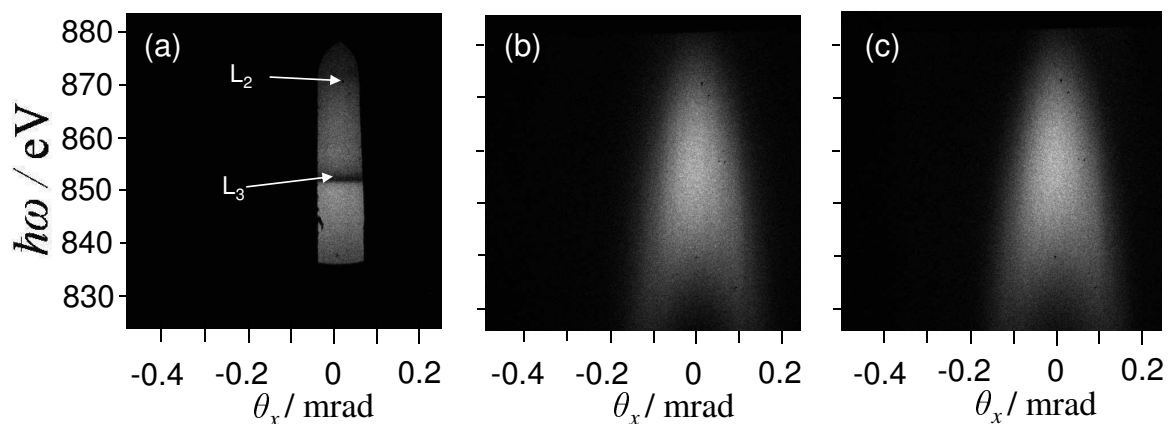
Mit der Messung der Intensität als Funktion der Photonenergie der dritten Harmonischen sollten die Spektralverteilungen beider Undulatoren miteinander verglichen und gegebenenfalls aufeinander abgestimmt werden. Die im folgenden beschriebenen Messungen wurden bei einer Strahlenergie von 690 MeV durchgeführt, so dass die dritte Harmonische bei einer Photonenergie von ca. 855 eV emittiert wird.

Ziel der vorbereitenden Messungen war die beiden Undulatoren einzeln auszumessen, um eine getrennte Charakterisierung von  $U_0$  bzw.  $U_r$  zu ermöglichen. Die Messungen wurden für verschiedene Magnetspaltbreiten durchgeführt mit dem Ziel, die beiden Undulatoren energetisch abzugleichen. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abb. 5.4 (a) dargestellt. Die entsprechende Messung ohne Ni-Folie ist in Abb. 5.4 (b) gezeigt. Danach wurde der erste Undulator ganz aufgefahren und der Schwerpunkt der Energieverteilung der Strahlung des Referenzundulators durch Magnetspaltvariation möglichst genau auf den des ersten Undulators eingestellt (siehe Abbildung 5.4 (c)). Schnitte entlang der energiedispersiven Richtung bei  $\theta_x = (0 \pm 0.009)$  mrad sind in Abb. 5.5 gezeigt. Im linken Teilbild unterscheiden sich die spektralen Verteilungen der beiden Undulatoren sowohl in der Energie als auch in der Intensität. Eine weitere Magnetspaltvariation von nur 140  $\mu\text{m}$  des zweiten Undulators bewirkt eine vollständige Überlappung der beiden Spektralverteilungen die in Abb. 5.5 (b) dargestellt sind. Der Schwerpunkt der Spektralverteilungen liegt bei dem ersten Undulator bei  $\hbar\omega(U_0) = 854.67$  eV und bei dem Referenzundulator bei  $\hbar\omega(U_r) = 854.99$  eV. Die Differenz der Intensitäten der Linien ist kleiner als 0.28%. Daraus resultiert ein Unterschied im  $K$ -Parameter der



beiden Undulatoren von nur  $\Delta K = 6.1 \cdot 10^{-4}$ . Die Abnahme der Kohärenz beträgt damit nur  $8 \cdot 10^{-5}$  (siehe Ref. [Dam98]) und kann gegenüber den anderen kohärenzverschlechternden Faktoren vollständig vernachlässigt werden. Die Linienbreite von  $(28.1 \pm 0.9)$  eV und  $(28.7 \pm 1.1)$  eV ist in gutem Einklang mit der Linienbreite von 26 eV, die nach Gl. (3.4) für einen idealen Undulator in idealer Geometrie zu erwarten wäre.

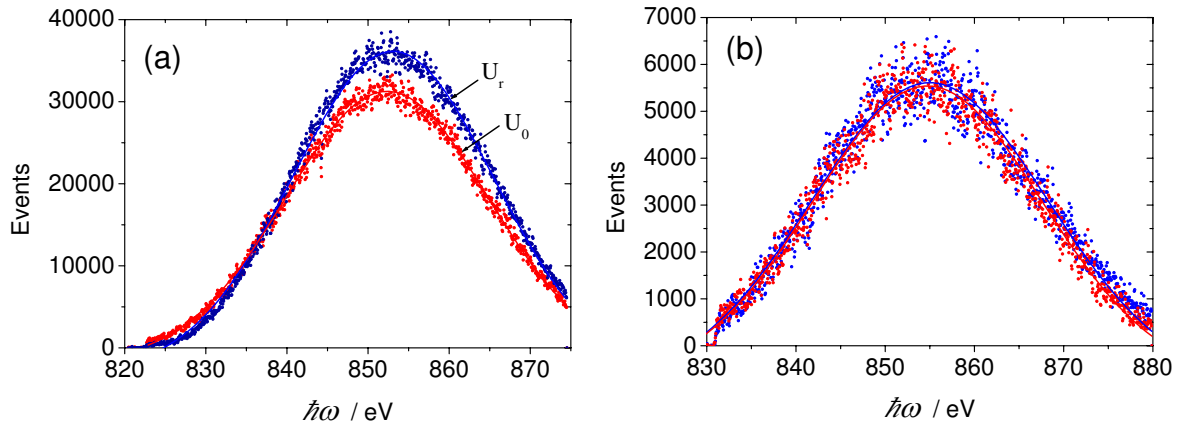
Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich durch die Magnetspaltvariation die spektrale Verteilung der Undulatoren relativ zueinander so gut abstimmen lassen, dass kein merklicher Kohärenzverlust auftritt. Mit der Möglichkeit der Energievariation des Elektronenstrahls in Schritten von 15 MeV und der Magnetspaltvariation sind kontinuierliche Strahlungsenergien der dritten Harmonischen bis 1.3 keV möglich, die durch die maximale Elektronenstrahlenergie von 855 MeV von MAMI und die minimale Magnetspaltbreite (und damit der maximale K-Parameter) des Undulators begrenzt ist. Für höhere Energien können die höhere Harmonische der Undulatorstrahlung benutzt werden, wobei mit einem Intensitätsverlust zu rechnen ist.



**Abbildung 5.4:** Aufnahmen der dritten Harmonischen der Undulatorstrahlung nach dem Gitterspektrometer mit Hilfe der CCD-Kamera. Die Ordinate ist die energiedispersive Richtung des Gitterspektrometers. (a) Strahlung des ersten Undulators mit einem 96.4 nm dicken Ni-Absorber vor dem Detektor, (b) gleiche Messung ohne Absorber und (c) Strahlung des Referenzundulators bei vollständig geöffnetem Magnetspalt des ersten Undulators. Alle Messungen wurden bei einem Strahlstrom 90 nA einer Elektronenenergie von 690 MeV und einer Belichtungszeit der CCD von 21 s durchgeführt. In Teilbild (a) sind deutlich die weißen Linien an den  $L_3$ - und  $L_2$ -Absorptionskanten von Ni bei ca. 852 eV bzw. 869 eV zu erkennen. Die Eichung der Ordinate erfolgte mit den Ni-Kanten und linearer mittlerer Energiedispersion.

### 5.2.1 Einstellung des Gitterspektrometers und Energieeichung

Zunächst wurde das Gitter senkrecht gestellt, indem ein zuvor mit der Sollrichtung des Elektronenstrahls ausgerichteter Laserstrahl in sich selbst zurückreflektiert wurde. Durch anschließende Drehung des Gitters um  $-90^\circ$  wurde die waagerechte Position des Gitters definiert. Die Unsicherheit von 6/1000 Rad dieser Einstellung resultiert aus



**Abbildung 5.5:** Schnitte der CCD-Aufnahmen aus Abbildung 5.4 entlang der energie-dispersiven Richtung bei  $\theta_x = (0 \pm 0.009)$  mrad. (a) Blaue Datenpunkte: Referenzundulator bei einem Magnetspaltabstand von 4.05 mm, rote Datenpunkte: erster Undulator bei Spaltbreiten von 3.6 mm. Der Schwerpunkt der Energieverteilung liegt bei  $\hbar\omega = (853.06 \pm 0.02)$  eV für den Referenzundulator bzw. bei  $(852.34 \pm 0.02)$  eV für den ersten Undulator. (b) Der Magnetspaltabstand des Referenzundulators wurde um  $140 \mu\text{m}$  vergrößert, so dass die spektralen Verteilungen möglichst vollständig überlappen. Die Halbwertsbreite der Energieverteilung beträgt für den Referenzundulator  $(28.1 \pm 0.9)$  eV und für den ersten Undulator  $(28.7 \pm 1.1)$  eV. Die Interferometriemessungen wurden für diese Einstellung vorgenommen.

der Abweichung der Elektronenstrahlrichtung von der optischen Achse des Justierlaser und der Einstellgenauigkeit des Gitterdrehtisches. Anschließend wurde das Gitter um  $1.26^\circ$  auf den Einfallswinkel  $\alpha = 88.740^\circ$  gedreht (siehe Abb. 4.11), der sich aus Optimierungsrechnungen (siehe Abschnitt 4.3) für die Photonenergie von  $852.373$  eV ergibt.

Um den tatsächlich eingestellten Winkel  $\alpha$  zu bestimmen, wurden die Absorptionsmessungen an Neon herangezogen (siehe Kap. 5.3.1). Bei diesen Messungen wurde die Strahlungsabsorption des  $1s - 3p$  Übergangs von Ne bei einer Energie von  $(867.18 \pm 0.02)$  eV ([Teo93]) auf der CCD abgebildet. Anschließend wurde das Gitter um  $1.323^\circ$  verdreht, um die Strahlung in nullter Gitterordnung auf die CCD zu reflektieren. Hier ist der Einfallswinkel  $\alpha$  gleich dem Ausfallswinkel  $\beta$ . Aus diesen beiden Messungen, dem bekannten Abstand  $L_b = 6.94$  m zwischen Gitter und CCD-Detektor und dem Abstand  $d = 0.26$  mm zwischen dem Strahlungsmaximum in nullter Ordnung und dem Absorptionsmaximum des Neon  $1s - 3p$  Übergangs auf der CCD wurde anhand der Gittergleichung (4.7) der Einfallswinkel zu  $\alpha_0 = (88.8357 \pm 0.003)^\circ$  bestimmt. Für alle weiteren Messungen wurde dieser Winkel als Referenzwinkel benutzt. Der Fehler in dieser Winkelbestimmung resultiert hauptsächlich aus der Reproduzierbarkeit des Gitterdrehtisches.

Für den Neon  $1s - 3p$  Übergang erhält man bei bekannter Absorptionsenergie den Ausfallswinkel  $\beta_0 = 86.1917^\circ$ . Die Energieeichung in der dispersiven Ebene der CCD ergibt sich daraus zu

$$\hbar\omega(\Delta\beta) = \frac{l_0 2\pi\hbar c}{\sin(\alpha_0) - \sin(\beta_0 + \Delta\beta)} \quad (5.1)$$

und

$$\Delta\beta = \frac{\Delta S}{L_b} = \frac{\Delta N \cdot a}{L_b}. \quad (5.2)$$

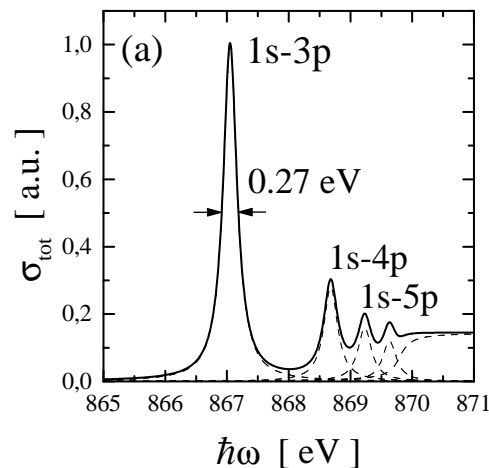
Es ist  $\Delta S$  der Abstand vom Bezugspunkt der Ne  $1s-3p$  Absorptionslinie auf der CCD,  $\Delta N$  der entsprechende Abstand in Pixel und  $a = 13 \mu\text{m}$  die Pixelgröße.

### 5.3 Bestimmung des Auflösungsvermögens des VLS-Gitterspektrometers mit CCD-Detektor

Im folgenden werden Messungen zur Bestimmung des Auflösungsvermögens des in Abschnitt 4.3 vorgestellten VLS-Spektrometers beschrieben.

#### 5.3.1 Messmethode

Die zugrunde liegende Messmethode ist in [Dam98] beschrieben und beruht auf der Messung der Absorptionsstruktur des Edelgases Neon in der K-Absorptionskante bei 870 eV. Unterhalb dieser Energie ist die Neon  $1s-np$  Serie zu erkennen (siehe Abb. 5.6).



**Abbildung 5.6:** Messmethode zur Bestimmung der Spektrometerauflösung. Verlauf des totalen Absorptionswirkungsquerschnittes an der Neon K-Kante [Hit80].

Der energetisch niedrigste Übergang  $1s-3p$  befindet sich bei einer Energie von  $\hbar\omega = (867.18 \pm 0.02) \text{ eV}$ , der  $1s-4p$  Übergang bei  $\hbar\omega = (868.77 \pm 0.02) \text{ eV}$ , der  $1s-5p$  Übergang bei  $\hbar\omega = (869.43 \pm 0.02) \text{ eV}$  und der  $1s-6p$  Übergang bei  $\hbar\omega = (869.71 \pm 0.02) \text{ eV}$  [Teo93]. Damit ist es möglich das Auflösungsvermögen  $\Delta\hbar\omega$  des Spektrometers durch Absorptionsmessungen zu ermitteln. Die Undulatorstrahlung wird in einer mit Neon

gefüllten Zelle absorbiert. Die Absorptionsstruktur hängt neben der Massenbelegung der Gasschicht auch vom Auflösungsvermögen des Spektrometers ab. Die mathematische Beschreibung des 1s-3p-Übergangs wird durch eine Faltung

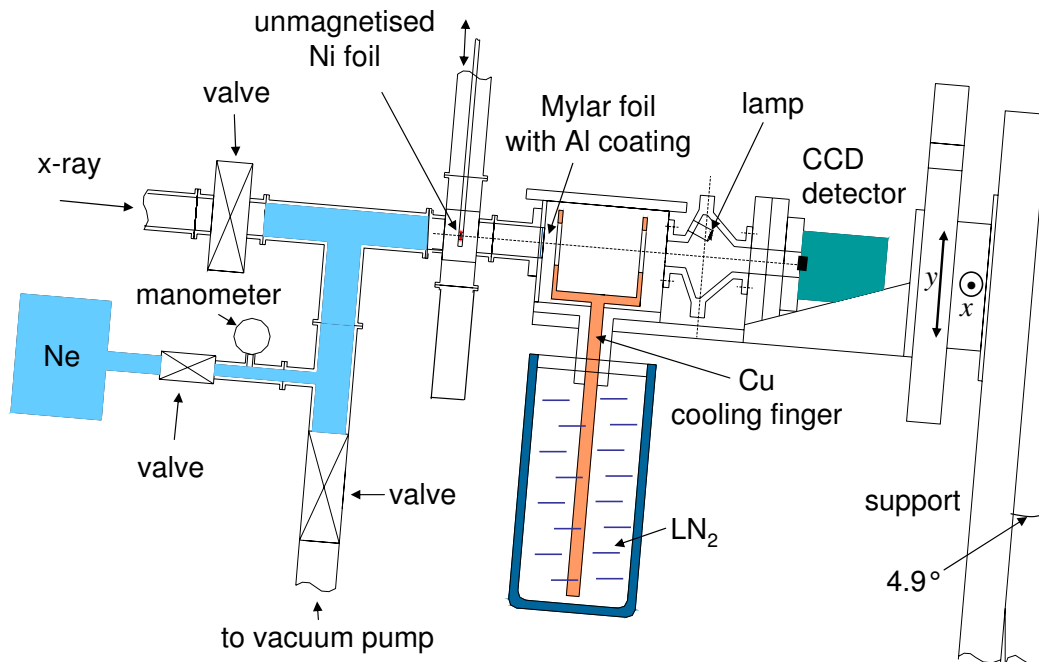
$$I(\hbar\omega) = \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\hbar\omega}} \exp \left[ -\frac{(\hbar\omega)^2}{2\sigma_{\hbar\omega}^2} \right] \right) \otimes \left( I_0(\hbar\omega) \cdot \exp[-\mu(\hbar\omega) d] \right) \quad (5.3)$$

beschrieben, wobei  $I_0(\hbar\omega)$  die Intensität ohne Gas,  $\mu(\hbar\omega)$  der Absorptionskoeffizient und  $d$  die Dicke der Gasschicht ist.  $\Gamma$  ist die natürliche Linienbreite des 1s-3p Übergangs. Er wurde durch Photoemissionsspektroskopie zu  $\Gamma = 0.27$  eV bestimmt [Gel74, Sve76] und durch ab-initio Rechnungen [Ava98] bestätigt.

Der erste Term ist die Transmissionsfunktion des Spektrometers, der mit einer Gauss-Funktion genähert wurde. Der zweite Term ist der Spektralfunktion der durch das Gas transmittierten Undulatorstrahlung.

### 5.3.2 Experimenteller Aufbau der Gaszelle

Die Gaszelle konnte in den bestehenden Aufbau des Spektrometers einfach integriert werden. Der Aufbau ist in Abb. 5.7 dargestellt.



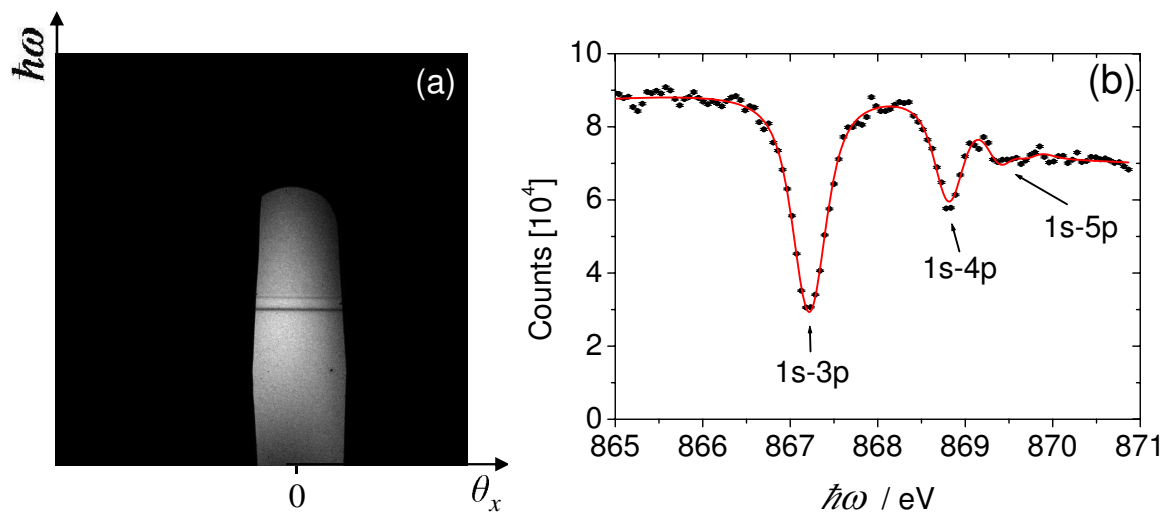
**Abbildung 5.7:** Aufbau zur Bestimmung der Spektrometerrauflösung. Die Gaszelle ist auf beiden Seiten durch Polyimid-Fenster mit der Massenbelegung von  $30 \mu\text{m}/\text{cm}^2$  vom Vakuum-System abgetrennt. Der Druck in der Zelle wurde mit einem Manometer gemessen und beträgt ca. 2 mbar.

Die Gaszelle hat eine Länge von 18 cm und ist von beiden Seiten durch Polyimid-Fenster mit der Massenbelegung von  $30 \mu\text{m}/\text{cm}^2$  vom Vakuum des Strahlrohres abgetrennt. Der

Druck innerhalb der Zelle kann durch ein Manometer und ein Ventil kontrolliert werden. Um die Verunreinigung des Gases durch Luft zu minimieren, wurde das gesamte Gasversorgungssystem evakuiert und mehrmals mit Neon gespült.

### 5.3.3 Bestimmung des Auflösungsvermögens

Zur Bestimmung des Auflösungsvermögens wurde die Elektronenstrahlenergie auf  $E = 690$  MeV eingestellt. Bei einem Magnetspaltabstand von 3.88 mm resultiert daraus eine Photonenenergie in der dritten Harmonischen von  $\hbar\omega = 867$  eV, die sich zwischen den Ni  $L_2$ - und  $L_3$ -Absorptionskanten befindet. Die Strahlfleckgröße in vertikaler Richtung betrug  $77 \mu\text{m}$  (Standardabweichung). Vor dem Gitter befand sich eine horizontale Schlitzblende mit einer Breite von  $200 \mu\text{m}$ , wodurch 9.2 mm des Gitters ausgeleuchtet wurden. Das Gitterspektrometer wurde auf verschiedene Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  eingestellt um die optimale Winkelkombination zu finden. Ausgangspunkt waren die sich gemäß Berechnungen optimierten Winkeln  $\alpha = 88.751^\circ$  und  $\beta = 86.165^\circ$  (siehe Kapitel 4.3). Es wurden jeweils Messungen mit und ohne Gasfüllung durchgeführt. Das Resultat der Messung für  $\alpha = 88.751^\circ$  entsprechend  $\alpha' = 90^\circ - \alpha = 1.249^\circ$  ist in Abb. 5.8 dargestellt.



**Abbildung 5.8:** Messsignal mit  $\approx 2$  mbar Neon-Füllung. (a) Infolge der Transmission durch das Neon-Gas ergibt sich eine Absorptionsstruktur, die eine Information über das Auflösungsvermögen des Spektrometers enthält. Die erste drei Linien der  $1s - np$  Serie sind aufgelöst. In Teilbild (a) sind die Neon Absorptionslinien auf der CCD gut zu erkennen. Der ganzen CCD-Breite entspricht eine Energiebreite von 54 eV. (b) Schnitt für  $\theta_x = \pm 9 \mu\text{rad}$ . Die Messzeit betrug 6 s. Die eingezeichnete Anpassungsfunktion hat eine Breite von  $(0.218 \pm 0.002)$  eV (FWHM).

Zur Bestimmung des Auflösungsvermögens wird (nach Ref. [Dam98]) aus Gründen der numerischen Konvergenz eine gegenüber Gl. (5.3) modifizierte Anpassungsfunktion verwendet. Sie hat die Struktur

$$f(\hbar\omega) = I(\hbar\omega) \cdot (G(\hbar\omega) \otimes \exp[-\mu_0 \cdot L(\hbar\omega) \cdot d]) \quad (5.4)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } \hbar\omega(S) &= \hbar\omega_0 + (\partial\hbar\omega/\partial S) \cdot S \quad , \\ I(\hbar\omega) &= I_0 (1 + I_1\hbar\omega + I_2(\hbar\omega)^2 + I_3(\hbar\omega)^3) \quad , \\ G(\hbar\omega) &= \exp\left[-\frac{(\hbar\omega)^2}{2\sigma_{\hbar\omega}^2}\right] \quad , \\ L(\hbar\omega) &= \sum_{i=1}^3 \frac{(\Gamma/2)^2}{(\Gamma/2)^2 + (\hbar\omega - \hbar\omega_i)^2} \quad . \end{aligned}$$

Die Umrechnung von Pixel in Energie passiert gemäß der Energiegleichung in Gl. 5.1. Die Energiegleichung wurde aus dem Abstand der 1s-4p Resonanz zur 1s-3p Resonanz bestimmt, die nach Ref. [Teo93]  $(1.59 \pm 0.02)$  eV beträgt. Daraus ergibt sich eine Energiedispersion von  $\partial\hbar\omega/\partial S = (4.109 \pm 0.015)$  eV/mm.

Das Polynom  $I(\omega)$  beschreibt die Intensität der nachgewiesenen Strahlung ohne Absorption. Die entsprechenden Koeffizienten  $I_1$ ,  $I_2$  und  $I_3$  wurden aus der Messung ohne Gas bestimmt. Die Energiedispersion  $\partial\hbar\omega/\partial S$  und die Lorentz-Breite  $\Gamma$  wurden als feste Parameter eingesetzt. Für die Lorentz-Breite wurde, abweichend von der Ref. [Sve76] von  $\Gamma = 0.27$  eV (FWHM), der in Ref. [Gel74] bestimmte Messwert von  $\Gamma = (0.23 \pm 0.02)$  eV verwendet. Während der Anpassung an die 1s-3p Resonanz verblieben lediglich  $I_0$ ,  $\sigma_{\hbar\omega}$  und  $a = \mu_0 d$  als freie Parameter. Um diesen Wert möglichst gering zu halten, wurden den Energien der 1s – 3p Übergänge eine Abweichung von den Literaturwerten (siehe Ref. [Teo93]) innerhalb der angegebenen Fehlern zugelassen. Die Analyse ergab für den Absorptionskoeffizienten  $\mu(\hbar\omega)$  des 1s – 3p Übergangs eine Lorentz-Funktion mit der Breite von  $\Gamma = (0.249 \pm 0.001)$  eV.

In Abb. 5.8(b) ist die mit dem Programm ROOT [ROOT] angepasste Funktion zusammen mit den Messwerten dargestellt. Für die beste Einstellung des Spektrometers bei einem Winkel  $\alpha = 88.751^\circ$  ergibt sich so die Gauss-Breite  $\sigma_{\hbar\omega} = (0.093 \pm 0.001)$  eV bei der Energie  $\hbar\omega = 867.18$  eV. Daraus resultiert eine Energieauflösung  $\Delta\hbar\omega = (0.219 \pm 0.002)$  eV (FWHM) bzw.  $\hbar\omega/\Delta\hbar\omega = (3959 \pm 43)$  des Spektrometers.

Der Beitrag der Strahlfleckgröße wurde für das Gitter bereits in [Dam98] behandelt. Sein Beitrag zum Auflösungsvermögen des VLS-Spektrometers ist

$$\Delta(\hbar\omega) = \frac{1}{n} \cdot \frac{(\hbar\omega)^2}{hc} \cdot \frac{\cos \alpha}{l_0 L_a} \cdot \Delta y, \quad (5.5)$$

wobei  $n$  für die Beugungsordnung (in diesem Fall  $n=1$ ),  $L_a = 10.93$  m für den Undulator-Gitter Abstand,  $l_0 = 1400$ /mm für die Liniendichte des Gitters und  $\Delta y$  für die vertikale Ausdehnung des Strahlflecks steht. Der Beitrag des Quellflecks mit einer Ausdehnung in vertikaler Richtung von  $\sigma_y = 70 \mu\text{m}$  (Standardabweichung) ist ungefähr  $\Delta(\hbar\omega) = 0.14$  eV. Dieser Wert stimmt mit dem im Kapitel 4.3 angegebenen rechnerischen Wert von 0.14 eV [Bac09] überein.

## 5.4 Bestimmung der Energie der weißen Linien an den $L_{2,3}$ -Absorptionskanten

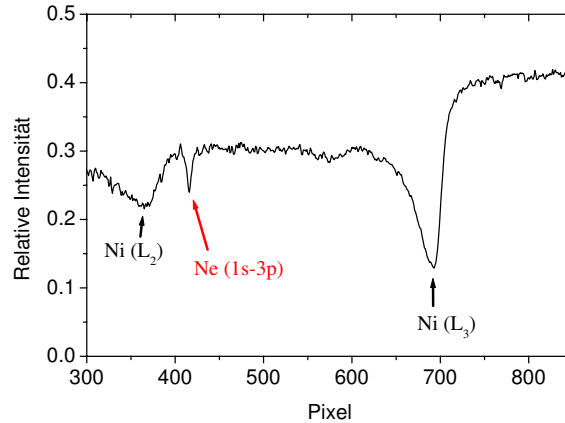
Messungen der energetischen Lage der  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten von 3d-Übergangsmetallen sind in der Literatur beschrieben, wobei verschiedene Methoden verwendet wurden. Zu ihnen gehören die X-ray photoelectron spectroscopy (XPS), die X-ray absorption spectroscopy (XAS), die appearance potential spectroscopy (APS) und die electron-energy-loss spectroscopy (EELS). Die Ergebnisse dieser Messungen sind mit Angaben der Referenzen in Tabelle 5.1 ohne weitere Kommentare zusammengestellt. Es ist ersichtlich, dass bei allen diesen Methoden die Energien der  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten mit einer Genauigkeit von bestenfalls 0.2 eV erreicht wurde. Wesentlich genauer wurde der Energieabstand der zwischen der  $L_2$ - und der  $L_3$ -Absorptionskante bestimmt. Sie wird in Ref. [Par72] zu  $(17.3 \pm 0.1)$  eV und  $(17.25 \pm 0.05)$  eV angegeben. Diese Genauigkeit ist für eine Energieeichung ausreichend.

**Tabelle 5.1:** Bindungsenergien der Nickel  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten.

$E_{L_3}/\text{eV}$	$E_{L_2}/\text{eV}$	Methode	Referenz
$854.7 \pm 0.4$	$871.9 \pm 0.4$	XPS	[Bea67]
853.6	870.6	XAS	[Bea67]
$852.8 \pm 0.5$	–	XPS	[Web74]
$850.8 \pm 0.5$	–	APS	[Web74]
855	872	EELS	[Lea80]
$852.6 \pm 0.2$	$869.8 \pm 0.2$	XPS	[Fug80]
852.6	870.1	XPS	[Fug80]
$852.68 \pm 0.2$	$869.87 \pm 0.2$	XPS	[Leb81]
$851.4 \pm 0.5$	–	APS	[Hat85]
$852.373^{+0.16}_{-0.11}$	$869.649^{+0.27}_{-0.16}$	XAS	diese Arbeit

Der in Abb. 5.7 dargestellte Aufbau ermöglichte, eine gleichzeitige Messungen der Neon  $1s - np$  Absorptionslinien und der Nickel-Kanten durchzuführen, wodurch die Energielagen genauer festgelegt werden konnten. Dazu wurde zusätzlich zu der Ne-Gaszelle eine  $t_0 = (96.4 \pm 2.7)$  nm dicke Nickel-Folie im Abstand von ca. 37.5 cm vor der CCD-Kamera platziert. Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 5.9 dargestellt. Mit Hilfe von Gl. (5.1) konnte das Absorptionsmaximum der Nickel-Kanten zu  $E_{L_2} = (869.649^{+0.27}_{-0.16})$  eV und  $E_{L_3} = (852.373^{+0.16}_{-0.11})$  eV bestimmt werden. Der Fehler resultiert aus der Energiebestimmung der Absorptionsmaxima von  $-3$  Pixel  $\hat{=} +0.16$  eV bzw.  $+2$  Pixel  $\hat{=} -0.11$  eV und der Unsicherheit der Ne  $1s - 3p$  Absorptionslinie von 0.02 eV.





**Abbildung 5.9:** Energetische Lage der  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten. Aufgetragen ist die Intensität der Strahlung als Funktion der vertikalen Pixelzahl. Es wurde horizontal über 200 Pixel summiert. Der Neon  $1s - 3p$  Übergang hat eine Energie von  $(867.18 \pm 0.02)$  eV. Gemäß Gl. (5.1) ergibt sich daraus die Lage der Ni Absorptionskanten zu  $E_{L_2} = (869.649^{+0.27}_{-0.16})$  eV und  $E_{L_3} = (852.373^{+0.16}_{-0.11})$  eV. Parameter der Messung: Messzeit 6 s, Strahlstrom ca. 700 nA, Druck in der 180 mm langen Ne-Zelle 2 mbar. Es wurde nur die Strahlung eines Undulators verwendet.

## 5.5 Bestimmung der Foliendicken

Die Dicke  $t_0$  der Nickel-Folien ist ein sehr wichtiger Parameter, der überall linear mit dem optischen Parametern in die Rechnungen für Bestimmung der optischen Parameter des zirkularen magnetischen Dichroismus und Doppelbrechung eingeht. Um die Foliendicke zu bestimmen, wurde der Energieverlust von  $\alpha$ -Teilchen in den Folien gemessen.

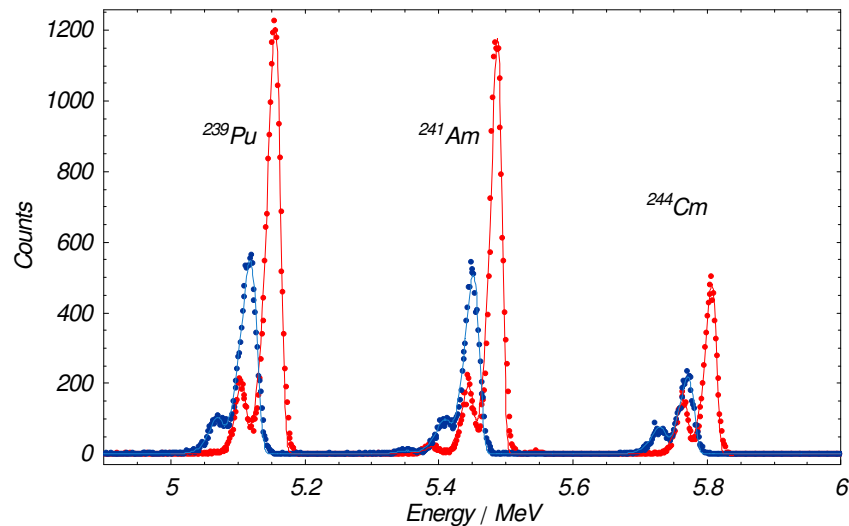
Die mit Ni(1) bezeichnete Folie war die bei dem Interferometriexperiment zwischen den Undulatoren eingesetzte magnetisierte Folie. Dieser Film wurde bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt durch Aufdampfen hergestellt. Er war auf einen Rahmen mit innerem Durchmesser von 6 mm aufgebracht. Die  $\alpha$ -Teilchen verlieren bei der Transmission durch die Folie hauptsächlich durch Ionisation der Nickelatome Energie. Der Energieverlust durch Coulomb-Stöße mit den Kernen bei Energien der  $\alpha$ -Teilchen von ca. 5.5 MeV ist drei Größenordnungen niedriger als der durch Ionisation verursachte Energieverlust und kann vernachlässigt werden ([Nor70, SRIX]). Der Energieverlust  $\Delta E$ , den ein geladenes Teilchen der Energie  $E_0$  beim Durchqueren einer dünnen Folie der Dicke  $t_0$  erleidet, kann näherungsweise mit der Beziehung

$$\Delta E = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \cdot t_0 \quad (5.6)$$

berechnet werden, wobei  $\langle dE/dx \rangle$  die elektronische Bremskraft ist, die über die Energie des Teilchens im Bereich von  $E_0$  bis  $E_0 - \Delta E$  gemittelt wird. Bei einer Foliendicke von 100 nm beträgt der Energieverlust  $\Delta E$  bei 5.5 MeV nur ca. 38 keV.



Die Energie der  $\alpha$ -Teilchen der Isotope  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  und  $^{244}\text{Cm}$  wurde mit einem Halbleiterzähler (PIN-Photodiode, Typ S14, Hamamatsu) der aktiven Fläche von  $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$  im Abstand von  $10\text{ cm}$  von der Quelle (Amersham International, Typ AMR33) gemessen. Es wurde auf diese Weise bei der Dickenbestimmung über eine Fläche von  $1\text{ cm}^2$  gemittelt. Die Energieauflösung betrug  $17\text{ keV}$  für die  $\alpha$ -Energie von  $5.486\text{ MeV}$ . Es wurden jeweils Messungen mit und ohne Probefolie hintereinander durchgeführt.



**Abbildung 5.10:** Gemessene  $\alpha$ -Spektrum. Die Kurven mit niedrigeren Intensität (mit blau gezeichnet) wurden mit Nickel-Folie, die rote Kurve ohne Folie aufgenommen. Der Energieverlust lässt sich mit Hilfe von tabellierten elektronischen Bremskraft-Kurven in eine Massenbelegung  $\rho \cdot t_0$  umrechnen [Nor70], wobei  $\rho$  die Dichte des Materials bezeichnet. Aus der Massenbelegung  $\rho \cdot t_0$  folgt bei bekannter Dichte ( $\rho_{Ni} = 8.90 \cdot 10^3\text{ mg/cm}^3$ ) die Dicke  $t_0$ .

In Abb. 5.10 ist das aufgenommene Spektrum mit und ohne Probefolie gezeigt. Aus der Energieverlust der  $\alpha$ -Teilchen lässt sich die Dicke  $t_0$  der Nickel Probefolie bestimmen. An die Spektren wurde die Funktion <sup>6</sup>

$$f(x) = y_0 + A \cdot e^{\left(-e^{\frac{x-x_c}{w}} + \frac{x-x_c}{w} + 1\right)} \quad (5.7)$$

angepasst, wobei  $y_0$  den Untergrund,  $A$  die Amplitude,  $x_c$  die Position des wahrscheinlichsten Wertes und  $w$  die Breite der Kurve bezeichnen. Diese Funktion wurde gewählt, um die Ausläufer zu niedrigeren Energien zu beschreiben. Der Energieverlust ergibt sich bei bekannter Energie-Kanal-Eichung aus der Differenz der Linienlagen. In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse der Messung zusammengefasst.

Die Foliendicke wurde für jede Energie unter Zuhilfenahme von zwei verschiedenen Bremskrafttabellen der Referenzen [Nor70] und [SRIXX] bestimmt. Zur weiteren Analyse wurden jedoch nur die Daten der Hauptlinien der drei Isotope benutzt. Diese Vorgehensweise ist dadurch gerechtfertigt, dass die ermittelten Foliendicken aus den Linien mit niedriger Intensität signifikant größer sind. Offensichtlich berücksichtigt die

<sup>6</sup>Die Funktion ist die Extreme-Funktion aus dem Programm Origin.

**Tabelle 5.2:** Ergebnisse der Energieverlustmessungen von  $\alpha$ -Teilchen in der Nickel-Folie.  $E_0$  ist die Energie der  $\alpha$ -Linien,  $I_{rel}$  die relative Intensität und  $\Delta E_0$  der Energieverlust der  $\alpha$ -Teilchen in der Nickel-Folie. Die Dichte von Ni ist  $\rho_{Ni} = 8.90 \cdot 10^3 \text{ mg/cm}^3$ .

Isotop	$E_0$ keV	$I_{rel}$ %	$\langle dE/dx \rangle$ [Nor70] $keV \text{ cm}^2/mg$	$\langle dE/dx \rangle$ [SRIXX] $MeV/mm$	$\Delta E_0$ keV	$t_0$ [Nor70] nm	$t_0$ [SRIXX] nm
$^{239}\text{Pu}$	5106	11.5	5067.59	400.86	$37.43 \pm 0.54$	$97.5 \pm 2.8$	$93.4 \pm 2.7$
	5144	15.1	5118.30	398.87	$37.30 \pm 0.09$	$97.7 \pm 0.5$	$93.5 \pm 0.5$
	5157	73.3					
$^{241}\text{Am}$	5388	1.4	5350.66	388.95	$38.82 \pm 4.73$	$104.1 \pm 25.4$	$99.8 \pm 24.3$
	5443	12.8	5405.70	386.63	$37.62 \pm 0.44$	$101.3 \pm 2.4$	$97.3 \pm 2.3$
	5486	85.2	5451.09	384.82	$36.25 \pm 0.04$	$98.1 \pm 0.2$	$94.2 \pm 0.2$
$^{244}\text{Cm}$	5763	23.6	5728.03	373.12	$36.06 \pm 0.57$	$100.2 \pm 3.2$	$96.7 \pm 3.0$
	5805	76.4	5771.46	371.34	$35.57 \pm 0.17$	$99.2 \pm 0.9$	$95.8 \pm 0.9$

Anpassungsfunktion Gl. (5.7) die niederenergetischen Ausläufer der Hauptlinien nicht vollständig richtig, so dass es zu einer Verschiebung der Linien kommt, die auf diesen Ausläufern sitzen. Die Foliendicke  $t_0$  ergibt sich aus dem Mittelwert der drei verwendeten Hauptlinien zu  $t_0 = (98.3 \pm 1.0) \text{ nm}$  nach Ref. [Nor70] und zu  $t_0 = (94.5 \pm 1.0) \text{ nm}$  nach Ref. [SRIXX]. Da nicht entschieden werden konnte, welche Referenz näher am wahren Wert liegt, wurde der Mittelwert  $t_0 = (96.4 \pm 2.7) \text{ nm}$  gebildet.

# Kapitel 6

## Durchführung der Experimente

In diesem Kapitel werden die Interferometriemessungen zur Bestimmung der optischen Parameter dünner magnetisierter Nickelfolien beschrieben. Die Messungen wurden in Rahmen von insgesamt 16 Strahlzeiten im Zeitraum zwischen Anfang des Jahres 2003 bis Anfang 2006 durchgeführt. Die Messungen von  $\Delta\beta$  und  $\Delta\delta$  an der Nickel  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten in der dritten Harmonischen wurden bei einer Elektronenstrahlenergie von 690 MeV und einem Strahlstrom von 150-700 nA durchgeführt. Die Vorgehensweise bei den Experimenten wird im Folgendem erläutert.

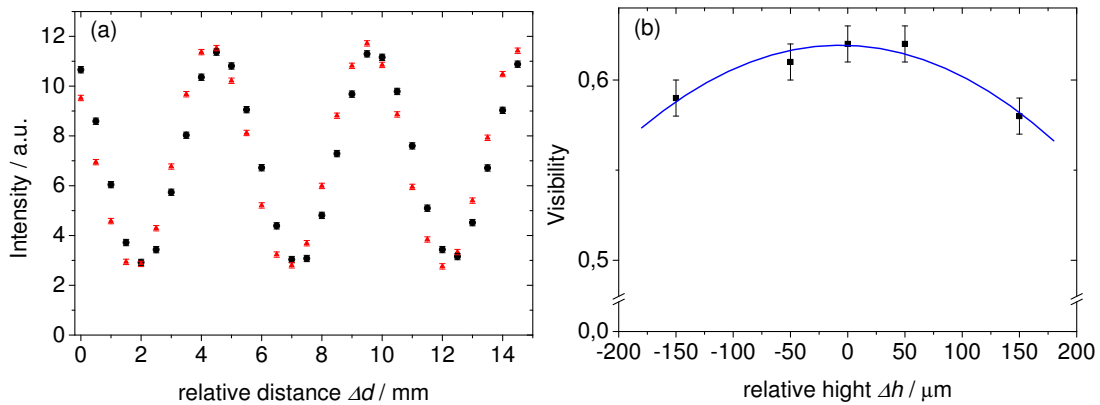
### 6.1 Einstellung der Strahlfleckgröße des Elektronenstrahls

Gemäß den Berechnungen aus Anhang A.2 ergibt sich die beste Kohärenz bei einer Strahlfleckgröße mit Standardabweichungen von  $\sigma_x = 220 \mu\text{m}$  horizontal und  $\sigma_y = 70 \mu\text{m}$  vertikal. Mit zwei Quadrupolen Nr.5 und Nr.6 des RTM3-Extraktionssystems (siehe Abb. 4.1) und mit einem Quadrupoldublett etwa 1.8 m vor dem experimentellen Aufbau (siehe Abb. 4.2) wurde versucht, diese Strahlfleckgrößen einzustellen. Die Messsonden bestanden aus verfahrbaren Drahtkreuzen aus  $40 \mu\text{m}$  dickem Wolframdraht, die sich in zwei Vakuumkammern in einem Abstand von ca. 0.5 m vor und hinter den Undulatoren befanden und einer Ionisationssonde in Geradausrichtung. Mit ihr wurden die Strahlungspegel beim Auftreffen des Elektronenstrahls auf den Draht als Funktion der Drahtposition gemessen. Die Optimierung der Quadrupole wurde so durchgeführt, dass sich an beiden Messpositionen annähernd gleiche Strahlfleckgrößen ergaben. An die gemessenen Strahlausdehnungen wurden Gauss-Funktionen angepasst. Nach Entfaltung des Drahtdurchmessers betrug die Standardabweichungen horizontal  $\sigma_x = 230 \mu\text{m}$  und vertikal  $\sigma_y = 77 \mu\text{m}$ . Für die gemessenen Emittanzen von  $\epsilon_x = 4.9 \pi \text{ m nrad}$  horizontal und  $\epsilon_y = 0.4 \pi \text{ m nrad}$  vertikal bei einer Energie von 690 MeV ergibt sich daraus eine Elektronenstrahldivergenz von  $22 \mu\text{rad}$  horizontal und  $5 \mu\text{rad}$  vertikal (Standardabweichungen). Die Abweichung der gemessenen Strahlfleck-

größen von den Vorgabewerten verursacht gemäß den Berechnungen im Anhang A.2 eine Minderung der Kohärenz um ca. 1%.

## 6.2 Einstellung der Strahlage und des Gitterspektrometers

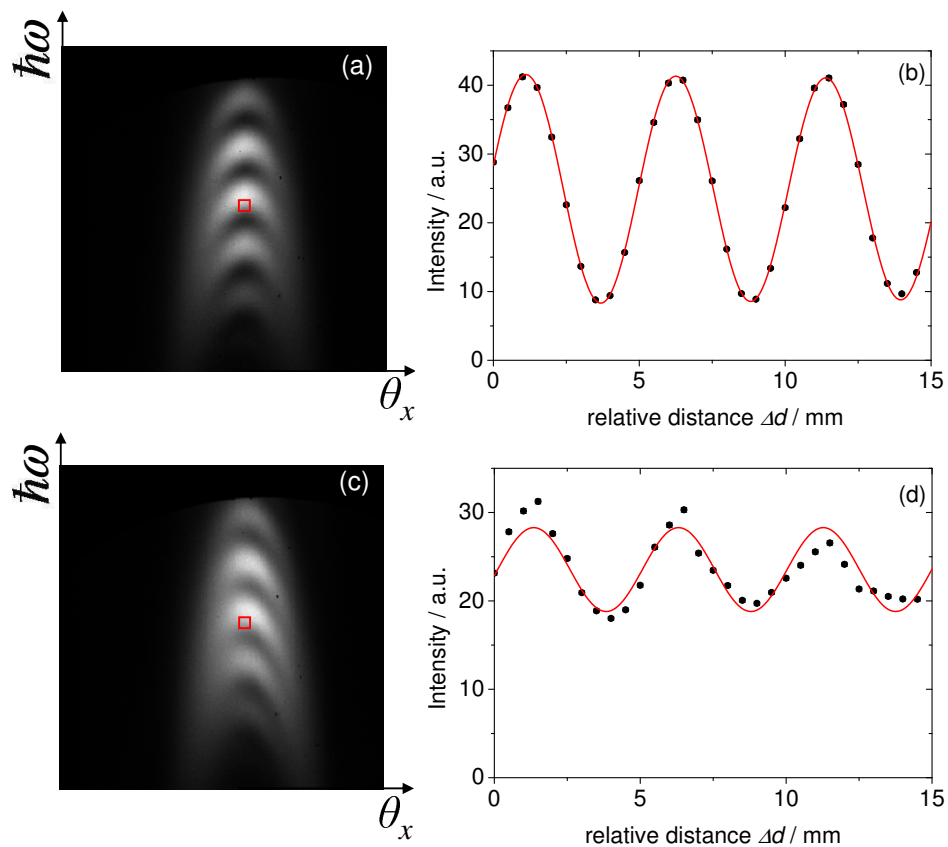
Vor jeder Messung musste stets eine Justage aller Komponenten des Interferometers erfolgen. Der Elektronenstrahl wurde mit Hilfe zweier Hochfrequenzresonatoren [Doe96], die die Schwerpunktslage des Strahles relativ zur Sollposition nachweisen, auf die magnetische Achse der Undulatoren einjustiert. Dies musste mit großer Sorgfalt geschehen, denn schon eine Abweichung der Strahlage von  $300 \mu\text{m}$  in vertikaler Richtung führt zu einem Kohärenzverlust von 16 %. Die Ursache dafür ist die Änderung des  $K$ -Parameters (siehe Anhang A.2), die näherungsweise quadratisch mit der vertikalen Lage  $y_0$  ansteigt.



**Abbildung 6.1:** Justage des Gitterspektrometers. In Teilbild (a) zeigen die roten dreieckigen Datenpunkte eine optimierte Kohärenz von 62 %. Die runden Datenpunkte (schwarz gezeichnet) wurden nach einer Verschiebung der Gitterhöhe um  $150 \mu\text{m}$  aufgenommen. Sie zeigen einen Kohärenzverlust von 3 %. Beide Messungen wurden bei einem Strahlstrom von ca. 700 nA durchgeführt. Die Belichtungszeit der CCD betrag 6 s. Im Teilbild (b) sind die Kohärenzen für verschiedene relative Gitterhöhen aufgetragen. Die durchgezogene Linie zeigt eine Anpassung der Datenpunkte mit einem Polynom zweiten Grades.

Die Justage des Gitterspektrometers relativ zur Undulatorstrahlung geschah folgendermaßen. Zunächst wurde ohne Schlitzblende durch Bestimmung des Maximums der Intensität der Undulatorstrahlung die Höhe des gesamten Gitterspektrometers eingestellt. Das Gitter wurde dabei so weit gedreht, dass die nullte Ordnung auf dem CCD-Detektor sichtbar wurde. Anschließend wurde die vorher mit einem Theodoliten eingemessene  $200 \mu\text{m}$  Blende vor dem Gitter positioniert. Im weiteren Verlauf der Experimente wurde die relative Position von Gitter und Schlitz nicht mehr verändert. Die Feinjustage des Gitteraufbaus erfolgte durch Optimierung der Kohärenz. Dazu wurde der Abstand  $d$  der beiden Undulatoren verändert und für einen schmalen Bereich auf dem CCD-Detektor die Intensitätsoszillationen beobachtet. Der minimale Abstand der

Undulatoren betrug  $d = 0.49$  m. Er wurde bei den Messungen in  $500 \mu\text{m}$  Schritten typischerweise um  $\Delta d = 0.015$  m geändert. Zur Optimierung wurde der gesamte Gitteraufbau in Schritten von  $50 \mu\text{m}$  in der Höhe verschoben. Typische Intensitätsoszillationen für zwei Einstellungen des Gitterspektrometers sind in Abb. 6.1 (a) gezeigt. Aus den Oszillationen wurde die Kohärenz grafisch ermittelt, die in Abb. 6.1 (b) als Funktion der relativen Gitterhöhe aufgetragen ist. Die Lage des Maximums der Kohärenz wurde aus der Anpassung eines Polynoms zweiten Grades bestimmt. Da in Zeiträumen von einigen Stunden nicht auszuschließen war, dass sich die Strahlungsrichtung in vertikaler Richtung geringfügig verschob, wurde diese Prozedur vor jeder Messserie wiederholt.



**Abbildung 6.2:** Energiemodulationen auf dem CCD-Detektor. In Teilbild (a) ist das CCD-Bild für einen Abstand von  $d = 0.49$  m der Undulatoren für eine optimierte Gitterhöhe dargestellt. Teilbild (c) zeigt für den gleichen Abstand  $d$  der Undulatoren eine Verschlechterung der Messbedingungen, d.h. es signalisiert, dass eine neue Einstellung der Strahlungsrichtung nötig wurde. Die Oszillationen in den Teilbildern (b) und (d) sind für einer Abstandsänderung der Undulatoren  $\Delta d = 0.015$  m in einem  $5 \times 5$  Pixel-Bereich in der Mitte der CCD gezeigt. Die durchgezogene Linie beschreibt die Intensitätsoszillationen. Aus der maximalen und minimalen Intensität wird mit dem Zusammenhang Gl. (3.11) die Kohärenz berechnet. Dies demonstriert, dass eine Änderung der Elektronenstrahlungsrichtung sofort bemerkt und behoben werden kann.

Bei manchen Strahlzeiten war eine sehr häufige Nachjustage erforderlich. Um zeitaufwendige Messungen der Intensitätsoszillationen als Funktion des Abstands der beiden Undulatoren zu vermeiden, wurde die Kohärenz online anhand des CCD-Detektor-Bildes visuell beurteilt. Dazu wurde ausgenutzt, dass Oszillationen, die des weiteren als Energiemodulationen bezeichnet werden, auch bei einem festen Abstand  $d$  zwischen den Undulatoren als Funktion der Photonenenergie auftreten. Sie sind auf dem CCD-Bild direkt zu sehen, siehe Abb. 6.2 (a). Die Strukturen, die durch den Interferenzterm  $2|A_r||A_0| \cdot \cos(\hbar\omega/\hbar c \cdot \Delta(d))$  bestimmt werden, oszillieren umso schneller mit  $\hbar\omega$ , je größer  $\Delta$ , d.h. der Abstand zwischen den Undulatoren, gewählt wird. Letzteres folgt aus Gl. (3.6) und Gl. (3.7) in Abschnitt 3.2 für  $t_0 = 0$ .

Als Beispiele einer online Optimierung sind in Abb. 6.2 (a) das CCD-Bild für eine optimierte Kohärenz dargestellt, während in Teilbild (c) der Fall gezeigt ist, nachdem eine Strahlageänderung im Undulator aufgetreten war. Bereits visuell kann festgestellt werden, dass sich die Messbedingungen verschlechtert hatten und die Strahlage und/oder das Gitter neu justiert werden mussten.

Eine weitere Verbesserung wurde durch die Implementierung einer Lagestabilisierung des Elektronenstrahles in das MAMI-Kontrollsystem erreicht. Das Signal des ersten Positionsmonitors diente zur Messung der Regelabweichung, die dann von einem kleinen Dipolmagneten (Wedlermagnet Nr. 2, siehe Abb. 4.2) ca. 1.1 m vor dem Undulatoraufbau korrigiert wurde. Der zeitliche Ablauf der Regel- und Messprozedur wurde bereits in Kapitel 4.4 beschrieben. Die Lageschwankungen des Elektronenstrahls konnten dadurch kleiner als  $\pm 10 \mu\text{m}$  in beiden Richtungen gehalten werden. Sie sind somit gegenüber der Elektronenstrahlausdehnung vernachlässigbar.

### 6.3 Durchführung der Interferometriemessungen an polarisierten Nickel-Folien

Nach der erfolgreichen Justage aller Komponenten des Interferometers konnte mit den eigentlichen Messungen zur Interferometrie begonnen werden. Alle Daten zum magneto-optischen Effekt an Nickel wurden mit Hilfe von Abstandsvariationen der Undulatoren bei gleichzeitiger Bestimmung der Photonenenergie durch Analysefenster auf der CCD gewonnen. Die in den Experiment verwendete Probe ist eine  $t_0 = (96.4 \pm 2.7) \text{ nm}$  dicke Nickel-Folie.

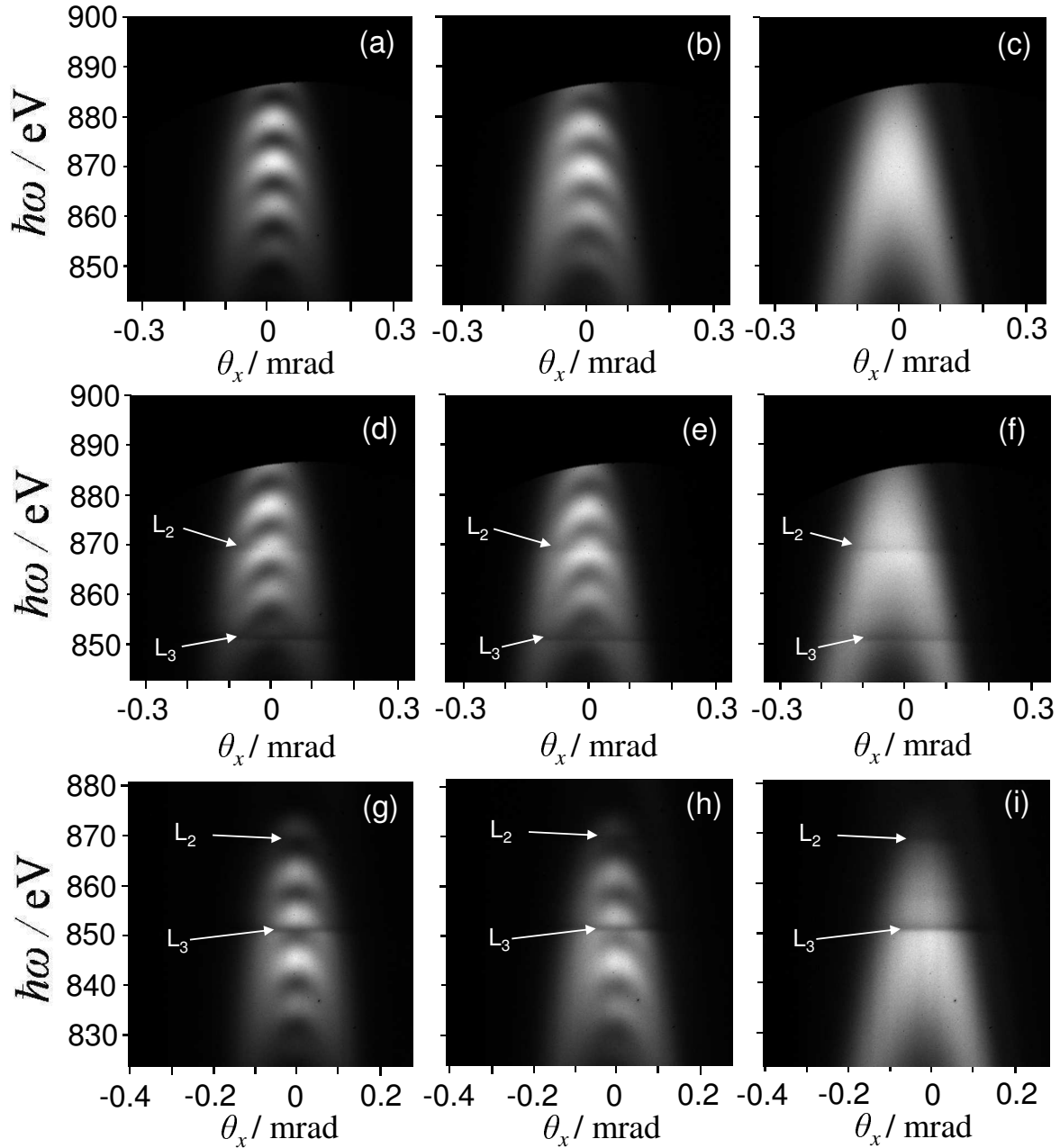
Die Messungen wurden in den ersten Beugungsordnung des Gitters und der dritten Harmonischen der Undulatorstrahlung durchgeführt. Eintrittswinkel  $\alpha_0 = 88.686^\circ$  und Ausfallswinkel  $\beta_0 = 86.114^\circ$  sind für die Photonenenergie von 852.373 eV bei der Messung fest vorgegeben. Der Detektor wurde im so genannten „Bildmodus“ verwendet (siehe Abschnitt 4.3). Zur Messung der Interferenzstrukturen wurden jeweils ca. 30 CCD-Bilder bei verschiedenen Abständen der Undulatoren aufgenommen, wobei der Abstand jeweils um  $500 \mu\text{m}$  verändert wurde. Bei gegebenem Undulatorabstand  $d$  wurde mit der CCD typischerweise ein Energiebereich  $\Delta\hbar\omega = 830 - 880 \text{ eV}$  bzw.

845 – 895 eV bei einem horizontalen Winkelbereich  $\Delta\theta_x = 0.7$  mrad abgedeckt. In diesem Energiebereich befinden sich die  $L_3$ - bzw. die  $L_2$ -Absorptionskanten von Nickel, die bei den Energien  $\hbar\omega = (852.373_{-0.16}^{+0.11})$  eV bzw.  $(869.649_{-0.27}^{+0.16})$  eV liegen, siehe Kapitel 5.4. Die Energieeichung wurde gemäß der Vorgehensweise aus Kapitel 5.2.1 vorgenommen. Es wurde darauf geachtet, dass immer sowohl die  $L_3$ - als auch die  $L_2$ -Absorptionslinie auf der CCD zu sehen war. Bei den beiden Messserien wurde die Undulatorspaltbreite derart geändert, dass das Maximum des Emissionsspektrums der Undulatoren einmal auf der  $L_2$ - und anschließend auf die  $L_3$ -Absorptionskante von Nickel lag. Die Messungen wurden jeweils für verschiedene Drehwinkel  $\Psi$  des zweiten Undulators ohne und mit Folie durchgeführt. Der Winkel  $\Psi$  wurde für die Messungen ohne Folie in ca.  $15^\circ$  Schritten und mit Folie in  $10^\circ$  Schritten geändert. Die Messungen wurden sowohl in paralleler als auch in antiparallelen Orientierung der Photonenhelizität und der Magnetisierungsrichtung durchgeführt. Dazu wurde die gesamte Vorrichtung zur Magnetisierung der Folie um  $180^\circ$  gedreht. Eine Messserie für den vollständigen Winkelbereich zwischen  $-107^\circ$  und  $107^\circ$  dauerte ca. 4.5 Stunden.

Typische CCD-Bilder sind für drei verschiedene Drehwinkel  $\Psi$  in Abb. 6.3 dargestellt. Jedem Pixel entspricht ein Beobachtungswinkel  $\theta_x$  und eine Photonenenergie  $\hbar\omega$ . Die Berechnung des Winkels  $\theta_x$  aus der Pixel-Spaltenzahl  $\Delta N_s$  erfolgte mit der Beziehung  $\theta_x = \Delta N_s / L_b$ . Es ist deutlich zu sehen, dass mit zunehmendem Drehwinkel  $\Psi$  die Intensitätsmodulationen abnehmen und bei einem Winkel  $\Psi = -90^\circ$ , d.h. bei Senkrechtstellung der Undulatoren, ganz verschwinden. Typische Oszillationssignale, wie sie während der Durchführung der Messungen bestimmt wurden, sind in Abb. 6.4 dargestellt. Wenn eine dünne Folie sich zwischen den Undulatoren befindet, wird die Röntgenstrahlung des ersten Undulators in der Folie teilweise absorbiert und die Oszillationsamplitude wird geschwächt. In der Nähe der  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten verschwinden die Intensitätssoszillationen bei senkrechter Stellung der Undulatoren nicht ganz, da die Polarisationssebene in der Folie gedreht wird.

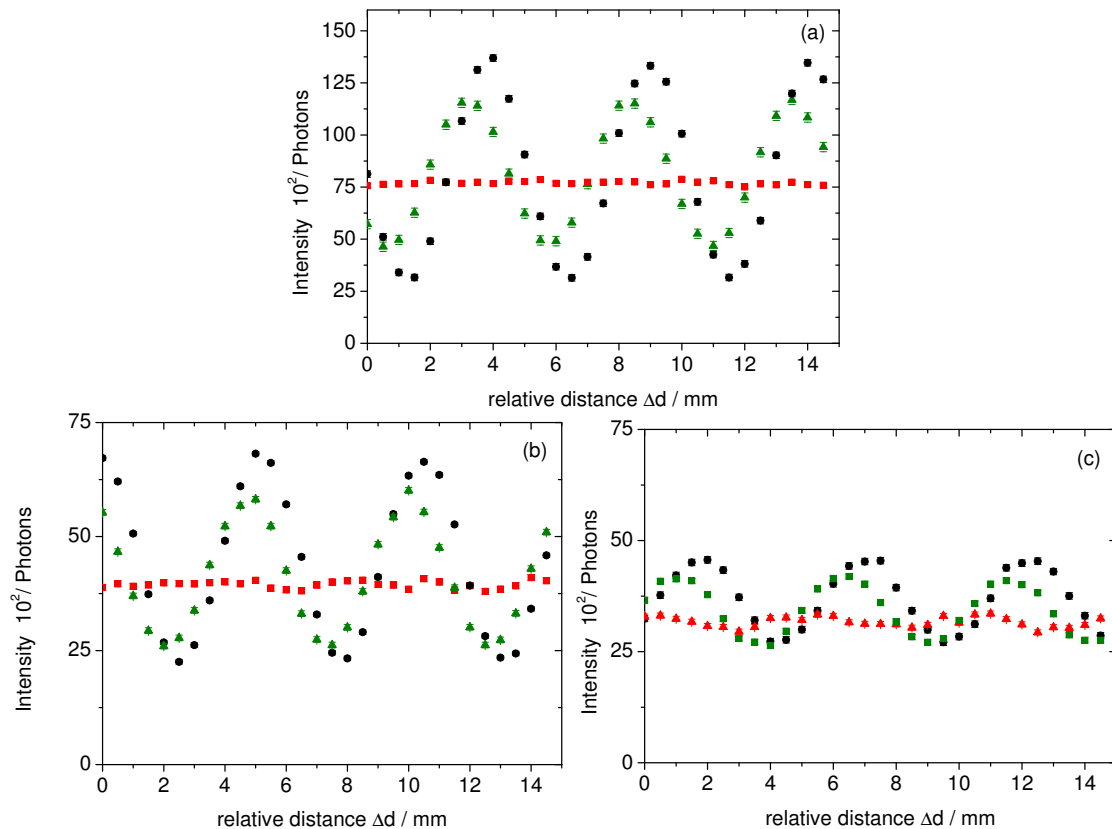
Die Analyse der Rohdaten ist Gegenstand des folgenden Kapitels 7.





**Abbildung 6.3:** CCD Bilder für verschiedene Drehungswinkel des Referenzundulators  $U_7$ . In den Teilbildern (a)–(c) sind Messungen ohne Folie gezeigt. Im Teilbild (a) stehen die Undulatoren parallel zueinander ( $\Psi = 0^\circ$ ), in (b) unter  $\Psi = -40^\circ$  und in (c) unter  $\Psi = -90^\circ$ . Die Abschattung am oberen Rand der CCD wird durch den Folienträger der Aluminiumbedampften Folie vor der CCD verursacht. (Nur die in der unteren Zeile dargestellte Messserie war der Folienträger richtig positioniert.) In den Teilbildern (d)–(f) sind Messungen mit einer magnetisierten Nickel-Folie zwischen den Undulatoren für die oben angegebenen Drehwinkel und den Energiebereich von ca. 845–900 eV dargestellt. Das Maximum des Emissionsspektrums der Undulatoren wurde auf die  $L_2$ -Absorptionskante von Nickel eingestellt. In den Teilbildern (g)–(i) wurde mit einer Magnetspaltabstandsänderung von  $-140 \mu\text{m}$  das Maximum des Emissionsspektrums der Undulatoren auf die  $L_3$ -Absorptionskante eingestellt. Dafür wurde der CCD-Detektor um ca. 4.5 mm vertikal verschoben. Bei dieser Messung wurde ein Energiebereich von ca. 825–880 eV abgedeckt. Die Intensität ist Graustufen-kodiert. Der Elektronenstrahlstrom betrug bei allen Messungen ca. 700 nA bei einer Belichtungszeit von 6 s.





**Abbildung 6.4:** Intensitätsoszillationen für verschiedene Drehungswinkel  $\Psi$  des zweiten Undulators. In Teilbild (a) befindet sich keine Folie zwischen den Undulatoren. Die unterschiedlichen Symbole entsprechen drei Drehwinkeln des zweiten Undulators  $U_r$ :  $\Psi = 0^\circ$  (schwarze Punkte),  $\Psi = -45^\circ$  (grüne Dreiecke) und  $\Psi = -90^\circ$  (rote Vierecke). In Teilbild (b) sind Messungen für eine Nickel-Folie bei einer Energie von 854 eV knapp oberhalb der  $L_3$ -Absorptionskante gezeigt. Die Drehungswinkel  $\Psi = 0^\circ$  (schwarze Punkte),  $\Psi = -40^\circ$  (grüne Dreiecke) und  $\Psi = -90^\circ$  (rote Vierecke). Im Teilbild (c) sind die Oszillationen für die gleichen Drehungswinkel wie in Teilbild (b) für eine Energie von 852.3 eV direkt an der  $L_3$ -Absorptionskante gezeigt. Der Elektronenstrahlstrom betrug bei allen Messungen ca. 700 nA bei einer Belichtungszeit von 6 s.



# Kapitel 7

## Analyse der Daten

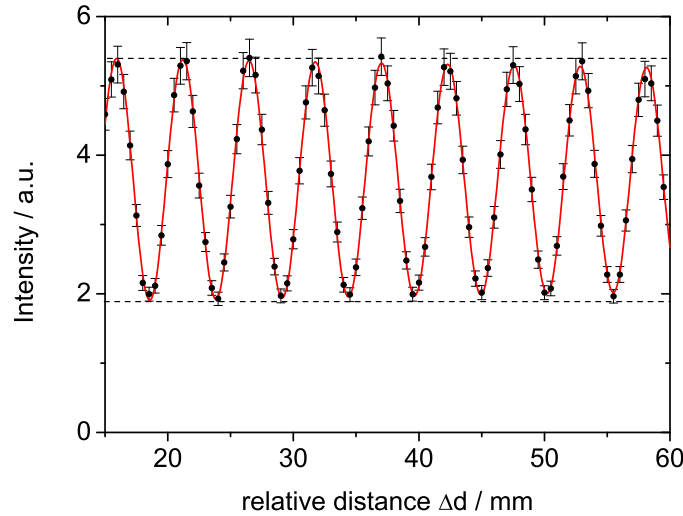
Inhalt dieses Kapitels ist die Darstellung der einzelnen Datenverarbeitungsschritte. Alle dabei verwendeten Programme wurden in Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Anschließend wird die quantitative Auswertung der korrigierten Daten mit Hilfe von Simulationsrechnungen beschrieben.

### 7.1 Bearbeitung der Rohdaten

In diesem Abschnitt werden die an den Rohdaten vorgenommenen Korrekturen sowie die zur Durchführung der Korrekturen und zur graphischen Analyse entwickelten Rechenprogramme beschrieben.

Die einzelnen CCD-Bilder, die für verschiedene Undulatorabstände  $d$  aufgenommen wurden, werden hintereinander in dem Analyseprogramm „Sifanal“ ([Kun06]) eingelesen. Das Programm wurde in der Programmiersprache  $C^{++}$  unter Verwendung des Datenanalysepakets ROOT [ROOT] geschrieben. Im ersten Schritt werden an den Rohdaten Offsetkorrekturen vorgenommen. Der Schwerpunkt des Rauschens der einzelnen Pixel der CCD liegt nicht bei Null, sondern bei Impulshöhen von etwa 500 bis 650 Kanälen. Ursache ist ein elektronischer Offset der einzelnen Pixel und die im Strahlrohr reflektierte hochenergetische Undulatorstrahlung (höhere Harmonischen) bzw. reflektierte Strahlung von anderen Beugungsordnungen des Gitters. Da die obere 230 Zeilen der CCD durch eine Folienhalterung abgedeckt waren (siehe Abb. 6.3), konnte durch einfache Mittelung der Rauschwerte in einem  $10 \times 10$  Pixelbereich im abgedeckten Teil der CCD der strahlunabhängige Beitrag ermittelt werden. Dieser wurde pixelweise von jedem Einzelbild der Rohdaten subtrahiert. Wie in Abschnitt 6.2 beschrieben wurde, müssen die Intensitätsoszillationen bei einer Abstandsänderung  $d$  der Undulatoren analysiert werden.

Da die Analyse der umfangreichen Datensätze nur noch automatisiert praktikabel war, musste die Frage beantwortet werden, ob als Anpassungsfunktion für die Intensitätsoszillationen eine reine Sinusfunktion ausreichend ist, oder eine gedämpfte Sinusfunktion



**Abbildung 7.1:** Untersuchung der Abnahme der Kohärenz bei Vergrößerung des Abstands  $d$  der Undulatoren. Die Daten wurden bei einer Elektronenstrahlstrom von ca. 700 nA bei einer Belichtungszeit von 6 s gemessen. Die durchgezogene Kurve zeigt eine Anpassung mit einer gedämpften Sinus-Funktion in der Form  $f(d) = A \cdot \exp(-d/T_d) \cdot \sin(\omega d + \phi) + f_0$ . Die Dämpfung  $T_d$  beträgt  $(551 \pm 16)$  mm. Bei einer Abstandsänderung von  $\Delta d = 45$  mm verringert sich die Kohärenz von 47.8% auf 44.5%.

verwendet werden muss. Dazu wurde eine Messung mit einer großen Abstandsänderung  $\Delta d = 0.045$  m der beiden Undulatoren durchgeführt. Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 7.1 dargestellt. Die Anpassung erfolgte mit der Funktion

$$f_T(d) = A \cdot \exp(-d/T_d) \cdot \sin(\omega d + \phi) + f_0, \quad (7.1)$$

wobei  $A$  die Amplitude der Oszillation und  $f_0$  eine Konstante darstellen, um die die Intensität oszilliert. Aus dieser Messung wurde eine Dämpfungskonstante  $T_d = (551 \pm 16)$  mm bestimmt. Typischerweise wurde der Abstand der Undulatoren um  $\Delta d = 15$  mm geändert. Bei diesen kleinen Intervallen kann die Dämpfung vollständig vernachlässigt werden, so dass die Analyse mit der Funktion

$$f(d) = A \cdot \sin(\omega d + \phi) + f_0 \quad (7.2)$$

durchgeführt wurde.

Für jeden Durchlauf wurden die Abweichungen der einzelnen Messdaten (typischerweise 30) von der Anpassungsfunktion als Fehler bestimmt und als Wichtung der einzelnen Datenpunkte für einen weiteren Durchlauf der Anpassungsfunktion genommen. Aus den Ergebnissen dieser Anpassungen kann nun, wie im folgenden Abschnitt geschildert wird, die Kohärenz ermittelt werden.

## 7.2 Bestimmung der Kohärenz

Die Kohärenz der von den beiden Undulatoren emittierten Strahlung kann analytisch nach der Gleichung  $V = A/f_0$ , die mit der Definition der Kohärenz gemäß Gl. (3.11) äquivalent ist, für jedes Pixel berechnet werden. Man erhält somit eine „Kohärenzkarte“ für den gesamten CCD-Chip. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.2 für Messungen ohne und mit Nickelfolie dargestellt. Zu beobachten ist, dass die Kohärenz auf der Strahlachse seinen Maximalwert hat und unter einem von Null abweichenden Beobachtungswinkel stark abnimmt. Dieser Effekt wird im Anhang A.2 ausführlich diskutiert. Die Strahlung des ersten Undulators wird im Bereich der  $L_3$ -Absorptionskante stark absorbiert. Dadurch werden die interferierenden Amplituden der Strahlung stark unterschiedlich, was zu einer deutlichen Verschlechterung der Kohärenz führt.

Für die weitere Analyseschritte, die Kohärenzbestimmung für verschiedene Drehwinkel  $\Psi$  des Referenzundulators, wird nur ein kleiner  $\theta_x$  Bereich von 5 Pixel (= 9  $\mu$ rad) genommen.

## 7.3 Kohärenz in Abhängigkeit des Drehwinkels $\Psi$ des Referenzundulators

Der Drehwinkel  $\Psi$  des zweiten Undulators wurde in einem Bereich von  $-107^\circ$  bis  $107^\circ$  in maximal  $10^\circ$  Schritten geändert. Die maximale Kohärenz auf der Strahlachse wurde für alle Energien  $\hbar\omega$  bestimmt und als Funktion des Drehwinkels  $\Psi$  dargestellt (siehe Abb. 7.3). Im Teilbild 7.3 (a) ist der  $L_3$ -Absorptionskantenverlauf in einer 3D Darstellung gut sichtbar. Im Konturplot der gleichen Daten in Abb. 7.3 (b) sind die  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten gut zu erkennen.

Die Intensität der Undulatoren wurde bei diesen Messungen bei der Energie der  $L_2$ -Absorptionskante so eingestellt, dass die Kohärenz möglichst groß wurde. In anderen Messungen (siehe Abb. 6.3 (g)-(i)) wurde die Intensität der Undulatoren auf die 17.28 eV entfernte  $L_3$ -Absorptionskante optimiert.

Um den Verlauf des Brechungsindex an der  $L_3$ -Absorptionskante besser zu verdeutlichen, ist in Abb. 7.4 ein Energiebereich von 10.63 eV um die  $L_3$ -Absorptionskante vergrößert dargestellt. Von Interesse ist die Verschiebung der Kohärenzmaxima, die am besten bei Drehwinkeln  $\Psi$  des Referenzundulators um ungefähr  $\pm 90^\circ$  beobachtbar sind. Um dies exemplarisch zu verdeutlichen ist in Abb. 7.4 (c) der Verlauf der Kohärenz als Funktion des Drehwinkels für die Energien 857.4 eV außerhalb, bei 852.8 eV leicht oberhalb und bei 851.6 eV leicht unterhalb der  $L_3$ -Absorptionskante dargestellt. Bei 857.4 eV weit von der Absorptionskante entfernt gibt es nur eine globale Absorption durch die Nickelfolie, die durch den in Kapitel 3.2 diskutierten Parameter  $\beta_0$  verursacht wird. Die Drehung  $\Psi$  des Referenzundulators ist hier mit einer  $\cos|\Psi|$ -Funktion gut beschreibbar (siehe Gl. (3.13)), wie in Abb. 7.4 (c) zu sehen ist. Bei den Energien von 852.8 eV und 851.6 eV geht die Kohärenz  $V$  in der Nähe der Drehwinkel  $\pm 90^\circ$  nicht

mehr auf Null, was durch den Parameter  $\Delta\beta$  (siehe Gl. (3.14)) verursacht wird. Das Kohärenzmaximum verschiebt sich entlang der  $\Psi$ -Achse nach links bzw. nach rechts. Diese Verschiebung wird durch den Parameter  $\Delta\delta$  bewirkt (siehe Gl. (3.15)).

Aus der Form der Kohärenzmaximumskurve können die optischen Parameter  $\beta_0$ ,  $\Delta\delta$  und  $\Delta\beta$  bestimmt werden. Lediglich  $\delta_0$  kann nicht bestimmt werden, weil in der Kohärenzfunktion keine Informationen mehr über die Phasenverschiebung enthalten sind. Wie die optischen Parameter aus der Kohärenzmaximumskurve bestimmt werden können, wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

## 7.4 Bestimmung der optischen Parameter

An die gemessene maximale Kohärenz als Funktion des Drehwinkels  $\Psi$  wurde für jede Energie die Funktion Gl. (7.4) mit den optischen Parametern  $\beta_0$ ,  $\Delta\delta$  und  $\Delta\beta$  als freie Parameter angepasst. Dabei wurde die Foliendicke auf die im Kapitel 5.5 bestimmte Wert von  $t_0 = (96.4 \pm 2.7)$  nm festgesetzt.

Die Amplituden  $A_0$  und  $A_r$  der beiden Undulatoren sind nicht bekannt. Aus diesem Grund wurde die Gleichung (3.12) umgeschrieben in

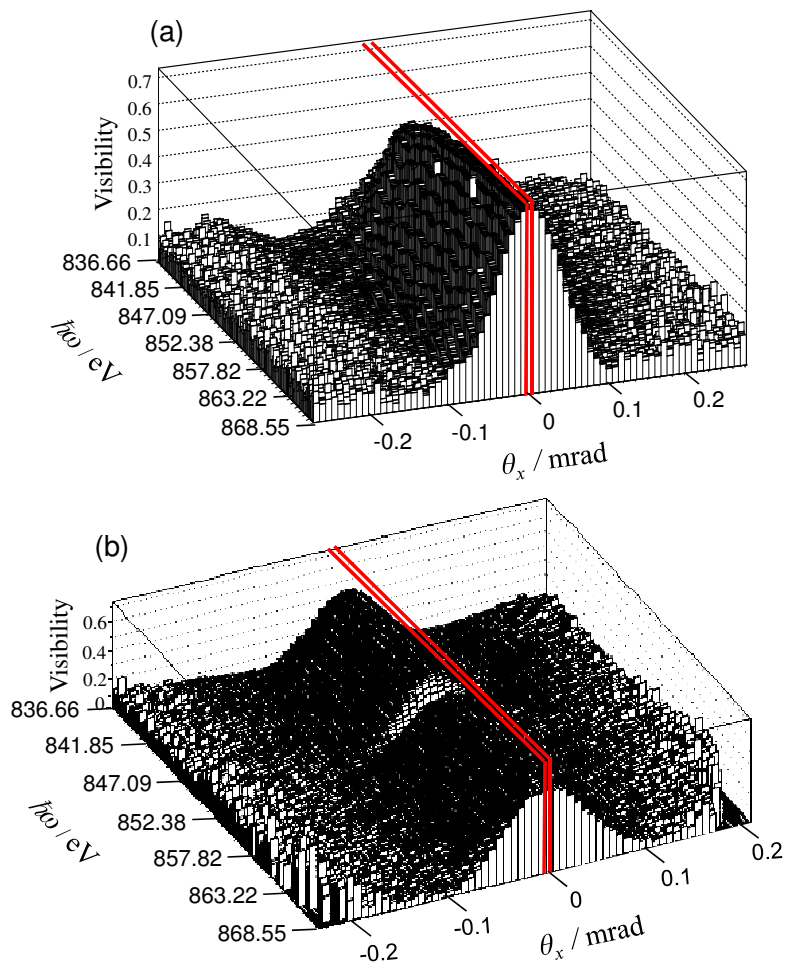
$$V(\Psi) = V_0 \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \cos \left( 2 \left( \frac{\omega}{c} t_0 \Delta\delta + \Psi \right) \right) + \cosh \left( 2 \cdot \frac{\omega}{c} t_0 \Delta\beta \right) \right]}, \quad (7.3)$$

wobei

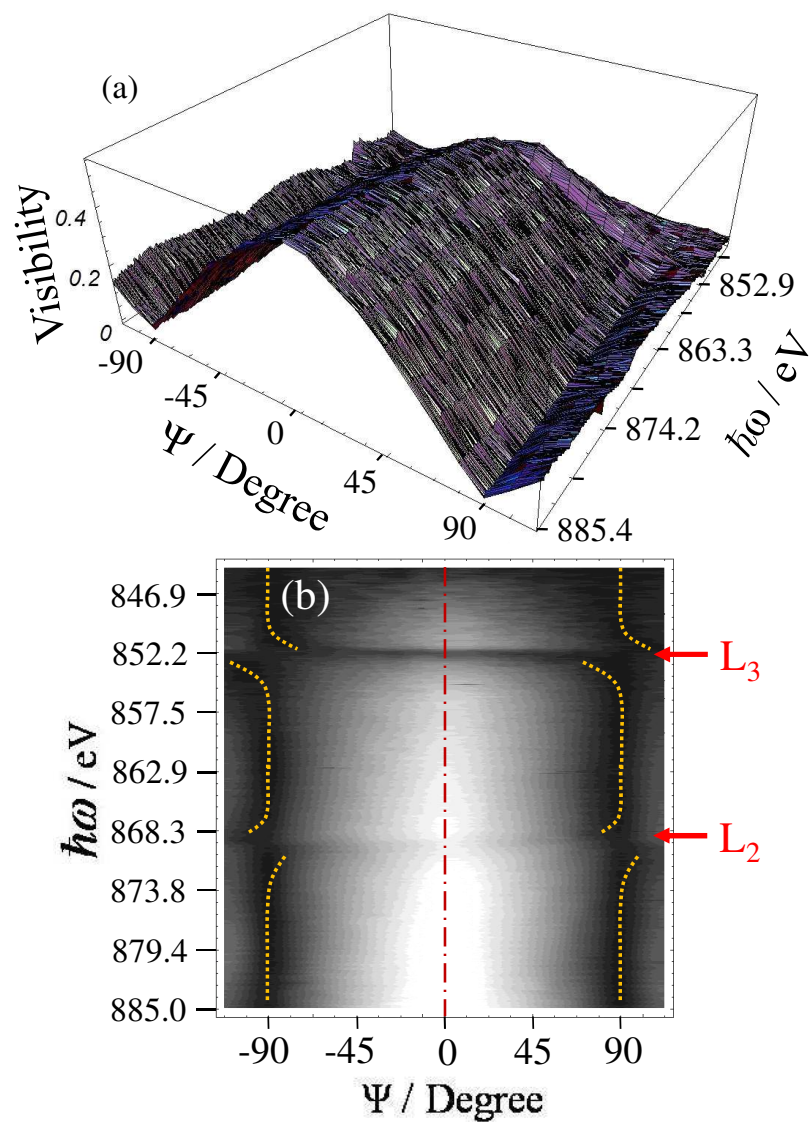
$$V_0 = \frac{2 |A_0| |A_r| e^{-\frac{\omega}{c} t_0 \beta_0}}{|A_0|^2 e^{-2 \frac{\omega}{c} t_0 \beta_0} \cosh \left( 2 \frac{\omega}{c} t_0 \Delta\beta \right) + |A_r|^2} \cdot \langle \cos \delta \rangle \quad (7.4)$$

ist. Der Beitrag des Parameters  $\Delta\beta$  im Nenner der Anpassungsfunktion Gl. (7.4) ist vernachlässigbar im Vergleich zum Beitrag des Parameters  $\beta_0$ . Aus diesem Grund wurden die Messdaten mit der Gl. (7.3) angepasst, wobei  $V_0$ ,  $\Delta\beta$  und  $\Delta\delta$  die Anpassungsparameter sind.

Das Analyseprogramm wurde in Mathematica ([MatXX]) geschrieben. Es zeigte sich, dass sich die Daten der Messungen ohne Nickelfolie wesentlich besser anpassen ließen, wenn die optischen Parameter nicht Null gesetzt wurden. Die so gewonnenen Werte von  $V_0$ ,  $\Delta\beta$  und  $\Delta\delta$  wurden dann von Parametern, die aus der Anpassung der Messdaten mit Nickelfolie resultierten, abgezogen. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Abb. 7.5 für parallele und antiparallele Orientierung der Photonenhelizität zur Magnetisierung der Nickelfolie dargestellt. Die Teilbilder (a) und (b) enthalten beide die selbe Informationen über die magnetische zirkulare Doppelbrechung  $\Delta\delta$  an den  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten von Nickel. Aus diesem Grund wurden die Datenpunkte, die für antiparallele Orientierung der Magnetisierung der Nickelfolie zur Ausbreitungsrichtung der Photonen aufgenommen wurden, um die Energieachse gespiegelt und mit den Datenpunkten der parallelen Orientierung der Magnetisierung der Nickelfolie zur Ausbreitungsrichtung der Photonen gewichtet gemittelt. Die so gemittelte magnetische zirkulare Doppelbrechung  $\Delta\delta$  wurde in Abb. 7.6 gezeigt.

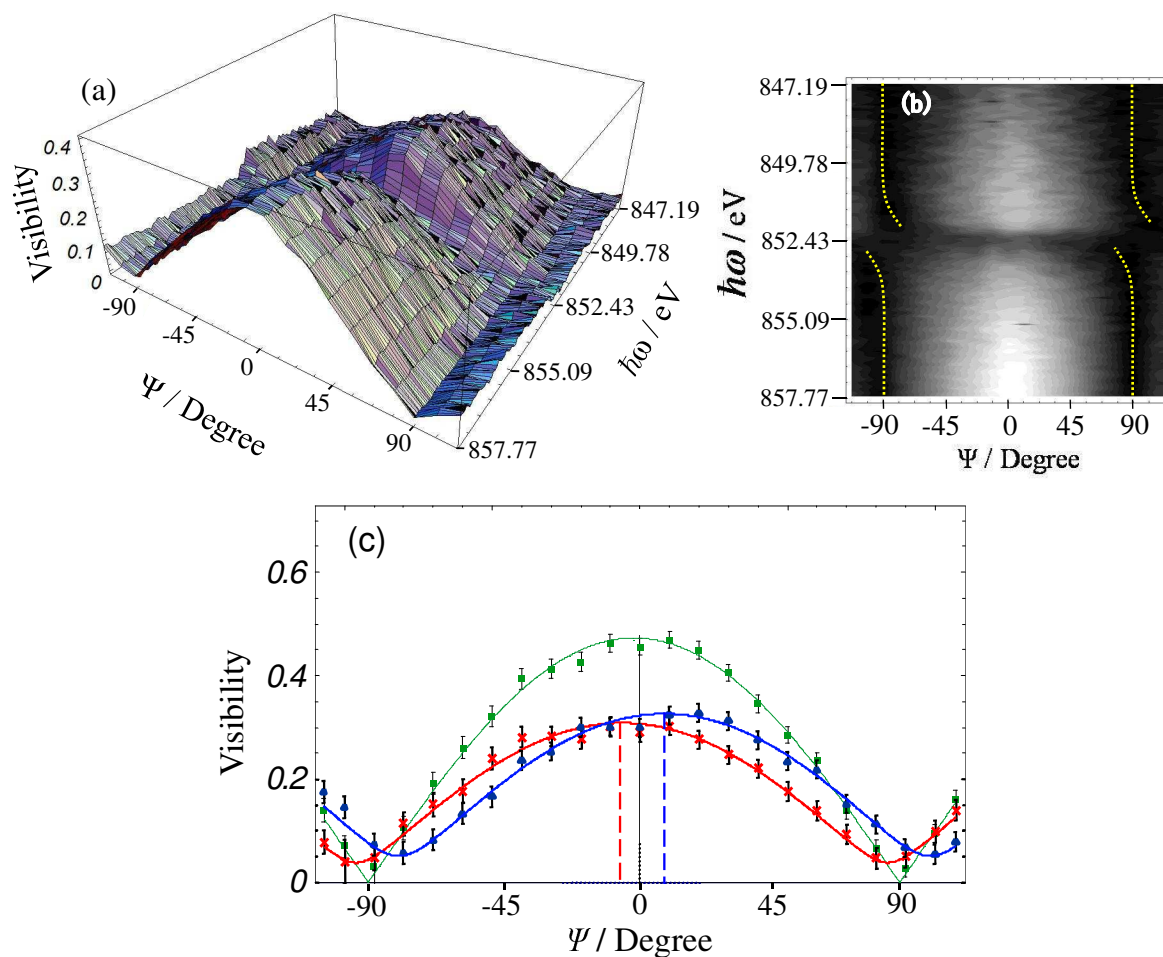


**Abbildung 7.2:** Darstellung der Kohärenz der von den beiden Undulatoren emittierten Strahlung für  $\Psi = 0^\circ$ : in Teilbild (a) ohne Nickelfolie. Die Kohärenz wurde für den CCD Bereich von  $\Delta\hbar\omega \times \Delta\theta_x = 31.9 \text{ eV} \times 5.8 \text{ mrad}$  ausgerechnet. In Teilbild (b) mit Nickelfolie für den Bereich  $\Delta\hbar\omega \times \Delta\theta_x = 31.9 \text{ eV} \times 4.4 \text{ mrad}$ . Die maximale Kohärenz tritt auf der Strahlachse bei  $\theta_x = 0$  auf. Für die Weiterbearbeitung der Daten wird sowohl in (a) als auch in (b) nur ein schmaler Bereich von  $\Delta\hbar\omega \times \Delta\theta_x = 31.9 \text{ eV} \times 9 \mu\text{rad}$  verwendet, der mit dem roten Markierung gekennzeichnet ist.



**Abbildung 7.3:** Maximale Kohärenz in Abhängigkeit des Drehwinkels  $\Psi$  des zweiten Undulators. Die  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten von Nickel befinden sich bei Energien von  $\hbar\omega = 869.649$  eV bzw.  $852.373$  eV. In Teilbild (a) ist die maximale Kohärenz in einer 3D Darstellung gezeigt. In Teilbild (b) sind die gleichen Daten in einem Konturplot veranschaulicht, wobei die Grauskala von  $V = 0$  (schwarz) bis  $V = 0.486$  (weiß) geht. Die maximale Kohärenz  $V_{max}$  betrug  $0.54$ . Die punktierten Linien zeigen die Verschiebung des Kohärenzmaximums entlang der  $\Psi$ -Achse bei dem Drehwinkel  $\Psi = \pm 90^\circ$ .



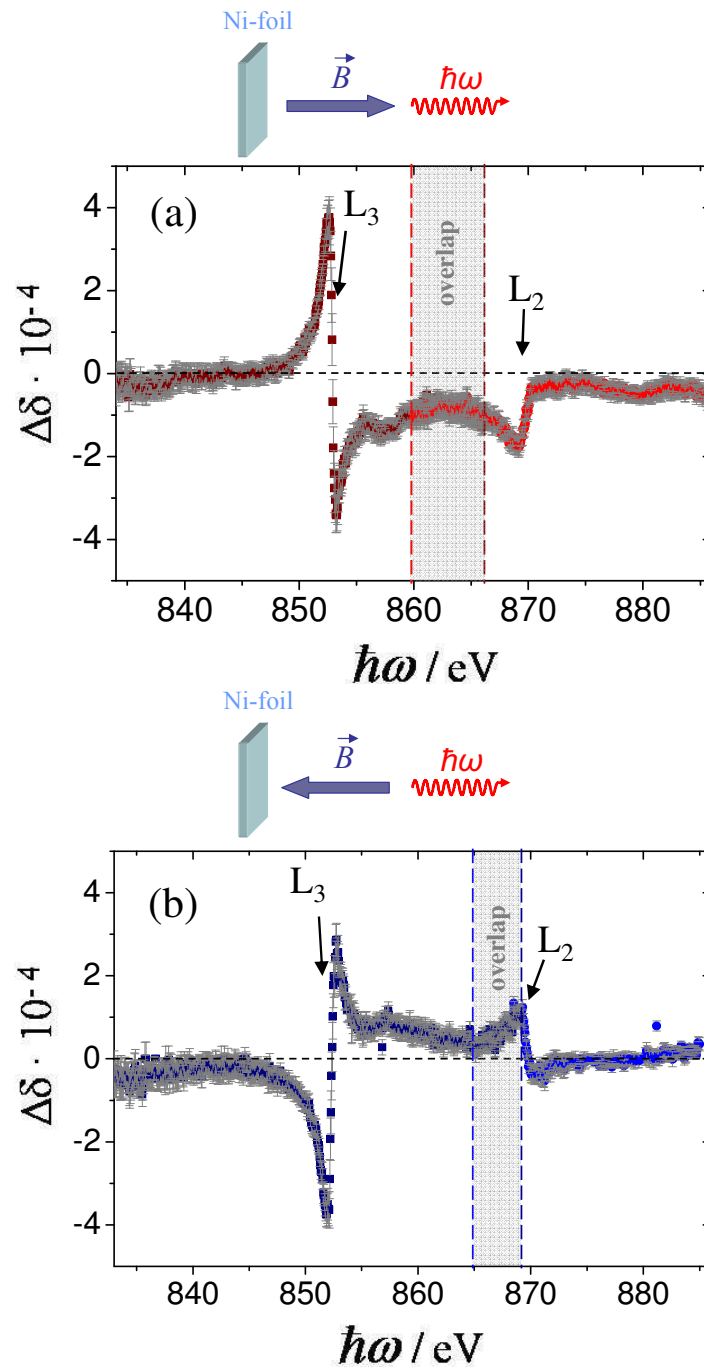


**Abbildung 7.4:** Maximale Kohärenz an der  $L_3$ -Absorptionskante von Nickel für einen Energiebereich  $\Delta\hbar\omega = 847.19 - 857.77$  eV in Abhängigkeit des Drehwinkels  $\Psi$  des zweiten Undulators. Teilbild (a) zeigt eine 3D Darstellung um die  $L_3$ -Absorptionskante. In Teilbild (b) sind die gleichen Daten in einem Konturplot veranschaulicht. Der Schwärzungsgrad definiert die Kohärenz und geht von Null (schwarz) bis zu einer maximalen Kohärenz von 0.62 (weiß). Die punktierten Linien zeigen die Verschiebung des Kohärenzmaximums entlang der  $\Psi$ -Achse bei dem Drehwinkel  $\Psi = \pm 90^\circ$ . In Teilbild (c) sind die Kohärenzmaximumskurven exemplarisch für drei verschiedene Energien dargestellt:  $\hbar\omega = 857.4$  eV (grün),  $\hbar\omega = 852.8$  eV (rot) und  $\hbar\omega = 851.6$  eV (blau) gezeigt. Die Datenpunkte wurden jeweils mit einer Fitfunktion Gl. (7.4) angepasst.

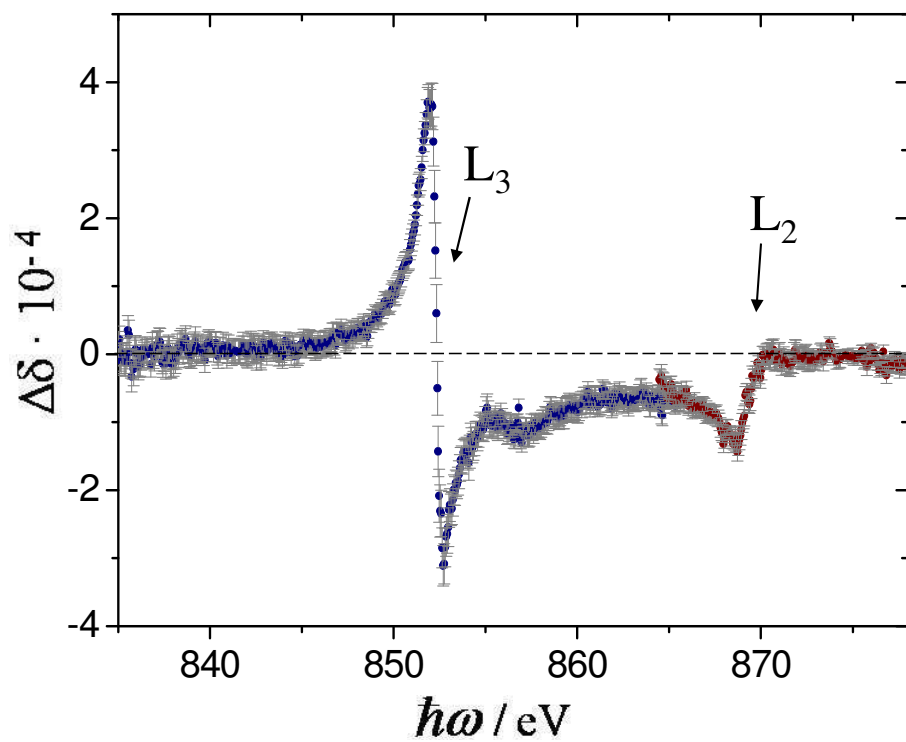
Der Parameter  $V_0$ , der die Informationen über die maximalen Kohärenz enthält, setzt sich aus der Wirkung zweier optischer Parameter zusammen. Einerseits ist die globale Absorption durch die Nickel Absorptionsfolie, die durch den Parameter  $\beta_0$  charakterisiert wird, gegeben. Andererseits enthält sie Informationen über den Parameter  $\Delta\beta$ , da die Kohärenz  $V_{min}$  im Minimum, also nahe dem Drehwinkel  $\Psi = \pm 90^\circ$  nicht mehr verschwindet. In Abb. 7.7 sind zwei Messungen gezeigt, die für die unterschiedlichen Magnetisierungsrichtungen aufgenommen wurden. Im Teilbild (a) wurde die Intensität der Undulatoren auf die  $L_3$ -Absorptionskante optimiert. Es wurde eine maximale Kohärenz von 56 % erreicht. Im Teilbild (b), in dem die Undulatoren bei antiparalleler Richtung der Magnetisierungsrichtung zur Ausbreitungsrichtung der Photonen auf die  $L_2$ -Absorptionskante optimiert wurden, ist eine Verschlechterung der Kohärenz sichtbar. Dies kann auf eine Abweichung vom axialen Einschuss durch das longitudinale Magnetfeld für die Probefolie zurückgeführt werden. Wenn die Elektronen durch das Magnetfeld abgelenkt werden und nicht mehr die magnetische Achse der Undulatoren durchqueren, werden die Spektren der beiden Undulatoren entweder in leicht unterschiedliche Richtung emittiert oder die Amplituden ändern sich. Die maximale Kohärenz von 42 % reicht aber immer noch aus, um die optischen Parametern zu bestimmen.

Der Parameter  $\Delta\beta$  wurde ebenfalls aus der Anpassungsfunktion ermittelt. Außerhalb der  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten ist der Parameter  $\Delta\beta$  gleich Null. Die sehr große Fehler an diesen Stellen wurden in Abb. 7.8 der besseren Übersicht halber nicht dargestellt. Nur im Absorptionskantenbereich sind diese Messungen von Bedeutung, weil nur in diesem Bereich das dichroitische Verhalten der magnetisierten Probefolie zu beobachten ist.

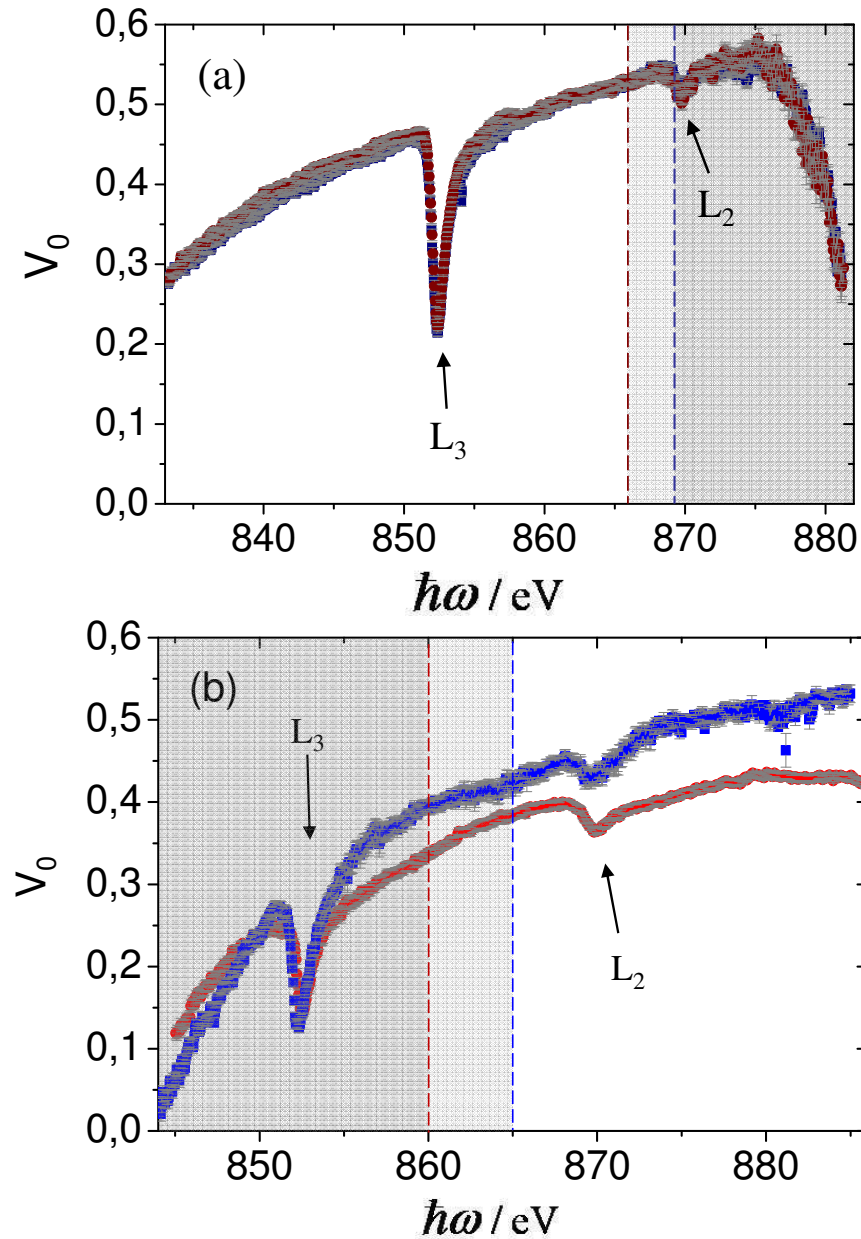
Nach der Darstellung der Bearbeitung der Rohdaten und der Anpassung der Berechnungen an die experimentellen Daten beschäftigt sich das folgende Kapitel mit der Diskussion der Ergebnisse.



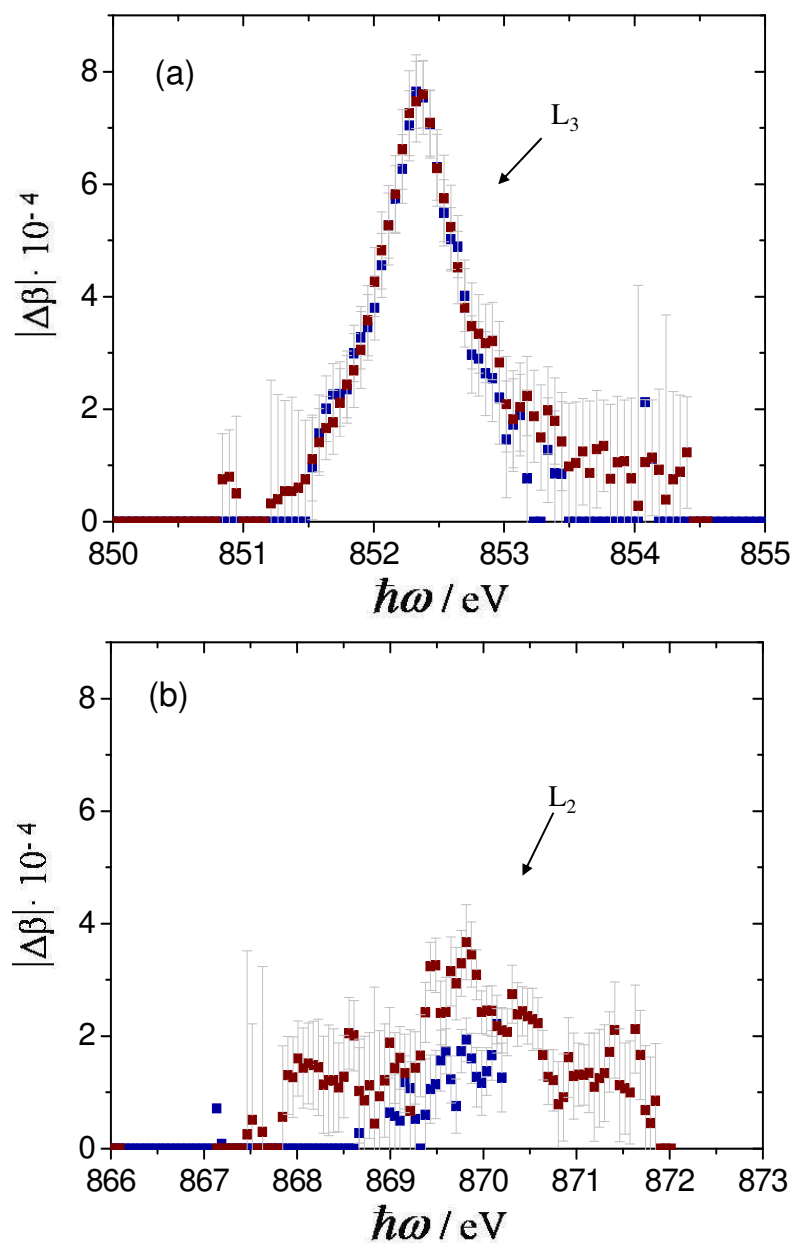
**Abbildung 7.5:** Ergebnisse für die magnetisch zirkulare Doppelbrechung  $\Delta\delta$  an den  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten für parallele (a) und antiparallele (b) Orientierung der Magnetisierung der Nickelfolie zur Ausbreitungsrichtung der Photonen. Die Ergebnisse wurden jeweils aus zwei Datensätzen zusammengesetzt, bei denen die Intensität der Undulatorstrahlung zuerst auf die  $L_3$ - und anschließend auf die  $L_2$ -Absorptionskante optimiert wurde. Im Teilbild (a) befindet sich der Überlapp der zwei Datensätze zwischen den Energien 860 – 866 eV, im Teilbild (b) zwischen den Energien 865 – 869 eV.



**Abbildung 7.6:** Gemittelte magnetische zirkulare Doppelbrechung  $\Delta\delta$ . Die Daten für parallele und antiparallele Orientierung der Magnetisierung der Nickelfolie zur Ausbreitungsrichtung der Photonen, die in Abb. 7.8 gezeigt wurden, wurden gewichtet gemittelt.



**Abbildung 7.7:** Parameter  $V_0$  der Gl. (7.4) an den  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten. In (a) wurde die Intensität der Undulatoren auf die  $L_3$ -Absorptionskante (dunkle Farben) und in (b) auf die  $L_2$ -Absorptionskante (helle Farben) optimiert. Die Farbcodes sind der Abb. 7.5 entsprechend und beschreiben die Orientierung der Magnetisierung der Probefolie zur Ausbreitungsrichtung der Photonen (rot parallel und blau antiparallel). Die Daten im schraffierten Energiebereich wurden für die Auswertung der optischen Parametern nicht verwendet.



**Abbildung 7.8:** Ergebnisse für den magnetisch zirkularen Dichroismus  $\Delta\beta$  an den  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten. Außerhalb der Absorptionskantenbereich ist  $\Delta\beta = 0$ . Die Farbcodes beschreiben die Orientierung der Magnetisierung der Probefolie zur Ausbreitungsrichtung der Photonen (rot parallel und blau antiparallel). Die Intensität der Undulatorstrahlung wurde auf die  $L_3$ -Absorptionskante optimiert.

# Kapitel 8

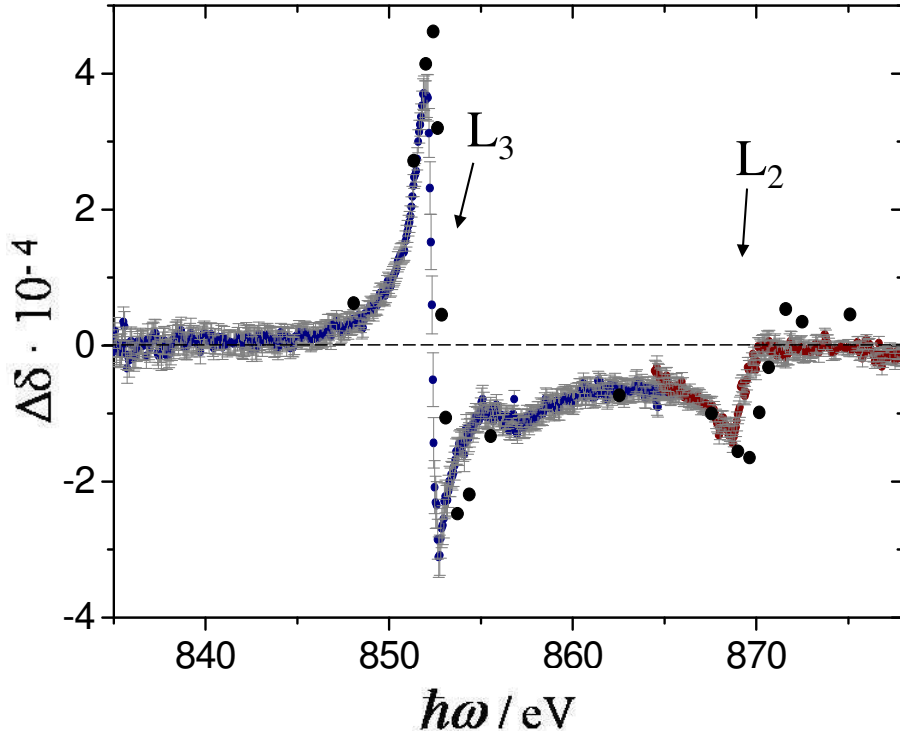
## Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse diskutiert und mit den Literaturwerten verglichen. Anschließend folgt eine Diskussion über die Vorteile der Messmethode mit linearpolarisierter Undulatorstrahlung in Vergleich zu den Messmethoden mit zirkularpolarisierter Synchrotronstrahlung. Das Kapitel schließt mit einer Ausblick.

### 8.1 Vergleich der gemessenen optischen Parametern mit den Literaturwerten

In Abb. 8.1 wird die in dieser Arbeit gemessene magnetische zirkulare Doppelbrechung  $\Delta\delta$  mit den Ergebnissen aus Ref. [Kun01] verglichen. In letzterer Arbeit wurden die optischen Parameter der Nickel L-Absorptionskanten in einer  $Fe_{0.5}Ni_{0.5}$  Legierung an BESSY II mit einer Energieauflösung von  $\hbar\omega/\Delta\hbar\omega = 2500$  gemessen. Schon auf den ersten Blick fällt auf, dass die Messungen dieser Arbeit sehr viel mehr Information enthält als die durch die wenigen schwarzen Punkte dargestellte BESSY II - Messung. Desweiteren ist ersichtlich, dass das bessere Auflösungsvermögens von 4000 in dieser Arbeit keinen wesentlichen Effekt hat. Offensichtlich ist die Breite der Strukturen erheblich größer als die intrinsische Breite des Spektrometers bei BESSY II von 0.35 eV (FWHM). Qualitativ stimmen die beiden Messungen gut überein. Im Detail gibt es jedoch Unterschiede. Einerseits sind beide Messungen energetisch gegeneinander verschoben, wobei die Messung aus Ref. [Kun01] an der  $L_3$ -Absorptionskante eine geringere Verschiebung aufweist als an der  $L_2$ -Absorptionskante. Die Ursache liegt wahrscheinlich in unterschiedlichen Annahmen über die Energie der weißen Linien an den Absorptionskanten, die zu unterschiedlichen Energieeichungen führt. Welche der Eichungen inkorrekt ist, konnte nicht geklärt werden. Es sei aber vermerkt, dass der in dieser Arbeit bestimmte Energieabstand der L-Absorptionskanten von  $(17.27 \pm 0.035)$  eV (siehe Abschnitt 5.2.1) sehr gut mit den Literaturwerten von  $(17.3 \pm 0.1)$  eV und  $(17.25 \pm 0.05)$  eV (siehe Ref. [Par72]) übereinstimmt.

Desweiteren ist im Spektrum dieser Arbeit im Abstand von 3.5 eV vom Nulldurchgang der  $L_3$  Struktur statistisch signifikant eine sinusförmige Feinstruktur mit Nulldurch-



**Abbildung 8.1:** Ergebnisse für die magnetisch zirkulare Doppelbrechung  $\Delta\delta$  an den  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten. Die Daten für parallele und antiparallele Orientierung der Magnetisierung der Nickelfolie zur Ausbreitungsrichtung der Photonen, die in Abb. 7.8 gezeigt wurden, wurden gewichtet gemittelt und anschließend mit den Ergebnissen von Ref. [Kun01] verglichen. Die schwarzen Datenpunkte wurden an BESSY II an den Nickel L-Absorptionskanten in einer  $Fe_{0.5}Ni_{0.5}$  Legierung mit einer Energieauflösung von  $E/\Delta E = 2500$  gemessen.

gang bei 855.9 eV erkennbar. Sie stimmt energetisch mit der Struktur in den Spektren für den magnetisch zirkularen Dichroismus in Ref. [Che90] überein, die einen Abstand von ebenfalls 3.5 eV vom Maximum hat. Jegliche Art von Strukturen sind über die Kramers-Kronig-Transformation miteinander verknüpft, wobei ein Peak in  $\Delta\beta$  zu einer Struktur in  $\Delta\delta$  mit Nulldurchgang wird. Der physikalische Ursprung ist demnach derselbe. Er wird von Chen et al. vorläufig als ein durch die Austauschwechselwirkung aufgespaltener  $d$ -Zustand interpretiert, der mit unbesetzten  $s, p$ -Zuständen oberhalb der nominalen Grenze des  $d$ -Bandes hybridisiert.

Die Ergebnisse der Messungen für den magnetisch zirkularen Dichroismus  $\Delta\beta$  an den  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten sind in Abb. 8.2 dargestellt. In unseren Messungen kann das Vorzeichen von  $\Delta\beta$  nicht bestimmt werden. Dies hängt damit zusammen, dass in der Anpassungsfunktion (Gl. 3.12)  $\Delta\beta$  das Argument einer cosh-Funktion ist, die immer positive Werte liefert. Außerhalb der Absorptionskantenbereiche ist  $\Delta\beta = 0$ . Hier liefert die Anpassung mit der Funktion Gl. (3.12) sehr große Fehler. Sinnvolle Ergebnisse erhält man nur im unmittelbaren Absorptionskantenbereich, wo  $\Delta\beta$  groß ist. Die schwarzen Datenpunkte sind Messergebnisse von [Kun01], die an BESSY II in einer  $Fe_{0.5}Ni_{0.5}$  Legierung mit einer Energieauflösung von  $\hbar\omega/\Delta\hbar\omega = 2500$  aufgenommen wurden. Der Vergleich mit unseren Daten zeigt, dass wiederum eine Energieverschie-



bung zwischen beiden Messungen zu verzeichnen ist, die wahrscheinlich - wie oben bereits erwähnt - auf unterschiedliche Eichwerte für die Absorptionskanten zurückgeführt werden kann. Abgesehen davon scheint aber das Energieauflösungsvermögen von 2500 in Ref. [Kun01] nicht ausreichend gewesen zu sein. Die Linien sind gegenüber unseren Messungen leicht verbreitert, was sich auch durch einen reduzierten Maximalwert für  $\Delta\beta$  manifestiert. Eine andere Ursache könnte darin liegen, dass an BESSY II mit einer  $Fe_{0.5}Ni_{0.5}$  Legierung gemessen wurde. Ob gegebenenfalls unterschiedliche Temperaturen der Proben einen Einfluss haben, konnte nicht geklärt werden.

Daten zum magnetisch zirkularen Dichroismus sind auch in Fig. 2 der Arbeit von Chen et al. ([Che90]) publiziert, wobei allerdings zu beachten ist, dass keine Absolutwerte von  $\Delta\beta$  bestimmt wurden. Im Prinzip kann eine derartige Eichung mit unseren Daten vorgenommen werden, die gerade für das Maximum der  $L_3$ -Absorptionskante sehr genau sind. Ein Fit im Bereich des Maximums liefert  $|\Delta\beta|_{max} = (7.6 \cdot \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$ . Hierbei wurde eine Korrektur von 4.8 % angebracht, die die Linienverbreiterung von 0.21 eV unseres Spektrometers (Auflösungsvermögen 4000) bei einer gemessenen Linienbreite von 0.67 eV (FWHM) berücksichtigt. Leider ist die Auflösung von 2.3 eV in den Daten von Chen et al. viel zu schlecht, als dass das Eichverfahren auf diese Daten angewendet werden könnte.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass in dieser Arbeit ein erheblich verbesserter Datensatz für die magnetisch zirkulare Doppelbrechung gewonnen wurde. Der sehr genaue Wert für den magnetisch zirkularen Dichroismus im Maximum der  $L_3$ -Absorptionskante erlaubt eine Eichung genauer Relativmessungen. Aber bereits mit den in dieser Arbeit gemessenen Daten kann ein Vergleich mit theoretischen Berechnungen ([Kun01]) vorgenommen werden. Wie Abb. 8.3 zeigt, sind die berechneten Strukturen gegenüber den gemessenen signifikant zu breit.

## 8.2 Messung der optischen Parametern mit linear-polarisierter Undulatorstrahlung

In dieser Arbeit wurden die optischen Effekte in ferromagnetischen Metallen mit Hilfe linearpolarisierter Undulatorstrahlung gemessen. Ein Vorteil für die Messung der Faraday-Rotation liegt darin, dass diese Technik keine zirkular polarisierte Röntgenstrahlung erfordert, deren Polarisationsgrad genau bekannt sein muss. Dazu müssen Analysatoren zur Verfügung stehen, mit denen der Polarisationsgrad genau gemessen werden kann, deren Realisierung gerade im fernen ultravioletten und weichen Röntgenbereich nicht ganz einfach ist. Erschwert wird die Messung zusätzlich noch dadurch, dass zwischen links- und rechtszirkularer Polarisation umgeschaltet werden muss. An Synchrotronstrahlungsquellen in BESSY II wurden dazu allerdings spezielle Undulatoren von APPLE-II Typ entwickelt (siehe Ref. [HZBXX]), mit denen diese Anforderungen inzwischen erfüllt werden können. Auch die Herstellung von Analysatoren für den Polarisationsgrad der Strahlung hat erhebliche Fortschritte gemacht (siehe Ref. [Hol96]).

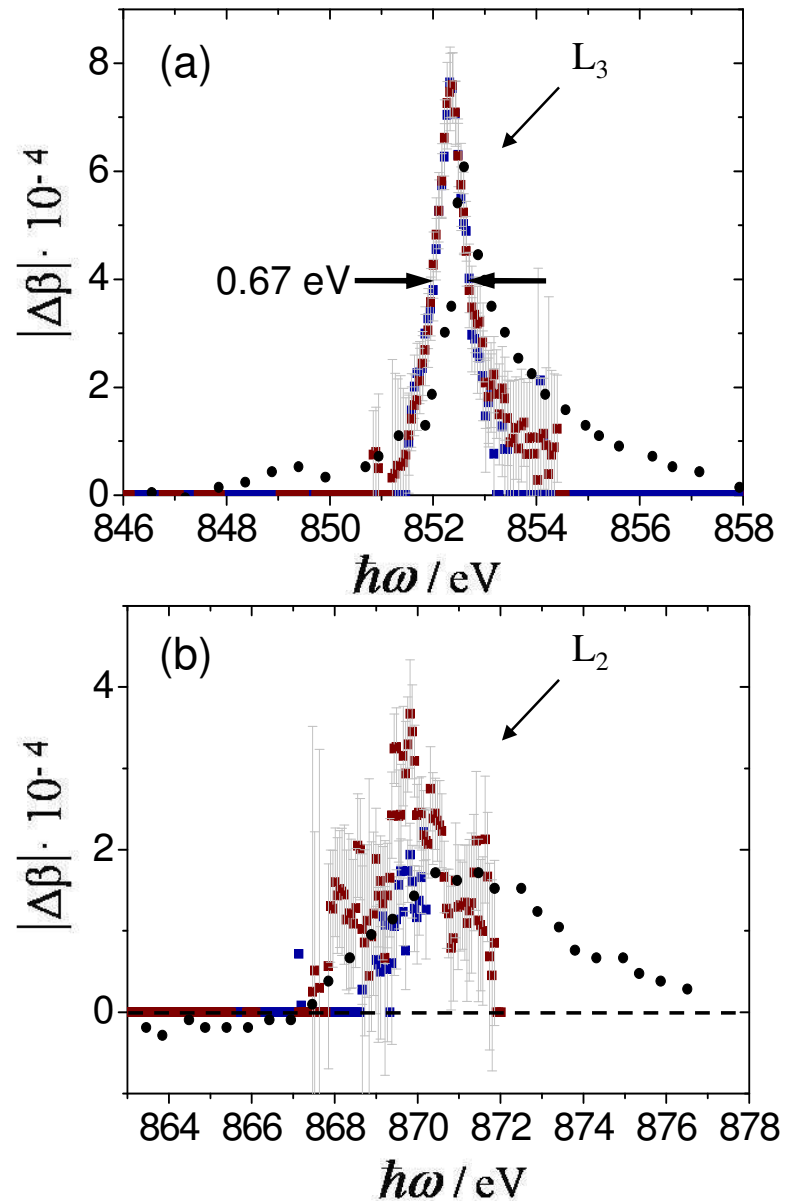
Linear polarisierte Röntgenstrahlung wird demgegenüber natürlicherweise in jedem Undulator erzeugt. Aber auch hier sind Analysatoren zur Messung der Faraday-Rotation erforderlich, beispielsweise ein Multilayer-Spiegel in der Arbeit [Kun01]. Bei der in dieser Arbeit entwickelten Methode mit zwei Undulatoren zur Messung der Faraday-Rotation in longitudinal polarisierten Nickel-Folien dient der zweite Undulator, der um die Strahlachse gedreht werden kann, gleichzeitig als Analysator für die aus der Folie austretende elliptisch polarisierte Röntgenstrahlung. Angesichts der Tatsache, dass die angesprochenen Analysatoren im fernen ultravioletten bis in den weichen Röntgenbereich meistens nur geringe Bandbreite aufweisen, ist dies ein wichtiger Vorteil.

Von Collins (siehe Ref. [Col99]) wird erwähnt, dass der magnetisch zirkulare Dichroismus an den Ausläufern von Absorptionskanten verschwindend klein wird, während dies für den Faraday-Rotationswinkel nicht gilt. Weiterhin wird in dieser Arbeit ausgeführt, dass für Systeme, die zirkularen und linearen Dichroismus aufweisen, die zweite-Ordnungs-Terme nicht mehr durch die Kramers-Kronig-Transformation miteinander verknüpft sind. Eine Separation muss dann durch eine Messung des magnetisch zirkularen Dichroismus und der magnetisch zirkularen Doppelbrechung erfolgen. Diese Forderung ist auf natürliche Weise bei dem in dieser Arbeit entwickelten Spektrometer erfüllt, mit dem beide optischen Parameter gleichzeitig gemessen werden.

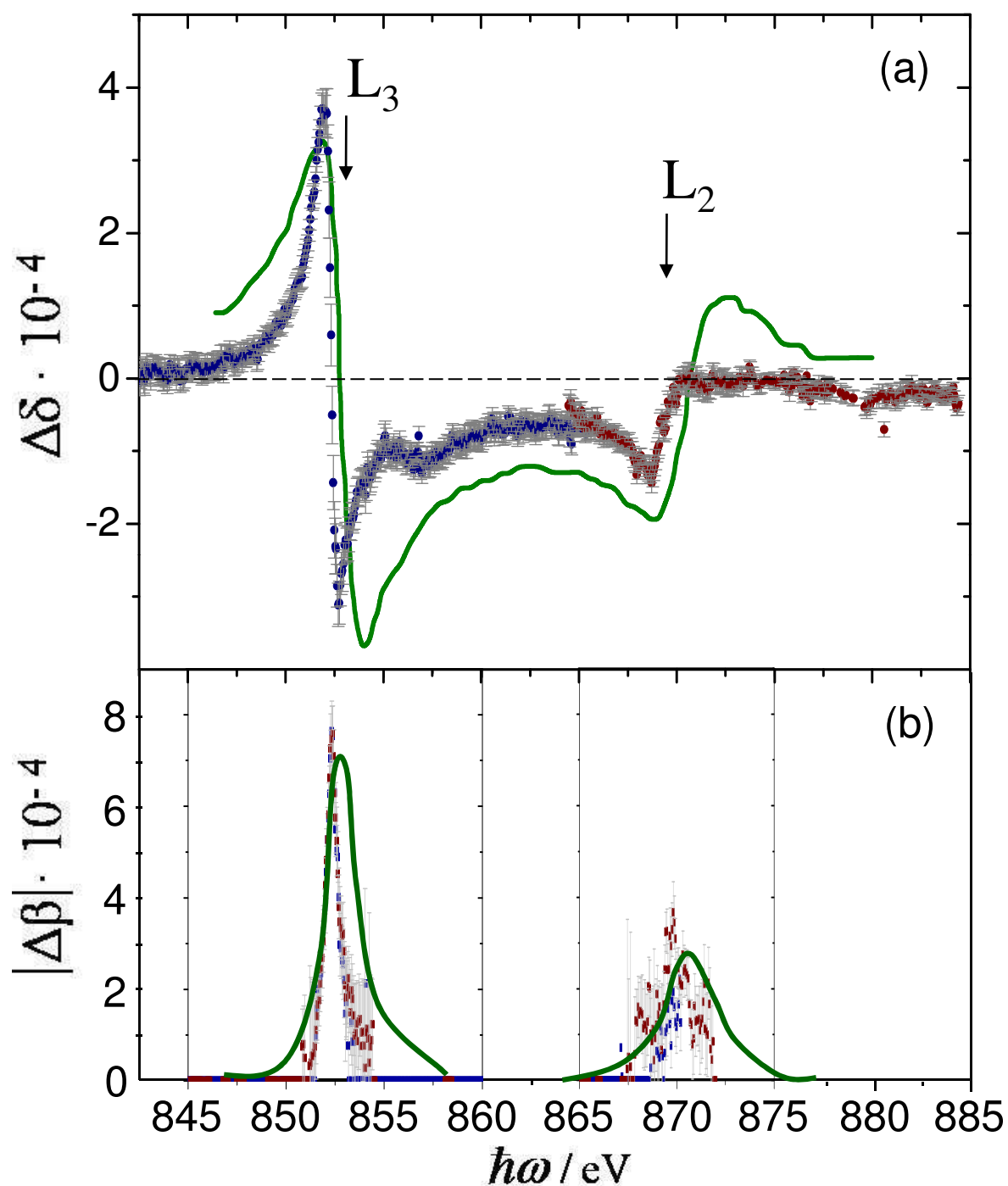
### 8.3 Ausblick

Im folgenden wird eine mögliche Weiterentwicklung des Interferometers diskutiert, die die genauere Messung der magnetischen zirkularen Dichroismus  $\Delta\beta$  ermöglicht.

Die Idee ist, den zweiten Undulator so um zu bauen, dass die Strahlungsamplitude  $A_r$  in der Größenordnung der Amplitude  $A_0$  des ersten Undulators nach der Absorption in der Nickel Probefolie sich befindet. Dies würde bedeuten, dass in den  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten die Amplituden gleich groß werden, was zu einer Verbesserung der Kohärenz in diesem Bereich führt. Dadurch können die optischen Parameter  $\Delta\delta$ , aber insbesondere  $\Delta\beta$  mit einer größeren Genauigkeit gemessen werden.



**Abbildung 8.2:** Ergebnisse für den magnetisch zirkularen Dichroismus  $\Delta\beta$  an den  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten. Außerhalb der Absorptionskantenbereich ist  $\Delta\beta = 0$ . Die schwarzen Datenpunkte sind Messergebnisse von [Kun01], die an den Nickel L-Absorptionskanten an BESSY II in einer  $Fe_{0.5}Ni_{0.5}$  Legierung mit einer Energieauflösung von  $E/\Delta E = 2500$  aufgenommen wurden.



**Abbildung 8.3:** Ergebnisse für die magnetische zirkulare Doppelbrechung  $\Delta\delta$  (a) und für den magnetischen zirkularen Dichroismus  $\Delta\beta$  (b) an den  $L_{2,3}$ -Absorptionskanten. Die grüne Durchgezogene Kurven sind theoretische Rechnungen (siehe Ref. [Kun01]). Die Strukturen auf der Kurve haben keine physikalische Bedeutung.

# Anhang A

## Intensität und Kohärenz

### A.1 Berechnung der Intensität mit den Jones'schen Vektoren

In diesem Abschnitt werden die Beziehung Gl.(3.9) für die Intensität zweier Undulatoren, zwischen denen sich eine magneto-optisch aktive Folie befindet, sowie die Beziehung Gl.(3.12) für die Kohärenz (Visibility) hergeleitet. Dabei wird der Polarisationszustand der Strahlung mit Hilfe der Jones'schen Vektoren beschrieben (siehe Ref. [Hec01]).

Die vom ersten Undulator emittierte linear polarisierte ebene Welle ist

$$\vec{A} = A_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

und kann als die Summe von einer rechts- und einer linkszirkular polarisierten Welle geschrieben werden:

$$\vec{A} = \vec{A}_- + \vec{A}_+, \quad (\text{A.2})$$

wobei

$$\begin{aligned} \vec{A}_- &= \frac{A_1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad \text{und} \\ \vec{A}_+ &= \frac{A_1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

sind.

Nach Durchqueren der Strahlung durch die magnetisierte Folie ist die Feldstärke geschwächt und phasenverschoben:

$$\begin{aligned}\vec{A}_- &= \frac{|A_1|}{2} e^{i\frac{\omega}{c}t_0(\beta_- - \delta_-)} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad \text{und} \\ \vec{A}_+ &= \frac{|A_1|}{2} e^{i\frac{\omega}{c}t_0(\beta_+ - \delta_+)} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}.\end{aligned}\tag{A.4}$$

Die Feldstärke des zweiten um den Winkel  $\Psi$  gedrehten Undulators ist

$$\vec{A} = A_2 \begin{pmatrix} \cos \Psi \\ \sin \Psi \end{pmatrix},\tag{A.5}$$

wobei  $A_2 = |A_2| e^{i\frac{\omega}{c}\Delta}$  mit dem  $\Delta$  Gangunterschied zu der von dem ersten Undulator emittierte Welle ist. Die Summe der zwei Wellen lautet

$$\vec{A} = \frac{|A_1|}{2} \left[ e^{-i\frac{\omega}{c}t_0\beta_-} e^{-i\frac{\omega}{c}t_0\delta_-} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} + e^{-i\frac{\omega}{c}t_0\beta_+} e^{-i\frac{\omega}{c}t_0\delta_+} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \right] + |A_2| e^{i\frac{\omega}{c}\Delta} \begin{pmatrix} \cos \Psi \\ \sin \Psi \end{pmatrix}.\tag{A.6}$$

Die Intensität wird wie folgt berechnet:

$$I \sim |A|^2 = A A^*.\tag{A.7}$$

$$\begin{aligned}I &= \frac{|A_1|^2}{2} \left[ e^{-2i\frac{\omega}{c}t_0\beta_-} + e^{-2i\frac{\omega}{c}t_0\beta_+} \right] + |A_2|^2 \\ &\quad + \frac{|A_1||A_2|}{2} \left[ e^{-i\frac{\omega}{c}t_0\beta_- - i\frac{\omega}{c}(t_0\delta_- + \Delta) - i\Psi} + e^{-i\frac{\omega}{c}t_0\beta_+ - i\frac{\omega}{c}(t_0\delta_+ + \Delta) + i\Psi} \right] \\ &\quad + \frac{|A_1||A_2|}{2} \left[ e^{-i\frac{\omega}{c}t_0\beta_- + i\frac{\omega}{c}(t_0\delta_- + \Delta) + i\Psi} + e^{-i\frac{\omega}{c}t_0\beta_+ + i\frac{\omega}{c}(t_0\delta_+ + \Delta) - i\Psi} \right]\end{aligned}\tag{A.8}$$

$$\begin{aligned}I &= \frac{|A_1|^2}{2} \left[ e^{-2i\frac{\omega}{c}t_0\beta_-} + e^{-2i\frac{\omega}{c}t_0\beta_+} \right] + |A_2|^2 \\ &\quad + |A_1||A_2| \left\{ e^{-i\frac{\omega}{c}t_0\beta_-} \cdot \cos \left[ \frac{\omega}{c}(t_0\delta_- + \Delta) + \Psi \right] + e^{-i\frac{\omega}{c}t_0\beta_+} \cdot \cos \left[ \frac{\omega}{c}(t_0\delta_+ + \Delta) - \Psi \right] \right\}\end{aligned}\tag{A.9}$$

Mit den Bezeichnungen

$$\begin{aligned}\beta_- &= \beta_0 - \Delta\beta, \\ \beta_+ &= \beta_0 + \Delta\beta, \\ \delta_- &= \delta_0 - \Delta\delta \quad \text{und} \\ \delta_+ &= \delta_0 + \Delta\delta\end{aligned}\tag{A.10}$$

und nach geschicktem Umformung mit der Beziehung

$$a \cos \alpha + b \sin \alpha = \sqrt{a^2 + b^2} \quad (\text{A.11})$$

unter Verwendung der Abkürzungen

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\omega}{c}(t_0\delta_0 + \Delta), \\ a &= \cos\left(-\frac{\omega}{c}t_0\Delta\delta + \Psi\right) \cdot \cosh\left(\frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta\right) \quad \text{und} \\ b &= \sin\left(-\frac{\omega}{c}t_0\Delta\delta + \Psi\right) \cdot \sinh\left(\frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta\right), \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

ergibt sich für

$$a^2 + b^2 = \frac{1}{2} \left[ \cos 2\left(-\frac{\omega}{c}t_0\Delta\delta + \Psi\right) + \cosh 2\left(\frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta\right) \right]. \quad (\text{A.13})$$

Wegen

$$\cos^2 \beta \cosh^2 \gamma + \sin^2 \beta \sinh^2 \gamma = \frac{1}{2} [\cos(2\beta) + \cosh(2\gamma)] \quad (\text{A.14})$$

ist das Endergebnis

$$\begin{aligned} I &= |A_1|^2 e^{-2\frac{\omega}{c}t_0\beta_0} \cdot \cosh\left(2\frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta\right) + |A_2|^2 \\ &+ 2|A_1||A_2| e^{-\frac{\omega}{c}t_0\beta_0} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \left\{ \cos \left[ 2\left(-\frac{\omega}{c}t_0\Delta\delta + \Psi\right) \right] + \cosh \left( 2\frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta \right) \right\}} \\ &\cdot \cos \left\{ \frac{\omega}{c}(t_0\delta_0 + \Delta) - \arctan \left[ \tan \left(-\frac{\omega}{c}t_0\Delta\delta + \Psi\right) \cdot \tanh \left(\frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta\right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Für den Sonderfall  $\Delta\beta = \Delta\delta = 0$  wird die Intensität

$$I = |A_1|^2 e^{-2\frac{\omega}{c}t_0\beta_0} + |A_2|^2 + 2|A_1||A_2| e^{-\frac{\omega}{c}t_0\beta_0} \cdot \cos \left[ \frac{\omega}{c}(t_0\delta_0 + \Delta) \right] \cdot \cos |\Psi| \quad (\text{A.16})$$

Vom Ausdruck (A.15) wird die Kohärenz bestimmt. Sie beschreibt den Kontrast des Interferenzsignals und ist definiert als

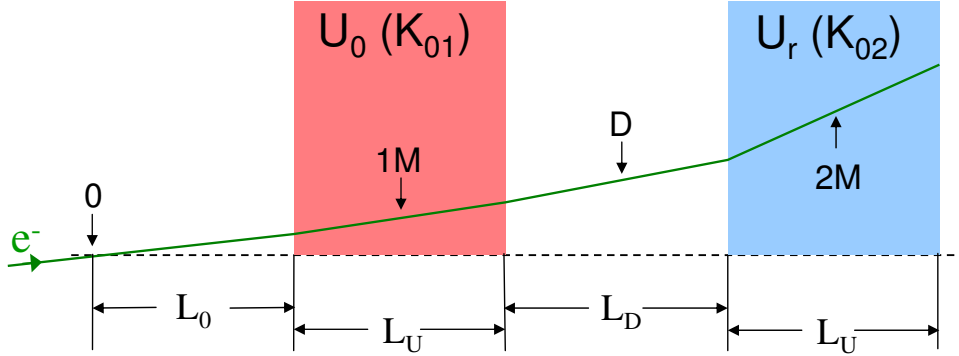
$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (\text{A.17})$$

wobei  $I_{max}$  und  $I_{min}$  die maximale und minimale Intensität des Interferenzsignals sind. Bei einer Messung ohne Folie zwischen den Undulatoren ist  $I_{min} = 0$  und damit wird die maximale erreichbare Kohärenz  $V = 1$ .

Aus Gl. (A.15) für die Intensität folgt die Kohärenz [Bac07]

$$V(\Psi) = \frac{2|A_1||A_2| e^{-\frac{\omega}{c}t_0\beta_0} \sqrt{\frac{1}{2} \left\{ \cos \left[ 2\left(\frac{\omega}{c}t_0\Delta\delta + \Psi\right) \right] + \cosh \left( 2\frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta \right) \right\}}}{|A_1|^2 e^{-2\frac{\omega}{c}t_0\beta_0} \cosh \left( 2\frac{\omega}{c}t_0\Delta\beta \right) + |A_2|^2}. \quad (\text{A.18})$$

## A.2 Kohärenzverminderung infolge nicht idealer Bedingungen



**Abbildung A.1:** Hier sind die verschiedenen Strecken, die die Elektronen durchlaufen. In den Undulatoren werden die zwei Wellenzüge emittiert, deren Gangunterschied ausgerechnet werden soll. Der zweite Undulator  $U_r$  ist um einen Winkel  $\Psi$  drehbar.

In diesem Abschnitt soll die Definition und die Berechnung des Gangunterschiedes  $\Delta$  zwischen den im Interferometer emittierten Wellenzüge erläutert werden, wobei die Drehung des zweiten Undulators  $U_r$  mitberücksichtigt wird. Wie in [Dam98, Bac07] beschrieben und in der Abb. A.1 skizziert ist, lässt sich der Gangunterschied in drei Abschnitte unterteilen. Für den ersten Abschnitt, innerhalb des ersten Undulators ist

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= \frac{L_U}{4\gamma^2} \left( 1 + \frac{K_1^2}{2} + \gamma^2 \theta_1^2 \right), \\ \theta_1^2 &= (\theta_x - \theta_{1Mx})^2 + (\theta_y - \theta_{1My})^2 \quad \text{und} \\ K_1 &= K_{01} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{2\pi}{\lambda_U} \right)^2 y_{1M}^2 \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

Für den zweiten Abschnitt, innerhalb des zweiten Undulators ist analog

$$\begin{aligned} \Delta_2 &= \frac{L_U}{4\gamma^2} \left( 1 + \frac{K_2^2}{2} + \gamma^2 \theta_2^2 \right), \\ \theta_2^2 &= (\theta_x - \theta_{2Mx})^2 + (\theta_y - \theta_{2My})^2 \quad \text{und} \\ K_2 &= K_{02} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{2\pi}{\lambda_U} \right)^2 y_{2M}^2 \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

Für die Driftstrecke zwischen den beiden Undulatoren wird

$$\begin{aligned} \Delta_3 &= \frac{L_D}{2\gamma^2} \left( 1 + \gamma^2 \theta_3^2 \right) \quad \text{und} \\ \theta_3^2 &= (\theta_x - \theta_{Dx})^2 + (\theta_y - \theta_{Dy})^2. \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$



Im Grenzfall kleiner Winkel  $\theta$  ergibt sich für den gesamten Gangunterschied  $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3$ :

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{L_U}{4\gamma^2} + \frac{L_U}{4\gamma^2} \frac{1}{2} K_{01}^2 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda_U}\right)^2 y_{1M}^2\right]^2 + \frac{L_U}{4} \theta_1^2 + \\ &+ \frac{L_U}{4\gamma^2} + \frac{L_U}{4\gamma^2} \frac{1}{2} K_{02}^2 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda_U}\right)^2 y_{2M}^2\right]^2 + \frac{L_U}{4} \theta_2^2 + \\ &+ \frac{L_D}{2\gamma^2} + \frac{L_D}{2} \theta_3^2. \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

Die von dem Gangunterschied resultierende Phasenverschiebung ist  $\delta = \frac{\omega}{c} \Delta$ .

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{\omega}{c} \left\{ \Delta_{const} + \frac{L_U}{2\gamma^2} \frac{\pi^2}{\lambda_U^2} [K_{01}^2 (y'_1 - y_{1M})^2 + K_{02}^2 (y'_2 - y_{2M})^2] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{L_U + L_D}{2} [(\theta_x - \theta_{mx})^2 + (\theta_y - \theta_{my})^2] \right\}, \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

wobei

$$\begin{aligned} \Delta_{const} &= \frac{L_U + L_D}{2\gamma^2} + \frac{L_U}{8\gamma^2} (K_{01}^2 + K_{02}^2) + \\ &+ \frac{L_U}{8(L_U + L_D)} \{L_U (\theta_{1Mx} - \theta_{2Mx})^2 + 2L_D [(\theta_{Dx} - \theta_{1Mx})^2 + (\theta_{Dx} - \theta_{2Mx})^2] + \\ &+ L_U (\theta_{1My} - \theta_{2My})^2 + 2L_D [(\theta_{Dy} - \theta_{1My})^2 + (\theta_{Dy} - \theta_{2My})^2]\}, \\ \theta_{mx} &= \frac{L_U(\theta_{1Mx} + \theta_{2Mx}) + L_D\theta_{Dx}}{L_U + L_D} \quad \text{und} \\ \theta_{my} &= \frac{L_U(\theta_{1My} + \theta_{2My}) + L_D\theta_{Dy}}{L_U + L_D}. \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Im Folgenden wird der Abstand der beiden Undulatoren mit  $d = L_U + L_D$  bezeichnet. Zunächst soll eine Mittelung der Phasenverschiebung  $\delta$  durchgeführt werden, es muss also das Integral

$$\begin{aligned} \langle \cos \delta \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} P_{1M}(y'_{1M}) P_{2M}(y'_{2M}) P_{\theta_x}(\theta_x) P_{\theta_y}(\theta_y) P_{\frac{\Delta\omega}{\omega}}\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right) P_{\frac{\Delta\gamma}{\gamma}}\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma}\right) \cdot \cos \delta \\ &\quad \cdot dy'_{1M} dy'_{2M} d\theta_x d\theta_y d\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right) d\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

berechnet werden, wobei

$$\begin{aligned}
P_{\frac{\Delta\omega}{\omega}}\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\omega} e^{-\frac{(\frac{\Delta\omega}{\omega})^2}{2\sigma_\omega^2}}, \\
P_{\frac{\Delta\gamma}{\gamma}}\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma}\right) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\gamma} e^{-\frac{(\frac{\Delta\gamma}{\gamma})^2}{2\sigma_\gamma^2}}, \\
P_{\theta_y}(\theta_y) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Sigma'_y} e^{-\frac{\theta_y^2}{2(\Sigma'_y)^2}}, \quad \text{mit } \Sigma'_y = \sqrt{\sigma_y'^2 + \frac{\sigma_y^2}{D}} \\
P_{\theta_x}(\theta_x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Sigma'_x} e^{-\frac{\theta_x^2}{2(\Sigma'_x)^2}}, \quad \text{mit } \Sigma'_x = \sqrt{\sigma_x'^2 + \frac{\sigma_x^2}{D}} \\
P_{1M}(y'_{1M}) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} e^{-\frac{y'^2_{1M}}{2(\sigma_y)^2}} \quad \text{und} \\
P_{2M}(y'_{2M}) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\sigma_x^2 \sin^2 \Psi + \sigma_y^2 \cos^2 \Psi}} e^{-\frac{y'^2_{2M}}{2(\sigma_x^2 \sin^2 \Psi + \sigma_y^2 \cos^2 \Psi)}}
\end{aligned} \tag{A.26}$$

sind.

Zunächst werden die Integrale nach dem Model [Dam98] einzeln durchgeführt. Für die Kohärenz sind die Berücksichtigung des Auflösungsvermögens des Spektrometers, der Emittanz und der Größe des Elektronenstrahles bzw. die Position des Elektronenstrahles in den Undulatoren von Bedeutung. Das Endergebnis ist durch die Gl. (A.27) gegeben:

$$\begin{aligned}
\langle \cos \delta \rangle &= \frac{1}{\sqrt[4]{(1 + S_{1M}^2)(1 + S_{2M}^2)(1 + S_{\theta_x}^2)(1 + S_{\theta_y}^2)}} \cdot \\
&\cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{1}{\sigma_y'^2} \frac{y_{1M}^2}{1 + S_{1M}^2} - \frac{1}{2} \frac{(\theta_{mx} - \theta_{x0})^2}{\Sigma_x'^2} \frac{S_{\theta_x}^2}{(1 + S_{\theta_x}^2)} - \frac{1}{2} \frac{(\theta_{my} - \theta_{y0})^2}{\Sigma_y'^2} \frac{S_{\theta_y}^2}{(1 + S_{\theta_y}^2)} \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{2} \frac{(-\sin \Psi x_{2M} + \cos \Psi y_{2M})^2}{1 + S_{2M}^2} \frac{S_{2M}^2}{(\sin^2 \Psi \sigma_x^2 + \cos^2 \Psi \sigma_y^2)} - 2 \sigma_\omega^2 \delta_{const}^2\right] \cdot \\
&\cdot \cos\left[\frac{1}{2} (\arctan S_{\theta_x} + \arctan S_{\theta_y} + \arctan S_{1M} + \arctan S_{2M} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{(\theta_{mx} - \theta_{x0})^2}{\Sigma_x'^2} \frac{S_{\theta_x}}{(1 + S_{\theta_x}^2)} + \frac{(\theta_{my} - \theta_{y0})^2}{\Sigma_y'^2} \frac{S_{\theta_y}}{(1 + S_{\theta_y}^2)} + \frac{y_{1M}^2}{\sigma_y'^2} \frac{S_{1M}}{(1 + S_{1M}^2)} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{(-\sin \Psi x_{2M} + \cos \Psi y_{2M})^2}{(1 + S_{2M}^2)} \frac{S_{2M}}{(\sin^2 \Psi \sigma_x^2 + \cos^2 \Psi \sigma_y^2)}\right) + \delta_{const}]
\end{aligned} \tag{A.27}$$

Zur vereinfachten Darstellung wurden die Bezeichnungen in der Tabelle A.1 zusammengefasst.

**Tabelle A.1:** Bestimmung der  $S = 2\sigma^2 \cdot p$  und  $p$ . Es gelten

$$d = L_D + L_U,$$

$$\Sigma'_x = \sqrt{(\sigma'_x)^2 + \left(\frac{\sigma_x}{D}\right)^2},$$

$$\Sigma'_y = \sqrt{(\sigma'_y)^2 + \left(\frac{\sigma_y}{D}\right)^2},$$

$$\theta_{mx} = [L_U(\theta_{1Mx} + \theta_{2Mx}) + L_D \theta_{Dx}]/d,$$

$$\theta_{my} = [L_U(\theta_{1My} + \theta_{2My}) + L_D \theta_{Dy}]/d,$$

$$\eta_{1M} = y_{1M} \text{ und}$$

$$\eta_{2M} = -\sin \varphi \cdot x_{2M} + \cos \varphi \cdot y_{2M}.$$

Funktion	$\sigma$	$x_0$	$p$	S
$p_{\theta_x}(\theta_x)$	$\Sigma'_x$	$\theta_{x_0} - \theta_{mx}$	$\frac{\omega_0}{c} \frac{d}{2}$	$\frac{\omega_0}{c} d (\Sigma'_x)^2$
$p_{\theta_y}(\theta_y)$	$\Sigma'_y$	$\theta_{y_0} - \theta_{my}$	$\frac{\omega_0}{c} \frac{d}{2}$	$\frac{\omega_0}{c} d (\Sigma'_y)^2$
$p_{1M}(y'_1)$	$\sigma_y$	$\eta_{1M}$	$\frac{\omega_0}{c} \frac{L_U}{2\gamma^2} \frac{\pi^2}{(\lambda_U)^2} K_{01}^2$	$\frac{\omega_0}{c} \frac{L_U}{\gamma^2} \frac{\pi^2}{(\lambda_U)^2} K_{01}^2 \sigma_y^2$
$p_{2M}(y'_2)$	$\sqrt{(\sigma_x^2 \sin^2 \varphi + \sigma_y^2 \cos^2 \varphi)}$	$\eta_{2M}$	$\frac{\omega_0}{c} \frac{L_U}{2\gamma^2} \frac{\pi^2}{(\lambda_U)^2} K_{02}^2$	$\frac{\omega_0}{c} \frac{L_U}{\gamma^2} \frac{\pi^2}{(\lambda_U)^2} K_{02}^2 \cdot$ $\cdot (\sigma_x^2 \sin^2 \varphi + \sigma_y^2 \cos^2 \varphi)$



# Anhang B

## Übergangsraten <sup>7</sup>

Die Anfangszustände zu gegebenem Gesamtdrehimpuls mit den Quantenzahlen  $j$  und  $m_j$  sind gegeben durch

$$|j m_j\rangle = \sum_{m_l+m_s=m_j} \langle l m_l, s m_s | j m_j \rangle |l m_l\rangle |s m_s\rangle. \quad (\text{B.1})$$

Der Endzustand im d-Band wird als Spin-abwärts Zustand mit gegebener magnetischer Quantenzahl  $m'_l$  ohne Drehimpulskopplung angesetzt:

$$|d \downarrow\rangle = |l' m'_l\rangle |1/2 - 1/2\rangle. \quad (\text{B.2})$$

Das Übergangsmatrixelement lautet

$$\begin{aligned} \langle d \downarrow | T(1q) | j m_j \rangle &= \sum_{m_l+m_s=m_j} \langle l m_l, s m_s | j m_j \rangle \langle l' m'_l | T(1q) | l m_l \rangle \langle 1/2 - 1/2 | 1/2 m_s \rangle \\ &= \langle l m_l, 1/2 - 1/2 | j m_j \rangle \langle l' m'_l | T(1q) | l m_l \rangle. \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Mit  $m_l = m_j + 1/2$  und  $l = 1$  für den Anfangszustand folgt unter Anwendung des Wigner-Eckart-Theorems mit dem Tensoroperator 1. Stufe und  $q = 1$  für linkszirkular polarisiertes und entsprechend  $q = -1$  für rechtszirkular polarisiertes Licht.

$$\begin{aligned} \langle d \downarrow | T(1q) | j m_j \rangle &= \langle 1 m_j + 1/2, 1/2 - 1/2 | j m_j \rangle \\ &\quad \cdot \langle 2 m_j + 1/2 + q, 1 - (m_j + 1/2) | 1 q \rangle \\ &\quad \cdot \langle 2 || T(1) || 1 q \rangle. \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

---

<sup>7</sup>Die Rechnungen wurden von H. Backe [Bac07] durchgeführt.

Die Übergangsraten sind proportional zu

$$|\langle d \downarrow | T(1q) | j m_j \rangle|^2 . \quad (\text{B.5})$$

Die Ergebnisse für die relativen Übergangsraten sind in Abbildung 2.5 dargestellt.

Aus den Zahlen folgen Proportionalitäten für die Wirkungsquerschnitte für Photoabsorption:

$$(\sigma_+ - \sigma_-)_{L_2} \propto \frac{1}{6} - \frac{1}{18} = \frac{1}{9} , \quad (\text{B.6})$$

$$(\sigma_+ + \sigma_-)_{L_2} \propto \frac{1}{6} + \frac{1}{18} = \frac{2}{9} , \quad (\text{B.7})$$

$$(\sigma_+ - \sigma_-)_{L_3} \propto \frac{1}{6} - \frac{5}{18} = -\frac{1}{9} \quad \text{und} \quad (\text{B.8})$$

$$(\sigma_+ + \sigma_-)_{L_3} \propto \frac{1}{6} + \frac{5}{18} = \frac{4}{9} , \quad (\text{B.9})$$

woraus die im Text auf S. 14 angegebenen Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte berechnet werden können.

# Literaturverzeichnis

- [Aga91] B.K. Agarwal, *X-Ray Spectroscopy*, second edition, Berlin, Springer, 1991.
- [AndXX] <http://www.andor-tech.com/germany/products/oem.cfm>
- [Ava98] L. Avaldi *et al.* *High resolution photoabsorption spectrum in the region of the Ne K-edge*. Poster VuV XII, San Francisco 1998, private Mitteilung.
- [Baa96] D.A. Van Baak, *Resonant Faraday rotation as a probe of atomic dispersion*, Am. J. Phys. **64**, (1996) 724.
- [Bac07] H. Backe, *Private Mitteilung*. Institut für Kernphysik, Universität Mainz, (2007).
- [Bac09] H. Backe, *Private Mitteilung*. Institut für Kernphysik, Universität Mainz, (2009).
- [Bea67] J.A. Bearden and A.F. Burr, *Reevaluation of X-Ray Atomic Energy Levels*, Reviews of Modern Physics **39**, (1967) 125-142.
- [Che90] C.T. Chen, F. Sette, Y. Ma and S. Modesti, *Soft-x-ray magnetic circular dichroism at the  $L_{2,3}$  edges of nickel*, Phys. Rev., **B 42**, (1990) 7262.
- [Col99] S.P. Collins, *X-ray Faraday rotation and magnetic circular dichroism in an iron-platinum compound*, J. Phys. Condens Matter **11**, (1999) 1159.
- [Cre90] D. Creagh, *Tables of x-ray absorption corrections and dispersion corrections: the new versus the old*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A 295**, (1990) 417.
- [Dam95] S. Dambach, *Aufbau und Test eines Undulators kurzer Periode zur Erzeugung weicher Röntgenstrahlung mit 855 MeV Elektronen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität- Mainz, Mainz, 1995.
- [Dam98] S. Dambach, *Ein neuartiges Interferometer im Spektralbereich weicher Röntgenstrahlung*, Dissertation, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität–Mainz, Mainz, 1998.

- [Dat92] G. Dattoli, L. Giannessi, L. Mezi, M. Richetta, A. Torre *Linear undulator brightness: Inclusion of sextupolar magnetic-field contributions and a higher-order energy corrections*, Phys. Rev., **A 45**, (1991) 4023.
- [Div89] B. Diviacco, R.P. Walker, *The effect of magnetic field errors on the radiation spectrum of ELETTRA undulators* PAC 1989.
- [Diw96] B. Diviacco, R.P. Walker, *Recent advances in Undulator performance optimization*, Nucl. Instr. and Methods. **A 368**, (1996) 522.
- [Doe96] Th. Doerk, *Entwurf und Erprobung einer Anordnung zur kontinuierlichen und hochauflösenden Messung der Endenergie des Mainzer Mikrotrons MAMI*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität- Mainz, Mainz, 1996.
- [DPRL98] S. Dambach, H. Backe, Th. Doerk, N. Eftekhari, H. Euteneuer, F. Görgen, F. Hagenbuck, K.H. Kaiser, O. Kettig, G. Kube, W. Lauth, H. Schöpe, A. Steinhof, Th. Tonn, Th. Walcher, *Novel Interferometer in the Soft X-Ray Region*, Phys. Rev. Lett. **80**, (1998) 5473.
- [Dud94] L.C. Duda, J. Stöhr, D.C. Mancini, A. Nilsson, N. Wassdahl, J. Nordgren, M.G. Samant, *Magnetic dichroism in  $L_{2,3}$  emission of Fe, Co and Ni following energy-dependent excitation with circularly polarized x rays*, Phys. Rev. **B 50**, (1994) 16758.
- [Elb00] N. Elbai, *Aufbau und Test eines Undulatorsystems zur Interferometrie mit weicher Röntgenstrahlung*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität-Mainz, Mainz, 2000.
- [Eft97] N. Eftekhari, *Entwicklung eines Gitterspektrometers für weiche Röntgenstrahlung*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität- Mainz, Mainz, 1997.
- [Ers75] J.L. Erskine, E.A. Stern, *Calculation of the  $M_{2,3}$  magneto-optical absorption spectrum of ferromagnetic nickel*, Phys. Rev. **B 12**, (1975) 5016.
- [FemXX] <http://femm.foster-miller.net/wiki/HomePage>
- [Fer97] R. Ferre, K. Ounadjela, J.M. George, L. Piraux und S. Dubois, *Magnetization processes in nickel and cobalt electrodeposited nanowires*, Phys. Rev. **B 56**, (1997) 14066.
- [Fre68] M.J. Freiser, *A Survey of Magneto-optic Effects*, IEEE Trans. Magn. **MAG 4**, (1968) 152.
- [Fug80] J.C. Fuggle and N. Martensson, *Core-Level binding energies in metals*, Databank, Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena, **21**, (1980) 275-281.



- [Gel74] U. Gelius, S. Svensson, H. Siegbahn, E. Basilier, A. Faxaelv und K. Siegbahn, *Vibrational and Lifetime Line Broadenings in ESCA*, Chem. Phys. Lett. **28**, (1974) 1.
- [Gha05] M. El Ghazaly, *X-Ray Phase Contrast Imaging at the Mainz Microtron MAMI*, Doktorarbeit, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität-Mainz, Mainz, 2005.
- [Hal83] K. Halbach, *Permanent magnet undulators* Conference, Singapore.
- [Hat85] T.K. Hatwar and D. Chopra, *Soft X-Ray Appearance-Potential Study of Ti-Ni System*, Surface and Interface Analysis **7**, (1985) 93.
- [Hea62] O.S. Heavens, R.F. Miller, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Series **266**, (1962) 547.
- [Hec01] E. Hecht, *Optik*, 3. vollst. überarb. Aufl., München, Oldenbourg Verlag, (2001) 527.
- [Hen93] B.L. Henke, E.M. Gullikso, J.C. Davis, *X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission and reflection at  $E=50-30000$  eV,  $Z=1-93$* , Data and Nucl. Data Tabl. **54** (1993) 181.
- [Hit80] A.P. Hitchcock und C.E. Brion, *Neon K-shell excitation studied by electron energy-loss spectroscopy*, J. Phys.: Atom. Molec. Phys. **B 13**, (1980) 3269.
- [Hol96] K. Holldack, T. Kachel, F. Schäfer, and I. Packe, Rev. Sci. Instrum. **67**, (1996) 2482.
- [HZBXX] [www.helmholtz-berlin.de/forschung/grossgeraete/undulatoren/index\\_en.html](http://www.helmholtz-berlin.de/forschung/grossgeraete/undulatoren/index_en.html)
- [Jam65] R.W. James, *The optical Principles of the Diffraction of X-rays*. Cornell University Press, 1965.
- [Kor95] J.B. Kortright, M. Rice, R. Carr, *Soft-x-ray Faraday rotation at Fe  $L_{2,3}$  edges*, Phys. Rev. **B 51**, (1995) 10240.
- [Kui93] P. Kuiper, B.G. Searle, P. Rudolf, L.H. Tjeng, C.T. Chen, *X-ray Magnetic Dichroism of Antiferromagnet  $Fe_2O_3$ : The Orientation of Magnetic Moments Observed by Fe 2p X-Ray Absorption Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **70**, (1993) 1549.
- [Kun01] J. Kunes, P.M. Oppeneer, H.-Ch. Mertins, F. Schäfers, A. Gaupp, W. Gudat and P. Novak, *X-ray Faraday effect at the  $L_{2,3}$  edges of Fe, Co, and Ni: Theory and experiment*, Phys. Rev. **B 64**, (2001) 174417.
- [Kun06] P. Kunz, *Analyseprogramm Sifanal*, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität-Mainz, Mainz, 2006.

- [Lea80] R.D. Leapman and L.A. Grunes, *Anomalous  $L_3/L_2$  White-Line Ratios in the 3d Transition Metals*, Phys. Rev. Lett. **45**, (1980) 397.
- [Leb81] A. Lebugle, U. Axelsson, R. Nyholm and N. Martensson, *Experimental L and M Core Level Binding Energies for the Metals  $^{22}\text{Ti}$  to  $^{30}\text{Zn}$* , Physica Scripta. **23**, (1981) 825-827.
- [MatXX] <http://www.wolfram.com/>
- [MirXX] [http://www.data.it/support/data\\_sheets/e2vtech/47-10back.pdf](http://www.data.it/support/data_sheets/e2vtech/47-10back.pdf)
- [Nol97] W. Nolting, S. Rex and S. Mathi Jaya, *Magnetism and electronic structure of a local moment ferromagnet*, J. Phys. Condens Matter **9**, (1997) 1301–1330.
- [Nor70] L.C. Northcliffe, R.F. Schilling, *Range and stopping-power tables for heavy ions*, Nuclear Data Tables **A 7**, (1970) 233-463.
- [Par72] R.L. Park and J.E. Houston, Phys. Rev. **B 6**, (1972) 1073, Table I.
- [Pet93] H. Petersen, M. Willmann, F. Schäfers, W. Gudat, *Circularly polarized soft X-rays in the photon energy range 30-2000 eV at the BESSY SX700/3*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A 333**, (1993) 594.
- [ROOT] <http://root.cern.ch/>
- [Sch87] G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm, G. Materlik, *Absorption of circularly polarized x rays in iron*, Phys. Rev. Lett. **58**, (1987) 737.
- [Sch98] M.M. Schwickert, G.Y. Guo, M.A. Tomaz, W.L. O'Brien, G.R. Harp, *X-ray magnetic linear dichroism in absorption at the L edge of metallic Co, Fe, Cr, and V*, Phys. Rev. **B 58**, (1998) R4289.
- [SLAC] <http://www-ssrl.slac.stanford.edu/dichroism/md.html>
- [SRIM] <http://www.srim.org/>
- [Sve76] S. Svensson *et al.*, *Lifetime Broadening at CI-Resonances Observed in ESCA*. Phys. Scripta **14**, (1976) 141.
- [TeachSpin] <http://www.teachspin.com/instruments/faraday/index.shtml>
- [Tem91] D.H. Templeton, *Anomalous Scattering. Handbook on Synchrotron Radiation*, Vol. **3**, Eds. G.S. Brown, D.E. Moncton, North-Holland, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo, (1991) 201.
- [Teo93] C.M. Teodorescu, R.C. Karnatak, J.M. Esteva, A. ElAlif und J.P. Connerade, J. Phys.: Atom. Molec. Opt. Phys. **B 26**, (1993) 4019.

- [Ton96] Th. Tonn, *Magnetfeldabstimmung von Undulatoren kurzer Periode mit der Methode des gepulsten Drahtes*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität-Mainz, Mainz, 1996.
- [VacXX] <http://www.vacuumschmelze.com>
- [War88] R.W. Warren, *A new system for wiggler fabrication and testing*, Journal De Physique **C 1**, (1983) 211.
- [Wal93] R.P. Walker, *Interference effects in undulator and wiggler radiation and free-electron laser x-ray sources*. Nucl. Instr. and Methods in Physics Research **A 335**, 328 (1993).
- [Web74] C. Webb and P.M. Williams, *Comparison of Binding Energies Determined by Appearance-Potential Spectroscopy and X-Ray Photoemission Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **33**, (1974) 824.
- [Wil96] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1996.



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Transmission einer elektromagnetischen Welle durch eine Materieschicht (Brechungsindex1.eps) . . . . .	6
2.2	Beschreibung des Polarisationszustandes der auslaufenden Welle nach der Probefolie (Ellipse.eps) . . . . .	10
2.3	Makroskopische Beschreibung der Doppelbrechung (faraday-effekt5.eps) . . . . .	11
2.4	Mikroskopische Erklärung des Dichroismus' (gisela-schuetz-2.eps) . . . . .	13
2.5	Übergänge für zirkular polarisiertes Licht mit den relativen Übergangs- raten (relativeUebergangsraten-1.eps) . . . . .	14
2.6	Absorptionskoeffizient für Eisen (AbsorpKoeffFe.eps) . . . . .	15
3.1	Funktionsweise des Undulators (UnduDamb.eps) . . . . .	18
3.2	Undulatorspektren (intSummex-y.eps, Konturplothori-Theo.eps) . . . . .	20
3.3	Intensitätsverteilung der dritten Harmonischen (IntEinUn- du.eps,ContuorPlotEinUndu.eps) . . . . .	21
3.4	Prinzipieller Aufbau und Funktionsweise des Interferometers (Prinzip- unmagnFolie.eps ,PrinzipExperiment.eps) . . . . .	22
3.5	Interferenzspektrum der Undulatoren ohne Probefolie (IntZweiUndu.eps) . . . . .	24
3.6	Analytisch berechnete Intensitätsstrukturen für $\hbar\omega = 855$ eV (Intdp- si.eps,PSIliste.eps) . . . . .	25
3.7	Kohärenz bei einer bestimmten Energie in Funktion des Drehwinkels des zweiten Undulators (855eV-L3a-theo.eps) . . . . .	26
4.1	Aufbau des Experimentes in der Hallen von MAMI (undulator-setup-AUTOCAD.eps) . . . . .	30
4.2	Experimenteller Aufbau der Undulatoren (Exp-Aufbauacad.eps) . . . . .	31
4.3	Photographie des Undulatoraufbaus (undulator-bild.eps) . . . . .	32
4.4	Magnetische Achse des zweiten Undulators ( $U_r$ ) (PositionMagnetischeAchse.eps) . . . . .	34

4.5	Hall-Sondenmessung für die Undulatoren ( <i>MagnetfeldU1.eps</i> ) . . . . .	35
4.6	Feldintegrale ( <i>Diskussion-I-Feldintegral.eps</i> ) . . . . .	36
4.7	Aufbau Drahtmessmethode ( <i>DrahtmessmethodeAufbau.eps</i> ) . . . . .	37
4.8	Messung des zweiten Feldintegrals $J_2$ mit Hilfe der Drahtmessmethode ( <i>U1Drahtergebnisse.EPS</i> ) . . . . .	38
4.9	Magnetfeldänderung als Funktion des Polschuhabstandes $g$ ( <i>GapvariationU1.eps</i> )	39
4.10	Reproduzierbarkeit der Polschuhabstandsänderung. ( <i>MalAuseinandergefahren.eps</i> )	39
4.11	Aufbau des des Gitterspektrometers ( <i>GitterGesamtaufbau.eps</i> ) . . . . .	42
4.12	Seitenansicht des Gitterspektrometers ( <i>GitterAufbau.eps</i> ) . . . . .	43
4.13	Aufbau des CCD-Detektors ( <i>Magnethalterung-vorCCD.eps</i> ) . . . . .	44
4.14	Belichtungs- und Auslesezyklus der CCD ( <i>CCDTriggerung.eps</i> ) . . . . .	45
4.15	Elektronik zur Steuerung und Datenaufnahme ( <i>Elektronik.eps</i> ) . . . . .	46
4.16	Aufbau und Rechnung zur Magnetisierung der Ni-Folie ( <i>MagnetisierungFolien- Aufbau.eps</i> ) . . . . .	47
4.17	Longitudinale Komponente des Magnetfeldes entlang der $r$ -Achse ( <i>Magnet- gross-BFeld.EPS</i> ) . . . . .	48
5.1	Streudiagramm der Winkel- und Energieverteilung der Undulatorstrahlung ( <i>Winkelverteilung4.eps</i> ) . . . . .	50
5.2	Energiespektrum der Undulatorstrahlung ( <i>LogarithmischUnd2.eps</i> ) . . . . .	51
5.3	Spektren in axialer Richtung für verschiedene Magnetspaltbreiten für $U_r$ ( <i>Gap-Spektren.EPS</i> ) . . . . .	52
5.4	Energetische Abstimmung der dritten Harmonischen ( <i>Spektren-Kante.eps</i> ) . . .	53
5.5	Energetische Abstimmung der dritten Harmonischen ( <i>SpektrenEnergetisch.EPS</i> ) .	54
5.6	Messmethode zur Bestimmung der Spektrometerauflösung ( <i>neon01.eps</i> ) . . .	55
5.7	Aufbau zur Bestimmung der Spektrometerauflösung ( <i>Ne-Aufbau.eps</i> ) . . . . .	56
5.8	Bestimmung des Auflösungsvermögens des Spektrometers ( <i>neon-messungen1.eps</i> )	57
5.9	Energetische Eichung der $L_{2,3}$ -Absorptionskanten ( <i>Ne-u-Ni-Linien-01.eps</i> ) . . . .	60
5.10	Gemessene $\alpha$ -Spektrum ( <i>Alphamessung.eps</i> ) . . . . .	61
6.1	Justage des Gitterspektrometers relativ zur Undulatorstrahlung ( <i>OsziGitter- tereinstellung.EPS</i> ) . . . . .	64
6.2	Online Optimierung der Kohärenz ( <i>OnlineOpt-guteKoh-2.eps</i> ) . . . . .	65

6.3	CCD Bilder für verschiedene Drehungswinkel des Referenzundulators $U_r$ ohne und mit Probefolie (BilderCCD-6-1.eps) . . . . .	68
6.4	Intensitätssoszillationen für verschiedene Drehungswinkel $\Psi$ des zweiten Undulators (OhneNien861eV.EPS) . . . . .	69
7.1	Abnahme der Kohärenz mit zunehmender Abstand $d$ der Undulatoren (langerScan.EPS) . . . . .	72
7.2	Darstellung der Kohärenz der von den beiden Undulatoren emittierten Strahlung für $\Psi = 0^\circ$ Visibility-map-Theta-n . . . . .	75
7.3	Maximale Kohärenz in Abhängigkeit des Drehwinkels $\Psi$ des zweiten Undulators Phasemap-alleEn-2.eps . . . . .	76
7.4	Maximale Kohärenz an der $L_3$ -Absorptionskante Visibility-map-DPG.eps . . . . .	77
7.5	Ergebnisse für die magnetisch zirkulare Doppelbrechung $\Delta\delta$ an den $L_{2,3}$ -Absorptionskanten MOR-delta-parallel.eps . . . . .	79
7.6	Gemittelte magnetische zirkulare Doppelbrechung $\Delta\delta$ an den $L_{2,3}$ -Absorptionskanten gemitteltMOR-2.eps . . . . .	80
7.7	Parameter $V_0$ an den $L_{2,3}$ -Absorptionskanten MOR-V0-15.eps . . . . .	81
7.8	Verlauf von $\Delta\beta$ an den $L_{2,3}$ -Absorptionskanten MOR-Delta-beta-L2+3.1.eps . . . . .	82
8.1	Gemittelte magnetische zirkulare Doppelbrechung $\Delta\delta$ an den $L_{2,3}$ -Absorptionskanten und Vergleich mit den Literaturwerten MOR-gemittelt-Exp.eps	84
8.2	Verlauf von $\Delta\beta$ an den $L_{2,3}$ -Absorptionskanten und Vergleich mit den Literaturwerten Kap8-Beta-L2+3.eps . . . . .	87
8.3	Verlauf von $\Delta\delta$ und $\Delta\beta$ an den $L_{2,3}$ -Absorptionskanten und Vergleich mit theoretischen Berechnungen MCD2.eps . . . . .	88
A.1	Kohärenzbedingungen und Gangunterschied (Gangunterschied.eps) . . . . .	92





# Tabellenverzeichnis

4.1	Abstimmung der Undulatoren im Interferometer . . . . .	40
4.2	Eigenschaften des ANDOR DO 434 BN CCD-Detektors . . . . .	43
5.1	Bindungsenergien der Nickel $L_{2,3}$ -Absorptionskanten . . . . .	59
5.2	Ergebnisse der Energieverlustmessungen von $\alpha$ -Teilchen in der Nickel-Folie . . . . .	62
A.1	Kohärenzverminderung infolge nicht idealer Bedingungen . . . . .	95



# Danksagung



# Lebenslauf

