

# Experiment zur Erzeugung von Undulatorstrahlung mit laserbeschleunigten Elektronen

Diplomarbeit

FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA  
PHYSIKALISCH-ASTRONOMISCHE FAKULTÄT



---

seit 1558

eingereicht von Fabian Budde  
geboren am 08. Januar 1982 in Hamm

**1. Gutachter:** Prof. Dr. Roland Sauerbrey  
Wissenschaftlicher Direktor des  
Forschungszentrums Dresden

**2. Gutachter:** Prof. Dr. Wolfgang Witthuhn  
Institut für Festkörperphysik  
Friedrich-Schiller-Universität Jena

**Tag der Verleihung des Diploms:**

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das Lasersystem in Jena</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Grundlagen und Methoden</b>	<b>7</b>
3.1	Wechselwirkung von Lichtfeldern mit Materie . . . . .	7
3.1.1	Laserplasma . . . . .	7
3.1.2	Elektronen im Laserfeld . . . . .	8
3.1.3	Beschleunigung von Elektronen . . . . .	10
3.2	Elektronen . . . . .	12
3.2.1	Detektion von Elektronen . . . . .	12
3.2.2	Divergenz von Elektronenstrahlen . . . . .	14
3.2.3	Ablenkung von Elektronen in Magnetfeldern . . . . .	15
3.2.4	Aufbau des Elektronenspektrometers . . . . .	18
3.3	Undulatoren . . . . .	24
3.3.1	Das Undulatorfeld . . . . .	26
3.3.2	Bewegungsgleichungen im Undulator . . . . .	28
3.3.3	Undulatorstrahlung . . . . .	33
3.3.4	Strahlungsdetektion . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Aufbau und Ergebnisse</b>	<b>47</b>
4.1	Aufbau in der Experimentierkammer . . . . .	49
4.1.1	Targethalter . . . . .	50
4.1.2	Fokus . . . . .	51
4.1.3	Probestrahl . . . . .	53
4.2	Der Zielschirm . . . . .	54
4.2.1	Zielen mit Elektronen . . . . .	55
4.2.2	Richtung, Stabilität und Divergenz der Elektronen . . . . .	57

4.3	Elektronenspektren . . . . .	60
4.3.1	Statistik . . . . .	64
4.4	Undulatorstrahlung . . . . .	66
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>71</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Mit dem Jena Titan:Saphir-Laser können Lichtintensitäten über  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> erzeugt werden. Veranschaulicht ausgedrückt müsste man alles auf die Erde fallende Sonnenlicht auf die Fläche einer Bleistiftspitze fokussieren, um diese hohen Intensitäten zu erreichen. Im Labor wird dieser bildliche Gedanke verwirklicht, indem man Laserimpulse mit einer Pulsdauer von einigen 10 fs und einer Energie über 1 J mittels spezieller Spiegel auf eine Fläche weniger als  $10\ \mu\text{m}^2$  fokussiert.

Bei diesen ultrahohen Intensitäten ergeben sich im Laserfeld elektrische Feldstärken im Bereich von einigen  $10^{11}$  V/cm. Diese übertreffen z. B. die elektrischen Felder in konventionellen Teilchenbeschleunigern um vier Größenordnungen. Die Wechselwirkung hochintensiver Laserimpulse mit Materie führt aufgrund dieser hohen Feldstärken zur Ionisation. Der dominierende Prozess im Fall hoher Intensitäten ist die Feldionisation, es entsteht ein Plasma. Diese lasererzeugten Plasmen sind interessante Teilchen- und Strahlungsquellen, sie emittieren Elektronen- und Ionenpulse sowie Strahlung im Röntgen- und ultravioletten Spektralbereich [1, 2].

Arbeitet man mit Intensitäten  $I > 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>, spricht man auch von relativistischen Intensitäten, weil die Elektronen im Plasma durch die Wechselwirkung mit den hochintensiven Laserimpulsen Oszillationsenergien oberhalb ihrer Ruheenergie von  $E_0 = 0,511$  MeV erreichen können. Diese Beschleunigung findet innerhalb von wenigen hundert Mikrometern statt. Im Vergleich dazu erreichen Teilchen in konventionellen Beschleunigern erst nach vielen Metern gleiche Energien, was die viel kompaktere Bauweise von Laser-Plasma-Beschleunigern verdeutlicht. Der Grund dafür liegt in den unterschiedlichen elektrischen Feldstärken der beiden Beschleunigungsprozesse. Während in Plasmen die Felder prinzipiell beliebig hoch sein können, sind sie in konventionellen Teilchenbeschleunigern gerade durch die Ausbildung von Plasmen begrenzt, eine weitere Erhöhung der Teilchenenergie kann nur noch durch Ausbau der Beschleunigeranlagen erfolgen. Allerdings können bis heute die auf dem Prinzip der Laser-

Plasma-Beschleunigung erzielten maximalen Elektronenenergien von  $E_{\max} \approx 1 \text{ GeV}$  [3] noch nicht mit Elektronenenergien konventioneller Beschleuniger ( $E_{\text{kin}} \approx 100 \text{ GeV}$ ) verglichen werden.

Die laserbeschleunigten Elektronen können vielseitig eingesetzt werden, so kann durch Abbremsen der Elektronen in Festkörpern Bremsstrahlung und charakteristische Röntgenstrahlung erzeugt werden. Da die Emissionsdauer dieser Strahlung wie auch die, der aus dem Plasma emittierten Teilchen- und Strahlungspulse, im Bereich der Laserpulsdauer liegt, ist die Brillanz hoch und sie können für zeitlich hochauflösende Beugungsexperimente verwendet werden. Werden beispielsweise Metallfolien als Targetmaterial benutzt, können die Plasma-Elektronen diese durchdringen und in einem Sekundärprozess gezielt Protonen auf der Rückseite beschleunigen [4]. Wird Gas zur Erzeugung des Plasmas verwendet, können die beschleunigten Elektronen weiter genutzt werden. Diese zum Teil kollimierten und energetisch schmalbandigen Elektronenpulse können in Verbindung mit einem Undulator Synchrotronstrahlung erzeugen. Synchrotronstrahlung ist wegen ihrer scharfen Vorwärtsbündelung, ihrer hohen Intensität und wegen des sehr breiten Spektrums ein äußerst leistungsfähiges Hilfsmittel für die Grundlagenforschung wie auch zunehmend für die industrielle Anwendung.

In dieser Arbeit wird ein experimenteller Aufbau zur Beschleunigung von Elektronen und die nachfolgende Erzeugung von Synchrotron-Strahlung beschrieben. Ebenso werden die Diagnosemethoden und Ergebnisse dargestellt. Es werden Elektronenstrahlen beschleunigt und in einen Undulator eingekoppelt. Die zur Erzeugung von Undulatorstrahlung benötigten Elektronen werden detektiert und charakterisiert. Mit Hilfe von Leuchtschirmen wird die Richtung und Divergenz der Elektronenstrahlen bestimmt, mit einem Elektronen-Spektrometer wird das Energiespektrum aufgenommen. Der Versuchsaufbau macht es erforderlich die Ausbreitungsrichtung der Elektronen zu ändern, ihre räumliche Richtungsstabilität zu optimieren und die Divergenz der Elektronenpulse gering zu halten. Für die Detektion der Undulatorstrahlung und die Bestimmung ihrer Wellenlänge stehen ein IR-Einzelelement-Detektor und ein IR-Gittermonochromator zur Verfügung.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in 4 wesentliche Abschnitte. In Kapitel 2 wird das Lasersystem in Jena beschrieben, an welchem das Experiment aufgebaut und durchgeführt wurde. Kapitel 3 behandelt die theoretischen Grundlagen, die für diese Arbeit notwendig sind, und die Methoden zur Durchführung. In Abschnitt 4 wird der experimentelle Aufbau beschrieben und es werden Ergebnisse dargestellt und diskutiert. Kapitel 5 gibt eine Zusammenfassung dieser Arbeit.

## Kapitel 2

# Das Lasersystem in Jena

Die Intensität  $I$  eines Lichtfeldes bestimmt sich aus dem Quotienten der Impulsenergie  $E$ , der Pulsdauer  $\tau$  und der bestrahlten Fläche  $A$ :

$$I = \frac{E}{\tau \cdot A} \quad (2.1)$$

Offensichtlich benötigt man viel Energie in kurzer Zeit auf kleiner Fläche, um relativistische Intensitäten bis  $I = 10^{20} \text{ W/cm}^2$  zu erreichen. Hierzu werden vorhandene Femtosekunden Laserimpulse energetisch verstärkt und mit Parabolspiegeln auf Flächen von einigen  $10 \mu\text{m}^2$  fokussiert. Wenn man die Energie der Impulse im Lasersystem erhöht, müssen im Gegenzug die Pulsdauer und die Fläche vergrößert werden, so dass die Intensität nicht die Zerstörschwellen verwendeter Optiken übersteigt. Dies wird durch die Technik der *chirped puls amplification* [5] gewährleistet, welcher man sich in Jena zur Verstärkung ultrakurzer Laserimpulse bedient. Ihre Einbindung in das Lasersystem wird im Folgenden beschrieben.

Das Lasersystem in Jena am Institut für Optik und Quantenelektronik besteht aus einem Titan:Saphir (Ti:Sa) Oszillator, dessen Impulse in drei nachfolgenden Verstärkerstufen durch stimulierte Emission auf die nötige Energie gebracht werden, um Hochintensitäts-Laserphysik zu betreiben. In Abbildung 2.1 ist der Aufbau im Überblick dargestellt.

Der auf dem Prinzip der Kerr-Linsen-Modenkopplung arbeitende Oszillator wird durch einen diodengepumpten, frequenzverdoppelten Neodym:YVO<sub>4</sub>-Dauerstrichlaser gepumpt. Mit einer Repetitionsrate von 80 MHz liefert er Laserimpulse mit einer Energie von 10 nJ, einer Halbwertsdauer von 45 fs bzw. einer Halbwertsbreite von 20 nm und einer Zentralwellenlänge  $\lambda_0 = 795 \text{ nm}$ . Wegen seines breiten Spektrums von 600 nm bis über 1000 nm ermöglicht Ti:Sa als Lasermedium Pulsdauern weit unter 100 fs. Die Lasermode ist eine TEM-00 Fundamentalmode mit Gauss'schen Intensitätsprofil.

Um angesprochene Intensitäten  $I > 10^{18} \text{ W/cm}^2$  zu erreichen, muss die Pulsenergie um 9 Größenordnungen erhöht werden. Es können aber nicht alle 80 Millionen Pulse pro Sekunde

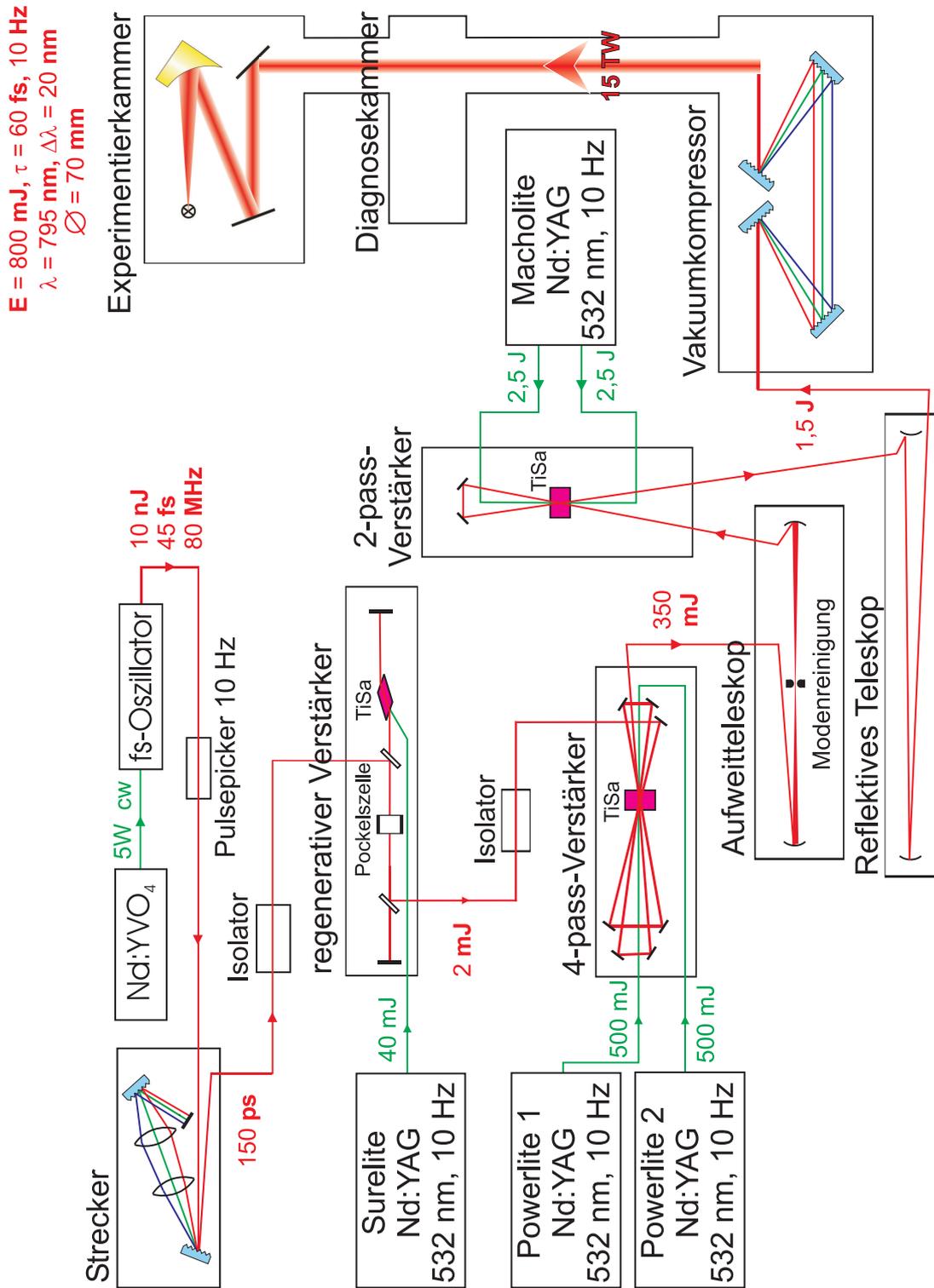


Abb. 2.1: Schematischer Aufbau des Lasersystems in Jena.

verstärkt werden, da der Aufwand an elektrischer Leistung und Lichtleistung nicht realisierbar ist und die thermische Belastung für die Verstärkerkristalle und deren Pump Laser viel zu hoch wäre.

Aus diesem Grund fungiert eine Pockelszelle zusammen mit einem Polarisator als Pulspicker, welcher mit einer Frequenz von 10 Hz Impulse passieren läßt. Diese selektierten Impulse werden nach dem Prinzip der *chirped pulse amplification* (CPA) [6] verstärkt.

Die Impulse werden zunächst in einem Strecker zeitlich verlängert, indem durch Reflexionsgitter normale Dispersion eingeführt wird und die Pulse räumlich spektral aufgespalten werden. Nach dem ersten Gitter gelangen die auseinanderlaufenden Spektralkomponenten durch eine 2f-Abbildung auf ein zweites Gitter und treffen anschließend parallel und spektral sortiert auf einen Symmetriespiegel, welcher den Strahlengang umkehrt. Die aus dem Strecker wieder austretenden Laserpulse haben nun eine Pulsdauer von 150 ps. Wie auch im Kompressor müssen die Gitterabstände und Gitterwinkel genau eingestellt sein, um höhere Dispersionsordnungen klein zu halten.

Nachdem die Impulse um einen Faktor 3000 zeitlich gestreckt wurden, können sie verstärkt werden. Sie gelangen durch einen Faraday-Isolator in die erste Verstärkerstufe, den regenerativen Verstärker, welcher gleichzeitig ein Laserresonator ist. Der Isolator verhindert eine Rückkopplung verstärkter Strahlung und Störung der Modenkopplung im Oszillator. Durch eine Pockelszelle werden die Laserpulse in den regenerativen Verstärker eingekoppelt und nach 25 Umläufen im Resonator wieder ausgekoppelt. Nach der ersten Verstärkerstufe haben die Impulse eine Energie von knapp 2 mJ [7].

Im weiteren Verlauf wird der Strahldurchmesser durch Aufweitteleskope, von denen eins gleichzeitig zur Modenreinigung benutzt wird [8], von 1 auf knapp 7 cm vergrößert. Ein Multipass-Verstärker bildet die zweite Verstärkerstufe. In ihr durchlaufen die Impulse viermal den Verstärkerkristall und werden so auf eine Energie von 350 mJ gebracht. Wird auch der Zweipass-Verstärker als dritte und letzte Verstärkerstufe eingesetzt, werden Pulsenergien von 1,5 J vor dem Kompressor erreicht. In allen drei Verstärkern werden Ti:Sa-Kristalle durch frequenzverdoppelte, gütegeschaltete Neodym:YAG-Laser optisch gepumpt. Diese blitzlampengepumpten Laser sorgen für die nötige Besetzungsinversion in den Verstärkerkristallen. Nach der Verstärkung besitzt der Laserstrahl keine TEM-00 Mode mehr, er hat einen elliptischen Querschnitt und weist im Profil vereinzelt intensivere Stellen auf. Grund für die Veränderung der Lasermode sind thermische Effekte in den Verstärkerkristallen. Aufgrund der Belastung durch das optische Pumpen entstehen thermische Linsen, die durch den Laseraufbau kompensiert werden müssen. Ist die Kompensation nicht ausreichend, verschlechtert sich die anfängliche TEM-00 Mode. Zwar kann der Laserstrahl durch Modenblenden von höheren Raumfrequenzen befreit werden, aber geschieht dies unter dem Verlust von Energie. Elemente zur

Modenreinigung führen unweigerlich zu einer Verringerung der Intensität, so dass abgewägt werden muss, ob man diese Verluste für eine bessere Lasermode in Kauf nehmen will.

Auf die zeitliche Streckung und Verstärkung der Pulse folgt nun die Kompression. Bis zu diesem Punkt war die Propagation der Laserpulse in Luft erlaubt, doch von nun an befindet sich der restliche Lichtweg bis hin zur Experimentierkammer im Vakuum, da nach der Kompression der Impulse die Intensität so hoch ist, dass die nichtlineare Wechselwirkung mit Luft die Strahleneigenschaften verändern würde. Der Laserpuls würde durch Filamentierung und Selbstphasenmodulation in kleinere Teile zerfallen und sich solange in Luft ausbreiten bis die Energie verbraucht ist und er aufgrund von Beugungseffekten in alle Richtungen streut. Der zum Strecker komplementäre Vakuumkompressor muss nun nicht nur die vom Strecker eingeführte Dispersion kompensieren, sondern auch die, die der Puls auf seinem Weg im Lasersystem durch Kristalle, Linsen und Reflektion an dielektrischen Spiegeln aufgesammelt hat. Mittels der Reflexionsgitter im Kompressor werden die Laufzeitdifferenzen der Spektralkomponenten wieder aufgehoben. In Jena werden vier Gitter benutzt, um die thermische Belastung klein zu halten und einen geraden Strahlendurchgang zu erlauben. Nach erfolgter Kompression hat ein Laserimpuls eine zeitliche Ausdehnung von 75 fs und, wenn alle drei Verstärkerstufen in Betrieb sind, eine Energie von 1 J. Aufgrund der spektral nicht konstanten Verstärkungskurve von Ti:Sa wird das Pulsspektrum eingengt, die Pulsdauer wird also erhöht und somit können die Impulse nicht auf ihre ursprüngliche Pulsdauer komprimiert werden. Die verstärkten Laserimpulse haben in Näherung ein dreidimensionales Gauss-Profil, dem einige Nanosekunden intensitätsschwächere Vorpulse vorauslaufen. Das Intensitätsverhältnis zwischen Vorpuls und Hauptpuls beträgt etwa  $10^{-9}$ . Durch verstärkte spontane Emission (ASE) sind die Flanken des Laserpulses erhöht und erreichen eine Intensität, die 5 Größenordnungen kleiner ist als die des Hauptpulses.

Als nächstes passieren die Laserimpulse eine Diagnoseeinheit, in welcher die Strahlcharakteristiken überprüft werden können. Mittels eines Autokorrelators dritter Ordnung kann die zeitliche Struktur der Impulse bestimmt werden. Außerhalb des Vakuums werden mit einem Mach-Zehnder-Interferometer mögliche Impulsfrontverkippen beobachtet. Zu diesem Zweck reicht ein Anteil des Laserpulses, der an einem dielektrischen Spiegel transmittiert und durch ein Fenster aus der Diagnosekammer austritt. Eben dieses Signal wird auch für den frequenzverdoppelten Diagnosestrahl benutzt, mit dessen Hilfe z. B. Schattenbilder der Gasdüse und Interferogramme von Plasmen aufgenommen werden können [9]. Zuletzt kann mit einer Kamera auch noch das verstärkte Strahlprofil beobachtet und auf beschädigte Optiken hin untersucht werden. Die Laserimpulse erreichen nun durch den evakuierten Strahlengang die Experimentierkammer.

# Kapitel 3

## Grundlagen und Methoden

### 3.1 Wechselwirkung von Lichtfeldern mit Materie

Fokussiert man einen Laserimpuls mit einer Leistung von mehreren Terawatt, so wird Materie durch die entstehenden Intensitäten ionisiert, es bildet sich ein Plasma. Im Folgenden sollen die Entstehung freier Elektronen, die Lichtausbreitung in Plasmen und die auf Laser-Plasma-Wechselwirkung basierenden Beschleunigungsprozesse erklärt werden.

#### 3.1.1 Laserplasma

Ist die Rede von einem Plasma, so ist ionisierte Materie gemeint, d. h. geladene Teilchen, die über elektrische und magnetische Felder miteinander wechselwirken. Es gibt mehrere Mechanismen, die bei verschiedenen Intensitäten die Ionisation der Materie und den Energietransfer in das Plasma dominieren. Multiphotonenionisation beginnt bei Lichtintensitäten von  $10^{12} \text{ W/cm}^2$ . Dabei wird ein Atom durch die gleichzeitige Aufnahme der Energie von mehreren Photonen ionisiert. Ab Intensitäten von  $10^{14} \text{ W/cm}^2$  findet Feldionisation statt. Das atomare Feld zwischen Kern und Elektronen wird durch das Laserfeld abgeschwächt oder gar kompensiert, so dass Elektronen die reduzierte Coulomb-Barriere durchtunneln können (Tunnelionisation). Durch Stoßionisation können bereits freie Elektronen weitere Atome ionisieren. Die Ausbildung eines Plasmas aus freien Elektronen und Ionen beginnt schon bei Intensitäten, die bereits die verstärkte spontane Emission an den Flanken des Laserimpulses erreicht. Mögliche Vorimpulse reichen ebenfalls aus, um ein Vorplasma zu erzeugen. Der Hauptpuls trifft also immer auf ein Plasma.

Bevor nun auf die Bewegung von Elektronen in einem Laserfeld und Plasma eingegangen wird, soll Grundsätzliches zur Lichtausbreitung in Plasmen darlegt werden. Da das elektrische Feld des Laserimpulses an die Elektronen koppelt, ist die Lichtausbreitung in einem Plasma

durch die Dispersionsrelation

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 \quad (3.1)$$

gegeben, wobei  $\omega$  die Laser- und  $\omega_p$  die Plasmafrequenz ist. Diese ist im Wesentlichen durch die Elektronendichte  $n_e$  bestimmt:

$$\omega_p = \left( \frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e} \right)^{1/2}, \quad (3.2)$$

mit der Dielektrizitätskonstanten  $\varepsilon_0$ , der Elektronenladung  $e$  und der Elektronenmasse  $m_e$ . Mit (3.1) lässt sich aus der Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  der elektromagnetischen Welle im Plasma ein Brechungsindex  $n$  ableiten:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = c \cdot n \quad (3.3)$$

$$\curvearrowright n = \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{1/2} = \left( 1 - \frac{n_e}{n_k} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

An dieser Stelle wurde die kritische Dichte  $n_k$  eingeführt:

$$n_k = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} = 1,1 \cdot 10^{21} \left( \frac{\lambda}{\mu\text{m}} \right)^{-2} \text{ cm}^{-3}. \quad (3.5)$$

In unserem Fall mit  $\lambda = 795 \text{ nm}$  ist  $n_k = 1,7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Anhand der kritischen Dichte wird entschieden, ob von unter- oder überdichtetem Plasma die Rede ist. Eine elektromagnetische Welle kann nur in unterdichtetem Plasma propagieren, also wenn die Lichtfrequenz größer ist als die Plasmafrequenz bzw. wenn die Elektronendichte kleiner ist als die durch die Lichtfrequenz gegebene kritische Dichte. Im Fall von überdichtetem Plasma wird der Brechungsindex komplex und Licht kann sich nur evaneszent ausbreiten. An der Stelle der kritischen Dichte wird das Laserlicht reflektiert.

### 3.1.2 Elektronen im Laserfeld

Auf ein geladenes Teilchen im Feld einer elektromagnetischen Welle wirkt die Lorentzkraft

$$\mathbf{F}_L = q \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3.6)$$

$q$  ist die Ladung und  $\mathbf{v}$  die Geschwindigkeit des Teilchens,  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{B}$  entsprechen dem elektrischen und magnetischen Feldvektor der Lichtwelle. Ein Laserimpuls hat ein transversales Intensitätsprofil, er kann idealisiert als gaußförmig angesehen werden. Er hat eine endliche Pulsdauer, folglich ist auch die longitudinale Ausdehnung des Laserpulses begrenzt. In diesem

Fall ergibt sich in nichtrelativistischer Näherung aus der zeitlichen Mittelung der Lorentzkraft die ponderomotorische Kraft:

$$\mathbf{F}_P = -\frac{e^2}{2\varepsilon_0 m_e \omega^2 c} \nabla[I(\mathbf{r}, t)] . \quad (3.7)$$

Gegeben durch den Gradienten der Intensität wirkt also auf die Elektronen im Laserfeld eine Kraft, von hohen Intensitäten weg zu niedrigen.

Die ponderomotorische Kraft ist Grund für ein interessantes Phänomen in unterdichten Plasmen, die ponderomotorische Selbstfokussierung. Elektronen werden aus dem Bereich hoher Intensitäten verdrängt, wodurch die Elektronendichte  $n_e$  auf der Strahlachse abnimmt und nach (3.4) der Brechungsindex  $n$  wächst. Es entsteht ein radiales Brechzahlprofil. Da mit steigender Brechzahl die Phasengeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle sinkt, ist die Phasenfront der Laserwelle auf der Strahlachse langsamer als außen, so dass der Laserpuls fokussiert wird.

Auf einer anderen Ursache beruht die relativistische Selbstfokussierung. Die Intensität eines Laserimpulses ist auf der Strahlachse am höchsten und nimmt nach außen ab. Elektronen oszillieren stärker im Bereich hoher Intensitäten, also ist hier der Lorentzfaktor  $\gamma$  größer als bei weiter außen befindlichen Elektronen. Mit steigendem Lorentzfaktor  $\gamma$  nimmt auch die effektive Elektronenmasse  $m_e = \gamma m_0$  zu ( $m_0$  ist die Ruhemasse des Elektrons), dadurch sinkt die Plasmafrequenz  $\omega_p$  und nach Gleichung (3.4) entsteht wieder ein fokussierendes Brechzahlprofil.

Diesen beiden Effekten wirkt die Beugung entgegen, so dass sich über eine gewisse Distanz ein paralleler relativistischer Kanal bildet. Abhängig von der kritischen Dichte  $n_k$  und der Elektronendichte  $n_e$  kann eine kritische Leistung  $P_k$  als Schwelle angegeben werden, ab der es zum Effekt der relativistischen Selbstfokussierung und zur Ausbildung eines relativistischen Kanals kommen kann [10],

$$P_k = 16,2 \cdot \frac{\omega^2}{\omega_p^2} (\text{GW}) = 16,2 \cdot \frac{n_k}{n_e} (\text{GW}) . \quad (3.8)$$

Verglichen mit der Leistung von Multi-Terawatt Lasern ist diese kritische Leistung  $P_k$  nicht sehr hoch. Für einen Laserimpuls mit einer Energie von 800 mJ und einer Pulsdauer von 80 fs, der in einen Helium-Gasjet fokussiert wird ( $n_e \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  im vollständig ionisierten Zustand), beträgt die kritische Leistung  $P_k = 0,6 \text{ TW}$ . Die 10 TW Leistung des Jenaer Ti:Sa-Lasers reicht also zur Entstehung relativistischer Kanäle aus.

In Gasjets kann ein relativistischer Kanal viele hundert Mikrometer lang werden und ist somit deutlich länger als die Rayleigh-Länge des Fokus,  $z_r = \pi w_0^2 / \lambda$ . Diese gibt den Abstand entlang der Laserachse zwischen dem Ort der höchsten Intensität, dem Fokus, und

dem Punkt an, an dem die Intensität nur noch die Hälfte beträgt.  $w_0$  entspricht dem halben Fokusbereich. Für eine Wellenlänge von 800 nm und einer Fokusbereich von  $50 \mu\text{m}^2$  beträgt  $z_r = 62 \mu\text{m}$ .

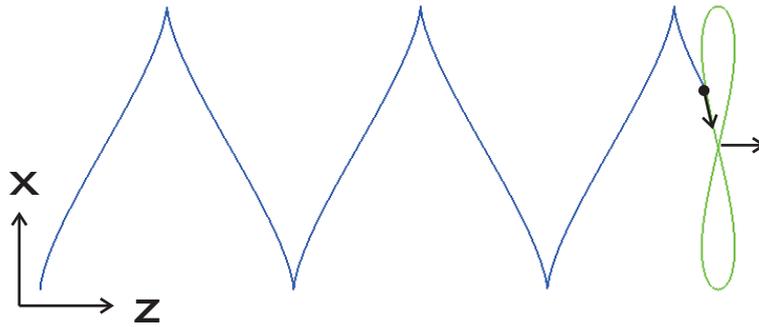
Anhand des relativistischen Parameters  $a_0$  kann festgestellt werden, ob man sich im Bereich der relativistischen Optik befindet,

$$a_0 = \frac{eE_0}{m_e\omega c} = 0,85 \cdot \frac{\lambda}{\mu\text{m}} \cdot \sqrt{\frac{I}{10^{18} \text{ W/cm}^2}} \quad (3.9)$$

Er gibt das Verhältnis aus klassischem nichtrelativistischem Impuls  $p_{\text{kl}} = eE_0/\omega$  und Ruheimpuls  $p_0 = mc$  an,  $E_0$  ist die Amplitude des elektrischen Feldes. Im Fall  $a_0 = 1$  ist die Oszillationsenergie der Elektronen so groß wie ihre Ruheenergie, mit  $\lambda = 800 \text{ nm}$  bedeutet das für unseren Laser  $I \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ . Intensitäten  $I > 10^{18} \text{ W/cm}^2$ , also  $a_0 > 1$ , besitzen in unserem Fall mit Pulsdauern unter 100 fs ausreichende Leistung zur Entstehung eines relativistischen Kanals. In ihm finden die Prozesse zur Elektronenbeschleunigung statt.

### 3.1.3 Beschleunigung von Elektronen

Die Wechselwirkung eines Laserimpulses mit einem Plasma beeinflusst in erster Linie die Bewegung der freien Elektronen. Die Ionen werden wegen ihrer viel größeren Masse kaum beschleunigt und bleiben ruhen. Im nichtrelativistischen Fall kann der Einfluss des Magnetfeldes der elektromagnetischen Welle auf die Elektronen vernachlässigt werden, da die Amplitude des magnetischen Feldes im Vergleich zu der des elektrischen Feldes um den Faktor der Lichtgeschwindigkeit verringert ist,  $B \propto E/c$ . Sie erfahren im wesentlichen nur eine Kraftkomponente in Richtung des elektrischen Feldes. Bei hohen Intensitäten werden die Elektronen durch die starken elektrischen Felder auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt. Die Oszillationsenergie der Elektronen liegt jetzt im Bereich ihrer Ruheenergie und auch das magnetische Feld der Lichtwelle wirkt sich nun auf die Bewegung der Elektronen aus (da  $v \approx c \curvearrowright |\mathbf{v} \times \mathbf{B}| \approx |\mathbf{E}|$ ). Neben der Oszillation in Richtung des elektrischen Feldes erhalten sie zusätzlich eine Geschwindigkeitskomponente in Ausbreitungsrichtung des Laserpulses. Die Elektronen bewegen sich in positiver Richtung, ihre Trajektorien gleichen einer Zick-Zack-Kurve. Würde man die Elektronenbewegungen in einem System beobachten, in dem man sich mit der mittleren Driftgeschwindigkeit der Elektronen bewegt, so sieht man sie einer Figur-8-Bahn folgen (s. Abbildung 3.1). Der Grund für diese Elektronenbewegung liegt in dem wechselnden Einfluss des elektrischen und des magnetischen Anteils in der Lorentzkraft (3.6) und führt dazu, dass die Elektronen in  $z$ -Richtung doppelt so schnell schwingen wie in  $x$ -Richtung. Diese Oszillationen bedingen die Abstrahlung der Laserfundamentalen in der  $y$ - $z$ -Ebene und der zweiten Harmonischen in der  $x$ - $y$ -Ebene (nichtlineare Thomson-Streuung [11]).



**Abb. 3.1:** Bei der Beschleunigung bewegen sich die Elektronen aufgrund des Einflusses durch das elektrische und magnetische Feld auf einer Zick-Zack-Bahn. Im mitbewegten System der Elektronen bewegen sie sich auf einer sich gleichmäßig fortbewegenden Acht.

Die Prozesse, die zu der Beschleunigung der Plasmaelektronen führen, werden im Folgenden kurz beschrieben. Wie aus Gleichung (3.7) ersichtlich ist, ist die ponderomotorische Kraft proportional zum Gradienten der Intensität des Laserfeldes. Sie bewirkt die Verdrängung der Elektronen aus dem Bereich hoher Intensitäten. Der Laserimpuls treibt die Elektronen zur Seite und nach hinten weg, die Ionenrümpfe bleiben an Ort und Stelle. Es entwickelt sich eine Ladungsseparation und eine rückwärts gerichtete Coulombkraft. Da der Laserpuls im Plasma annähernd mit Lichtgeschwindigkeit propagiert, überholt er bald die angetriebenen Elektronen. Diese werden durch die nun umgekehrt wirkende ponderomotorische Kraft und die angesprochene Coulombkraft zurück über ihre Ruhelage hinaus beschleunigt und beginnen unter Einfluss der Coulombkraft zu schwingen. Es entsteht eine Dichtemodulation, die zur Ausbildung einer Plasmawelle führt, dies ist das „wake field“. Es läuft dem Laserimpuls hinterher und bleibt noch einige Perioden bestehen. Elektronen, die phasenrichtig und mit ausreichender Anfangsgeschwindigkeit in die Plasmawelle einkoppeln, können so auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt werden. Dieser Prozess wird *laser wake field acceleration* (LWFA) genannt [12].

Die Anregung einer Plasmawelle ist besonders effizient, wenn die Länge des Laserpulses gleich der halben Plasmawellenlänge ist. Die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle entspricht dann der Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses (s. Gleichung (3.3)). Auch wenn der Impuls länger als die Plasmawellenlänge ist, kann eine Plasmawelle effizient angeregt werden. Nichtlineare Effekte und die starke Wechselwirkung zwischen Laserpuls und Plasma machen es möglich, dass der Puls moduliert und sich zeitlich verkürzt. In diesem Fall spricht man von *self modulated laser wake field acceleration* (SM-LWFA) [13].

## Monoenergetische Elektronen

Bedingt durch die hohen Laserintensitäten kann die Amplitude der Plasmawelle weiter anwachsen, die Welle wird immer steiler, bis sie schließlich bricht. Analog zu einem Surfer, der sich durch eine brechende Meereswelle beschleunigen lässt, wird beim Brechen der Plasmawelle ein Impuls auf die Elektronen übertragen. Durch diesen Impulsübertrag können Elektronen gleicher Phase in einer *bubble* (Plasmablase) einheitlich beschleunigt werden. Man nennt dies das *broken wave-* oder *bubble-regime*. Bei der Ausbildung einer *bubble* gelangen Elektronen Simulationen nach zuzufolge von der Front der Plasmablase an ihren Seiten vorbei von hinten in sie hinein [14]. In der *bubble* herrscht ein Elektronenüberschuss am hinteren Ende und ein Elektronenmangel in der Mitte. Auf einer Skala von einigen zehn Mikrometern sorgt diese Potentialdifferenz für eine hohe einheitliche Beschleunigung. Begrenzt ist diese Beschleunigung und die maximal erreichbare kinetische Energie monoenergetischer Elektronen durch Skalierungsgesetze abhängig von der Laserleistung, der Laserwellenlänge und der Pulsdauer [15]. Für einen Laser mit den Parametern  $P = 10 \text{ TW}$ ,  $\lambda = 800 \text{ nm}$  und  $\tau = 80 \text{ fs}$  liegt die maximale Elektronenenergie theoretisch über  $400 \text{ MeV}$ , das Erreichen hoher Elektronenenergien wird aber vor allem durch die Qualität der Laserparameter und die Länge der Beschleunigungsstrecke bestimmt.

Die hohen Laserintensitäten, die das Brechen der Plasmawelle anregen, können auch zum Brechen von Wellenbergen in nachfolgenden Perioden der Plasmawelle und so zur Entstehung weiterer *bubbles* führen [3, 16]. In Elektronenspektren macht sich dies durch das Vorhandensein von zwei oder mehreren monoenergetischen Anteilen bemerkbar. Monoenergetische Elektronenpulse konnten schon mehrfach experimentell nachgewiesen werden [16, 17, 18].

## 3.2 Elektronen

Wichtige Eigenschaften von Elektronenstrahlen sind ihre Energie, Richtung, Divergenz und Ladung. Die ersten drei Eigenschaften können durch Aufnahme von Leuchtschirmbildern ermittelt werden, die Ladung des Elektronenpulses ergibt sich aus der Detektion mit Bildplatten. Im Folgenden werden die Detektion von Elektronen und die Methoden zur Bestimmung der angesprochenen Eigenschaften erklärt. Weiterhin wird der Aufbau des Elektronenspektrometers als ein wichtiger Teil dieses Experiments detailliert beschrieben.

### 3.2.1 Detektion von Elektronen

Die beschleunigten Elektronen können mit Hilfe von Szintillationsschirmen (sog. Leuchtschirmen) detektiert werden, welche vorwiegend in der Medizin in Kombination mit Röntgenfilmen

Einsatz finden. Diese Leuchtschirme werden an geeigneten Stellen im experimentellen Aufbau in der Flugbahn der Elektronen positioniert. Beim Durchdringen regen die Elektronen die gut 0,35 mm dicken Leuchtschirme (LANEX,  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$ ) zur Emission von Licht mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 545 \text{ nm}$  an und werden so indirekt sichtbar. Die Intensität des emittierten Lichts ist in einem weiten Bereich proportional zur Anzahl der Elektronen [19].

Durch die Aufnahme von Leuchtschirmbildern mit einer CCD-Kamera kann die Richtung, die Divergenz und die Energie von Elektronen bestimmt werden. Der Intensitätsverteilung auf dem Leuchtschirm kann eine Halbwertsbreite entnommen werden, die für jedes Elektronenbild ein individuelles Maß für die Größe des Elektronenstrahls an der detektierten Position ist. Ist weiterhin die Flugstrecke der Elektronen zum detektierenden Leuchtschirm bekannt, kann die Divergenz berechnet werden (Abschnitt 3.2.2). Aufnahmen von Leuchtschirmbildern, die wegen zu weit geöffneter Kamerablende gesättigt sind, können nicht zur Auswertung der Divergenz beitragen, da ihnen keine eindeutige Intensitätsverteilung und somit keine Halbwertsbreite zugeordnet werden kann.

Wird ein Punkt auf dem Leuchtschirm als Ursprung deklariert, kann eine Position und eine Richtung der auftreffenden Elektronen in Bezug auf diesen Ursprung angegeben werden. Durch die Auswertung mehrerer Leuchtschirmbilder einer Datenreihe ist zusätzlich die Bestimmung der Richtungsstabilität der Elektronenpulse möglich. Angenommen die bevorzugte Ausbreitungsrichtung der beschleunigten Elektronen sei die  $z$ -Richtung, so kann auf dem Leuchtschirm eine mittlere Position  $(\bar{x}, \bar{y})$  der Elektronenrichtung errechnet werden. Aussagen über die Richtungsschwankung der Elektronenpulse werden durch Angabe von Fehlerintervallen für die mittleren  $\bar{x}$ - und  $\bar{y}$ -Werte gemacht. Ein sinnvolles Maß für die Größe dieser Intervalle ist die Standardabweichung der mittleren Elektronenposition auf dem Leuchtschirm, d. h., dass 68 % der beschleunigten Elektronenpulse einer Datenreihe innerhalb dieser Intervalle liegen. Je größer die Fehlerintervalle sind, desto schlechter ist die Stabilität der Elektronenrichtung.

Die Energie der Elektronenstrahlen wird mit einem Elektronenspektrometer bestimmt (Abschnitt 3.2.4). Auch hier werden Leuchtschirme zur Detektion der Elektronen verwendet. Die genauen Positionen der Elektronenpulse auf den Leuchtschirmen gibt dann Auskunft über ihre Energie.

Eine weitere Möglichkeit der Detektion von beschleunigten Elektronen bietet der Einsatz von Bildplatten. Diese geben Aufschluss über die Ladung der Elektronenpulse und somit über die Anzahl an detektierten Elektronen. Beim Eindringen der Elektronen wird das Material der Bildplatte (eine spezielle Phosphorverbindung) in einen metastabilen Zustand versetzt. Mit einem Helium-Neon-Laser werden diese Zustände durch induzierte Fluoreszenz ausgelesen. Als Information durch ein kommerzielles Auslesegerät (BAS 1800 II von Fujifilm) erhält man

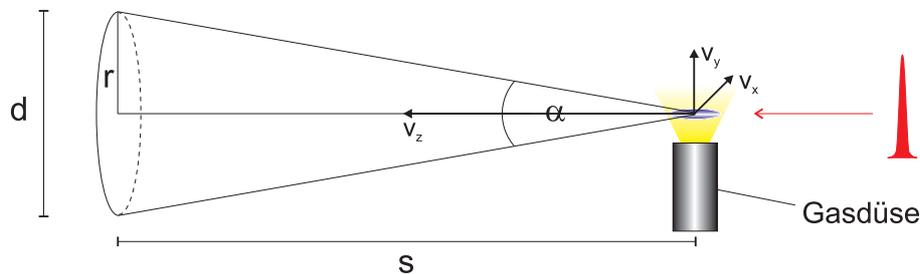
eine Anzahl an detektierten Signalen (PSL). Die Kalibrationskurve, die der Schwärzung auf der Bildplatte eine Elektronenzahl zuordnet (PSL/Elektron), ist für Elektronenenergien über 10 MeV nahezu konstant und beträgt 0,007 PSL/Elektron [20]. Die Anzahl an Elektronen und die Ladung des Elektronenstrahls sind somit berechenbar.

### 3.2.2 Divergenz von Elektronenstrahlen

Ohne divergente Eigenschaften wäre die transversale Ausdehnung eines Elektronenstrahls unabhängig vom Ort oder der Flugdauer. Auf detektierenden Leuchtschirmen hätte das Elektronenbild an verschiedenen Positionen konstante Ausmaße. Dies ist nicht der Fall, denn jeder Elektronenstrahl besitzt eine Divergenz. Sie entsteht durch die Geschwindigkeitskomponenten  $v_x$  und  $v_y$  der Elektronen senkrecht zur bevorzugten Ausbreitungsrichtung  $z$ . Die Elektronen erhalten diese Impulse in erster Linie bei ihrer Beschleunigung, ihre Coulombabstoßung untereinander wirkt sich nur anfangs geringfügig aus.

Auf dem Gebiet der Laser-Plasma-Beschleunigung ergeben sich für die Elektronen abhängig vom Zeitpunkt und der Phase, in der sie in die Plasmawelle einkoppeln, durchaus unterschiedliche Impulse in  $x$ - und  $y$ -Richtung. Auch die Divergenz des fokussierten Laserimpulses selbst kann sich durch die Wechselwirkung mit dem Plasma auf die Bewegung der Elektronen übertragen. Je größer die Geschwindigkeitskomponenten  $v_x$  und  $v_y$  sind, desto größer ist auch die Divergenz der Elektronenpulse.

Den Ausgangspunkt der Elektronenbewegung bildet in diesem Versuch ein Helium-Gasjet in der Experimentierkammer. Die Quellgröße der Elektronen wird als Punkt an der Stelle des Gasjets angenommen. Durch die Aufnahme von Leuchtschirmbildern wird die transversale Ausdehnung des Elektronenstrahls an bestimmten Positionen gemessen. In Abbildung 3.2 ist die qualitative Entstehung eines divergenten Elektronenstrahls gezeigt,  $d$  entspricht der Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung auf den Leuchtschirmbildern und  $s$  steht für



**Abb. 3.2:** Zur Entstehung eines divergenten Elektronenstrahls. Die Geschwindigkeitskomponenten  $v_x$  und  $v_y$  sind stark übertrieben gezeichnet.

die Länge der Elektronenflugbahn. Sind die Quellgröße, die transversale Ausdehnung des Elektronenstrahls und die dazwischenliegende Weglänge bekannt, kann die Divergenz mittels trigonometrischer Funktionen berechnet werden:

$$\tan(\alpha/2) = \frac{r}{s} \quad , \text{ bzw.} \quad (3.10)$$

$$\alpha \approx \frac{d}{s} \quad , \text{ da für kleine Winkel } \tan \alpha \approx \alpha \text{ ist.} \quad (3.11)$$

Durch die Ausmaße des experimentellen Aufbaus gab es feste obere Grenzen für die Divergenz eines Elektronenstrahls, wie etwa den Eingang ins Elektronenspektrometer (3.2.4). Mit einer Öffnung von 2 cm und einer Entfernung von 140 cm zum Gasjet beträgt die maximale Divergenz für einen ungestörten Eintritt der Elektronen ins Spektrometer 14 mrad.

Durch Kollimatoren bzw. Blenden kann die räumliche Ausdehnung der Elektronenstrahlen zeitweise verringert werden, die divergenten Eigenschaften bleiben aber bestehen. Außerdem ist das Einengen von Elektronenstrahlen mit Verlust an Elektronen verbunden. Eine bessere Möglichkeit bietet der Einsatz fokussierender Elemente wie z. B. hochfrequente elektrische Felder und magnetische Linsen. Diese werden schon seit Jahren erfolgreich in der Beschleunigerphysik eingesetzt.

### 3.2.3 Ablenkung von Elektronen in Magnetfeldern

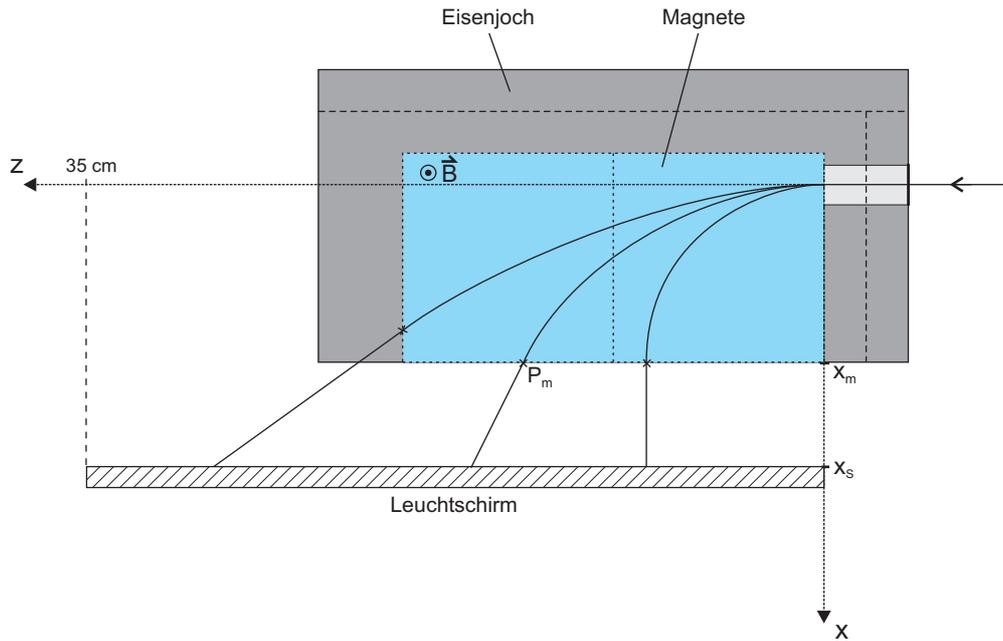
Elektronen werden aufgrund der Lorentzkraft (3.6) in Magnetfeldern senkrecht zu ihrer Ausbreitungsrichtung abgelenkt. Ihre Geschwindigkeit bleibt dabei erhalten. In Abbildung 3.3 ist die Bewegung der Elektronen innerhalb eines magnetischen Feldes dargestellt und soll kurz erläutert werden. Das Ergebnis gibt Aufschluss über die Position der Elektronen auf dem detektierenden Leuchtschirm und somit über ihre Energie. Wie bereits angesprochen bewegen sich die Elektronen innerhalb eines magnetischen Feldes auf einer Kreisbahn, Grund dafür ist das Vektorprodukt im magnetischen Teil der Lorentzkraft. Es gilt die Kreisgleichung

$$R^2 = z^2 + (R - x)^2 \quad , \quad (3.12)$$

daraus folgt

$$z(x) = \sqrt{(2R - x)x} \quad . \quad (3.13)$$

Tritt das Elektron aus dem Magnetfeld aus, so bewegt es sich gleichförmig geradlinig weiter, weil keine beschleunigende Kraft mehr wirkt. Die Richtung der fortführenden Bewegung wird von der Tangente bestimmt, die am letzten Punkt der Kreisbahn anliegt. Die Steigung  $m_t$



**Abb. 3.3:** Elektronenbahnen verschiedener Energie in einem Magnetspektrometer. Innerhalb des Magnetfeldes folgen die Elektronen Ausschnitten von Kreisbahnen

dieser Tangente berechnet sich aus:

$$m_t = \left. \frac{dz(x)}{dx} \right|_{x_m} \quad (3.14)$$

$$= \left. \frac{R-x}{\sqrt{(2R-x)x}} \right|_{x_m} \quad (3.15)$$

$$= \frac{R-x_m}{\sqrt{(2R-x_m)x_m}} \quad (3.16)$$

Die Geradengleichung für die Tangente lautet

$$z(x) = m_t \cdot x + n \quad (3.17)$$

Der Punkt  $P_m(x_m, z(x_m))$  ist als letzter Punkt der Kreisbahn (3.13) auch Element der Tangente und so folgt für die Ablenkung auf dem Leuchtschirm

$$z(x_s) = \frac{R-x_m}{\sqrt{(2R-x_m)x_m}} \cdot x + \frac{Rx_m}{\sqrt{(2R-x_m)x_m}} \Big|_{x_s} \quad (3.18)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{(2R-x_m)x_m}} \left[ R(x_m + x_s) - x_m x_s \right] \quad (3.19)$$

Der Radius der Kreisbahn ergibt sich aus dem Kräftegleichgewicht zwischen der Zentrifugalkraft und dem magnetischen Anteil der Lorentzkraft:

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{F}_Z \quad (3.20)$$

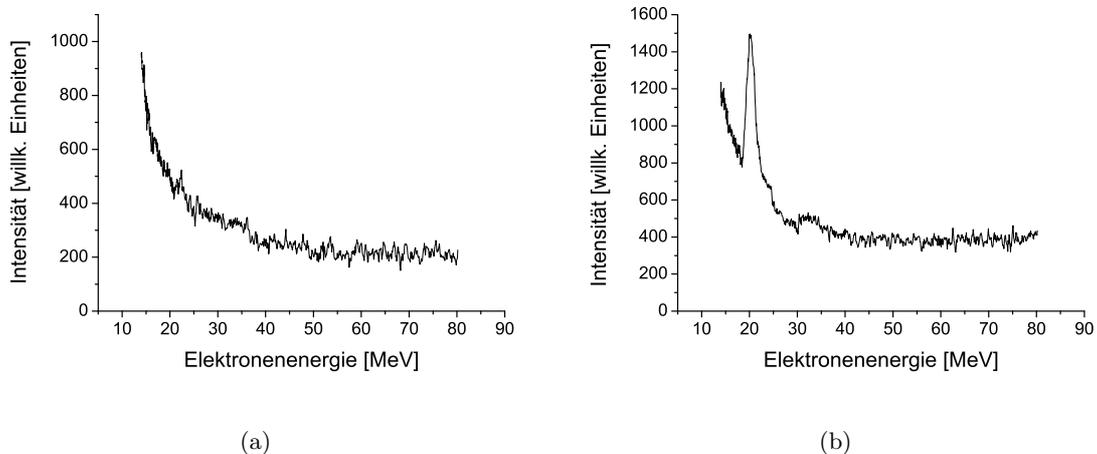
$$qvB = \frac{\gamma m_0 v^2}{R} \quad (3.21)$$

$$\curvearrow R = \frac{\gamma m_0 v}{eB} . \quad (3.22)$$

Das Vektorprodukt aus (3.6) wurde als Betragsprodukt eingesetzt, da  $\mathbf{v} \perp \mathbf{B}$  angenommen wird. Der Krümmungsradius der Kreisbahn ist abhängig von der Elektronengeschwindigkeit  $v$ , weshalb Magnetfelder zur energetischen Trennung von Elektronen dienen. Bestimmt man die Position  $z(x_s)$  der Elektronen auf dem Leuchtschirm, kann der Lorentzfaktor  $\gamma$  aus (3.19) und (3.22) berechnet werden, und somit ist durch

$$E_{\text{kin}} = (\gamma - 1) m_0 c^2 \quad (3.23)$$

die relativistische kinetische Energie der Elektronen gegeben ( $E_{\text{kin}} \approx \gamma / 2$  [MeV]). In Abbildung 3.4 sind Elektronenspektren zu sehen, die nach dieser Methode bestimmt wurden.



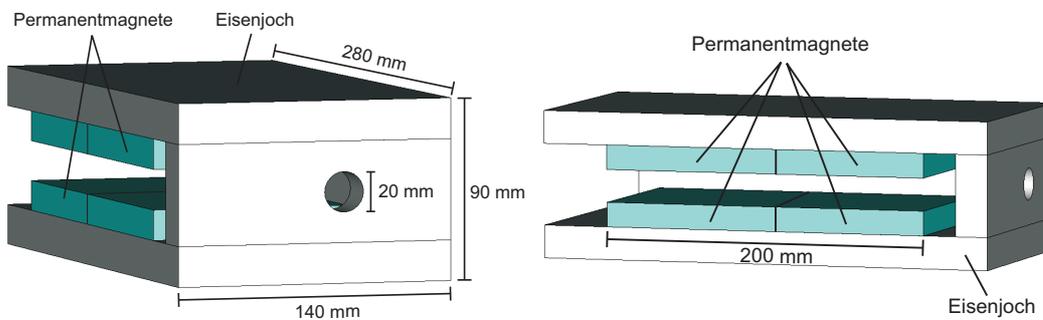
**Abb. 3.4:** Zwei am JETI gemessene Elektronenspektren. (a) zeigt ein exponentielles Elektronenspektrum, in (b) ist ein Spektrum mit monoenergetischem Anteil zu sehen.

Eine Funktion  $z = z(E_{\text{kin}})$  ist bei konstantem Magnetfeld analytisch lösbar und die Funktion  $E_{\text{kin}} = E_{\text{kin}}(z)$  könnte explizit angegeben werden. In Wirklichkeit ist das magnetische Feld aber nicht homogen. Besonders durch Randeffekte entarten die Kreisbahnen zu komplizierteren Kurvenverläufen. Ist aber das Magnetfeld aufgrund von Messungen bekannt, so

kann mit Hilfe der vorgestellten Formeln die Bahn der Elektronen simuliert und dadurch der Detektionsschirm kalibriert werden.

### 3.2.4 Aufbau des Elektronenspektrometers

Das für diesen Versuch gebaute Elektronenspektrometer beruht auf der Ablenkung von geladenen Teilchen in einem Magnetfeld, demzufolge handelt es sich um ein Magnetspektrometer. Es besteht aus vier quadratischen Permanentmagneten, die als zwei Paare gegenüber platziert wurden. Unter Beachtung der Polarität der Magnetfelder wurden die Magnetpaare in einem Abstand von 20 mm in ein Eisenjoch eingearbeitet, um den magnetischen Fluss zu führen und zu verstärken (s. Abbildung 3.5). Die Wandstärken des Jochs betragen 20 mm, die Magnete

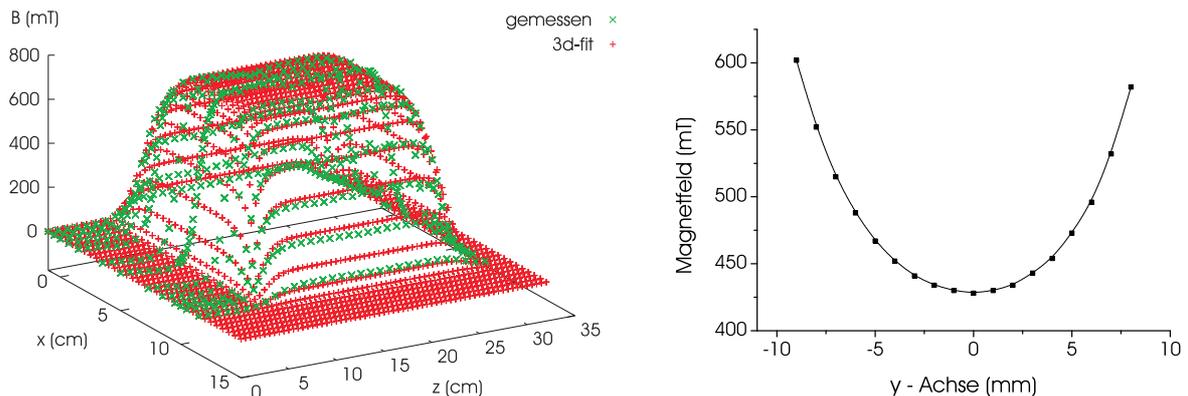


**Abb. 3.5:** Eisenjoch mit 4 Permanentmagneten. Diese wurden als zwei gegenüberliegende Paare in einem Abstand von 20 mm platziert. Die unteren beiden Magnete bilden den Nordpol, die oberen den Südpol, das Magnetfeld zeigt also von unten nach oben. Das ins Joch eingearbeitete Loch ist der Eingang für die Elektronen.

haben die Ausmaße  $100\text{ mm} \times 100\text{ mm} \times 15\text{ mm}$ . Die magnetischen Feldlinien verlaufen in guter Näherung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Elektronen, das untere Magnetpaar bildet den Nordpol, das obere den Südpol, somit werden die Elektronen durch die Lorentzkraft zur offenen Seite des Jochs hin abgelenkt.

Das Magnetfeld des Elektronenspektrometers bzw. des Jochs wurde mit der Hall-Sonde ausgemessen. Das Prinzip einer Hall-Sonde beruht auf der Ablenkung von Ladungsträgern in einem Leiter durch die wirkende Lorentzkraft in einem magnetischen Feld. Die entstehende Ladungstrennung erzeugt ein elektrisches Feld und induziert eine Spannung, bis ein Kräftegleichgewicht zwischen Lorentzkraft und elektrischer Kraft erreicht ist (Hall-Effekt). Mit einer Hall-Sonde wird sich dieser Effekt zu Nutze gemacht, indem man bei bekannter Stromstärke in dem Leiter die in einem Magnetfeld entstehende Hall-Spannung misst. Bei gegebener Son-

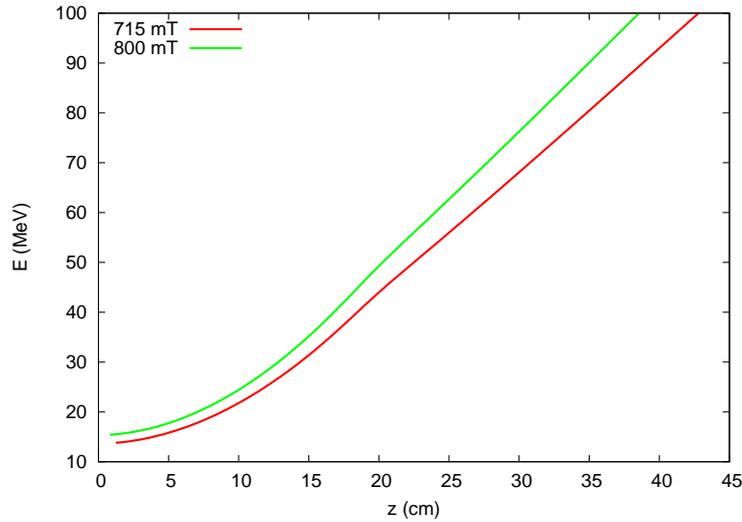
denempfindlichkeit kann so die Stärke des Magnetfeldes bestimmt werden. In Abbildung 3.6 sind die gemessenen Werte in der Mittelebene, ein angenäherter Verlauf und die vertikale Variationen des Magnetfeldes am Rand der Magneten aufgezeigt. Das Magnetfeld steigt in  $y$ -Richtung schnell an und ist dann in der  $x$ - $z$ -Ebene bis auf Randeffekte nahezu konstant mit einer Magnetfeldstärke von  $B = 720$  mT.



**Abb. 3.6:** Charakterisierung des Magnetfeldes vom Elektronenspektrometer. Links ist das Magnetfeld des Jochs in der Mittelebene ( $y = 0$  mm) zu sehen. Das rechte Bild zeigt die vertikale Variation des magnetischen Feldes am Rand eines Magneten. Es wurden Unterschiede von knapp 200 mT gemessen, die Magneten befinden sich bei  $y = -10$  mm und  $y = 10$  mm.

Die Divergenz und die daraus resultierende vertikale Ausdehnung des Elektronenpulses führt dazu, dass dieser im Elektronenspektrometer auf unterschiedliche Magnetfeldstärken trifft und unterschiedlich stark abgelenkt wird. Wie in Abbildung 3.6 zu sehen ist, erfahren die Elektronen in der Nähe der Magneten stärkere Magnetfelder und nach (3.22) eine stärkere Krümmung bzw. Auslenkung als Elektronen in der Mittelebene des Jochs. Diese vertikale Variation des Magnetfeldes ist im Bereich der Magnetränder am größten und bewirkt eine gekrümmte Form der Elektronenpulse an der Position der Leuchtschirme (s. Abbildung 3.7).

In Abbildung 3.8 ist der Aufbau des Elektronenspektrometers maßstabsgetreu dargestellt. Im fertigen Zustand des experimentellen Aufbaus befindet sich das Elektronenspektrometer direkt hinter dem Undulator (Abschnitt 3.3), so dass die Elektronen zusammen mit der später beschriebenen Undulatorstrahlung in die Kammer des Spektrometers eintreten. Die Elektronen werden im Joch energetisch separiert und dann von zwei Leuchtschirmen detektiert. Die Undulatorstrahlung durchquert die Kammer des Elektronenspektrometers und verlässt sie wieder durch ein Zink-Selenid-Fenster. Der Grund für ein ZnSe-Austrittsfenster wird in Abschnitt 3.3.4 zur Strahlungsdetektion beschrieben.

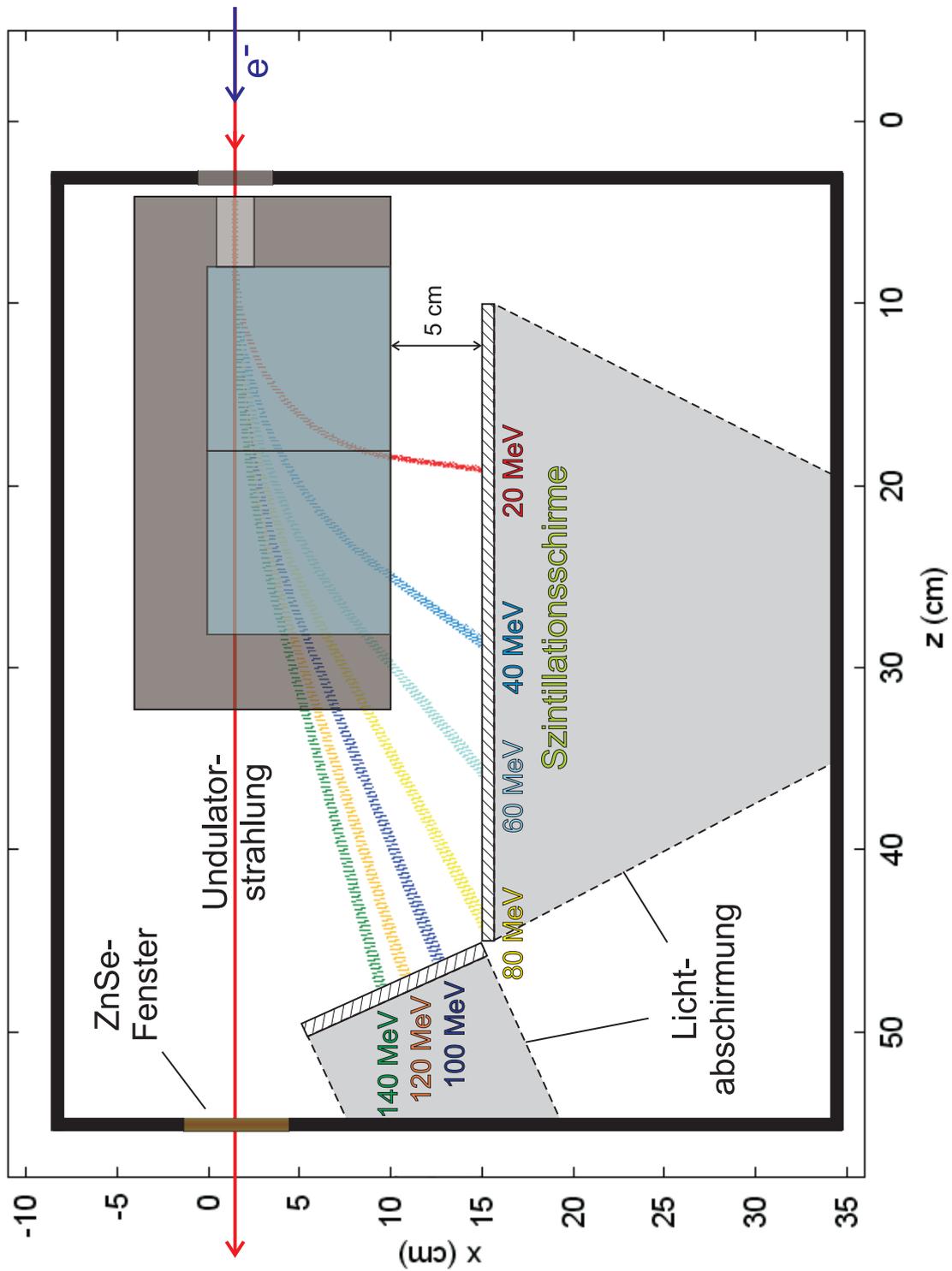


**Abb. 3.7:** Elektronen werden in verschiedenen Magnetfelder unterschiedlich stark abgelenkt. Dieser Sachverhalt führt aufgrund der vertikalen Ausdehnung der Elektronenpulse zu einer leicht „bananenartigen“ Form der Elektronenbilder auf den Leuchtschirmen im Spektrometer.

Mittels eines Computerprogrammes konnten mit den gemessenen Werten des Magnetfeldes die Elektronenbahnen im Spektrometer simuliert und dadurch die Leuchtschirme kalibriert werden. Die Verbreiterung der Trajektorien entsteht aufgrund einer angenommenen Divergenz von  $1,6 \text{ mrad}$ . Dieser Wert für die Divergenz eines laserbeschleunigten Elektronenstrahls ist sehr klein, wurde aber in diesem Experiment mehrmals gemessen.

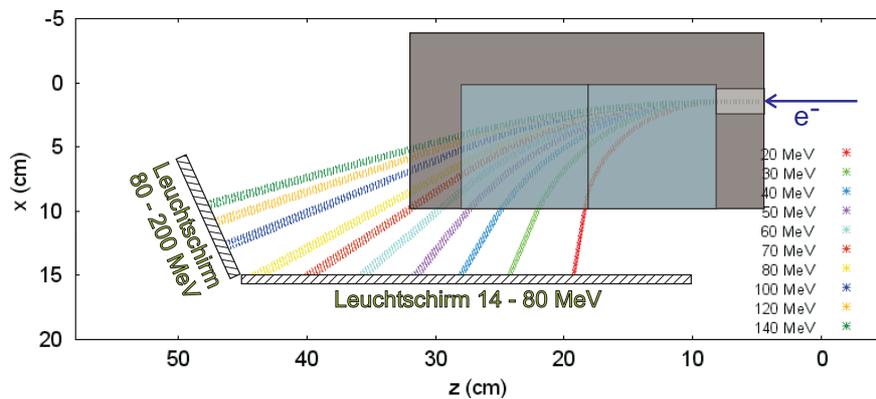
Der niederenergetische Leuchtschirm ist  $35 \text{ cm}$  lang,  $6 \text{ cm}$  hoch und beginnt  $1 \text{ cm}$  nach den Magneten. Er verläuft parallel zum Joch und hat einen Abstand von  $5 \text{ cm}$  zur Unterkante der Magneten. Der Detektionsbereich beginnt bei  $14 \text{ MeV}$  und endet bei  $80 \text{ MeV}$ . Der zweite Leuchtschirm für die höherenergetischen Elektronen wurde möglichst senkrecht zur simulierten Elektronenbahn schräg in der Kammer positioniert. Sein Detektionsbereich reicht von  $80 - 200 \text{ MeV}$ . Die beiden CCD-Kameras zur Aufnahme der Leuchtschirmbilder befanden sich außerhalb der Kammer und wurden so aufgebaut, dass jeweils der gesamte Schirm scharf zu sehen war. Die aufgenommenen Elektronenbilder wurden unmittelbar mit einem Computerprogramm ausgelesen und es war sofort eine grobe Einschätzung der Elektronenenergie möglich.

Die Auflösung des Elektronenspektrometers ist bestimmt durch die Divergenz und die Energie der Elektronenpulse. Mit steigender Divergenz sinkt die Energieauflösung des Spektrometers, da es an der Position der Leuchtschirme zur Überschneidung der Elektronentrajektorien im Spektrometer kommen kann (s. Abbildung 3.9). Durch Vergrößerung der Abstände

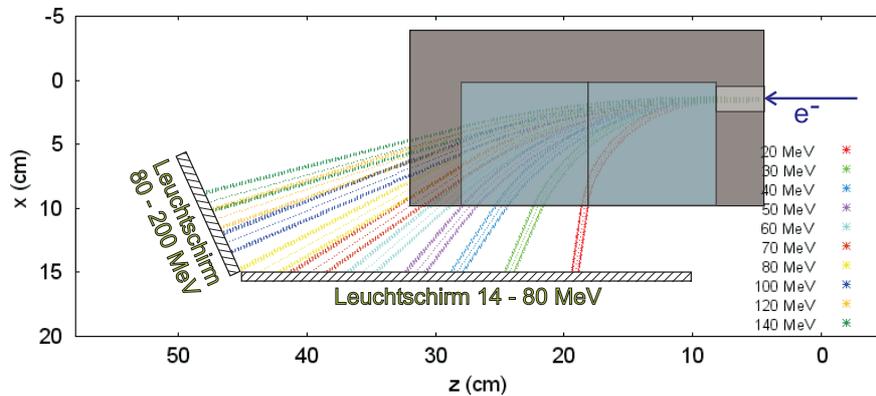


**Abb. 3.8:** Aufbau des Elektronenspektrometers. Die Elektronen (blauer Pfeil) durchlaufen den Undulator und treten nun zusammen mit der generierten Undulatorstrahlung (roter Pfeil) ins Elektronenspektrometer ein. Während die Elektronen im Magnetfeld des Jochs abgelenkt und von Leuchtschirmen detektiert werden, tritt die Undulatorstrahlung durch ein ZnSe-Fenster wieder aus der Kammer aus.

der Leuchtschirme zum Joch kann das Überschneiden der Trajektorien verringert werden, doch ist ein maximaler Abstand für die Beobachtung der Leuchtschirme mit den CCD-Kameras festgelegt. Eine weitere Verschlechterung der Auflösung ist mit Zunahme der Energie der Elektronenpulse verbunden, da Elektronen bei hohen Energien nur eine geringe Ablenkung durch das Magnetfeld erfahren und näher beieinander liegen. Der Zusammenhang zwischen Elektronenenergie und Auflösungsvermögen ergibt sich für niederenergetische Elektronen mit einer Energie unter 20 MeV und einer Divergenz von 2 mrad zu  $E/\Delta E \geq 50$ , für 50 – 80 MeV Elektronen beträgt die Auflösung noch  $E/\Delta E \approx 30$ . Dies ergibt sich aus der minimalen Breite der simulierten Elektronenbahnen an den entsprechenden Stellen auf den Leuchtschirmen.



(a) Elektronenpulse mit einer Divergenz von 3 mrad



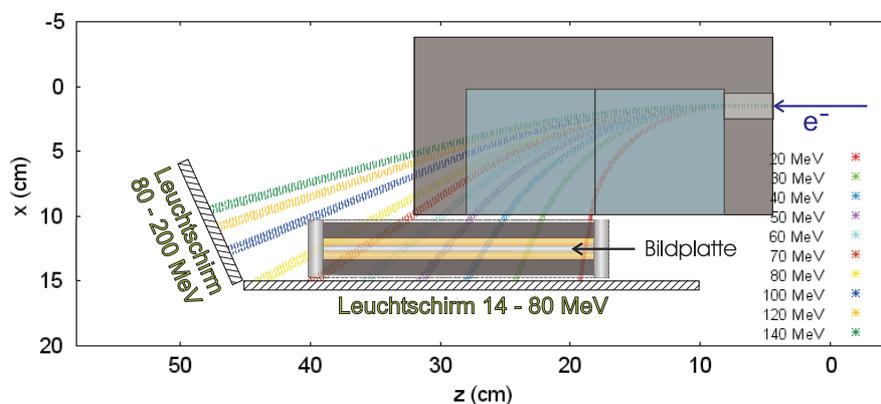
(b) Elektronenpulse mit einer Divergenz von 14 mrad

**Abb. 3.9:** Simulierte Elektronenbahnen mit verschiedener Divergenz. Bei steigender Divergenz überschneiden sich die Trajektorien der Elektronen und die Energieauflösung verschlechtert sich.

Aus den Leuchtschirmbildern im Elektronenspektrometer kann neben der Energie zusätz-

lich noch die vertikale Divergenz der Elektronenpulse bestimmt werden. Aufgrund der Eingangsöffnung des Spektrometers von 2 cm kann diese maximal 14 mrad betragen. Für Elektronenstrahlen mit großer Divergenz wirkt der Eingang ins Elektronenspektrometer wie eine Blende und weiter außen befindliche Elektronen werden abgeschnitten. Die Berechnung der horizontalen Divergenz anhand der Elektronenspektren kann nicht erfolgen, weil die Elektronenpulse im Spektrometer in der horizontalen Ebene ihrer Energie entsprechend abgelenkt werden.

Zur Bestimmung der Ladung der Elektronenpulse wurde zwischenzeitlich eine Bildplatte im Elektronenspektrometer eingesetzt. Abbildung 3.10 zeigt die Position der Bildplatte, die zwischen dem Joch und dem niederenergetischen Leuchtschirm eingebaut wurde. Ihr Einbau schränkte den Detektionsbereich der Leuchtschirme ein, auf der Bildplatte selbst konnten Elektronenenergien zwischen 20 MeV und 80 MeV detektiert werden. Um sie von entstehender Röntgenstrahlung, Raumbeleuchtung und ungewolltem Elektronenbeschuss zu schützen, wurde sie beidseitig von Blei- und Kupferplatten abgeschirmt. Bei Bedarf konnte die Bildplatte von außen aus ihrer Schutzhülle in Position geschoben werden. Während ihrer Benutzung war immer nur ein  $20\text{ cm} \times 1\text{ cm}$  großer Bereich der Bildplatte zum Beschuss freigegeben. Bei einer Länge von 25 cm war so die Aufnahme von über 20 Bildern möglich, bevor das Elektronenspektrometer geöffnet und die Bildplatte ausgewertet werden musste.

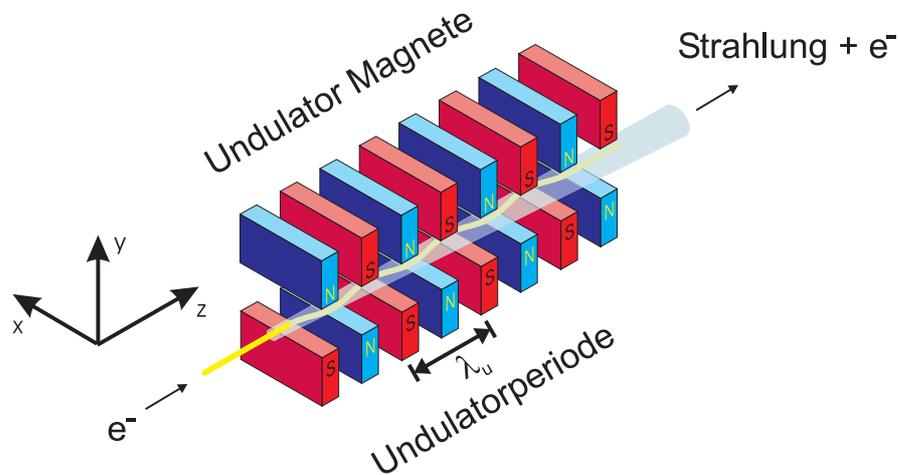


**Abb. 3.10:** In diesem Experiment wurde eine hoch sensitive BAS-MS 2025 Bildplatte von Fujifilm verwendet, um die Ladung der beschleunigten Elektronenpulse zu bestimmen.

Mit Kenntnis der Energie, Ladung, Richtung und Divergenz der Elektronenpulse sind diese charakterisiert und es können theoretische Aussagen über die Eigenschaften der zu erzeugenden Synchrotronstrahlung gemacht werden, u. a. über die Wellenlänge, die Divergenz und die Intensität (Abschnitt 3.3.3).

### 3.3 Undulatoren

Ein Undulator ist ein technisches Gerät zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung. Die Strahlung hat ihren Namen daher, weil sie zuerst in einem Synchrotron entdeckt wurde. Allgemein wird die Strahlung als Synchrotronstrahlung bezeichnet, die Teilchen bei der Ablenkung in magnetischen oder elektrischen Feldern emittieren. In der Regel handelt es sich bei einem Undulator um eine lineare Folge von Permanentmagneten, die in abwechselnder Nord-Süd-Ausrichtung hintereinander geschaltet sind (s. Abbildung 3.11). Weitere Bauformen gebrauchten Elektro- oder Hybridmagnete [21].



**Abb. 3.11:** Schematischer Aufbau und Arbeitsweise eines Undulators

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, wird durch ein Magnetfeld die Flugbahn eines geladenen Teilchens verändert. Die Maxwell-Gleichungen sagen aus, dass jede beschleunigte Ladungsverteilung Energie in Form von elektromagnetischen Wellen abstrahlt. Wird also ein geladenes Teilchen abgelenkt, so wird es beschleunigt und es entsteht Strahlung. Durch die spezielle Magnetanordnung in einem Undulator wird das durch sie hindurchfliegende Teilchen, im allgemeinen ein sich relativistisch bewegendes Elektron, auf eine periodische, meist sinusförmige Bahn gezwungen. Das so beschleunigte Elektron emittiert Synchrotronstrahlung in seiner durchschnittlichen Flugrichtung. Die Eigenschaften der erzeugten Strahlung hängen stark von der Länge der einzelnen Magnete, der Stärke des Magnetfeldes und der Geschwindigkeit, Ladung und Masse des Teilchens ab. Undulatoren haben in der Regel eine Länge von wenigen Metern. Sie stellen heute in Elektronenspeicherringen wichtige Quellen für kohärente Strahlung dar.

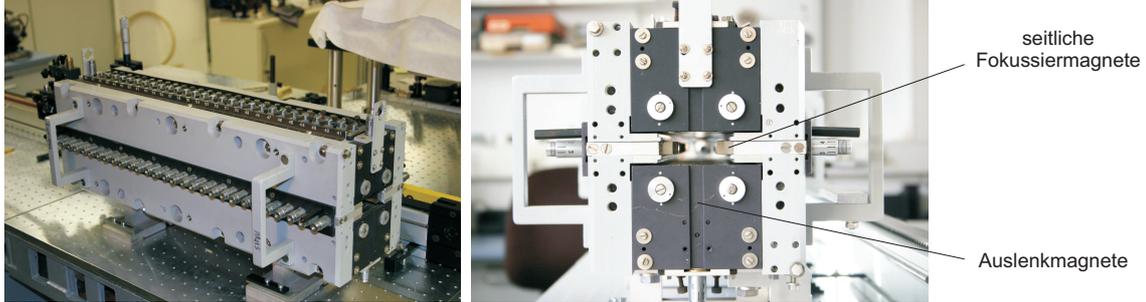
Bei einer periodischen Anordnung von Magneten wird zwischen Undulatoren und Wigglern unterschieden. Der Unterschied äußert sich in der Art der abgegebenen Synchrotronstrahlung. In einem Wiggler werden stärkere Magneten als in Undulatoren verwendet, um die Teilchen stärker auszulenken und hohe Photonenergien zu erreichen. Aufgrund der hohen Auslenkung haben die erzeugten Strahlungskegel einen großen Winkel zur Achse des Wigglers. Die verschiedenen Strahlungskeulen können sich nicht überlagern und nicht miteinander interferieren, das Spektrum der erzeugten Strahlung ist relativ breit. Beim Undulator ist das Magnetfeld schwächer und die Auslenkung der Teilchen klein, wie es der Name erahnen lässt („undula“ lat. für „kleine Welle“). Die Elektronenbahn ist so gewählt, dass es zur Interferenz aller Strahlungskegel kommt. Die geringere Auslenkung führt zu kleinerer Photonenergie und einem kleineren Öffnungswinkel der erzeugten Strahlung, gleichzeitig aber auch zu einem scharfen Spektrum und höherer Brillanz. Die Brillanz ist ein quantitatives Maß für die Güte einer Strahlungsquelle und beschreibt die Intensität pro Raumwinkel. Die Strahlungsintensität ist in beiden Fällen proportional zur Anzahl der Auslenkperioden und der Anzahl der Elektronen im emittierenden Elektronenpaket. Den Übergang vom Undulator zum Wiggler beschreibt der dimensionslose Undulatorparameter [22]

$$K = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi m_0 c} = 0,934 \cdot B_0 (\text{T}) \cdot \lambda_u (\text{cm}) \quad , \quad (3.24)$$

hier ist  $e$  die Elektronenladung,  $B_0$  die maximale Magnetfeldstärke auf der Undulatorachse,  $\lambda_u$  die Undulatorperiode,  $m_0$  die Ruhemasse des Elektrons und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Die Undulatorperiode definiert die Strecke, nach der das Magnetfeld wieder seinen ursprünglichen Wert annimmt. Wie später erläutert wird, beschreibt  $K$  die Stärke der Auslenkung. Gilt  $K < 1$ , ist die Auslenkung klein, die erzeugten Lichtkegel überlagern sich und man spricht von einem Undulator. Bei einem Wiggler ist  $K > 1$ , die Lichtkegel überlagern sich aufgrund der größeren Auslenkung nicht mehr und es entsteht ein breiteres Spektrum. Um in einem Undulator die gleiche Photonenergie zu erzeugen wie in einem Wiggler, müssen die Elektronenpulse auf eine höhere Energie beschleunigt werden. Dieser Aufwand wird in Kauf genommen, da die Undulatorstrahlung höhere Qualität besitzt. In unserem Fall ist die Elektronenenergie durch die Laserparameter (Energie, Pulsdauer, Wellenlänge) und die Länge des relativistischen Kanals bestimmt.

Der Undulator in diesem Versuch ist mit 64 cm Länge recht kurz. Es handelt sich dabei um eine Sektion eines zweiteiligen KIAE-4 Undulators [23]. Mit einer Magnetfeldstärke  $B_0 = 0,16 \text{ T}$  und einer Undulatorperiode  $\lambda_u = 4 \text{ cm}$  beträgt sein Undulatorparameter  $K = 0,6$ . Seine Bauweise ist eine Hybridstruktur, bei der Eisenpole durch Permanentmagnete erregt werden und als Nord- und Südpole fungieren. In Abbildung 3.12 sind Fotos des Undulators dargestellt. In der Regel ist die Struktur eines Undulators seitlich offen, unser hat wegen vor-

handener seitlicher Fokussiermagneten eine geschlossene Form. Die Ein- und Ausgangsöffnung sind  $3 \text{ cm} \times 2,5 \text{ cm}$  groß.



**Abb. 3.12:** Unser Undulator

### 3.3.1 Das Undulatorfeld

Das magnetische Feld eines Undulators ist entlang der Strahlachse periodisch mit der Undulatorperiode  $\lambda_u$ . Von Interesse ist nur die vertikale und die horizontale Komponente, die Variation in  $x$ -Richtung ist bis auf Randeffekte verschwindend gering. Durch einen periodischen Potentialansatz [24] und Festlegung eines Wertes  $\tilde{B}$  in der Mitte der Polfläche (s. Abbildung 3.13) ergeben sich die Magnetfeldkomponenten zu

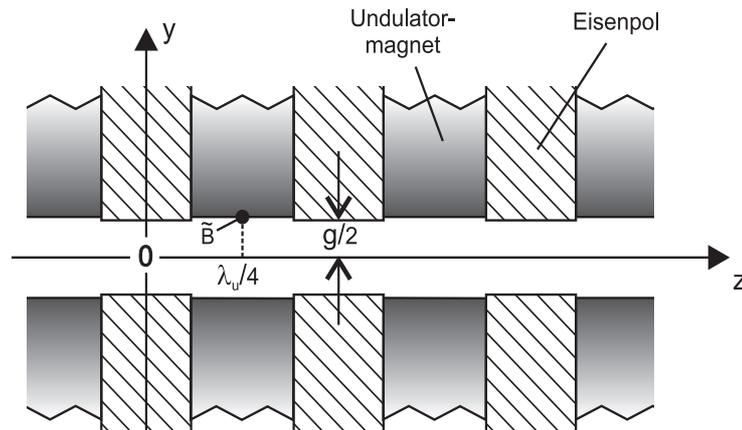
$$B_y(y, z) = \frac{\tilde{B}}{\cosh\left(k_u \frac{g}{2}\right)} \cosh(k_u y) \cos(k_u z) \quad (3.25)$$

$$B_z(y, z) = \frac{\tilde{B}}{\cosh\left(k_u \frac{g}{2}\right)} \sinh(k_u y) \cos(k_u z) . \quad (3.26)$$

Der vertikale Abstand zwischen den Magneten wird mit  $g$  bezeichnet,  $k_u = 2\pi/\lambda_u$  ist die zur Undulatorperiode äquivalente Wellenzahl. Auf der Strahlachse ( $y \equiv 0$ ) hat das periodisch verlaufende Feld den Maximalwert

$$B_0 = \frac{\tilde{B}}{\cosh\left(k_u \frac{g}{2}\right)} . \quad (3.27)$$

Vergrößert man den Abstand  $g$  zwischen den Magneten, so sinkt das Feld auf der  $z$ -Achse schnell ab. Bei kleinen Magnetperioden  $\lambda_u$  sind entsprechend kleine Magnetabstände erforderlich, um erwünschte Magnetfeldstärken zu erreichen. Die Spalthöhe unseres Undulators war nicht einstellbar ( $g = 2,5 \text{ cm}$ ).



**Abb. 3.13:** Zum Undulatorfeld. Die Magnetfeldstärke  $\tilde{B}$  in der Mitte der Polflächen und der Spaltabstand  $g$  bestimmen den Maximalwert  $B_0$  auf der Undulatorachse ( $y \equiv 0$ ).

Im Folgenden ist nur das magnetische Feld auf der Strahlachse von Interesse, dies lässt sich nach (3.25) und (3.27) schreiben als

$$B_y(z) = B_0 \cos(k_u z) . \quad (3.28)$$

Besonders bei hoch ortsauflösenden Experimenten oder der Führung von Elektronenpulsen in Speicherringen darf sich die Lage der Teilchenstrahlen bei Austritt aus dem Undulator im Vergleich zum Eintritt nicht ändern. Mit bekanntem Undulatorfeld lässt sich eine Bedingung für die Erhaltung der Elektronenrichtung angeben, die möglichst streng erfüllt sein muss:

$$\int_{z_1}^{z_2} B_y(z) dz = 0 , \quad (3.29)$$

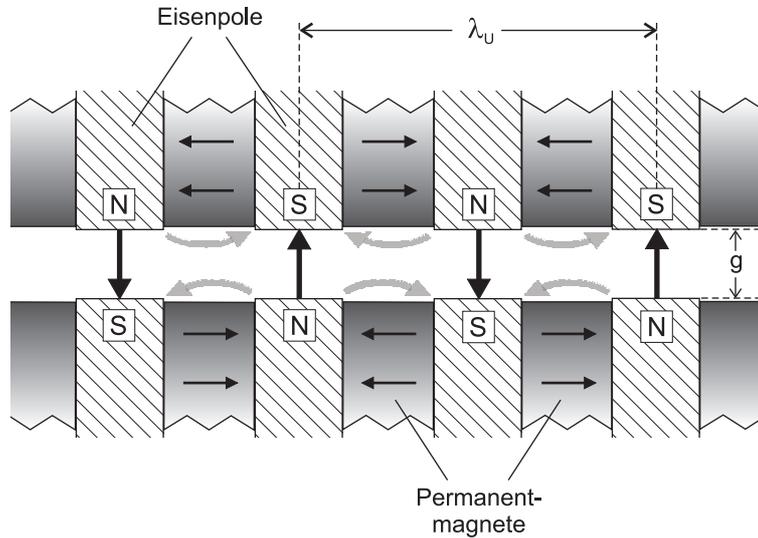
Das ist der Fall, wenn

$$z_1 = 0 \quad \text{und} \quad z_2 = n\lambda_u + \frac{\lambda_u}{2} \quad (3.30)$$

mit  $n = 1, 2, 3, \dots$  ist,  $z_1$  steht für den Anfang und  $z_2$  für das Ende des Undulators. Technisch kann die Erhaltung der Elektronenrichtung realisiert werden, indem am Anfang und Ende eines Undulators Magnetpole halber Länge oder halber Feldstärke verwendet werden.

Das Magnetfeld unseres Undulators entspricht dem in (3.28) und wird in Abbildung 3.14 veranschaulicht. Die seitlichen Magnetreihen sorgen für ein weiteres periodisches Magnetfeld. Es hatte in anderen Versuchen die Aufgabe, den Elektronenstrahl zu fokussieren und so der Divergenz entgegenzuwirken [25]. Dieses Magnetfeld ist aber für höhere Elektronenenergien

( $E > 10 \text{ MeV}$ ) zu schwach und hat kaum einen Einfluss auf die Bewegung der Elektronen in diesem Experiment. Ein- und Ausgangsrichtung der Elektronenpulse fallen bei unserem Undulator zusammen.



**Abb. 3.14:** Hybridstruktur unseres Undulators. Die magnetische Feldorientierung ist durch Pfeile angedeutet,  $g$  ist der Abstand zwischen den Undulatorhälften.

Vor dem Einsatz des Undulators wurde das Magnetfeld analog zu dem des Elektronenspektrometers mit einer Hall-Sonde auf mehreren horizontalen Achsen ausgemessen. Die Hall-Sonde wurde an einem Stab befestigt und in Zentimeterschritten systematisch durch den Undulator gefahren. In Abbildung 3.15 sind die Magnetfeldmessung und ihre Ergebnisse dargestellt.

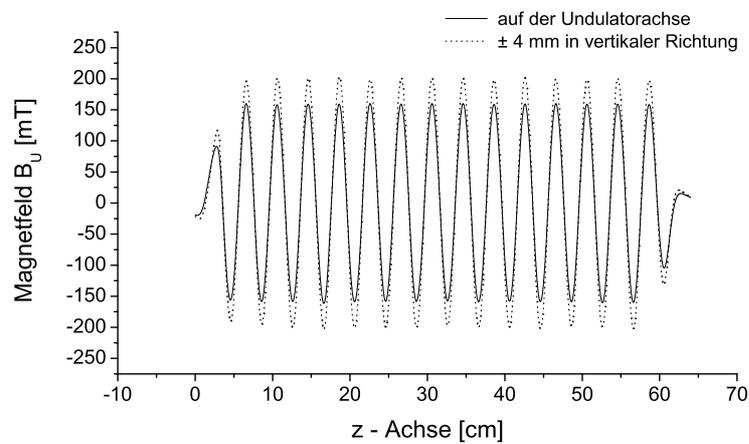
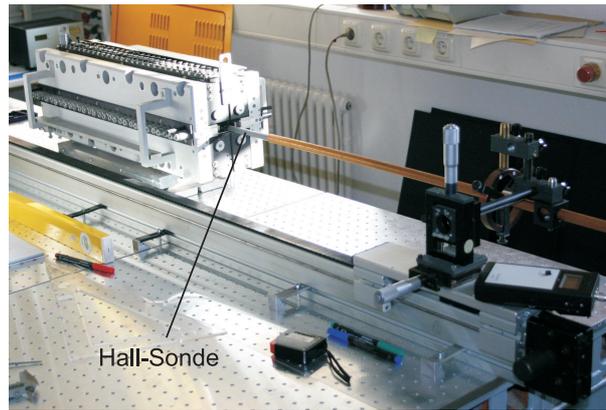
### 3.3.2 Bewegungsgleichungen im Undulator

Die Bewegung eines Elektrons im Magnetfeld eines Undulators ergibt sich aus der Lorentzkraft (3.6) zu

$$\mathbf{F} = \dot{\mathbf{p}} = \gamma m_0 \dot{\mathbf{v}} = -e \mathbf{v} \times \mathbf{B} . \quad (3.31)$$

Das Magnetfeld kann in guter Näherung horizontal als unendlich ausgedehnt angesehen werden, so dass keine  $B_x$ -Komponente vorhanden ist [24]. Außerdem wird die vertikale Geschwindigkeitskomponente  $v_y$  der Elektronen vernachlässigt. Mit diesen Näherungen,

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{v} = \begin{pmatrix} v_x \\ 0 \\ v_z \end{pmatrix} , \quad (3.32)$$



**Abb. 3.15:** Die Messung des Magnetfeldes im Undulator mit einer Hall-Sonde ergab ein periodisches Magnetfeld mit  $B_0 = 0,16$  T. Das erste Feldintegral liefert die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, das zweite die Elektronenbewegung im Undulator.

folgt aus (3.31)

$$\dot{\mathbf{v}} = -\frac{e}{\gamma m_0} \begin{pmatrix} -v_z B_y \\ -v_x B_z \\ v_x B_y \end{pmatrix}. \quad (3.33)$$

Da  $v_y \equiv 0$  angenommen wurde, ergibt sich mit  $v_x = \dot{x}$  und  $v_z = \dot{z}$  folgendes Gleichungssystem zur Beschreibung der gekoppelten Bewegung in der  $x$ - $z$ -Ebene:

$$\ddot{x} = \frac{e}{\gamma m_0} B_y(z) \dot{z} \quad (3.34)$$

$$\ddot{z} = -\frac{e}{\gamma m_0} B_y(z) \dot{x} \quad (3.35)$$

Die Elektronen auf der Strahlachse beginnen aufgrund des periodischen Magnetfeldes  $B_y(z)$  zu oszillieren und erhalten eine horizontale Geschwindigkeitskomponente  $v_x$ . Dies wirkt sich über das Magnetfeld auf die Bewegung der Elektronen in  $z$ -Richtung aus und führt zu einer periodischen Geschwindigkeitsänderung auf der Strahlachse, welche sich der ursprünglichen Teilchenbewegung überlagert, was wieder Auswirkungen auf die horizontale Auslenkung hat. Allerdings dominiert wegen  $v_x \ll c$  die relativistische longitudinale Geschwindigkeitskomponente  $v_z$ . Da  $\dot{z} = v_z = \beta c \approx \text{const.} \leadsto \ddot{z} \approx 0$ , fällt Gleichung (3.35) weg und es genügt, (3.34) zu berücksichtigen:

$$\ddot{x} = \frac{e\beta c B_0}{\gamma m_0} \cos(k_u z) . \quad (3.36)$$

Hier wurde das magnetische Feld aus (3.28) eingesetzt. Ersetzt man die zeitlichen Ableitungen durch räumliche Ableitungen nach  $z$

$$\dot{x} = \frac{dx}{dz} \frac{dz}{dt} = x' \dot{z} \quad (3.37)$$

$$\ddot{x} = \frac{d\dot{x}}{dz} \frac{dz}{dt} = \dot{x}' \dot{z} + x' \ddot{z} = x'' \dot{z}^2 + x' \ddot{z} \quad (3.38)$$

$$\leadsto \dot{x} = x' \beta c \quad (3.39)$$

$$\ddot{x} = x'' \beta^2 c^2 \quad \text{wegen} \quad \ddot{z} \approx 0 \quad (3.40)$$

so folgt aus (3.36)

$$x'' = \frac{eB_0}{\gamma m_0 \beta c} \cos(k_u z) . \quad (3.41)$$

Mit  $v_z = c$ , also  $\beta = 1$ , erhält man durch einfache Integration

$$x'(z) = \frac{eB_0}{\gamma m_0 k_u c} \sin(k_u z) \quad (3.42)$$

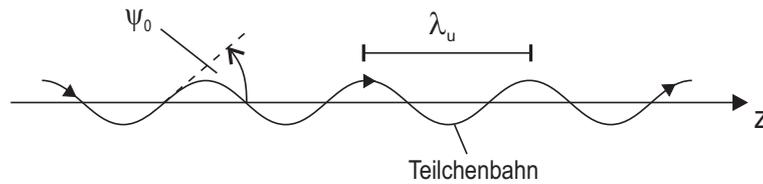
$$x(z) = -\frac{eB_0}{\gamma m_0 k_u^2 c} \cos(k_u z) \quad (3.43)$$

Diese Lösungen beschreiben die Bewegung der Elektronen im Laborsystem in Abhängigkeit vom Ort. Gleichung (3.42) entspricht der Steigung der Elektronenbahn an der Stelle  $z$  und so lässt sich ein maximaler Auslenkwinkel berechnen (s. Abbildung 3.16), den die Elektronen bei jedem Wendepunkt bzw. Nulldurchgang auf der  $z$ -Achse einnehmen:

$$\psi_0 = x'_{\max} = \frac{eB_0 \lambda_u}{2\pi \gamma m_0 c} , \quad (3.44)$$

Mit dieser Gleichung lässt sich der Undulatorparameter (3.24) auch als skaliertes Winkel

$$K = \gamma \psi_0 \quad (3.45)$$

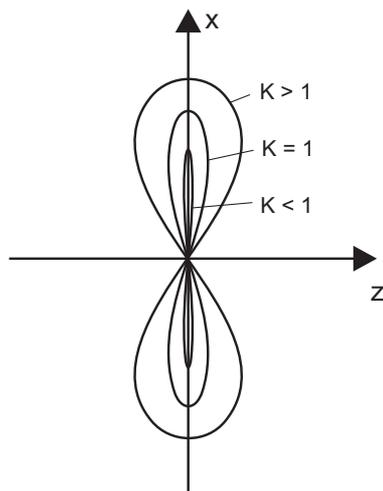


**Abb. 3.16:** Teilchenbahn in einem periodischen Magnetfeld im Laborsystem

ausdrücken. Alle bisherigen Formeln sind sowohl für Undulatoren als auch für Wiggler gültig. Ihr Unterschied äußert sich im Undulatorparameter bzw. in der maximalen Auslenkung  $\psi_0$ : bei einem Wiggler ist  $\psi_0 > 1/\gamma$ , bei einem Undulator ist  $\psi_0 < 1/\gamma$ .

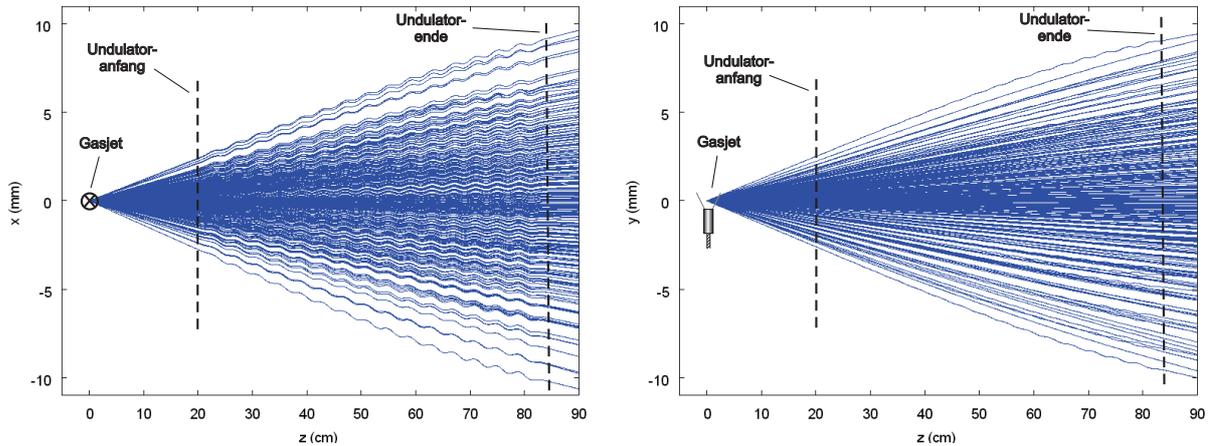
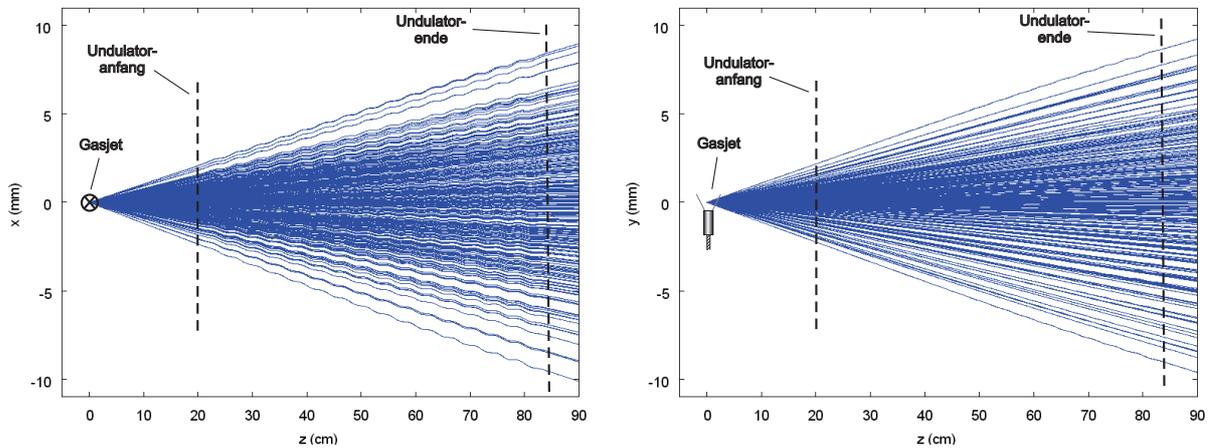
In dem besprochenen Fall wurde die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_z$  als konstant angenommen, doch wie bereits erwähnt, kommt es aufgrund der Kopplung der Differentialgleichungen (3.34) und (3.35) zu einer periodischen Modulation der longitudinalen Bewegung, die bisher vernachlässigt wurde. Löst man die Bewegungsgleichungen in einem mitbewegten System, das sich mit der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{v}_z = \langle \dot{z} \rangle$  bewegt, so bewegen sich die Elektronen auf einer geschlossenen Bahn in Form einer „8“ (s. Abbildung 3.17).

Die Analogie zur Bewegung von Elektronen im Laserplasma ist offensichtlich (vgl. Abbildung 3.1). Bei kleinen Werten von  $K$  ist die transversale Bewegung nichtrelativistisch, die Elektronenbahn entspricht praktisch einer horizontalen Oszillation. Dies trifft auf unseren Undulator mit  $K = 0,6$  zu. Mit zunehmendem  $K$  wird die „8“ immer breiter, da die Amplitude auf der  $z$ -Achse quadratisch anwächst, die auf der  $x$ -Achse aber nur linear. In diesem Fall wird die transversale Bewegung relativistisch und kann nicht länger vernachlässigt werden.



**Abb. 3.17:** Teilchenbahn im mitbewegten System in einem Wiggler ( $K > 1$ ) und einem Undulator ( $K < 1$ ). Im Fall  $K = 1$  entspricht der maximale Auslenkwinkel  $\psi_0$  dem natürlichen Öffnungswinkel  $1/\gamma$  der Synchrotronstrahlung.

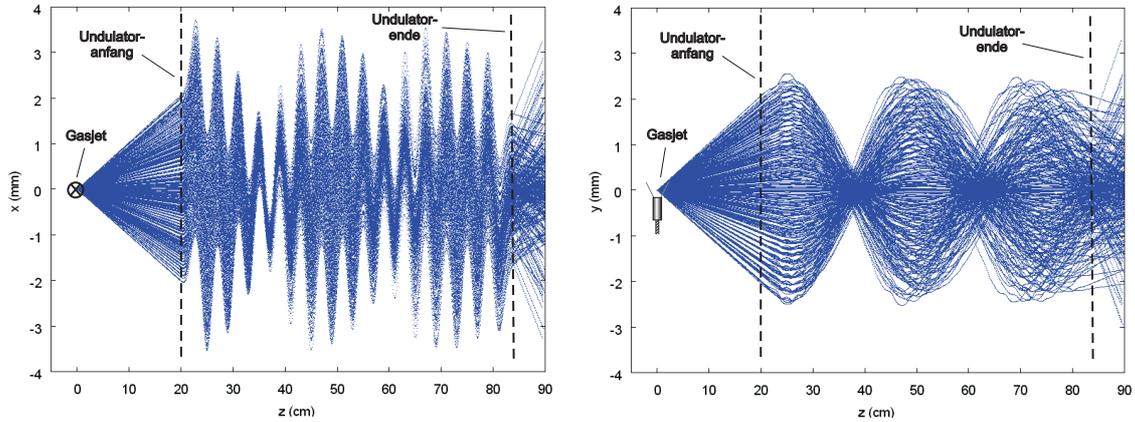
Bisher wurde eine Divergenz der Elektronenstrahlen nicht berücksichtigt, doch ist sie immer vorhanden. An den Bewegungsgleichungen der Elektronen im Undulator ändert sich

(a) Elektronenbahnen im Undulator für 30 MeV Elektronen in der  $x$ - $z$ - und  $y$ - $z$ -Ebene(b) Elektronenbahnen im Undulator für 50 MeV Elektronen in der  $x$ - $z$ - und  $y$ - $z$ -Ebene

**Abb. 3.18:** Elektronentrajektorien in unserem Undulator ( $B_0 = 0,16$  T,  $\lambda_u = 4$  cm) für verschiedene Energien mit einer Divergenz von 20 mrad. Die Bewegung der Elektronen in diesem Experiment ( $E \approx 50$  MeV) wird durch die seitlichen Fokussiermagnete nicht beeinflusst.

nichts, nur ihre durchschnittliche Flugbahn bildet jetzt einen Winkel mit der  $z$ -Achse. Abbildung 3.18 zeigt Elektronenbahnen in unserem Undulator für verschiedene Energien mit einer Divergenz von 20 mrad. Die Trajektorien in der  $x$ - $z$ -Ebene entsprechen den zu erwartenden sinusförmigen Bahnen. Die Auslenkung sinkt mit steigender Elektronenenergie ganz einfach deswegen, weil nach Gleichung (3.22) der Krümmungsradius mit der Elektronenenergie bzw. der Elektronengeschwindigkeit zunimmt. In der  $y$ - $z$ -Ebene weisen die Elektronenbahnen keine Modulation auf, da das Magnetfeld der seitlichen Fokussiermagneten zu schwach ist. Ihre Auswirkung für geringere Elektronenenergien ist in Abbildung 3.19 zu sehen. Bei den Si-

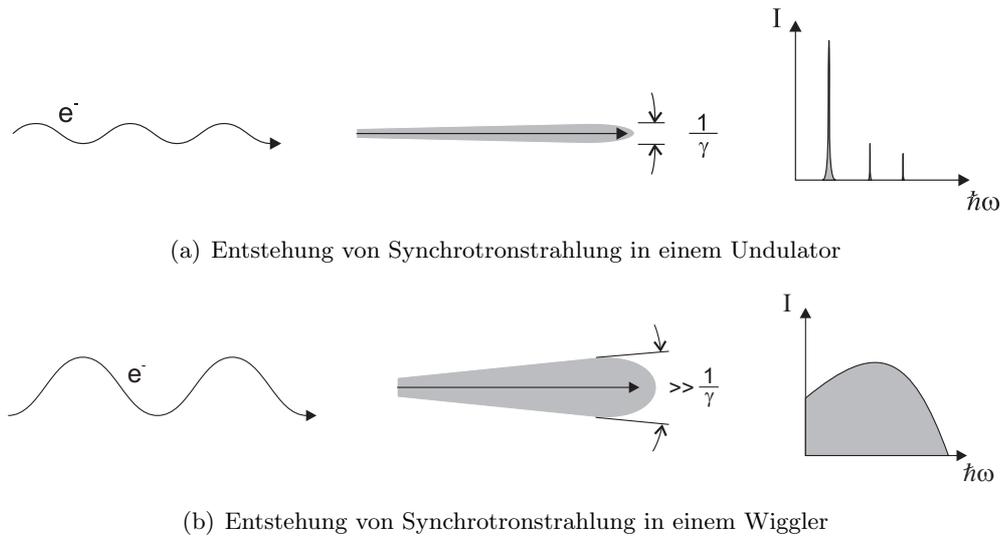
mulationen der Elektronen-Trajektorien für unser Experiment wurde ein Abstand von 20 cm zwischen Gasdüse und Undulatoreingang und eine Divergenz der Elektronenpulse von 20 mrad angenommen.



**Abb. 3.19:** Elektronenbahnen im Undulator für 1,5 MeV Elektronen in der  $x$ - $z$ - und  $y$ - $z$ -Ebene mit einer Divergenz von 20 mrad. Der Einfluss der seitlichen Magnetreihen ist für sehr kleine Elektronenenergien im Vergleich zu Abb. 3.18 deutlich zu erkennen.

### 3.3.3 Undulatorstrahlung

Unter Voraussetzung monoenergetischer Elektronen dienen Undulatoren der Erzeugung relativ schmalbandiger Strahlung mit hoher Brillanz. Diese monochromatische Synchrotronstrahlung entsteht durch die Ablenkung der Elektronen im Undulator und die ermöglichte konstruktive Interferenz aller erzeugten Strahlungskegel und weist eine hohe Intensität auf. Bei einem Wiggler ist monochromatische Synchrotronstrahlung nicht vorhanden. In Abbildung 3.20 sind qualitative Strahlungsspektren für Undulatoren und Wiggler dargestellt. Das Undulatorspektrum weist einen intensiven Peak auf, die Fundamentale. Weiterhin sind viel intensitätsschwächere höhere Harmonische zu sehen. Die Abstrahlung der gesamten Synchrotronstrahlung in einem Undulator erfolgt unter einem Winkel von  $1/\gamma$  um die Undulatorachse. Dies entspricht dem natürlichen Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung in Ablenkmagneten. Allerdings lässt sich kein Quellpunkt der Undulatorstrahlung angeben, sondern viel mehr eine Quelllinie, da sich die Entstehung der Strahlung über den ganzen Bereich des Undulators erstreckt. Die Fundamentale erscheint unter dem Winkel  $\frac{1}{\gamma\sqrt{N}}$ , mit der Zahl  $N$  an Undulatorperioden. Das Strahlungsspektrum eines Wigners ist viel breiter. Abhängig vom  $K$ -Parameter liegen Fundamentale und höhere Harmonische so nah beieinander, dass nur noch ein konti-



**Abb. 3.20:** Elektronenbahn, Strahlungskegel und Strahlungsspektrum für Undulatoren und Wiggler

nuierliches Spektrum zu beobachten ist. Anders als beim Undulator können die mit einem Wiggler erzeugten höheren Harmonischen intensiver sein als die Fundamentale, weshalb Wiggler vorwiegend zur Erzeugung höherer Harmonischer eingesetzt werden, während Undulatoren mehr der Verstärkung und Erzeugung von kohärenter Synchrotronstrahlung dienen.

### Wellenlänge der Undulatorstrahlung

Im Folgenden wird die wichtige Gleichung für Undulatorstrahlung hergeleitet, die den Zusammenhang zwischen Elektronenenergie und Wellenlänge der emittierten Synchrotronstrahlung angibt. Mit Hilfe dieser Formel kann der Spektralbereich bestimmt werden, in dem die Strahlung zu erwarten ist. Dies ist zwingend notwendig für die Detektion der Undulatorstrahlung.

Im Laborsystem ist die Frequenz der Elektronenschwingung gegeben durch die Periodenlänge des Undulators:

$$\omega_u = k_u v_z = \frac{2\pi\beta c}{\lambda_u} . \quad (3.46)$$

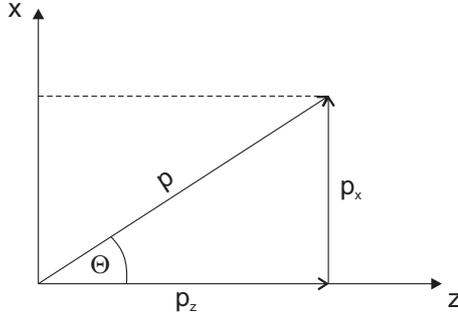
Im mittleren Ruhesystem der Elektronen transformiert (3.46) wegen der Längenkontraktion zu

$$\omega' = \gamma' \omega_u , \quad (3.47)$$

wobei in den Lorentzparameter  $\gamma'$  die mittlere relative Geschwindigkeit  $\beta' = \bar{v}_z/c$  eingeht,

$$\gamma' = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta'^2}} . \quad (3.48)$$

Die Elektronen geben also mit der Frequenz  $\omega'$  monochromatische Strahlung ab. Im Laborsystem emittiert das beschleunigte Elektron im Undulator unter dem Winkel  $\Theta$  zur  $z$ -Achse ein Photon mit dem Impuls  $p$  (s. Abbildung 3.21). Für die Energie und den Impuls des Photons



**Abb. 3.21:** Emission eines Photons mit dem Impuls  $p$  im Laborsystem

gilt im Laborsystem:

$$E = \hbar\omega \quad (3.49)$$

$$p = \hbar k = \frac{\hbar\omega}{c} \quad , \quad (3.50)$$

$\omega$  ist die Frequenz der Undulatorstrahlung. Mit Abbildung 3.21 kann der Viererimpuls des Photons angegeben werden:

$$P_\mu = \begin{pmatrix} E/c \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E/c \\ p \sin \Theta \\ 0 \\ p \cos \Theta \end{pmatrix} . \quad (3.51)$$

Mit Hilfe der Lorentz-Transformation in  $z$ -Richtung kann dieser Viererimpuls in das mittlere Ruhesystem des Elektrons überführt werden,

$$P'_\mu = \begin{pmatrix} E'/c \\ p'_x \\ p'_y \\ p'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma' & 0 & 0 & -\beta'\gamma' \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta'\gamma' & 0 & 0 & \gamma' \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E/c \\ p \sin \Theta \\ 0 \\ p \cos \Theta \end{pmatrix} . \quad (3.52)$$

Aus der obersten Zeile kann sofort eine Gleichung für die Energie des Photons angegeben werden:

$$\frac{E'}{c} = \gamma' \frac{E}{c} - \beta' \gamma' p \cos \Theta . \quad (3.53)$$

Setzt man nun für die Energien  $E' = \hbar\omega'$ ,  $E = \hbar\omega$  und für den Impuls  $p = \hbar\omega/c$  ein und löst nach  $\omega$  auf, so erhält man die Frequenztransformation des relativistischen Dopplereffektes:

$$\omega = \frac{\omega'}{\gamma'(1 - \beta' \cos \Theta)} . \quad (3.54)$$

Mit (3.46) und (3.47) folgt daraus

$$\frac{\omega}{\omega_u} = \frac{\lambda_u}{\lambda} = \frac{1}{1 - \beta' \cos \Theta} , \quad (3.55)$$

und man kann nach der gesuchten Wellenlänge  $\lambda$  im Laborsystem auflösen. Es ist sinnvoll den Lorentzparameter  $\beta'$  durch leichter zugängliche Parameter auszudrücken, in diesem Fall durch den weiteren Lorentzparameter  $\gamma$  und den Undulatorparameter  $K$ . Eine kurze Nebenrechnung soll den Zusammenhang zwischen  $\beta'$ ,  $\gamma$  und  $K$  erläutern.

Aus (3.42) lässt sich mit  $\dot{x} = x'\beta c$  die Geschwindigkeitskomponente  $v_x$  als Funktion der Zeit angeben [24]:

$$\dot{x}(t) = \beta c \frac{K}{\gamma} \sin(\omega_u t) , \quad (3.56)$$

hier wurden  $z = \beta ct$ ,  $\omega_u = k_u \beta c$  und der Undulatorparameter  $K$  (3.24) eingesetzt. Die longitudinale Geschwindigkeit  $\dot{s} = v_z$  entspricht der Projektion der Teilchengeschwindigkeit  $\beta c$  auf die  $z$ -Achse, und man erhält mit  $\dot{s}^2 = (\beta c)^2 - \dot{x}^2$  und  $\beta^2 = 1 - 1/\gamma^2$

$$\dot{s}(t) \approx c \sqrt{1 - \left( \frac{1}{\gamma^2} + \frac{\dot{x}^2}{c^2} \right)} . \quad (3.57)$$

Da der Ausdruck in der Klammer sehr klein gegen 1 ist, kann die Wurzel entwickelt werden, und nach Einsetzen von (3.56) ergibt sich die Projektion der Teilchengeschwindigkeit zu

$$\dot{s}(t) \approx c \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\gamma^2} + \frac{\dot{x}^2}{c^2} \right) \right] \quad (3.58)$$

$$= c \left[ 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left( 1 + \beta^2 K^2 \sin^2(\omega_u t) \right) \right] . \quad (3.59)$$

Indem noch  $\sin^2(\omega_u t) = \frac{1}{2} (1 - \cos(2\omega_u t))$  ersetzt wird, kann diese Gleichung wie folgt aufgeteilt werden:

$$\dot{s}(t) = c \left[ 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{\beta^2 K^2}{2} \right) \right] + \frac{c\beta^2 K^2}{4\gamma^2} \cos(2\omega_u t) \quad (3.60)$$

$$= \langle \dot{s} \rangle + \Delta \dot{s}(t) . \quad (3.61)$$

$\langle \dot{s} \rangle = \bar{v}_z$  ist die feste mittlere Geschwindigkeit des mitbewegten Systems, die Störung  $\Delta \dot{s}(t)$  wurde aus  $v_x$  berechnet und beschreibt die Modulation der longitudinalen Bewegung. In guter Näherung kann  $\beta = 1$  gesetzt werden und man erhält den gewünschten Ausdruck für die mittlere relative Geschwindigkeit

$$\beta' = \frac{\bar{v}_z}{c} = 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} \right) . \quad (3.62)$$

Setzt man diese Gleichung für  $\beta'$  in (3.55) ein und wählt wegen  $\Theta \approx 1/\gamma \ll 1$  die Näherung  $\cos \Theta \approx 1 - \Theta^2/2$ , so folgt daraus

$$\lambda = \lambda_u(1 - \beta' \cos \Theta) \quad (3.63)$$

$$= \lambda_u \left[ 1 - \left( 1 - \frac{1 + K^2/2}{2\gamma^2} \right) \left( 1 - \frac{\Theta^2}{2} \right) \right] \quad (3.64)$$

$$= \lambda_u \left[ 1 - \left( 1 - \frac{\Theta^2}{2} - \frac{1 + K^2/2}{2\gamma^2} + \dots \right) \right] \quad (3.65)$$

$$\approx \lambda_u \left( \frac{\Theta^2}{2} + \frac{1 + K^2/2}{2\gamma^2} \right) . \quad (3.66)$$

In gut erfüllter Näherung kann der letzte Term in (3.65) vernachlässigt werden und man erhält die wichtige Gleichung zur Berechnung der Wellenlänge der Undulatorstrahlung,

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \Theta^2 \right) . \quad (3.67)$$

Sie wird im Wesentlichen durch die Undulatorperiode  $\lambda_u$ , die durch  $\gamma$  festgelegte Energie des Elektronenstrahls und den Undulatorparameter  $K$  bestimmt. Durch den Einfluss des Emissionswinkels  $\Theta$  kommt es im Laborsystem zu einer Rotverschiebung der Wellenlänge, da diese mit  $\Theta$  zunimmt. Die Grundwellenlänge eines Undulators lässt sich nach (3.67) abstimmen. Vergrößert man z. B. den Spalt  $g$  zwischen den Magnetreihen, so ändert sich nach (3.27) die maximale Magnetfeldstärke  $B_0$  auf der Strahlachse und dadurch nach (3.24) auch der Undulatorparameter  $K$ . Ergebnis ist eine andere Grundwellenlänge der Undulatorstrahlung. Da mit Lasern schon intensive Lichtquellen im visuellen und nahen ultravioletten Spektralbereich vorhanden sind, bieten Undulatoren sehr interessante einstellbare Lichtquellen im VUV und Röntgenbereich, sowie im IR- und FIR-Spektrum.

Eine allgemeinere Form der Gleichung (3.67) beinhaltet noch die harmonische Ordnung  $n$  [26, 27]:

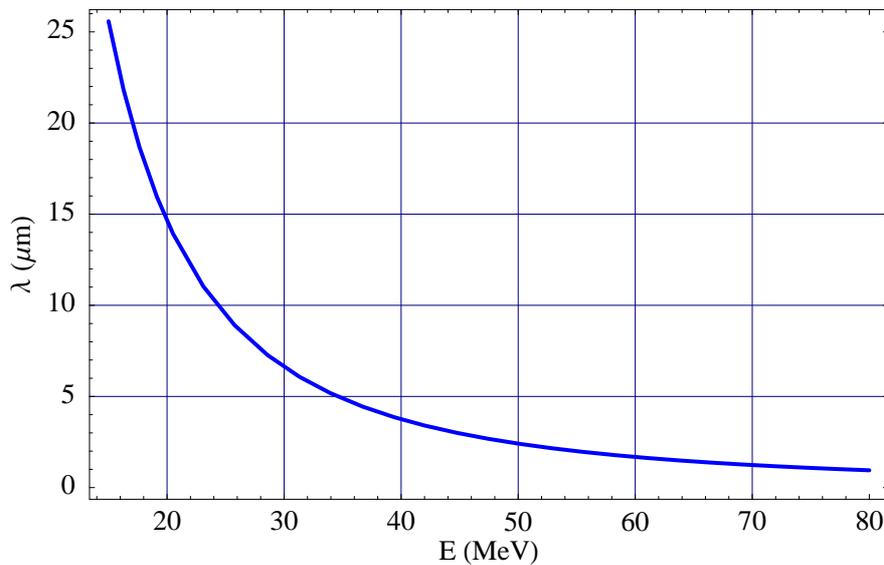
$$\lambda_n = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2 n} \left( 1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \Theta^2 \right) . \quad (3.68)$$

Für  $K \ll 1$  wird hauptsächlich Strahlung der Fundamentalfrequenz emittiert. Ihre natürliche spektrale Breite ist gegeben durch [22, 28]:

$$\frac{\Delta\omega_n}{\omega_n} \approx \frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n} \approx \frac{1}{nN} , \quad (3.69)$$

wobei  $N$  die Anzahl der Undulatorperioden angibt. Die Linienschärfe des abgestrahlten Spektrums nimmt linear mit der Zahl der Undulatorperioden zu. Für unseren Undulator bedeutet

dies mit  $n = 1$  und  $N = 16$  eine Linienbreite von  $\Delta\lambda \approx 0,06 \cdot \lambda$ . Eine spektrale Verbreiterung entsteht, wenn die Elektronenstrahl-Divergenz oder der Beobachtungswinkel, unter dem die Lichtquelle gesehen wird, größer sind als der Öffnungswinkel des Zentralkegels  $\frac{1}{\gamma\sqrt{N}}$ . Bei einer Energie von 50 MeV und  $N = 16$  entspricht dies einer Divergenz von ungefähr 2,5 mrad. Abhängig vom Beobachtungswinkel werden die Frequenzen infolge des Dopplereffekts (3.54) verbreitert, das Spektrum eines Undulators bleibt dennoch scharf um sein Maximum konzentriert. In Abbildung 3.22 ist für unseren Undulator nach Gleichung (3.68) die Wellenlänge der Synchrotronstrahlung über der Elektronenenergie aufgetragen.



**Abb. 3.22:** Zusammenhang zwischen der Wellenlänge der Undulatorstrahlung und der Elektronenenergie für unseren Undulator mit  $B_0 = 0,16$  T,  $\lambda_u = 4$  cm,  $\Theta = 0^\circ$  und  $n = 1$ .

### Weitere Eigenschaften der Undulatorstrahlung

Die Polarisation der emittierten Synchrotronstrahlung ist abhängig von der Bauweise des Undulators. Bei einem planaren Undulator wie unserem ist die Undulatorstrahlung vollständig linear polarisiert in der Ebene der Elektronenoszillation. In einem Helix-Undulator wird die transversale Trajektorie der Elektronen zu einer Ellipse und man erhält zirkular polarisiertes Licht. Der Elektronenpuls emittiert im Undulator einen endlichen Wellenzug von Synchrotronstrahlung. Diese ist in der Realität nicht monochromatisch, sondern weist aufgrund der nicht exakt sinusförmigen Bahn der Elektronen Oberschwingungen auf. Durch diese Oberwellen sind im Undulatorspektrum auch höhere Harmonische zu erwarten, deren Intensität aber

gering ist und mit steigender Ordnung  $n$  abnimmt. Die aus einem Undulator abgestrahlte Intensität ist proportional zum Quadrat der Amplituden des Wellenzuges. Die totale abgestrahlte Leistung für alle Winkel und Wellenlängen ist im inkohärenten Fall gegeben durch [29]:

$$P = \frac{\pi e c Z_0}{3} \frac{\gamma^2 K^2 N I}{\lambda_u} , \quad (3.70)$$

mit  $Z_0 = 377 \Omega$  und  $I$  als dem über die Elektronenpulsdauer gemittelten Ladungsstrom. In unserem Fall gehen wir von 50 MeV Elektronen und einer Gesamtladung von 10 pC des Elektronenpulses aus. Aufgrund der geringen Elektronenpulsdauer von wenigen 10 fs sind dann Abstrahlleistungen von mehreren Watt zu erwarten. Aus (3.70) lässt sich auch die Gesamtenergie aller emittierten Photonen berechnen:

$$E_{\text{ges}} = \frac{\pi e c Z_0}{3} \frac{\gamma^2 K^2 N Q}{\lambda_u} . \quad (3.71)$$

Diese liegt für unseren Undulator und den angenommenen Werten für einen Elektronenpuls im Bereich von MeV.  $Q$  bezeichnet die Ladung des Elektronenpulses. Die Energie eines einzelnen emittierten Photons ergibt aus (3.67) und der Beziehung  $E_{\text{ph}} = hc/\lambda$  in dem angesprochenen Fall zu  $E_{\text{ph}} = 0,5 \text{ eV}$ .

Die Anzahl an emittierten Photonen ist stark abhängig von der Elektronenbewegung und kann durch folgende Gleichung abgeschätzt werden [30]:

$$N_{\text{ph}} = \frac{2\pi}{3} \alpha K^2 N \frac{Q}{e} , \quad (3.72)$$

hier ist  $\alpha = 1/137$  die Feinstrukturkonstante. Im gegebenen Fall, dass sich die emittierte Strahlung kohärent überlagert, ist der Term  $Q/e$  durch sein Quadrat zu ersetzen. In Tabelle 3.1 sind Photonenzahlen für beide Fälle und verschiedene Gesamtladungen enthalten.

$Q$ (pC)	$N_{\text{ph}}$ (inkohärent)	$N_{\text{ph}}$ (kohärent)
1	$5 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^{12}$
10	$5 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^{14}$
100	$5 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^{16}$

**Tab. 3.1:** Abschätzung der Zahl an emittierten Photonen im Zentralkegel

### Kohärente Undulatorstrahlung

Synchrotronstrahlung, die in einem Undulator von unterschiedlichen Elektronen emittiert wird, hat eine statistisch verteilte Phase und überlagert sich inkohärent, es sei denn, die Elektronen bewegen sich in kleinen Elektronenpaketen. In diesem Fall kommt es zur kohärenten

Überlagerung. Die Bedingung für kohärente Strahlung ist, dass die Länge des Elektronenpulses  $l_e$  kleiner ist als die Wellenlänge der Undulatorstrahlung,  $l_e < \lambda$ . Die abgestrahlte Leistung ist dann proportional zum Quadrat der Elektronenzahl,  $P \propto N_e^2$ . Ist  $l_e \gg \lambda$ , so kommt es zu inkohärenter Emission, die Strahlungsleistung ist jetzt nur linear abhängig von der Elektronenzahl,  $P \propto N_e$ . Kohärente Undulatorstrahlung bei  $15 \mu\text{m}$  entspricht einer Elektronenpulsdauer  $\tau_e \leq 50 \text{ fs}$ , bei  $5 \mu\text{m}$  bedeutet das  $\tau_e \leq 17 \text{ fs}$ . Kohärente Strahlung ist also im infraroten Spektralbereich viel wahrscheinlicher als bei UV-, VUV- oder Röntgenstrahlung, weil hier die Elektronenpulse kürzer als eine Femtosekunde sein müssten. Aber auch im Fall hoher Frequenzen kann kohärente Strahlung beobachtet werden. Wird z. B. ein mehrere Meter langer Undulator benutzt, kann die entstehende Strahlung mit dem Elektronenpaket wechselwirken und man erhält auf diese Weise eine besondere Mikrostrukturierung des Elektronenpulses (*micro-bunching*) [30, 31]. Es kommt zum Effekt der *self amplified spontaneous emission* (SASE) [32].

Auch mit einem Undulator, der nur einige Meter lang ist, kann kohärente Strahlung kurzer Wellenlänge erzeugt werden. Zu diesem Zweck wird eine elektromagnetische Welle zusammen mit dem Elektronenstrahl durch den Undulator geschickt. Sind die Wellenlänge des zu verstärkenden Lichts und das magnetische Feld des Undulators geeignet gewählt, können die Elektronen Energie in kohärenter Weise an die elektromagnetische Welle abgeben. Dieser Energieaustausch führt nicht nur zur Änderung der Elektronenenergie, sondern auch zu einer Neuordnung der räumlichen Elektronenverteilung entlang der Strahlachse. Schnellere Elektronen holen die langsameren ein und es kommt erneut zum Effekts des *micro-bunching*. Dies entspricht der Wirkungsweise eines *Freie-Elektronen-Lasers* (FEL) [33, 32]. In diesem Fall steigt die emittierte Leistung exponentiell an, gegeben durch:

$$P_{\text{SASE}} = e^{z/L_g} . \quad (3.73)$$

Für die Verstärkungsstrecke  $L_g$  gilt

$$L_g = \frac{\lambda_u}{4\pi\rho\sqrt{3}} . \quad (3.74)$$

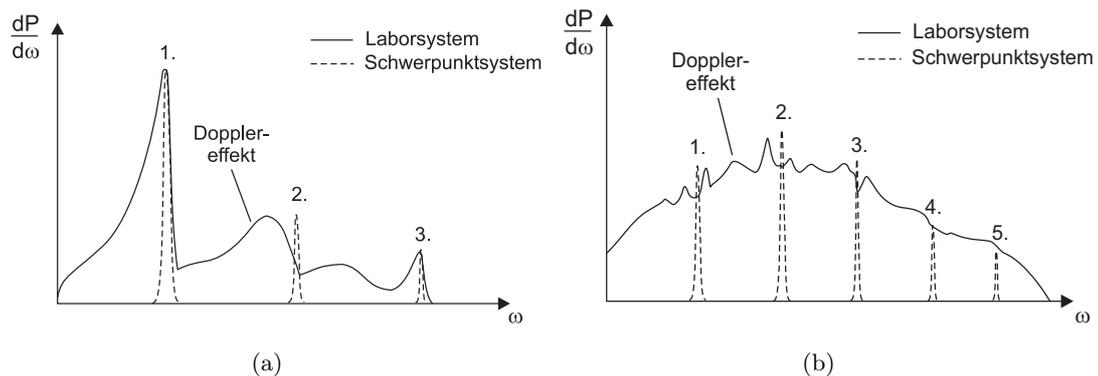
Sie wird bestimmt durch die Undulatorperiode  $\lambda_u$  und den Pierce-Parameter

$$\rho = \frac{1}{2\gamma} \left[ \left( \frac{\hat{I}}{I_A} \right) \left( \frac{\lambda_u A_u}{2\pi\sigma_e} \right)^2 \right]^{1/3} , \quad (3.75)$$

hier sind  $I_A = 17,045 \text{ kA}$  der Alfvén-Strom,  $\hat{I}$  der maximale Elektronenstrom und  $\sigma_e$  die transversale Ausdehnung des Elektronenstrahls in der Einheit von Zentimetern.  $A_u$  errechnet sich aus  $A_u = a_u [J_0(\xi) - J_1(\xi)]$ , wobei  $J_i$  die Bessel-Funktionen an der Stelle  $\xi = a_u^2/2(1 + a_u^2)$

angeben. Für einen planaren Undulator ist  $a_u = K/\sqrt{2}$ . Um eine möglichst grosse Abstrahlleistung zu erhalten, muss  $L_g$  klein und somit  $\rho$  groß sein. Die Emission der Undulatorstrahlung steigt mit scharfer Energieverteilung und kleiner Emittanz der Elektronen. Emittanz ist ein Maß für die Qualität eines Teilchenstrahls. Er vereinigt die Eigenschaften Divergenz und Energieverteilung des Teilchenstrahls und gibt das Produkt aus Querschnittsfläche und Impuls des Strahls an, was dem Phasenraumvolumen des Teilchenstrahls in den jeweiligen Raumebenen entspricht. Sättigung der Abstrahlleistung tritt ein für  $\rho \approx 1/N$ , mit  $N$  als der Anzahl der Undulatorperioden.

In Abbildung 3.23 sind typische Spektren für Undulator- und Wigglerstrahlung dargestellt [28]. Der Verbreiterung der Linien durch den relativistischen Dopplereffekt kann durch Einsatz von Kollimatoren entgegengewirkt werden. Die emittierte Strahlung wird so transversal begrenzt. Doch auch wenn die Strahlung nach Einsatz einer Elektronenblende beobachtet wird, sieht man immer noch nicht so scharfe Linien wie im Schwerpunktsystem der Elektronen. Die Divergenz des Elektronenstrahls verhindert dies. Erst wenn ein paralleler

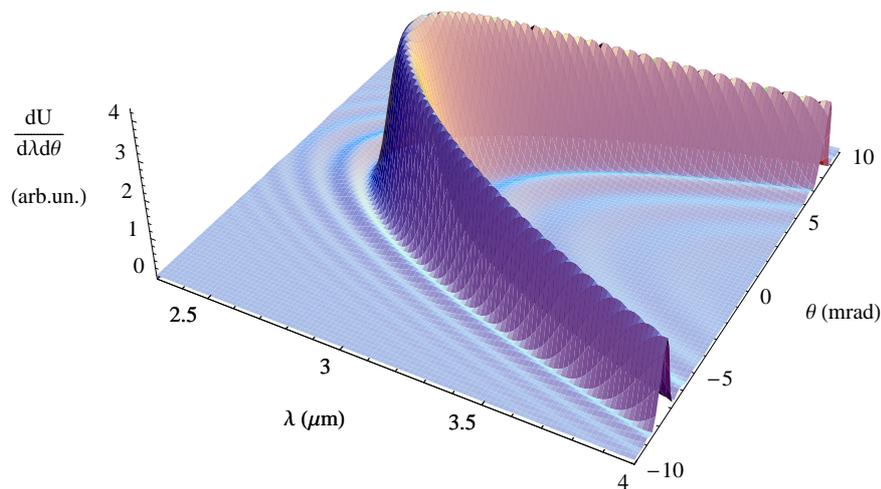


**Abb. 3.23:** (a) zeigt ein typisches Spektrum eines Undulators mit  $K < 1$  und (b) das eines Wigners mit  $K > 1$ . Eingezeichnet sind die Fundamentale (1.) und höhere Harmonische. Durch Einsatz einer Blende für Elektronen können die scharfen Linien im mitbewegten System der Elektronen auch annähernd im Laborsystem beobachtet werden.

Elektronenstrahl ohne Divergenz zur Verfügung steht, kann man mit Hilfe von Kollimatoren diese scharfen Spektrallinien auch im Laborsystem beobachten. Die Fundamentale ist bei Undulatoren mit Abstand am intensivsten, im Gegensatz dazu können beim Wignerspektrum höhere Harmonische intensiver sein. Beginnend bei kleinen Werten für den Undulator- bzw. Wigglerparameter  $K$  verschieben sich die Peaks in den Spektren mit wachsendem  $K$  hin zu kleineren Frequenzen und mehr und mehr höhere Harmonische sind zu beobachten [26, 34].

Für  $K \gg 1$  verschmieren die vielen Signale zu einem breitbandigen Kontinuum.

Abbildung 3.24 zeigt die winkelabhängige Abstrahlung kohärenter Synchrotronstrahlung eines Undulators [35]. Hier ist für einen Elektronenpuls mit Gauss-Profil, einer Pulsdauer von 10 fs und einer Energie von 50 MeV die Fundamentale der Undulatorstrahlung unter verschiedenen Beobachtungswinkeln aufgetragen. Die minimale Wellenlänge ist unter dem Winkel  $\frac{1}{\gamma\sqrt{N}}$  des Zentralkegels, also auf Undulatorachse zu sehen. Abweichend davon nimmt bei steigendem Beobachtungswinkel die Wellenlänge aufgrund der Rotverschiebung in (3.67) zu und die Intensität ab. Die Wellen an den Flanken der Fundamentalen können als Beugungseffekte bei der konstruktiven Interferenz der Strahlungskegel gedeutet werden.



**Abb. 3.24:** Kohärente Undulatorstrahlung. Dargestellt ist die Fundamentale bzw. die Abstrahlung im Zentralkegel unter verschiedenen Blickwinkeln. Mit steigendem Beobachtungswinkel nimmt die Wellenlänge zu und die Intensität ab.  $U$  entspricht einer spektralen Energiedichte.

Abschließend werden die wichtigsten Formeln und die daraus resultierenden Parameter für unseren Undulator noch einmal zusammengestellt:

Parameter	Formel	Bedeutung für unseren Undulator
Undulatorparameter	$K = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi m_0 c}$	$K = 0,6$ ( $\lambda_u = 4 \text{ cm}$ , $B_0 = 0,16 \text{ T}$ )
Undulatorfeld	$\mathbf{B}_u = \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix}$	$\mathbf{B}_u = B_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_u} z\right) \cdot \hat{\mathbf{y}}$
Bewegungsgleichung	$x(t) = -\frac{K}{\gamma k_u} \cos(\omega_u t)$ $z(t) = v'_z t + \frac{K^2}{8\gamma^2 k_u} \sin(2\omega_u t)$	$x(t) = -\frac{K}{\gamma k_u} \cos(\omega_u t)$ $z(t) \approx v_z t + z_0$
Wellenlänge der Undulatorstrahlung	$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \Theta^2\right)$	$\lambda = 1 - 15 \mu\text{m}$ ( $\lambda_u = 4 \text{ cm}$ , $\Theta = 0 \text{ mrad}$ ) ( $E = 20 - 80 \text{ MeV}$ , $\gamma = 40 - 160$ )
Linienbreite	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{1}{N}$	$\Delta\lambda \approx 0,06 \cdot \lambda$ ( $N = 16$ )
Emissionswinkel	$\Theta = \frac{1}{\gamma}$	$\Theta = 6 - 50 \text{ mrad}$
Abstrahlungswinkel des Zentralkegels	$\Theta = \frac{1}{\gamma \sqrt{N}}$	$\Theta = 2 - 13 \text{ mrad}$
Strahlungsenergie	$E_{\text{ges}} = \frac{\pi e c Z_0}{3} \frac{\gamma^2 K^2 N Q}{\lambda_u}$	$E_{\text{ges}} = 0,3 - 4,4 \text{ MeV}$
Photonenzahl	$N_\gamma = \frac{2\pi}{3} \alpha K^2 N \frac{Q}{e}$ (inkohärent)	$N_\gamma = 5 \cdot 10^6$

**Tab. 3.2:** Zusammenfassung von Undulatorformeln und den daraus berechneten Werten für unseren Undulator und laserbeschleunigte Elektronen.

### 3.3.4 Strahlungsdetektion

Nach Durchlaufen des Undulators treten die Elektronen zusammen mit der Undulatorstrahlung in das Elektronenspektrometer ein. Während die Elektronen im Magnetfeld des Jochs abgelenkt werden, tritt die Undulatorstrahlung durch ein ZnSe-Fenster wieder aus der Kammer aus (s. Abbildung 3.8). Als Material für das Ausgangsfenster der Undulatorstrahlung wurde ZnSe gewählt, da sowohl eine Justage mit einem HeNe-Laser als auch die Transmission der zu erzeugenden Undulatorstrahlung möglich sein sollte. Da Elektronenenergien zwischen 20 – 80 MeV erwartet werden, liegt die Undulatorstrahlung nach Gleichung (3.67) im Bereich von 1 – 15  $\mu\text{m}$ . Das ZnSe-Fenster besitzt auf beiden Seiten eine breitbandige Antireflex-Beschichtung von 3 – 15  $\mu\text{m}$  und lässt in diesem Bereich über 90 % des Lichts transmittieren. ZnSe öffnet bei 400 nm und schließt erst bei 22  $\mu\text{m}$ , somit war die Bedingung für Transmission der Undulatorstrahlung und die Justage mittels eines sichtbaren Lasers erfüllt.

Für die erwartete Undulatorstrahlung im nahen bis mittleren Infraroten stehen entsprechende Detektoren und Spektrometer für diesen Spektralbereich zur Verfügung. Zur spektralen Einordnung wurde ein kommerzieller IR-Monochromator vor einem Einzelement-Detektor aufgebaut. Die erzeugte Synchrotronstrahlung tritt durch einen Spalt in das Spektrometer ein, wird an einem Gitter spektral gebeugt und verlässt es wieder durch einen weiteren Spalt. Die Spaltgröße betrug während des Experimentes 2,5 mm. Das Gitter hatte eine Gitterperiode von  $g = 81$  Linien/mm und eine Gesamtlinienzahl von 5700. Es deckte einen Wellenlängenbereich von 3 – 16  $\mu\text{m}$  ab, mit einer Auflösung von 0,3 – 0,7  $\mu\text{m}$ .

Nach ihrem Durchlauf durch das Spektrometer, wird die spektral sortierte Undulatorstrahlung zum Signalnachweis von einem Stickstoff-gekühltem Einzelement-Detektor (Judson Technologies) aufgenommen (s. Abbildung 3.25). Die aktive Zone eines Detektors ist der Detektorchip, in diesem Experiment ein quadratischer HgCdTe-Chip mit einer Seitenlänge von 0,25 mm. Von Bedeutung ist die Detektionsschwelle des Detektors, das ist der Wert, bei dem das Signal/Rausch-Verhältnis gleich eins ist. Oberhalb dieses Schwellenwertes kann sich ein aufgenommenes Signal vom Hintergrund abheben, d. h. je kleiner dieser Wert ist desto sensitiver ist der Detektor. Durch die Angabe der Detektivität ist ein Detektor bezüglich seines Signal/Rausch-Verhältnisses charakterisiert. Der HgCdTe-Detektor in diesem Versuch hat eine Detektivität von  $5 \cdot 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2} / \text{W}$ , das entspricht bei einer Integrationszeit des Detektorchips von  $\tau = 0,5 \mu\text{s}$  einer Detektionsschwelle von ungefähr 6000 Photonen für eine Wellenlänge von 5  $\mu\text{m}$  [36, 37]. Der Detektor arbeitet als Photowiderstand nach dem Prinzip eines Halbleiters. Durch Einstrahlung von Licht werden Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband angehoben, wodurch sich der Widerstand im Detektorelement verringert. Bei angelegter Spannung kann so eine Änderung des Stromflusses beobachtet werden.



**Abb. 3.25:** IR-Spektrometer und IR-Detektor (rot) zur Detektion der Undulatorstrahlung. Dieser Teil des Aufbaus schließt am Elektronenspektrometer an.

Die Divergenz der Elektronenpulse wirkt sich auch auf die Synchrotronstrahlung aus und es ist mit ähnlichen divergenten Strahleigenschaften zu rechnen ( $\propto 1/\gamma$ ). Im aufgebauten Zustand betrug die Entfernung zwischen Undulatoranfang und Detektor etwa 160 cm, die Undulatorstrahlung hat damit abhängig von der Elektronenenergie ( $\gamma = 40 - 160$ ) einen Strahldurchmesser von 1 – 4 cm.



## Kapitel 4

# Aufbau und Ergebnisse

Der experimentelle Aufbau kann im Wesentlichen in drei Abschnitte unterteilt werden: Beschleunigung von Elektronen und Detektion der Elektronen und der Undulatorstrahlung. Er wurde von Grund auf neu entwickelt, da ein Versuch in dieser Form bisher noch nicht durchgeführt wurde. Abbildung 4.1 zeigt den vollständigen Versuchsaufbau, welcher in den nächsten Abschnitten im Detail erläutert wird. Das Ziel dieses Experiments war es, die durch den Laserimpuls beschleunigten Elektronen zu untersuchen und sie durch den Undulator zu steuern, so dass sie Synchrotronstrahlung generieren.

Mit Hilfe eines HeNe-Justagelasers konnte genau kontrolliert werden, ob der Aufbau an der Laserachse ausgerichtet war. Er wurde von außen durch das ZnSe-Fenster in die Kammer des Elektronenspektrometers eingekoppelt und durchlief auf Strahlhöhe den Versuchsaufbau in umgekehrter Richtung. Als Fixpunkt wurde die Spitze der Gasdüse in der Experimentierkammer anvisiert. Positioniert in der Flugbahn der Elektronen konnte dem ersten Leuchtschirm, dem Zielschirm, mit dem HeNe-Laser ein Mittelpunkt zugewiesen werden, welcher zur Bestimmung der Elektronenrichtung und zur Ermittlung der Richtungsstabilität wichtig ist.

In diesem Experiment galt die Untersuchung primär der Charakterisierung der Elektronen und der Detektion der Undulatorstrahlung. Mittels der aufgenommenen Elektronenbilder auf den Szintillationsschirmen konnten die Richtung, ihre Stabilität im Raum und die Divergenz der Elektronen bestimmt werden. Im Elektronenspektrometer wurde die Energie und mit einer Bildplatte wurde die Ladung der Elektronenpulse bestimmt. Es wurden viele tausend Leuchtschirmbilder festgehalten, so dass auch statistische Aussagen z.B. über die Abnutzung der Über- und Unterschalldüsen und ihre Auswirkung auf die Entwicklung der Elektroneneigenschaften gemacht werden können. Für die Untersuchung der Undulatorstrahlung stand ein Einzelement-Detektor und ein IR-Gitter-Monochromator zur Verfügung. Die Detektion der Undulatorstrahlung kann außerhalb des Vakuums erfolgen.

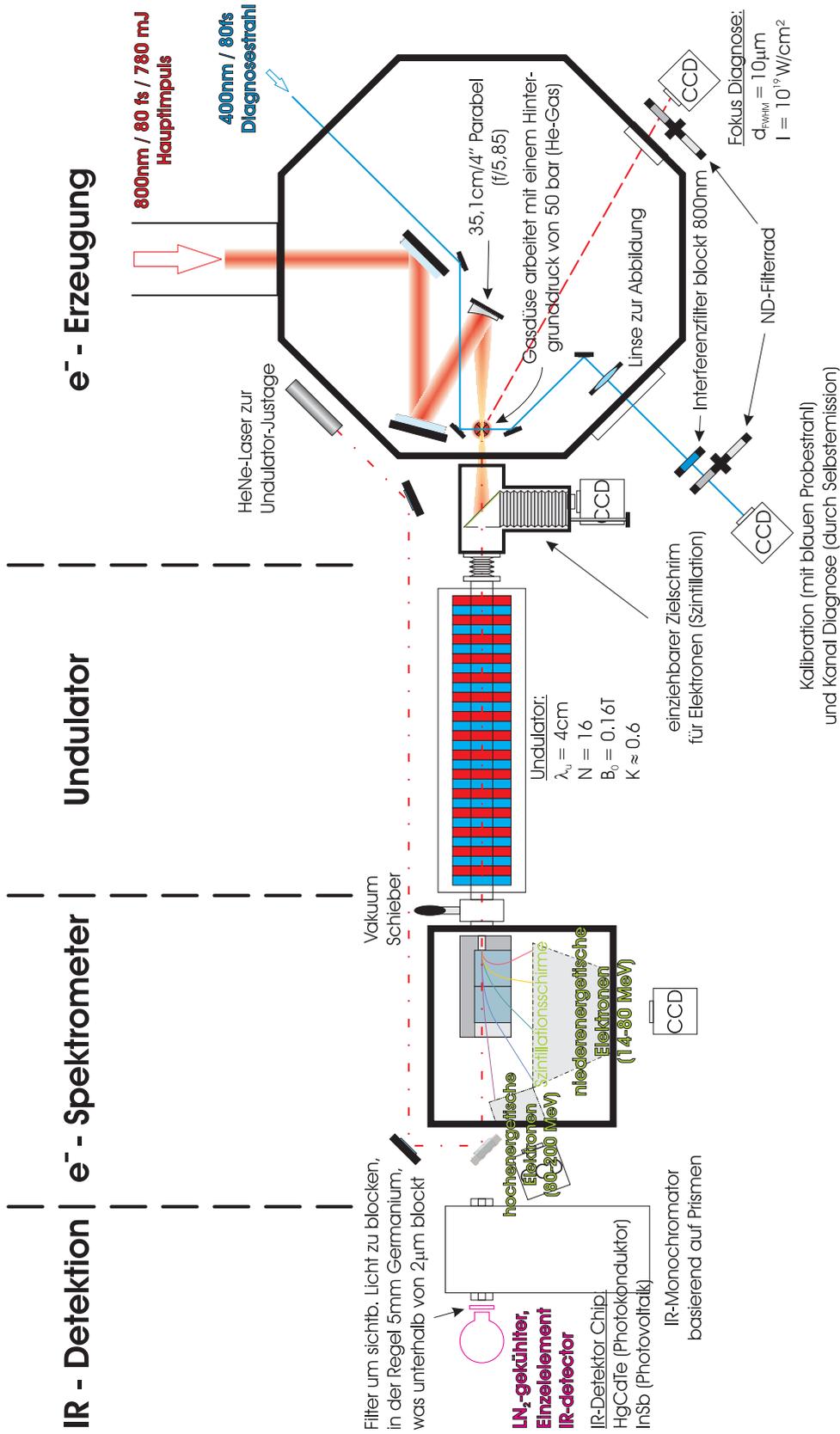
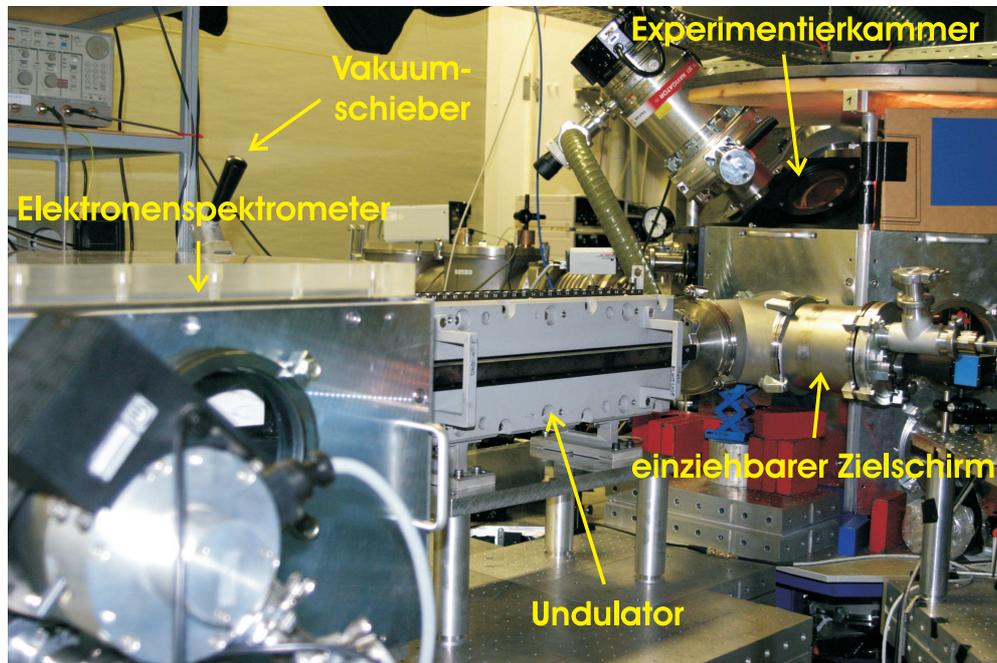


Abb. 4.1: Experimenteller Aufbau des Undulator-Experiments

Zur besseren Veranschaulichung ist in Abbildung 4.2 noch ein Foto des experimentellen Aufbaus ohne die Detektionseinrichtung für die Undulatorstrahlung abgebildet.



**Abb. 4.2:** Teil des experimentellen Aufbaus. Die beschleunigten Elektronen treten aus der Experimentierkammer aus und werden mit Hilfe des einziehbaren Zielschirms untersucht. Weiter gelangen sie durch den Undulator, generieren Synchrotronstrahlung und werden im Elektronenspektrometer detektiert. Nach dem Elektronenspektrometer folgt die Detektionseinrichtung für die Undulatorstrahlung.

## 4.1 Aufbau in der Experimentierkammer

Der erste Schritt zur Erzeugung von Undulatorstrahlung ist die Beschleunigung von Elektronen. Die in Kapitel 2 beschriebenen Laserimpulse gelangen durch den Strahlengang in die Experimentierkammer. Dort angekommen werden sie durch zwei dielektrische planare Spiegel auf einen  $f/5,85$ -off axis-Parabolspiegel umgelenkt. Jeder Parabolspiegel hat einen bestimmten Winkel unter dem einfallendes Licht optimal fokussiert wird, in unserem Versuch betrug er  $30^\circ$ . Eine geringe Toleranz ist zwar gegeben, doch bei zu großer Abweichung vom Sollwinkel wird der Brennpunkt zu einer Brennlinie, die Folge ist ein astigmatischer Fokus. Die angegebene Brennweite einer Parabel entspricht der des Paraboloids, aus dem die Parabolspiegel gewünschter Größe und Winkelabhängigkeit herausgeschnitten werden. Die effektive

Brennweite unserer Parabel beträgt 35,1 cm und ist knapp 5 cm länger als die angegebene Brennweite des Paraboloids von 30,5 cm. In früheren Versuchen wurden Parabeln mit einer geringeren Brennweite von 12 cm verwendet, da hier die Fokusfläche kleiner ist und höhere Intensitäten erreicht werden können. Allerdings entsteht durch die stärkere Fokussierung auch eine größere Divergenz des Laserlichts, was sich vermutlich auch auf die Divergenz und Stabilität der beschleunigten Elektronen auswirkt. Mit einer Parabel längerer Brennweite ist zwar die Fokusfläche größer und dadurch die Intensität kleiner, aber es werden längere relativistische Kanäle und bessere Qualitäten der Elektronenstrahlen erwartet. Der Parabolspiegel hat einen Durchmesser von 4" (10 cm). Die ankommenden Laserimpulse haben einen Durchmesser von knapp 7 cm und werden in einem Abstand von 35,1 cm von der Parabel auf eine Fläche von etwa  $50 \mu\text{m}^2$  in  $z$ -Richtung fokussiert.

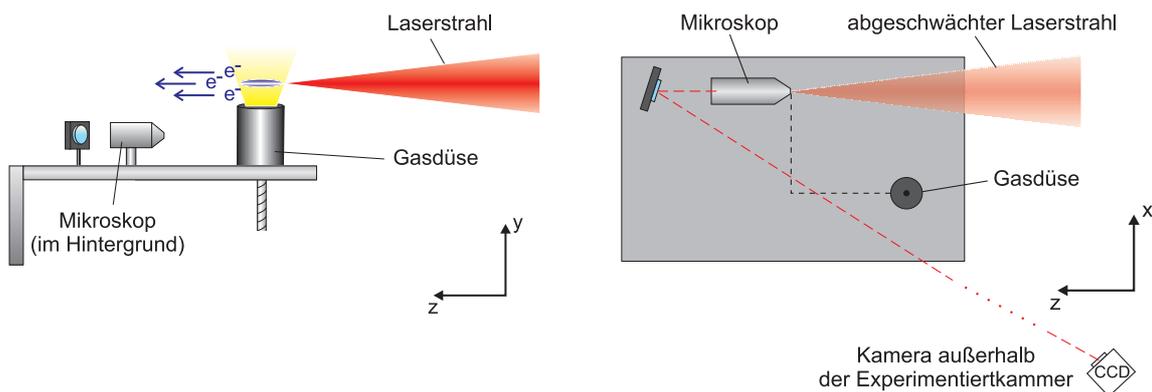
#### 4.1.1 Targethalter

Am Ort des Fokus ist das Target in diesem Versuch ein durch eine Düse austretender Gasjet. Die Gasdüse ist zusammen mit einem Mikroskopobjektiv auf einer Targethalterung montiert, wobei das Mikroskop der Abbildung und Diagnose des Fokus im abgeschwächten Zustand dient. Die Ansteuerung der Düse muss so zum Lasersystem synchronisiert werden, dass jeder Laserpuls auf einen Gasjet trifft. Ein kontinuierlicher Gasfluss ist aufgrund zu hoher Belastung für die Vakuumpumpen nicht möglich. Abhängig von der Düsencharakteristik wird zwischen Über- und Unterschall-Strömungen unterschieden. Der Unterschied äußert sich in der räumlichen Verteilung der Gasdichte. Bei Unterschall-Düsen trifft der Laserimpuls auf ein Gauss-förmiges Gasprofil, das austretende Gas weicht außen von seiner Strömungsrichtung ab. Im Fall von Überschall-Düsen strömt das Gas nahezu senkrecht aus der Düse, das Gasprofil auf der Laserachse kann in guter Näherung als konstant angenommen werden. Aufgrund der scharfen Begrenzung des Gasraumes in der  $x$ - $y$ -Ebene wirken sich kleine vertikale Änderungen nicht auf die Entstehung des relativistischen Kanals und die Beschleunigung der Elektronen aus, was die Justage erleichtert. Zusätzlich werden bei Überschallströmungen längere Kanäle und intensivere Elektronenpulse erwartet. Bei beiden Düsenarten nimmt die Gasdichte in Strömungsrichtung exponentiell ab (bei Unterschallströmungen viel stärker als bei Überschallströmungen) und kann über die Öffnungsdauer des Ventils und die Lage des Laserstrahls reguliert werden.

Wegen der größeren Erfahrung mit Unterschallströmungen wurde überwiegend mit Unterschall-Düsen gearbeitet, eine Überschall-Düse kam nur kurz zum Einsatz. Als Gas wurde Helium verwendet, das mit einem einstellbaren Hintergrunddruck ins Vakuum injiziert wurde. Das Helium-Atom besitzt zwei Elektronen auf der innersten Schale und hat als Edelgas eine hohe Ionisationsgrenze, was für uns ein Vorteil ist. Bei der Ionisation ergeben sich keine Stufen im

Elektronengas, außerdem ist die Explosionsgefahr nicht so hoch wie bei Wasserstoff. Die räumliche Justage des Targets erfolgte durch computergesteuerte Schrittmotoren ( $5\ \mu\text{m}$ -Schritte), ebenso präzise konnten die beiden ebenen Einkoppel- und der Parabolspiegel verfahren werden. Die planaren Spiegel konnten sowohl horizontal als auch vertikal verkippt werden, die Parabel war zusätzlich noch in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung bewegbar. Somit waren genügend Freiheitsgrade zur Optimierung des Fokus und zu einer eventuell notwendigen Richtungsänderung der Elektronen vorhanden.

Der Laserpuls wird durch den Parabolspiegel in einen Helium-Gasjet fokussiert und die Plasmaelektronen werden nach den in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Prozessen beschleunigt (s. Abbildung 4.3). Die Erfahrung zeigt, dass es von Vorteil ist, das Laserlicht nicht genau auf eine Kante des Gasjets zu fokussieren, sondern einige Mikrometer in die Strömung hinein. Aufgrund von Schuss zu Schuss Schwankungen und möglicher Inhomogenitäten des Laserfokus und der Gasströmungen wird so sichergestellt, dass der fokussierte Laserimpuls immer ins Gas trifft.



**Abb. 4.3:** Auf dem Targethalter in der Experimentierkammer sind die Gasdüse zur Erzeugung des Helium-Gasjets und ein Mikroskop zur Fokus-Diagnose montiert. Der Laserfokus wird im abgeschwächten Modus untersucht (rechtes Bild). Nach der Optimierung der Fokuseigenschaften wird zur Beschleunigung von Elektronen der Gasjet in Position gefahren (linkes Bild).

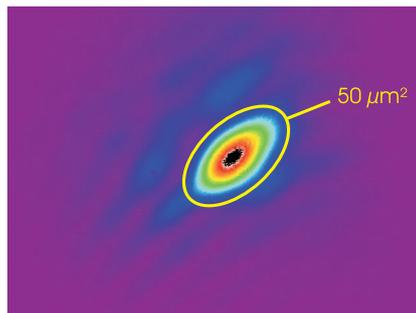
#### 4.1.2 Fokus

Um möglichst hohe Intensitäten am Ort des Targets zu erreichen, muss der Fokus des Laserstrahls optimiert werden. Mit Hilfe eines Abschwächers wird vor Eintritt in den Vakuumpressor die Intensität der Laserpulse um 4 Größenordnungen verringert, um das Mikroskopobjektiv nicht zu zerstören. Die Abbildung des Fokus durch das Mikroskop wird über

einen kleinen Umlenkspiegel mit einer CCD-Kamera außerhalb des Vakuums beobachtet (s. Abbildung 4.3).

Eine erste experimentelle Aufgabe bestand darin, den Ort des Fokus mit dem Mikroskop zu lokalisieren, was wegen der bekannten Geometrie der Parabel keine Schwierigkeit darstellte. Sind die räumliche Position des Fokus und der Abstand zwischen Gasdüse und Mikroskop auf dem Targethalter bestimmt, so ist auch der benötigte Verfahrensweg zur Positionierung des Gasjets im Fokus festgelegt.

Unter Beibehaltung der Fokusposition im Raum wird dieser durch Verkippung der Parabel und der planaren Spiegel in vertikaler und horizontaler Richtung bezüglich seiner Form und Fläche optimiert. Die Drehung des Parabolspiegels verursacht eine Positionsänderung des Fokus, der durch die Bewegung der planaren Spiegel entgegengewirkt wird. Ziel ist eine minimale Fokusfläche unter Berücksichtigung optischer Abbildungsfehler, wie z.B. eine astigmatische Intensitätsverteilung im Fokus. In der Regel hat der Laserfokus eine eher elliptische Form bedingt durch die ebenfalls elliptische Querschnittsfläche der Laserpulse.



**Abb. 4.4:** Aufnahme eines Fokusbildes in Falschfarbendarstellung. Die Beugungsstreifen im Hintergrund sind Anzeichen für die nicht ideale Fundamentalmode der Laserimpulse. Manchmal war auch ein zweiter kleiner Nebenfokus zu sehen (Astigmatismus).

Die elliptische Form des Fokus führt zu einer größeren Halbwertsfläche und einer geringeren Intensität im Vergleich zu einer Kreisfläche. Eine gute Justage ist erreicht, wenn die Fokusfläche minimal und die Form kreisähnlich ist. Zusätzlich sollte möglichst viel Energie im Fokus platziert sein. In Abbildung 4.4 ist die Aufnahme eines Fokusbildes dargestellt. Die Halbwertsfläche wurde nach dem Kriterium des FWHM aus der Intensitätsverteilung der Kameraaufnahmen bestimmt. Mit Hilfe eines Computerprogramms kann durch Integration die Fokusfläche der Laserpulse angegeben werden, dazu benötigt es die Abbildung des Fokus und die Kalibration der aufnehmenden CCD-Kamera. Die Energie der eintreffenden Laserimpulse wird mit einem Energiemessgerät vor dem Parabolspiegel gemessen. Mit Hilfe des Autokor-

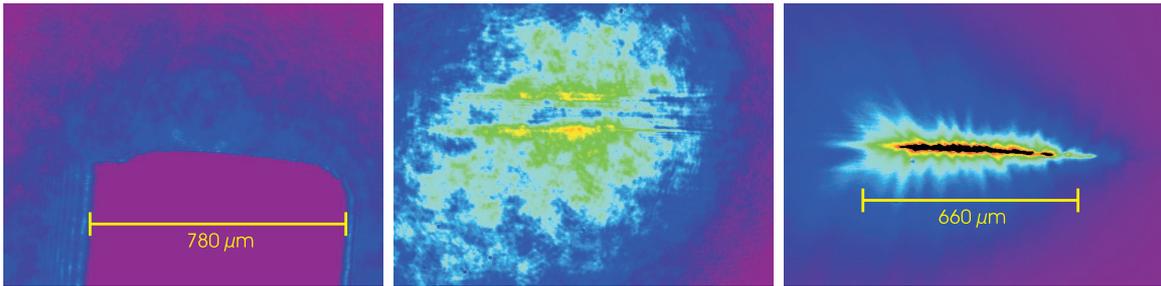
relators in der Diagnosekammer kann die Impulsdauer bestimmt werden und nach (2.1) lässt sich die Intensität der verstärkten Laserpulse im Fokus berechnen. In diesem Versuch betrug die minimale Fokusfläche  $45 \mu\text{m}^2$ , die maximale Energie auf dem Target 800 mJ und die Pulsdauer etwa 75 fs. Es wurden also Intensitäten über  $10^{19} \text{ W/cm}^2$  erreicht.

### 4.1.3 Probestrahl

Sind die Eigenschaften des Fokus zufriedenstellend, kann als nächstes die Gasdüse an den Ort des Fokus gefahren werden. Zur Kontrolle diente ein Diagnosestrahl, mit dessen Hilfe Schattenbilder von der Düse und den Ionisationsfronten im Plasma gemacht wurden [9]. Dieser Probestrahl ist ein Teil des Laserimpulses, welcher in der Diagnosekammer ausgekoppelt und im weiteren Verlauf frequenzverdoppelt wird. Er tritt durch ein Fenster in die Experimentierkammer ein, wird durch den Punkt des Fokus geleitet und mit einer Linse auf eine weitere CCD-Kamera außerhalb der Kammer abgebildet. Die verwendeten dielektrischen Spiegel und die Abbildungslinse sind auf die Wellenlänge der zweiten Harmonischen abgestimmt, alle bisherigen optischen Elemente sind für die Laserwellenlänge ausgelegt. Der Probeimpuls hat einen Durchmesser von einem Millimeter und wird wegen seiner Wellenlänge von 400 nm auch blauer Probestrahl genannt. Es wird die zweite Harmonische verwendet, weil nach Gleichung (3.5) die kritische Dichte bei Licht der halben Wellenlänge um einen Faktor vier größer ist und das Licht dadurch tiefer in das Plasma eindringen kann. Außerdem kann man den blauen Probeimpuls mittels Interferenzfilter vom Streulicht des Hauptimpulses am Target separieren. Er hat wie der Laserpuls selbst eine Pulsdauer unter 100 fs und eignet sich gut zur zeitaufgelösten Beobachtung von Vorgängen im Plasma. Der Hauptlaserpuls trifft in  $z$ -Richtung auf den Gasjet, die Gasströmung findet in  $y$ -Richtung statt. Der Diagnosestrahl durchquert das Plasma in  $x$ -Richtung und bildet die  $y$ - $z$ -Ebene ab. Bevor die erzeugten Schattenbilder von der CCD-Kamera aufgenommen werden, wird durch mehrere Filter das Laserlicht geblockt und die Abbildung abgeschwächt. Dieser Teil des experimentellen Aufbaus wird auch zur Aufnahme von Bildern des relativistischen Kanals benutzt, während der Diagnosestrahl am Eintritt in die Experimentierkammer gehindert wird.

Die  $2\omega$ -Selbstemission der Elektronen in  $x$ -Richtung macht den relativistischen Kanal sichtbar und gibt weitere Auskunft über die Justage. Helligkeit und Länge des Kanals sind ein Indikator für Elektronenbeschleunigung. Abbildung 4.5 zeigt ein Schattenbild der Gasdüse, Ionisationsfronten des Plasmas und einen repräsentativen relativistischen Kanal. Die Ionisationsfronten werden aufgrund der Brechung des blauen Probestrahls im Plasma sichtbar. Um diesen Effekt zu beobachten reichen die ersten beiden Verstärkerstufen, d.h. Laserimpulse mit einer Energie von knapp 200 mJ, aus.

Durch Elektronenbeschuss und Einwirkungen des Plasmas wurden die Materialien der



**Abb. 4.5:** Schattenbild der Gasdüse (l.) und des Plasmas (m.) und die  $2\omega$ -Selbstemission der Elektronen (r.) wurden mit demselben Teil des Versuchsaufbaus aufgenommen.

Düsen in Mitleidenschaft gezogen. Nach ein paar Tagen wirkte sich diese Abnutzung negativ auf die Ausbildung der Kanäle und die Eigenschaften der Elektronen aus. Die relativistischen Kanäle verkürzten sich um einige  $100\ \mu\text{m}$ , was zu geringeren Elektronenenergien führte. Zusätzlich verschlechterte sich die Divergenz und die Richtungsstabilität der Elektronenpulse. Nach Wiederherstellung der Symmetrie der Gasdüsen wurde eine deutliche Verbesserung der Elektroneneigenschaften beobachtet.

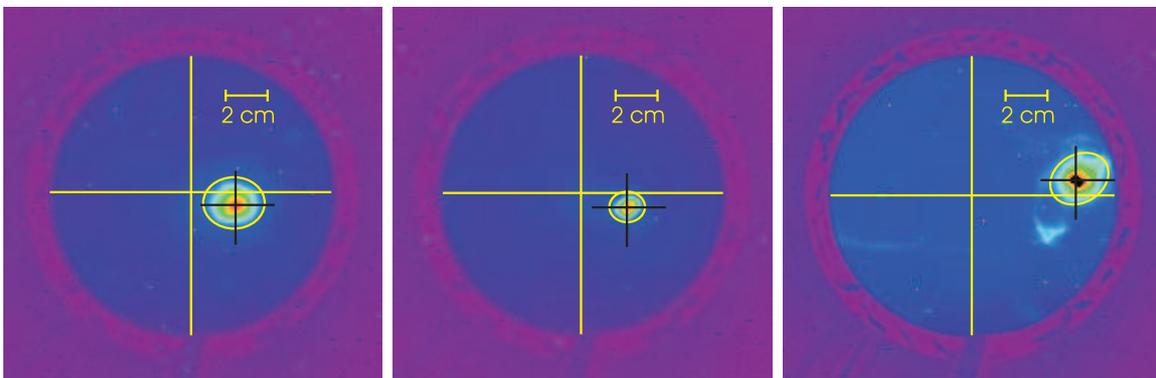
## 4.2 Der Zielschirm

Die im Plasma beschleunigten Elektronen traten vorwiegend in  $z$ -Richtung aus der Experimentierkammer aus und wurden mit Leuchtschirmen detektiert. Mit Hilfe des Zielschirms wurde primär die Existenz von Elektronen nachgewiesen, weitere Aufgaben lagen dann in Untersuchung der Richtung und Divergenz der Elektronenpulse.

Anfangs wurde ein kreisrunder Zielschirm benutzt, er hatte einen Durchmesser von  $13,5\ \text{cm}$  und stand senkrecht zur  $z$ -Achse im Strahlengang. Sein Abstand zur Gasdüse war in  $z$ -Richtung variabel einstellbar ( $41 - 58\ \text{cm}$ ), so konnte die Ausdehnung der Elektronenstrahlen in der  $x$ - $y$ -Ebene an verschiedenen Positionen gemessen werden. Der runde Zielschirm wurde später durch einen  $10\ \text{cm} \times 8\ \text{cm}$  großen einziehbaren Leuchtschirm ersetzt, der sich in einem festen Abstand von  $25\ \text{cm}$  zur Düse und unter einem Winkel von  $45^\circ$  zur  $z$ -Achse im Strahlengang befand (s. Abbildung 4.1). Der Querschnitt der Elektronenpulse erscheint unter einem Winkel zur  $z$ -Achse vergrößert, dies wird aber kompensiert, indem man die Elektronenbilder ebenfalls unter  $45^\circ$  beobachtet. Aus Gründen der Justage konnte der rechteckige Zielschirm in  $x$ -Richtung aus dem Strahlengang herausgezogen werden. Gleichzeitig konnte so den beschleunigten Elektronen während des Versuchs ein ungehinderter Weg durch den experimentellen Aufbau gewährt werden.

Um gestreutes Laserlicht und Plasmaleuchten zu blocken, waren die Vorderseiten aller verwendeten Leuchtschirme mit haushaltsüblicher Aluminiumfolie ( $15\ \mu\text{m}$  dick) bedeckt. Weiterhin wurde der Weg hin zu den detektierenden CCD-Kameras mit schwarzer Pappe abgeschirmt. So wurde sichergestellt, dass die Kameras nur die auf der Rückseite emittierte Strahlung der Leuchtschirme registrieren und auch schwache Signale beobachtet werden können. Elektronen mit Energien höher als  $100\ \text{keV}$  können Folie und Leuchtschirm durchdringen.

Die Divergenz der Elektronenstrahlen kann nach (3.11) aus der Größe des Elektronenstrahls an der Stelle des detektierenden Leuchtschirms bestimmt werden. Durch genaue Justage des Lasers und der Optiken zur Elektronenbeschleunigung konnte die Divergenz verringert werden. In Abbildung 4.6 sind Beispielbilder zur Berechnung der mittleren Richtung, der Richtungsstabilität und der Divergenz dargestellt.

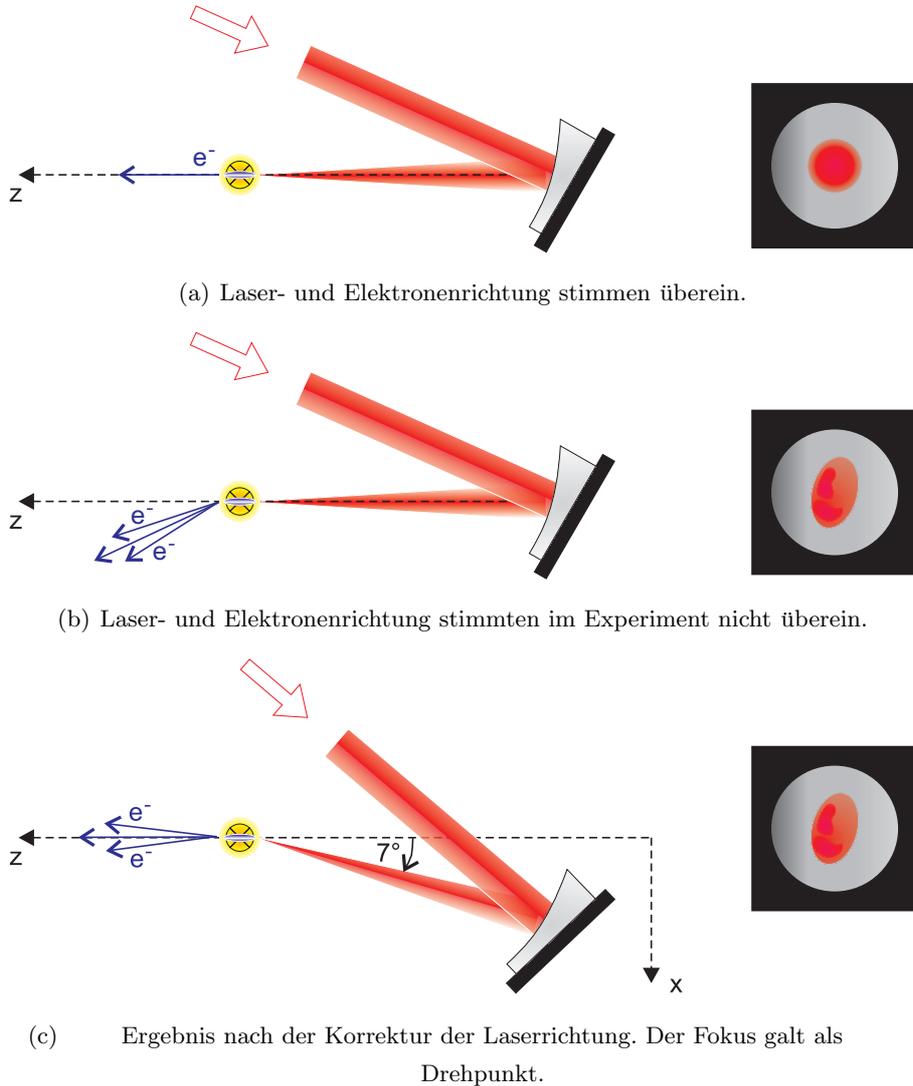


**Abb. 4.6:** Positionsmarkierung für einzelne Elektronenbilder. Durch Mittelung über mehrere Bilder konnte die durchschnittliche Position und die Richtungsstabilität bestimmt werden. Zur Berechnung der Divergenz wurde über die Intensität auf dem Leuchtschirm integriert (gelber Kreis) und die Halbwertsbreite bestimmt.

#### 4.2.1 Zielen mit Elektronen

In diesem Experiment war es erforderlich, die Richtung der Elektronenpulse zu ändern, da diese nicht wie erwartet in Laserrichtung emittiert wurden. Die Abweichung der Elektronenrichtung von der Laserrichtung begründet sich durch die Abweichung der Parameter des Lasers und des Fokus von idealisierten Vorstellungen. Das Laserprofil ist nur in Näherung ein Gaussprofil, die Lasermode entspricht keiner TEM-00 Mode und die Intensität im Fokus verteilt sich eher auf die Fläche einer Ellipse. Weiterhin ist nicht geklärt, ob auch der relativistische Kanal von der  $z$ -Richtung abwich oder ob die Elektronen aus diesem schräg austraten.

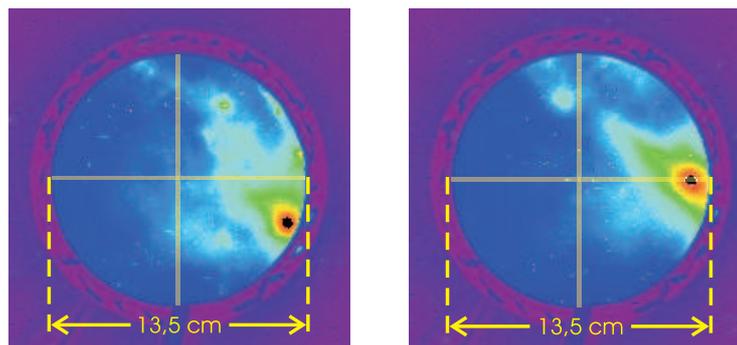
Um dies zu klären, ist eine Abbildung des Kanals von oben, also in der  $x$ - $z$ -Ebene, nötig.



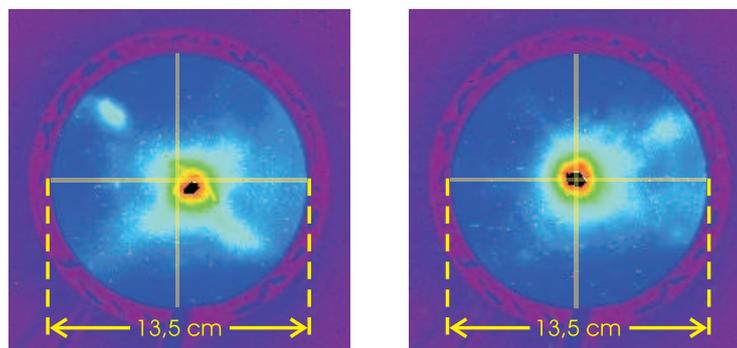
**Abb. 4.7:** Links ist in Aufsicht der Vergleich zwischen Elektronen- und Laserrichtung zu sehen. Die Abweichung der Elektronenrichtung ist stark übertrieben gezeichnet. Sie betrug manchmal mehrere Grad. Rechts ist die Lage und der Querschnitt des Laserstrahls auf der Parabel zu sehen.

Mit Hilfe der aufgenommenen Elektronenbilder konnte eine durchschnittliche Abweichung zur Strahlachse ermittelt werden, reziprok dazu wurde die Position des Parabolspiegels und die Einfallsrichtung der Laserpulse gerade um diesen abweichenden Winkel verfahren. In Abbildung 4.7 ist die Beschleunigung von Elektronen im Gasjet und ihre Ausbreitungsrichtung qualitativ dargestellt. Die Korrektur der Laser- und somit der Elektronenrichtung erfolgte durch systematisches Verfahren der planaren Spiegel und des Parabolspiegels unter Beibehal-

tung der Fokusposition im Raum und wurde anhand von Bildern auf dem Zielschirm verfolgt. Die Laserimpulse wurden nun nicht länger in  $z$ -Richtung in den Gasjet fokussiert, sondern trafen unter dem Winkel ein, der der Abweichung der mittleren Elektronenrichtung von der  $z$ -Achse entsprach. Aufgenommene Bilder von beschleunigten Elektronen zeigen eine deutliche Änderung der Ausbreitungsrichtung vor und nach der Positionsänderung des Parabolspiegels und der Laserrichtung (Abbildung 4.8). So wurde gewährleistet, dass die Elektronenpulse durch den Undulator ins Elektronenspektrometer gelangten.



(a) Aufgenommene Elektronenbilder vor Korrektur der Laserrichtung.



(b) Aufgenommene Elektronenbilder nach Korrektur der Laserrichtung.

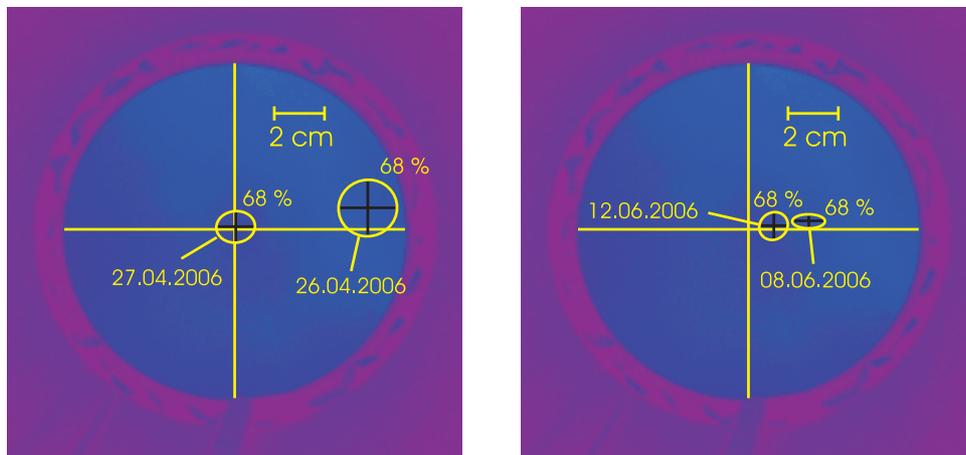
**Abb. 4.8:** Vor der Korrektur trafen die Elektronen zu weit rechts auf den Zielschirm auf. Der Abstand zur Gasdüse betrug 45 cm. Die aufgenommenen Elektronenbilder sind wegen der zu weit geöffneten Kamerablende gesättigt.

#### 4.2.2 Richtung, Stabilität und Divergenz der Elektronen

Die Schuss-zu-Schuss Schwankungen der Elektronenrichtung und die Richtungsinstabilität der Elektronenpulse werden im wesentlichen durch die Stabilität des Lasersystems bestimmt.

Energieschwankungen betragen am JETI im Schnitt 2% r.m.s.. Es wurde festgestellt, dass sich die Stabilität der Elektronenrichtung drastisch verschlechterte, wenn der Laser in seinen Parametern (Richtung, Mode, Energie) mehr schwankte oder sich Materialverschleiss bei der Gasdüse bemerkbar machte.

Da der experimentelle Aufbau beginnend beim Parabolspiegel an der Laserachse, d.h. in  $z$ -Richtung, ausgerichtet war, erfolgte die Untersuchung der beschleunigten Elektronen mittels Zielschirmbilder entsprechend in dieser Richtung. Eine Mittelung über die Positionsverteilung auf dem Zielschirm und die zugehörige Standardabweichung (68%) gaben Aufschluss über die Richtung und Stabilität der Elektronenpulse. In diesem Experiment war die Richtung der Elektronen pro aufgenommener Datenreihe relativ stabil, maximale Schwankungen betragen 2 cm in vertikaler und bis zu 3 cm in horizontaler Richtung. In Abbildung 4.9 ist die Richtungsstabilität der Elektronenpulse an verschiedenen Tagen für die Über- und Unterschallgasdüse dargestellt. Vor allem bei der Unterschalldüse ist eine erfolgreiche Änderung der Elektronenrichtung zu erkennen. Tabelle 4.1 beinhaltet repräsentative Ergebnisse für mehrere Tage. Hier wurden aus der Positionsverteilung der Elektronenpulse an bestimmten Tagen für einzelne Datenreihen die mittlere Position und die Richtungsschwankungen berechnet. Die durchschnittliche Anzahl an auswertbaren Zielschirmbildern pro Datenreihe betrug 60 – 200, so auch am 26. und 27.04.2006.



**Abb. 4.9:** Im linken Bild sind Ergebnisse für die Unterschalldüse abgebildet, rechts die für die Überschalldüse. Eingezeichnet ist der Bereich der Standardabweichung als Maß für die Richtungsstabilität der Elektronenpulse für jeweils eine Datenreihe an verschiedenen Tagen. Das Fadenkreuz gibt die gemittelte Position  $(\bar{x}, \bar{y})$  und die Fehlerintervalle in  $x$ - und  $y$ -Richtung an. Die Änderung der Elektronenrichtung ist bei der Unterschalldüse gut zu erkennen.

Tag	mittlere Position		Abweichung in $\pm x$		Abweichung in $\pm y$	
	$\bar{x}$ (cm)	$\bar{y}$ (cm)	(cm) / (mrad)	(cm) / (mrad)	(cm) / (mrad)	(cm) / (mrad)
26.04.2006	5,33	0,81	1,12 / 27,4	1,10 / 26,7	1,10 / 26,7	1,10 / 26,7
	4,81	1,45	1,10 / 26,9	1,01 / 24,5	1,01 / 24,5	1,01 / 24,5
27.04.2006	0,06	0,12	0,76 / 18,5	0,62 / 15,2	0,62 / 15,2	0,62 / 15,2
	0,58	0,21	0,89 / 21,7	0,82 / 20,0	0,82 / 20,0	0,82 / 20,0
28.04.2006	1,03	0,49	1,33 / 32,5	1,11 / 27,0	1,11 / 27,0	1,11 / 27,0
	0,82	0,37	1,22 / 29,9	0,89 / 21,6	0,89 / 21,6	0,89 / 21,6

(a) für einen Unterschallgasjet

Tag	mittlere Position		Abweichung in $\pm x$		Abweichung in $\pm y$	
	$\bar{x}$ (cm)	$\bar{y}$ (cm)	(cm) / (mrad)	(cm) / (mrad)	(cm) / (mrad)	(cm) / (mrad)
08.06.2006	2,37	0,35	0,60 / 24,8	0,23 / 9,4	0,23 / 9,4	0,23 / 9,4
	2,14	0,53	0,22 / 9,0	0,30 / 12,4	0,30 / 12,4	0,30 / 12,4
09.06.2006	1,62	0,35	0,26 / 10,7	0,20 / 8,4	0,20 / 8,4	0,20 / 8,4
	1,82	0,15	0,35 / 14,6	0,16 / 6,9	0,16 / 6,9	0,16 / 6,9
12.06.2006	1,00	0,14	0,53 / 22,1	0,51 / 21,4	0,51 / 21,4	0,51 / 21,4
	1,85	-0,22	0,56 / 23,3	0,46 / 19,3	0,46 / 19,3	0,46 / 19,3

(b) für einen Überschallgasjet

**Tab. 4.1:** Statistische Ergebnisse für die Richtung und Stabilität der Elektronenpulse für einzelne Datenreihen an mehreren Tagen. Pro Datenreihe standen 60-200 Leuchtschirmbilder für die Auswertung zur Verfügung. Jeweils die erste Zeile vom 26.04.2006 und 27.04.2006 bzw. 08.06.2006 und 12.06.2006 sind in Abbildung 4.9 dargestellt.

An den Werten für die Abweichungen in  $x$ - und  $y$ -Richtung in Tabelle 4.1 ist eine deutlich bessere Richtungsstabilität der Elektronen unter Verwendung der Überschallgasdüse zu erkennen. Dies wird auch durch die Angabe des Bereichs der Standardabweichung in Abbildung 4.9 veranschaulicht.

Eine weitere Eigenschaft der Elektronenpulse ist ihre Divergenz. Zu ihrer Bestimmung wurden sowohl Leuchtschirmbilder vom Zielschirm, als auch von denen im Magnetspektrometer ausgewertet. Die Divergenz der Elektronenpulse in diesem Experiment schwankte im wesentlichen in einem Bereich zwischen 1,4–25,0 mrad. Vereinzelt wurden auch Divergenzen kleiner als 1 mrad und größer als 40 mrad errechnet, doch waren dies Ausnahmen an guten und schlechten Tagen. Beispiele von Zielschirmbildern, die zur Berechnung der Divergenz

gebraucht wurden, sind bereits in Abbildung 4.6 dargestellt.

Aus den Leuchtschirmbildern im Elektronenspektrometer konnte nur eine Berechnung der Divergenz in vertikaler Richtung ( $y$ -Richtung) erfolgen, da die eintretenden Elektronen in horizontaler Richtung ihrer Energie entsprechend abgelenkt werden. Aufgrund des begrenzten Einganges ins Spektrometer betrug die obere Grenze für diese Divergenzen  $14 \text{ mrad}$ . Der Abstand zwischen Gasdüse und Spektrometereingang beträgt  $140 \text{ cm}$ , hinzu kommen noch die energieabhängigen Flugbahndistanzen im Elektronenspektrometer selbst von  $20 - 35 \text{ cm}$ . Aus der vertikalen Größe der Elektronenpulse auf den Leuchtschirmen kann nun die Berechnung der Divergenz in  $y$ -Richtung erfolgen. Die durchschnittliche Divergenz aller im Spektrometer detektierten Elektronenpulse beträgt entsprechend nur  $0,28^\circ$  bzw.  $5 \text{ mrad}$ , einzelne Ergebnisse für die vertikale Divergenz sind im nächsten Abschnitt mit angegeben. Zur Berechnung der Divergenz aus den Ereignissen auf dem Zielschirm und denen im Elektronenspektrometer wurden nur die Leuchtschirmbilder ausgewertet, denen eine eindeutige Intensitätsverteilung zugeordnet werden konnte.

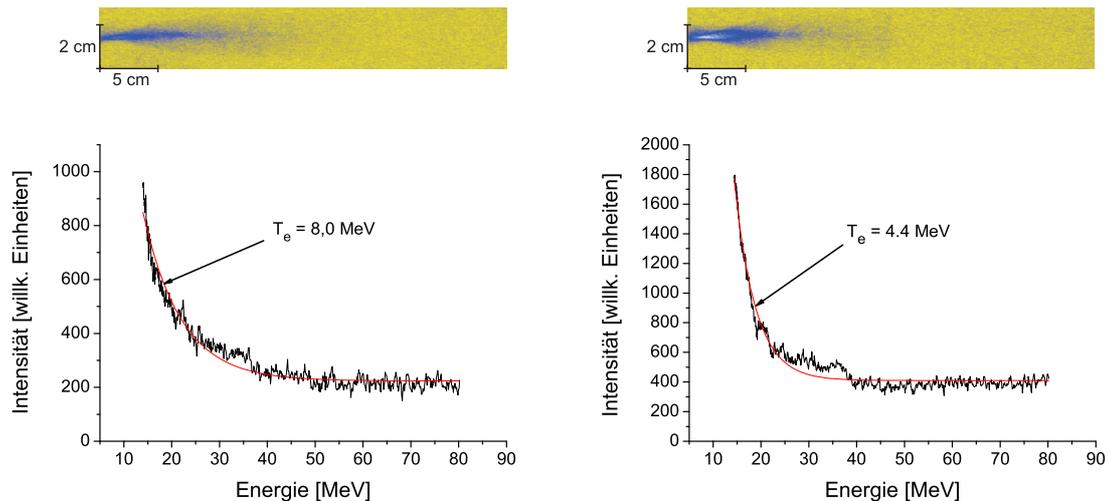
Zusammengefasst wurden die beschleunigten Elektronen bezüglich ihrer Richtung, Richtungsstabilität und Divergenz charakterisiert und so optimiert, dass sie den Undulator durchliefen und ins Elektronenspektrometer gelangten.

### 4.3 Elektronenspektren

Es wurden in diesem Experiment eine Vielzahl von Elektronenspektren aufgenommen. Die Mehrheit der Spektren zeigte einen exponentiellen Verlauf, aber auch monoenergetische Spektren und Überlagerung beider Kategorien wurden oft beobachtet. Die Energie der Elektronen konnte anhand ihrer Position auf den Leuchtschirmen im Elektronenspektrometer ermittelt werden (s. Abbildung 3.8). Mittels eines LabView-Programmes wurde aus den aufgenommenen Leuchtschirmbildern eine Graphik entwickelt, die den Positionen der Elektronen auf dem Leuchtschirm die jeweilige Energie und eine relative Intensität zuweist. Es wurden Elektronenenergien zwischen  $14 \text{ MeV}$  und  $74 \text{ MeV}$  detektiert, exponentielle Spektren begannen immer beim Detektionsminimum und erstreckten sich teilweise über den halben niederenergetischen Leuchtschirm. Ereignisse auf dem Schirm für die höherenergetischen Elektronen ( $80 - 200 \text{ MeV}$ ) wurden nicht gemessen. Aus den Elektronenspektren konnte zusätzlich eine vertikale Divergenz der Elektronen bestimmt werden. Die Richtung und Stabilität dieser Elektronenpulse konnte nicht gemessen aber als gut befunden werden, da diese nach einem geradlinigen Weg von knapp anderthalb Metern das Spektrometer erreichten.

## Exponentielle Elektronenspektren

Abbildung 4.10 zeigt zwei Beispiele für typische exponentielle Elektronenspektren, die in diesem Experiment detektiert wurden. Angegeben ist die berechnete vertikale Divergenz an der jeweils intensivsten Stelle des Spektrums, da den Leuchtschirmbildern an dieser Stelle eine eindeutige Intensitätsverteilung zugeordnet und so eine Halbwertsbreite entnommen werden kann.



(a) die vertikale Divergenz beträgt 1,4 mrad

(b) die vertikale Divergenz beträgt 1,6 mrad

**Abb. 4.10:** Exponentielle Elektronenspektren mit definierter Elektronentemperatur  $T_e$

Die vertikale Divergenz der exponentiellen Elektronenspektren war immer sehr klein ( $< 3$  mrad), was darauf schließen lässt, dass beim Prozess der *laser wakefield acceleration* die beschleunigende Kraft eigentlich nur in  $z$ -Richtung wirkte, sofern keine monoenergetischen Elektronen auftraten. Dies ist vermutlich auch die Begründung dafür, dass fast alle aufgenommenen exponentiellen Spektren sehr mittig auf den Leuchtschirm trafen. Weiterhin konnte mehrfach eine leicht „bauchige“ Form der Elektronen auf dem Leuchtschirm beobachtet werden. Möglicherweise ist auch an dieser Form der Elektronenpulse auf dem Leuchtschirm das Magnetfeld des Jochs der Grund. Da die Elektronen nahe der Magneten ein größeres Magnetfeld erfahren als in der Mittelebene, werden die weiter außen befindlichen Elektronen stärker abgelenkt und auf dem Leuchtschirm nach hinten verlagert. Elektronen mit kleineren Energien werden in der Nähe der Magneten noch stärker abgelenkt und konnten nicht mehr detektiert werden.

Der unterschiedliche Untergrund der Elektronenspektren entstand in erster Linie durch

einen individuellen Skalierungsfaktor innerhalb des Computerprogrammes. Zusätzlich war bei der Aufnahme von Elektronenbildern auf dem Zielschirm gelegentlich diffuses Elektronengas zu sehen, was sich auch auf den Untergrund der Leuchtschirmbilder im Elektronenspektrometer auswirken kann.

Der exponentiellen Verteilung kann eine Elektronentemperatur  $T_e$  zugeordnet werden, die ein Maß für die Stärke des exponentiellen Abfalls ist. Sie ergibt sich aus dem Exponenten eines angenäherten exponentiellen Abfalls erster Ordnung.

### Exponentielle Elektronenspektren mit monoenergetischen Anteilen

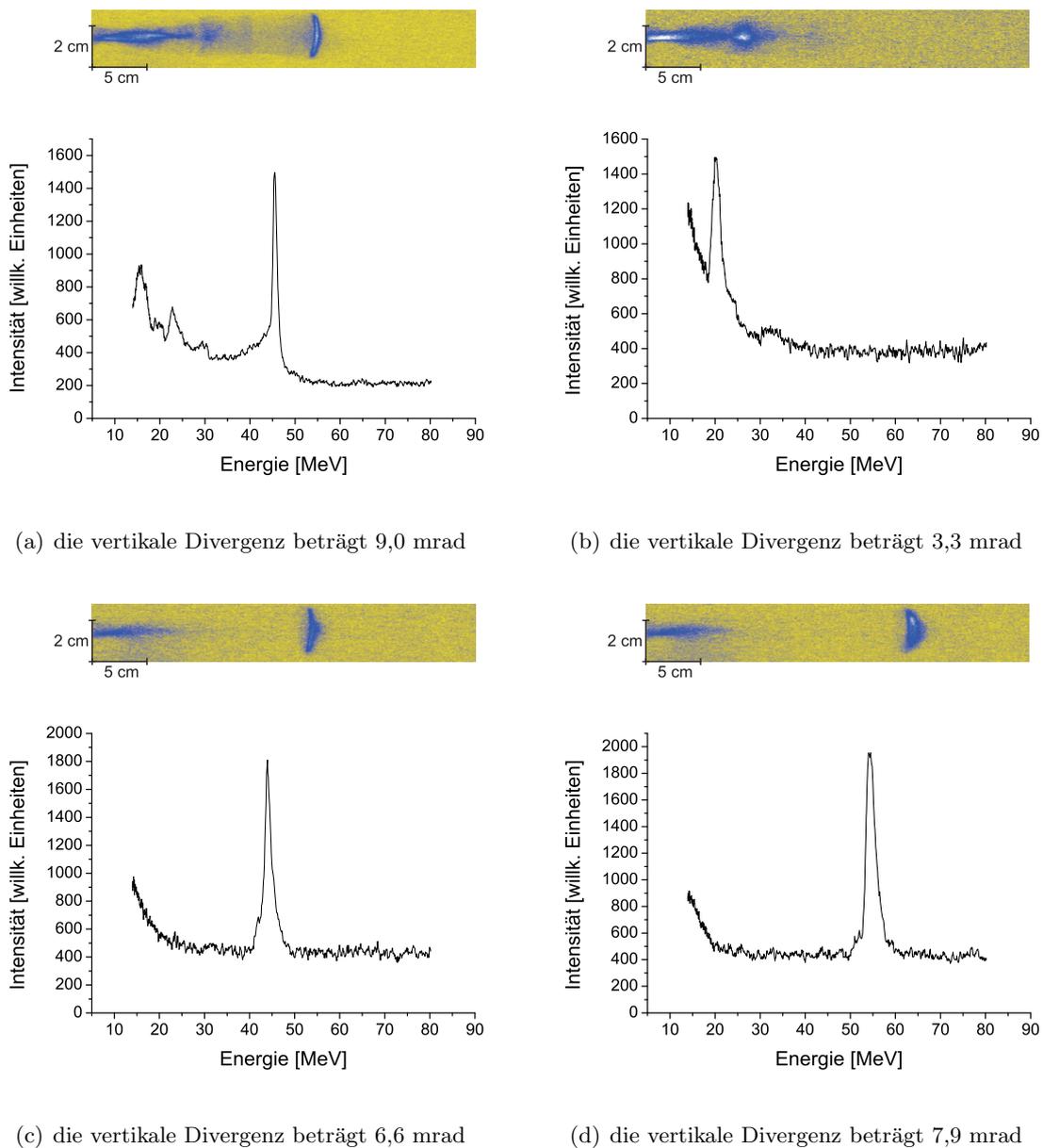
In Abbildung 4.11 sind Elektronenspektren abgebildet, die eine Überlagerung von exponentiellen und monoenergetischen Spektren darstellen. Ein Teil der Elektronen konnte einheitlich in einer *bubble* beschleunigt werden, was zur Ausbildung der monoenergetischen Anteile führte. Die Divergenz der exponentiellen Verläufe war wieder sehr gering ( $1,5-2,5\text{mrad}$ ), während bei den monoenergetischen Elektronen die vertikale Divergenz meistens größer war. Letztere ist in den Grafiken mit angegeben.

Auch wenn eine Berechnung der horizontalen Divergenz aus den Leuchtschirmbildern im Elektronenspektrometer nicht möglich ist, können dennoch Aussagen über die divergenten Eigenschaften der monoenergetischen Elektronen in  $x$ -Richtung gemacht werden. Den aufgenommenen Bildern nach zu urteilen besaßen die Elektronen oft eine größere Geschwindigkeitskomponente in  $y$ - als in  $x$ -Richtung. Die Begründung dieser unterschiedlichen Divergenz liegt wahrscheinlich in der Beschleunigung und eventuell in leicht fokussierenden Eigenschaften des Undulatormagnetfeldes.

### Monoenergetische Elektronenspektren

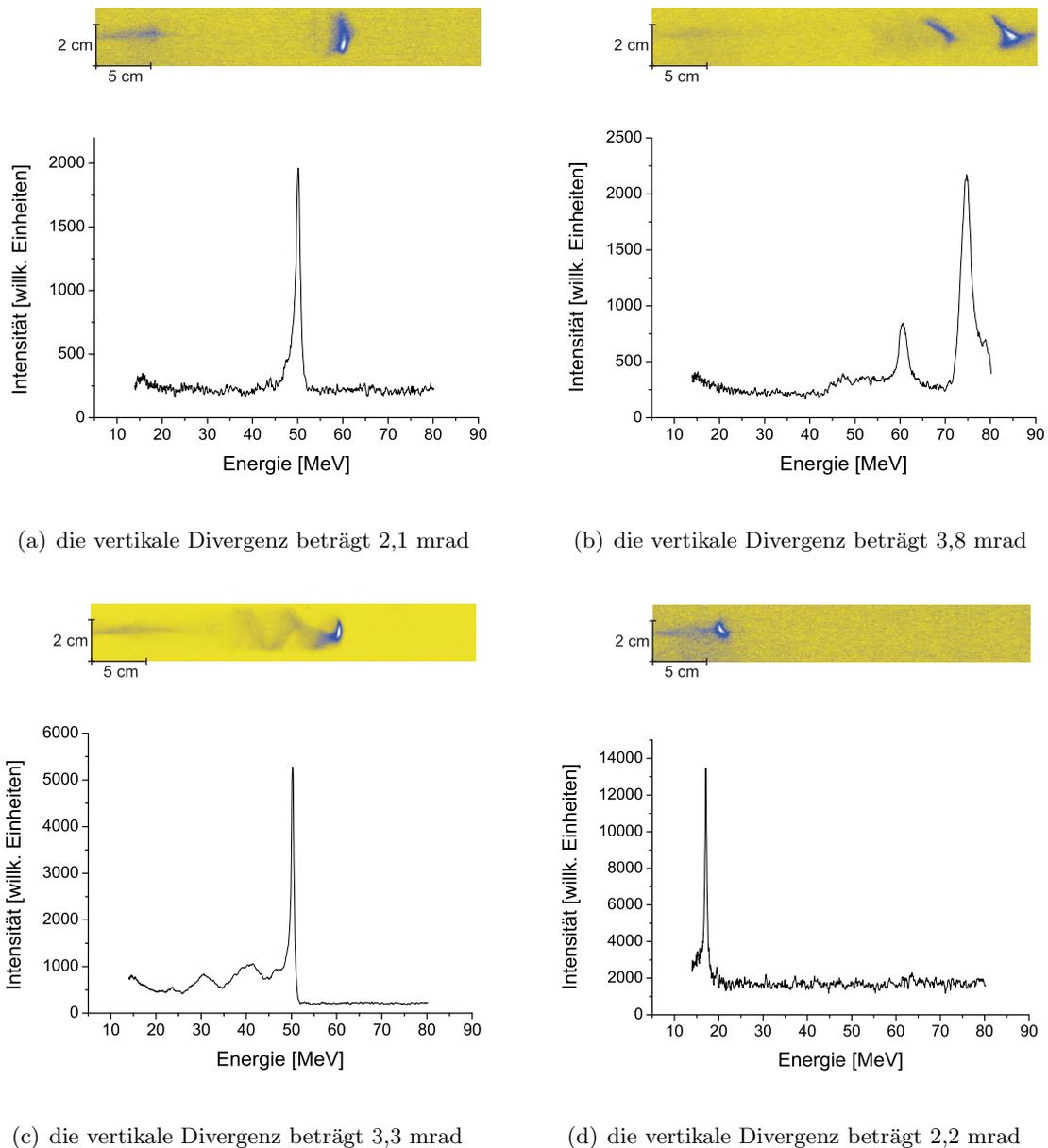
Monoenergetische Elektronenspektren mit keinen oder nur schwachen exponentiellen Anteilen sind in 4.12 abgebildet. Manchmal wurden auch mehr als ein monoenergetischer Anteil in einem Elektronenspektrum beobachtet. Dies korreliert mit der Tatsache, dass auch auf den Zielschirmen von Zeit zu Zeit mehr als ein Elektronenstrahl zu sehen war. Im Fall mehrerer monoenergetischer Anteile kam es zur Ausbildung entsprechend vieler *bubbles*, die für die einheitliche Beschleunigung der Elektronenpulse verantwortlich sind.

Mehrere Elektronenspektren konnten aufgrund ihrer einzigartigen Struktur weder exponentiellen noch monoenergetischen Spektren zugeordnet werden, so dass diese als irreguläre Elektronenspektren bezeichnet wurden. Diese stellten meistens eine Überlagerung von exponentiellen Elektronenspektren und monoenergetischen Anteilen mit besonderen Strukturen dar. Zwei Beispiele sind in Abbildung 4.13 gezeigt.



**Abb. 4.11:** Exponentielle Elektronenspektren mit monoenergetischen Anteilen

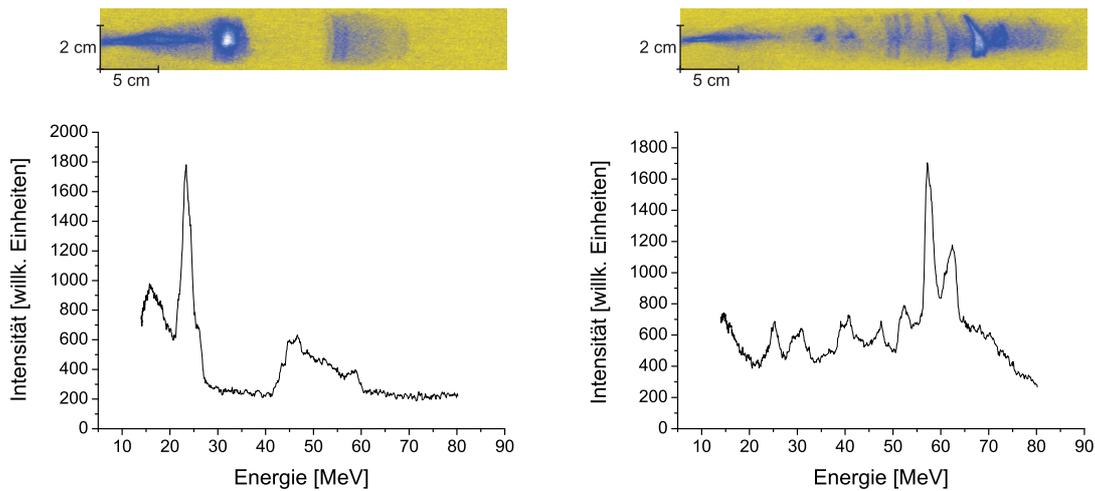
Wie in Kapitel 3.2.4 beschrieben wurde mit dem Einsatz einer Bildplatte im Elektronenspektrometer die Ladung der Elektronenpulse bestimmt. Diese lag oft in der Größenordnung von 10 pC, was einer Anzahl von  $6 \cdot 10^7$  Elektronen entspricht. Der Zusammenhang zwischen der Intensität der aufgenommenen Elektronenspektren und der Ladung bzw. der Anzahl von Elektronen im Elektronenpuls konnte somit abgeschätzt werden.



**Abb. 4.12:** Monoenergetische Elektronenspektren

### 4.3.1 Statistik

Aufgrund der vielen aufgenommenen Elektronenspektren können statistische Auswertungen Aufschluss über die relative Anzahl der verschiedenen Spektren und Energien geben. So ergab z. B. an manchen Tagen fast jeder 50ste Schuss monoenergetische Elektronen mit Energien über 50 MeV und einer Divergenz kleiner als 2 mrad. Bei einem möglichen Betrieb im 10 Hz-Modus lassen diese Ergebnisse statistisch nicht lange auf sich warten. An manchen Tagen



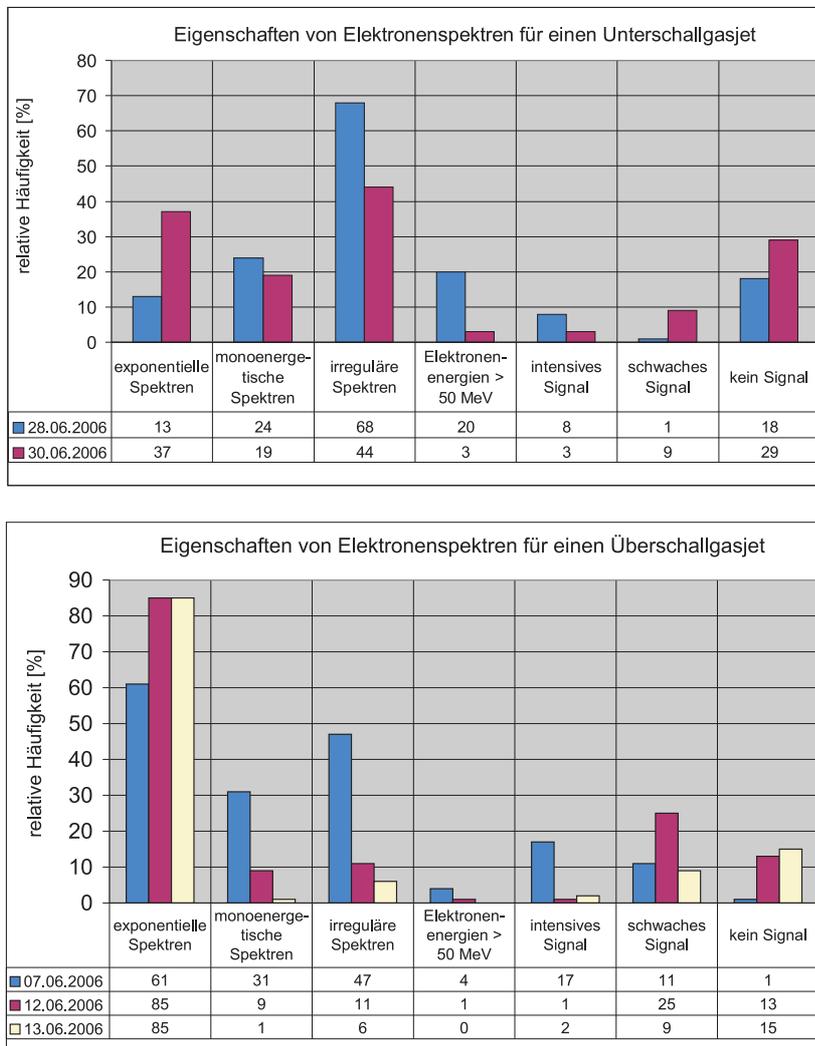
**Abb. 4.13:** Irreguläre Elektronenspektren mit monoenergetischen Anteilen

wiesen mehr als 20 % aller Elektronenspektren monoenergetische Anteile auf. Häufiger wurden exponentielle und irreguläre Spektren aufgenommen. Zusätzlich konnte durch die Statistik die Abnutzung der Gasdüsen und der Einfluss auf die Elektronenspektren veranschaulicht werden.

Ein Unterschied in der Energie der beschleunigten Elektronen aus einem Über- und Unterschallgasjet konnte in diesem Versuch nicht beobachtet werden. Bei Überschallströmungen wurden höhere Energien erwartet, doch die in diesem Experiment detektierte maximale Elektronenenergie von 74 MeV wurde mit der Unterschalldüse erreicht. Allerdings kam die Überschalldüse nur in zwei der zwölf Versuchswochen zum Einsatz. Ihr Material (Messing) war anfälliger auf Einwirkungen des Plasmas als die aus Edelstahl gearbeitete Unterschalldüse. Dies ist eine mögliche Begründung dafür, dass bei der Überschalldüse trotz guter Justage oft über 80 % der aufgenommenen Elektronenspektren einen exponentiellen Verlauf aufwiesen und nur wenige monoenergetische Elektronenspektren beobachtet wurden. Unter Verwendung von Unterschalldüsen wurden exponentielle und monoenergetische Elektronenspektren in etwa gleich oft beobachtet. Die Vergleiche zwischen den Gasdüsen sind aber wegen der unterschiedlichen Nutzungszeit während des Experimentes mit Vorsicht zu genießen.

Die Abnutzung der Gasdüsen durch Einfluss des Plasmas wirkte sich bei beiden Düsenarten wie folgt in gleicher Weise negativ auf die Elektronenspektren aus. Die Anzahl an exponentiellen Elektronenspektren nahm mit der Zeit zu, entsprechend sank die Zahl an monoenergetischen Spektren. Die Energie der detektierten Elektronen nahm ebenso ab wie die Zahl an intensiven Signalen. Mehr und mehr schwache oder gar keine Signale wurden detektiert. Ein Überblick dieser Erkenntnisse ist für ein paar Versuchstage in Abbildung 4.14

dargestellt. Abschleifen der angeschlagenen Gasdüsen verhalf erneut zu sehr guten Ergebnissen.



**Abb. 4.14:** Statistische Aussagen über Elektronenspektren in Bezug auf die Abnutzung der verwendeten Gasdüsen. In der Tabelle unter den Blockdiagrammen sind die zugehörigen relativen Zahlen mit angegeben.

## 4.4 Undulatorstrahlung

Nachdem die Elektronen beschleunigt und ihre Eigenschaften optimiert wurden, können sie beim Durchlauf durch einen Undulator Synchrotronstrahlung generieren. In diesem Experiment wurde Strahlung im infraroten Spektralbereich zwischen  $5 \mu\text{m}$  und  $15 \mu\text{m}$  detektiert.

Diese Strahlung konnte aber nicht mit der erwarteten Undulatorstrahlung durch laserbeschleunigte Elektronen identifiziert werden. Zur eindeutigen Identifikation von Undulatorstrahlung werden die Elektronenenergie und die spektrale Verteilung der Synchrotronstrahlung für ein und denselben Schuss benötigt. Bei der detektierten Strahlung handelte sich vielmehr um „Plasmaleuchten“, u.a. aus dem Plasma emittierte Rekombinationsstrahlung und Übergangsstrahlung durch die aus dem Plasma austretenden Elektronen. Dies wurde mit Hilfe des einziehbaren Zielschirms festgestellt. Als die vermeintliche Undulatorstrahlung detektiert wurde, wurde der Zielschirm ausgefahren und im Strahlengang positioniert. Die beschleunigten Elektronen konnten den Schirm durchdringen, durchliefen den Undulator und wurden im Elektronenspektrometer detektiert. Ein IR-Signal wurde nun nicht mehr beobachtet. Ohne Diskriminierung der Plasmastrahlung wird die angestrebte Korrelation zwischen Wellenlänge der Undulatorstrahlung und Energie der Elektronen erheblich erschwert. Die Existenz der Undulatorstrahlung steht dabei außer Frage, da Elektronen immer Synchrotronstrahlung emittieren, sobald sie in einem elektrischen oder magnetischen Feld abgelenkt werden. Die Schwierigkeit lag in erster Linie in der Detektion dieser Strahlung.

Die Anzahl an emittierten Photonen im Undulator lässt sich nach (3.72) für eine Ladung  $Q \geq 10$  pC des Elektronenpulses zu  $N_{\text{ph}} \geq 5 \cdot 10^6$  abschätzen. Diese Photonenzahl sollte also ausreichen, um detektiert werden zu können. Entscheidend ist, dass das IR-Signal nicht fokussiert wurde, was die Beobachtung von Undulatorstrahlung unmöglich machte. Da die Synchrotronstrahlung unter einem Winkel von  $1/\gamma$  emittiert wird, beträgt der Signaldurchmesser für Elektronenenergien zwischen 20 MeV und 80 MeV etwa 1 – 4 cm. Es erwies sich als äußerst schwierig, die IR-Strahlung mit einer ZnSe-Linse und einem unsichtbaren Brennpunkt auf die Fläche von gerade mal  $0,0625 \text{ mm}^2$  des HgCdTe-Detektorchips zu fokussieren. Im nicht fokussierten Zustand verteilen sich die emittierten Photonen auf eine Fläche, die um mehr als 3 Größenordnung größer ist, als die des Detektorchips. Es geht zuviel Licht verloren, um die Detektionsschwelle zu erreichen. Die Intensität der erzeugten Undulatorstrahlung lag also im nicht-fokussierten Zustand und aufgrund der Undulatorparameter und der Ladung der Elektronenpulse unterhalb der Detektionsschwelle des verwendeten Detektors von 6000 Photonen auf der gesamten Chipfläche. Um ein maximales Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen, muss selbstverständlich möglichst viel Strahlung auf den gesamten Detektorchip fallen.

Um infrarotes Licht zu fokussieren, werden in der Regel ZnSe-Linsen verwendet, was die Justage erschwert, weil eine solche Linse unterschiedliche Brennweiten für infrarotes und sichtbares Licht hat. Mit Hilfe von diffraktiven Optiken wäre dieses Problem gelöst gewesen. Durch Einsatz von Fresnel-Zellen an entsprechenden Stellen auf der ZnSe-Linse haben sowohl infrarotes als auch sichtbares Licht denselben Brennpunkt und die Justage wird erheblich vereinfacht. Eine solche Linse stand uns während der Versuchszeit nicht zur Verfügung.

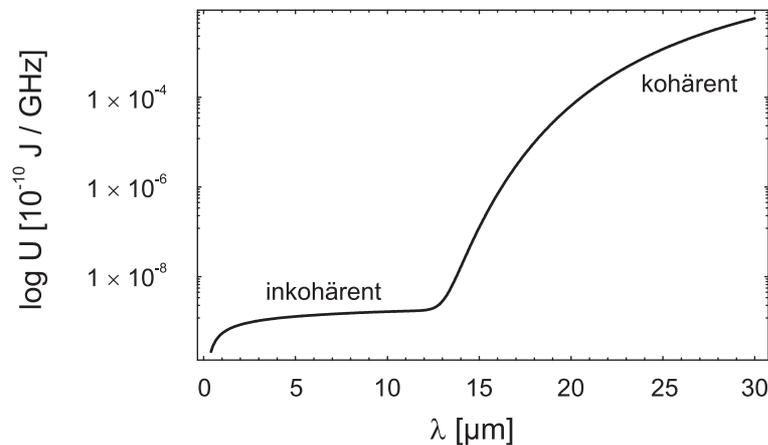
Wie bereits erwähnt wird die Detektion zusätzlich durch die Entstehung von Übergangsstrahlung und vorhandenem Streulicht erschwert. Während meiner Diplomarbeit durfte ich neben diesem Experiment auch an einem sehr ähnlichen Undulatorexperiment mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Undulator im Ausland mitwirken. In dem Experiment in Jena wurde Strahlung aus dem Plasma detektiert, während in den Rutherford Appleton Laboratories (RAL) statt Undulatorstrahlung Übergangsstrahlung aus Aluminiumfolien beobachtet wurde. Die Elektronenenergien bei dem Experiment betragen über 100 MeV, der Emissionsbereich der erwarteten Undulatorstrahlung lag entsprechend im visuellen Spektrum (400 – 800 nm). Neben dem Plasmaleuchten bestand das Problem der Übergangsstrahlung auch in Jena. Diese Strahlung ist ein Oberflächeneffekt und entsteht beim Übergang der Elektronen von einem Dielektrikum in ein anderes. Mathematisch begründet sie sich aus der Erfüllung der Übergangsbedingungen an der Grenzfläche von zwei Medien. Physikalisch gesehen werden durch den Elektronenpuls die im Material befindlichen Elektronen aufgrund der Coulombkraft des Elektronenpulses radial nach außen verdrängt. Im Falle von relativistischen Geschwindigkeiten entartet das kugelsymmetrische Coulombfeld eines Elektrons zu einem nahezu transversalen Feld. Dieses Feld veranlasst die Elektronen nach Durchlauf des Elektronenpulses senkrecht zur Ausbreitungsrichtung zu schwingen. Diese Oszillation um die positiv geladenen Ionenrümpfe bedingt eine Abstrahlung entlang der Ausbreitungsrichtung, wie es bei einem Hertz'schen Dipol der Fall ist. Aufgrund des transversalen Coulombfeldes des durchdringenden Elektronenpulses und der daraus resultierenden radialen Verdrängung der im Material gebundenen Elektronen erhält die emittierte Übergangsstrahlung eine Ringform symmetrisch zur Ausbreitungsrichtung des Elektronenstrahls. Man kann sich diese Strahlung als einen Donut vorstellen, der gerichtet unter einem Winkel  $\geq 1/\gamma$  und mit radialer Polarisierung in Ausbreitungsrichtung der Elektronen fliegt.

Analog zur Undulatorstrahlung gibt es auch für Übergangsstrahlung ein Kriterium für kohärente bzw. inkohärente Strahlung. Für kohärente Undulatorstrahlung muss die Länge des Elektronenpulses viel kleiner sein als die emittierte Wellenlänge,  $\sigma_e \ll \lambda$ . Bei kohärenter Übergangsstrahlung war die Länge des Elektronenpulses kürzer als die Strahlungsformationslänge  $D$ , die wie folgt definiert ist [38]:

$$D = \frac{\gamma c}{\omega_p} ,$$

diese beträgt üblicherweise einige Dutzend  $\mu\text{m}$ . Ist  $\sigma_e \gg D$ , dann ist die Übergangsstrahlung inkohärent. Es gibt also durchaus die Möglichkeit für kohärente Undulatorstrahlung und gleichzeitig inkohärente Übergangsstrahlung, gerade wenn  $D \ll \sigma_e \ll \lambda$ . Sowohl in Jena als auch in RAL wurde inkohärente Synchrotronstrahlung generiert, aber Plasmaleuchten und inkohärente Übergangsstrahlung detektiert.

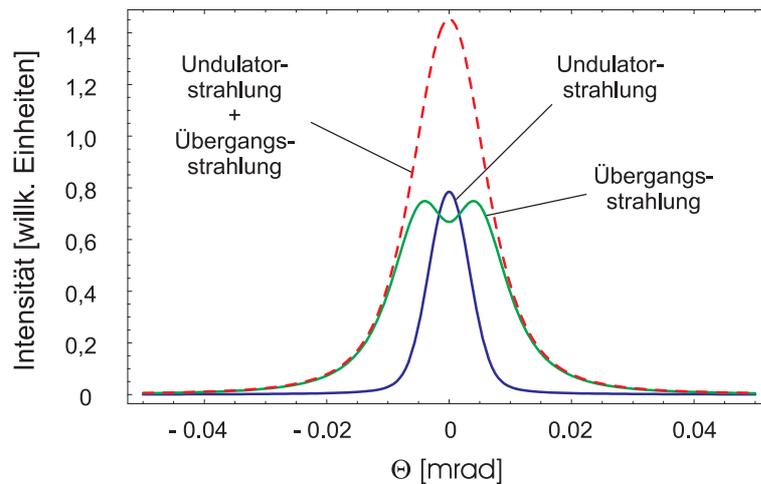
Das Spektrum von Übergangsstrahlung weist in weiten Bereichen nur eine sehr geringe Wellenlängenabhängigkeit auf. Es ähnelt einer zwei Stufen-Funktion, die sich aus dem inkohärenten und kohärenten Teil zusammensetzt. In Abbildung 4.15 ist das Spektrum der Übergangsstrahlung für einen 50 fs langen Elektronenpuls mit einem Gauss-Profil und einer Energie von 50 MeV dargestellt. Durch Wechselwirkung der beschleunigten Elektronen mit dem Laserfeld im Plasma könnte das Profil des Elektronenpulses von einem Gauss-Profil abweichen, so dass es eher dem Profil einer halben Sinuswelle entspricht. In diesem Fall verschiebt sich der kohärente Teil des Spektrums hin zu kleineren Wellenlängen. Bei höherer Elektronenenergie verschiebt sich wiederum der inkohärente Teil des Spektrums hin zu kleineren Wellenlängen, da die minimale Wellenlänge der Übergangsstrahlung mit der Plasmafrequenz des Metalls und dem Lorentzfaktor  $\gamma$  skaliert.



**Abb. 4.15:** Typisches Spektrum von Übergangsstrahlung.  $U$  entspricht der spektralen Energiedichte der Strahlung. Die cut-off Wellenlänge beträgt in diesem Fall  $\lambda_{min} = \lambda_{pl}/\gamma = 2,4 \text{ nm}$ .

Anfang und Ende des Spektrums sind gegeben im fernen Infrarot durch die räumlichen Grenzen des Systems und im harten Röntgenbereich durch die Annäherung an die Plasmafrequenz des Dielektrikums. Aluminiumfolie besitzt wie jedes andere Metall eine Plasmafrequenz, bei der das Metall durchsichtig wird, was zum cut-off der Übergangsstrahlung führt. Im Fall von Aluminium beträgt die Plasmafrequenz  $\omega_{pl} = 1,26 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ , das entspricht einer Wellenlänge von 238 nm.

Im Wellenlängenbereich von  $1 \mu\text{m}$  bis  $10 \mu\text{m}$  ergibt sich eine Photonenzahl für die Übergangsstrahlung von ungefähr  $2 \cdot 10^6$  bei einer Ladung des Elektronenpulses von 10 pC. Diese Zahl an Photonen liegt im Bereich der im Undulator emittierten Photonen und erschwert die Detektion. Wird die Strahlungsdetektion auf den Bereich des Zentralkegels der Undula-



**Abb. 4.16:** Theoretische Beobachtung von Undulatorstrahlung und Übergangsstrahlung

torachse beschränkt, so ist dort nur die Fundamentale der Undulatorstrahlung zu sehen, die Übergangsstrahlung hat dort ein Minimum (s. Abbildung 4.16). Theoretisch hätte die Übergangsstrahlung auf der Achse ein absolutes Minimum und wäre gleich Null, doch durch die Divergenz des Elektronenpulses verschmieren die beiden Maxima und es entsteht nur ein lokales Minimum. Die Abbildung ist weitestgehend unabhängig von der Energie und vom Profil des Elektronenpulses und behandelt den Fall kohärenter und inkohärenter Übergangs- und Undulatorstrahlung, so lange die Intensität zwischen den beiden Strahlungsquellen vergleichbar ist.

Durch Überlagerung beider Spektren erhält man ein Maximum an der Position der Fundamentale der Undulatorstrahlung. Der Einsatz einer Blende zur Diskriminierung der Übergangsstrahlung hilft nicht weiter, da nach der Strahlungsdetektion auf der Undulatorachse die Intensität nicht zugeordnet werden kann. Es muss vielmehr eine Detektion über einen gewissen Wellenlängenbereich erfolgen, um die Übergangsstrahlung von der Undulatorstrahlung trennen zu können.

### Laserparameter

Abschließend sei erwähnt, dass die Experimente mit einer mittleren Intensität von  $I = 10^{19} \text{ W/cm}^2$  durchgeführt wurden. Durch auftretende Verluste im Kompressor und an den nachfolgenden Spiegeln stand von der Gesamtenergie von 1,3 J noch 780 mJ am Target zur Verfügung. Die Halbwertsfläche der fokussierten Laserimpulse betrug  $45 - 75 \mu\text{m}^2$  und die Pulsdauern lagen im Bereich zwischen 70 fs und 80 fs.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde am Lasersystem des IOQ in Jena ein Experiment zur Erzeugung von Undulatorstrahlung durch laserbeschleunigte Elektronen aufgebaut. Die Beschleunigung der Elektronen erfolgte durch 80 fs lange Laserimpulse, die mit einer Energie von knapp 800 mJ in einen Helium-Gasjet auf eine Fläche von einigen  $10 \mu\text{m}^2$  fokussiert wurden. Dabei wurden relativistische Intensitäten von über  $10^{19} \text{ W/cm}^2$  erreicht.

Die Elektronenpulse wurden hinsichtlich ihrer Richtung, ihrer Stabilität im Raum und ihrer Divergenz charakterisiert und optimiert. Ihre Flugbahn konnte erfolgreich dem experimentellen Aufbau angepasst und durch den Undulator gelegt werden. Mittels eines eigens entworfenen Elektronenspektrometers mit einer maximalen Auflösung von 0,2 MeV bei einer angenommenen Divergenz von 2 mrad der beschleunigten Elektronen wurde ihre Energie bestimmt. Diese lag im Bereich von 14 – 74 MeV, die Divergenz der Elektronenpulse betrug oft nur wenige mrad. Anhand der aufgenommenen Szintillationsschirmbilder erwiesen sich die Elektronen bezüglich ihrer optimierten Eigenschaften zur Erzeugung von Undulatorstrahlung geeignet.

Statistische Auswertungen der Elektronenspektren und Szintillationsschirmbilder gaben Aufschluss über die zeitliche Veränderung der Elektroneneigenschaften aufgrund von Abnutzungserscheinungen der verwendeten Unter- und Überschallgasdüsen.

Synchrotronstrahlung durch laserbeschleunigte Elektronen konnte nicht nachgewiesen werden und bedarf weiterer Untersuchung. Es erwies sich als erforderlich, die Undulatorstrahlung von anderer Strahlung zu diskriminieren und die Detektion durch Fokussierung des Undulatorsignals zu optimieren. Abhängig von der Ladung der beschleunigten Elektronenpulse und den Parametern des eingesetzten Undulators ist eine Erhöhung der Intensität der Undulatorstrahlung anzustreben.

## Zukunftsmöglichkeiten

Die Erzeugung von Synchrotronstrahlung ist aufgrund ihrer besonderen Eigenschaften die Motivation der Wissenschaftler, viel Zeit und Mühen zu investieren. Es handelt sich neben dem Laser um die intensivste Strahlungsquelle, sie bietet polarisierte, kohärente und kurze Lichtpulse bei sehr geringer Emittanz und variabler Wellenlänge. Ihr Spektrum reicht vom Infraroten bis in den harten Röntgenbereich hinein. Die hohe Qualität der Strahleigenschaften macht Synchrotronstrahlung zu einem äußerst interessanten Hilfsmittel für eigentlich jeden Wissenschaftszweig, u. a. für die Röntgenmikroskopie, Femtochemie, Radiometrie, Lithographie und Mikrotechnik.

Die Erzeugung von Undulatorstrahlung mit laserbeschleunigten Elektronen kann durch Änderung der Undulatorparameter und Weiterentwicklung der Laser-Plasma-Beschleunigung verbessert werden. Die Anzahl an Undulatorperioden ist entscheidend für die Zahl an emittierten Undulatorphotonen. Je kleiner die Periode bzw. je länger der Undulator desto besser. Weiterhin kann die Intensität der Undulatorstrahlung durch die Zahl an Elektronen im emittierenden Elektronenpuls erhöht werden.

Da die Wellenlänge der Undulatorstrahlung im wesentlichen durch die Elektronenenergie bestimmt ist, ist ein Bestreben nach höheren Elektronenenergien verständlich. Mit steigender Energie der emittierenden Elektronen sinkt die Wellenlänge der Synchrotronstrahlung. Durch Skalierungsgesetze [39] kann abgeschätzt werden, welche Elektronenenergien und Wellenlänge der Undulatorstrahlung im nächsten Jahr mit dem Einsatz des POLARIS-Lasers in Jena erreicht werden können. Bei einer angestrebten Intensität von  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> können Elektronen in einem Experiment mit ähnlichen Laserparametern (Wellenlänge, Pulsdauer) theoretisch auf Energien von über einem GeV beschleunigt werden. Dies entspricht einer Wellenlänge von gut 5 nm (Röntgenbereich) für die Werte des in diesem Experiment verwendeten Undulators. Eine weitere Möglichkeit zur Steigerung der Elektronenenergien stellt der Einsatz von gasgefüllten Kapillaren anstelle des Gasjets dar. Diese Wellenleiter bilden eine künstliche Verlängerung der Beschleunigungsstrecke und auch die Richtung und Stabilität der Elektronenpulse wird verbessert.

Heutzutage werden zur Erzeugung von Undulatorstrahlung konventionelle Beschleunigeranlagen benötigt, durch die die Elektronen entsprechende Energien erhalten. Ihre Ausmaße betragen einige hundert Meter bis hin zu vielen Kilometern und ihre finanzielle Verwirklichung beträgt mehrere Millionen oder sogar viele 100 Millionen Euro. Durch den Gebrauch von Laser-Plasma-Beschleunigern können in Zukunft die Anlagen für Synchrotronstrahlungsquellen auf einen Raum von wenigen zehn Metern begrenzt werden, wobei die Finanzierung um ein Vielfaches günstiger ist. Es sei aber erwähnt, dass konventionelle Beschleuniger eine

höhere Durchschnittsleistung liefern als die Laser-Plasma-Beschleunigung.

*Freie-Elektronen-Laser* bilden Synchrotronstrahlungsquellen vierter Generation. Auch sie benötigen konventionelle Anlagen zur Beschleunigung von Elektronen und Erzeugung hochwertiger Röntgenpulse. Als Fernziel kann man sich also auch einen ganzoptischen table-top FEL vorstellen. So stünde in überschaubaren geometrischen Ausmaßen eine brillante Lichtquelle zur Verfügung mit einer variablen Wellenlänge vom fernen Infrarot bis weit in den harten Röntgenbereich. Der Vorteil eines ganzoptischen Lasers ist die Unabhängigkeit von Elektronik, was z. B. die Synchronisation in Bezug auf Experimente vereinfacht.



# Literaturverzeichnis

- [1] EWALD, F. ; SCHWOERER, H. ; SAUERBREY, R.:  $K_{\alpha}$ -Radiation from Relativistic Laser Produced Plasmas. In: *Europhys. Lett.* 60 (2002), S. 710–716
- [2] SCHWOERER, H. ; GIBBON, P. ; DÜSTERER, S. ; BEHRENS, R. ; ZIENER, C. ; REICH, C. ; SAUERBREY, R.: MeV x-rays and photoneutrons from femtosecond laser produced plasmas. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), S. 2317–2320
- [3] LEEMANS, W. ; NAGLER, B. ; GONSALVES ; TOTH, A. ; NAKAMURA, K. ; GEDDES, C. ; ESAREY, E. ; SCHROEDER, C. ; HOOKER, S.: GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator. In: *Nature Physics* 2 (2006), S. 696–699
- [4] SCHWOERER, H. ; PFOTENHAUER, S. ; JÄCKEL, O. ; AMTHOR, K.-U. ; LIESFELD, B. ; ZIEGLER, W. ; SAUERBREY, R. ; LEDINGHAM, K. ; ESIRKEPOV, T.: Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets. In: *Nature* 439 (2006), S. 445–448
- [5] STRICKLAND, D. ; MOUROU, G.: Compression of amplified chirped optical pulses. In: *Optics Communications* 56 (1985), Nr. 3, S. 219–221
- [6] MARTINEZ, O. E.: Design of high-power ultrashort pulse amplifiers by expansion and compression. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 23 (1988), S. 1385
- [7] ZIENER, C.: *Aufbau eines 12 Terawatt Titan:Saphir-Lasers zur effizienten Erzeugung charakteristischer Röntgenstrahlung*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diss., 2001
- [8] ULRICH, V.: *Analyse und Verbesserungen der räumlichen Strahleigenschaften eines TW-Laserpulses*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2001
- [9] AMTHOR, K.-U.: *Plasmadiagnose in Experimenten zur Wechselwirkung intensiver Laserimpulse mit Materie*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2002
- [10] SUN, G. Z. ; OTT, E. ; LEE, Y. C. ; GUZDAR, P.: Self-focusing of short intense pulses in plasmas. In: *Physics of Fluids* 30 (1987), Februar, Nr. 2, S. S.526–532

- [11] ESAREY, E. ; RIDE, S. ; SPRANGLE, P.: Nonlinear Thomson scattering of intense laser pulses from beams and plasmas. In: *Phys. Rev. E* 48 (1993), Nr. 4, S. 3003–3021
- [12] TAJIMA, T. ; DAWSON, J.: Laser electron accelerator. In: *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979), S. 267
- [13] ESAREY, E. ; SPRANGLE, P. ; KRALL, J. ; TING, A.: Overview of plasma-based accelerator concepts. In: *IEEE Trans. Plasma Sci.* 24 (1996), Nr. 2, S. 252–288
- [14] PUKHOV, A. ; MEYER-TER VEHN, J.: Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime. In: *Applied Physics B* 74 (2002), S. 355–361
- [15] GORDIENKO, S. ; PUKHOV, A.: Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons. In: *Physics of Plasmas* 12 (2005), S. 043109
- [16] MANGLES, S. ; MURPHY, C. ; NAJMUDIN, Z. ; THOMAS, A. ; COLLIER, J. ; DANGOR, A. ; DIVALL, E. ; FOSTER, P. ; GALLACHER, J. ; HOOKER, C. ; JAROSZYNSKI, D. ; LANGLEY, A. ; MORI, W. ; NORREYS, P. ; TSUNG, F. ; VISKUP, R. ; WALTON, B. ; KRUSHELNICK, K.: Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions. In: *Nature* 431 (2004), S. 535–538
- [17] FAURE, J. ; GLINEC, Y. ; PUKHOV, A. ; KISELEV, S. ; GORDIENKO, S. ; LEFEBVRE, E. ; ROUSSEAU, J.-P. ; BURG, F. ; MALK, V.: A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. In: *Nature* 431 (2004), S. 541–544
- [18] GEDDES, C. ; TOTH, Cs. ; VAN TILBORG, J. ; ESAREY, E. ; SCHROEDER, C. ; BRUHWILER, D. ; NIETER, C. ; CARY, J. ; LEEMANS, W.: High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. In: *Nature* 431 (2004), S. 538–541
- [19] GLENDINNING, A. G. ; HUNT, S. G. ; BONNETT, D. E.: Measurement of the response of Gd<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S : Tb phosphor to 6 MV x-rays. In: *Physics in Medicine and Biology* 46 (2001), Februar, Nr. 2, S. 517–530
- [20] TANAKA, K. A. ; YABUCHI, T. ; SATO, T. ; KODAMA, R. ; KITAGAWA, Y. ; TAKAHASHI, T. ; IKEDA, T. ; HONDA, Y. ; OKUDA, S.: Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer. In: *Review of Scientific Instruments* 76 (2005), Januar, Nr. 1, S. 013507
- [21] WINICK, H. ; BROWN, G. ; HALBACH, K. ; HARRIS, J.: Wiggler and undulator magnets. In: *Physics Today* 34 (1981), Nr. 5, S. 50 ff.

- [22] KRINSKY, S.: Undulators as sources of synchrotron radiation. In: *IEEE Trans. on Nucl. Sci.* 30 (1983), Nr. 4, S. 3078–3082
- [23] VARFOLOMEEV, A.A. ; BOUZOULOUKOV, Y.P. ; IVANCHENKOV, S.N. ; KHLEBNIKOV, A.S. ; OSMANOV, N.S. ; TOLMACHEV, S.V. ; URBANUS, W.H. ; VANDERWIEL, M.J.: Magnetic-field full test of 2-section KIAE-4 undulator. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-accelerators spectrometers detectors and associated equipment* 358 (1995), April, Nr. 1-3, S. 396–398
- [24] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner, 1992
- [25] VAN DER LINDEN, A. ; VAN DER GEER, C.A.J. ; URBANUS, W.H.: Electron Beam Optics of the 130-250 GHz, 1MW, FOM-Fusion-FEM. In: *FOM-Institute for Plasma Physics 'Rijnhuizen' , Association EURATOM-FOM*
- [26] FARGE, Y.: Emission of photons by undulators. In: *Applied Optics* 19 (1980), Nr. 23, S. 4021–4026
- [27] BILDERBACK, D. H. ; ELLEAUME, P. ; WECKERT, E.: Review of third and next generation synchrotron light sources. In: *Journal of Physics B-atomic molecular and optical physics* 38 (2005), Mai, Nr. 9, S. S.773–797
- [28] ATTWOOD, W.: *Soft X-Rays and extreme Ultraviolet*. Cambridge University Press, 2000
- [29] *X-ray Data Booklet: Center for X-ray Optics and Advanced Light Source*. Lawrence Berkeley National Laboratory, Internet-Recherche: <http://www.xdb.lbl.gov/>
- [30] JACKSON, J. D.: *Classical Electrodynamics*. Wiley, 1998
- [31] YARIV, A.: *Quantum electronics*. Wiley, 1989
- [32] KIM, K. J.: 3-dimensional analysis of coherent amplification and self-amplified spontaneous emission in free-electron lasers. In: *Physical Review Letters* 57 (1986), Oktober, Nr. 15, S. 1871–1874
- [33] XIE, M.: Design optimization for an x-ray free electron laser driven by SLAC LINAC. In: *Lawrence Berkeley Laboratory*
- [34] PHUOC, K. T. ; BURG, F. ; ROUSSEAU, J. P. ; MALKA, V. ; ROUSSE, A. ; SHAH, R. ; UMSTADTER, D. ; PUKHOV, A. ; KISELEV, S.: Laser based synchrotron radiation. In: *Physics of Plasmas* 12 (2005), Februar, Nr. 2, S. 023101

- 
- [35] BRAU, Ch. A.: *Free Electron Laser*. Academic Press, 1990, S. 64 ff.
- [36] ROGALSKI, A.: Quantum well photoconductors in infrared detector technology. In: *Journal of Applied Physics* 93 (2003), April, Nr. 8, S. 4355–4391
- [37] PERRY, F.: Predicting the performance of a photoconductor. In: *Boston Electronics Corporation, MA 02445 USA*
- [38] SCHROEDER, C. B. ; ESAREY, E. ; VAN TILBORG, J. ; LEEMANS, W. P.: Theory of coherent transition radiation generated at a plasma-vacuum interface. In: *Physical Review E* 69 (2004), Januar, Nr. 1, S. 016501
- [39] PUKHOV, A. ; GORDIENKO, S. ; KISELEV, S. ; KOSTYUKOV, I.: The bubble regime of laser-plasma acceleration: monoenergetic electrons and the scalability. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 46 (2004), Dezember, S. B179–B186

## Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während der Durchführung meiner Diplomarbeit am IOQ unterstützt haben und mir bei fachlichen Fragen stets eine große Hilfe waren.

Besonderer Dank gilt:

Prof. Sauerbrey für die Vergabe dieses interessanten Themas,

Dr. Heinrich Schwoerer für die Betreuung,

Alexander Debus, Enrico Brunetti, Hans-Peter Schlenvoigt und Kerstin Haupt für die experimentelle und geistige Unterstützung, sowie Wolfgang Ziegler, Burgard Beleites, Falk Ronneberger und den Mitarbeitern des Bereichs Quantenelektronik.



## **Erklärung**

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die öffentliche Nutzung in der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena, den