

Thomson-Rückstreuung von Laser-erzeugten relativistischen Elektronen

—
Ein Mittel zur Analyse der Prozesse in
Laser-Plasma-Beschleunigern

Diplomarbeit

FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA
PHYSIKALISCH-ASTRONOMISCHE FAKULTÄT



seit 1558

eingereicht von Hans-Peter Schlenvoigt
geboren am 14. Januar 1981 in Jena

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. R. Sauerbrey

2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. E. Förster

Tag der Verleihung des Diploms:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Laser-Plasma	7
2.2	Elektronenbeschleunigung in Laser-Plasmen	9
2.3	Thomson-Streuung	15
2.3.1	Grundlegende Beschreibung der Rückstreuung	15
2.3.2	Rückstreuung an Elektronenstrahlen	18
2.4	Idee des Experiments	23
3	Vorbereitung und Betrieb des Experiments	25
3.1	Zweistrahl-Aufbau	25
3.1.1	Änderungen und Erweiterungen	27
3.2	Diagnose der Elektronenbeschleunigung	29
3.3	Detektion der Röntgenstrahlung	32
3.3.1	Allgemeines	32
3.3.2	Detektion mit Kamera	34
3.3.3	Detektion mit Spektrograph	40
3.4	Bedingungen im Experiment	43
3.4.1	Parameter	43
3.4.2	Eigenschaften des Anregestrahls	43
3.4.3	Eigenschaften des Abfragestrahls	44
4	Ergebnisse	46
4.1	Röntgenspektren	46
4.1.1	Untergrundsignal	46
4.1.2	Rückstreuungs-Spektren	49

4.2	Parameter-abhängiges Verhalten	50
4.2.1	Untersuchung der Zeitabhängigkeit	50
4.2.2	weitere Untersuchungen	54
4.3	Elektronenspektren	54
4.4	Übersicht der Ergebnisse	57
5	Zusammenfassung	59
6	Ausblick	60
6.1	Untersuchung der Elektronenbeschleunigung	60
6.2	Nutzung als Röntgen-Quelle	61
	Anhänge	63
A	Freies Elektron im Laserfeld	63
A.1	nichtrelativistischer Grenzfall	63
A.2	relativistische Bewegung	64
A.3	Verhalten bei Laserpulsen	65
B	Thomson-Streuung	67
C	Relativistischer Doppler-Effekt	68
	Literaturverzeichnis	70
	Abbildungsverzeichnis	76

Kapitel 1

Einleitung

Es gibt auf der Welt nur wenige Lasersysteme, die Intensitäten über 10^{19} W/cm² erzeugen können. Um diese Intensität zu verdeutlichen: Man müsste alle Strahlung, die die Erde von der Sonne erhält ($P \approx 1,4 \text{ kW/m}^2 \times (6370 \text{ km})^2 \times \pi$) auf die Fläche von $A_F \approx 1 \text{ mm}^2$ fokussieren.

Zur Erzeugung solcher Intensitäten bedient man sich meist der „chirped pulse amplification“, CPA genannt [1], deren Prinzip seit Mitte der 1980er Jahre bekannt ist. Hierbei werden ultrakurze Laserpulse zeitlich gestreckt, verstärkt und anschließend wieder komprimiert [2]. Dadurch erhält man Leistungen im Bereich von $P \approx 10 \text{ TW}$. Fokussiert man einen solchen Puls auf eine Fläche von $A_F \leq 1 \text{ }\mu\text{m}^2$, werden die oben genannten ultrahohen Intensitäten von $I \geq 10^{19} \text{ W/cm}^2$ erreicht.

Materie wird bei diesen Intensitäten ionisiert, es entsteht ein Plasma. Dort werden vorwiegend die Elektronen durch das intensive elektromagnetische Feld des Lasers angetrieben. Die Wechselwirkung ist so stark, dass die Elektronen kinetische Energien oberhalb ihrer Ruhenergie $E_0 = 0,511 \text{ MeV}$ erreichen. Aus diesem Grund heißen diese ultrahohen Intensitäten auch relativistische Intensitäten. Dabei gibt es eine Vielzahl interessanter Effekte:

Durch die relativistische Bewegung der Plasmaelektronen gibt es als Rückwirkung auf die Lichtausbreitung z.B. die relativistische und die ponderomotorische Selbstfokussierung. Es eröffnet sich das Feld der relativistischen Optik.

Aber auch das Laserplasma ist in vielerlei Hinsicht interessant. Durch die starke Anregung kommt es zu einer nichtlinearen Oszillation der Elektronen und in deren Folge zur Abstrahlung höherer Harmonischer, nichtlineare Thomson-Streuung genannt [3]. Im Plasma werden die Elektronen auch in der Ausbreitungsrichtung des Lasers beschleunigt [4]. Diese Elektronen können vielfältig eingesetzt werden.

Werden sie in festem Material abgebremst, entsteht Bremsstrahlung bis in den MeV-Bereich hinein, sowie durch Konversion charakteristische Strahlung. Diese kann als Quelle für zeitaufgelöste Röntgenbeugung verwendet werden [5], die energiereiche Strahlung für Laser-induzierte Kernphysik [6, 7, 8]. Können die Elektronen das Material durchdringen, werden an der Rückseite haftende Protonen oder Ionen beschleunigt [9, 10].

Wird Gas zur Erzeugung des Plasmas verwendet, können die Elektronen weiter genutzt werden. Es können ultrakurze und energetisch schmalbandige Elektronenpulse mit Anlagen zu erzeugt werden, die wesentlich kleiner sind als konventionelle Beschleuniger [11, 12, 13].

Die Beschleunigungsprozesse lassen sich jedoch nicht mehr analytisch beschreiben. An dieser Stelle können Simulationen weiterhelfen. Diese benötigen für die Wahl der Parameter möglichst präzise, experimentell gewonnene Informationen über die Beschleunigung. Es wäre auch möglich, durch entsprechende Experimente auf die Simulationen verzichten zu können.

Exakt an dieser Stelle setzt die vorliegende Diplomarbeit an. Über ein Anrege-Abfrage-Experiment kann zu jedem Zeitpunkt der Beschleunigung der Elektronen ihre momentane Energieverteilung ermittelt werden. Dazu wird ein Aufbau mit gegenläufigen Laserstrahlen benutzt [14]. Mit einem Strahl werden Elektronen beschleunigt. Die Photonen des zweiten Strahls werden an diesen Elektronen gestreut. Der Streuprozess ist Thomson-Rückstreuung, die Photonen werden dabei zu Röntgen-Photonen. Das Röntgenspektrum wird gemessen, und daraus können Aussagen über die Energieverteilung der Elektronen getroffen werden. Die Besonderheit dieses Experiments ist, dass die Verteilung der Elektronen während ihres Beschleunigungsprozesses gemessen wird, und diese Messung zeitaufgelöst erfolgen kann.

Thomson-Rückstreuung wird zur Diagnose in konventionellen Beschleunigern eingesetzt [15]. Ebenso wird dieses Prinzip zur Erzeugung ultrakurzer Röntgenpulse genutzt [16].

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst, in Kapitel 2, die dem Experiment zugrunde liegenden Effekte seitens der Theorie erörtert. Es schließen sich mit Kapitel 3 Erläuterungen zum Aufbau und Betrieb des Versuchs an. Die gewonnenen Erkenntnisse werden abschließend in Kapitel 4 dargelegt und in Kapitel 5 zusammengefasst. Kapitel 6 skizziert zukünftige Einsatzmöglichkeiten.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Diese Kapitel behandelt Themen, die für diese Diplomarbeit sehr wichtig sind. Zuerst werden Effekte im Laser-Plasma beschrieben, auf denen die anschließende Einführung zur Beschleunigung von Elektronen durch den Laser aufbaut. Danach wird die Thomson-Rückstreuung behandelt. Danach kann dann die Idee, die dem Experiment zu Grunde liegt, entwickelt werden.

2.1 Laser-Plasma

Wie Eingangs angesprochen, wird Materie durch ultraintensive Laserpulse immer ionisiert. Die Ionisation ist in der Regel erst durch die hohen Intensitäten möglich, und basiert auf Mehr-Photonen-Prozessen, Tunnel- sowie Feldionisation. Die Schwellen für diese Prozesse liegen bei $10^{12} \dots 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Diese Intensitäten erreicht ein Laserpuls etwa 8 Pulsdauern vor seinem Maximum – das Plasma ist somit schon vor dem Eintreffen der Intensitätsspitze vorhanden. Der Energieaufwand zur Erzeugung eines Plasmas ist vernachlässigbar, der Laserpuls wird dadurch nur wenig verändert.

Die Vorgänge in einem solchen Laserplasma sind sehr komplex. Die geladenen Teilchen sind Ausgangspunkt elektromagnetischer Felder, werden aber auch von ihnen beeinflusst. Dadurch ist eine Vielzahl von Plasmawellen möglich. Zusätzlich bringt der Laserpuls große Feldstärken mit sich, die die Elektronen stark beschleunigen, wodurch relativistisch gerechnet werden muss.

Die Lichtausbreitung im Plasma ist durch die Dispersionsrelation [17]

$$\omega^2 = \omega_P^2 + k^2 c^2$$

bestimmt, wobei ω_P die Plasmafrequenz der Elektronen ist:

$$\omega_P^2 = e_0^2 n_e / \varepsilon_0 m .$$

Sie wird durch die Elektronendichte n_e und die Elektronenmasse $m = \gamma m_e$ bestimmt.

Für $\omega > \omega_P$ breitet sich die Welle aus, ist sie kleiner, kommt es zur Evaneszenz. Aus der Dispersionsrelation kann ein Brechungsindex abgeleitet werden:

$$n = \sqrt{1 - \omega_P^2 / \omega^2} = \sqrt{1 - n_e / n_{crit}} .$$

Hierbei ist n_{crit} die kritische Dichte, bei der es zur Evaneszenz kommt. Sie ist durch

$$n_{crit} = \frac{\varepsilon_0 m \omega^2}{e_0^2}$$

gegeben.

Die Verdrängung von Elektronen aus dem Bereich hoher Intensitäten durch die ponderomotorische Kraft (Gleichung A.14)

$$\mathbf{F}_P = -\frac{e_0^2}{2\varepsilon_0 m_e \omega^2 c} \nabla [I(\mathbf{r}, t)]$$

lässt die Elektronendichte n_e abnehmen. Die Brechzahl nimmt dadurch zu, ein fokussierendes Brechzahlprofil entsteht. Das ist die ponderomotorische Selbstfokussierung.

Parallel dazu gibt es die relativistische Selbstfokussierung. Sie entsteht dadurch, dass die Elektronen im Bereich hoher Intensitäten stärker oszillieren, wodurch ihre mittlere Masse zunimmt. Dadurch wird die Plasmafrequenz kleiner, es kommt ebenfalls zur Zunahme der Brechzahl.

Beide Phänomene treten auf, wenn der relativistische Parameter des Laserpulses

$$a_0 = \frac{e_0 E_0}{m_e \omega c} = 0,85 \times \frac{\lambda}{1 \mu\text{m}} \times \sqrt{\frac{I}{10^{18} \text{ W/cm}^2}}$$

nicht mehr vernachlässigbar ist (Gleichung A.8). Dies bedeutet für einen Laser mit $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$ Intensitäten von $I > 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Werden solche Intensitäten erreicht, entsteht im Plasma ein sog. relativistischer Kanal. Das ist ein Raumgebiet, in dem sich die Elektronen relativistisch bewegen. Es entsteht dadurch, dass das fokussierende Verhalten des Plasmas durch Beugungseffekte kompensiert wird. Das Licht breitet sich parallel aus, bis eine bestimmte Stelle erreicht ist, an der die Energie des Laserpulses verbraucht ist. Der Kanal ist deutlich länger als die Rayleigh-Länge des Fokus.

Der relativistische Kanal ist ein interessantes Objekt. Er sendet z.B. durch nicht-lineare Thomson-Streuung Strahlung aus und in ihm können Elektronen beschleunigt werden (siehe folgender Abschnitt). Gleichzeitig ist er auch ein Ionenkanal, der durch die Verdrängung der Elektronen entsteht. Es wirken starke radiale Felder auf die Elektronen, sodass sie in dem Kanal oszillieren. Die entstehende Strahlung ist die Betatron-Strahlung aus Laserplasmen [18]. Weitere Arten von Strahlungen aus dem Plasma, die auch im Röntgenbereich liegen können, sind z.B. Bremsstrahlung oder charakteristische Strahlung der Ionen.

2.2 Elektronenbeschleunigung in Laser-Plasmen

Tajima und Dawson haben 1979 erstmals vorgeschlagen [19], Elektronen mit Lasern zu beschleunigen. Das dort vorgestellte Konzept ist die „laser wake field acceleration“, LWFA. Dieses Prinzip beruht darauf, dass die Elektronen des Plasmas durch die ponderomotorische Kraft des Laser aus ihren Gleichgewichtslagen gebracht werden, die Ionen wegen ihrer viel größeren Masse jedoch ruhen bleiben. Die Vorderflanke des Laserpulses treibt die Elektronen nach vorne. Dadurch entsteht eine rückwärts gerichtete Coulomb-Kraft. Der Laserpuls überholt die Elektronen, sie werden nach hinten über ihre Ruhelage hinaus beschleunigt. Dann bleibt die Coulomb-Kraft übrig, die nun nach vorne wirkt. Dieses Feld ist das wake-field. Durch diese Vorgänge entsteht eine Plasmawelle, siehe Abbildung 2.1.

An der Vorderflanke des Laserpulses (rot) herrscht Elektronenmangel, da sie dort verdrängt werden. An seiner Rückseite ist dagegen ein Überschuss. Diese Dichteschwankung läuft mit dem Laserpuls mit. Weit vor dem Puls ist noch die Quasi-Neutralität des Plasmas gegeben. Die vom Laserpuls erzeugte Variation der Elektronendichte beeinflusst über die Brechzahl den Laserpuls selbst – es kommt zur Selbstmodulation.

Die Plasmawelle wird besonders effektiv angeregt, wenn die Länge des Laserpulses gleich der halben Plasmawellenlänge ist, $c\tau_L = \pi c/\omega_P$. Dieser Formel liegt eine Art Phasenanpassung zugrunde: Ist die Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses gleich der Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle, bleibt die Situation in Abbildung 2.1 (hellblau) für lange Zeit bestehen, es gibt einen effizienten Energietransfer in die Plasmawelle.

In einem bestimmten Parameterfeld (dichte, aber unterkritische Plasmen) geht die LWFA in die „self-modulated laser wake field acceleration“ (SM-LWFA) über [4].

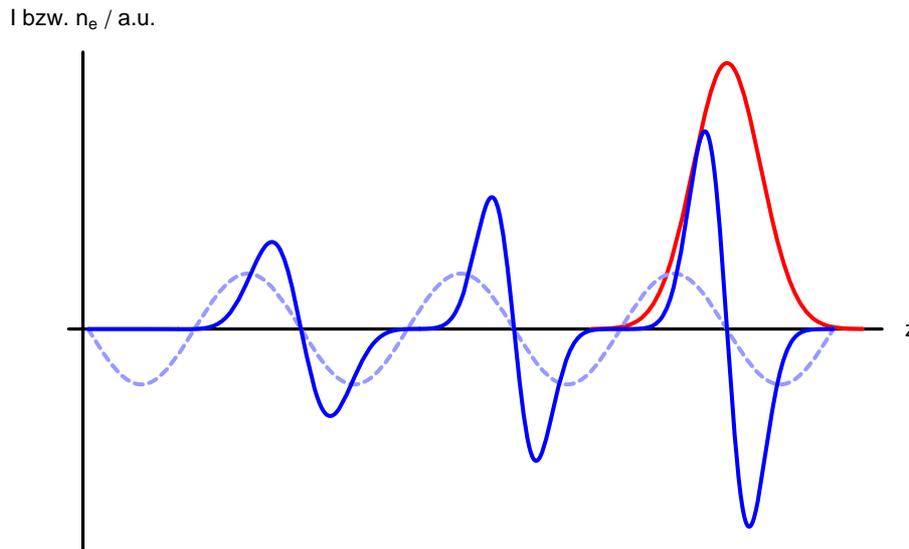


Abbildung 2.1

Zur Veranschaulichung der LWFA.

Rot: Der treibende Laserpuls, der sich nach rechts ausbreitet.

Hellblau-gestrichelt: Die induzierte Plasmawelle zu Beginn des Prozesses. An der Vorderflanke des Pulses herrscht Elektronenmangel, dahinter ein Überschuss. Die Welle propagiert mit dem Laserpuls, und sammelt Elektronen auf.

Blau: Die Plasmawelle zu einem späteren Zeitpunkt im nichtlinearen Regime. Die Skalierungen sind nicht vergleichbar.

Dort ist zunächst die Resonanzbedingung nicht erfüllt, wegen $\tau_L \sim 1/\sqrt{n_e}$ müsste der Puls sehr kurz sein, was seitens der Lasertechnik schwierig ist. Zwischen dem Laserpuls und dem Plasma findet eine starke Wechselwirkung statt, in deren Folge der Laserpuls moduliert wird und sich zeitlich stark verkürzt. Für diesen kurzen Puls sind die Bedingungen für die LWFA gegeben.

Durch diese Mechanismen kann soviel Energie aus dem Laserpuls in die Plasmawelle übergehen, dass ihre Amplitude zunimmt, und sich die nichtlinearen Effekte in der Dispersionsrelation der Plasmawelle bemerkbar machen. Sie wird moduliert, die Welle wird immer steiler (blau in Abbildung 2.1), bis sie bricht. Analog zu Meereswellen wird erst beim Brechen der Welle ein Impuls in Ausbreitungsrichtung auf die beteiligten Teilchen übertragen. In diesem so genannten „broken-wave re-

gime“[20] sollen Elektronenpulse (engl. bunch) mit Energien von einigen 100 MeV und Ladungen von einigen nC erzeugt werden können. Diese Vorhersagen konnten auch bestätigt werden [11].

In diesen nichtlinearen Regimes sind die Prozesse nur noch mit Simulationen zu beschreiben. Aus den Simulationen ist ersichtlich, dass sich eine Plasmablase bildet, die die Elektronen einfängt und in der sie beschleunigt werden. Da die Elektronen sehr dicht liegen, werden sie einheitlich beschleunigt. Das äußert sich im Elektronenspektrum durch einen monoenergetischen Peak.

Diese Ergebnisse wurden an Laseranlagen erzielt, die sich vom Laser am IOQ (JETI: Jenaer Ti:Saphir-Laser) deutlich unterscheiden. Dennoch ist es auch mit weniger Aufwand möglich, Elektronenspektren mit monoenergetischen Peaks zu erzeugen, wie Messungen im Jahr 2004 am IOQ ergaben [21], Abbildung 2.2.

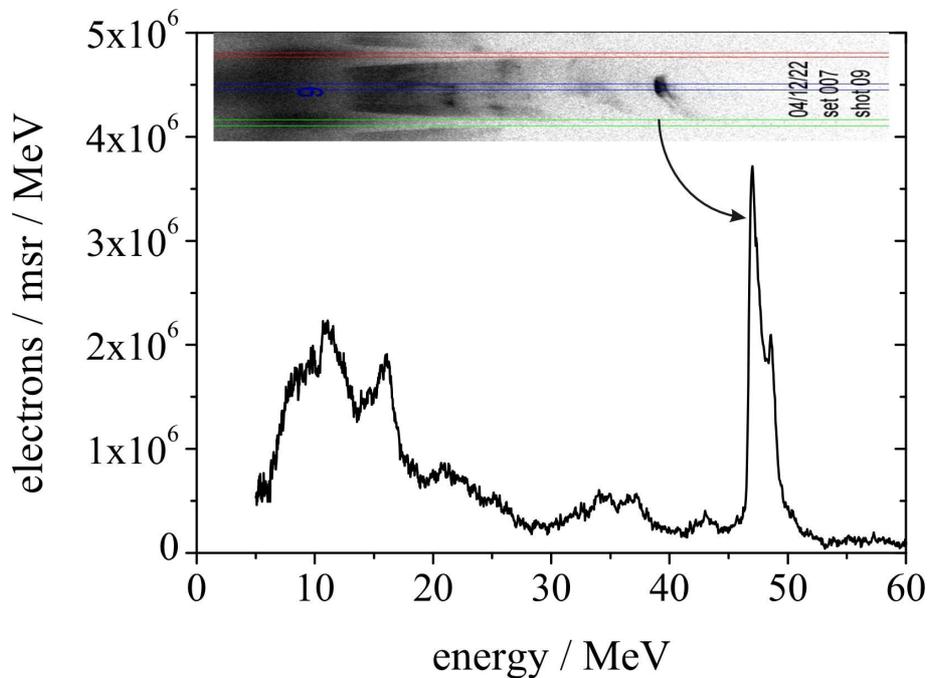


Abbildung 2.2

Ein Elektronenspektrum mit einem monoenergetischen Anteil. Die monoenergetischen Anteile wiesen starke Schuss-zu-Schuss-Schwankungen auf, sie lagen häufig bei niedrigeren Energien. Der Einsatz oben zeigt die Bildplatte, mit der das Spektrum aufgezeichnet wurde.

Bildnachweis: [21]

Diese Messungen wurden, ähnlich wie auch in [11, 12, 13], mit einem Magnet-Spektrometer durchgeführt. Das ist eine Standard-Methode. Dabei wird die Ablenkung von Elektronen durch die Lorentz-Kraft in einem homogenen magnetischen Feld ausgenutzt. Die Trajektorie der Elektronen ist ein Ausschnitt aus einer Kreisbahn, deren Radius von der Elektronenenergie abhängt. Dadurch werden die Elektronen räumlich separiert, und können z.B. mit Bildplatten (image plates) detektiert werden. Dies ist im Einsatz oben in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Schwärzung ist ein Maß für die Elektronenzahl, die Lage in der Horizontalen entspricht der Energie (weiter rechts treffen Elektronen mit höherer Energie auf), und die Breite in der Vertikalen bzw. die Abweichungen von der Mittellinie ist ein Maß für die Divergenz.

In diesen Experimenten wurden einerseits die typischen Elektronenspektren gemessen, siehe Abbildung 2.3. Diese weisen einen exponentiellen Verlauf auf, das ist ihr Charakteristikum. Den Elektronen kann deswegen eine Temperatur T_e zugeordnet werden, deren Kenntnis für andere Experimente wichtig ist.

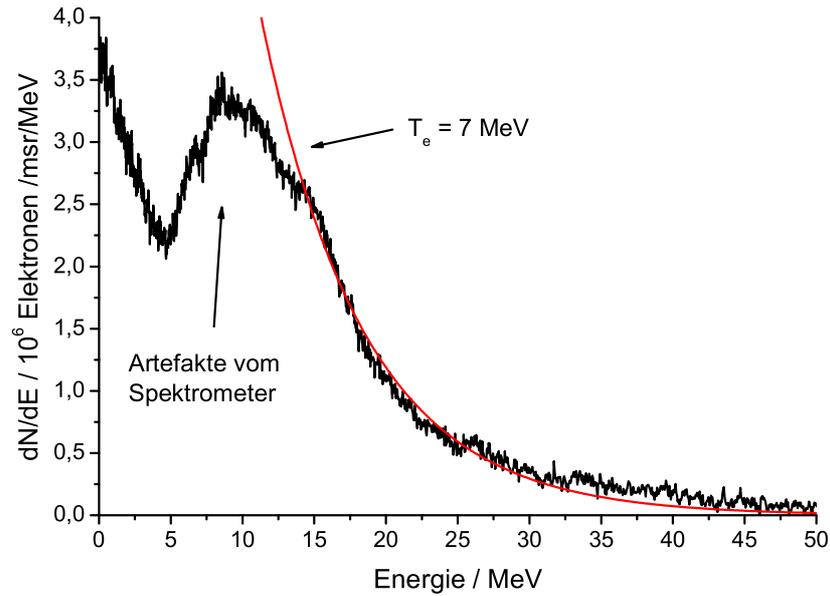


Abbildung 2.3

Typisches Elektronenspektrum, durch SM-LWFA erzeugt. Das Spektrum kann gut durch eine exponentielle Verteilung approximiert werden.

Bildnachweis: [21]

Es konnten aber auch in engen Parameterbereichen monoenergetische Elektronenstrahlen erzeugt werden, wie Abbildung 2.2 illustriert. Diese Anteile überlagern sich dem exponentiellen Spektrum. Sowohl die Energie als auch die Elektronenzahl einer solchen Population wiesen starke Schwankungen auf. Diese monoenergetischen Anteile lagen typischerweise zwischen 20 und 50 MeV, die Bandbreite lag unter 2%.

Da dieses Ergebnis nicht erwartet wurde, wurden entsprechende Simulationen durchgeführt [22]. Ihre Parameter sind das räumliche Profil der Gasdichte (Gaussförmig) und die Charakteristik des Laserpulses (Intensität im Fokus, Fokus vor der maximalen Gasdichte) während der Experimente. Ergebnisse der Simulation sind in Abbildung 2.4 dargestellt.

Gleich zu Beginn bildet sich ein exponentielles Elektronenspektrum aus. Der Laserpuls wird dann moduliert, im Spektrum nimmt im Wesentlichen die Amplitude zu. Im Bereich wieder abnehmender Gasdichte wird die Plasmablase gebildet, die zu einem monoenergetischen Anteil bei 30 MeV führt. Diese Energie liegt im Bereich gemessenen Werten.

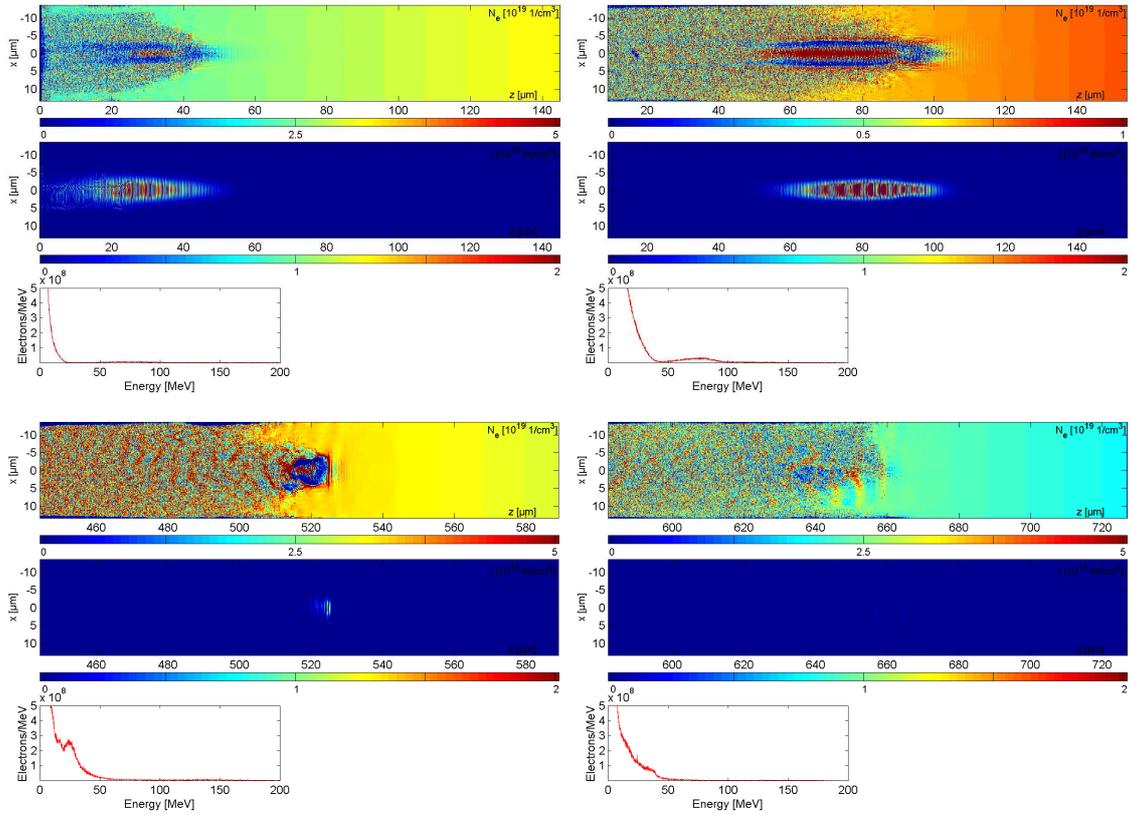


Abbildung 2.4

Ergebnisse der Simulation der Elektronenbeschleunigung. In jedem Bild oben die Plasmadichte, in der Mitte die Intensitätsverteilung des Laserpulses, unten die Energieverteilung der Elektronen. Die x-Achse der großen Bilder ist die Propagationslänge.

Oben links: Beginn der Simulation im Bereich niedriger Plasmadichte. Der Puls ist noch unverändert (bis auf Artefakte vom Beginn der Simulation).

Oben rechts: Etwas später, vor der maximalen Plasmadichte. Deutlich zu sehen die große Elektronenansammlung auf der Achse, die starke radiale Felder hervorruft, sowie die beginnende Modulation des Laserpulses.

Unten links: Nach dem Dichte-Maximum. Der Laserpuls hat sich auf wenige Zyklen verkürzt. Sehr gut zu erkennen ist die „bubble“. Es bildet sich im Spektrum ein monoenergetischer Anteil bei 30 MeV.

Unten rechts: Nach dem Brechen der Plasmawelle bleibt ein exponentielles Spektrum übrig.

Bildnachweis: [22]

2.3 Thomson-Streuung

Die Thomson-Streuung ist die Abstrahlung elektromagnetischer Wellen von einem quasi-freien Elektron, welches eine elektromagnetische Anregung erfährt. Ein Spezialfall ist in Anhang B dargestellt. Allgemein kann die Abstrahlung dadurch bestimmt werden, indem die durch die Anregung erzwungene Bewegung des Elektrons berechnet wird und mit der Bahnkurve die Liénard-Wiechert-Potenziale gelöst werden.

Die Abgrenzung zur Compton-Streuung wird durch folgenden Vergleich der Energie des gestreuten Photons im Ruhesystem des Elektrons mit dessen Ruhenergie vollzogen [3]:

$$\hbar\omega' \begin{cases} < m_e c^2 & \text{Thomson - Streuung} \\ > m_e c^2 & \text{Compton - Streuung} \end{cases}$$

Bei der Thomson-Streuung (Anhang B) kann es auf 2 Wegen zu Änderungen der Frequenz des gestreuten Photons kommen:

- Bewegt sich das Elektron aus der Sicht des Laborsystems relativistisch, gibt es aufgrund der nötigen Lorentz-Transformation winkelabhängige Änderungen der Energie der gestreuten Photonen (relativistischer Doppler-Effekt).
- Bei sehr starker Anregung kommt es zu einer nichtlinearen Bewegung des Elektrons (Anhang A.2), wodurch auch höhere Harmonische emittiert werden.

Bei dem für diese Diplomarbeit durchgeführten Experiment wird Röntgenstrahlung durch Thomson-Rückstreuung an relativistischen Elektronen bei niedrigen Anregungsintensitäten erzeugt. Um die Ursache für den Übergang von sichtbarem Licht zu Röntgenlicht zu erläutern, und eine Idee für die Rekonstruktion des Elektronenspektrums aus dem Röntgenspektrum zu vermitteln, genügt ein einfaches Modell. Dieses wird zuerst vorgestellt, bevor dann eine allgemeineren Theorie Anwendung findet.

2.3.1 Grundlegende Beschreibung der Rückstreuung

Ein Elektron bewegt sich in z-Richtung und ist durch den relativistischen Parameter $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2} \gg 1$ ($\beta = v/c \approx 1$) gekennzeichnet. Eine in x-Richtung linear polarisierte Lichtwelle geringer Intensität und der Frequenz ω_0 kommt ihm entgegen. Das Laborsystem sei das in Anhang C als S bezeichnete System, und S' das Koordinatensystem in dem das Elektron vor der Streuung ruht.

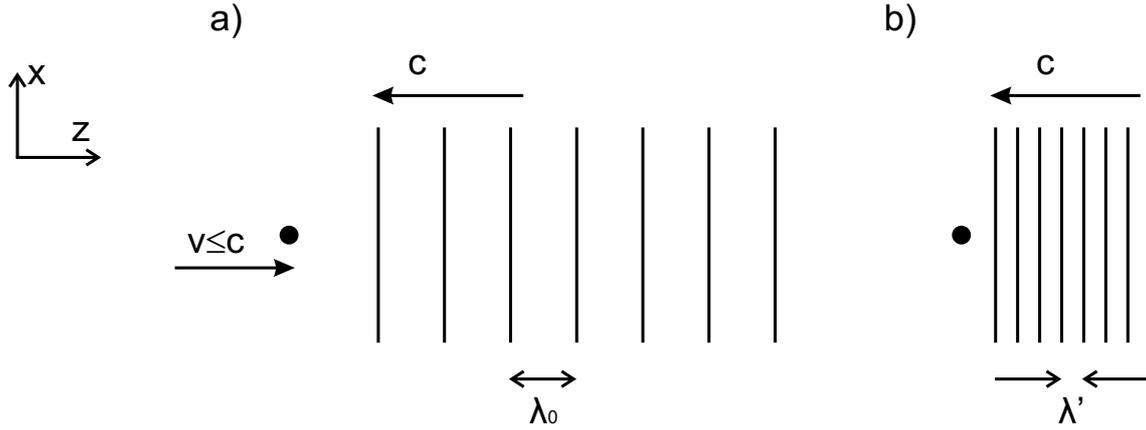


Abbildung 2.5

Änderung der Wellenlänge beim Übergang vom Laborsystem zum mittleren Ruhssystem des Elektrons bei einem geraden Stoß zwischen einer ebenen Welle und einem Elektron.

a) das Laborsystem: Das Elektron bewegt sich mit $v \leq c$ nach rechts, die elektromagnetische Welle mit der Wellenlänge $\lambda_0 = c/\omega_0$ nach links.

b) das Ruhssystem des Elektrons. Die Welle hat nun die kürzere Wellenlänge λ' .

Demzufolge hat das Licht aus der Sicht des Elektrons gemäß Gleichung (C.6) die Frequenz

$$\omega' = \omega_0 \gamma (1 - \beta \cos \vartheta') \approx 2\gamma \omega_0,$$

da für diese Transformation der Winkel $\vartheta' = \vartheta = \pi$ ist. Siehe hierzu Abbildung 2.5.

Im Ruhssystem des Elektrons wird gemäß Gleichung (B.5) eine Kugelwelle mit der selben Frequenz ω' und der selben Polarisation (in x-Richtung) ausgesendet. Die Intensitätsverteilung ist eine liegende Acht, wie aus Gleichung (B.6) zu sehen ist. Siehe hierzu Abbildung 2.6-a).

Im Laborsystem dagegen wird etwas anderes beobachtet, siehe Abbildung 2.6-b). Zum einen ist die Frequenz

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta \cos \vartheta) \approx 2\gamma \omega',$$

da hier die inverse Transformation mit der Bedingung $\vartheta = \vartheta' = 0$ benutzt wird. Zum anderen muss die Abstrahlcharakteristik (B.6) mittels den Gleichungen (C.7) transformiert werden. Die Abstrahlung erfolgt in einen engen Kegel mit der Öffnung $2\Theta = 1/\gamma$ nach vorne.

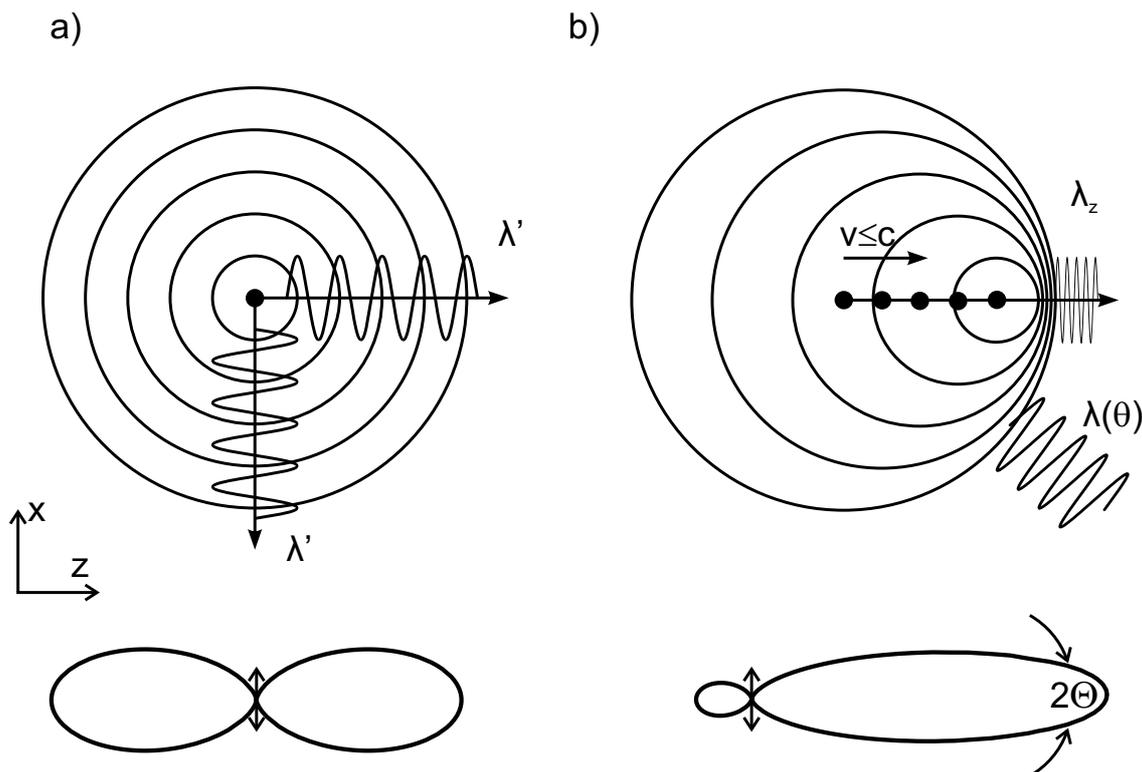


Abbildung 2.6

Änderung der Wellenlänge und des Abstrahlverhaltens beim Übergang vom mittleren Ruhesystem des Elektrons zum Laborsystem.

a) Aussendung von Kugelwellen im mittleren Ruhesystem des Elektrons. In allen Richtungen wird die Wellenlänge λ' beobachtet. Die Abstrahlung erfolgt rotationssymmetrisch um die Dipolachse. In Schwingungsrichtung wird keine Energie abgestrahlt.

b) Aussendung von Kugelwellen durch das Elektron, das sich mit der Geschwindigkeit v nach rechts bewegt. Je nach Beobachtungsrichtung $\theta \equiv \vartheta$ wird eine bestimmte Wellenlänge wahrgenommen. In Flugrichtung ist die Wellenlänge am kürzesten. Die Abstrahlung konzentriert sich nach vorne.

Das zentrale Ergebnis ist die Frequenz des rückgestreuten Lichtes:

$$\omega \approx 4\gamma^2\omega_0 \quad (2.1)$$

Sie stellt einen direkten Zusammenhang zwischen der Energie des Elektrons (γ) und dem beobachteten Licht her. Es kann somit aus der beobachteten Frequenz die Energie des Elektrons bestimmt werden.

Das Spektrum der Streuung an einem Elektronenpuls ist die Summe aller Einzelspektren. Sind die Elektronen gemäß $f(\gamma)$ verteilt (vgl. Abbildungen 2.2 bis 2.4), erhält das Spektrum die Form $g(\omega) = f(\sqrt{\omega/4\omega_0})$. Umgekehrt kann aus einem gemessenen Photonenspektrum das Elektronenspektrum rekonstruiert werden.

Schon in diesem einfachen Modell sind einige Annahmen enthalten, die in der Realität nicht streng erfüllt sein müssen:

1. Die Energie der Elektronen ändert sich nicht durch die Streuung.
2. Der zu streuende Puls darf nicht zu kurz sein, damit die einlaufende Welle praktisch monochromatisch ist.
3. Jedes Elektron sieht die gleiche elektromagnetische Welle.

Die letzte Annahme beinhaltet mehrere Voraussetzungen:

- a) Der Laserpuls hat einen größeren Querschnitt als der Elektronenbunch. In diesem Fall tragen alle Elektronen zur Streuung bei, und die Intensität ist für alle Elektronen gleich.
- b) Die einlaufende Welle ist eben, und die Divergenz des Elektronenstrahls ist vernachlässigbar klein. Dann findet überall Rückstreuung statt.

Falls sich die Energie während der Streuung durch andere Prozesse ändert, wird darüber gemittelt. Ebenso wird eine inhomogene transversale Verteilung der Elektronen im Bunch nicht aufgelöst.

2.3.2 Rückstreuung an Elektronenstrahlen

Es liegen mehrere Arbeiten vor, die auf der relativistischen Berechnung der Bahnkurve und der Bestimmung der Spektren aus den Liénard-Wiechert-Potenzialen beruhen. Die klassische Arbeit von Sarachik und Schappert [23] beinhaltet die analytische Berechnung der nichtlinearen Thomsonstreuung von Elektronen, die anfänglich ruhen. Esarey und Ride haben in [24] zunächst die nichtlineare Thomson-Rückstreuung berechnet, und die Ergebnisse in [25] auf beliebige Streuwinkel verallgemeinert. Catravas *et al.* hat in [26] die Eignung von Thomson-Rückstreuung an Laser-erzeugten Elektronen als Röntgenquelle untersucht. Tomassini *et al.* hat in [27] Ideen geäußert, wie die Thomson-Rückstreuung zur Messung der Energieverteilung von Laser-beschleunigten Elektronen eingesetzt werden kann. Ein exzellenter Übersichtsartikel ist die Abhandlung von Lau *et al.* [3].

Im Fall schwacher Anregung ($a_0 \ll 1$), schneller Elektronen ($\gamma \gg 1$) und kleiner Beobachtungswinkel ($\vartheta^2 \ll 1$) gilt für die je Raumwinkel und Frequenzintervall abgestrahlte Intensität eines einzelnen Elektrons [26]:

$$\frac{d^2 I_{single}}{d\omega d\Omega} \simeq r_e m_e c \left(\frac{\omega}{4\gamma^2 \omega_0} \right)^2 \gamma^2 N_0^2 a_0^2 R(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0).$$

Dabei ist r_e der klassische Elektronenradius, N_0 die Anzahl der Perioden im Puls und $R(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ die Resonanzfunktion. Sie bestimmt die Form des Spektrums in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel ϑ , dem Elektronenparameter γ und der verwendeten Anregungsfrequenz ω_0 . Bei gegebenen Parametern ist eine bestimmte Frequenz $\omega = \omega_R$ besonders stark (resonant):

$$\omega_R = \frac{4\gamma^2 \omega_0}{1 + \gamma^2 \vartheta^2}.$$

Diese Gleichung ist eine allgemeinere Fassung von Gleichung (2.1). Mit größer werdendem Beobachtungswinkel verringert sich die Frequenz des gestreuten Lichtes.

Ist zusätzlich die Zahl der Oszillationen hinreichend groß, $N_0 \rightarrow \infty$, geht die Resonanzfunktion in eine Delta-Funktion über,

$$R \rightarrow \Delta\omega_R \delta(\omega - \omega_R)$$

mit der spektralen Breite $\Delta\omega_R = \omega_R/N_0$. In Hinsicht auf die weitere Rechnung ist es günstig, die Resonanzfrequenz durch einen korrespondierenden γ -Faktor zu substituieren:

$$\gamma_R^2 = \frac{\omega/4\omega_0}{1 - \vartheta^2 \omega/4\omega_0}.$$

Damit lässt sich der entsprechende Grenzwert von R formulieren:

$$R \rightarrow \frac{2\gamma_R^3 \omega_0}{N_0 \omega} \delta(\gamma - \gamma_R).$$

Für Elektronen eines Bunch muss über dessen Energieverteilung $f(\gamma)$ integriert werden:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \int f(\gamma) \frac{d^2 I_{single}}{d\omega d\Omega} d\gamma.$$

Die Integration vereinfacht sich, wenn die Delta-artige Näherung für R benutzt wird. Nach Rück-Substitution erhält man:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{r_e m_e c N_0 a_0^2}{2} \frac{\omega}{4\omega_0} \sqrt{\frac{\frac{\omega}{4\omega_0}}{1 - \vartheta^2 \frac{\omega}{4\omega_0}}} f \left(\gamma = \sqrt{\frac{\frac{\omega}{4\omega_0}}{1 - \vartheta^2 \frac{\omega}{4\omega_0}}} \right). \quad (2.2)$$

Ein Bunch, bestehend aus N_B Elektronen, emittiert in einen kleinen Raumwinkel $\Delta\Omega$ und ein Frequenzfenster $\Delta\omega$

$$N = \frac{N_B}{\hbar\omega} \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} \Delta\omega \Delta\Omega$$

Photonen der Energie $E = \hbar\omega$ je Sekunde und Fläche. Mit Gleichung (2.2), Umschreibung von Frequenzen auf Energien ($E_L = \hbar\omega_0$) und der Feinstrukturkonstanten α_f wird daraus

$$N(E) = \frac{\alpha_f N_B N_0 a_0^2}{8E_L} \sqrt{\frac{\frac{E}{4E_L}}{1 - \vartheta^2 \frac{E}{4E_L}}} f\left(\gamma = \sqrt{\frac{\frac{E}{4E_L}}{1 - \vartheta^2 \frac{E}{4E_L}}}\right) \Delta E \Delta\Omega \quad (2.3)$$

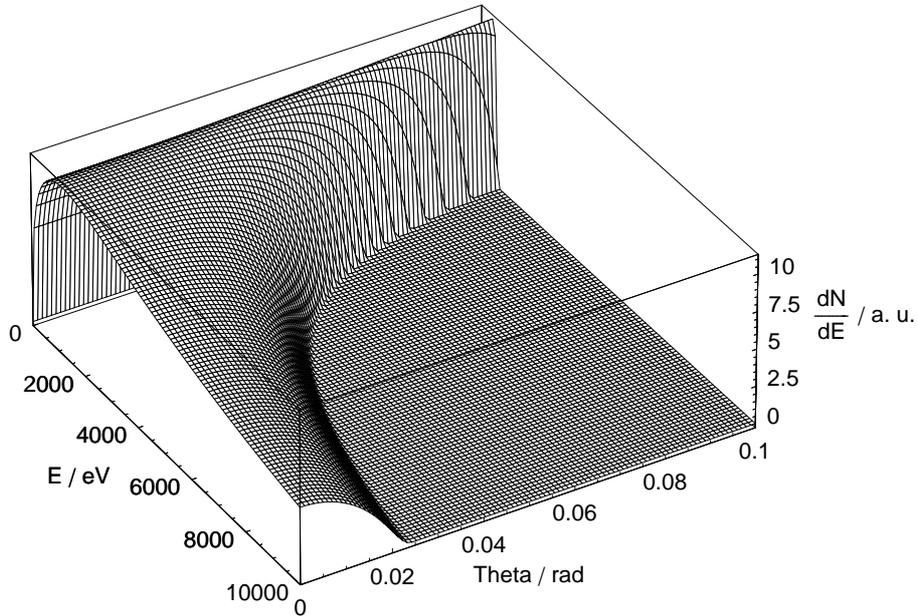


Abbildung 2.7

Winkelabhängiges Rückstreuspektrum bei exponentieller Verteilung der Elektronenenergie mit einer Temperatur von 7 MeV.

Bei gegebener Verteilungsfunktion $f(\gamma)$ können die Thomson-Rückstreuspektren mit Gleichung (2.3) berechnet werden. Nimmt man z.B. wie in Abbildung 2.3 eine exponentielle Verteilung mit einer Temperatur von ca. 7 MeV an [$f(\gamma) \sim \exp(-\gamma/T)$, mit der Temperatur $T = T_e/m_e c^2 = 14$ (für große γ eine gute Näherung)], erhält man winkelabhängige Spektren. Dies ist in Abbildung

2.7 dargestellt. Mit größer werdendem Beobachtungswinkel schneiden die Spektren bei immer kleineren Energien ab. Dennoch bleiben alle Informationen über das Elektronenspektrum erhalten, das Röntgenspektrum wird lediglich komprimiert, wie Abbildung 2.8 zeigt. Außerdem gibt es ein Maximum (trotz der monotonen Energieverteilung der Elektronen) im Spektrum. Bei on-axis-Beobachtung liegt es bei $E_{max} = 4T^2 E_L$.

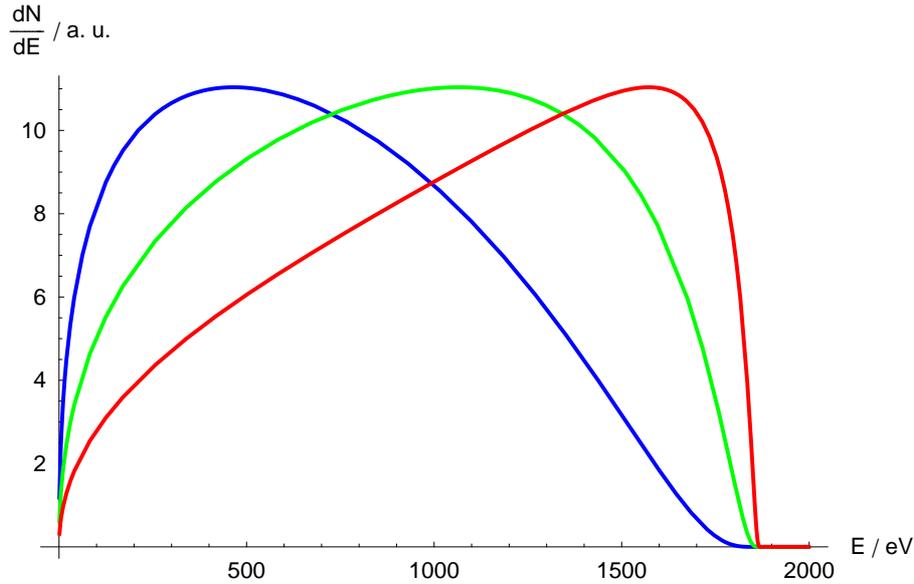


Abbildung 2.8

Rückstreuungs-Spektren bei festem Beobachtungswinkel ($\vartheta = 3,3^\circ$) und verschiedenen Elektronentemperaturen: 5 (blau), 10 (grün) und 20 (rot) MeV

Um Spektren mit monoenergetischen Anteilen zu modellieren, kann man eine Verteilung annehmen, die aus einem exponentiellen und einem Gauss-förmigen Anteil besteht: $f(\gamma) \sim A \exp(-\gamma/T) + B \exp(-\gamma^2/\sigma^2)$. Eine solche Verteilung kann z.B. zur Approximation von Abbildung 2.2 benutzt werden. Modellrechnungen hierfür sind in Abbildung 2.9 dargestellt, wobei die Breite des Gauss-Anteils größer ist als in Abbildung 2.2. Die roten Kurven sind von einem rein exponentiellen Spektrum ($B = 0$), die blauen von einem Spektrum mit einem Gauss-förmigen Anteil ($A = 0,8; B = 0,2$), die grünen ebenso, jedoch mit $A = 0,2; B = 0,8$. Die Peak-Struktur überträgt sich ins Röntgenspektrum.

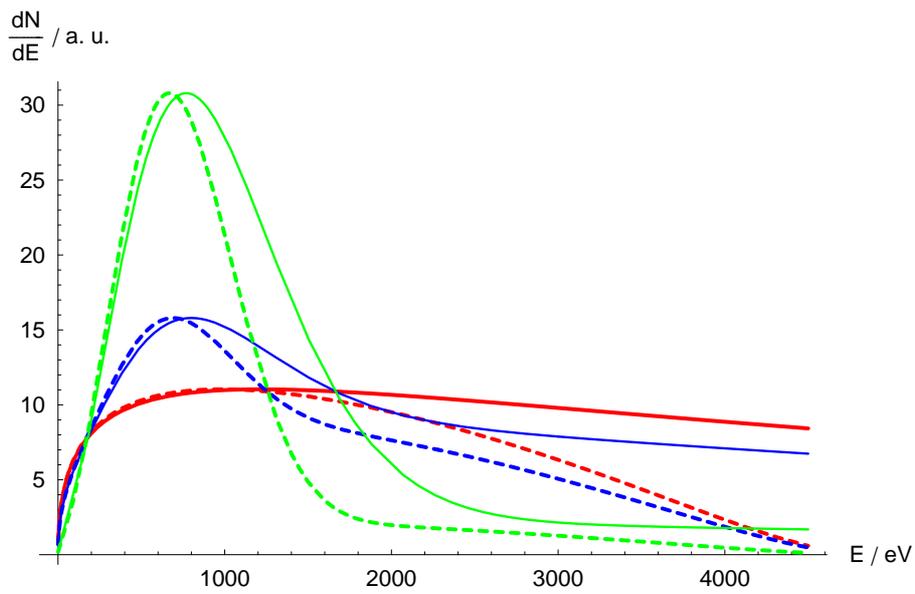
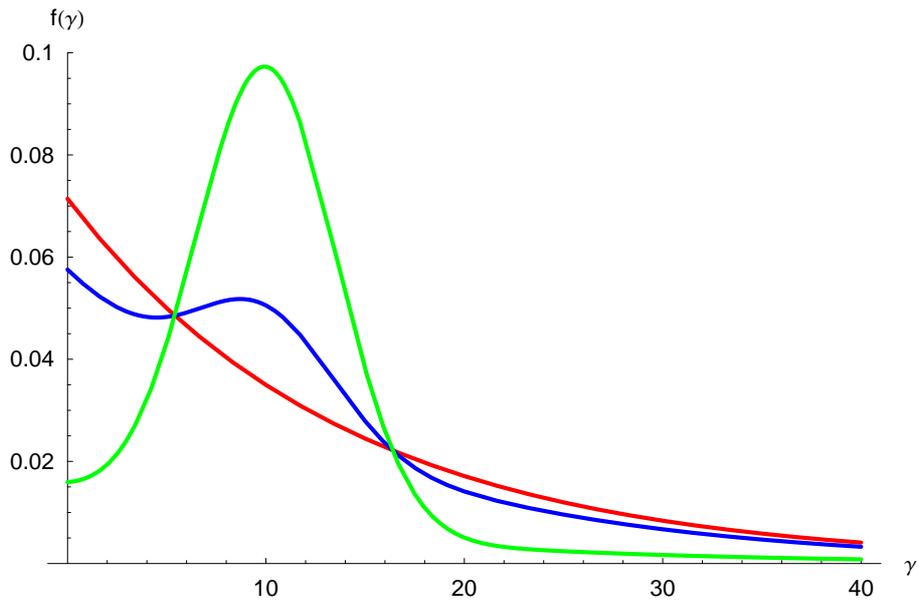


Abbildung 2.9

Oben: normierte Elektronenspektren. Rot ein rein exponentielles Spektrum mit einer Temperatur von 5 MeV, blau das gleiche Spektrum mit einem zusätzlichen Gauss-Peak bei 5 MeV, der zu 20% zur Elektronenverteilung beiträgt, und grün eine Verteilung, bei der der Gauss-Anteil zu 80% beiträgt.

Unten: Die korrespondierenden Röntgenspektren. Durchgehende Linien bei on-axis-Beobachtung, gestrichelt bei Beobachtung unter 2° .

Aus Gleichung (2.3) kann durch umgekehrtes Vorgehen mit Hilfe eines gemessenen Spektrums $N(E)$ das Elektronenspektrum $dN_e/dE_e = N_B f(\gamma)$ bestimmt werden. Dazu wird der Ausdruck für γ nach E aufgelöst, $E(\gamma) = 4E_L \frac{\gamma^2}{1+\theta^2\gamma^2}$ und bei $N(E)$ eingesetzt. Es ergibt sich:

$$\boxed{\frac{dN_e}{dE_e} = \frac{N[E(\gamma)]}{\Delta E \Delta \Omega} \frac{8E_L}{\alpha_f N_0 a_0^2 \gamma} \frac{d\gamma}{dE_e}} \quad (2.4)$$

Dabei ist $d\gamma/dE_e$ lediglich $1/m_e c^2$, und kann in die Konstanten mit aufgenommen werden.

2.4 Idee des Experiments

Mit der Thomson-Rückstreuung bei schwacher Anregung ist es möglich, Elektronenspektren zu messen ohne die Elektronen zu stören – nach der Messung liegen sie unverändert vor. Zusätzlich entsteht das Signal nur dort, wo Elektronen und anregendes Licht gleichzeitig sind. Verwendet man einen Laserpuls zur Anregung, so ist das Raumgebiet, in dem das Signal entsteht, deutlich lokalisiert.

Diese Prinzip lässt sich auf Laser-Plasma-Beschleuniger übertragen. Dazu sind 2 Laserpulse nötig: Ein relativ starker, der die Elektronenbeschleunigung verursacht, und einen schwachen für die Streuung. Um Rückstreuung stattfinden zu lassen, müssen die beiden Laserpulse entgegengesetzt propagieren.

Durch Variation der Zeitdifferenz zwischen dem Laserpuls, der die Elektronen erzeugt, und dem der die Streuung verursacht, ändert sich der Ort der Wechselwirkung längs der Beschleunigungsstrecke, denn die Elektronen sind fest an den sie erzeugenden Puls gekoppelt. Somit ändert sich auch der Zeitpunkt der Messung der Energieverteilung, seit Beginn der Beschleunigung gerechnet. Dieses Vorgehen ist in Abbildung 2.10 skizziert.

Somit kann man den Beschleunigungsprozess *in situ* beobachten. Dieses Vorgehen ist deutlich verschieden von den bisherigen Messungen der Elektronenspektren (Abschn. 2.2), die immer den Zustand nach der Beschleunigung anzeigen. Ein solches Experiment liefert Ergebnisse, die durch die Zeitauflösung viel besser mit Simulationen vergleichbar sind als die bisherigen Spektren, die die Verteilung lange nach der Beschleunigung messen.

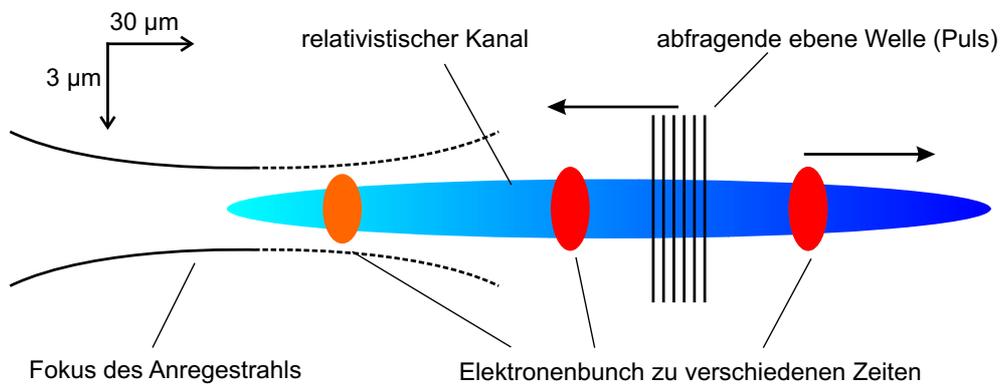


Abbildung 2.10

Mögliche experimentelle Umsetzung der Thomson-Rückstreuung an Laser-generierten Elektronen. Der von einem Laser erzeugte Elektronenbunch propagiert einem zweiten Laserpuls entgegen. Dort wo sie sich treffen, entsteht Röntgenstrahlung, die Informationen über die Energieverteilung des Bunch enthält. Aufgrund der konstanten Ausbreitung der Elektronen entspricht der Ort auch einer Zeit.

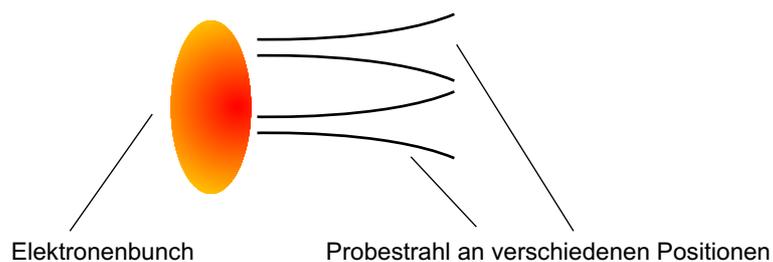


Abbildung 2.11

Weitere mögliche experimentelle Umsetzung der Thomson-Rückstreuung an Laser-generierten Elektronen. Der zweite Laserpuls kann u.U. als Sonde genutzt werden.

Kapitel 3

Vorbereitung und Betrieb des Experiments

3.1 Zweistrahl-Aufbau

Um für das in dieser Diplomarbeit beschriebene Experiment sowohl mit dem Laser relativistische Elektronen zu generieren und gleichzeitig genügend Photonen zur Thomson-Rückstreuung zur Verfügung zu haben, wurde das Zweistrahl-Experiment [14] (photon collider) modifiziert. Der Grundaufbau ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Das Zweistrahl-Experiment besteht aus einem 2,5 mm dünnen Strahlteiler, der unter 45° im Strahl steht. Der Laserpuls wird in zwei senkrecht auseinander laufende Pulse geteilt. Jeder Teilstrahl wird mit einem 45° -off-axis-Parabolspiegel fokussiert. Diese Spiegel bilden mit dem Strahlteiler ein gleichschenkliges Dreieck. In der Mitte der Basis befindet sich der gemeinsame Fokus der Teilstrahlen. Zur genauen Justage sind beide Parabolspiegel horizontal und vertikal kippbar und in allen drei Raumrichtungen verfahrbar. Diese Bewegungen erfolgen mit computergesteuerten Schrittmotoren.

Im gemeinsamen Fokus befindet sich Helium-Gas. Es wird mit einer gepulsten Düse kurz vor dem Eintreffen des Laserpulses in das Vakuum injiziert. Die Gasströmung ist eine Unterschall-Strömung, die eine bestimmte räumliche Verteilung der Gasdichte verursacht: In Strömungsrichtung nimmt die Dichte exponentiell ab, quer dazu (in Ausbreitungsrichtung des Lasers) ist es ein Gauss-förmiges Profil. Die Gasdüse wird computergesteuert verfahren, die Gasdichte wird über die Öffnungsdauer des Ventils und die Lage des Laserstrahls im Gas reguliert.

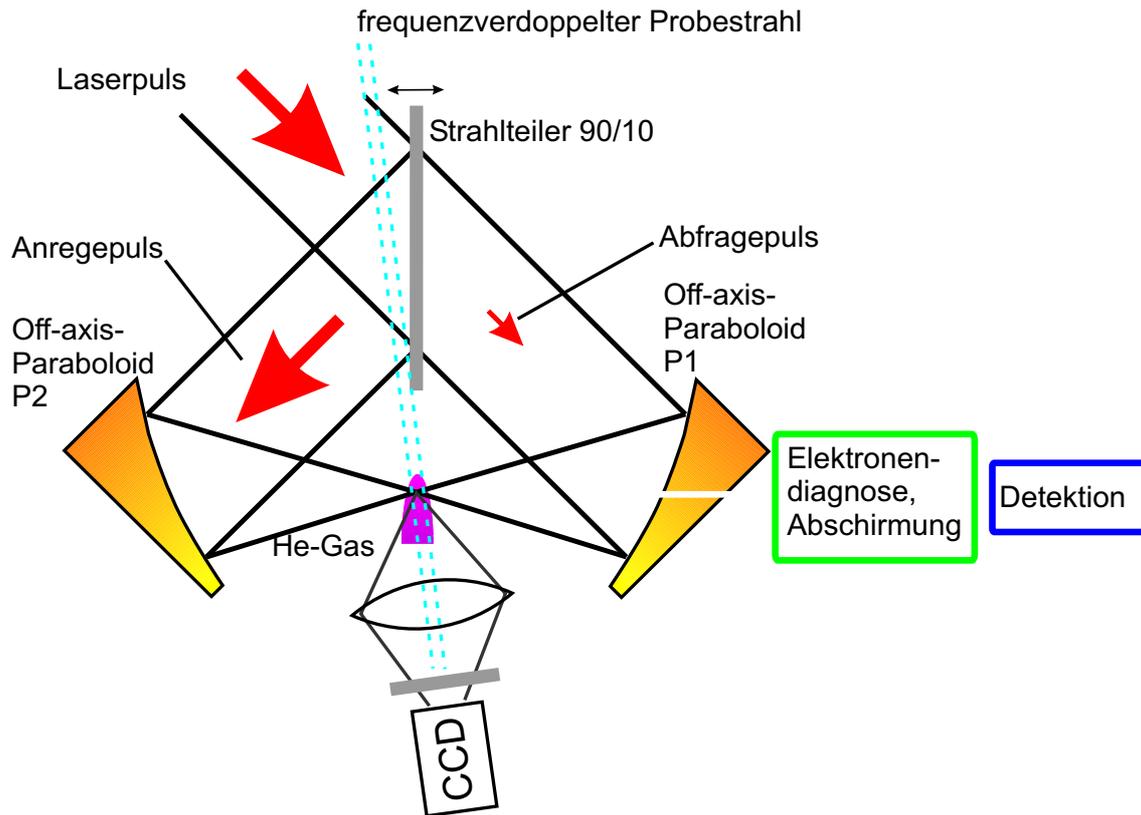


Abbildung 3.1

Schematischer Aufbau des Experiments. Er entspricht dem ursprünglichen Zweistrahl-Experiment, jedoch wird ein anderer Strahlteiler verwendet sowie ein Parabolspiegel mit einem zentrischen Loch.

Darüber hinaus kann der Strahlteiler in der angezeigten Richtung verfahren werden, um die Laufzeit der beiden Laserpulse kontrollieren zu können. Auch diese Bewegung erfolgt computergesteuert.

Zur Überwachung aller Bewegungen und der Vorgänge im Laserplasma kommt ein frequenzverdoppelter Teilstrahl des Lasers zum Einsatz, der in [28] beschrieben ist. Das Gebiet der Foki wird mit diesem Strahl durchleuchtet, wie in Abbildung 3.1 dargestellt ist. Da dieser Teilstrahl wie der Laser selbst ein Puls von etwa 100 fs Dauer ist und gegenüber dem Laserpuls verzögert werden kann, werden mit ihm zeitaufgelöste Schattenbilder erzeugt, wie sie Abbildung 3.2 zeigt.

Der frequenzverdoppelte Probestrahl kann vielfältig eingesetzt werden. Es können Phänomene im Plasma wie z.B. Schockwellen zeitaufgelöst beobachtet werden. Es kann aber auch die relative Lage der Foki zueinander und zur Gasdüse bestimmt

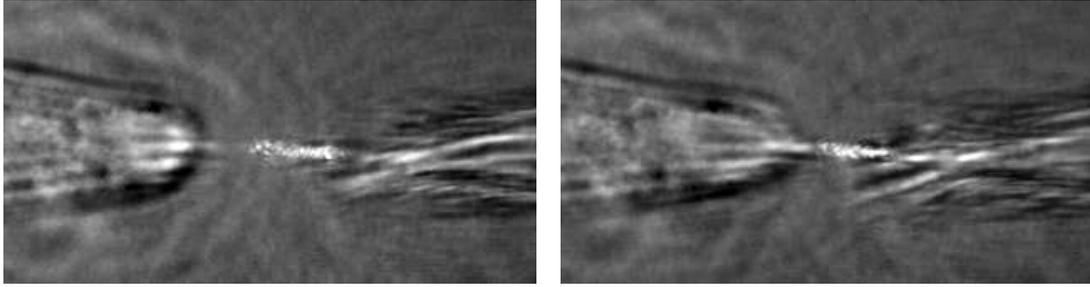


Abbildung 3.2

2 Schattenbilder aus dem Gasjet. Jeweils von links kommt der Anregepuls, von rechts der (auffilamentierte) Abfragepuls. Die Pulse sind durch die Ionisationsfronten zu sehen. In der Mitte liegt der relativistische Kanal, der wegen der zeitintegrierten Aufnahme auch zu sehen ist. Bei der rechten Aufnahme kam der frequenzverdoppelte Probestrahl etwas später, sodass beide Pulse etwas weiter vorgeedrungen sind.

werden, wodurch die Bestimmung der Gasdichte, in der der Puls propagiert, erst möglich wird. Und es kann über den Punkt, an dem sich die Pulse treffen, festgestellt werden, welche Zeitdifferenz zwischen ihnen über den Strahlteiler eingestellt wurde.

3.1.1 Änderungen und Erweiterungen

Am Aufbau wurden folgende Änderungen durchgeführt:

- Der Strahlteiler hat ein Teilungsverhältnis von 1:9. Dafür gibt es zwei Gründe: Zum einen wird für die Beschleunigung der Elektronen ein sehr intensiver Laserpuls benötigt. Andererseits soll die Thomson-Streuung im linearen Regime betrieben werden, sodass ein schwacher Laserpuls genügt.
- In den Parabolspiegel des schwachen Strahls wurde längs der z-Achse des Aufbaus ein Loch von 3 mm Durchmesser gebohrt. Dies ist für die Detektion der Rückstreuung unerlässlich, da die Strahlung im weichen Röntgenbereich liegt und bis zur Detektion keine Materie durchlaufen darf, also auch nicht den Spiegel.

Das Loch in dem Parabolspiegel stellt einen Pupilleneingriff dar, der das Fokussierungsverhalten ändert. Um die Stärke dieses Einflusses abzuschätzen, wurden Simulationen analog zu [29] durchgeführt. Eingangsdaten der Simulationen waren das Strahlprofil, die Strahldivergenz und die Foki. Alle Größen wurden experimentell

bestimmt. Die Phase des Pulses konnte nicht mit berücksichtigt werden, da sie nicht ohne weiteres messbar ist.

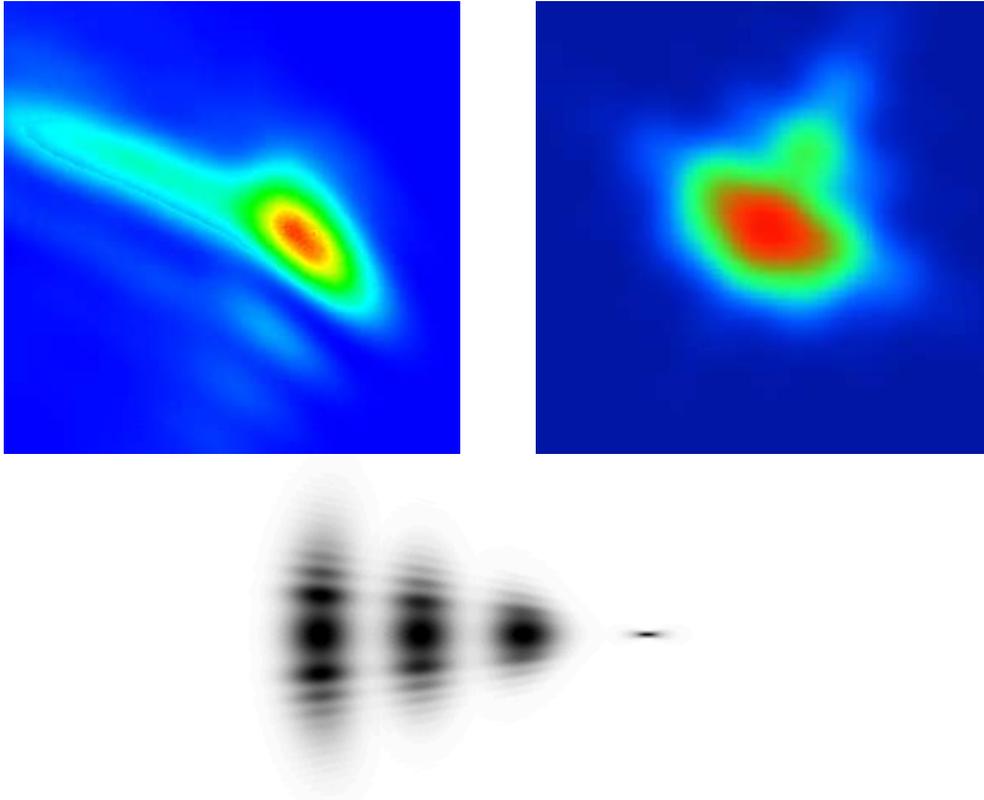


Abbildung 3.3

Ergebnisse der Simulationen zur Fokussierung mit einem Paraboloiden mit Loch.

Oben links: eine gemessene Intensitätsverteilung im Fokus.

Oben rechts: Simulierte Intensitätsverteilung im Fokus, wenn der Spiegel um beide Achsen um $0,01^\circ$ verkippt ist.

Unten: Intensitätsverteilungen des Strahls bei der Fokussierung mit einem Paraboloiden mit Loch, bei -500 fs, -350 fs, -100 fs und 0 fs (im Fokus). Die Bilder sind jeweils auf ihr Maximum skaliert, sonst wäre nur das Profil im Fokus zu sehen. Die Modulation quer zur Ausbreitungsrichtung entsteht durch Beugungseffekte an der Apertur des Lochs.

Bildnachweis: [30]

Die Simulation [30] brachte zwei Ergebnisse. Zum einen erscheinen die Foki von Größe und Form her so, als wenn die Parabolspiegel um $0,01^\circ$ in beiden Richtungen verkippt wären (astigmatisch), siehe Abbildung 3.3 oben. Sie werden aber mit größerer Genauigkeit (besser $20 \mu\text{rad}$) beim Justieren verstellt. Als Ursache können Abweichungen der Spiegel von der idealen Form oder Krümmungen der Phasen-

fronten des Pulses angeführt werden. Das zweite Ergebnis ist für das Experiment wichtiger: Das Loch im Spiegel hat auf die Intensität auf der Achse keine relevante Auswirkung, wie aus Abbildung 3.3 (unten) zu sehen ist. Lediglich außerhalb der Achse gibt es Interferenzstrukturen durch Beugung an der inneren Apertur (dem Loch).

Für das Experiment wurde der Aufbau um folgende Einrichtungen erweitert:

1. Die Detektion der Röntgenstrahlung selbst.
2. Eine Abschirmung der Detektion vor durch das Loch fliegenden Elektronen mittels Magnetfeldern.
3. Eine weitere Abschirmung der Detektion vor Strahlung aus dem Laserplasma und von der Abbremsung der Elektronen.

3.2 Diagnose der Elektronenbeschleunigung

Da das Vorhandensein relativistischer Elektronen für das Erzeugen von rückgestreuten Photonen im Röntgenbereich notwendig ist, ist es sinnvoll, diese Bedingung während des Experiments überprüfen zu können. Dazu gibt es mehrere Möglichkeiten.

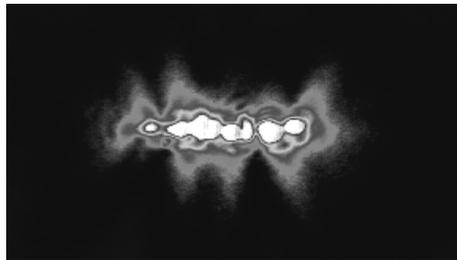


Abbildung 3.4

Selbstemission des relativistischen Kanals. Es wird die 2. Harmonische des Lasers durch nichtlineare Thomson-Streuung erzeugt, und durch ein Interferenzfilter auf eine Kamera abgebildet (vgl. Abbildung 3.1).

Das einfachste Mittel ist die Bewertung der 2ω -Selbstemission des relativistischen Kanals. Die Elektronen schwingen im Kanal so sehr, dass die Oszillation anharmonisch wird (Abschnitt A.2). Diese Lichtemission ist nichtlineare Thomson-Streuung.

Der Kanal kann mit der gleichen Beobachtung wie für die Schattenbilder aufgezeichnet werden, wenn der frequenzverdoppelte Probestrahl geblockt wird. Ein typisches Bild ist Abbildung 3.4. Die Bewertung der Elektronenbeschleunigung erfolgt über die Helligkeit und Länge des Kanals.

Wichtiger jedoch ist eine Beobachtung von Elektronen, die das Loch der Parabel passieren. Für diese Visualisierung wurde ein szintillierender Schirm benutzt, der sonst in Kombination mit Röntgenfilmen in der Medizin eingesetzt wird. Dieser Leuchtschirm reagiert auch auf Elektronen und emittiert Licht bei $\lambda = 545 \text{ nm}$. Der Schirm wurde mit Alufolie vor dem Laserlicht geschützt, sodass die Kamera nur den Schirm beobachtet und kein Streulicht des Lasers registriert. Die Folie war $30 \mu\text{m}$ dick, und lässt Elektronen mit Energien höher als 70 keV hindurch [31]. Die Beobachtung des Leuchtens erfolgte von außen durch ein Fenster in der Kammerwand. Dieser Schirm wurde in zwei verschiedenen Varianten eingesetzt.

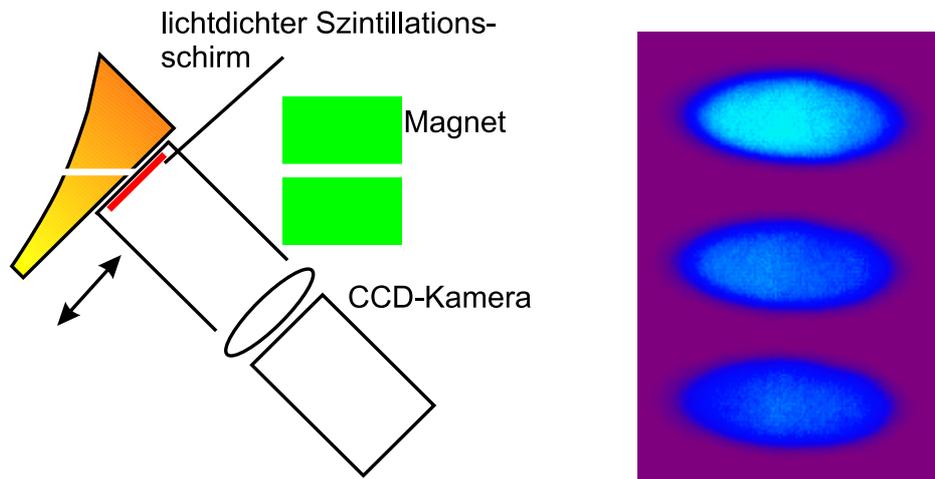


Abbildung 3.5

Links: Aufbau der ersten Variante der Elektronenbeobachtung.

Rechts: Bilder vom Szintillationsschirm in Falschfarbendarstellung. Die Ellipsenform entsteht durch den schiefen Schnitt durch den Elektronenstrahl. Das Bild zeigt 3 ausgewählte Einzelbilder. Nach oben nimmt die Helligkeit durch Verfahren der Gasdüse zu. Ihre Position im Experiment ist identisch mit der des oberen Bildes.

Zuerst konnte er über eine Verschiebeeinheit hinter das Loch gefahren werden, siehe Abbildung 3.5. Er diente dann zur Optimierung der Düsenposition. Während des Experiments wurde er aus dem Strahlweg gefahren, sodass die Röntgenstrahlung

detektiert werden konnte. Zur Abschirmung der Elektronen, die durch das Loch traten, befand sich ein Magnet hinter der Stelle des Schirms.

Bei der zweiten Variante wurde die Beobachtung der Elektronen mit der Abschirmung derselben zu einem Magnetspektrometer kombiniert, siehe Abbildung 3.6. Dazu wurde ein Magnet mit runden Polen mit dem Leuchtschirm versehen. Dieses Spektrometer konnte während des Experiments an Ort und Stelle bleiben, im Gegensatz zur ersten Variante. Dadurch wurde eine laufende Kontrolle der Energieverteilung der Elektronen nach ihrer Beschleunigung möglich. Im Experiment wurde nur eine Abnahme der Helligkeit, d.h. eine Abnahme der Elektronenzahl registriert, die spektrale Form änderte sich nicht.

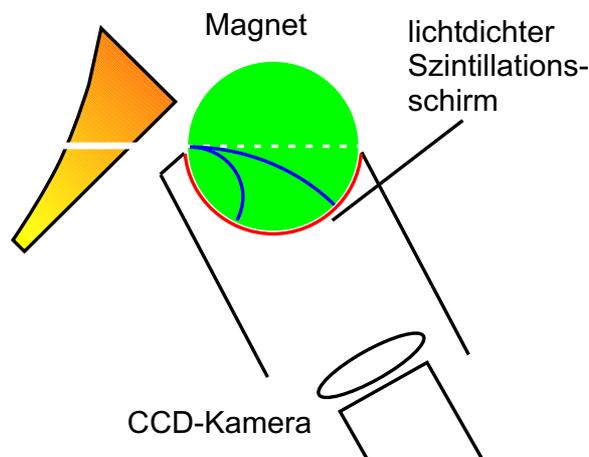


Abbildung 3.6

Oben: Aufbau des Elektronenspektrometers.

Unten: Bild vom Szintillationsschirm in Falschfarbendarstellung. Der Ausschnitt ist vertikal durch die Polschuhe begrenzt. Am linken Bildrand treffen Elektronen mit 5 MeV, am rechten mit 13 MeV auf; dazwischen kann linear interpoliert werden

3.3 Detektion der Röntgenstrahlung

Zur Erfassung der Röntgenstrahlung wurden zwei verschiedene Detektionsverfahren angewandt. Die eine Methode nutzt die Tatsache, dass eine Röntgen-Kamera ein Feld von Photodioden ist, die man als energieauflösende Detektoren nutzen kann. Beim anderen Verfahren kam ein abbildendes Transmissionsgitter-Spektrometer zum Einsatz, wo die Kamera als ortsauflösender Detektor genutzt wird.

3.3.1 Allgemeines

Da bei beiden Varianten die selbe Kamera und gleiche Lichtschutzfilter zum Einsatz kamen, seien diese Komponenten zuerst erläutert, bevor die Feinheiten der einzelnen Verfahren dargestellt werden.

Charakteristik der Kamera

Die Kamera ist eine Röntgen-CCD ANDOR DO-420 BN. Das Kürzel BN steht für „back-illuminated, no coating“. Das bedeutet, dass sich vor der sensitiven Schicht (Silizium) keine anderen Materialien befinden, weder die elektronischen Strukturen zum Auslesen der Pixel, noch eine schützende Beschichtung. Das soll besonders für Röntgen-CCD's Vorteile bringen: Jedes zusätzliche Element außer dem Silizium des Chips würde an seinen Absorptionskanten die Kamera unempfindlich machen, bzw. Linien in Form eines „escape peak“ verschieben [32, S. 75 ff.].

Der Gesamteinfluss aller Materialien äußert sich in der Quanteneffizienz der Kamera. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Photon einer bestimmten Energie registriert wird, und entspricht im Wesentlichen der Absorptionswahrscheinlichkeit in der Siliziumschicht. Der Hersteller gibt eine Referenzkurve an, die einen typischen Verlauf der Quanteneffizienz für die Chips des entsprechenden Typs darstellt. Ein einzelner Chip kann davon um einige 10 Prozent abweichen. Hinzu kommen Alterungseffekte wie die Bildung von Schmutzschichten (Oxidation der Oberfläche, Kohlenwasserstoffe). Diese bringen eine eigene spektrale Charakteristik mit. In [17] findet sich die Angabe, dass bei der Titan- K_α -Linie (4511 eV) die Quanteneffizienz der Kamera laut Hersteller um den Faktor 1,5 größer ist als ein gemessener Wert; für eine höhere Energie (Kupfer, 8048 eV) beträgt dieser Faktor 1,4. Diese Abweichung kann als konstant angenommen werden. Für die späteren Spektren (unter 2

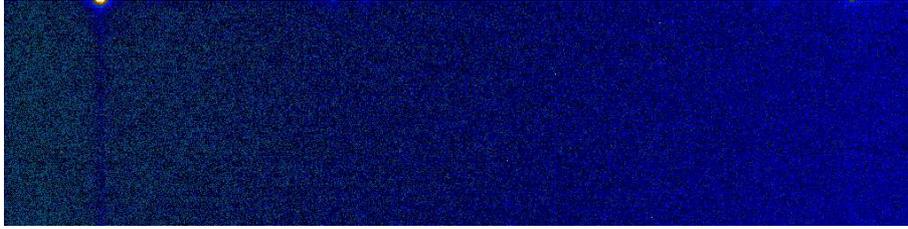


Abbildung 3.7

Typisches Dunkelbild der Röntgen-Kamera. Am oberen Rand ist eine „heiße Stelle“ (Schaden des Chips), und der Dunkelstrom nimmt nach rechts leicht zu, wie an der zunehmende Sättigung von Blau zu erkennen ist.

keV) liegen jedoch keine Daten vor. Letztlich die Herstellerkurve verwendet. Die gemessenen Photonenzahlen sind daher als untere Grenze zu verstehen.

Die zweite Kenngröße der Kamera ist ihr Rauschen. Üblicherweise setzt sich bei CCD-Kameras das zusätzliche Signal aus Ladungen zusammen, die während der Belichtung durch thermisches Rauschen oder danach beim Auslesen entstehen. Aus diesem Grund hat die Kamera einen Modus, bei dem automatisch ein Dunkelbild (Abbildung 3.7) abgezogen wird. Die Kamera wurde zusätzlich immer bei -60°C betrieben. Zum einen gibt es einige Pixel, die bei höheren Temperaturen einen permanenten Leckstrom haben, der sich infolge des Auslesens als senkrechter Strich im Dunkelbild äußert. Dies kann bei der Differenzbildung mit dem Signalbild zu Problemen führen. Außerdem ist durch die Kühlung das thermische Rauschen geringer. Um dessen Größe zu bestimmen, wurde ein Dunkelbild von einem anderen abgezogen. Dieses Differenzbild ist nicht exakt schwarz, sondern es erscheinen um Null herum normalverteilte Helligkeitswerte. Die Halbwertsbreite beträgt ca. ein Count. Das ist die Genauigkeit für die Helligkeitswerte einzelner Pixel.

Lichtschutzfilter

Die Kamera wurde mit dünnen Metallfolien vor Streulicht des Lasers geschützt. Es kam einerseits eine $1,5\ \mu\text{m}$ dicke Mylar-Folie, die beidseitig mit $150\ \text{nm}$ Aluminium bedampft ist, zum Einsatz, sowie $100\ \text{nm}$ dünne Nickelfolie. Diese Filter wurden geeignet kombiniert. Für diese Materialien können die Transmissionen mit [33] berechnet werden. Die Transmissionskurven der Filter sind links in Abbildung 3.8 dargestellt.

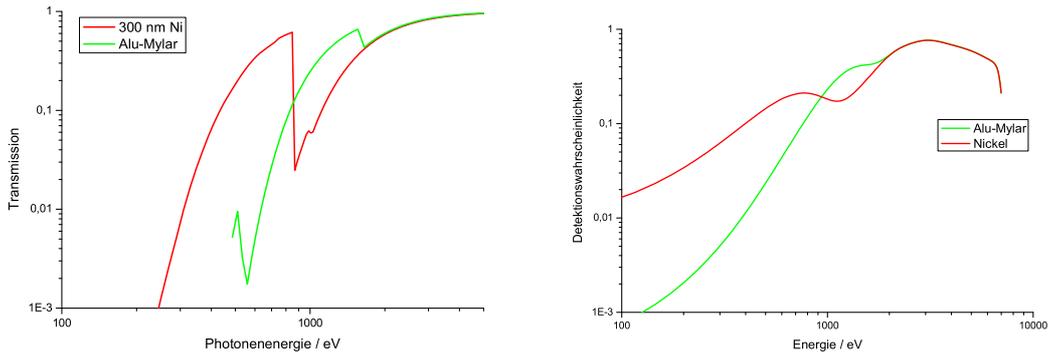


Abbildung 3.8

Links: Transmissionen der beiden Lichtschutzfilter, berechnet mit [33].

Rechts: Diese Filterkurven, multipliziert mit der Quanteneffizienz der Kamera (erzeugt den Abfall oberhalb 3 keV) und gefaltet mit der Energieauflösung der Detektion (siehe weiter unten).

3.3.2 Detektion mit Kamera

Um die Röntgen-Kamera als energieauflösenden Detektor zu benutzen, wird der Chip so gering belichtet, dass einzelne Photonen zu sehen sind. Aus der Helligkeit wird auf die Photonenenergie geschlossen.

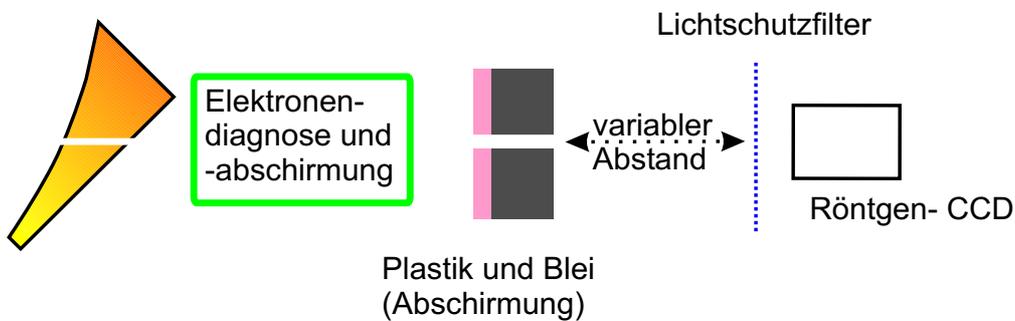


Abbildung 3.9

Schematischer Aufbau des Experiments bei Verwendung einer Kamera zur Detektion der rückgestreuten Strahlung.

Der Aufbau ist in Abbildung 3.9 dargestellt. An die Diagnose und Ablenkung der Elektronen schließt sich eine aus Plastik und Blei (je 25 mm dick) bestehende Abschirmung an. Die Elektronen werden im Plastik abgebremst, es entsteht dabei nur wenig harte Bremsstrahlung. Das Blei blockt die Röntgenstrahlung ab. Die

Kombination aus beidem macht die Abschirmung effizient. Nun kommt, in einem veränderbaren Abstand, die eigentliche Detektion, bestehend aus der Röntgen-CCD und einem Lichtschutzfilter. Dieses Filter ist sehr wichtig, da das Laserlicht des Anregestrahls (wie auch das rückgestreute Röntgenlicht und die Elektronen) teilweise durch das Loch der Parabel tritt und direkt die Kamera treffen würde. Dies würde die Kamera völlig ausbelichten, sodass keine Röntgenstrahlung detektiert werden kann. Der variable Abstand dient dazu, die Dichte der Photonen auf dem Kamera-Chip zu regulieren.

Berechnung der Spektren

Das Grundprinzip, um aus CCD-Bildern (Abbildung 3.10) Spektren zu erzeugen, besteht darin, die Häufigkeitsverteilung der Counts (Helligkeitswert eines Pixel) von Einzel-Photonen-Ereignissen zu ermitteln. Aus dem entstehenden Histogramm wird

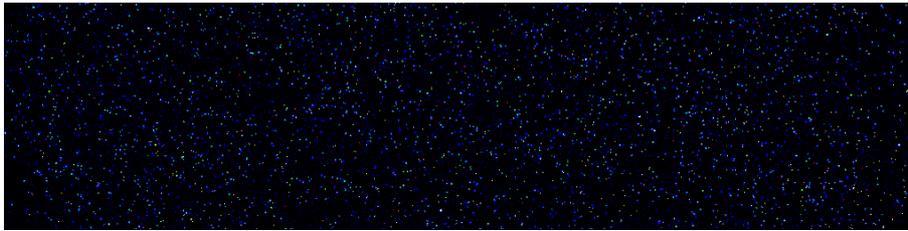


Abbildung 3.10

Typisches Bild der Röntgenkamera beim Nachweis einzelnen Photonen.

das Spektrum durch Multiplikation mit der Energiekalibrierung (welche Photonenenergie ergibt ein Count) berechnet. Dazu ist es notwendig, die Einzel-Photonen-Ereignisse als solche zu erkennen. Sie müssen nämlich nicht zwingend aus nur einem belichteten Pixel bestehen. Die in einem Pixel erzeugten Ladungen diffundieren auch in benachbarte Pixel. Aus diesem Grund müssen Verfahren gefunden werden, die dies berücksichtigen. In [17, 34] wurden dazu schlicht alle umliegenden Pixel zum zentralen hinzu addiert, sofern gewisse Schwellwerte überschritten wurden. Dieses Verfahren kann eingesetzt werden, wenn das Röntgenspektrum keine große Bandbreite hat. Dann kann mit einem schwach belichteten Bild in der kleinen Bandbreite eine hinreichend hohe Anzahl von Photonen registriert werden.

Da die Thomson-Rückstreuungsspektren jedoch breitbandig sind (siehe Abschnitt 2.3.2), muss der Chip stärker belichtet werden. Nur dann stehen über die gesamte Bandbreite in jedem einzelnen Kanal genügen Ereignisse zur Verfügung, um

das Spektrum zu berechnen. Jedoch steigt dadurch die Wahrscheinlichkeit, auch Mehr-Photonen-Ereignisse (sich überlappende oder berührende Einzel-Photonen-Ereignisse) zu erzeugen. Somit müssen die Einzel- von den Mehr-Photonen-Ereignissen unterschieden werden können.

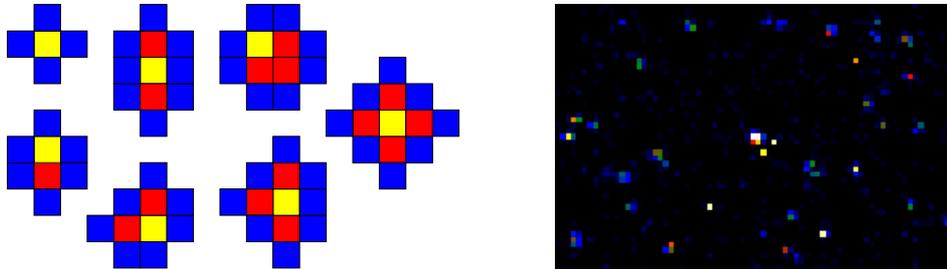


Abbildung 3.11

Links: Pixelmuster, die als Einzel-Photonen-Ereignisse gedeutet werden. Gelbe Pixel müssen über einer (hohen) Schwelle liegen, rote Pixel müssen darunter, aber über dem Rauschen liegen, blaue unter der Rauschgrenze. Das Programm berücksichtigt auch gedrehte Muster.

Rechts: Ausschnitt aus einem CCD-Bild zur Verdeutlichung des Auftretens solcher Muster und der Notwendigkeit, sich überlappende Muster zu ignorieren.

Die Verbesserungen des Auswerteverfahrens entstanden durch Anregungen aus [35]. Im neuen Verfahren werden bestimmte Pixelmuster als durch-ein-einzeln-Photon-erzeugt deklariert, wenn es ein zentrales helles Pixel gibt und die nächsten Nachbarn des Musters nicht belichtet sind. Zur Illustration siehe Abbildung 3.11.

Der Algorithmus durchsucht das Bild Pixel für Pixel, und untersucht den Helligkeitswert. Liegt dieser über der oberen Schwelle, wird dieses Pixel vorläufig als das helle zentrale deklariert. Dann werden, gemäß den vorgegebenen möglichen Mustern, die umliegenden Pixel untersucht, ob sie über oder unter der unteren Schwelle liegen (und unter der oberen). Die Besonderheit liegt darin, dass um ein Muster herum nur unbelichtete bzw. unter der unteren Schwelle liegende Pixel vorhanden sein dürfen. Dies erzwingt, dass nur einzelne, frei liegende Muster erkannt werden.

Dieses Verfahren wurde analog zu [36] mit Linienspektren getestet, mit $\text{Ti-}L_\alpha$ (452 eV), $\text{Cu-}L_\alpha$ (930 eV), $\text{Al-}K_\alpha$ (1487 eV) [37]. Es wurde zunächst das Verhalten des Algorithmus auf eine Erhöhung der Belichtung untersucht, siehe Abbildung 3.12. Mit zunehmender Belichtung steigt die Wahrscheinlichkeit, dass sich Einzel-Photonen-Ereignisse überlappen. Diese überlappten Ereignisse werden aber vom Algorithmus ignoriert, da sie nicht eindeutig in Einzel-Photonen-Ereignisse zerlegt

werden können. Deswegen liegt zwischen der Anzahl der eingestrahnten Photonen, die hier wegen der Linienstrahlung aus der Gesamtzahl der Counts berechnet werden konnte, und der Anzahl von erkannten Photonen kein linearer Zusammenhang vor, wie der linke Graph in Abbildung 3.12 zeigt. Daneben ist das Verhältnis aus diesen beiden Größen, die Erkennungswahrscheinlichkeit, dargestellt. Dieses Verhalten ist weitgehend unabhängig von der Photonenenergie.

Darüber hinaus wurde festgestellt, dass die Form des Spektrums sich nicht mit der Belichtungsstärke ändert. Erkennungswahrscheinlichkeit und spektrale Form sind voneinander unabhängig. Deswegen wurde es möglich, das Spektrum, das aus den erkannten Mustern berechnet wird, auf die Gesamt-Countzahl zu skalieren. Das Ignorieren der Mehr-Photonen-Ereignisse bzw. ein variabler Photonenfluss bleibt somit ohne Einfluss.

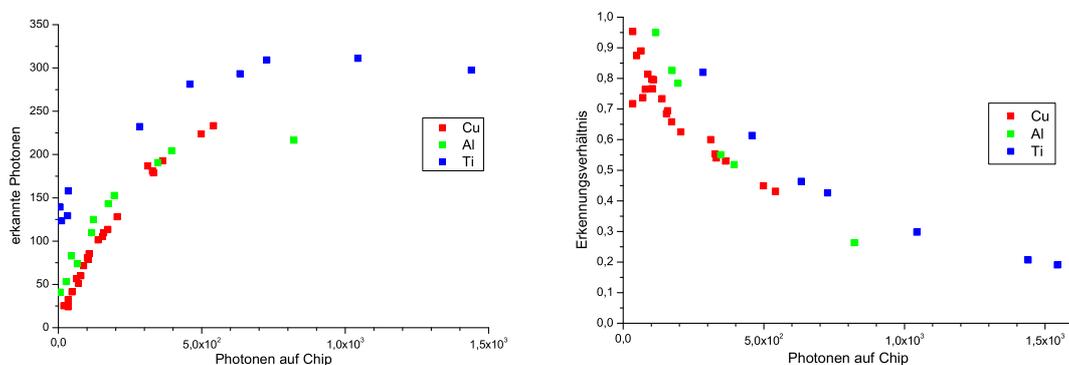


Abbildung 3.12

Ergebnisse des Testens des Algorithmus. Links die Anzahl von erkannten Photonen in Abhängigkeit der Anzahl der eingestrahnten Photonen, rechts das Verhältnis von erkannten zu eingestrahnten Photonen über der Belichtungsstärke.

Des Weiteren konnten die Energiekalibrierung und -auflösung aus den Linienspektren bestimmt werden. Die Spektren wurden durch eine Lorentzkurve approximiert, siehe Abbildung 3.13. Die Mitte der Kurve entspricht der Energie der Photonen (in Counts gerechnet), die Breite der Energieauflösung. Aus dem Verhältnis von der Mittenfrequenz (in Counts) und der Photonenenergie kann die Energiekalibrierung bestimmt werden, wie der Graph unten rechts in Abbildung 3.13 zeigt.

Dabei wurde festgestellt, dass diese Größen sowohl von den Schwellwerten des Algorithmus abhängen, als auch leicht mit der Photonenenergie variieren. Bei nied-

rigen Energien ist die Energiekalibrierung etwas höher. Dieses Verhalten ist offenbar typisch, wie in [38, Abbildung 5] zu sehen ist.

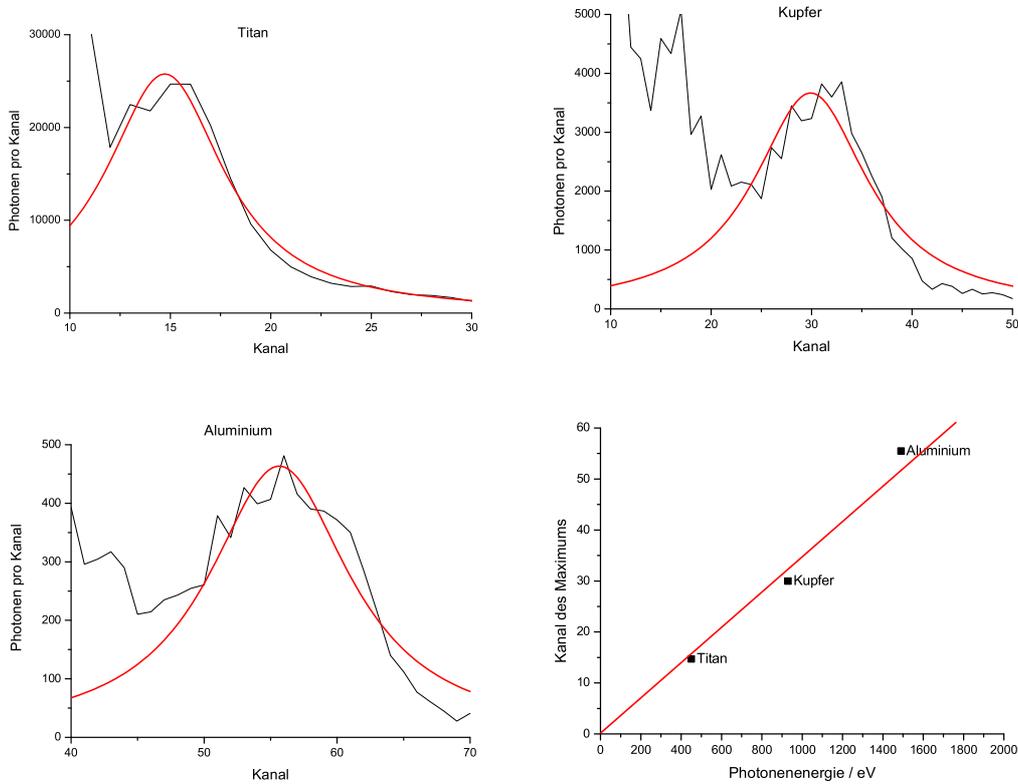


Abbildung 3.13

Ergebnisse der Kalibrierung mit Spektren von verschiedenen Anodenmaterialien. Die Korrektur von Quanteneffizienz und Filtertransmission erfolgte mit Kurven für die endgültige Energiekalibrierung und -auflösung. Zuvor wurden diese Werte iterativ bestimmt, da die steile Kurve (siehe Abbildung 3.8) v.a. die Titan-Linie verschiebt.

Für die Auswertung wurde für die obere Schwelle 7 Counts, für die untere 3 Counts benutzt. Dann lag die Energieauflösung bei 9 Counts und die Energiekalibrierung bei 29 eV pro Count.

Die Spektren wurden nach folgendem Procedere mittels dem Steuerprogramm der Kamera, LABVIEW und MATLAB erzeugt:

1. Aufnahme eines Dunkelbildes (Abbildung 3.7) mit dem Anrege-Puls, aber ohne Gas, um den Einfluss von eventuell noch durchdringendem Licht und den des Dunkelstromes der Kamera von den Bildern abzuziehen.

2. Aufnahme der Bilder mit Gas und Laser, mit automatischer Subtraktion des anfangs erstellten Dunkelbildes.
3. Berechnen der Histogramme mit den Schwellwerten 7 und 3. Diese Werte hatten sich beim Testen als sinnvoll erwiesen.
4. Berechnung der Spektren mit der Energiekalibrierung, und Korrektur von Filtertransmission und Quanteneffizienz. Die Korrekturkurven wurden mit der Energieauflösung gefaltet, da in den unkorrigierten Spektren die Absorptionskanten der Filter ebenfalls verschmiert sind. Andernfalls würden Unstetigkeiten in die Spektren „hineinkorrigiert“, die keinen physikalischen Ursprung haben.

Mit den späteren breitbandigen Spektren wurde festgestellt, dass der Algorithmus erst am Kanal 15 Ergebnisse liefert, die gedeutet werden können. Erst dann tragen alle Muster (vgl. Abbildung 3.11) zum Spektrum bei.

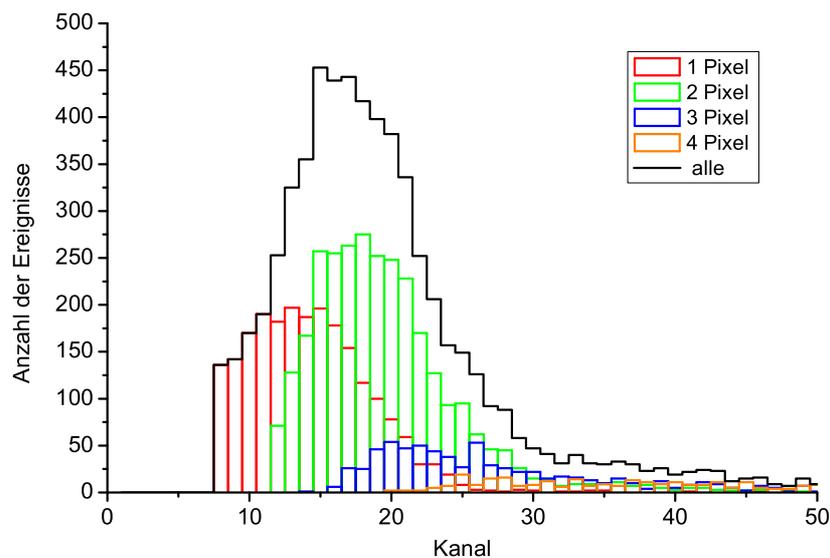


Abbildung 3.14

Aufbau eines Spektrums aus Einzel-Photonen-Ereignissen, die verschieden viele Pixel umfassen.

3.3.3 Detektion mit Spektrograph

Um eine alternative Detektionsmethode zu nutzen, wurde ein Transmissionsgitter-Röntgenspektrograph verwendet. Der Spektrograph ist mit dem in [39] identisch.

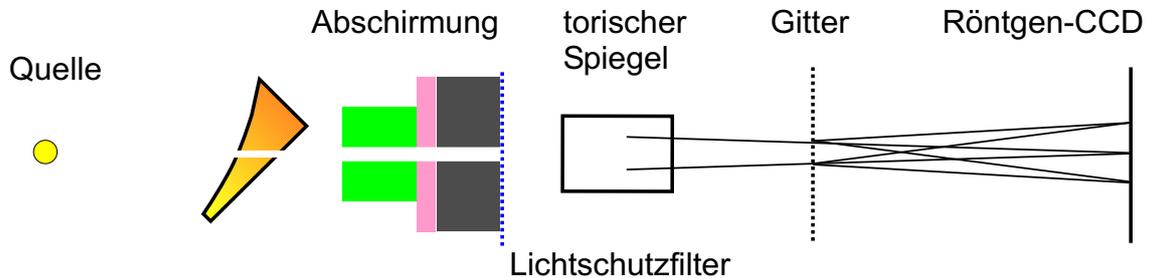


Abbildung 3.15

Schematische Darstellung des Aufbaus mit dem Transmissionsgitter-Spektrographen. Die Größenverhältnisse und Winkel sind nicht maßstäblich, aus Gründen der Übersichtlichkeit ist der Strahlengang von der Quelle bis zum Spiegel nicht eingezeichnet.

Der Spektrograph besteht aus einem torischen Spiegel, der die Quelle 1:1 auf den Detektor abbildet. Zwischen dem Spiegel und dem Detektor befindet sich als dispersierendes Element ein Transmissionsgitter mit 5000 Linien pro Millimeter. Der Spiegel ist mit Nickel bedampftes Glas, er beruht auf äußerer Totalreflexion. Durch die Abbildung wird das Gitter nicht mit parallelem Licht durchsetzt, sodass die Beugungsordnungen auf einer gekrümmten Fläche scharf abgebildet werden. Allerdings ist der Winkel sehr klein, sodass die Lage der Beugungsordnungen wie für paralleles Licht berechnet werden kann. Die spektrale Aufspaltung erfolgt in einer Richtung auf dem Detektor, in der anderen bleibt die Ortsauflösung durch die Abbildung mit dem Spiegel erhalten.

Der Spektrograph kann um 2 Achsen verkippt und entlang der optischen Achse verfahren werden, um das Objekt scharf abzubilden.

Gegenüber dem ursprünglichen Aufbau wurde das Gitter um 90° gedreht, so dass die spektrale Aufspaltung in der Horizontalen erfolgte. Der Grund dafür war, die Ortsauflösung in vertikaler Richtung zu gewährleisten, um evtl. die Düsen spitze als parasitäre Quelle für Röntgenstrahlung zu identifizieren.

Berechnung der Spektren

Die Rohbilder (Dunkelbild-korrigiert) sehen aus wie Abbildung 3.16. Es wird recht

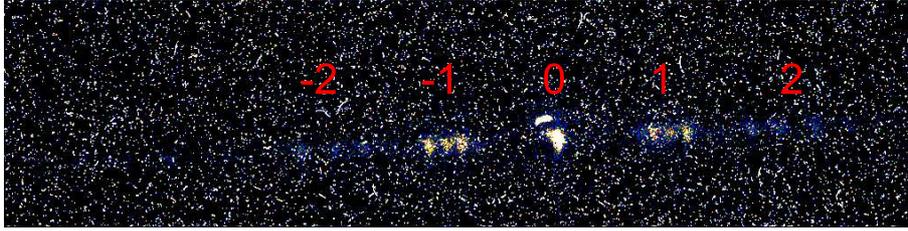


Abbildung 3.16

Ein typisches Bild vom Transmissionsgitter-Spektrographen. Die leichte Verdrehung des Gitters zur Kamera konnte beim Zusammenbau nicht verhindert werden. Bei den Messungen war das diffuse Untergrundsignal nicht so stark wie hier.

viel Untergrundsignal mit registriert, welches offenbar auf direktem Weg die Kamera erreicht und nicht abgebildet wird. Die Beugungsordnungen sind gut zu erkennen. Die exakte Ausrichtung der nullten Ordnung in die Mitte des Bildes war trotz der Verstellmöglichkeiten des Spektrographen nicht möglich, da die Richtung durch das Loch in dem Paraboloiden festgelegt war. Die Verdrehung des Gitters konnte ebenfalls nicht vermieden werden. Deshalb mussten die Bilder bearbeitet werden: Sie werden zunächst gedreht, sodass die Beugung in der Horizontalen liegt. Danach wird der Bereich der Beugung ausgeschnitten, die Mitte der Beugungsordnungen (nullte Ordnung) festgelegt, und die beiden Hälften addiert. Abschließend werden alle Pixel, die zu gleicher Ablenkung gehören (die sich durch die Drehung nun übereinander befinden), aufsummiert. Dies vermindert das Rauschen durch das Untergrundsignal.

Da die Geometrie bekannt ist, kann aus Pixeln in Wellenlänge umgerechnet werden. Der Maßstab ist 1 \AA pro Pixel. Ein Roh-Spektrum ist in Abbildung 3.17 dargestellt.

Leider brachte der Spektrograph keine verwertbaren Ergebnisse. Dafür gibt es folgende Gründe:

1. Im Gegensatz zum Test an einer Röntgenröhre ($\text{Ti-}L_{\alpha}$, 452 eV) konnte keine scharfe Abbildung der Quelle erreicht werden. Die Ursache hierfür ist vermutlich das Loch in der Parabel. Die Röntgenstrahlung wird an den Wänden der zylindrischen Bohrung gestreut, und fungiert als virtuelle Quelle außerhalb der scharfen Gegenstandsweite.

2. Entgegen der Angabe in [39] liegt die hochenergetische Grenze nicht bei 2, 4 keV, sondern mit ca. 800 eV deutlich darunter. Die Ursache dafür ist die spektrale Reflektivität des Nickel-Spiegels. Durch Alterungsprozesse hat die Rauigkeit des Spiegels zugenommen, sodass die Reflektivität abgenommen hat.

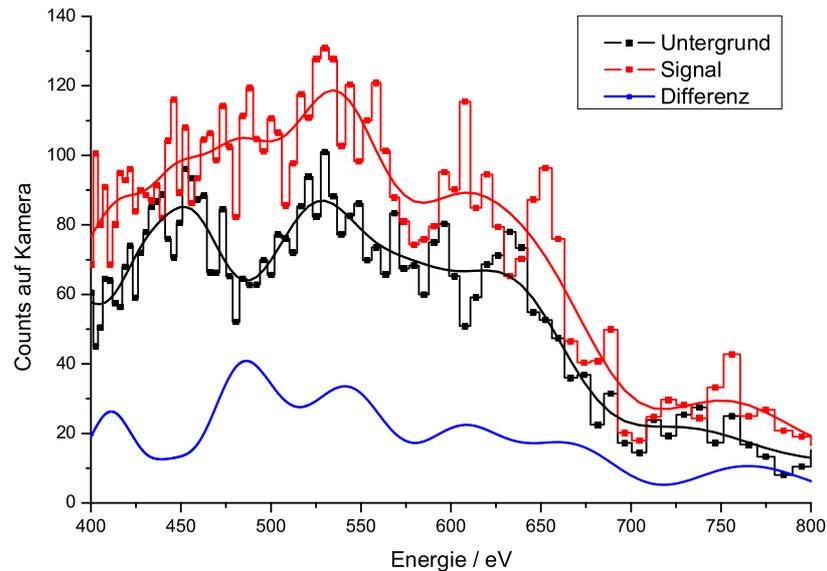


Abbildung 3.17

Roh-Spektrum bei der Messung mit Transmissionsgitter-Spektrograph. Gemittelt über 5 Bilder á 100 Schuss. Deutlich ist die sich ändernde Energieauflösung zu erkennen.

Daraus ergeben sich zwei Schlussfolgerungen: Zum einen ist die Apparatfunktion des Spektrographen nicht bestimmbar. Dies ist aber unerlässlich, um Aussagen über das Röntgenspektrum in der Quelle zu treffen. Zum anderen erwies sich der Spektrograph als sehr lichtschwach. Das hatte zur Folge, dass für ein hinreichend belichtetes Bild 100 Schüsse mit dem Laser gemacht werden mussten. Für die Messung sind jedoch mehrere Bilder mit verschiedenen Parametern nötig (siehe folgender Abschnitt). Bei der hohen Anzahl von Schüssen können aber die Versuchsbedingungen weder konstant gehalten noch kontrolliert werden (Abnutzung der Düse durch Ionenbeschuss aus dem Plasma).

3.4 Bedingungen im Experiment

An dieser Stelle seien die wichtigsten Parameter aufgelistet, unter denen die im folgenden Kapitel dargestellten Ergebnisse gewonnen wurden. Des Weiteren werden einige Abweichungen vom idealen Verhalten erklärt. Die Datumsangaben Februar und August beziehen sich auf die beiden durchgeführten Messkampagnen.

3.4.1 Parameter

Parameter	Wert
Laserenergie in Kammer	360 mJ
Laserparameter a_0^{pump} im Anregestrahl	3
Laserparameter a_0^{probe} im Abfragestrahl	0,8
Beobachtungswinkel	60 mrad
Raumwinkel der Detektion	75 μ sr

Tabelle 3-1

Wichtige, experimentell bestimmte Parameter im Experiment. Diese Werte sind die der August-Messung. Im Februar wurden nicht alle Parameter bestimmt, es wird jedoch keine drastischen Abweichungen geben.

3.4.2 Eigenschaften des Anregestrahls

Ausgangspunkt aller Messungen war eine exakte Justage des Zweistrahl-Aufbaus. Die geometrischen Foki beider Strahlen überlappten sich räumlich, und die Laufzeiten waren so eingestellt, dass beide Pulse gleichzeitig durch diesen Punkt liefen.

Bedingt durch das Prinzip der Justage, verlagert sich der Fokus des Anregestrahls im Experiment ein wenig nach außen. Um den räumlichen Überlapp beider Foki herzustellen, wird beim Justieren die Gasdichte verringert, sodass erst im geometrischen Fokus genügend Plasma zur Selbstfokussierung durchlaufen wurde, und die Intensität für Selbstemission (Abbildung 3.4) hoch genug ist. Es wird ein Strahl so eingestellt, dass dessen Selbstemission an der gleichen Stelle des anderen liegt. Im Experiment wird die Gasdichte erhöht. Dadurch wandert die Stelle im Gasjet, bei der genug Gas für Selbstfokussierung durchlaufen wurde, nach außen. Die Selbstfokussierung und der relativistische Kanal beginnen schon vor dem geometrischen

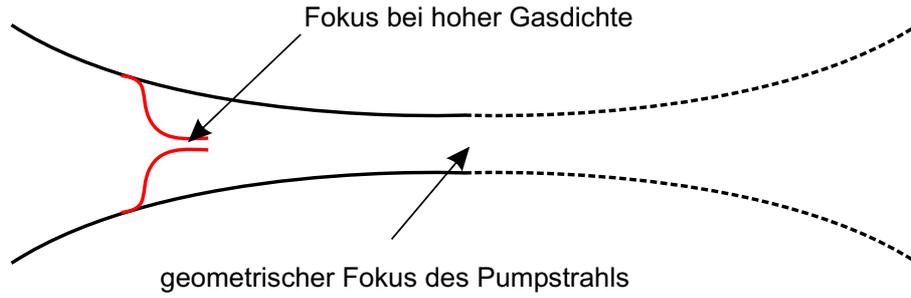


Abbildung 3.18

Zur Auswirkung der Erhöhung der Gasdichte auf die Position des Fokus.

Fokus. Anhand von Bildern der Selbstemission bei hoher und niedriger Gasdichte wird diese Verschiebung zu ca. $50 \mu\text{m}$ bestimmt. Diese Verschiebung hat keinen Einfluss auf die eingestellte Zeitdifferenz.

Es ist anzumerken, dass der Laserparameter a_0^{pump} für die Beschleunigung nicht so groß war wie bei den in Abschnitt 2.2 genannten Experimenten am IOQ.

3.4.3 Eigenschaften des Abfragestrahls

Im Experiment wurde im Wesentlichen die Zeitdifferenz zwischen Anrege- und Abfragepuls variiert (Delay-Fahrten). Das Wechselwirkungsgebiet verschiebt sich dadurch längs des relativistischen Kanals, die Steuerung findet zu einer sich ändernden Zeit statt, wie es mit Abbildung 2.10 vorgeschlagen in Abschnitt 2.4 ist. Die Folge ist, dass sich die Intensität des Abfragestrahls zusammen mit der Zeitdifferenz ändert.

Dieser Effekt kann durch Verschieben des Paraboloiden mit Loch ausgeglichen werden. Wird er verschoben, ändert sich auch die Zeitdifferenz zwischen beiden Pulsen.

Der Einfachheit halber wurden diese beiden Verfahrensweisen unabhängig voneinander durchgeführt. Dennoch konnte letztlich untersucht werden, ob eine Änderung der Spektren durch die Änderung der Intensität des Abfragepulses oder durch eine Änderung des Elektronenspektrums verursacht wird.

Auffällig ist die Abweichung der Intensität des Abfragestrahls von der Näherung der Theorie. Er ist nicht schwach, $a_0^2 = 0,64 \ll 1$. Diese Abweichung ist jedoch nur scheinbar. Wie in den Schattenbildern (Abbildung 3.2) zu erkennen ist, filamentiert der Abfragestrahl auf, er erreicht nicht seine rechnerische Fokusgröße. Die Filamentierung entsteht durch die Wechselwirkung mit dem Plasma. Wird viel Plasma

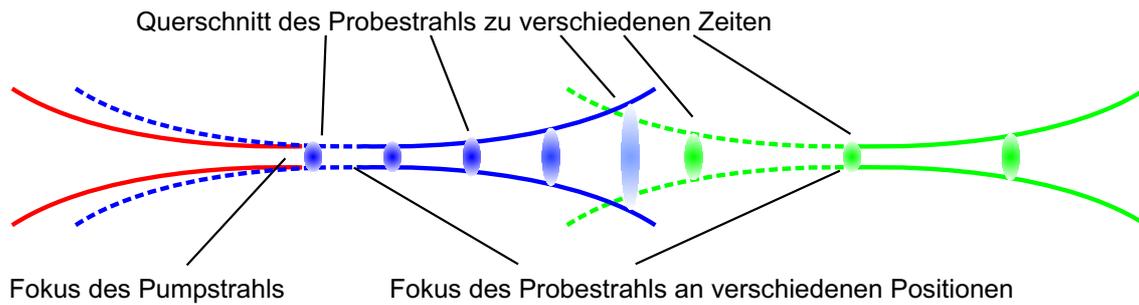


Abbildung 3.19

Zur Auswirkung der Änderung des Delays auf die Intensität im Moment der Streuung. Ein Ändern der Zeitdifferenz ändert den Ort der Wechselwirkung, vgl. Abbildung 2.10. Da das Licht fokussiert wird, ändert sich auch die Intensität des Abfragepulses im Bereich der Streuung (hier durch ein Verblässen der Farbe angedeutet), und somit die Intensität des rückgestreuten Lichtes. Durch ein Verfahren des Fokus (grün) kann die Intensität ebenfalls geändert werden. Eine Kompensation der Effekte ist möglich.

durchlaufen, kommt es an viele Stellen im Strahl zur Selbstfokussierung.

Der Durchmesser, der aus diesen Bildern bestimmt werden kann, liegt in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}$. Die Fokusfläche ist etwa tausendmal größer, die Intensität entsprechend kleiner. Der Parameter a_0^{probe} kann somit auf die Größenordnung von 0,01 abgeschätzt werden.

Zusätzlich wird durch die Filamentierung die Intensität entlang der Ausbreitungsrichtung weniger stark variieren als wenn er nicht filamentiert, einfach weil der Strahl ab einem bestimmten Punkt nicht mehr durch den Parabolspiegel fokussiert wird.

Kapitel 4

Ergebnisse

Die Auswertung der experimentellen Daten befasst sich zunächst mit den Röntgenspektren. Sie sind das primäre Resultat der Experimente. Es musste zuerst festgestellt werden, ob und in welchem Umfang sich die Spektren in Abhängigkeit von den Parametern (Delay, Intensität) ändern. Danach konnten Wege gesucht werden, die Änderungen zu verallgemeinern um eine bündige Darstellung zu erhalten. Außerdem wurden aus den Röntgenspektren Elektronenspektren rekonstruiert.

4.1 Röntgenspektren

Die nachfolgenden Röntgenspektren wurden nach dem Verfahren in Abschnitt 3.3.2 erzeugt. Die Datenpunkte haben einen Abstand von 29 eV, der Energiekalibrierung. Sie entsprechen einem Count der Kamera. Die Auflösung beträgt jedoch 250 eV. Die Informationen unter 500 eV können, bedingt durch den Auswertalgorithmus, nicht gedeutet werden – der Peak ist wahrscheinlich künstlich. Außer bei den Untergrundspektren sind die Spektren bei diesem Wert abgeschnitten. Der Fehler ist der Standardfehler aus der Mittelung über eine Serie von Aufnahmen (typ. 10 Schuss), die Daten selbst sind über eine Reihe gemittelt.

4.1.1 Untergrundsignal

Da das Laserplasma selbst eine starke Strahlungsquelle ist, die bis in den Röntgenbereich reicht, wurde Röntgenstrahlung allein durch den Anregestrahl erzeugt. Dieses Signal ist in allen Spektren enthalten, und wurde von diesen subtrahiert.

Allgemeines

Typische Untergrundspektren beider Messkampagnen sind in Abbildung 4.1 gezeigt.

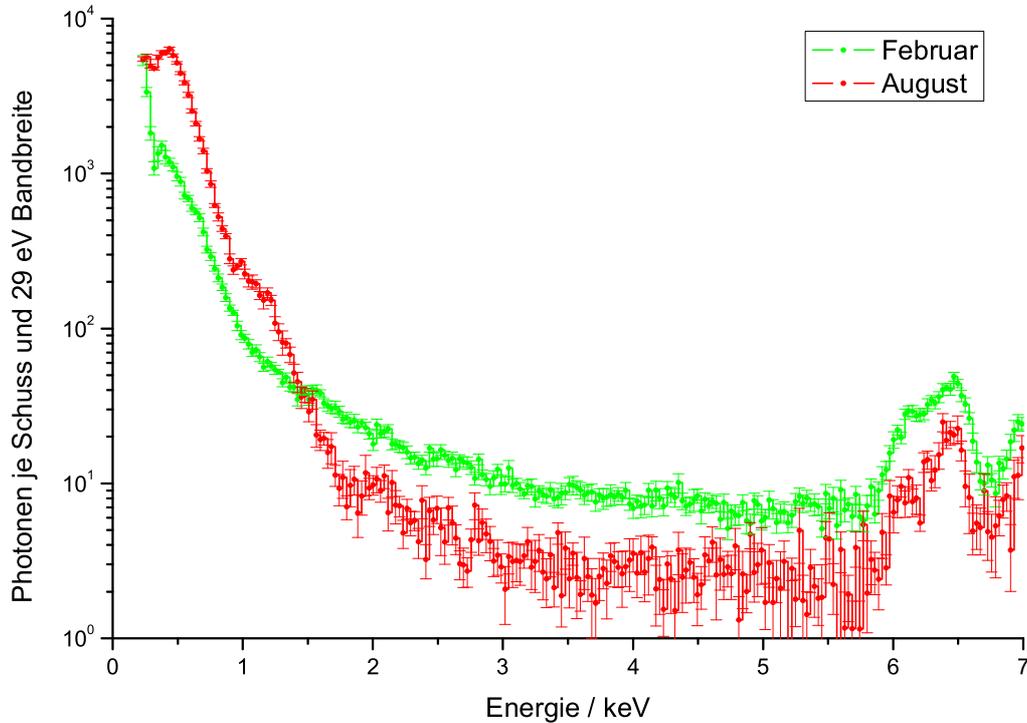


Abbildung 4.1

Untergrundspektren beider Messkampagnen. Die unterschiedliche Stärke wird durch den jeweiligen Zustand der Versuchsbedingungen geprägt. Deutlich sichtbar ist die Fe- K_α -Linie bei 6,4 keV.

Die Form der Verläufe ist ähnlich: Es gibt bei niedrigen Energien (unterhalb 1,5 keV) ein starkes Signal, und bei 6,4 keV hebt sich die Fe – K_α -Linie [37] deutlich aus dem Untergrund. Diese Linie entsteht durch Ionenbeschuss der Düse, wenn das Plasma expandiert. Als Ursache für das restliche Signal (zu niedrigen Energien ansteigend), kommt das Plasma mit seinen vielfältigen Prozessen in Frage. Die Elektronen emittieren Licht auch ohne Abfragestrahl, z.B. durch Stöße (Bremsstrahlung), durch nichtlineare Thomson-Streuung oder durch die in Kapitel 2 erwähnten Betatron-Oszillationen. Diese Abstrahlungen werden durch die anisotrope Abstrahl-

Charakteristik für relativistische Elektronen, die Energieverteilung der Elektronen (exponentiell) und den kleinen Beobachtungswinkel geprägt.

Der Unterschied, dass nämlich in der August-Messung bei hohen Energien weniger Photonen, bei niedrigen jedoch mehr Photonen registriert wurden, kann darauf zurück geführt werden, dass sich viele Parameter geändert haben. Beispielsweise eine Erhöhung des Beobachtungswinkels und der Intensität im August gegenüber der Februarmessung können das Überkreuzen beider Graphen erklären.

Zeitverhalten

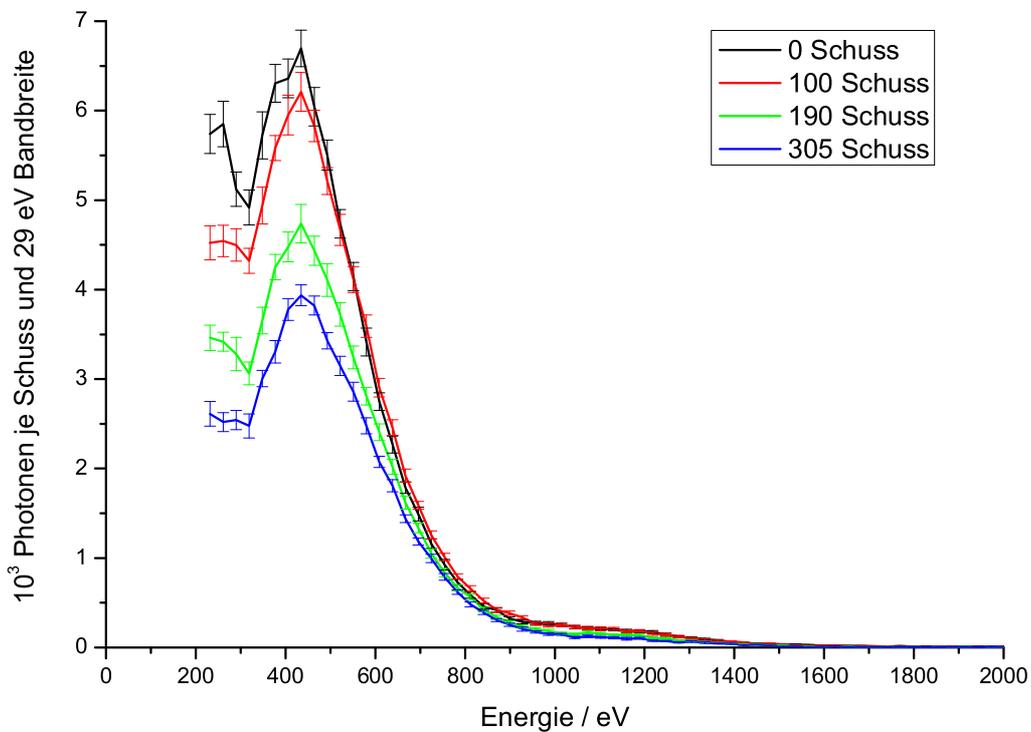


Abbildung 4.2

Änderung von Untergrundspektren während des Experiments. Die Schusszahl gibt an, nach wieviel Schüssen die Aufnahme des jeweiligen Untergrundspektrums begonnen wurde.

Was sich deutlich bemerkbar machte, war die Abnutzung der Düse durch den Ionenbeschuss. Mit der Zeit nahm das Signal ab, da sich das Ausströmverhalten des

Gases änderte. Es gibt kein Kriterium, um während des Experiments den Ausgangszustand wieder herzustellen. Aus diesem Grund wurden häufig (nach 20 Schuss) Untergrundspektren aufgenommen, um bei der Differenzbildung der Spektren (siehe folgender Abschnitt) diesen ungewollten und zufälligen Einfluss zu eliminieren. Die zeitliche Änderung von Untergrundspektren ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Form der Spektren unterscheidet sich nur minimal (viel weniger als in Abbildung 4.1), es verringert sich nur die Amplitude.

4.1.2 Rückstreuungs-Spektren

Wird mit beiden Strahlen geschossen, ändert sich das Spektrum – es gibt einen Zuwachs bei Energien kleiner 2 keV. Dieser Zuwachs wurde durch Subtraktion eines zeitlich benachbarten Untergrundspektrums isoliert.

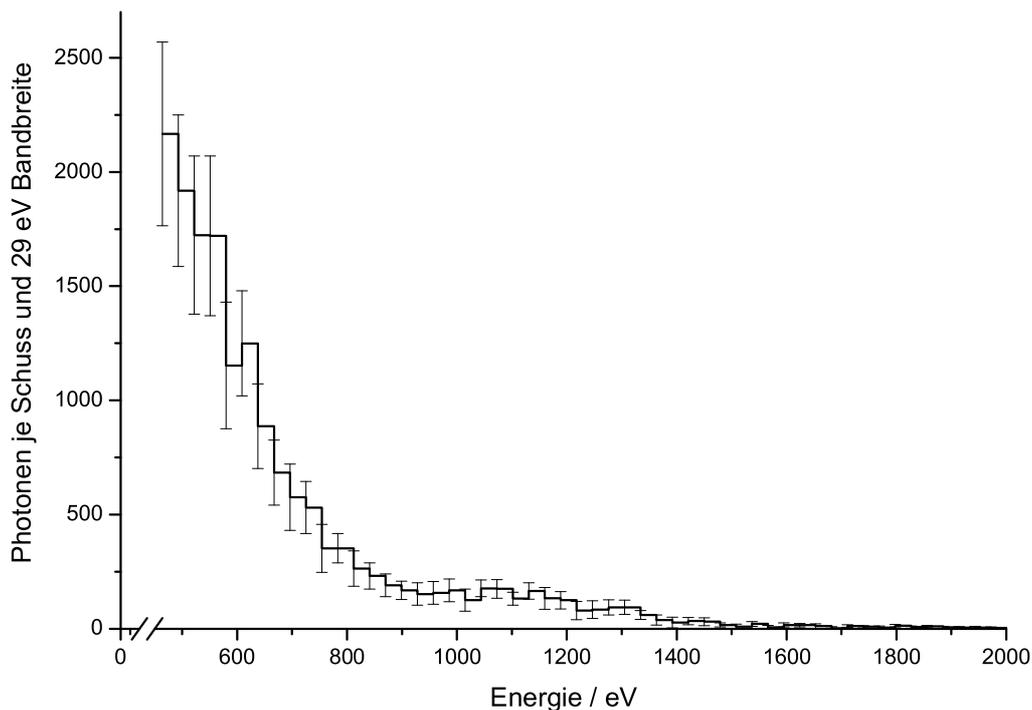


Abbildung 4.3

Ein typisches Differenzspektrum (Thomson-Rückstreuungs-Spektrum). Oberhalb von 2 keV verschwindet die Differenz. Dieses Spektrum ist bei maximalem Signal aufgenommen worden.

Oberhalb von 2 keV ist die Differenz Null. Dies ist konform mit Abbildung 2.7. Für einen Beobachtungswinkel von $0,06 \text{ rad} = 3,3^\circ$ wird oberhalb von 1,8 keV keine rückgestreute Strahlung beobachtet, und zwar unabhängig vom Elektronenspektrum. Darüber hinaus ändert sich das Differenzspektrum mit der Zeitdifferenz zwischen Anrege- und Abfragepuls.

Diese drei Fakten,

- a) ein zusätzliches, durch den Abfragepuls erzeugtes Signal, das sich
- b) mit der Zeitdifferenz ändert und welches
- c) oberhalb von 2 keV verschwindet,

sprechen dafür, dass Thomson-rückgestreute Photonen detektiert wurden. Andere Möglichkeiten, z.B. eine veränderte Ausbildung des relativistischen Kanals durch den Abfragepuls oder ein anderes Beschleunigungsverhalten der Elektronen, können nicht systematisch diese 3 Eigenschaften aufweisen.

4.2 Parameter-abhängiges Verhalten

Bei Variation der Parameter Zeitdifferenz und Fokusposition zeigen die Differenzspektren nur eine Änderung der Amplitude, nicht aber ihrer Form.

Zur einfachen und übersichtlichen Darstellung wurde das Differenzsignal von 430 eV bis 2030 eV integriert (und wieder über die Serie gemittelt). Das sind die Daten der nachfolgenden Diagramme. Die Fehlerangabe ist die Schwankung der Integrale über ein Reihe von Aufnahmen, die Nummerierung ist die der Serie.

4.2.1 Untersuchung der Zeitabhängigkeit

Das Delay bezeichnet die Zeitdifferenz zwischen dem Zeitpunkt, zu welchem der Anregestrahl durch seinen geometrischen Fokus läuft, und dem Zeitpunkt an dem sich beide Pulse treffen, unabhängig von den Positionen der geometrischen Foki. Bis auf eine feste Differenz, bedingt durch das in 3.4.2 beschriebene Verschieben des Fokus, ist diese Zeitdifferenz gleich jener, die zwischen Beginn der Elektronenbeschleunigung und der Thomson-Streuung liegt.

Das Ergebnis einer ersten solchen Delay-Fahrt ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Bei dieser Messung wurde an verschiedene Positionen des Abfragestrahl-Fokus die Zeitdifferenz zwischen beiden Pulsen variiert, vgl. Abbildung 3.19.

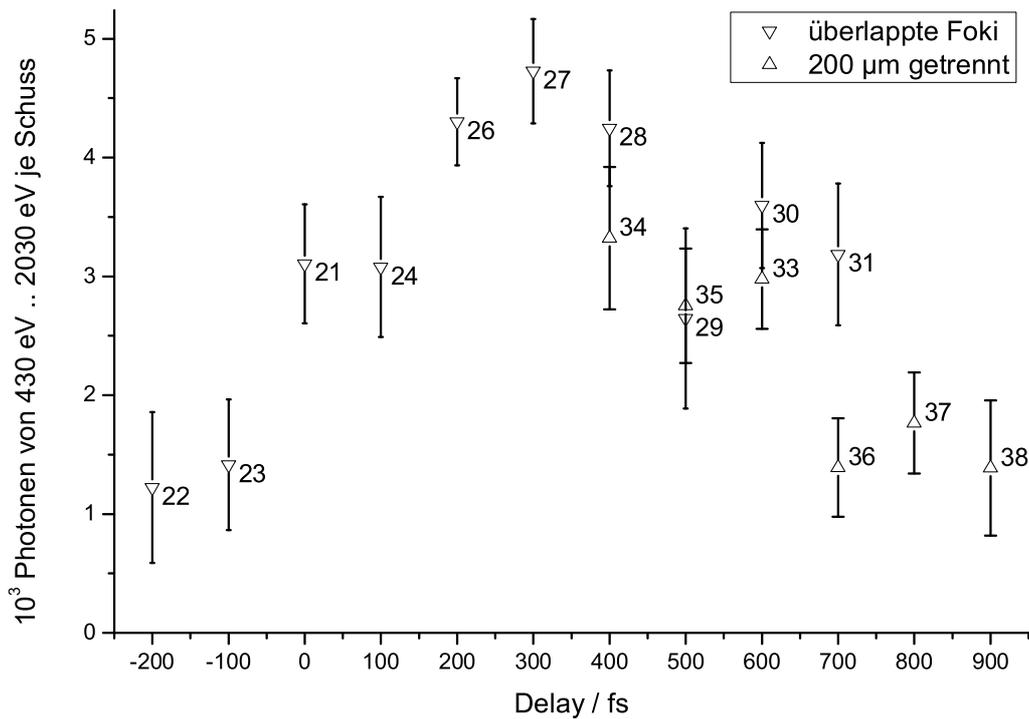


Abbildung 4.4

Delay-Kurven für überlappte und getrennte Foki. Zur Erläuterung siehe Abbildung 3.19.

Überlappte Foki = Set 21 bis Set 31 (Set 25 nicht vorhanden)

Getrennte Foki = Set 33 bis Set 38

Bei überlappten Foki besteht die Kurve aus einem ansteigenden und einem abfallenden Teil. In den Ausführungen in Abschnitt 3.4.2 wurde dargelegt, dass der relativistische Kanal etwa $50 \mu\text{m}$ vor dem Fokus beginnt, entsprechend einer Zeitdifferenz von ca. 200 fs. Deswegen gibt es auch für negative Werte des Delay ein Signal.

Durch die in Abschnitt 3.4.3 angesprochene Aufweitung des Abfragestrahls ist in der Kurve die Abnahme der Intensität desselben enthalten. Diese wird jedoch gemäß den Ausführungen zur Filamentierung (ebenfalls 3.4.3) schwach ausfallen.

Der Anstieg zwischen den Werten -200 fs und 300 fs ist auf die Zunahme der Zahl beschleunigter Elektronen mit Energien oberhalb 5 MeV (siehe 4.3) zurückzuführen, da die Intensität des Probestrahls in diesem Bereich bereits abnimmt. Es wird also die Beschleunigung von Elektronen durch einen Laser beobachtet! Die Abnahme ab

Datenpunkt 27 kann dadurch erklärt werden, dass sich nun die Intensitätsabnahme stärker auf das Signal auswirkt als die Beschleunigung von Elektronen. Der Beginn bei -200 fs entspricht einem Abstand von ca. $60 \mu\text{m}$ vom geometrischen Fokus des Anregestrahls. Diese Größe ist gleich dem Abstand des Beginns des relativistischen Kanals vom geometrischen Fokus (Delay = 0). Die Elektronenbeschleunigung beginnt am Anfang des relativistischen Kanals.

Die Kurve für getrennte Foki entspricht der mit grün dargestellte Situation in Abbildung 3.19. Die Distanz von $200 \mu\text{m}$ entspricht einer Verzögerung von 670 fs. Dadurch wurde für die Datenpunkte von etwa 500 fs bis 900 fs die Intensität gegenüber dem Zustand überlappter Foki erhöht. Doch die Kurven passen gut übereinander. Daraus kann geschlossen werden, dass vorwiegend ein Effekt der Elektronenbeschleunigung beobachtet wurde, die Intensitätsabhängigkeit ist zweitrangig. Zumindest gibt es bei den Datenpunkten 33 bis 35 keine Zunahme des Signals, obwohl sich die Intensität des Abfragestrahls kaum ändert. Der Beschleunigungsprozess ist für diese Delay-Werte offenbar abgeschlossen.

Die Foki wurden auch $400 \mu\text{m}$ und $600 \mu\text{m}$ getrennt. Hier ist das Signal verschwindend gering und schwankt stark. Dies kann wie folgt erklärt werden: Zum einen muss die Propagationsrichtung der Elektronen nicht unbedingt die gleiche sein, in der der Fokus des Abfragestrahls verschoben wird, da die Justage nicht so exakt erfolgen kann. Außerdem propagieren die Elektronen nicht immer längs der z-Achse. Zum anderen durchläuft der Abfragestrahl weniger Gas. Er filamentiert nicht so sehr auf und erreicht kleinere Durchmesser. Es ist dadurch möglich, dass bei bestimmten Kombinationen von Delay und Fokusposition überhaupt keine Streuung stattfinden kann, da sich Elektronen und Photonen nicht begegnen.

Die Delay-Messung wurde aufgrund ihrer Bedeutung im August wiederholt. Es blieben die Foki überlappt, aber die Messung wurde zu Beginn und am Ende des Experiments (bei verschiedenen Stärken des Untergrundsignals) durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.5 dargestellt, und reproduziert die erste Messung sehr gut. In beiden Fällen lag das auf das Untergrundsignal bezogene Signal im Maximum bei etwa 30%.

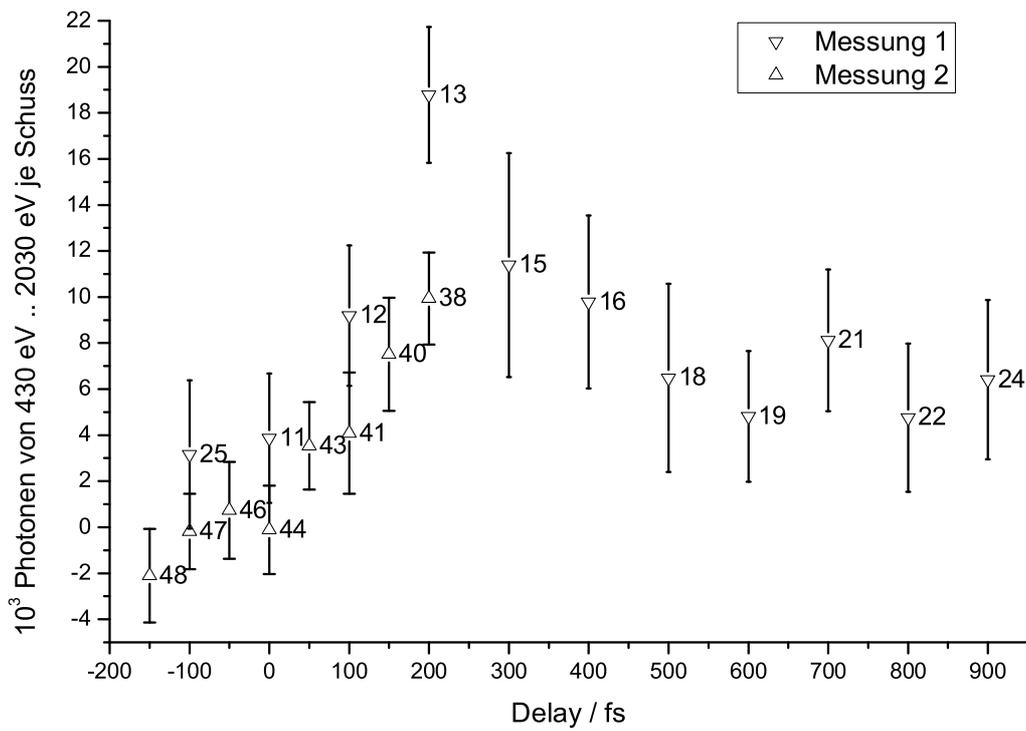


Abbildung 4.5

Delay-Kurven von der Augustmessung. Im Gegensatz zu Abbildung 4.4 blieben die Foki überlappt.

Messung 1 = Set 11 bis Set 25, jede 3. Nummer fehlt (Untergrundspektrum)

Messung 2 = Set 38 bis Set 48

Negative Photonenzahlen bedeuten: Im Untergrundspektrum waren mehr Photonen als im Signalspektrum.

4.2.2 weitere Untersuchungen

Neben dem Verschieben des Wechselwirkungsgebietes in Längsrichtung wurde dieses auch quer verschoben. Das geschah jedoch immer dann, wenn das Gebiet in Längsrichtung weit vom Fokus entfernt war. Dann jedoch war der Abfragestrahl sehr groß, die transversale Intensitätsverteilung flach. Diese X-Y-Scans zeigen deswegen keine Änderung des Signals, siehe Abbildung 4.6.

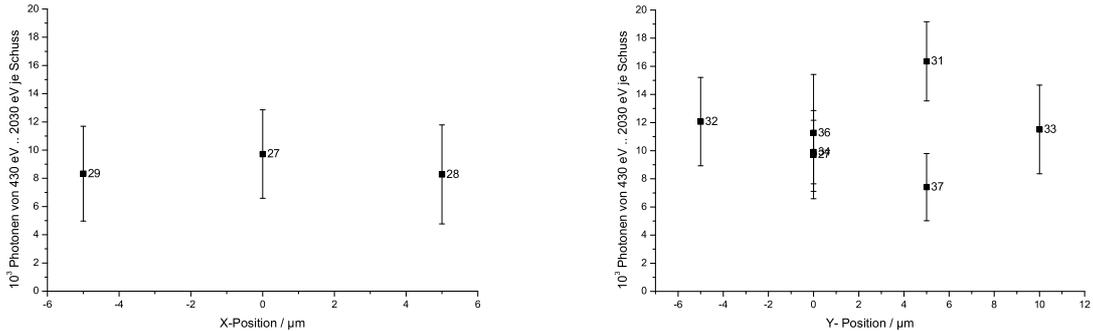


Abbildung 4.6

X-Y-Scans im August. Sie erfolgten bei einem Delay von 600 fs, also bei 180 μm Abstand vom Fokus.

4.3 Elektronenspektren

Aus den Differenzspektren können Elektronenspektren berechnet werden. Dies ist durch Gleichung (2.4) möglich, da die experimentellen Parameter wie Beobachtungswinkel und Energieauflösung bekannt sind. Abbildung 4.7 zeigt drei Elektronenspektren, die aus der August-Messung bestimmt wurden. Die untere Grenze bei 5 MeV ist durch die Detektion bedingt, sie entspricht der unteren Grenze in den Röntgenspektren (Kanal 15). Zu höheren Energien macht sich der nichtlineare Zusammenhang zwischen γ und der Photonenergie bemerkbar.

Wie auch in den Rückstreuungsspektren, ändert sich die spektrale Form nur schwach, die Amplitude dagegen deutlich. Mit den Begriffen aus Abschnitt 2.3.2 ändert sich hauptsächlich die Anzahl der Elektronen im Bunch, N_B . Die Verteilungsfunktion $f(\gamma)$ ändert sich kaum.

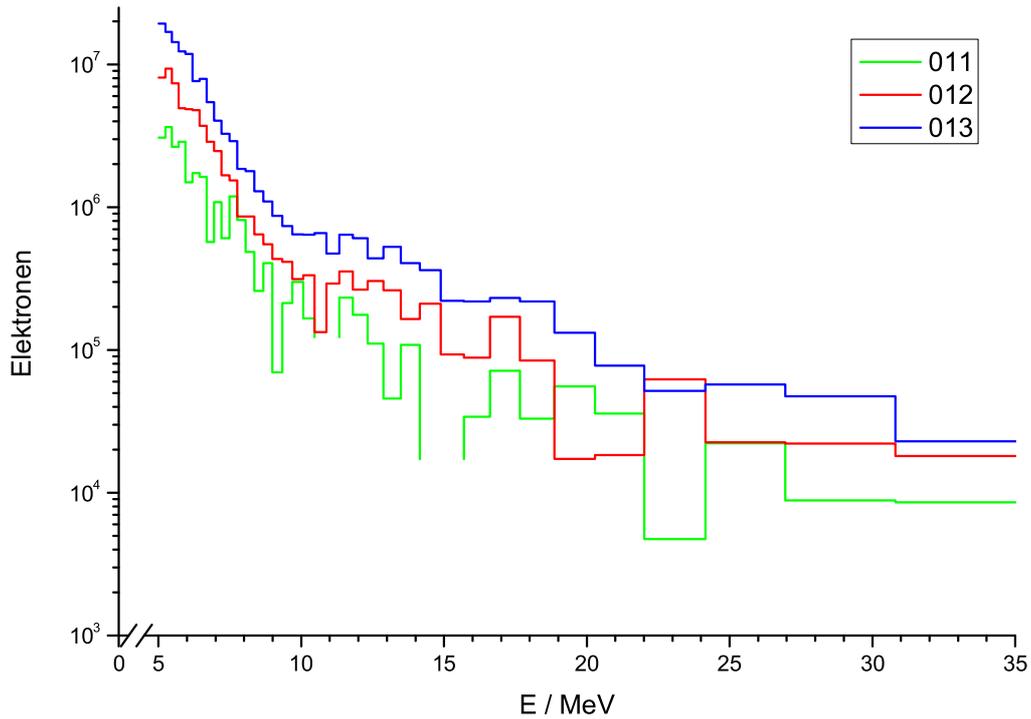


Abbildung 4.7

Aus Differenzspektren berechnete Elektronenspektren. Die Nummerierung ist die der Serie. Es macht sich deutlich die nichtlineare Beziehung zwischen der Elektronenenergie und der Photonenenergie bemerkbar. Für große Elektronenenergien liegen die Datenpunkte weiter auseinander.

Damit ist eine weitere Deutung der Delay-Kurven (Abbildungen 4.4, 4.5) möglich. Die dort aufgetragenen Integrale sind proportional zur Elektronenzahl im beobachteten Energiebereich. Es wurde somit eine Zunahme der Elektronenzahl durch Einfangen von Plasmaelektronen („trapping“) beobachtet. Zusammen mit der konstant bleibenden Form des Spektrums ist dies konsistent mit dem Ausschnitt der Simulation der Elektronenbeschleunigung in Abschnitt 2.3.2, der der Messung entspricht (von 0 bis ca. 350 fs bzw. $100 \mu\text{m}$).

Bei der Analyse der spektralen Form $f(\gamma)$ fällt auf, dass in verschiedenen Energiebereichen verschiedene Elektronentemperaturen vorliegen. Für Energien bis ca. 10 MeV lässt sich das Spektrum mit einer Temperatur von 1,5 MeV approximieren, darüber mit einer höheren Temperatur von etwa 6 MeV. Dies zeigt Abbildung 4.8.

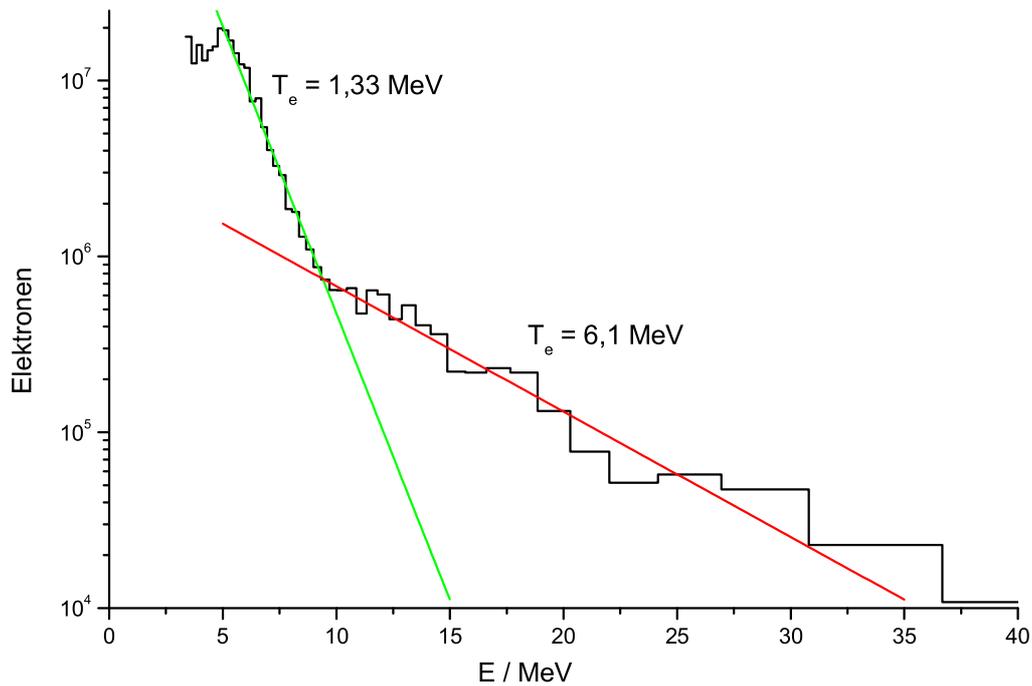


Abbildung 4.8

Elektronenspektrum aus Abbildung 4.7 (Set 013, maximales Signal). Es wurden in verschiedenen Energiebereichen exponentielle Verteilungen gefittet.

Die Verteilung wird jedoch schlecht als Summe zweier exponentieller Spektren der Form $f(\gamma) = A_1 \exp(-\gamma/T_1) + A_2 \exp(-\gamma/T_2)$ reproduziert. Ein solches Modell würde einen Gleichgewichtszustand repräsentieren. Dieser ist offenbar von den Elektronen nach einigen 100 fs noch nicht eingenommen, was plausibel erscheint.

Elektronenspektren, die einzelnen Laserschüssen entsprechen, zeigen den gleichen Verlauf wie die aus ihnen gemittelten Spektren. Nur bei Energien über 10 MeV machen sich die Schuss-zu-Schuss-Schwankungen stark bemerkbar. Dies ist in Abbildung 4.9 dargestellt.

Durch das Mitteln wurden somit nicht unterschiedliche physikalische Vorgänge miteinander vermischt, sondern nur die Aussagekraft verbessert. Insbesondere konnten keine Anzeichen für monoenergetische Anteile in den Spektren gefunden werden. Diese sind gemäß der Simulation im untersuchten Zeitfenster der Beschleunigung auch nicht zu erwarten. Darüber hinaus ist das aus den Parametern in Abschnitt 3.4.1 resultierende Beschleunigungsregime keines, in dem diese Effekte zu erwarten

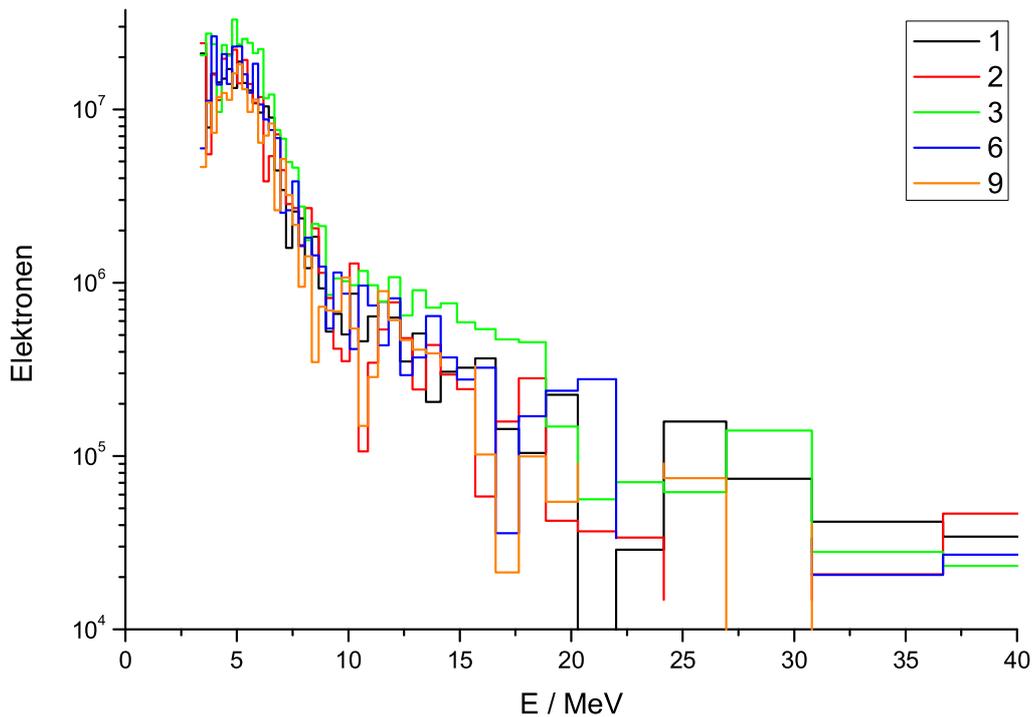


Abbildung 4.9

Elektronenspektren einiger einzelner Laserschüsse, aus denen Abbildung 4.8 besteht.

sind. Dafür sprechen auch die Ergebnisse der Messungen mit dem Magnetspektrometer (Abschnitt 3.2).

4.4 Übersicht der Ergebnisse

Die gewonnenen Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Es wurden mit dem Versuchsaufbau Photonen durch Thomson-Rückstreuung an Laser-erzeugten Elektronen gemessen.
2. Es wurde der Beschleunigungsprozess von Elektronen durch einen Laser zeitaufgelöst beobachtet. Die Zeitauflösung beträgt etwa 100 fs.
3. Die Beschleunigung beginnt am Anfang des relativistischen Kanals.
4. Die Dauer der Beschleunigung liegt zwischen 400 fs und 700 fs. Dies entspricht einer Beschleunigungsstrecke von ca. 100 μm bis 200 μm .

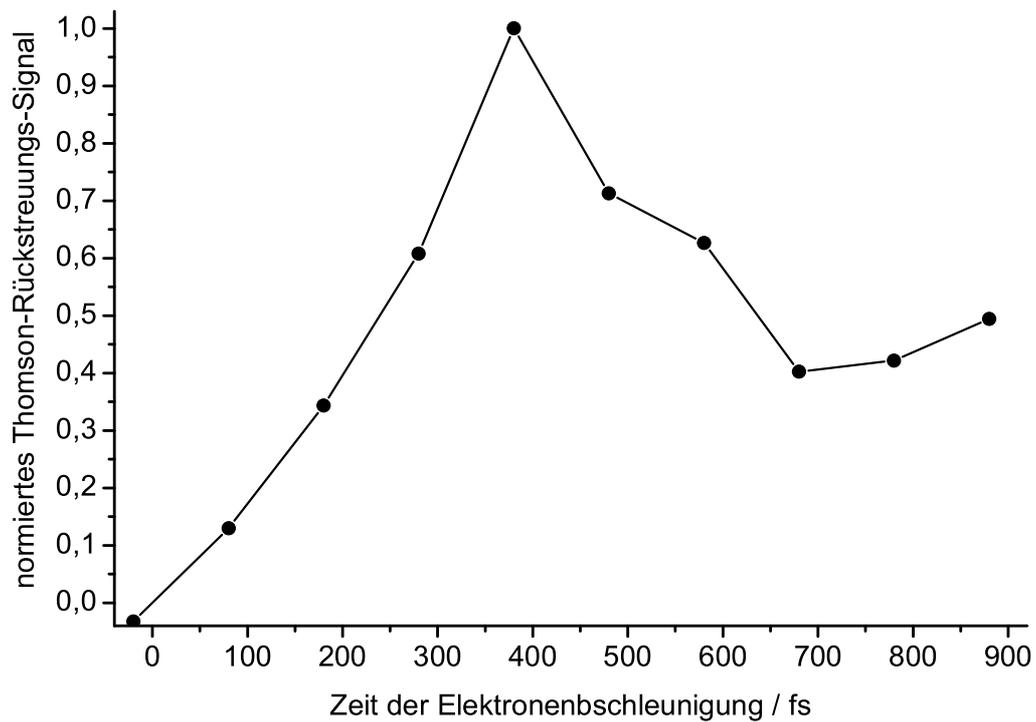


Abbildung 4.10

Zeitverlauf der Elektronenbeschleunigung. Alle Delay-Kurven wurden normiert und gemittelt.

5. Aus den Röntgenspektren wurden Elektronenspektren berechnet.
6. Die Spektren zeigen, dass es in verschiedenen Energiebereichen verschiedene Elektronentemperaturen gibt. Diese Temperaturen ändern sich während der Beschleunigung kaum.
7. Die beobachtete Beschleunigung ist eine Zunahme der Anzahl der beschleunigten Elektronen. Es wurde das Einfangen („trapping“) von Elektronen aus dem Plasma durch die Plasmawelle beobachtet.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit wurden experimentelle Untersuchungen der Elektronenbeschleunigung in Laser-Plasmen vorbereitet und durchgeführt. Es wurden durch Thomson-Rückstreuung an Laser-generierten Elektronen erzeugte Röntgenspektren während des Beschleunigungsprozesses der Elektronen gemessen. Es konnte ein Signal beobachtet werden, welches nur durch das Zusammenwirken von Anrege- und Abfragestrahl erzeugt wird, und das sich mit der Zeitdifferenz zwischen den Pulsen ändert. Dieses Signal wurde als Thomson-Rückstreuungssignal identifiziert. Darüber hinaus konnten aus den experimentellen Daten Elektronenspektren berechnet werden.

Es wurde demonstriert, dass die Zeitentwicklung der Energieverteilung der Elektronen während des Beschleunigungsprozesses mit einer Zeitauflösung von $\Delta t = 100$ fs gemessen werden kann. Dies ist für Laser-Plasma-Beschleuniger ein völlig neues Diagnosemittel.

Aus den Daten wurde die zeitliche Entwicklung der Energieverteilung der Elektronen bestimmt. Die Form des Elektronenspektrums ändert sich dabei nicht, es ändert sich nur die Anzahl der beschleunigten Elektronen. Die maximale Anzahl ist nach einer Strecke von ca. $100 \mu\text{m}$ bis $200 \mu\text{m}$ bzw. einer Zeit von 400 fs bis 700 fs erreicht. Diese Resultate sind konsistent mit Ergebnissen von Simulationen.

Diese Arbeit repräsentiert die weltweit erste Messung von Thomson-Rückstreuung an Laser-erzeugten Elektronen. Die Ergebnisse sind zur Veröffentlichung eingereicht [40].

Kapitel 6

Ausblick

6.1 Untersuchung der Elektronenbeschleunigung

Aus den vorgestellten Ergebnissen können Schlussfolgerungen für weitere Experimente zur Untersuchung der Elektronenbeschleunigung gezogen werden.

Die Beobachtung der Röntgenstrahlung sollte möglichst unter 0° erfolgen. Das Signal erhöht sich dadurch gegenüber dem Untergrund, und die Rekonstruktion der Elektronenspektren kann mit besserer Energieauflösung durchgeführt werden.

Im Experiment sollte versucht werden, die Thomson-Streuung immer im Fokus des Abfragestrahls stattfinden zu lassen. Dann ist dessen Intensität konstant und maximal. Mit einem solchen Vorgehen ist auch eine Messung der transversalen Energieverteilung des Elektronenpulses möglich, da der Abfragestrahl nun klein genug ist um als Sonde eingesetzt werden zu können.

Für diese Verbesserungen des Experiments, die dieses sicher aufwändiger gestalten, muss bedacht werden, dass sich durch die Abnutzung der Gasdüse die Bedingungen rasch ändern können. Eine Überschall-Gasdüse wäre ideal, denn sie nutzt sich langsamer ab. Außerdem verschiebt sich das Röntgenspektrum zu größeren Photonenenergien hin, die evtl. einen anderen Detektor erfordern.

Außerdem wäre es wünschenswert, zu jedem Laserschuss ein Elektronenspektrum mit einem Magnetspektrometer o.ä. quantitativ messen zu können. Dadurch wäre der Anschluss an die bisherigen Messungen wie [21] oder auch [11, 12, 13] möglich. Auf dieser Grundlage könnte z.B. der Einfluss des Abfragestrahls auf die Elektronenbeschleunigung überprüft werden. Es wäre auch der Parameterbereich bestimmbar, in dem sich die Elektronenbeschleunigung gerade abspielt. Und damit wäre eine

aufschlussreiche Untersuchung auf Korrelationen zwischen den Elektronenspektren während der Beschleunigung (via Thomson-Rückstreuung) und nach der Beschleunigung (Magnetspektrometer) möglich.

6.2 Nutzung als Röntgen-Quelle

Die durch Thomson-Rückstreuung erzeugte Röntgenstrahlung weist mehrere interessante Eigenschaften auf:

- spektral abstimmbar gemäß Elektronenspektrum, 1 – 100 keV
- ultrakurz (Pulsdauer wie Elektronen- bzw. Laserpuls), ~ 100 fs
- kleine Quellgröße (wie Laserfokus bzw. Elektronenstrahl) $\sim 10 \mu\text{m}^2$
- polarisiert (wie Abfragestrahl)
- automatisch mit Lasersystem synchronisiert
- geschätzte [26] Spitzen-Brillanz: 10^{20} Photonen/s/mm²/mrad²/0,1% BW
- kompakt

Keine andere gepulste Röntgenquelle [41] weist alle diese Eigenschaften auf:

- Laserplasmen, die charakteristische Strahlung emittieren [17, 5], erzeugen zwar Pulse von der Dauer des Laserpulses und sind monochromatisch. Doch die Strahlung ist unpolarisiert und kann durch die isotrope Abstrahlung nicht effizient genutzt werden.
- Betatronstrahlung [18] aus dem Ionenkanal des Laserplasmas liegt im weichen Röntgenbereich, ist mit dem Laser synchronisiert und erreicht eine Spitzen-Brillanz von über 10^{19} Photonen/s/mm²/mrad²/0,1% BW. Allerdings ist die Strahlung durch ihren statistischen Entstehungsprozess unpolarisiert.
- Synchrotrons bzw. Speicherringe können ebenfalls als Röntgenquelle genutzt werden. Mit Undulatoren werden dort Röntgenpulse erzeugt. Allerdings müssen dazu die Elektronen bis in den GeV-Bereich beschleunigt werden, was sehr große Anlagen erfordert. Außerdem sind die Pulse mit 30..100 ps recht lang.

Strategien zur Erzeugung kürzerer Pulse sind das „Slicing“ [42] oder Thomson-Streuung unter 90° [16]. Bei beiden Verfahren wird nur ein kleiner Anteil der Elektronen zur Erzeugung des Röntgenpulses genutzt. Ebenso muss in beiden Fällen ein Laser mit dem Elektronenbeschleuniger synchronisiert werden, was großen technischen Aufwand mit sich bringt, und nicht besser als mit ca. 3 ps Genauigkeit erfolgen kann.

Eine weitere Technologie ist die Kompression der Elektronenpulse, analog zur Kompression von Laserpulsen bei der CPA. Dieses Verfahren wurde an der SPPS eingesetzt [43].

- Freie-Elektronen-Laser im Röntgengebiet (XFEL) werden sehr hohe Spitzen-Brillianzen erreichen, doch nur mit immensen technischen Aufwand. Ein XFEL besteht aus einem Elektronenbeschleuniger und einem langen Undulator. Der Elektronenbeschleuniger muss fs-Elektronenpulse erzeugen können. Im Undulator wird spontan Strahlung erzeugt, wie an einem Synchrotron auch. Allerdings gibt es eine Wechselwirkung des Strahlungsfeldes auf die Elektronen. Diese werden, wie beim Slicing, je nach Phase zum Strahlungsfeld, beschleunigt oder abgebremst. Das Ergebnis ist ein Elektronenpuls, der aus vielen kleinen Elektronenpaketen besteht (micro-bunching). Diese emittieren weiterhin Undulatorstrahlung. Diese Strahlung kann nun, durch die feste Phasenbeziehung der Elektronen zueinander, konstruktiv interferieren. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von „self-amplified spontaneous emission“ (SASE). Dieses Prinzip ist kein Laser-Prinzip. Die Strahlung ist schmalbandig, durchstimmbare und räumlich kohärent (zeitliche Kohärenz ist möglich).

Die Besonderheit der Thomson-Rückstreuung an Laser-generierten Elektronen liegt an 2 ihrer Eigenschaften. Erstens: Sie ist inhärent mit einem Laser synchronisiert. Dieser wird oft als Anregung in pump-probe-Experimenten genutzt. Nur dadurch ist die hohe Zeitauflösung der Röntgenstrahlung überhaupt nutzbar. Zweitens: Die Polarisation des Röntgenlichts bedient ebenfalls besondere Experimente. Sie wird besonders dann eingesetzt [44], wenn es um die Analyse magnetischer Materialien geht oder um die Untersuchung helischer Strukturen (DNA). Keine andere Röntgenquelle kombiniert beide Eigenschaften, sodass Thomson-Rückstreuung an Laser-erzeugten Elektronen für viele Anwendungen prädestiniert ist.

Anhang A

Freies Elektron im Laserfeld

Betrachtet man zunächst das Laserfeld als unendlich ausgedehnte, ebene, linear polarisierte und sich im Vakuum ausbreitende Welle, so kann man das elektrische Feld als

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_0 \mathbf{e}_x \cos(\omega t - kz) \quad (\text{A.1})$$

ansetzen. Aus den Maxwell-Gleichungen folgt dann für das magnetische Feld:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \underbrace{E_0/c}_{B_0} \mathbf{e}_y \cos(\omega t - kz). \quad (\text{A.2})$$

Seine Amplitude ist um die Phasengeschwindigkeit c kleiner. Auf ein Elektron wirkt die Lorentzkraft

$$\mathbf{F}_L = -e_0(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (\text{A.3})$$

Setzt man die beiden Gleichungen für das Maxwell-Feld ein, erhält man

$$\mathbf{F}_L = -e_0 E_0 \cos(\omega t - kz) (\mathbf{e}_x + \frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{e}_y). \quad (\text{A.4})$$

Man erkennt, dass der ursprüngliche Term $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ erst im Grenzfall $|\mathbf{v}| \rightarrow c$ betragsmäßig mit \mathbf{E} vergleichbar wird.

A.1 nichtrelativistischer Grenzfall

Setzt man $v \ll c$ voraus, wobei die Erfüllung dieser Bedingung später gezeigt wird, vereinfacht sich Gleichung (A.3) zu

$$m_e \ddot{x} = -e_0 E_0 \cos(\omega t). \quad (\text{A.5})$$

Wählt man die Anfangsbedingungen $x(0) = \dot{x}(0) = 0$, erhält man für den Ort

$$x(t) = \frac{e_0 E_0}{m_e \omega^2} [\cos(\omega t) - 1] \quad (\text{A.6})$$

und für die Geschwindigkeit

$$\dot{x}(t) = -\frac{e_0 E_0}{m_e \omega} \sin(\omega t). \quad (\text{A.7})$$

Das Elektron führt eine harmonische Schwingung aus. Die Amplitude der Geschwindigkeit wird oft auf die Lichtgeschwindigkeit normiert:

$$a_0 = \frac{e_0 E_0}{m_e \omega c} \quad (\text{A.8a})$$

Das ist der relativistische Parameter, der häufig als Ersatz für die Intensität angegeben wird. Er misst den Impuls des Elektrons quer zur Ausbreitungsrichtung in Einheiten von $m_e c$ bzw. die relativistische Oszillationsenergie in Einheiten der Ruhmasse. Der nichtrelativistische Grenzfall ist somit für $a_0 \ll 1$ erfüllt. Eine einfache Faustformel zur Berechnung von a_0 ist:

$$a_0 = 0,85 \times \frac{\lambda}{1 \mu\text{m}} \times \sqrt{\frac{I}{10^{18} \text{ W/cm}^2}} \quad (\text{A.8b})$$

Zur Berechnung ist neben der Intensität auch die Wellenlänge des Lasers erforderlich.

A.2 relativistische Bewegung

Lässt man nun die Einschränkung für geringe Intensitäten fallen, können große Werte von a_0 erreicht werden. Dann kann man nicht mehr wie oben mit konstanter Masse rechnen; die Formeln für und die Bedeutung von a_0 bleiben aber weiterhin gültig.

Zur Auflösung von Gleichung (A.3) benutzt man die Beziehungen $\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt}$, $\mathbf{p} = \gamma m_e \mathbf{v}$ und $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$. Man erhält das Gleichungssystem:

$$\frac{d\gamma\beta_x}{dt} = -a_0 \omega (1 - \beta_z) \cos(\omega t - kz) \quad (\text{A.9a})$$

$$\frac{d\gamma\beta_y}{dt} = 0 \quad (\text{A.9b})$$

$$\frac{d\gamma\beta_z}{dt} = -a_0 \omega \beta_x \cos(\omega t - kz) \quad (\text{A.9c})$$

Es wird ersichtlich, dass das Elektron weiterhin keine Kraft in y-Richtung erfährt, jedoch durch die Kopplung eine Kraft in z-Richtung.

Um das grundsätzliche Verhalten, nämlich die nichtlineare Oszillation und die Bewegung in Ausbreitungsrichtung zu zeigen, genügt eine Näherungslösung [45]. Die Näherung kann durchgeführt werden, wenn man sich nicht für das Zeitverhalten von γ während einer Laserperiode $\sim 1/\omega$ interessiert. Man ersetzt γ durch einen geeigneten Mittelwert $\bar{\gamma}$. Dann kann man im Sinne einer Störungsrechnung die Bewegung in x-Richtung berechnen, und diese für die Lösung der Bewegung in z-Richtung verwenden. Hierbei nimmt man aber an, dass die Bewegung in z-Richtung klein ist, sodass das Elektron nur die Phase ωt sieht, und nicht $\omega t - kz(t)$.

Man ersetzt also in den obigen Gleichungen $\gamma = \gamma(t)$ durch $\bar{\gamma} \neq f(t)$. In nullter Ordnung gilt für die Bewegung in x-Richtung die Gleichung (A.7), zuzüglich dem Faktor $\bar{\gamma}c$ im Nenner:

$$\dot{x}^{(0)}(t) = -\frac{e_0 E_0}{\bar{\gamma} m_e \omega} \sin(\omega t) = -\frac{a_0}{\bar{\gamma}} \sin(\omega t). \quad (\text{A.10})$$

Die Bewegungsgleichung in z-Richtung lautet:

$$\ddot{z}^{(1)}(t) = -\frac{e_0 E_0}{\bar{\gamma} m_e} \frac{\dot{x}^{(0)}(t)}{c} \cos(\omega t) = \frac{e_0^2 E_0^2}{2\bar{\gamma}^2 m_e^2 \omega c} \sin(2\omega t) = \frac{a_0^2 \omega c}{2\bar{\gamma}^2} \sin(2\omega t). \quad (\text{A.11})$$

Damit kann man in erster Ordnung die z-Bewegung lösen:

$$\dot{z}^{(1)}(t) = \frac{a_0^2 c}{4\bar{\gamma}^2} [1 - \cos(2\omega t)] \quad (\text{A.12})$$

$$z^{(1)}(t) = \frac{a_0^2 c}{8\bar{\gamma}^2 \omega} [2\omega t - \sin(2\omega t)]. \quad (\text{A.13})$$

Die Bewegung in z-Richtung ist die Überlagerung einer gleichförmigen Bewegung und Oszillation bei der zweiten Harmonischen der Laserfrequenz.

Bei genauerer Behandlung zeigt sich, dass es weitere höhere Harmonische gibt. Die Grundfrequenz ist dann aber nicht mehr die Laserfrequenz ω , denn durch die Bewegung des Elektrons muss die Frequenz ins System des Elektrons transformiert werden.

A.3 Verhalten bei Laserpulsen

Bis zu dieser Stelle lag der Rechnung die Annahme zugrunde, dass das Laserfeld in allen drei Raumrichtungen unendlich ausgedehnt sei. Das ist in der Realität überhaupt nicht der Fall. Zunächst hat der Puls eine endliche Länge. Des Weiteren breitet er sich aus. An einem festen Ort gibt es Gradienten der Intensität (in Ausbreitungsrichtung), die zeitabhängig sind. Hinzu kommt die transversale Begrenzung

durch den Fokus bzw. den Strahldurchmesser. Zusätzlich ist nun auch die relative anfängliche Lage (und Geschwindigkeit) des Elektrons im Laserfokus von Bedeutung.

Die ponderomotorische Kraft ist die zeitlich gemittelte Lorentz-Kraft

$$\mathbf{F}_P = \langle \mathbf{F}_L \rangle = -e_0 \langle \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} \rangle. \quad (\text{A.14})$$

Um den räumlichen Änderungen der Felder Rechnung zu tragen, kann man das elektrische Feld im Gegensatz zu (A.1) mittels Separation zu

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E(\mathbf{r}, t) \mathbf{e}_x \exp(-i\omega t) \quad (\text{A.15})$$

ansetzen. Die neue Amplitudenfunktion berücksichtigt die räumliche und sich mit der Zeit ändernde Verteilung der Intensität. Die Rechnung ergibt für die ponderomotorische Kraft

$$\mathbf{F}_P = -\frac{e_0^2}{4m_e\omega^2} \nabla [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)]^2 \quad (\text{A.16})$$

bzw. für das über $\mathbf{F}_P = -\nabla\phi_P$ definierte ponderomotorische Potenzial

$$\phi_P = \frac{e_0^2}{2\varepsilon_0 m_e \omega^2 c} I(\mathbf{r}, t). \quad (\text{A.17})$$

Durch Gradienten der Intensität wirkt also eine Kraft auf das Elektron, und zwar von hohen Intensitäten weg zu niedrigen.

Anhang B

Thomson-Streuung

Im Folgenden sei die Anregung wieder schwach, sodass man nichtrelativistisch rechnen kann. Die einfallende Welle sei (zumindest aus Sicht des Elektrons) eben und unendlich ausgedehnt. Das Elektron wird gemäß Gleichung (A.5) angeregt, im Plasma wird ein elektrischer Dipol erzeugt. Das Dipolmoment wird mittels (A.6) zu

$$\mathbf{d} = -e_0 \mathbf{r}(t) = -\frac{e_0^2 E_0}{m_e \omega^2} \mathbf{e}_x \exp(-i\omega t) \quad (\text{B.1})$$

bestimmt. Die zweite Zeitableitung des Dipolmoments bestimmt die Abstrahlung:

$$\ddot{\mathbf{d}} = \frac{e_0^2 E_0}{m_e} \mathbf{e}_x \exp(-i\omega t) = \frac{e_0^2}{m_e} \mathbf{E}_{in}(t) . \quad (\text{B.2})$$

Das Fernfeld eines beschleunigten Dipols lautet [46]

$$\mathbf{E}_{out}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\mathbf{r} \times [\mathbf{r} \times \ddot{\mathbf{d}}(t - r/c)]}{r^3} . \quad (\text{B.3})$$

Führt man den Normalenvektor in Beobachtungsrichtung ein, $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$, setzt die Formel für das Dipolmoment ein und substituiert die Konstanten durch den klassischen Elektronenradius

$$r_e = \frac{e_0^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \approx 2,8 \cdot 10^{-15} \text{ m}, \quad (\text{B.4})$$

erhält man für die gestreute Welle:

$$\mathbf{E}_{out}(r, \mathbf{n}, t) = \frac{r_e}{r} \{ \mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \mathbf{E}_{in}(t - r/c)] \} . \quad (\text{B.5})$$

Wie erwartet, ist die Welle entsprechend dem Abstand r zum Streuzentrum retardiert und fällt mit $1/r$ ab. In Richtung \mathbf{n} wird je Raumwinkel die Leistung

$$\frac{dP}{d\Omega} = r^2 c \epsilon_0 E_{out}^2 = r_e^2 \sin^2(\vartheta) c \epsilon_0 E_{in}^2 \quad (\text{B.6})$$

emittiert, wobei ϑ der Winkel zwischen \mathbf{n} und \mathbf{E}_{in} ist.

Anhang C

Relativistischer Doppler-Effekt

Betrachtet werden 2 Inertialsysteme S und S' , die parallel zueinander orientiert sind. S' bewegt sich mit der Geschwindigkeit v gegenüber S in z -Richtung. Die Parameter der Lorentz-Transformation sind:

$$\beta = v/c \quad (\text{C.1a})$$

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2} \quad (\text{C.1b})$$

Die Koordinatentransformationen lauten:

$$x = x' \quad (\text{C.2a})$$

$$y = y' \quad (\text{C.2b})$$

$$z = \gamma(z' + \beta ct') \quad (\text{C.2c})$$

$$t = \gamma(t' + \beta z'/c) \quad (\text{C.2d})$$

Es werden hier ausschließlich Transformationen von S' nach S angegeben. Für den Übergang von S nach S' braucht man nur die gestrichenen durch die ungestrichenen Koordinaten und β durch $-\beta$ ersetzen.

Im Raum propagiert eine Welle der Form $\exp(-i\Phi)$. Die Phase kann in beiden Systemen beobachtet werden:

$$\Phi = \omega t - k_x x - k_y y - k_z z \quad (\text{C.3a})$$

$$\Phi' = \omega' t' - k'_x x' - k'_y y' - k'_z z' \quad (\text{C.3b})$$

Die Phase ist das Skalarprodukt aus Vierer-Ort und Vierer-Wellenvektor, wie unschwer zu sehen ist. Damit ist sie eine Lorentz-Invariante, $\Phi = \Phi'$. Ersetzt man in

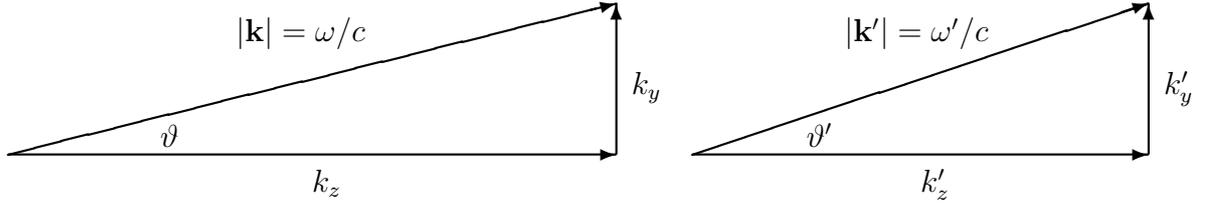


Abbildung C.1

Beziehungen von Wellenvektor, Kreisfrequenz und Winkeln in den Koordinatensystemen S und S' .

Φ' die gestrichelten Koordianten durch die für die Beobachtung aus S transformierten und sortiert um,

$$\omega t - k_x x - k_y y - k_z z = [\omega' \gamma + \gamma \beta c k'_z] t - k'_x x - k'_y y - [\gamma k'_z + \gamma \omega' \beta / c] z, \quad (\text{C.4})$$

kann man einen Koeffizientenvergleich durchführen, da die Beziehung nicht vom Punkt (x, y, z, t) in der Raum-Zeit abhängen können. Daraus liest man die Transformationen für Kreisfrequenz und Wellenzahl ab:

$$k_x = k'_x \quad (\text{C.5a})$$

$$k_y = k'_y \quad (\text{C.5b})$$

$$k_z = \gamma(k'_z + \beta \omega' / c) \quad (\text{C.5c})$$

$$\omega = \gamma(\omega' + \beta c k'_z) \quad (\text{C.5d})$$

Führt man den Winkel ϑ zwischen der Ausbreitungsrichtung \mathbf{k} und der z-Achse ein und berücksichtigt die Relation $|\mathbf{k}| = \omega/c$ (dito für S' , siehe Abbildung C.1), erhält man für die Transformationen der Kreisfrequenz:

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta \cos \vartheta') \quad (\text{C.6})$$

Umgekehrtes Vorgehen ergibt Relationen zur Transformation von Winkelfunktionen:

$$\cos \vartheta = \frac{\cos \vartheta' + \beta}{1 + \beta \cos \vartheta'} \quad (\text{C.7a})$$

$$\sin \vartheta = \frac{\sin \vartheta'}{\gamma(1 - \beta \cos \vartheta')} \quad (\text{C.7b})$$

$$\tan \vartheta = \frac{\sin \vartheta'}{\gamma(\beta + \cos \vartheta')} \quad (\text{C.7c})$$

Literaturverzeichnis

- [1] D. Strickland und G. Mourou: *Compression of amplified chirped optical pulses*, OPTICS COMMUNICATIONS **56** (3), S. 219–221, 1985
- [2] G. Cheriaux und J. P. Chambaret: *Ultra-short high-intensity laser pulse generation and amplification*, MEASUREMENT SCIENCE & TECHNOLOGY **12** (11), S. 1769–1776, 2001
- [3] Y. Y. Lau, F. He, D. P. Umstadter und R. Kowalczyk: *Nonlinear Thomson scattering: A tutorial*, PHYSICS OF PLASMAS **10** (5), S. 2155–2162, 2003
- [4] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall und A. Ting: *Overview of plasma-based accelerator concepts*, IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE **24** (2), S. 252–288, 1996
- [5] F. Ewald, H. Schwoerer und R. Sauerbrey: *K-alpha-radiation from relativistic laser-produced plasmas*, EUROPHYSICS LETTERS **60** (5), S. 710–716, 2002
- [6] K. W. D. Ledingham, I. Spencer, T. McCanny, R. P. Singhal, M. I. K. Santala, E. Clark, I. Watts, F. N. Beg, M. Zepf, K. Krushelnick, M. Tatarakis, A. E. Dangor, P. A. Norreys, R. Allott, D. Neely, R. J. Clark, A. C. Machacek, J. S. Wark, A. J. Cresswell, D. C. W. Sanderson und J. Magill: *Photonuclear physics when a multiterawatt laser pulse interacts with solid targets*, PHYSICAL REVIEW LETTERS **84** (5), S. 899–902, 2000
- [7] H. Schwoerer, P. Gibbon, S. Dusterer, R. Behrens, C. Ziener, C. Reich und R. Sauerbrey: *MeV X rays and photoneutrons from femtosecond laser-produced plasmas*, PHYSICAL REVIEW LETTERS **86** (11), S. 2317–2320, 2001
- [8] B. Liesfeld, K. U. Amthor, F. Ewald, H. Schwoerer, J. Magill, J. Galy, G. Lander und R. Sauerbrey: *Nuclear reactions triggered by laser-accelerated relativistic*

- electron jets*, APPLIED PHYSICS B-LASERS AND OPTICS **79** (8), S. 1047–1052, 2004
- [9] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, K. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry und E. M. Campbell: *Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids*, PHYSICAL REVIEW LETTERS **85** (14), S. 2945–2948, 2000
- [10] M. Hegelich, S. Karsch, G. Pretzler, D. Habs, K. Witte, W. Guenther, M. Allen, A. Blazevic, J. Fuchs, J. C. Gauthier, M. Geissel, P. Audebert, T. Cowan und M. Roth: *MeV ion jets from short-pulse-laser interaction with thin foils*, PHYSICAL REVIEW LETTERS **89** (8), S. 085002, 2002
- [11] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J. P. Rousseau, F. Burgy und V. Malka: *A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams*, NATURE **431** (7008), S. 541–544, 2004
- [12] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. R. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, D. A. Jaroszynski, A. J. Langley, W. B. Mori, P. A. Norreys, F. S. Tsung, R. Viskup, B. R. Walton und K. Krushelnick: *Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions*, NATURE **431** (7008), S. 535–538, 2004
- [13] C. G. R. Geddes, C. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary und W. P. Leemans: *High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding*, NATURE **431** (7008), S. 538–541, 2004
- [14] J. Bernhardt: *Aufbau eines Experiments zur Überlagerung zweier gegenläufiger intensiver Laserpulse*, Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2005
- [15] W. P. Leemans, R. W. Schoenlein, P. Volfbeyn, A. H. Chin, T. E. Glover, P. Balling, M. Zolotarev, K. J. Kim, S. Chattopadhyay und C. V. Shank: *X-ray based subpicosecond electron bunch characterization using 90 degrees Thomson scattering*, PHYSICAL REVIEW LETTERS **77** (20), S. 4182–4185, 1996

- [16] R. W. Schoenlein, W. P. Leemans, A. H. Chin, P. Volfbeyn, T. E. Glover, P. Balling, M. Zolotarev, K. J. Kim, S. Chattopadhyay und C. V. Shank: *Femtosecond x-ray pulses at 0.4 angstrom generated by 90 degrees Thomson scattering: A tool for probing the structural dynamics of materials*, SCIENCE **274** (5285), S. 236–238, 1996
- [17] S. Volkmer: *Erzeugung charakteristischer Röntgenstrahlung mittels relativistischer laserbeschleunigter Elektronen*, Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2004
- [18] A. Rousse, K. T. Phuoc, R. Shah, A. Pukhov, E. Lefebvre, V. Malka, S. Kiselev, F. Burgy, J. P. Rousseau, D. Umstadter und D. Hulin: *Production of a keV x-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction*, PHYSICAL REVIEW LETTERS **93** (13), S. 135005, 2004
- [19] T. Tajima und J. M. Dawson: *Laser electron-accelerator*, PHYSICAL REVIEW LETTERS **43** (4), S. 267–270, 1979
- [20] A. Pukhov und J. Meyer-ter Vehn: *Laser wake field acceleration: the highly nonlinear broken-wave regime*, APPLIED PHYSICS B-LASERS AND OPTICS **74** (4-5), S. 355–361, 2002
- [21] B. Hidding: *Messungen von Elektronenspektren aus Laser-Plasmen am IOQ*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2004, (persönliche Mitteilung)
- [22] M. Geissler: *3D-PIC-Simulation mit ILLUMINATION der Elektronenbeschleunigung mit dem JETI am IOQ Jena*, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, 2005, (persönliche Mitteilung)
- [23] E. S. Sarachik und G. T. Schappert: *Classical Theory Of Scattering Of Intense Laser Radiation By Free Electrons*, PHYSICAL REVIEW D **1** (10), S. 2738, 1970
- [24] E. Esarey, S. K. Ride und P. Sprangle: *Nonlinear thomson scattering of intense laser-pulses from beams and plasmas*, PHYSICAL REVIEW E **48** (4), S. 3003–3021, 1993
- [25] S. K. Ride, E. Esarey und M. Baine: *Thomson scattering of intense lasers from electron-beams at arbitrary interaction angles*, PHYSICAL REVIEW E **52** (5), S. 5425–5442, 1995

- [26] P. Catravas, E. Esarey und W. P. Leemans: *Femtosecond X-rays from Thomson scattering using laser wakefield accelerators*, MEASUREMENT SCIENCE & TECHNOLOGY **12** (11), S. 1828–1834, 2001
- [27] P. Tomassini, M. Galimberti, A. Giulietti, D. Giulietti, L. A. Gizzi und L. Labate: *Spectroscopy of laser-plasma accelerated electrons: A novel concept based on Thomson scattering*, PHYSICS OF PLASMAS **10** (4), S. 917–920, 2003
- [28] K.-U. Amthor: *Plasmadiagnose in Experimenten zur Wechselwirkung intensiver Laserimpulse mit Materie*, Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2002
- [29] U. Fuchs, U. D. Zeitner und A. Tunnermann: *Ultra-short pulse propagation in complex optical systems*, OPTICS EXPRESS **13** (10), S. 3852–3861, 2005
- [30] U. Fuchs: *Simulation der Pulspropagation unter den Bedingungen im Zweistrahl-Experiment*, Fraunhofer Institut Angewandte Optik und Feinmechanik, 2005, vortrag im Institutsseminar des IOQ am 13.7.2005 und persönliche Mitteilung
- [31] *ESTAR: stopping power and range tables for electrons*, National Institute of Standards and Technology (USA)
URL <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- [32] L. Herforth und H. Koch: *Praktikum der Radioaktivität und Radiochemie*, J. A. Barth (Leipzig), 3. Aufl., 1992
- [33] *X-Ray transmission of a solid*, Center for X-Ray Optics, Berkeley Lab (USA)
URL http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/filter2.html
- [34] F. Ewald: *Harte Röntgenstrahlung aus relativistischen Laserplasmen und laserinduzierte Kernreaktionen*, Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2004
- [35] F. Zamponi: Vortrag im Instituts-Seminar am 09.02.2005 und persönliche Mitteilung
- [36] F. Zamponi, T. Kämpfer, M. Morak, I. Uschmann und E. Förster: *Characterization of a deep depletion, back illuminated CCD in the X-ray range*, eingereicht bei: REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS

- [37] A. Thompson und D. Vaughan (Hg.): *X-Ray Data Booklet*, Technical and Electronic Information Department, Lawrence Berkeley National Laboratory
URL <http://xdb.lbl.gov>
- [38] L. Labate, M. Galimberti, A. Giulietti, D. Giulietti, L. A. Gizzi, P. Tomassini und G. Di Cocco: *A laser-plasma source for CCD calibration in the soft X-ray range*, NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS IN PHYSICS RESEARCH SECTION A **495** (2), S. 148–153, 2002
- [39] J. Jasny, U. Teubner, W. Theobald, C. Wulker, J. Bergmann und F. P. Schafer: *A single-shot spectrograph for the soft-x-ray region*, REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS **65** (5), S. 1631–1635, 1994
- [40] H. Schwoerer, B. Liesfeld, H.-P. Schlenvoigt, K.-U. Amthor und R. Sauerbrey: *Thomson Backscattered X-rays from Laser-Accelerated Electrons*, eingereicht bei: PHYSICAL REVIEW LETTERS
- [41] K. Sokolowski-Tinten: *ultrakurze Röntgentechniken*, Vorlesung, 2005
- [42] R. W. Schoenlein, S. Chattopadhyay, H. H. W. Chong, T. E. Glover, P. A. Heimann, C. V. Shank, A. A. Zholents und M. S. Zolotarev: *Generation of femtosecond pulses of synchrotron radiation*, SCIENCE **287** (5461), S. 2237–2240, 2000
- [43] A. M. Lindenberg, J. Larsson, K. Sokolowski-Tinten, K. J. Gaffney, C. Blome, O. Synnergren, J. Sheppard, C. Caleman, A. G. MacPhee, D. Weinstein, D. P. Lowney, T. K. Allison, T. Matthews, R. W. Falcone, A. L. Cavalieri, D. M. Fritz, S. H. Lee, P. H. Bucksbaum, D. A. Reis, J. Rudati, P. H. Fuoss, C. C. Kao, D. P. Siddons, R. Pahl, J. Als-Nielsen, S. Duesterer, R. Ischebeck, H. Schlarb, H. Schulte-Schrepping, T. Tschentscher, J. Schneider, D. von der Linde, O. Hignette, F. Sette, H. N. Chapman, R. W. Lee, T. N. Hansen, S. Techert, J. S. Wark, M. Bergh, G. Huldt, D. van der Spoel, N. Timneanu, J. Hajdu, R. A. Akre, E. Bong, P. Krejcik, J. Arthur, S. Brennan, K. Luening und J. B. Hastings: *Atomic-scale visualization of inertial dynamics*, SCIENCE **308** (5720), S. 392–395, 2005
- [44] D. Attwood: *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation*, Cambridge University Press, 2000

[45] R. Sauerbrey: *Physik bei hohen Laserintensitäten*, Vorlesung, 2004

[46] D.-G. Welsch: *Elektrodynamik*, Skript zur Vorlesung, 2001

Abbildungsverzeichnis

2.1	Prinzip der LWFA	10
2.2	Elektronenspektrum mit monoenergetischen Anteilen	11
2.3	Elektronenspektrum bei SM-LWFA	12
2.4	Simulation der Elektronenbeschleunigung	14
2.5	relativistischer Dopplereffekt beim Übergang ins mitbewegte System .	16
2.6	relativistischer Dopplereffekt beim Übergang ins Laborsystem	17
2.7	Winkelabhängigkeit des Rückstreuungs-Spektrums	20
2.8	Winkelabhängigkeit des Rückstreuungs-Spektrums (2)	21
2.9	Rückstreuungs-Spektren für verschiedene Elektronenverteilungen . . .	22
2.10	Idee des Experiments für zeitaufgelöste Messungen	24
2.11	Idee des Experiments für orts aufgelöste Messungen	24
3.1	Aufbau des Experiments	26
3.2	Schattenbilder des Laser-Plasmas	27
3.3	Simulation der Fokussierung	28
3.4	Selbstemission des relativistischen Kanals	29
3.5	Elektronendiagnose mit Leuchtschirm	30
3.6	Elektronendiagnose mit Spektrometer	31
3.7	Dunkelbild der Röntgen-Kamera	33
3.8	Transmission der Lichtschutzfilter	34
3.9	Aufbau mit Kamera zur Detektion	34
3.10	Bild der Röntgen-Kamera im Einzel-Photonen-Modus	35
3.11	Pixelmuster für Einzel-Photonen-Ereignisse	36
3.12	Testen des Algorithmus	37
3.13	Ergebnisse der Kalibrierung	38
3.14	Zusammensetzung der Spektren	39
3.15	Aufbau mit Spektrograph zur Detektion	40
3.16	CCD-Bild vom Transmissionsgitter-Spektrograph	41

3.17 Roh-Spektrum vom Transmissionsgitter-Spektrograph	42
3.18 Auswirkung erhöhter Gasdichte auf den Fokus	44
3.19 Abhängigkeit zwischen Delay, Fokusposition und Intensität	45
4.1 Untergrundspektren beider Messkampagnen	47
4.2 Zeitabhängigkeit der Untergrundspektren	48
4.3 Typisches Differenzspektrum	49
4.4 Delay-Fahrten Februar	51
4.5 Delay-Fahrten August	53
4.6 X-Y-Scans	54
4.7 Berechnete Elektronenspektren	55
4.8 Elektronenspektrum mit Fit	56
4.9 Elektronenspektren einzelner Schüsse	57
4.10 Zeitverlauf der Elektronenbeschleunigung	58
C.1 Transformation von Wellenvektor und Winkeln	69

Danksagung

Zu guter Letzt möchte ich mich an dieser Stelle bei all denen bedanken, die mich bei der Durchführung dieser Diplomarbeit mit Rat und Tat unterstützt haben.

Ich danke Prof. Dr. R. Sauerbrey für die Vergabe dieses außerordentlich spannenden Themas, das hiermit hoffentlich noch nicht abgeschlossen ist.

Ich bedanke mich herzlich bei Dr. Heinrich Schwoerer für seine geduldige und ausführliche Beantwortung von Fragen rund um das Experiment und das Lasersystem. Besonders in kritischen Momenten blieb er besonnen und motiviert damit ungemain.

Außerdem bin ich Dr. Ingo Uschmann zu tiefem Dank verpflichtet, der mir mit seinem immensen Know-How in allen Röntgen-Belangen zur Verfügung stand.

Mein ganz besonderer Dank gilt Ben Liesfeld für das hervorragende Zusammenarbeiten im Labor, die behutsame und doch effektive Einführung in die Komplexität des Zweistrahl-Experiments und die Aufmunterungen und Tipps bei allen erdenklichen Problemen und Problemchen.

Ulrike Fuchs gilt mein Dank für die Simulationen der Fokussierung, deren Ergebnisse für dieses Experiment sehr wichtig waren, und die auch für andere Experimente genutzt werden können.

Weiterhin danke ich

Kay-Uwe Amthor für all seine Hilfestellungen im Laborbetrieb

Burgard Beleites und Falk Ronneberger für die fürsorgliche Betreuung des JETIs

Wolfgang Ziegler für seine einzigartige Unterstützung bei allen Konstruktionen, die doch besser der Ingenieur macht

Kerstin Haupt, Daniel Albach, Alexander Debus, Oliver Jäckel und Sebastian Pfothenhauer für ihre motivierende Anteilnahme an der Vorbereitung, Durchführung und Auswertung der Arbeit.

Erklärung

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

Jena, den

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