

Ein Experiment zur Paarerzeugung durch Kollision laserbeschleunigter Elektronen

Diplomarbeit

FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA
PHYSIKALISCH-ASTRONOMISCHE FAKULTÄT



seit 1558

eingereicht von Kerstin Haupt
geboren am 14. Juni 1981 in Karlsruhe

1. Gutachter: Prof. Dr. R. Sauerbrey

2. Gutachter: Prof. Dr. D. Habs

Tag der Verleihung des Diploms: 8. Juni 2006

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Versuchsaufbau	5
3	Theoretische Grundlagen	13
3.1	Beschleunigung von Elektronen	13
3.2	Positronen aus Elektronen-Stößen	16
4	Detektion der Positronen	23
4.1	Die Mini-Orange	23
4.1.1	Prinzip und Anwendung von Mini-Orangen	23
4.1.2	Anpassung der Mini-Orange an das Experiment	25
4.1.3	Bauliche Besonderheiten der Mini-Orange	28
4.2	Der Quadrupolkanal	32
4.2.1	Funktionsweise des Quadrupolkanals	32
4.2.2	Anpassung des Quadrupolkanals	33
4.3	Transmission des Versuchsaufbaus	39
5	Das Experiment	41
5.1	Testen und Optimieren des Aufbaus	41
5.1.1	Justage der Mini-Orange	41
5.1.2	Testen der Mini-Orange und des Kanals	42
5.1.3	Testen des Detektors	47
5.2	Erzeugung der Positronen	48
5.3	Bestimmung der Reaktionsrate	50
5.4	Sicherheit des Lasersystems	52

6	Zusammenfassung	55
7	Ausblick	57
7.1	Optimierung des Experiments	57
7.2	Weitere Experimente	58

1 Einleitung

Bei der Kollision zweier geladener Teilchen wird elektromagnetische Energie umgesetzt. Diese kann, sofern sie einen Mindestwert übersteigt, die Erzeugung von Teilchen-Antiteilchen-Paaren bewirken. Die Schwelle für die Paarerzeugung wird durch die Ruheenergie der zu erzeugenden Teilchen vorgegeben. Sie beträgt z. B. für Elektronen 511 keV, für Protonen 938 MeV. Da Teilchen immer zusammen mit ihren jeweiligen Antiteilchen erzeugt werden, muss jeweils das Doppelte dieser Ruheenergie aufgebracht werden. Um exotische Teilchen mit großer Ruhemasse zu erzeugen, sind somit hochenergetische Stoßpartner nötig. Erreichen kann man dies, indem geladene Teilchen, wie z. B. Elektronen, mittels elektrischer Felder über lange Strecken auf hochrelativistische Geschwindigkeiten beschleunigt werden. Aus derartigen Experimenten kann man Informationen über die erzeugten Teilchen erhalten. Oft werden Stoßexperimente auch zum Nachweis von noch unbekanntem Teilchen benutzt, deren Existenz für die Überprüfung grundlegender Theorien wichtig ist.

Umgekehrt kann man auch durch Messen der Reaktionsrate eines Stoßprozesses Informationen über die stoßenden Teilchenstrahlen erhalten. Dieses Prinzip soll in dem in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Experiment angewendet werden, um laserbeschleunigte Elektronenstrahlen zu vermessen. Die Elektronen erreichen zwar hier noch längst nicht die hohen Energien, die man in konventionellen Beschleunigeranlagen erhält, jedoch reicht ihre Energie aus, um Elektron-Positron-Paare zu erzeugen.

Die Beschleunigung von Elektronen durch einen Laser wurde erstmals 1979 von T. Tajima und J. M. Dawson [1] vorgeschlagen. Dazu wird der Laserpuls in ein Plasma geschossen, wo er auf die freien Elektronen wirkt. Diese werden zu Schwingungen angeregt, so dass sich eine Kielwelle (wake field) bildet, die sich hinter dem Laserpuls herzieht. Elektronen können in dieser Welle mitgeführt und auf relativistische Energien beschleunigt werden [2].

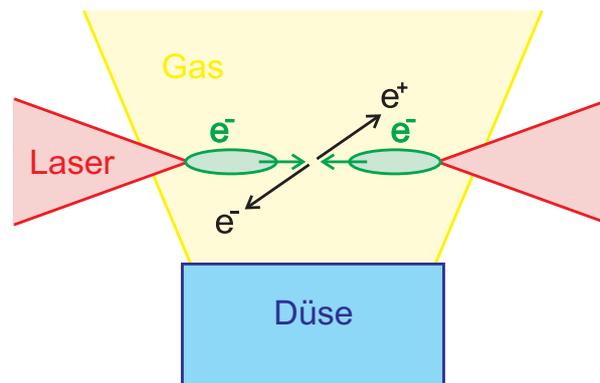


Abb. 1.1: Durch Kollision zweier lasererzeugter Elektronenpulse werden Elektron-Positron-Paare erzeugt.

In den letzten Jahren wurden auf diesem Gebiet große Fortschritte erzielt, wozu z. B. die Erzeugung (quasi)monoenergetischer Elektronenstrahlen gehört [3, 4, 5]. Da die Beschleunigungsprozesse in kleinen räumlichen und zeitlichen Dimensionen stattfinden, ist es jedoch schwierig, sie experimentell zu beobachten.

Der aus dem Plasma austretende Elektronenstrahl kann in einer Entfernung von einigen Zentimetern mit relativ einfachen Mitteln untersucht werden. Mittels eines Leuchtschirms kann z. B. die Divergenz des Strahls oder mit einem Magneten sein Energiespektrum gemessen werden. Der bereits in früheren Arbeiten beschriebene Zweistrahl Aufbau (auch photon collider genannt) [6, 7] ermöglicht nun auch die Messung verschiedener Parameter der Elektronenstrahlen innerhalb des Plasmas und insbesondere innerhalb der Beschleunigungsstrecke. Mit seiner Hilfe wurde bereits die Beschleunigungsdauer der Elektronen gemessen [7]. In dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment soll er zur Bestimmung des Radius eines lasererzeugten Elektronenstrahls genutzt werden.

In Abb. 1.1 ist das Grundprinzip des Experiments zu sehen. Es werden zwei gegenläufige hochintensive Laserpulse in einen Gasjet fokussiert. Ihre Foki haben einen Abstand von einigen hundert Mikrometern. Zwischen ihnen werden Elektronen durch die Laserpulse auf relativistische Energien beschleunigt und zur Kollision gebracht. Dabei sollen Elektron-Positron-Paare entstehen, die vorwiegend in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung emittiert werden. Um die Reaktionsrate dieses Prozesses zu messen, wurde ein Aufbau konstruiert, der die Positronen mittels permanenter magnetischer Felder aus dem Reaktionsbereich herauslenkt und auf einen Detektor führt.

Aus der gemessenen Reaktionsrate und dem aus der Theorie bekannten Wirkungsquerschnitt [8] kann die Luminosität bestimmt werden:

$$\text{Luminosität} \times \text{Wirkungsquerschnitt} = \text{Reaktionsrate}.$$

Die Luminosität ist eine Teilchenstromdichte, die die Anzahl der Elektronen der kollidierenden Strahlen pro Querschnittsfläche und Zeit enthält. Durch diesen Zusammenhang ist es möglich, die Radien der lasererzeugten Elektronenstrahlen zu bestimmen. Wichtig dabei ist, dass die Radien an der Stelle der Wechselwirkung, also einige hundert Mikrometer hinter oder sogar noch innerhalb der Beschleunigungsstrecke, gemessen werden können. Dies ist bisher noch nicht möglich gewesen.

Hauptbestandteil dieser Arbeit ist die Konstruktion des Aufbaus zum Nachweis der Positronen. Dieser besteht aus einer Mini-Orange, die die Positronen zunächst aus ihrer ursprünglichen Richtung ablenkt, und einem Quadrupolkanal, der sie weiter bis auf einen Detektor führt. Die Durchführung und Auswertung des Experiments wird teilweise beschrieben, ist aber ebenfalls Bestandteil der nachfolgenden Diplomarbeit von Michael Behmke.

2 Versuchsaufbau

Bereits in vorhergehenden Arbeiten wurde ein Aufbau zur Überlagerung zweier intensiver Laserpulse entwickelt und genutzt [9, 10, 11]. Für das im Zuge dieser Arbeit durchgeführte Experiment wurde der Grundaufbau um einige Bauteile erweitert, die der Detektion von Positronen dienen.

In Abb. 2.1 ist eine Übersicht über das Jenaer Ti:Saphir-Lasersystem (JETI) gegeben. Genauer beschrieben ist es z. B. in [12]. Ein Femtosekunden-Oszillator liefert die kurzen Laserpulse, die im weiteren Durchlauf durch das System mittels der CPA-Technik (chirped pulse amplification) verstärkt werden. Damit die Komponenten des Systems nicht zerstört werden, werden die Pulse zunächst gestreckt. Zwischen den einzelnen Verstärkerstufen wird zusätzlich der Strahlquerschnitt durch Teleskope erhöht. Am Ende wird der Puls wieder komprimiert. Das System erzeugt Laserpulse mit einer Dauer von 80 fs und einer Zentralwellenlänge von 795 nm. Im Fokus können Intensitäten von bis zu 10^{20} W/cm² erreicht werden. Zur Erzeugung der Positronen werden diese Pulse von einem 50:50-Strahlteiler in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität zerlegt und von zwei 45°-off-axis-Paraboloiden in einen Helium-Gasjet fokussiert (Abb. 2.1 oben rechts bzw. genauer in Abb. 2.3(a)). Die Parabolspiegel haben eine Brennweite von 12 cm. Mit einem anfänglichen Strahldurchmesser von 7 cm beträgt der Öffnungswinkel des Laserkegels 33°. Damit das Strahlprofil nicht durch den Einfluss der Luft zerstört wird, verläuft der Laserpuls vom Kompressor bis zum Experiment im Vakuum.

Ein für das Experiment besonders wichtiges Element des Lasersystems ist der Isolator, der sich zwischen dem regenerativen Verstärker und dem 4-Pass-Verstärker befindetet (in Abb. 2.1 mit einem blauen Pfeil gekennzeichnet). Er dient dem Schutz des Lasersystems, da aufgrund der Symmetrie des Versuchsaufbaus die Gefahr besteht, dass die Laserpulse

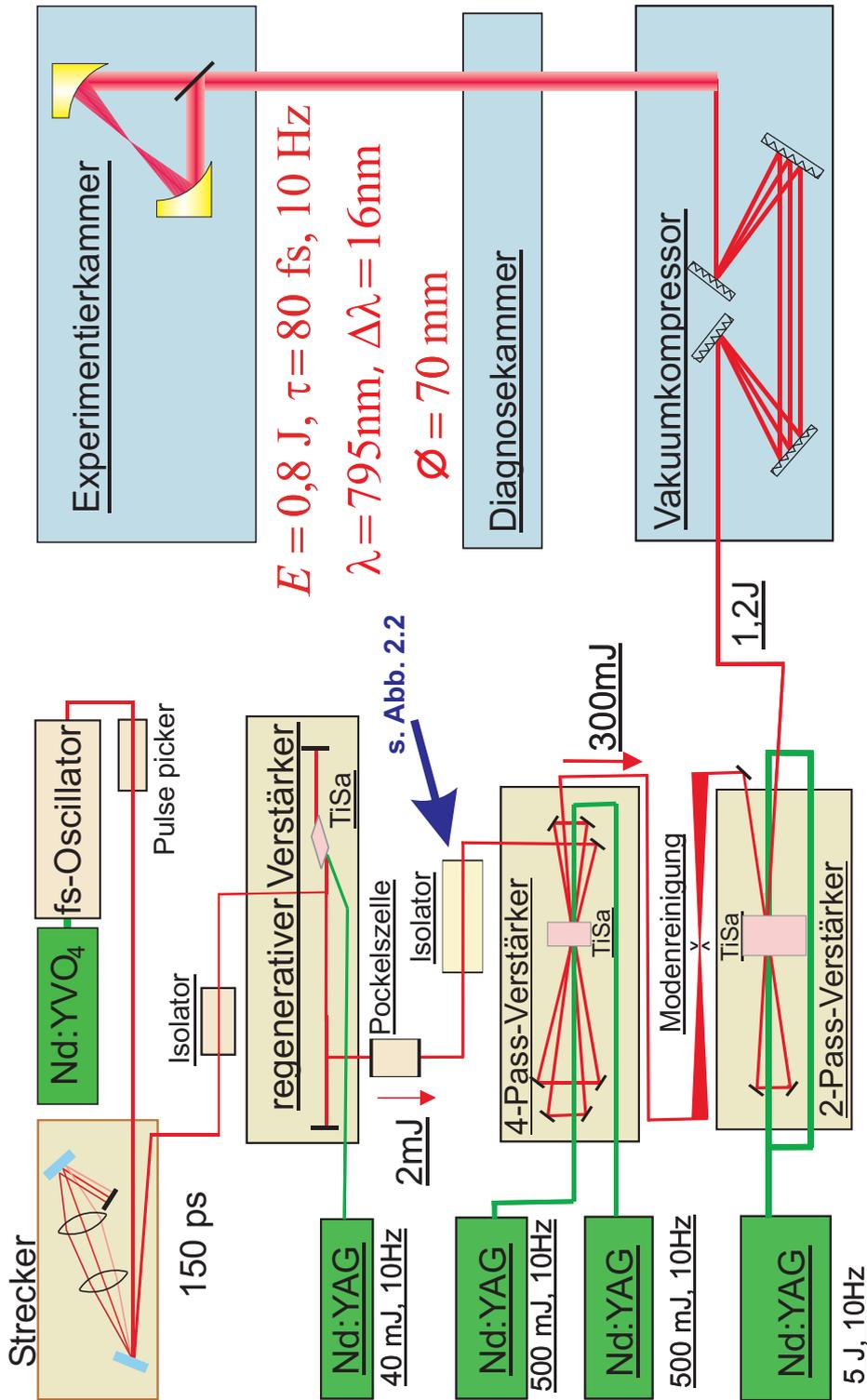


Abb. 2.1: Der Laser funktioniert nach dem Prinzip der CPA (chirped pulse amplification). Ein Femtosekunden-Puls wird vor der Verstärkung in einem Strecker auf 150 ps gestreckt. Er durchläuft einen regenerativen und zwei Multi-passverstärker. Zusätzlich wird schrittweise der Querschnitt des Pulses erhöht, damit die Intensität trotz Verstärkung nicht die Zerstörschwelle der optischen Komponenten überschreitet. Am Ende wird der Puls wieder komprimiert. Er hat jetzt eine Länge von 80 fs und einen Durchmesser von 70 mm. Im Experiment wird er durch einen Parabolspiegel auf einen Punkt von etwa $3 \mu\text{m}$ Durchmesser fokussiert, wodurch er seine hohe Intensität erreicht.

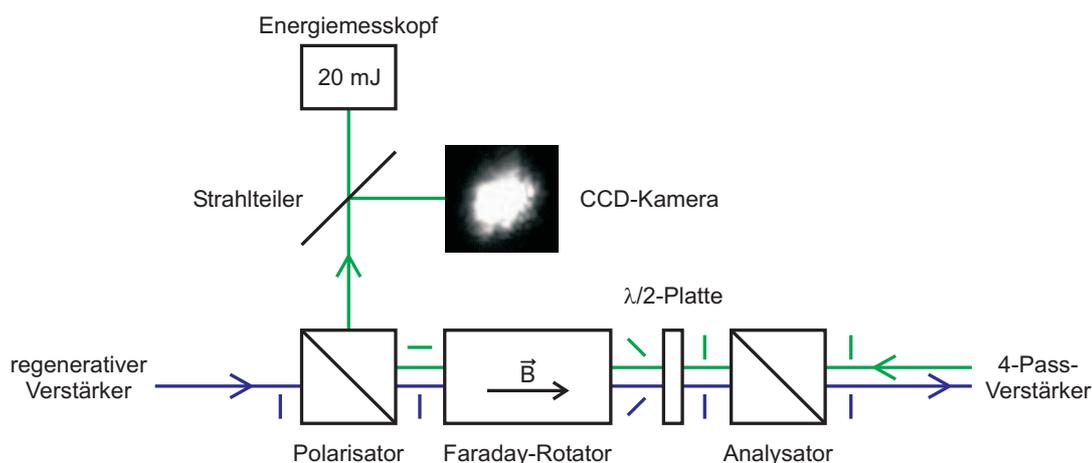
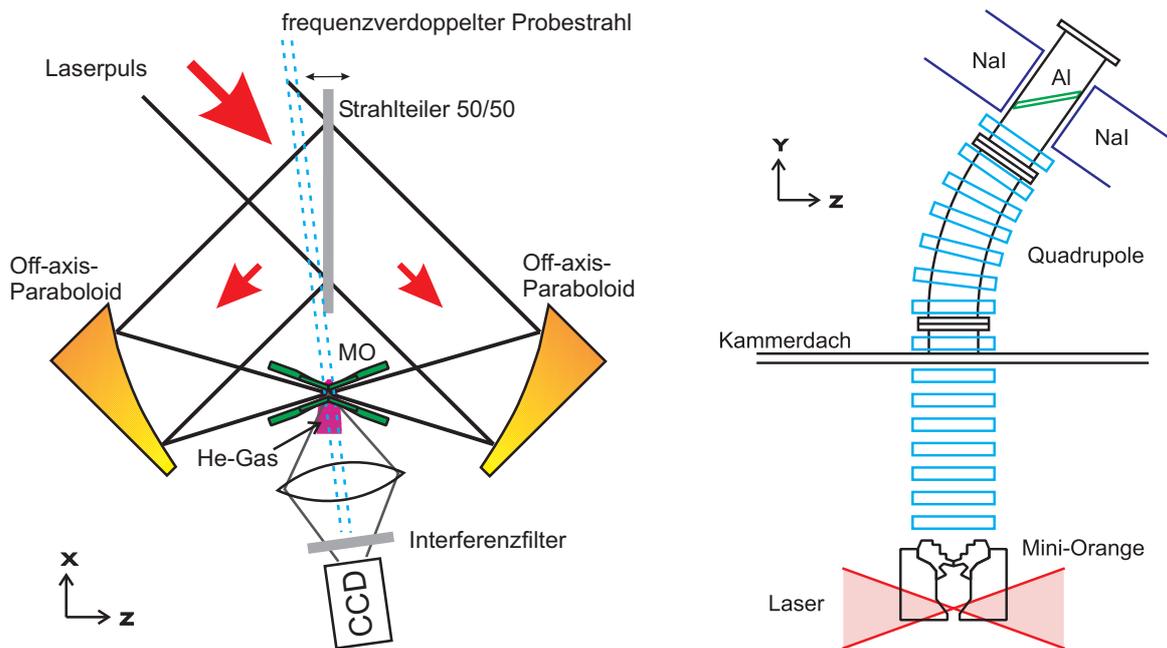


Abb. 2.2: Aufbau des Isolators. Ein von links einfallender Strahl kann den Isolator passieren, während ein in die Gegenrichtung laufender Strahl ausgekoppelt wird. Die Richtung der Polarisation ist für beide Strahlen an verschiedenen Orten jeweils aus der Sicht des Strahls gezeigt. Der ausgekoppelte Strahl wird geteilt und auf einen Energiemesskopf sowie eine CCD-Kamera gelenkt.

in das System zurücklaufen (Kap. 5.4). Er besteht aus einem Polarisator, einem Faraday-Rotator, einer $\lambda/2$ -Platte und einem Analysator, dessen optische Achse parallel zu der des Polarisators steht (Abb. 2.2). Der Rotator dreht das linear polarisierte Licht in Abhängigkeit von der Durchlaufrichtung des Strahls entweder im oder gegen den Uhrzeigersinn um 45° [13]. Der Drehsinn ist dabei immer aus der Sicht des Strahls zu verstehen. Er wird hier durch die Richtung des angelegten magnetischen Feldes bestimmt, die parallel zum hinlaufenden und antiparallel zum rücklaufenden Strahl ist. Die $\lambda/2$ -Platte dreht das Licht ebenfalls um 45° , jedoch diesmal immer gegen den Uhrzeigersinn, egal ob es sich um den hin- oder zurücklaufenden Strahl handelt. Ein aus dem regenerativen Verstärker kommender Puls tritt also durch den Polarisator, wird im Rotator um 45° gegen den Uhrzeigersinn und in der $\lambda/2$ -Platte um 45° im Uhrzeigersinn gedreht. Er kann den Analysator ungehindert passieren. Ein rücklaufender Strahl tritt erst durch den Analysator (der jetzt die Rolle des Polarisators übernimmt) und wird dann sowohl von der $\lambda/2$ -Platte als auch vom Rotator jeweils um 45° gegen den Uhrzeigersinn gedreht. Er ist jetzt senkrecht zur Durchlassrichtung des Polarisators polarisiert und wird deshalb hier ausgekoppelt. Der regenerative Verstärker ist so vor rücklaufenden Strahlen geschützt. Um den rücklaufenden



(a) Der einfallende Laserpuls wird geteilt und von zwei Parabolspiegeln in den Gasjet fokussiert. Senkrecht dazu durchläuft der Probestrahl die Fokusgegend, die dann auf eine CCD-Kamera abgebildet wird.

(b) Die im Laserfokus entstehenden Positronen werden durch die Mini-Orange nach oben in den Quadrupolkanal gelenkt. Dort werden sie aus der Kammer heraus bis zum Detektor geführt.

Abb. 2.3: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus von oben (a) und von der Seite (b) gesehen.

Strahl beobachten zu können, wird der am Isolator ausgekoppelte Strahl geteilt und auf einen Energiemesskopf bzw. eine CCD-Kamera gelenkt. In Abb. 2.2 ist ein typisches Bild des ausgekoppelten Strahls gezeigt. Die Energie beträgt etwa 20 mJ. Ist der rücklaufende Strahl nicht in der Durchlassrichtung des Analysators linear polarisiert, wird der davon abweichende Anteil schon hier ausgekoppelt.

Ein weiteres Element, das für den Schutz des Lasersystems wichtig ist, ist das Modenreinigungsteleskop (Abb. 2.1, zwischen 4- und 2-Pass-Verstärker). Im Fokus des Teleskops befindet sich eine kleine Quarzblende. Hier werden höhere transversale Lasermoden beseitigt, deren Fokus größer als das Loch der Blende ist. Enthält der rücklaufende Puls solche höheren Moden, verliert er an der Blende an Energie. Er wird hier ebenfalls abgeschwächt, wenn er divergent ist oder unter einem anderen Winkel ankommt und deshalb nicht mittig

durch die Blende verläuft.

Auf dem Weg vom Lasersystem in die Vakuumkammer, in der die Experimente stattfinden, wird der Laserpuls mehrmals von hochreflektierenden Spiegeln um 90° abgelenkt, wobei an einem der Spiegel ein Anteil von 1 % ausgekoppelt wird. Dieser läuft durch einen Verdopplerkristall. In ihm wird die zweite Harmonische erzeugt, die dann durch die Kammer geführt wird. Wie in Abb. 2.3(a) gezeigt, kreuzt sie als Probestrahl die beiden Hauptstrahlen ursprünglicher Frequenz genau in der Region ihrer Foki. Wenn nun mit dem Laser in Gas geschossen wird, wird das Gas an dieser Stelle ionisiert und es entsteht ein Plasma. Das hat zur Folge, dass sich dort der Brechungsindex ändert, der von der Anzahl der freien Elektronen, also vom Grad der Ionisation, abhängt. Da die Ionisation räumlich begrenzt ist, entsteht ein Gradient des Brechungsindex, der dafür sorgt, dass der frequenzverdoppelte Probestrahl an diesen Stellen eine Ablenkung erfährt. Bildet man die Ebene des Laserfokus mit einer Linse auf eine CCD-Kamera ab, kann man die Ablenkung des Probestrahls als Schatten auf dem Bild erkennen. Da der Probepuls die gleiche Länge hat wie der Hauptlaserpuls, kann man mit einer Zeitauflösung von 100 fs feststellen, wie weit der Puls zu der Zeit, zu der der Probestrahl durch den Fokusbereich läuft, bereits im Gasjet vorge drungen ist. Indem man die Wegstrecke des Probepulses vor dem Eintritt in die Kammer variiert, lässt sich das Fortschreiten des Laserpulses anhand der Schattenbilder beobachten. Indem man einen Interferenzfilter vor der Kamera platziert, der für 400 nm durchlässig ist, aber für 800 nm hochreflektierend wirkt, kann man das Streulicht des Hauptlaserpulses herausfiltern. So kann man die Fokusgegend während des Experiments beobachten. Die Beobachtung mit der hohen Zeitauflösung wird auch bei der Einstellung des zeitlichen Überlapps der beiden Laserpulse ausgenutzt (Kap. 5.2).

Wie in Kap. 3.1 beschrieben wird, wirkt der Hauptlaserpuls so auf die Elektronen des Plasmas, dass sie sich anharmonisch bewegen. Dabei strahlen sie wiederum nicht nur Strahlung in der Laserfrequenz ab, sondern zusätzlich noch die zweite Harmonische (nichtlineare Thomson-Streuung). Diese wird senkrecht zur Laserrichtung emittiert, so dass sie nach dem Blockieren des Probestrahls anstelle der Schattenbilder über die gleiche Abbildung beobachtet werden kann. Man erhält so Informationen über die genaue Lage der Foki sowie über Länge und Richtung des vom Laser erzeugten relativistischen Kanals (Kap. 5.2). Außerdem gilt: Je stärker das Signal der Selbstemission ist, desto größer sind Anzahl und Geschwindigkeit der beschleunigten Elektronen. Durch Verschieben der Düse, d. h. Verändern der Gasdichte im Laserfokus, kann das Signal optimiert werden.

Speziell in diesem Experiment haben die Foki einen Abstand von einigen hundert Mikrometern (Abb. 1.1). Jeder der beiden Teilstrahlen erzeugt ein Plasma und beschleunigt Elektronen (Kap. 3.1), so dass zwischen den Foki zwei Elektronenstrahlen in einem Winkel von 180° gegeneinander geschossen werden. Übersteigt die Energie der Elektronen den Schwellwert von 1,022 MeV (Elektronen und Positronen haben jeweils eine Ruheenergie von 511 keV), so können Elektron-Positron-Paare entstehen (Kap. 3.2). Im Gegensatz zu den Elektronen, die auch ohne Paarerzeugung zahlreich vorhanden sind, können die aus dem Plasma austretenden Positronen nur aus diesem Prozess stammen. Daher werden zum Nachweis der Paarerzeugung die Positronen auf einen Detektor gelenkt.

Die Positronen fliegen vorzugsweise in Laserrichtung (Kap. 3.2). Aufgrund der Symmetrie des Aufbaus kann in dieser Richtung kein Detektor platziert werden, da sonst einer der beiden Laserstrahlen blockiert würde. Darum wird eine Magnetanordnung, genannt Mini-Orange, benutzt, die die Positronen in y -Richtung ablenkt (Kap. 4.1). (In der gesamten Arbeit wird ein Koordinatensystem benutzt, das seinen Ursprung in der Mitte zwischen den zwei Laserfoki hat und bei dem die Richtungen der Achsen wie in Abb. 2.3 dargestellt definiert sind.) Nach Austritt aus der Mini-Orange werden die Positronen durch einen magnetischen Quadrupolkanal aus der Kammer herausgeführt (Abb. 2.3(b)). Sie würden in jedem Material schnell abgebremst und vernichtet werden, weshalb sie oberhalb der Kammer in einem Vakuumrohr geleitet werden. Damit kein direkter Sichtkontakt zwischen Laserfokus und Detektor besteht, wurde in den Kanal eine Kurve eingebaut. So kann der Detektor durch eine Bleiabschirmung vor Strahlung aus dem Plasma geschützt und damit das Hintergrundsignal minimiert werden.

Der Detektor besteht aus einem 0,5 mm dicken Aluminium-Blech und zwei in Koinzidenz geschalteten NaI-Szintillations-Zählern. Das ankommende Positron wird zunächst im Aluminium abgebremst. Trifft es dann auf ein Elektron, werden beide zusammen als Paar vernichtet. Die dabei entstehende Vernichtungsstrahlung besteht vorwiegend aus zwei γ -Quanten von jeweils 511 keV, die in entgegengesetzte Richtungen fliegen. Eine andere Möglichkeit ist der Zerfall in drei γ -Quanten mit einer Gesamtenergie von 1,022 MeV. Da dieser Prozess um den Faktor 372 unwahrscheinlicher ist, kann er gegenüber dem 2γ -Prozess vernachlässigt werden [14].

Damit die 511 keV- γ -Quanten auf dem Weg zum Detektor eine möglichst geringe Strecke im Aluminium laufen, in dem sie abgeschwächt bzw. gestreut werden können, ist das Aluminium-Blech in einem Winkel von 45° angebracht. Mit den in Koinzidenz geschal-

teten Szintillationszählern werden Ereignisse gemessen, wenn innerhalb eines Zeitbereichs in jedem Detektor je ein Signal innerhalb eines sinnvollen Energieintervalls registriert wird. Durch die Einschränkung im Zeit- und Energieintervall wird das Hintergrundrauschen verringert. Man erhält einen nahezu hintergrundfreien Detektor (Kap. 5.1.3).

3 Theoretische Grundlagen

3.1 Beschleunigung von Elektronen

Um Positronen zu erzeugen, müssen zunächst Elektronen aus dem Plasma beschleunigt werden. Dazu fokussiert man einen hochintensiven Laserpuls in einen Gasjet. Die Prozesse, die dabei ablaufen, sollen im Folgenden kurz erklärt werden.

Es gibt verschiedene Prozesse, die dazu führen, dass ein Gas ionisiert wird, wenn man einen Laserpuls genügend hoher Energie einschießt. Ab Intensitäten von ca. 10^{11} W/cm² findet Multiphotonenionisation statt. Dabei nimmt ein Atom gleichzeitig die Energie mehrerer Photonen auf, so dass es ionisiert wird. Das Laserfeld verformt außerdem das Coulomb-Potenzial, das die Elektronen in der Nähe des Kerns gefangen hält, bis es ab ca. 10^{14} W/cm² keine Barriere mehr darstellt und die Elektronen freigesetzt werden (Feldionisation). Schon vorher können die Elektronen die abgeschwächte Coulomb-Barriere durchtunneln (Tunnelionisation). Die durch diese Prozesse erzeugten freien Elektronen können durch Stoßionisation weitere Atome ionisieren. Es entsteht ein Plasma aus freien Elektronen und Ionen. Da die nötigen Intensitäten bereits an der ansteigenden Flanke des Laserpulses bzw. durch mögliche Vorpulse erreicht werden, trifft der eigentliche Hauptpuls immer auf ein Plasma.

Durchläuft ein Laserpuls ein Plasma, wirkt er auf die dort vorhandenen freien Elektronen [2, 10, 12]. Bei niedrigen (nichtrelativistischen) Laserintensitäten werden sie zu Oszillationen in Richtung des elektrischen Feldes angeregt. Ab Intensitäten von 10^{18} W/cm² oszillieren die Elektronen mit einer Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit, weshalb man nun von relativistischen Intensitäten spricht. Unter diesen Bedingungen spielt auch das magnetische Feld der Lichtwelle eine Rolle. Die Elektronen bekommen dadurch eine Geschwindigkeitskomponente in die Ausbreitungsrichtung des Laserpulses und führen zusätz-

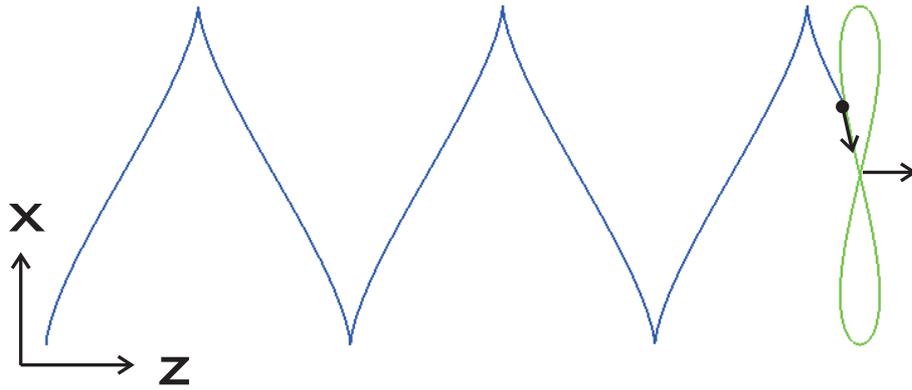


Abb. 3.1: Das Elektron bewegt sich auf einer sich gleichmäßig fortbewegenden Acht und beschreibt dabei die blaue Bahn.

lich in einem mitbewegten Koordinatensystem eine Figur-8-Bewegung aus (Abb. 3.1). Zerlegt man die Bewegung entlang der 8 in ihre Komponenten, erhält man für jede Oszillation in x -Richtung zwei Oszillationen in z -Richtung. Die Elektronen strahlen somit zusätzlich zur Grundfrequenz des Lasers eine Frequenz nahe der zweiten Harmonischen ab (nichtlineare Thomson-Streuung).

Der Laserfokus hat im Idealfall ein Gauß'sches Intensitätsprofil. D. h., dass die Intensität, und somit auch die die Elektronen beschleunigende Feldstärke, in der Mitte des Fokus am größten ist und nach außen hin abnimmt. Das hat zur Folge, dass die Geschwindigkeit der Elektronen v und damit auch ihr relativistischer Faktor $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ (wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist) nach innen zunimmt. Die Phasengeschwindigkeit v_{ph} des Lasers hängt wie folgt mit dem Faktor γ zusammen [9]:

$$v_{\text{ph}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \omega_{\text{P}}^2/\gamma\omega_{\text{L}}^2}},$$

wobei

$$\omega_{\text{P}} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}}$$

die Plasmafrequenz ist. Weiter sind ω_{L} die Laserfrequenz, n_e die Elektronendichte, e und m_e die Elektronenladung bzw. -ruhemasse und ε_0 die elektrische Feldkonstante. Man sieht also, dass die Phasengeschwindigkeit v_{ph} kleiner wird, wenn γ größer wird. D. h., dass die Phasenfront außen schneller ist als innen und der Laserpuls deshalb fokussiert wird.

Diesem Effekt wirkt die Beugung entgegen. Es bildet sich ein relativistischer Kanal, in dem die Laserintensität über die gesamte Strecke von bis zu einigen hundert Mikrometern Länge noch höher ist als im Fokus selbst. Ohne die Selbstfokussierung wäre der Bereich hoher Intensität durch die Rayleigh-Länge gegeben. Die Rayleigh-Länge ist der Abstand entlang der Laserachse zwischen dem Ort der höchsten Intensität (Fokus) und dem Punkt, an dem der Laserstrahl nur noch die Hälfte der Intensität besitzt. Für einen Fokus der Fläche $6 \mu\text{m}^2$ und eine Wellenlänge von 800 nm beträgt sie $15 \mu\text{m}$. Dies ist klein gegenüber der Länge, die ein relativistischer Kanal erreichen kann [15, 16, 17].

Im Bereich hoher Intensität ist die Ausbildung einer Plasmawelle möglich, die für die Beschleunigung der Elektronen sorgt. Der Laser wirkt durch die ponderomotorische Kraft auf die freien Plasmaelektronen. Diese Kraft ist proportional zum Gradienten der Laserintensität, d. h., dass die Elektronen aus dem Bereich hoher Intensität herausgedrängt werden. Der Puls schiebt sie zunächst vor sich her. Da er sich mit Lichtgeschwindigkeit und damit schneller als die Elektronen bewegt, überholt er sie. Dann wirkt die ponderomotorische Kraft in die andere Richtung. Zusätzlich ist direkt hinter dem Laserpuls ein Bereich niedriger Elektronendichte entstanden, der aufgrund der dort noch vorhandenen schwereren Ionen ein positives Potenzial besitzt. Auch die dadurch erzeugte Coulomb-Kraft zieht die Elektronen wieder zurück. So werden die Elektronen zu Schwingungen angeregt und bilden eine longitudinale Plasmawelle, das sogenannte wake field, das sich hinter dem Laserpuls herzieht.

Gelangen Elektronen einer bestimmten Anfangsenergie in die richtige Phase der Plasmawelle, können sie mitgeführt und auf relativistische Energien beschleunigt werden (LWFA = laser wake field acceleration). Dieses Prinzip wurde zuerst von Tajima und Dawson [1] vorgeschlagen.

Ist die Länge des Laserpulses kürzer als die Plasmawellenlänge, ist die Ausbildung einer Plasmawelle effizient. Die Elektronen, die auf die Seite gedrängt werden, können hinter dem Laserpuls wieder in die Welle gelangen, da es dort keine ponderomotorische Kraft mehr gibt, die sie davon abhält.

Ist der Puls länger, so sorgen bei genügend hoher Laserintensität nichtlineare Effekte dafür, dass der Puls durch die Plasmawelle verändert wird. Ist er anfänglich länger als die Wellenlänge der Plasmawelle, wird er so moduliert, dass er in kürzere Teile zerfällt, die auch in diesem Fall eine effiziente Ausbildung einer Plasmawelle ermöglichen (SM-LWFA = self-modulated laser wake field acceleration) [18, 19].

Der Beschleunigungsgradient einer solchen Plasmawelle kann bis zu vier Größenordnungen größer sein als in konventionellen Beschleunigern (100 GV/m statt 50 MV/m, [20]), da dort die Zerstörung der Materialien durch die Entstehung eines Plasmas verhindert werden soll. Für die Laserbeschleunigung hingegen ist man auf das Plasma angewiesen. Demnach ist die Strecke, die man benötigt, um die Elektronen auf die gewünschte hohe Energie zu bringen, bei Laserbeschleunigern wesentlich kürzer (Zentimeter statt Kilometer). Es ist jedoch schwierig, einen entsprechend langen relativistischen Kanal zu erzeugen, weshalb die Endenergien der beschleunigten Elektronen noch deutlich kleiner sind als die höchsten bisher erreichten Energien (≈ 100 GeV).

Ist die Intensität des Laserpulses groß genug, wird die Welle immer stärker angeregt, bis sie bricht. Analog zu einem Surfer, der sich von einer (brechenden) Meereswelle beschleunigen lässt, können nun die Elektronen in diesem broken wave regime beschleunigt werden. Viele Elektronen befinden sich in derselben Phase der Welle und erfahren dieselbe Beschleunigung, wodurch man monoenergetische Elektronen erhält. Der experimentelle Nachweis gelang erstmals 2004 [3, 4, 5]. Auch am JETI wurden solche monoenergetischen Elektronen bereits beobachtet [18] (Abb. 3.2(b)).

In Abb. 3.2 sind zwei am JETI gemessene Elektronenspektren gezeigt. In (a) sieht man ein typisches Spektrum, in dem die Elektronen zwei verschiedene Temperaturen besitzen [7]. Es wurde innerhalb des Plasmas gemessen. Das Spektrum (b) mit monoenergetischem Anteil wurde außerhalb des Plasmas aufgenommen. Der monoenergetische Anteil wurde nur bei optimaler Justage beobachtet und schwankte von Schuss zu Schuss.

3.2 Positronen aus Elektronen-Stößen

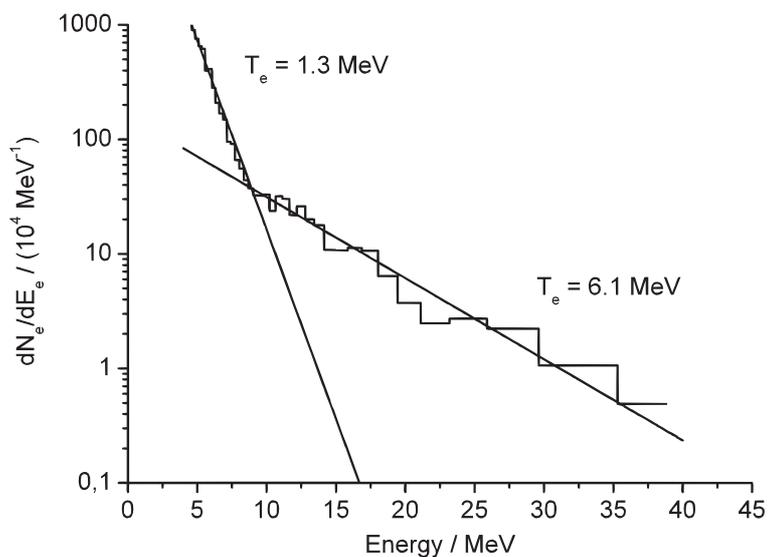
Im Experiment werden die beiden lasererzeugten Elektronenstrahlen zur Kollision gebracht. Dabei soll die Anzahl der Positronen N , die pro Laserschuss entstehen, gemessen werden. Diese ist proportional zum Wirkungsquerschnitt σ :

$$N = \rho \cdot \sigma. \quad (3.1)$$

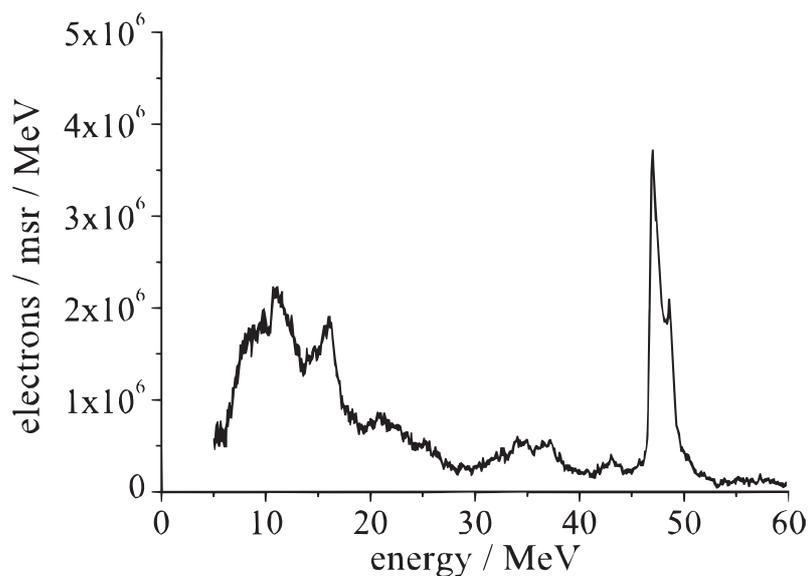
Der Proportionalitätsfaktor ρ ist eine Teilchenflächendichte:

$$\rho = \frac{N_1 N_2}{\pi \cdot r_x r_y}. \quad (3.2)$$

Dabei ist $N_{1/2}$ die Anzahl der Teilchen im Strahl 1 bzw. 2 und $r_{x/y}$ der Radius des Strahls in x - bzw. y -Richtung an der Stelle der Wechselwirkung. Der Faktor enthält nur Größen,



(a) Exponentielles Elektronenspektrum mit zwei unterschiedlichen Temperaturen, gemessen innerhalb des Plasmas [7].



(b) Spektrum mit monoenergetischem Anteil, der dem exponentiellen Verlauf überlagert ist [18]. Der Bereich unterhalb von 10 MeV liegt außerhalb des Messbereichs des Spektrometers.

Abb. 3.2: Zwei am JETI gemessene Elektronenspektren. Monoenergetische Elektronen (b) sind nur unter optimalen Bedingungen zu beobachten.

die die kollidierenden Strahlen charakterisieren und ist unabhängig von den während der Kollision ablaufenden Prozessen. Multipliziert man sie mit der Wiederholungsfrequenz der Stoßprozesse f (Repetitionsrate des Lasers), erhält man die Luminosität L :

$$L = \rho \cdot f = \frac{N_1 N_2}{\pi \cdot r_x r_y} f.$$

Dies ist eine Größe, die in der Kernphysik zur Charakterisierung von Beschleunigern benutzt wird.

Im Idealfall werden in dem hier vorgestellten Experiment zwei identische Elektronenstrahlen mit kreisförmiger Querschnittsfläche zur Kollision gebracht, das heißt $N_1 = N_2$ und $r_x = r_y$. Kennt man die Anzahl der Elektronen im Strahl, können über diese Beziehung Aussagen über den Radius der Elektronenstrahlen gemacht werden. Das Besondere daran ist, dass man die Strahlen an dem Ort ihrer gegenseitigen Wechselwirkung vermessen kann, also direkt nach ihrer Entstehung.

Um den Wirkungsquerschnitt zu erhalten, bedient man sich meistens der equivalent photon approximation (EPA), auch Weizsäcker-Williams-Methode genannt [8, 21]. Dabei wird das Coulomb-Feld, das das geladene Teilchen umgibt, in eine Verteilung von virtuellen Photonen zerlegt. Man kann dann den Stoß von einem dieser Photonen mit einem geladenen Teilchen des anderen Strahls oder den Stoß zweier solcher Photonen behandeln.

Nach [8] erhält man so für den symmetrischen Stoß von Elektronen an Elektronen folgenden Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{28}{27} \frac{\alpha^4 \hbar^2}{\pi m_e^2 c^2} (l^3 - Al^2 + Bl + C), \\ l &= \ln \frac{4E^2}{m_e^2 c^4}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Dabei sind $A \approx 6,36$, $B \approx -11$ und $C \approx 100$, $\alpha = 1/137$ die Feinstrukturkonstante und E die Gesamtenergie eines Elektrons. Es ist zu beachten, dass die Formel für kleine Elektronenenergien (unter 10 MeV) keine gute Näherung mehr darstellt. Die Formel gilt im Schwerpunktsystem. Für den symmetrischen Stoß stimmt das Laborsystem mit dem Schwerpunktsystem überein, weshalb die Formel ohne Transformation in beiden Systemen benutzt werden kann.

In Abb. 3.3 ist der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Elektronenenergie dargestellt (blau). Er nimmt zu, je größer die Energie der Elektronen ist. Außerdem sind dort ein typisches exponentielles Elektronenspektrum einer Temperatur von 6 MeV sowie

ein monoenergetischer Anteil (beides grün) gezeigt. Man sieht, dass im Bereich niedriger Energie zwar der Wirkungsquerschnitt klein, aber die Anzahl der Elektronen groß ist. Für höhere Energien ist der Wirkungsquerschnitt größer, jedoch gibt es nur wenige Elektronen in diesem Energiebereich.

Um eine Abschätzung zu erhalten, wie viele Positronen man im Experiment erwarten kann, wird zunächst ein effektiver Wirkungsquerschnitt σ_{eff} bestimmt:

$$\sigma_{\text{eff}} = \int f(E)\sigma(E) dE.$$

Die Funktion $f(E)$ ist auf Eins normiert und gibt die Energieverteilung der Elektronen an. Der Wirkungsquerschnitt σ ist durch Gl. (3.3) gegeben. Die Anzahl der erzeugten Positronen kann dann nach Gl. (3.1) und (3.2) berechnet werden, wobei σ durch σ_{eff} zu ersetzen ist.

Da der Radius der Elektronenstrahlen am Ort der Wechselwirkung noch nicht bekannt ist – er soll ja mit diesem Experiment bestimmt werden – nimmt man an, dass dieser etwa dem Radius eines Laserfokus entspricht. Für $r_x = r_y = 1 \mu\text{m}$, $N_1 = N_2 = 3 \cdot 10^9$ (das entspricht einer Ladung von 500 pC) und einer exponentiellen Elektronenverteilung

$$f(E) = e^{-E/T}$$

mit einer Temperatur von $T = 6 \text{ MeV}$ erhält man eine Reaktionsrate von $N \approx 0,02/\text{Schuss}$, d. h. es entsteht ca. 1 Positron bei 50 Laserschüssen.

Für ein monoenergetisches Elektronenspektrum (der Peak in Abb. 3.3) ergibt die Abschätzung, dass die Reaktionsrate nur 0,002/Schuss beträgt. Der Peak enthält dabei $3 \cdot 10^8$ Elektronen (50 pC), liegt bei 47 MeV und hat eine Breite von 2 MeV.

Da sich die Elektronenstrahlen durch das Plasma bewegen, können sie auch an den Ionen des Plasmas gestreut werden. Dabei können ebenfalls Elektron-Positron-Paare entstehen. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess ist aufgrund der höheren Ladung der Ionen deutlich größer als bei der Elektron-Elektron-Streuung. Zwar ist die Dichte der Ionen geringer, jedoch sind Stöße mit ihnen auf der gesamten Strecke durch den Gasjet, also auf einer Länge von ca. 1 mm, möglich. Zu beachten ist auch, dass dieser Prozess mit beiden Elektronenstrahlen gleichermaßen stattfindet. Bei einer Abschätzung, ähnlich der für die Elektron-Elektron-Streuung durchgeführten, erhält man eine Reaktionsrate von $N \approx 0,3/\text{Schuss}$. Die so erzeugten Positronen sind in diesem Experiment nicht erwünscht.

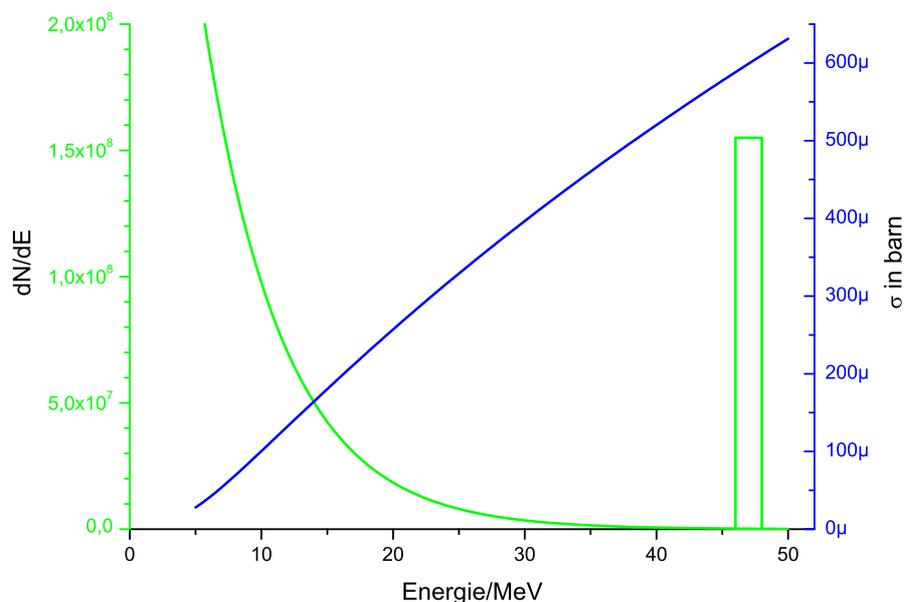


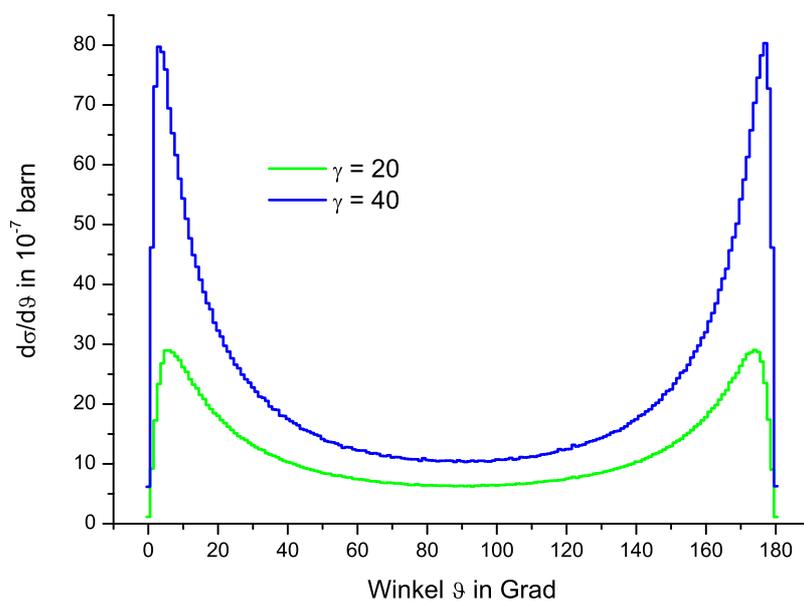
Abb. 3.3: Dargestellt sind der Wirkungsquerschnitt σ des Paarerzeugungsprozesses (blau), ein typisches exponentielles Elektronenspektrum sowie ein monoenergetischer Peak (grün), der ebenfalls im Elektronenspektrum vorkommen kann.

Darum wird ihre Erzeugungsrate in einer Referenzmessung festgestellt und hinterher vom Messergebnis abgezogen (Kap. 5.3).

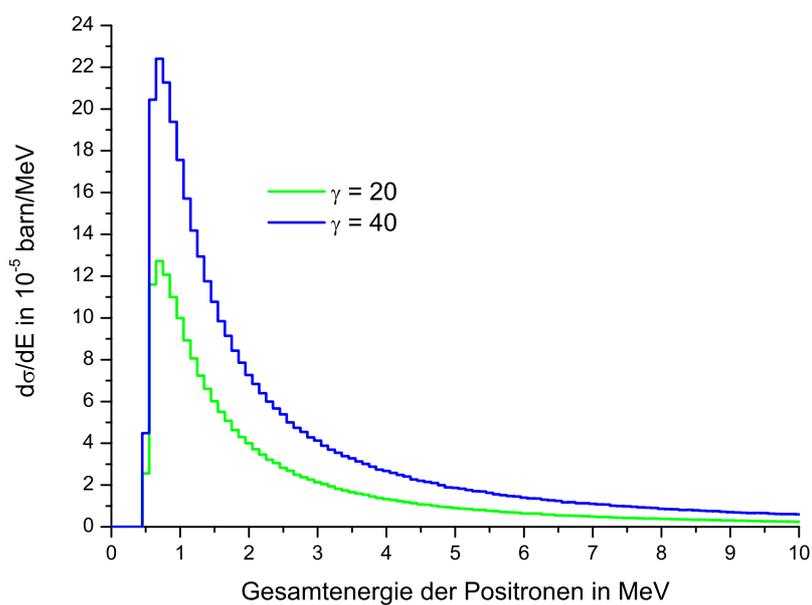
Die Positronen entstehen innerhalb des Gasjets, den sie zunächst verlassen müssen. Dann werden sie im Vakuum bis zum Detektor geführt. So soll verhindert werden, dass sie auf Elektronen treffen und mit ihnen vernichtet werden. Die Stoßlänge eines Positrons von 250 keV im Gas der Dichte $n = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ beträgt nach [22] etwa 50 cm. Daher sind innerhalb des Gasjets keine Verluste durch Stöße zu erwarten.

Für die Entwicklung eines effizienten Detektors ist es von Interesse zu wissen, welche Energie die durch die Elektron-Elektron-Stöße erzeugten Positronen besitzen und in welche Richtungen sie emittiert werden. Rechnungen dazu wurden von Kai Hencken (Universität Basel) und Dieter Habs (LMU München) durchgeführt. Die Methode ist in [23] beschrieben.

Als Ergebnis erhält man die in Abb. 3.4 dargestellten Energie- und Winkelverteilungen der Positronen. Man sieht, dass die meisten Positronen mit kleinen Winkeln zur Laserachse emittiert werden, weshalb der Versuchsaufbau vor allem auf deren Nachweis ausgerichtet ist. Die Energieverteilung hat bei etwa 700 keV Gesamtenergie ein Maximum und fällt zu kleineren Energien sehr stark, zu größeren Energien etwas schwächer ab. Zieht man



(a) Winkelverteilung der Positronen. Die Verteilung ist rotationssymmetrisch um die Laserachse; der Winkel ϑ gibt die Abweichung von dieser Achse an.



(b) Energieverteilung der Positronen.

Abb. 3.4: Verteilung der durch Elektron-Elektron-Streuung erzeugten Positronen. Dabei ist σ der Wirkungsquerschnitt, gemessen in barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Der relativistische Faktor γ bezieht sich auf die Energie der Elektronen.

die Ruheenergie von 511 keV ab, entspricht das Maximum einer kinetischen Energie von ca. 200 keV. Das entspricht einer Geschwindigkeit von etwa $3/4$ der Lichtgeschwindigkeit ($\beta = v/c = 0,74$).

4 Detektion der Positronen

4.1 Die Mini-Orange

4.1.1 Prinzip und Anwendung von Mini-Orangen

Um die Positronen nachzuweisen, werden sie zunächst mit einer Mini-Orange aus ihrer ursprünglichen Richtung herausgelenkt und dann durch einen Quadrupolkanal auf einen Detektor geführt. Die hier benutzte Mini-Orange wurde allein zu diesem Zweck konstruiert und unterscheidet sich von den in der Kernphysik üblicherweise verwendeten. Das Grundprinzip ist das gleiche und soll hier zunächst beschrieben werden.

Eine Mini-Orange ist eine Anordnung von Magneten, die meistens dazu dient, Strahlen geladener Teilchen auf einen Detektor zu fokussieren. Da geladene Teilchen unterschiedlicher kinetischer Energien in einem Magnetfeld verschiedene Kräfte erfahren und somit verschieden abgelenkt werden, kann sie zusätzlich als Filter eingesetzt werden. Die klassischen Mini-Orangen bestehen aus 4 bis 10 Magnetkeilen, die kreisförmig um einen zentralen Absorber angeordnet sind (Abb. 4.1). Der Absorber verhindert, dass Teilchen (bzw. Strahlung) detektiert werden, die auf direktem Weg von der Quelle zum Detektor gelangen würden. In diesem Fall könnten die eigentlich zu detektierenden Teilchen nicht von unerwünschten Teilchen bzw. Strahlung unterschieden werden [24].

Stellt man zum Nachweis von Teilchen aus einer punktförmigen isotropen Quelle einen Detektor auf, so werden nur die Teilchen registriert, die genau in Richtung des Detektors fliegen. Da dieser meistens keine große Fläche hat und in einem gewissen Abstand zur Quelle steht, kann das Signal unter Umständen sehr schwach ausfallen. Ähnlich wie eine Linse in der Optik das Licht fokussiert, wirkt nun auch die Mini-Orange auf die gelade-

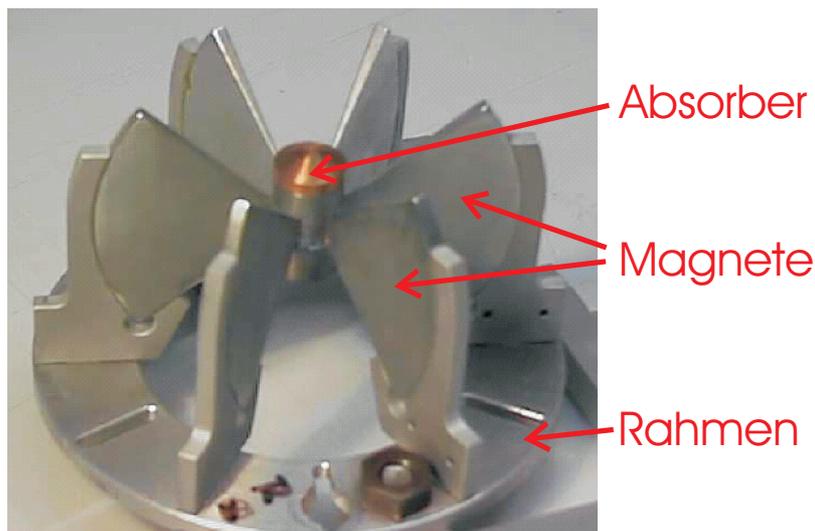


Abb. 4.1: Eine klassische Mini-Orange [24].

nen Teilchen. So werden die Teilchen eines Raumwinkelbereiches, der von der Größe der Mini-Orange abhängig ist, auf eine kleine Fläche gelenkt, in der dann sinnvollerweise der Detektor platziert ist.

Die Ablenkung geladener Teilchen geschieht durch die Lorentzkraft

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}),$$

wobei q die Ladung der Teilchen, \vec{v} ihre Geschwindigkeit, \vec{E} das elektrische und \vec{B} das magnetische Feld sind. Da die Mini-Orange rein magnetisch wirkt, also kein elektrisches Feld vorhanden ist, vereinfacht sich die Formel zu

$$\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}.$$

Dieser Kraft wirkt die Zentrifugalkraft entgegen. Unter der Annahme, dass sich die Teilchen senkrecht zum magnetischen Feld bewegen, kann man die Beträge der beiden Kräfte gleichsetzen, da sie genau in entgegengesetzte Richtungen zeigen. So kann man (klassisch) den Radius R_{kl} des Kreises bestimmen, auf dem sich die Teilchen bewegen:

$$qvB = \frac{mv^2}{R_{\text{kl}}},$$

$$R_{\text{kl}} = \frac{mv}{qB},$$

wobei m die Masse der Teilchen ist. Bewegen sich die Teilchen relativistisch, so muss die Massenzunahme durch den Faktor γ berücksichtigt werden:

$$R_{\text{rel}} = \frac{\gamma mv}{qB}.$$

Geht man davon aus, dass alle Teilchen des Strahls die gleiche Ladung und Masse haben, so ist die Bahn der Teilchen noch von ihrer Geschwindigkeit (bzw. ihrer kinetischen Energie) abhängig. Da das Magnetfeld inhomogen ist, gibt es zusätzlich noch eine Abhängigkeit vom Weg durch die Magnetanordnung. Dieser wird durch den Winkel charakterisiert, den die Teilchenbahn gegenüber der Symmetrieachse der Mini-Orange, auf deren Verlängerung auch die Quelle liegt, einnimmt. Nur die Teilchen eines bestimmten Energie- und Winkelbereiches erfahren genau die Ablenkung, um auf dem Detektor zu landen. Andere Teilchen werden zu stark oder zu schwach abgelenkt und so aussortiert, d. h. die Mini-Orange wirkt als Filter.

Solche Mini-Orangen kommen häufig in der Kernphysik zum Einsatz. Dort sollen z. B. Elektronen aus bestimmten kernphysikalischen Prozessen nachgewiesen werden. Ein häufiges Problem dabei ist die Trennung der eigentlich nachzuweisenden Elektronen von Teilchen und Strahlung aus anderen Prozessen. Dieses kann durch bestimmte Anordnungen von Mini-Orangen und Detektoren überwunden werden [25, 26].

4.1.2 Anpassung der Mini-Orange an das Experiment

Die für das Zweistrahlexperiment entwickelte Mini-Orange unterscheidet sich von einer klassischen Mini-Orange. Sie funktioniert zwar nach dem gleichen Prinzip – auch hier werden geladene Teilchen durch eine Magnetanordnung abgelenkt – aber aufgrund des besonderen Versuchsaufbaus sieht diese Anordnung etwas anders aus. Ziel ist es, mit dieser Mini-Orange möglichst viele Positronen, die im Laserfokus entstehen, zu sammeln und auf einen Detektor zu lenken. Die meisten Positronen werden nahezu parallel zum Laserstrahl emittiert, also aufgrund der Symmetrie des Aufbaus in positive und negative z -Richtung (Abb. 2.3). In diese Richtungen kann man aber keinen Detektor stellen, da ja dort der Laser entlangläuft. Also werden die Positronen mit Hilfe der Magnete in y -Richtung gelenkt und dann mit einem Quadrupolkanal aus der Kammer heraustransportiert, wo genügend Platz für einen Detektor ist. Die Mini-Orange, die diese Bedingungen erfüllt, hat die in Abb. 4.2 gezeigte Form und die Positronen beschreiben die in Abb. 4.3 dargestellten Bahnen.

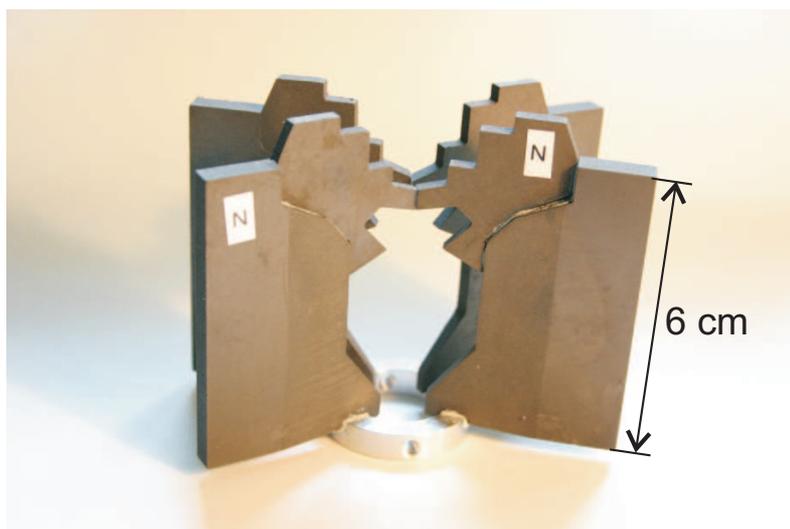


Abb. 4.2: Die für das Zweistrahlexperiment entwickelte Mini-Orange.

Um die optimale Form der Mini-Orange zu ermitteln, wurde das Programm CST EM-STUDIO [27] benutzt. Mit diesem Programm kann man eine 3D-Zeichnung einer Anordnung anfertigen, den einzelnen Komponenten verschiedene Eigenschaften zuweisen (z. B. eine elektrische Spannung oder eine permanente Magnetisierung) und die zugehörige Verteilung des elektrischen und magnetischen Feldes im Raum berechnen lassen. Außerdem kann man Teilchenquellen definieren und die Teilchenbahnen ebenfalls berechnen lassen.

Das Programm arbeitet nach der FIT-Methode (finite integration technique). Dabei wird im gesamten zu berechnenden Raum ein dreidimensionales Gitter (Mesh) erstellt, dem die Feldvektoren \vec{E} und \vec{B} zugeordnet werden und ein dazu orthogonales Mesh für die Vektoren \vec{D} und \vec{H} [27]. Für jede Mesh-Zelle werden die integralen Maxwell-Gleichungen in diskreter Form aufgestellt. Zusammenfassend über den gesamten Bereich können sie, ebenso wie die Materialgleichungen, als Matrix-Gleichungen beschrieben werden. Durch Lösen dieses Gleichungssystems erhält man dann das elektromagnetische Feld. Die Rechendauer beträgt je nach Art und Ausdehnung der Objekte sowie der gewünschten Genauigkeit einige Minuten bis mehrere Tage.

Zuerst wird also ein Modell einer möglichen Mini-Orange gezeichnet. Dieses entspricht natürlich noch nicht den Erwartungen. Darum wird die Form oder die Feldstärke der einzelnen Magnete so geändert, dass die nächste Rechnung möglichst ein besseres Ergebnis

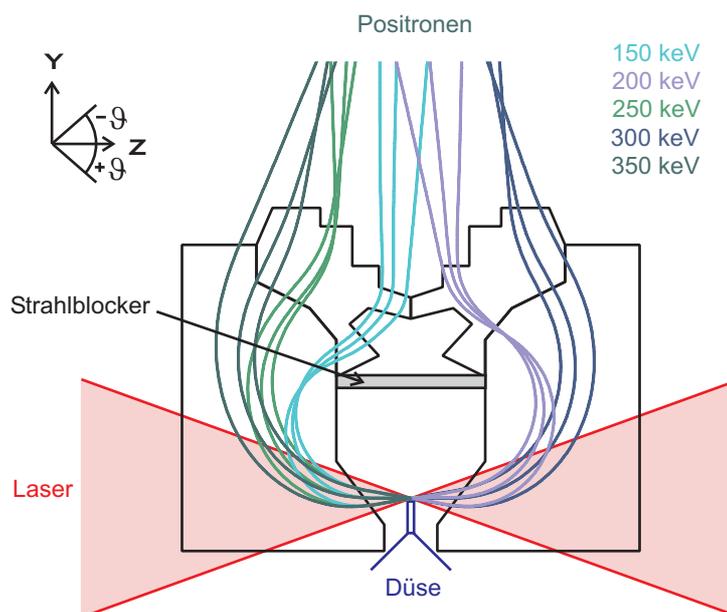


Abb. 4.3: Die Positronen entstehen im Laserfokus über der Düse und bewegen sich entlang der gekrümmten Bahnen durch das von der Mini-Orange erzeugte Magnetfeld. Die Abschusswinkel der Positronen betragen $\vartheta = 0^\circ$ und $\pm 10^\circ$ zur Laserrichtung, wobei $\vartheta > 0$ immer in negative und $\vartheta < 0$ in positive y -Richtung gerichtet sind.

liefert. Dies wird nach dem Trial-and-Error-Verfahren solange wiederholt, bis die Mini-Orange die optimale Form bekommen hat, d. h. bis möglichst viele der Positronen in der gleichen Richtung aus der Mini-Orange austreten. Das Ergebnis ist in Abb. 4.3 zu sehen. Dort ist auch ein Strahlblocker eingezeichnet, der dafür sorgt, dass keine Teilchen auf direktem Wege in den Quadrupolkanal gelangen können. Dadurch wird verhindert, dass unerwünschte Teilchen, z. B. Elektronen, entlang der feldfreien Symmetrieachse der Mini-Orange in den Kanal eintreten und schließlich auch auf dem Detektor landen können.

Die Mini-Orange wurde nach der durch die Simulationen ermittelten Vorlage gebaut. Das Magnetmaterial ist kunststoffgebundenes Samarium-Cobalt mit einer Remanenz von 600 mT. Zum Test wurde das Magnetfeld entlang zweier Kurven gemessen und mit dem berechneten Feldverlauf verglichen. In Abb. 4.4 sind die Messwerte als blaue Punkte und die Simulation als schwarze Linie eingezeichnet. Am Kurvenverlauf sieht man, dass die Mini-Orange zwei entgegengesetzte Ringfelder erzeugt, da das Magnetfeld in den beiden

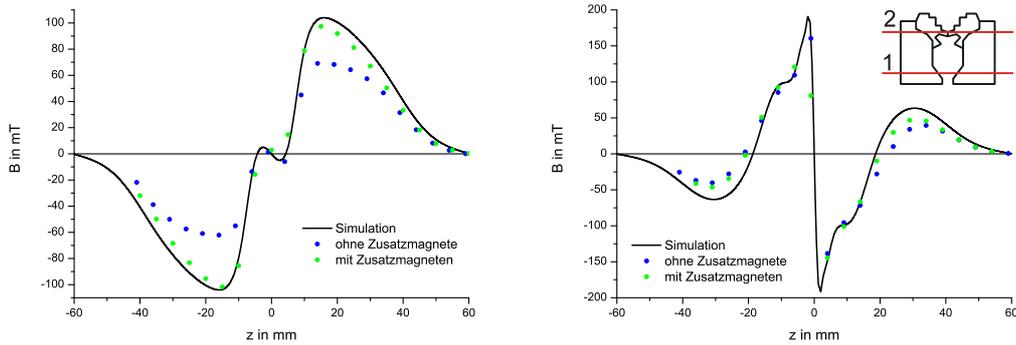
(a) B -Feld in Fokushöhe (Kurve 1).(b) B -Feld 38 mm über Fokus (Kurve 2).

Abb. 4.4: Vergleich von Simulation und Messung des \vec{B} -Feldes der Mini-Orange. Die Simulation wurde mit EM-STUDIO durchgeführt; verglichen wurde jeweils die x -Komponente des Feldes entlang der gezeichneten Kurven.

Hälften der Mini-Orange in unterschiedliche Richtungen zeigt. Man sieht auch, dass das Magnetfeld um etwa 30 % von dem gewünschten Betrag abweicht, was einer Remanenz von 400 mT entsprechen würde. Die gemessenen Werte widersprechen den Angaben des Herstellers, der die Magnete nach ihrer Bearbeitung magnetisiert hat. Simulationen mit einer entsprechend schwächer magnetisierten Mini-Orange zeigen, dass die Verluste durch das zu schwache Feld groß sind. Die Transmission durch Mini-Orange und nachfolgenden Quadrupolkanal beträgt statt 1 % nur noch 0,1 %.

Um das Magnetfeld zu erhöhen, wurden zusätzliche Magnete an die Außenseite der Mini-Orange angebracht. Das Ergebnis einer Messung des Feldes mit den Zusatzmagneten ist ebenfalls in Abb. 4.4 zu sehen (grüne Punkte). Das Feld ist deutlich größer und somit näher an der Kurve der Simulation.

4.1.3 Bauliche Besonderheiten der Mini-Orange

In Abb. 4.5 sind einige Besonderheiten der Mini-Orange gekennzeichnet, die im Folgenden näher beschrieben werden.

Entgegengesetzte Feldrichtungen Da sich ein konstantes Magnetfeld unterschiedlich auf die Bewegungen von geladenen Teilchen verschiedener Energien auswirkt, stellen Ma-

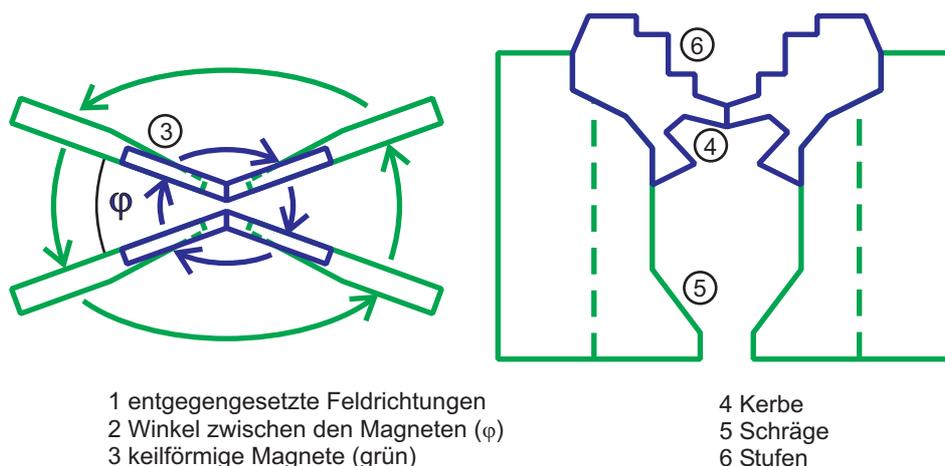


Abb. 4.5: Übersicht über Besonderheiten der Mini-Orange (siehe Text). Die Pfeile geben die Richtung des Magnetfeldes der gleichfarbig gezeichneten Magnete an.

gnetanordnungen effiziente Energiefilter dar. Die Mini-Orange soll allerdings genau das Gegenteil bewirken; es sollen Positronen in einem möglichst großen Energieintervall nachgewiesen werden können. Möchte man jedoch viele Teilchen unterschiedlicher Energien und Richtungen um 90° ablenken, so hat man das Problem, dass sich die vielen Teilchenbahnen überkreuzen und jede Teilchenenergie ein anderes Magnetfeld fordert, was ja gerade die energiselektive Eigenschaft ausmacht. Es ist dann von Vorteil, die Positronen verschiedener Energien innerhalb der Mini-Orange räumlich voneinander zu trennen. So kann der Weg für jede Energie einzeln optimiert werden. Dazu müssen die Teilchen eine gewisse Wegstrecke im Magnetfeld zurücklegen, auf der die Trennung umgesetzt werden kann. Aus diesem Grund und um den Querschnitt des aus der Mini-Orange austretenden Strahls nicht zu groß werden zu lassen, werden die Positronen nicht einfach auf einem Viertelkreis um 90° abgelenkt. Sie beschreiben einen größeren Teilkreis und werden dann in einem stärkeren Magnetfeld wieder in die richtige Richtung zurückgebogen. Darum besteht die Mini-Orange aus zwei verschiedenen Sorten von Magneten (in Abb. 4.5 grün und blau dargestellt), die so angeordnet sind, dass sie zwei entgegengesetzt gerichtete Ringfelder erzeugen.

Winkel Der Winkel zwischen den Magneten ($\varphi = 40^\circ$) wurde dem Öffnungswinkel des Laserkegels (ca. 33°) angepasst. Er wurde etwas größer gewählt, damit kleine Ungenauigkeiten in der Justage des Versuchsaufbaus nicht zur Folge haben, dass der Laserstrahl auf die Mini-Orange trifft und sie zerstört.

Keilförmige Magnete Die größeren Magnete haben keine konstante Dicke, sondern sind zu einer Seite hin angeschrägt. Damit wird erreicht, dass das Magnetfeld im keilförmigen Zwischenraum einigermaßen homogen ist. Die Stärke eines Feldes zwischen zwei Magneten hängt von der Dicke und dem Abstand der Magnete ab. Die Zunahme der Feldstärke bei Annäherung der Magnete aneinander wird hier durch die Verringerung der Feldstärke bei Abnahme der Dicke der Magnete ausgeglichen.

Kerbe Die kleineren Magnete wurden aus Stabilitätsgründen nicht keilförmig geschliffen, da sie ohnehin schon eine Dicke von nur 3 mm haben und aus einem leicht zerbrechlichen Material bestehen. Das Feld ist hier im Bereich nahe der Symmetrieachse der Mini-Orange relativ hoch. In Abb. 4.3 sieht man, dass sich durch diesen Bereich nur die Positronen mit niedrigerer Energie bewegen, die dann eine besonders starke Ablenkung erfahren (je kleiner die Teilchenenergie, desto stärker die Ablenkung). Um die räumliche Trennung der Bahnen unterschiedlicher Energien zu nutzen, werden die Bahnen in zwei Schritten um den Bereich herumgelenkt, der schon von den etwas höheren Energien bestimmt wird. So entsteht die Kerbe in den kleineren Magneten.

Schräge Die Positronen mit größeren Winkeln ϑ treten aufgrund der Schräge früher in das Feld ein und werden früher auf eine Kreisbahn gebracht (Abb. 4.3). Die Positronen mit kleineren Winkeln hingegen laufen zunächst noch ein Stück im feldfreien Raum und werden erst später abgelenkt. Dies bewirkt eine gewisse Bündelung der Bahnen und hilft, die Bahnen verschiedener Energien aber unterschiedlicher Winkel voneinander zu separieren.

Stufen Da mit EM-STUDIO keine kontinuierlichen Energie- und Winkelverteilungen der Positronen generiert werden konnten, wurde die Mini-Orange für Positronen mit diskreten Energie- und Winkelbeträgen optimiert. Dabei ist es aus programmtechnischen Gründen nicht möglich gewesen, beliebig viele unterschiedliche Teilchenbahnen gleichzeitig berechnen zu lassen. Die Energien betragen zunächst 150 bis 350 keV in 50 keV-Schritten, die Winkel $\vartheta = 0^\circ$ und $\pm 10^\circ$ zur Laserrichtung. In Abb. 4.3 sind die entsprechenden Bahnen der Positronen gezeigt. Dies erklärt das Zustandekommen der Stufen im oberen Teil der Mini-Orange. Jede der Stufen sorgt für das optimale Austreten der Teilchenbahnen mit verschiedenen Winkeln ϑ aber nur einem der ausgewählten diskreten Energiewerte.

Es stellt sich natürlich die Frage, wie dieses Modell bei anderen Energiebeträgen funk-

		Energie in keV																																					
		120	130	140	150	160	170	180	190	200	210	220	230	240	250	260	270	280	290	300	310	320	330	340	350	360	370	380	390	400	410	420	430	440					
Winkel in °	25																																						
	20																																						
	15																																						
	10																																						
	5																																						
	0																																						
	-5																																						
	-10																																						
	-15																																						
	-20																																						
	-25																																						

Tab. 4.1: Positronen mit Energie-Winkelkombinationen, die hier gefärbt sind, werden durch die Mini-Orange erfolgreich abgelenkt, d. h. sie gelangen in den Quadrupolkanal.

tioniert. Dazu wurden nacheinander die Bahnen der Positronen mit Energien in 10 keV-Schritten und Winkeln in 5°-Schritten berechnet. Um einen konkreten Vergleich verschiedener Modelle zu bekommen, wurden die Bahnen, die 4 cm hinter der Mini-Orange in einen Kanal von 4 cm Durchmesser treffen würden, als erfolgreich abgelenkt angenommen. In Tab. 4.1 sind die Energie- und Winkelkombinationen gefärbt, deren Bahnen diese Bedingung erfüllen. Man sieht, dass die Stufenform offenbar keinen negativen Einfluss auf andere Energiebeträge als die anfangs angenommenen hat.

Anstatt Energiebeträge in 50 keV-Schritten und zusätzlich verschiedene Winkel zu betrachten, kann man auch die Mini-Orange zunächst für mehrere Energiebeträge (Schritte von 10 keV) und dafür keine Winkelverteilung ($\vartheta = 0^\circ$) optimieren. Diese Methode führt dann nicht auf die Stufenform, sondern liefert eine Gerade anstelle der Stufen. Testet man dieses Modell für verschiedene Energie- und Winkelkombinationen und vergleicht mit der in Tab. 4.1 eingefärbten Fläche, so findet man, dass deutlich weniger Bahnen in den 4 cm-Kanal laufen als in dem Modell mit den Stufen. Darum wurde dieses Modell wieder verworfen.

Bei der Entwicklung der Mini-Orange wurde die Optimierung auf die Positronenbahnen in der y - z -Ebene beschränkt. Dies ist die Ebene, auf die die Änderung der Form der Magnete am meisten Einfluss hat. Die Winkelakzeptanz senkrecht zu dieser Ebene ist energieabhängig und beträgt im Mittel ca. 10° (Öffnungswinkel).

Nachdem die Positronen mittels der Mini-Orange nach oben gelenkt wurden, müssen

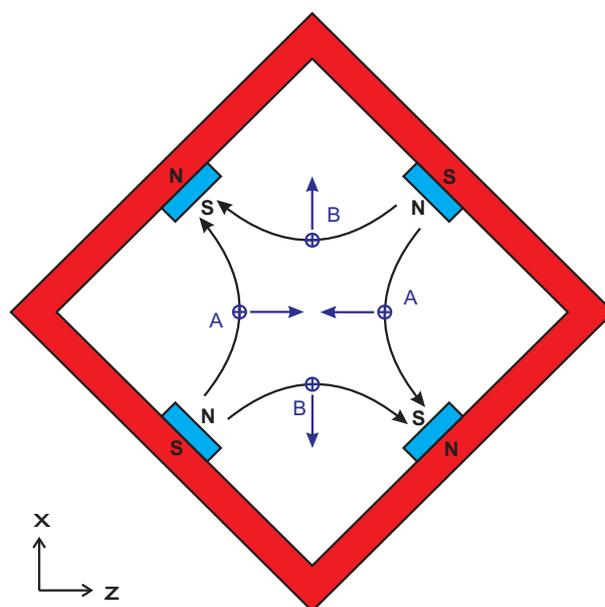


Abb. 4.6: Schnitt durch einen Quadrupol. Die Positronen A und B fliegen senkrecht in die Zeichenebene hinein und werden dabei in Richtung der blauen Pfeile abgelenkt. Die schwarzen Pfeile zeigen die Richtung des Magnetfeldes an, N und S stehen für Nord- und Südpol der Magnete.

sie noch die Strecke bis zum Detektor zurücklegen, der sich aus Platzgründen oberhalb der Kammer befindet. Dazu werden sie durch einen Quadrupolkanal geleitet.

4.2 Der Quadrupolkanal

4.2.1 Funktionsweise des Quadrupolkanals

Der Quadrupolkanal besteht aus magnetischen Quadrupolen im Abstand von einigen Zentimetern, die dafür sorgen, dass die Positronen immer wieder in die Mitte des Kanals gelenkt werden. In Abb. 4.6 ist ein Schnitt durch einen solchen Quadrupol und die Richtung seines Magnetfeldes gezeigt. Er besteht aus einem Rahmen aus ferromagnetischem Material und vier Magneten, die an seiner Innenseite angebracht sind. Der Rahmen sorgt dafür, dass sich die Magnetfeldlinien ohne wesentlichen Widerstand schließen und so der Betrag des Magnetfeldes im Innern des Quadrupols möglichst groß ist. Die Magnete haben eine Remanenz von 1,1 T (NdFeB).

Überlegt man sich anhand von Abb. 4.6, wie Positronen abgelenkt werden, die in die Zeichenebene hinein durch den Quadrupol fliegen, so findet man zwar, dass Positron A fokussiert wird (d. h. es bewegt sich weiter zur Mitte des Kanals hin), Positron B aber wird defokussiert (d. h. es entfernt sich von der Mitte des Kanals). Aus diesem Grund werden die Quadrupole abwechselnd in dieser und in entgegengesetzter Magnetisierung angeordnet. So werden sowohl Positron A als auch Positron B abwechselnd fokussiert und defokussiert. Solange sich die Positronen im inneren Bereich des Kanals bewegen, nimmt der Betrag des Magnetfeldes nach außen hin zu (Abb. 4.7(b) und (c)). Durchläuft nun ein Positron in einer gewissen Entfernung zur Achse einen Quadrupol, der an dieser Stelle defokussierend wirkt, so wird sich anschließend sein Abstand zur Achse noch erhöhen. Das bedeutet, dass es den nächsten Quadrupol an einer Stelle höheren Magnetfeldes durchläuft. Dieser ist aber nun genau in der entgegengesetzten Richtung magnetisiert und wirkt daher fokussierend. Es gilt also, dass der fokussierende Beitrag stets größer ist als der defokussierende und das Positron somit den Kanal nicht verlässt. Auch leichte Krümmungen des Kanals ändern an dieser Sache nichts – sofern die Quadrupole dicht genug beieinander liegen. Ein Positron, das einmal unter vernünftigen Bedingungen (d. h. mit der richtigen Energie, einem nicht zu steilen Eintrittswinkel und nicht zu weit von der Achse entfernt) in den Kanal eingetreten ist, kann also über beliebig weite Strecken transportiert werden. Sind die Eintrittsbedingungen aber nicht erfüllt, verlassen die Teilchen früher oder später den Kanal. Dann gilt: Je länger der Kanal, desto geringer ist seine Transmission. Darum ist es stets sinnvoll, den Kanal möglichst kurz zu halten.

4.2.2 Anpassung des Quadrupolkanals

Die Schwierigkeit besteht nun darin, die aus der Mini-Orange austretenden Positronen so in den Kanal einzukoppeln, dass möglichst viele von ihnen am Ende des Kanals ankommen. Das erreicht man, indem man die ersten Quadrupole individuell gestaltet. Hierbei wird vorerst wieder mit CST EM-STUDIO gearbeitet und – genau wie bei der Mini-Orange – die Anordnung solange verändert, bis sie optimal erscheint.

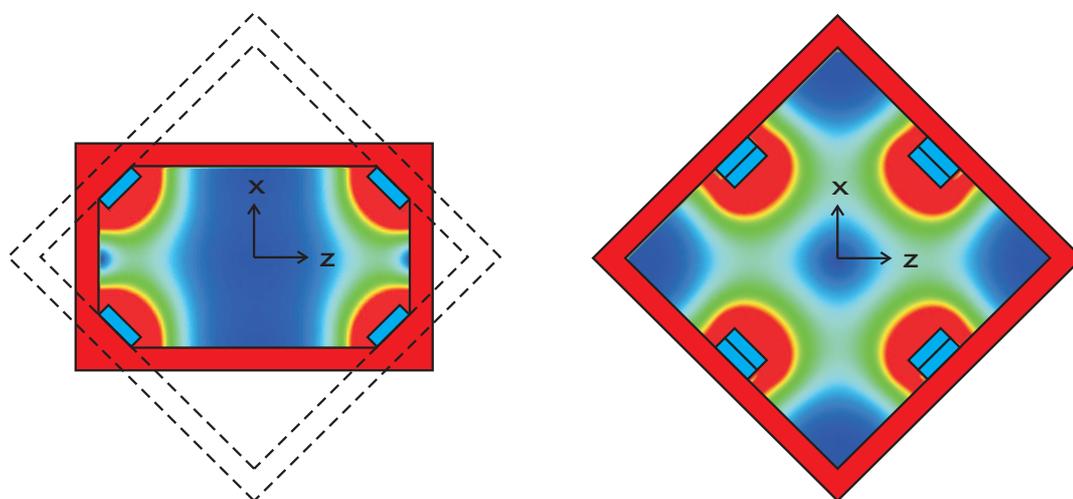
Besser kann man die Berechnung der Teilchenbahnen im Kanal mit dem Programm GPT (General Particle Tracer) durchführen [28]. Die in EM-STUDIO berechneten Felder der Mini-Orange und der einzelnen Quadrupole können hier importiert und beliebig oft hintereinander gesetzt werden. Der Vorteil dabei ist, dass das Feld einer Quadrupolsorte

nur einmal berechnet werden muss. Dieses Feld kann dann für die Simulation eines Kanals mehrmals kopiert und an den gewünschten Stellen platziert werden. Man kann so den gesamten Kanal simulieren und mit einer repräsentativen Teilchenverteilung rechnen.

Die Verteilung der Positronen hinter der Mini-Orange ist in z -Richtung deutlich stärker ausgedehnt als in x -Richtung. Darum bietet es sich an, sich zunächst auf eine Fokussierung in z -Richtung zu konzentrieren. Dazu wurden die Magnete der ersten beiden Quadrupole, wie in Abb. 4.7(a) zu sehen, etwas verschoben. Die Feldverteilung sieht nun so aus, dass die Positronen mit großem z eine sehr starke Ablenkung erfahren, während diejenigen mit kleinem z (und beliebigem x) nur ein relativ kleines Magnetfeld spüren. Da viele Positronen schon mit einem Winkel gegenüber der y -Achse aus der Mini-Orange austreten (Abb. 4.3), wurde ein gutes Ergebnis erzielt, wenn zuerst ein (in z -Richtung) defokussierender, dann ein fokussierender Quadrupol hinter die Mini-Orange gesetzt wurden.

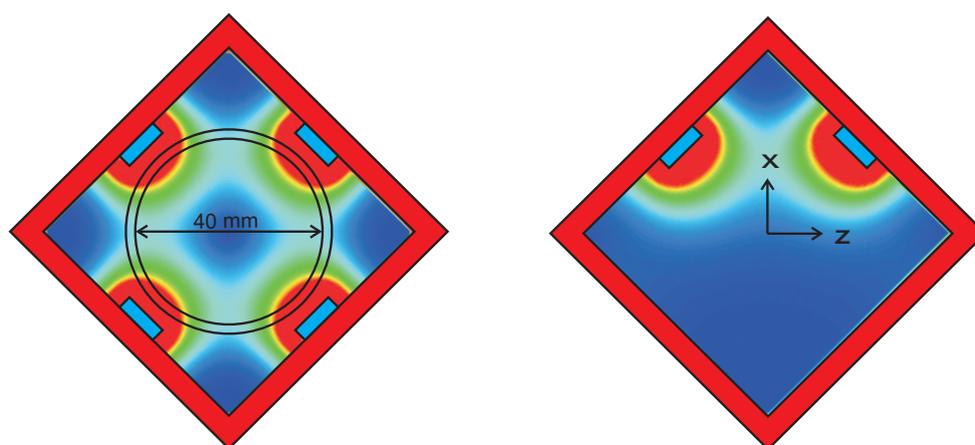
Die Quadrupole können nicht an beliebigen Stellen des Kanals platziert werden. Z. B. können sie an der Stelle des Kammerdachs und jeweils dort, wo zwei Vakuumrohre aneinander geflanscht sind, nicht befestigt werden. Dies ist bei der Ermittlung der besten Verteilung der Quadrupole entlang des Kanals zu beachten.

In Abb. 4.7 sind die Feldverteilungen zu sehen, die verschiedene Quadrupole erzeugen. Da die Verteilung der Positronen nach der Mini-Orange relativ ausgedehnt ist, sollte der Quadrupolkanal entsprechend groß sein. Würde man einfach den Rahmen eines Quadrupols vergrößern, würde sich der Abstand der Magnete erhöhen, was zu einem kleineren Magnetfeld führt. Dieses reicht dann nicht mehr aus um die Positronen genügend abzulenken. Daher muss die Stärke der Magnete zusätzlich erhöht werden. Am einfachsten erreicht man dies, indem man zwei der ohnehin schon recht starken Magnete übereinander setzt (Abb. 4.7(b)). Vergleicht man nun die beiden Feldverteilungen aus Abb. 4.7(b) und (c), so sieht man, dass sie im inneren Bereich ähnlich sind. Im Falle des größeren Quadrupols ist aber der Bereich größer, in dem die Bedingung erfüllt ist, dass das Magnetfeld nach außen hin zunimmt. Somit sollte diese Art von Quadrupol besser für den Kanal geeignet sein. Oberhalb der Kammer ist jedoch ein weiterer Punkt zu beachten. Hier sind die Quadrupole außerhalb eines Vakuumrohres angebracht, durch das die Positronen laufen. Es interessiert somit nur das Feld, das innerhalb des Rohres erzeugt wird. Die maximal mögliche Größe des Rohres hängt dabei vom Platz zwischen den Magneten ab. Da bei dem größeren Quadrupol die Magnete doppelt so dick sind wie bei dem kleineren, ist dort trotz des größeren Rahmens nicht viel mehr Platz für das Rohr (nur 4 mm größerer Durchmes-



(a) Die ersten beiden Quadrupole des Kanals.

(b) Quadrupole innerhalb der Kammer.



(c) Quadrupole außerhalb der Kammer auf dem Vakuumrohr.

(d) Dipole auf dem gekrümmten Rohr.

0  0,1 T

Abb. 4.7: Feldverteilung innerhalb der verschiedenen Quadrupole. Die Farbskala deckt nur den interessanten Bereich bis 0,1 T ab. Die schwarzen Kreise in (c) kennzeichnen das Vakuumrohr, das keinen Einfluss auf das magnetische Feld hat. Der Rahmen des Quadrupols (a) wurde aus Platzgründen etwas anders gestaltet.

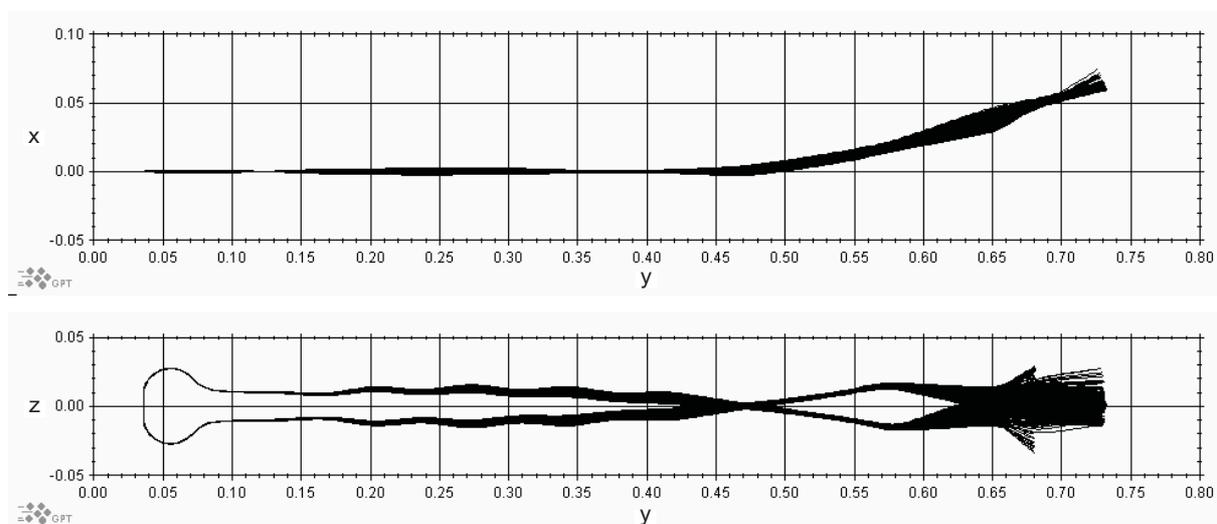


Abb. 4.8: Trajektorien von Positronen mit 250 keV und einem Öffnungswinkel von 2° . In dieser Darstellung ist das Koordinatensystem verschoben. Die Teilchen starten bei $y = 0.036$. Alle Zahlen in Metern.

ser). Darum kann man hier genauso gut die kleineren Quadrupole benutzen, die handlicher und platzsparender sind.

Es stellte sich heraus, dass die Krümmung des Rohres nicht vernachlässigbar ist. Simulationen, die speziell das gebogene Rohr berücksichtigen, führen auf eine Anordnung, in der die Quadrupole teilweise durch Dipole ersetzt werden. Einen solchen Dipol erhält man, indem man bei einem Quadrupol wie in Abb. 4.6 zwei benachbarte der insgesamt vier Magnete weglässt (z. B. die beiden linken). Die Feldverteilung eines Dipols ist in Abb. 4.7(d) gezeigt. Er wirkt nun hauptsächlich in einer Richtung fokussierend. Wird er so an das Rohr angebracht, dass die fokussierende Richtung der Krümmungsrichtung des Rohres entspricht, erzielt man weit bessere Ergebnisse als ausschließlich mit Quadrupolen.

Abb. 4.8 zeigt die Trajektorien von Positronen, die sich durch den Kanal bewegen. Man sieht die Ablenkung der Bahnen durch die Mini-Orange und die einzelnen Quadrupole. In der Kurve werden die Bahnen von Dipolen in x -Richtung gebogen. In Abb. 4.9 ist die Verteilung der Positronen in der x - z -Ebene zu verschiedenen Zeiten dargestellt. Man sieht die Energiedispersion innerhalb der Mini-Orange und später den Einfluss des Magnetfeldes der Quadrupole. Am Ende werden die Positronen in x -Richtung gelenkt. Das letzte Bild zeigt die Verteilung auf einem Schirm am Ende des Kanals.

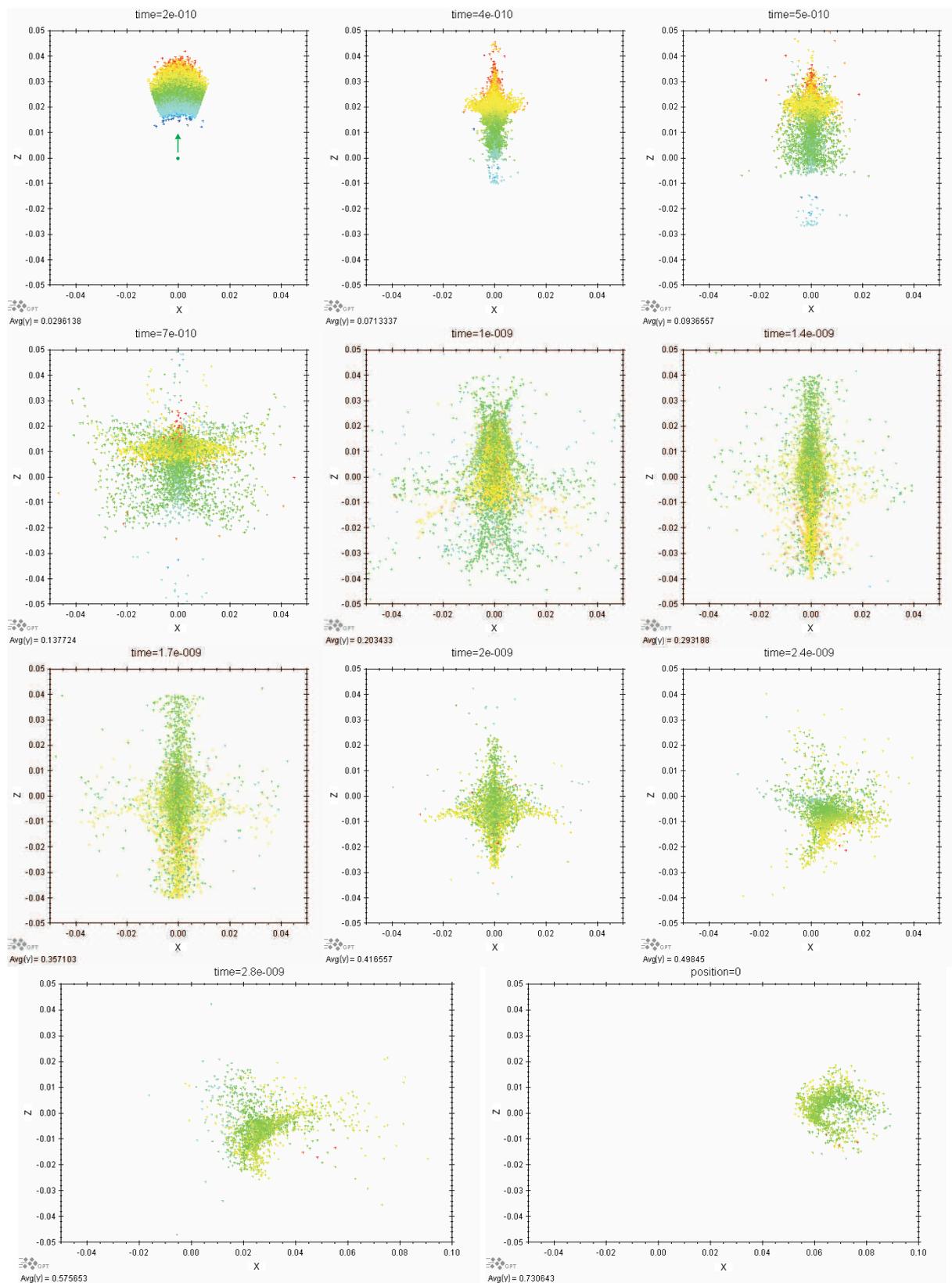
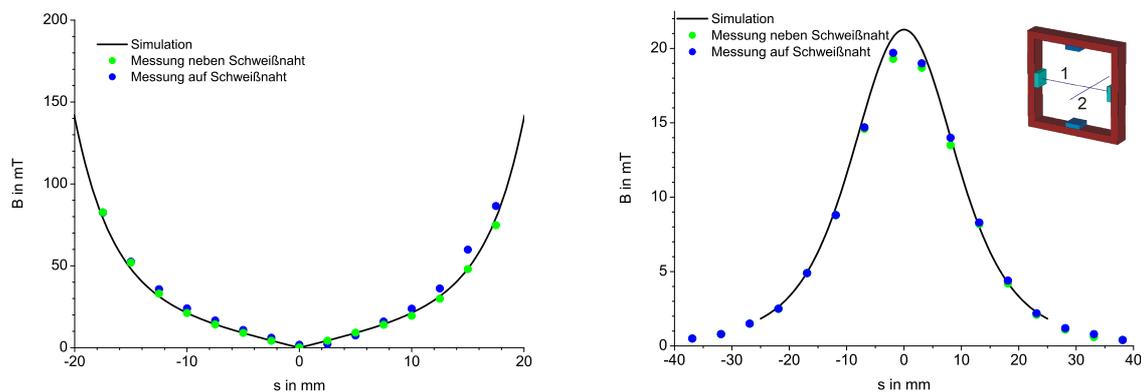


Abb. 4.9: Bewegung der Positronen durch den Quadrupolkanal. Die Teilchen starten bei $(x, z) = (0, 0)$ und fliegen zunächst in positive z -Richtung. Von der Mini-Orange werden sie in y -Richtung gelenkt. Für jedes Bild ist die Flugzeit in Sekunden sowie die mittlere y -Position in Metern angegeben. Die Farben entsprechen unterschiedlichen Energien (blau = 100 keV, rot = 450 keV).



(a) Messung entlang Kurve 1

(b) Messung entlang Kurve 2

Abb. 4.10: Vergleich von Simulation (mit EM-STUDIO) und Messung des B -Feldes eines Quadrupols. Da die Schweißnähte des Vakuumrohres magnetisch sind, wurde deren Einfluss auf das Feld untersucht, indem der Quadrupol direkt über einer solchen Schweißnaht angebracht wurde. Verglichen wurde jeweils die B -Feld-Komponente parallel zu Kurve 1.

Anhand der Simulationen wurde auch untersucht, wie sich das Signal am Ende des Kanals ändert, wenn sich die Quadrupole nicht exakt an der optimalen Position befinden. Dazu wurden jeweils ein oder zwei Quadrupole um 1 cm verschoben. Die Anzahl der Teilchen auf dem Schirm nahm dabei um maximal 5% ab. Das zeigt, dass der Aufbau unempfindlich gegen kleine Verschiebungen der Quadrupole ist. Bei dem Aufbau des Kanals genügt es, eine Genauigkeit von wenigen Millimetern einzuhalten.

Wie an der Mini-Orange, wurden auch an den Quadrupolen Probemessungen des Magnetfeldes durchgeführt und mit den Rechnungen verglichen. In Abb. 4.10 ist der Vergleich zu sehen. Es wurde einer der kleineren Quadrupole auf das Vakuumrohr gesetzt und entlang zweier Kurven vermessen. Das Rohr besteht aus nichtmagnetischem Edelstahl, der keine Auswirkungen auf das Magnetfeld hat. Die Schweißnähte sind jedoch leicht magnetisch. Da das gebogene Rohrstück aus einzelnen Segmenten zusammengeschweißt ist, besteht es zu einem wesentlichen Teil aus Schweißnähten. Darum wurde auch ihr Einfluss auf das Feld untersucht, indem der Quadrupol einmal direkt auf eine solche Schweißnaht und einmal neben sie gesetzt wurde. Gemessen wurde entlang der Verbindungslinie zweier Magnete so-

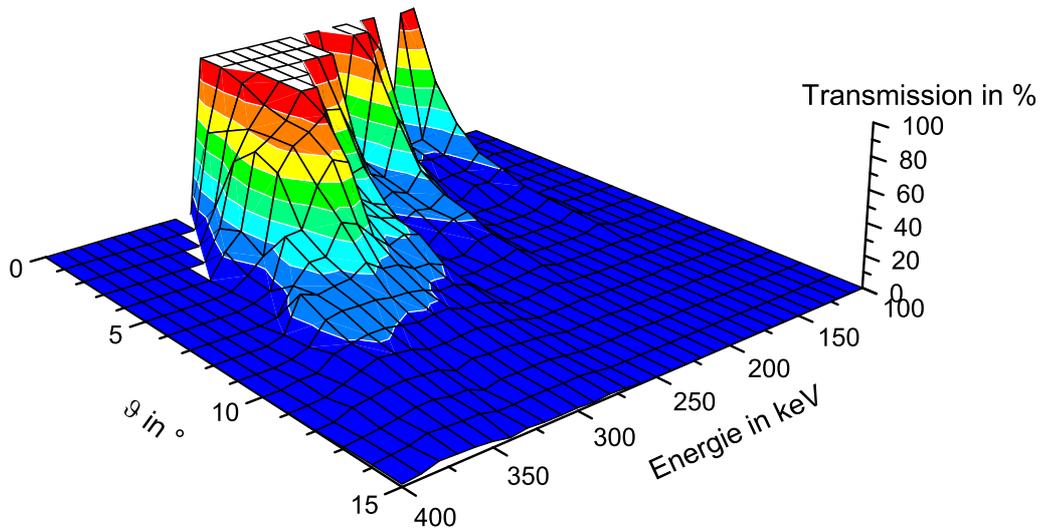


Abb. 4.11: Effizienz der Mini-Orange zusammen mit dem Kanal in Abhängigkeit vom Winkel ϑ und der kinetischen Energie der Positronen.

wie senkrecht dazu in Flugrichtung der Positronen. Man sieht, dass die Feldstärke genau in der Mitte des Quadrupols Null ist und zu den Magneten hin zunimmt. Seitlich dazu nimmt das Feld ab. Obwohl die Schweißnähte leicht magnetisch sind, stimmen alle Messwerte gut mit den Kurven überein. Ein ähnliches Bild erhält man auch für die großen Quadrupole (ohne Rohr).

4.3 Transmission des Versuchsaufbaus

Am Ende des Quadrupolkanals befindet sich der Detektor, der die dort ankommenden Positronen nachweist. Die Nachweiseffizienz ist unter Berücksichtigung der tatsächlichen Geometrie mit Hilfe einer Eichquelle zu ermitteln. Um später die Reaktionsrate des Paar-erzeugungsprozesses zu bestimmen, ist es notwendig, die Transmission der Mini-Orange und des Kanals zu kennen. Diese ist von der Energie und der Flugrichtung der Positronen beim Austritt aus dem Plasma abhängig. Die Richtungsverteilung ist rotationssymmetrisch um die Laserachse, weshalb es genügt, den Winkel ϑ zu berücksichtigen, der die Abweichung von dieser Achse angibt. Für ein konstantes ϑ bedeutet das, dass die Teilchen auf der Oberfläche eines Kegels mit dem Öffnungswinkel 2ϑ aus der Quelle austreten. Für die verschiedenen Energie-Winkel-Kombinationen wurde mit Hilfe von GPT jeweils ermittelt,

Elektronen- energie (γ)	Länge des Kanals	
	0,74 m	1,09 m
20	0,9	0,6
40	1,3	0,8
80	1,8	1,2

Tab. 4.2: Transmissionen in % für verschiedene Werte der Elektronenenergie (γ) und zwei verschiedene Längen des Quadrupolkanals.

wie viele von anfangs 1000 Teilchen auf einen Schirm treffen. Der Schirm wurde an das Ende des Kanals gesetzt, an dem sich später der Detektor befinden soll. In Abb. 4.11 ist die Transmission über der Energie und dem Winkel aufgetragen. Man sieht, dass man für Energien um 300 keV und kleine Winkel (bis zu 4°) keine Verluste hat, da die Transmission für diese Werte 100 % beträgt. In Abb. 3.4(a) sieht man, dass die Winkelverteilung für Elektronen mit $\gamma = 20$ bei 5° ein Maximum hat. Für höhere Elektronenenergien verschiebt sich das Maximum zu kleineren Winkeln, was sich positiv auf die Transmission auswirkt. Positronen der Energien unter 100 bzw. über 400 keV können nicht mehr zum Detektor gelangen.

Um die Gesamttransmission für die bei den Elektronenstößen erzeugten Positronen zu erhalten, wurde die in Abb. 4.11 dargestellte Verteilung der Transmission mit normierten Energie- und Winkelverteilungen (Abb. 3.4) multipliziert und anschließend integriert. Dabei liegen den Rechnungen, die zu Abb. 3.4 führten, monoenergetische Elektronen zugrunde. In Tab. 4.2 sind die Ergebnisse für zwei verschiedene Aufbauten und jeweils Elektronenenergien von $\gamma = 20, 40$ und 80 gezeigt.

Im ersten Aufbau war eine Länge des Kanals von 0,74 m geplant. Dagegen wurde in einer zweiten Variante der Quadrupolkanal hinter der Kurve um 35 cm verlängert, um mehr Platz für die Abschirmung der Detektoren zu erhalten. Man sieht, dass die Transmission bei Verlängerung des Kanals abnimmt. Darum sollte man den Kanal möglichst kurz halten. Durch Erhöhung der Elektronenenergie kann die Transmission deutlich verbessert werden. Ein höherer Anteil der erzeugten Positronen liegt dann in dem Energie-Winkel-Bereich, der durch eine hohe Transmission ausgezeichnet ist.

5 Das Experiment

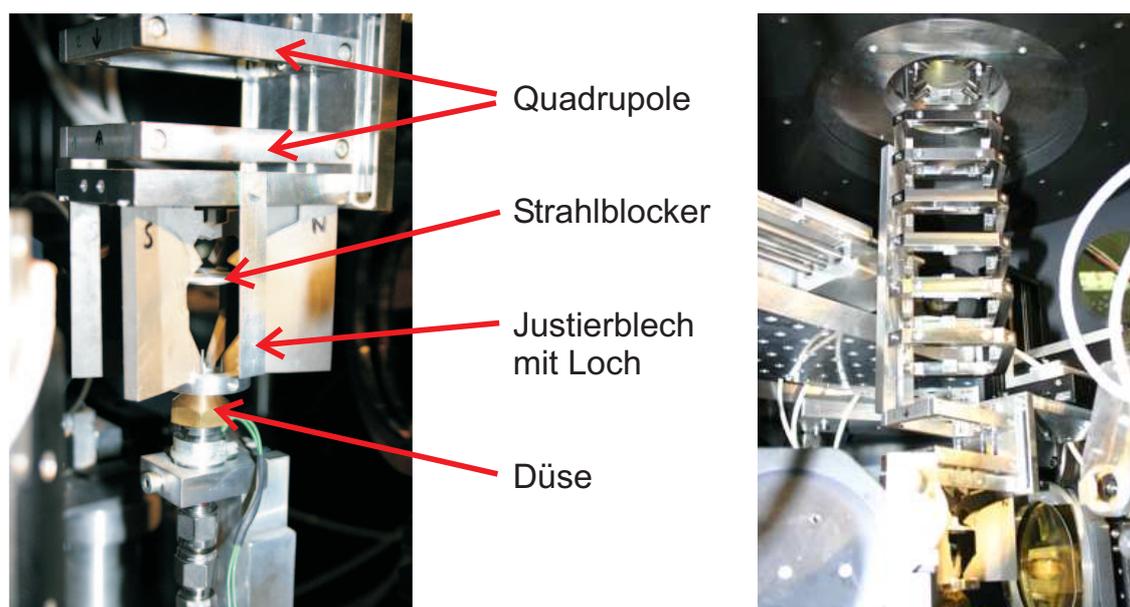
5.1 Testen und Optimieren des Aufbaus

5.1.1 Justage der Mini-Orange

Bevor die Positronen gemessen werden können, muss der Versuchsaufbau justiert und getestet werden. Erst wenn sichergestellt ist, dass die Positronen, die im Laserfokus entstehen, auch nachgewiesen werden können, kann das eigentliche Experiment beginnen.

Die Mini-Orange ist über drei Schrittmotoren in x -, y - und z -Richtung fahrbar. Um sie in die richtige Position zu fahren, wird zunächst die Gasdüse so platziert, dass ihre Spitze die Lage des Fokus markiert. Eine Kamera, die von oben in die Kammer gerichtet ist, liefert ein Bild, auf dem die x - und z -Positionen der Düse festgehalten werden. Wird die Mini-Orange über die Düse gefahren, sieht man auf dem Kamerabild den Strahlblocker, in dessen Mitte sich ein kleines Loch befindet. Dieses markiert die Symmetrieachse der Mini-Orange, die genau auf die Position der Düse gebracht wird. Die Mini-Orange ist jetzt in x - und z -Richtung ausgerichtet.

Um sie auf die richtige Höhe zu bringen, kann ein Blech an der Seite der Mini-Orange angebracht werden (Abb. 5.1). In ihm befindet sich auf richtiger Höhe ebenfalls ein kleines Loch. In seitlicher Richtung kann die Beobachtung mit Hilfe des frequenzverdoppelten Probestrahls ausgenutzt werden. Damit die Düse, die sich genau auf Fokushöhe befindet, nicht zerstört wird, wird der Hauptlaserpuls geblockt. Man benutzt nur den Probestrahl, der jetzt auf der entsprechenden Kamera ein Schattenbild von der Düse erzeugt. Befindet sich die Mini-Orange auf der richtigen Höhe, sieht man mit der Kamera das Loch des Bleches und in ihm das Schattenbild der Düse.



(a) Mini-Orange mit Justierblech in Fokusposition.

(b) Quadrupolkanal in Experimentierkammer.

Abb. 5.1: Mini-Orange und Quadrupolkanal innerhalb der Experimentierkammer.

Nach der Justage wird das Blech entfernt, um den Probestrahl während des Experiments nicht zu behindern. Außerdem wird das Loch im Strahlblocker mittels eines kleinen Aluminium-Stöpsels blockiert. Die Koordinaten der Schrittmotoren der Mini-Orange können gespeichert werden, so dass ihre Position reproduzierbar ist. Die Justage-Prozedur muss nur wiederholt werden, wenn die Mini-Orange aus der Kammer entfernt und wieder eingebaut wurde. Es kann dann nicht mehr garantiert werden, dass sich die Mini-Orange bei den gespeicherten Positionen der Schrittmotoren genau in Fokusposition befindet.

Die Genauigkeit der Justage beträgt in jede Richtung etwa 1 mm. Sowohl im Experiment als auch in den Simulationen kann man feststellen, dass dies genügt.

5.1.2 Testen der Mini-Orange und des Kanals

Um den Versuchsaufbau zu testen, wurde eine zweite Mini-Orange gebaut. Diese hat die gleiche Form, wie die in Kap. 4.1 beschriebene, ist aber in die entgegengesetzte Richtung magnetisiert worden. Das hat zur Folge, dass sie statt der Positronen Elektronen in die gewünschte Richtung ablenkt. Das Energiespektrum des lasererzeugten Elektronenstrahls

unterscheidet sich zwar von dem der Positronen, jedoch wirkt die Mini-Orange als Energiefilter und lenkt nur die niederenergetischen Elektronen in den Kanal. Dort sieht das Spektrum immer noch anders aus als das der Positronen, es genügt jedoch um festzustellen, ob die Positronen bis an das Ende des Kanals geleitet werden können.

Durch den Einbau eines Fluoreszenzschirmes an verschiedenen Stellen des Versuchsaufbaus kann nachgeprüft werden, ob die Elektronen in die entsprechende Richtung gelenkt werden. Man kann z. B. die Position der Mini-Orange und die Anordnung der Quadrupole im Kanal optimieren, indem man sie solange verschiebt, bis das Signal des Leuchtschirms maximal wird. Nachdem der Aufbau erfolgreich getestet und evtl. optimiert wurde, wird die Elektronen-Mini-Orange gegen die Positronen-Mini-Orange getauscht und die Quadrupole werden umgedreht. Jetzt werden die Positronen so geführt wie vorher die Elektronen.

Da zum Beschleunigen der Elektronen nur ein Laserstrahl benötigt wird, wurde in dieser Phase des Experiments auch jeweils nur ein Laserstrahl benutzt. Der Versuchsaufbau ist symmetrisch, weshalb mit beiden Strahlen (bis auf eine Spiegelung an der x - y -Ebene) die gleichen Ergebnisse erzielt werden sollten. Dies konnte anhand der Form des Signals beobachtet werden.

Für den Test des Aufbaus wurde eine Mini-Orange mit schwächerem Magnetfeld benutzt (Kap. 4.1.2). Die Simulationen wurden dem schwächeren Feld angepasst, so dass ein Vergleich von Messung und Simulation möglich ist.

Das Testen und Optimieren des Aufbaus wurde schrittweise durchgeführt. Zuerst wurde ein Leuchtschirm in einigen Zentimetern Abstand hinter (bzw. über) die Mini-Orange gebaut. So konnten sowohl die Mini-Orange, als auch der Leuchtschirm überprüft werden. Da Leuchtschirme meistens für höhere Elektronenenergien benutzt werden und nicht bekannt ist, wie sie auf Elektronen mit Energien um 200 keV wirken, wurden verschiedene Varianten ausprobiert. Bei den üblicherweise verwendeten Schirmen müssen die Elektronen zuerst durch eine Plastiksicht dringen, bevor sie auf die Leuchtschicht treffen. Da die hier verwendeten Elektronen wenig Energie besitzen, werden sie im Plastikmaterial schnell abgebremst. Das Signal ist darum sehr schwach und kaum zu erkennen.

Mittels eines fluoreszierenden Pulvers (mit Ce^{3+} dotiertes Y_2SiO_5) konnte eine Leuchtschicht auf ein Glassubstrat aufgetragen werden, so dass die Elektronen direkt auf die Schicht treffen, die von hinten durch das Glas mit einer Kamera beobachtet werden kann. Um das Laserlicht abzuschirmen, wurde eine dünne Aluminiumfolie vor dem Schirm angebracht. Diese Kombination erwies sich als die beste Beobachtungsmethode. Es wurden

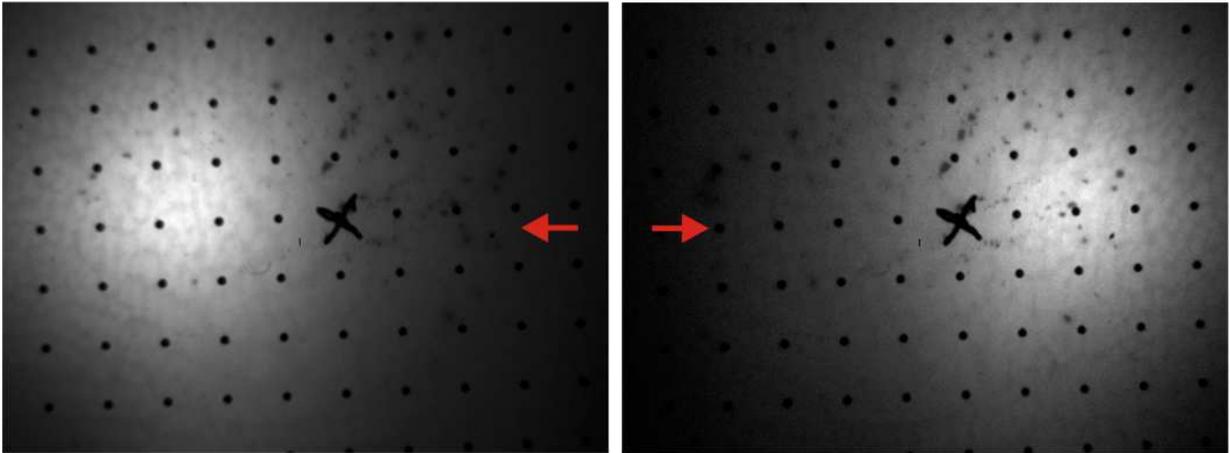
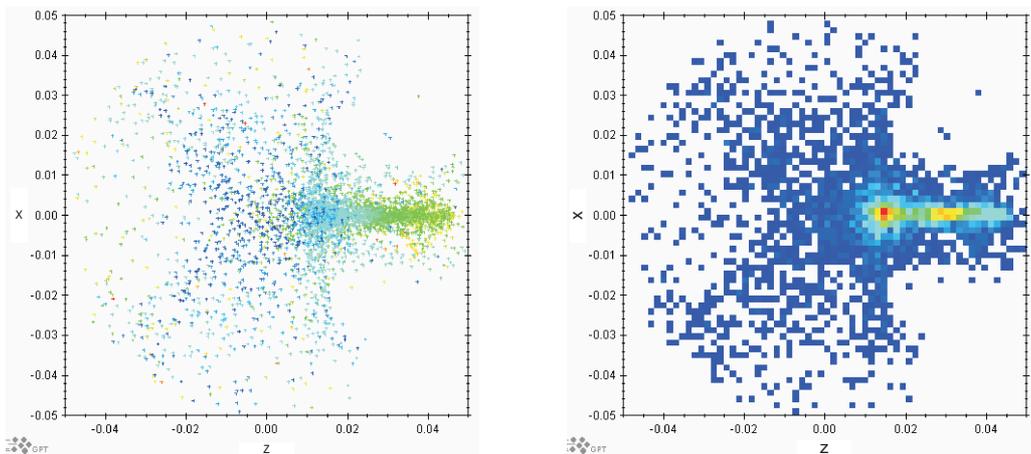


Abb. 5.2: Signal auf dem Leuchtschirm hinter der Mini-Orange und den ersten beiden Quadrupolen. Der Laserpuls kommt jeweils aus der mit dem Pfeil gekennzeichneten Richtung. Die Punkte haben einen Abstand von 5 mm, das Kreuz gibt etwa die Mitte des Schirmes an.

jeweils mehrere Bilder aufgenommen und über sie gemittelt. So wird eine höhere Empfindlichkeit erreicht und die Variationen von Schuss zu Schuss werden durch die Mittelung beseitigt.

Hinter der Mini-Orange ist das Leuchtsignal der Elektronen ein Fleck ohne erkennbare Strukturen, der etwa in der Mitte des Schirmes liegt. Baut man zusätzlich noch die ersten beiden Quadrupole in den Aufbau ein, verschiebt sich der Fleck sowohl im Experiment, als auch in der entsprechenden Simulation um ca. 1 cm nach außen (jeweils in die Richtung, in die der Laserpuls geschossen wird). In Abb. 5.2 sind die Signale gezeigt, die man mit den beiden Laserstrahlen erhält. Anhand des Punktegitters auf dem Schirm (die Punkte haben einen Abstand von 5 mm) kann man ablesen, dass die beiden Leuchtflecke einen Abstand von ca. 2,5 cm haben. Die Simulation liefert ein ähnliches Ergebnis (Abb. 5.3). Auch hier liegt der Fleck nicht zentral sondern etwas seitlich versetzt.

Aufgrund der Übereinstimmung der Ergebnisse aus Simulation und Messung wurde der Kanal weiter aufgebaut und das Signal erst an der Kammerdecke, dann am Ende des Kanals gemessen. Dort befindet sich der Schirm an der Stelle, an der sich später das Aluminium-Blech befinden soll. Es wurden zwei verschiedene Krümmungsrichtungen des Rohres ausprobiert. Im ersten Fall war es in z -Richtung gekrümmt, was bedeutet, dass beide Elektronenstrahlen unterschiedliche Wege zurücklegen müssen. Dagegen ist der Aufbau bei



(a) Für die Farbskala gilt: blau = 100 keV, rot = 400 keV. (b) Dichteverteilung zu (a).

Abb. 5.3: Simulationen zu den Messungen in Abb. 5.2. Die Teilchen starten bei $(x, z) = (0, 0)$ in positive z -Richtung. Die Farben stellen in (a) die unterschiedlichen Teilchenenergien, in (b) die Dichte der Teilchen dar. (Rot sind jeweils hohe, blau niedrige Energien bzw. Dichten.)

einer Krümmung in x -Richtung symmetrisch, so dass beide Elektronenstrahlen die gleichen Ablenkungen erfahren. Das Signal ist mit diesem Aufbau stärker, weshalb er im weiteren Verlauf des Experiments benutzt wurde.

Man sieht jetzt an der Form des Leuchtsignals deutlich den Einfluss der Quadrupolfelder (Abb. 5.4). Dass das Bild verzerrt erscheint, liegt einerseits an der Krümmung des Rohres und andererseits daran, dass die Elektronen nach dem letzten Quadrupol noch einige Zentimeter im feldfreien Raum zurücklegen. Hier laufen sie in der einen Richtung auseinander und werden in der Richtung senkrecht dazu fokussiert. Man sieht außerdem, dass das Signal fast vollständig auf dem Schirm liegt und nicht am Rand abgeschnitten wird. Man kann also – wie es auch die Simulationen zeigen – auf den letzten Zentimetern die Quadrupole weglassen, ohne wesentliche Verluste zu erhalten. Das hat den Vorteil, dass die beiden Szintillationszähler nur einen Abstand von etwa 4,5 cm haben müssen, so dass das Rohr, nicht aber die Quadrupole dazwischen passen müssen. Das sorgt für eine höhere Effizienz des Detektors.

Eine Testmessung, in der ein Teil des Quadrupolkanals aus dem Aufbau entfernt wurde, lieferte kein Signal. Das bestätigte, dass es sich bei dem beobachteten Signal um geladene



Abb. 5.4: Signal des Schirmes am Ende des Kanals. Der Rand des runden Leuchtschirms ist eingezeichnet. Im Gegensatz zu Abb. 5.2 gilt hier: Je dunkler, desto mehr Elektronen treffen den Schirm.

Teilchen handelt, die durch den Kanal geleitet werden und nicht etwa um Streulicht aus dem Plasma.

Die Mini-Orange wurde mehrmals während des Experiments um einzelne Schritte verfahren und die Änderung des Leuchtsignals beobachtet. Auf diese Weise wurde die Empfindlichkeit des Versuchsaufbaus auf die Genauigkeit der Platzierung der Mini-Orange untersucht. Das Signal ändert sich bei einer Verschiebung der Mini-Orange um 1 mm in eine beliebige Richtung kaum. Jedoch nimmt das Signal zu, wenn die Mini-Orange von der mittels der Lochblenden justierten Position um einige Millimeter nach unten verschoben wird. Dieses Ergebnis stimmt auf den ersten Blick nicht mit den Simulationen überein, die ja genau die Lochblendenposition liefern.

In den Simulationen wurde mit einer Energieverteilung gerechnet, die ein Maximum bei ca. 250 keV hat, was der Positronenverteilung entspricht. Dies unterscheidet sich jedoch von der Verteilung der Elektronen, die zum Testen des Aufbaus benutzt wurden. Es ist außerdem nicht bekannt, wie der Schirm auf Energie und Anzahl der Elektronen reagiert. Dies kann sich so auswirken, dass ein von 250 keV abweichender Energiebereich das Signal bestimmt. Für ihn kann die optimale Position der Mini-Orange an einer anderen Stelle liegen. Beim Umbau auf Positronendetektion ist dies zu beachten. Die Position der Mini-Orange sollte dann nicht mehr die für die Elektronen optimierte sein. Vielmehr sollte man sich auf die Simulationen beziehen und die dort ermittelte Position benutzen.

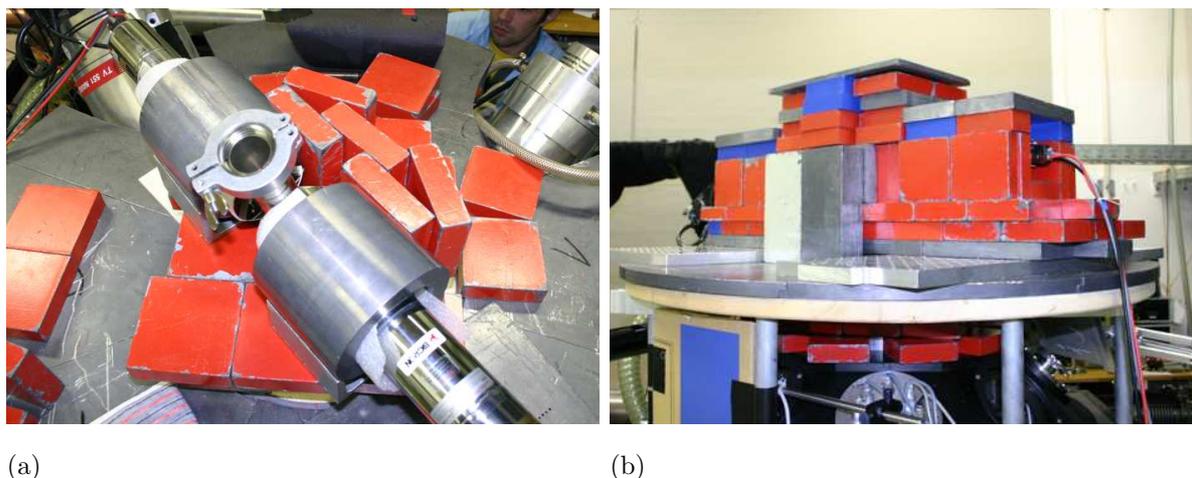


Abb. 5.5: Lage der Detektoren auf dem Kammerdach ohne (a) und mit (b) Bleiab-schirmung.

Natürlich macht es auch Sinn, während der Positronen-Messung die Höhe der Mini-Orange zu variieren. Jedoch braucht man genügend Positronen, um in endlicher Zeit einen Unterschied beobachten zu können. Laut Abschätzung ist aber die Anzahl so gering, dass man versuchen sollte, die Mini-Orange von vornherein in einer guten Position zu haben.

Der Aufbau wurde nun soweit bestätigt, dass der Umbau auf Positronenleitung durchgeführt werden kann. Dazu wird die Elektronen-Mini-Orange gegen die Positronen-Mini-Orange getauscht, die in Kap. 5.1.1 beschriebene Justageprozedur wird wiederholt und die Quadrupole bzw. Dipole werden entsprechend umgepolt. Bevor die Messung der Positronen beginnen kann, muss jedoch noch der Detektor getestet werden.

5.1.3 Testen des Detektors

Um sicherzustellen, dass mit dem Detektor die Vernichtungsstrahlung der Positronen nachgewiesen werden kann, wurden einige Testmessungen unternommen. Beide NaI-Szintillationszähler wurden auf dem Kammerdach platziert. Sie wurden einzeln angesteuert und ohne Zeit- oder Energieeinschränkung betrieben.

Ein großes Problem stellt die Strahlung aus dem Plasma dar. Die beschleunigten Teilchen werden, sobald sie auf einen Gegenstand treffen, abgebremst und erzeugen Bremsstrahlung. Die in Laserrichtung beschleunigten Elektronen treffen zuerst auf die Parabolspiegel, die so zusätzlich zum Plasma selbst zu einer Strahlungsquelle werden. Die Detek-

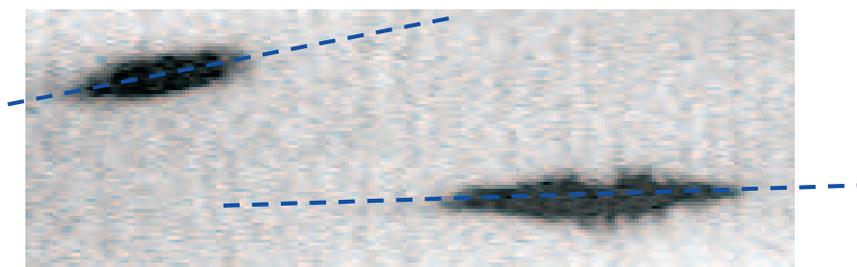
toren befinden sich direkt über ihnen auf dem Kammerdach. In einer Probemessung wird mit nur einem Laserpuls in das Gas geschossen und ohne Mini-Orange und Quadrupolkanal gemessen. So kann ausgeschlossen werden, dass es sich bei den Signalen im Detektor um Positronen handelt. Im Idealfall sollte bei einer derartigen Messung nichts beobachtet werden. Die unabgeschirmten Detektoren sind jedoch bei jedem Laserschuss übersteuert, d. h. das Signal liegt deutlich über 1 MeV. Zur Abschwächung dieses Signals werden die Detektoren in allen Richtungen mit Blei abgeschirmt. Trotz einer Schicht von etwa 20 cm Blei zwischen Detektor und Laserfokus werden bei vielen Schüssen noch einzelne Signale registriert. Die Signale schwanken, liegen aber meistens unter 1 MeV. Eine zusätzliche Abschirmung von 1 cm Kupfer bzw. Eisen um den Detektor herum bewirkte keine Änderung.

Bisher konnten diese durch weitere Abschirmung nicht beseitigt werden, weshalb sie bei der Auswertung berücksichtigt werden müssen. Man kann in einer Testmessung den Anteil der Laserschüsse ermitteln, bei denen kein Signal gemessen wird. Nur bei diesen Schüssen ist der Nachweis eines Positrons möglich. Die Effizienz des Versuchsaufbaus wird dadurch verringert, weswegen die Dauer der Messung erhöht werden muss, um ein aussagekräftiges Ergebnis zu erhalten. Eine ausführliche Hintergrundmessung wurde noch nicht durchgeführt.

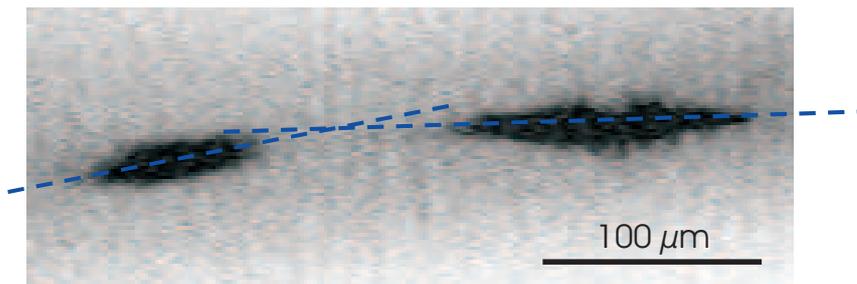
Der Aufbau ist nun soweit, dass die im Laserfokus entstehenden Positronen nachgewiesen werden können. Im nächsten Schritt ist dafür zu sorgen, dass die Versuchsbedingungen die Erzeugung von Positronen möglich machen.

5.2 Erzeugung der Positronen

Um die Positronen zu erzeugen, müssen zunächst mit beiden Laserstrahlen Elektronen beschleunigt werden. Die Elektronenstrahlen sollen jeweils möglichst viele Elektronen möglichst hoher Energien enthalten, da so die Reaktionsrate für die Paarerzeugung groß ist (Kap. 3.2). Um einen einzelnen Elektronenstrahl zu optimieren, beobachtet man die im relativistischen Kanal erzeugte Selbstemission. Verschiebt man die Düse in kleinen Schritten, d. h. ändert man die Gasdichte im Laserfokus, kann man eine Änderung des Signals beobachten. Ist das Signal am stärksten, ist auch der Prozess der Elektronenbeschleunigung am effizientesten. Die Düse ist jetzt so verschoben, dass sich der Laserfokus, wie schon in Abb. 1.1 dargestellt, am Rand des Gasjets befindet. Um gleichzeitig einen zweiten Elektronenstrahl zu bekommen, muss der zweite Laserfokus am gegenüberliegenden Rand



(a) Lage der Kanäle vor der Justage.



(b) Lage der Kanäle nach der Justage.

Abb. 5.6: Justage der relativistischen Kanäle beider Laserstrahlen um einen Überlapp der Elektronenstrahlen zu erhalten.

des Gasjets liegen. Dazu wird der entsprechende Parabolspiegel, und damit auch sein Fokus, verschoben, bis auch das Signal der von diesem Strahl erzeugten Selbstemission am stärksten ist.

Die Breite des Gasjets direkt über der Düse ist durch die Austrittsöffnung der Düse gegeben und nimmt mit zunehmendem Abstand zu. Indem der Abstand zwischen Düsenoberkante und Höhe der Laserfoki variiert wird, wird somit automatisch auch der Abstand der beiden optimierten Kanäle geändert. Dabei ist ein Sicherheitsabstand von etwa $500 \mu\text{m}$ zur Düse einzuhalten. Für Änderungen, die mit dieser Methode nicht erreicht werden können, muss eine andere Düse mit entsprechender Austrittsöffnung benutzt werden.

Hat man zwei Elektronenstrahlen erzeugt, muss man dafür sorgen, dass sie sich zeitlich und räumlich treffen. Der Ort der Wechselwirkung sollte genau in der Mitte zwischen den Foki liegen. Das erleichtert das Einstellen des zeitlichen Überlapps der beiden Strahlen. Sind die Laserstrahlen so justiert, dass sie zur gleichen Zeit in ihrem jeweiligen Fokus sind, treffen sich auch die Elektronenstrahlen zeitlich. Dies erreicht man über die Beobachtung der Schattenbilder mit Hilfe des frequenzverdoppelten Probestrahls (Kap. 2). Er wird so

einstellt, dass er die Zeit festhält, zu der der durch den Strahlteiler transmittierte Strahl seinen Fokus erreicht. Dann wird der Strahlteiler so weit verschoben, bis der von ihm reflektierte Strahl, dessen Weg sich dadurch ändert, ebenfalls zu dieser Zeit in seinem Fokus ist.

Zur räumlichen Justage wird wieder die Beobachtung der relativistischen Kanäle durch die Selbstemission genutzt. Um die Gefahr für das Lasersystem zu minimieren, wird immer einer der beiden Laserstrahlen blockiert. Die Bilder der Selbstemission werden einzeln aufgenommen und können dann nachträglich in einem Bild kombiniert werden. In Abb. 5.6(a) sieht man in einem solchen kombinierten Bild die Lage der zwei Kanäle vor der Justage. Da sich die Verlängerungen der Kanäle, entlang derer sich die Elektronen bewegen, nicht treffen, muss einer der beiden Foki verschoben werden. Dies erreicht man durch Verschieben des entsprechenden Parabolspiegels. Das Ergebnis ist in Abb. 5.6(b) zu sehen. Damit der Überlapp in allen drei Raumrichtungen eingestellt werden kann, ist eine derartige Beobachtung und Justage aus zwei Richtungen notwendig.

Da man trotzdem nicht sieht, ob sich die Elektronenstrahlen perfekt treffen, sollte einer der beiden Laserfoki während des Experiments verschoben werden. Das Gebiet wird so in kleinen Schritten abgerastert und dabei das Positronensignal beobachtet. Ist das Signal am größten, hat man den besten Überlapp.

An den Bildern der Selbstemission sieht man, dass die Kanäle, und somit auch die Elektronenstrahlen, einen Winkel zur z -Achse einschließen. Das hat zur Folge, dass die Elektronenstrahlen nicht unter einem Winkel von 180° aufeinander treffen. Bleibt der Winkel zwischen den Strahlen klein (bis etwa 5°), was meistens der Fall war, hat dies keine merklichen Auswirkungen auf die Reaktionsrate [29]. Wird der Winkel größer, sollte man entweder Gegenmaßnahmen ergreifen oder die Winkel- und Energieverteilung der Positronen und die daraus folgende Änderung der Transmission von Mini-Orange und Quadrupolkanal neu berechnen.

5.3 Bestimmung der Reaktionsrate

Ziel des Experiments ist es, die Reaktionsrate der Paarerzeugung durch Elektron-Elektron-Streuung zu bestimmen, um später daraus den Radius eines Elektronenstrahls berechnen zu können. Dazu ist es wichtig, die Effizienz des gesamten Versuchsaufbaus zu kennen und sicherzustellen, dass nur Positronen aus dem gewünschten Prozess gemessen werden.

In Kap. 3.2 wurde berechnet, dass durch den Stoß der Elektronen mit den Ionen des Plasmas ebenfalls eine nicht zu vernachlässigende Menge an Positronen entsteht. Dies kann nicht verhindert werden, man kann aber in einer Referenzmessung die Reaktionsrate dieses Prozesses bestimmen und den entsprechenden Anteil vom Ergebnis der eigentlichen Messung abziehen. Für die Referenzmessung schießt man mit nur einem Laserstrahl in das Gas. So können die Elektronen zwar an den Ionen des Plasmas, nicht aber an den Elektronen des anderen Strahls gestreut werden. Führt man diese Messung mit beiden Strahlen einzeln durch (was im Idealfall zum gleichen Ergebnis führen sollte), kennt man den gesamten Hintergrund, den man am Ende vom Ergebnis abziehen muss. Mit einer derartigen Referenzmessung werden alle Prozesse berücksichtigt, die Signale im Detektor erzeugen, wenn man einen Laserpuls in das Gas schießt. Der Unterschied zur eigentlichen Messung mit beiden Laserstrahlen besteht nur darin, dass dann zusätzlich noch die Streuung von Elektronen an Elektronen stattfindet. Sollten also z. B. außer den Positronen auch Ionen in den Quadrupolkanal und auf den Detektor gelangen, wird dies auch in der Referenzmessung festgestellt und aus dem Ergebnis herausgerechnet.

Die Gesamteffizienz des Versuchsaufbaus setzt sich aus mehreren Teilen zusammen:

Die **Transmission durch Mini-Orange und Quadrupolkanal** wurde bereits in Kap. 4.3 beschrieben. Sie beträgt etwa 1 % (Tab. 4.2).

Die **Effizienz des Detektors** kann durch Testmessungen mit einer aktiven Probe (^{22}Na) festgestellt werden. Die Probe wird unter den Einstellungen des Detektors, die auch für das Experiment benutzt werden, anstelle des Aluminium-Blechs im Rohr befestigt. Die Aktivität der Probe ist bekannt. Indem man die Zählrate misst, kann man die Effizienz des Detektors bestimmen. Sie beträgt etwa 5%.

Die **Vernichtung der Positronen** im Aluminium-Blech kann durch unterschiedliche Prozesse geschehen. Nachgewiesen werden können nur die Positronen, die eine Vernichtungsstrahlung von zwei 511 keV- γ -Quanten erzeugen. Die Effizienz der Umsetzung in diese Strahlung beträgt $\approx 100\%$. Andere Prozesse können vernachlässigt werden.

Rechnet man die drei genannten Faktoren zusammen, erhält man eine Gesamteffizienz von etwa $5 \cdot 10^{-4}$. Nimmt man an, dass 0,02 Positronen pro Laserschuss entstehen und mit einer Rate von 10 Hz geschossen werden kann, benötigt man im Durchschnitt etwa 2,8 Stunden um ein Positron zu messen. Obwohl es äußerst schwierig ist, den Laser über eine derart lange Zeit stabil zu halten, kann das Experiment dennoch sinnvoll sein. Misst man über eine längere Zeit, ohne einen Unterschied zur Referenzmessung festzustellen, kann

man einen unteren Grenzwert für den Radius eines Elektronenstrahls angeben.

Diese Überlegung setzt allerdings voraus, dass die Hintergrundstrahlung aus dem Plasma komplett abgeschirmt werden kann, was bisher nicht gelungen ist. Die Untersuchung des Einflusses der Hintergrundstrahlung, wird daher eine wichtige Aufgabe im weiteren Verlauf des Experiments sein. Gelingt es, die Effizienz durch eine bessere Abschirmung zu verbessern, kann die notwendige Messdauer reduziert werden bzw. der (Grenz-)Wert für den Radius eines Elektronenstrahls genauer bestimmt werden.

5.4 Sicherheit des Lasersystems

Wenn zur Positronenproduktion mit beiden Laserstrahlen gleichzeitig geschossen wird, muss beachtet werden, dass die Strahlen aufgrund der Symmetrie des Versuchsaufbaus nach dem Durchqueren des Plasmas wieder in das Lasersystem zurücklaufen. Beim Rücklauf durch die Verstärkerkristalle ist noch eine Restinversion übrig. Der Strahl wird nochmals verstärkt und durch die im Lasersystem eingebauten Teleskope wird der Querschnitt verringert, also die Intensität erhöht. Es stellt sich damit die Frage, ob die Komponenten des Lasersystems durch den rücklaufenden Strahl zerstört werden können.

Zunächst läuft der Laserpuls durch den Gasjet. Dort wird Energie des Pulses an das Plasma übertragen, jedoch beträgt der dadurch erzeugte Energieverlust nur 5%. Zusätzlich wird das Spektrum des Pulses geändert, was aus folgendem Grund ebenfalls zu einem Energieverlust führen kann: Die hochreflektierenden Spiegel zwischen Lasersystem und Experimentierkammer haben eine wellenlängenabhängige Reflexion. Auf dem Rückweg in das Lasersystem verliert der modulierte Puls bei jeder Reflexion an einem der Spiegel geringfügig an Energie. Der Verlust ist um so größer, je mehr die Wellenlänge von den 800 nm abweicht, bei denen die Reflexion mit fast 100% ihr Maximum hat. Einen größeren Einfluss hat der Kompressor, in dem der Puls durch das erste Gitter spektral aufgespalten und durch das zweite parallel gerichtet wird. Hat der Puls ein breites Spektrum, werden die hohen und niedrigen Frequenzen am zweiten Gitter abgeschnitten, so dass hier ebenfalls Energie verloren geht. Die Änderung des Spektrums im Plasma wurde allerdings noch nicht gemessen.

In der Experimentierkammer wird der Laserstrahl zunächst in zwei gleiche Teilstrahlen geteilt. Diese durchlaufen beide die Fokusregion und werden dann durch die Parabolspiegel zurück auf den Strahlteiler gelenkt, wo sie sich wieder vereinen. Jedoch werden auch

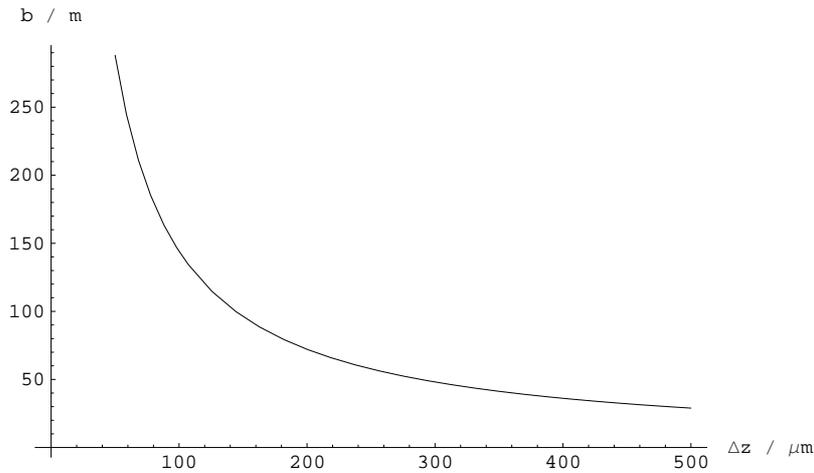


Abb. 5.7: Fokusslänge b für den rücklaufenden Strahl in Abhängigkeit vom Abstand der beiden Foki Δz .

die rücklaufenden Strahlen vom Strahlteiler geteilt, so dass jeweils nur eine Hälfte in das Lasersystem zurückläuft. Der Puls hat beim Austritt aus der Kammer also eine Energie, die etwa der Hälfte der Energie entspricht, die er beim Eintritt in die Kammer hatte.

Liegen die Laserfoki im Experiment genau übereinander, wird der Strahl vom zweiten Parabolspiegel, den er durchläuft, wieder parallel gerichtet. Im Gegensatz dazu haben die Laserfoki in diesem Experiment einen Abstand von einigen hundert Mikrometern. Das hat zur Folge, dass der Strahl durch den zweiten Parabolspiegel leicht fokussiert wird. Der dadurch erzeugte Fokus liegt bei einigen 10 m bis einigen 100 m hinter dem Spiegel, also irgendwo innerhalb des Lasersystems (Abb. 5.7). Die Wahrscheinlichkeit, dass die Komponenten des Systems zerstört werden können, ist damit sehr hoch.

Im Lasersystem (Abb. 2.1) befindet sich zwischen dem 4-Pass- und dem 2-Pass-Verstärker ein räumlicher Filter (Modenreinigungsteleskop), der für eine Abschwächung des rücklaufenden Strahls sorgt. Er wurde bereits in Kap. 2 beschrieben. Weiterhin wurde zum Schutz des Lasersystems an der Stelle, an der der Strahl einen genügend kleinen Durchmesser hat, ein Isolator eingebaut (Kap. 2). Der rücklaufende Strahl wird hier durch einen Polarisator ausgekoppelt und kann dadurch nicht mehr in den regenerativen Verstärker gelangen. Vorher durchläuft er jedoch noch den Kompressor und die beiden Multipassverstärker,

die weiterhin ungeschützt sind. Der ausgekoppelte Strahl trifft auf eine CCD-Kamera und einen Energiemesskopf, womit er während des Experiments beobachtet werden kann (Abb. 2.2). Startet man das Experiment sicherheitshalber mit niedriger Laserenergie und regelt diese langsam hoch, kann man anhand der Signale auf der Kamera und dem Energiemesskopf einen Eindruck bekommen, wie sehr sich auch die Intensität des rücklaufenden Strahls erhöht.

Bei der vollen Laserenergie von 1,2 J wurde eine Energie von etwa 20 mJ auf dem Energiemesskopf gemessen. Der Strahl hatte einen Durchmesser von etwa 5 mm. Dies sollte nicht zu einer Beschädigung der Komponenten führen. Über die Beobachtung erhält man jedoch keine Informationen über die Divergenz des Strahls. Liegt bereits vor dem Isolator ein Fokus des rücklaufenden Strahls, ist die Intensität hier höher und kann gegebenenfalls zu Schäden führen.

Bei einem Schuss ins Gas, bildet sich ein lichtleitender Kanal, der dafür sorgt, dass der Strahl erst nach Austreten aus dem Kanal divergiert. Der Fokus eines Pulses liegt deshalb im Plasma effektiv näher am zweiten Parabolspiegel als im Vakuum. Darum wird der rücklaufende Strahl ohne den Gasjet stärker fokussiert. Außerdem erfährt der Puls nicht die üblichen Verluste und die Änderung im Spektrum. Somit ist das Auftreten eines Schadens bei einem Schuss ins Vakuum wahrscheinlicher als bei einem Schuss ins Gas.

6 Zusammenfassung

In dem vorgestellten Experiment werden zwei Laserstrahlen in einen Gasjet fokussiert, wo sie zwei Elektronenstrahlen erzeugen. Diese werden zur Kollision gebracht, wodurch Elektron-Positron-Paare entstehen sollen. Um die Positronen nachweisen zu können, wurde ein Aufbau konstruiert, der sie mit Hilfe magnetischer Felder auf einen Detektor führt.

Der Aufbau besteht aus einer Mini-Orange und einem Quadrupolkanal, die speziell an die experimentellen Bedingungen angepasst wurden. Die Mini-Orange hat dabei die Aufgabe, möglichst viele der Positronen aus dem Reaktionsbereich heraus und in den Quadrupolkanal hinein zu lenken. Theoretische Berechnungen lieferten die Energie- und Winkelverteilung der Positronen. Aus ihnen kann man ablesen, dass die Positronen hauptsächlich in Laserrichtung emittiert werden und eine kinetische Energie von etwa 200 keV besitzen. Darum wurde die Mini-Orange so konstruiert, dass sie vorzugsweise diese Positronen ablenkt. Die Schwierigkeit bestand vor allem darin, eine möglichst breite Energieakzeptanz zu erhalten.

Die Positronenverteilung ist beim Austritt aus der Mini-Orange räumlich ausgedehnt und die Teilchenbahnen schließen unterschiedliche Winkel zur Symmetrieachse des Quadrupolkanals ein. Darum musste auch die Einkopplung in den Quadrupolkanal durch individuelle Gestaltung der ersten Quadrupole optimiert werden. Um den Detektor vor direkter Strahlung aus dem Plasma zu schützen, wurde in den Quadrupolkanal eine Kurve eingebaut. Hier wurden die Quadrupole teilweise durch Dipole ersetzt. Die Optimierung von Mini-Orange und Quadrupolkanal geschah mit Hilfe von Simulationen.

Um den Aufbau zu testen, wurde eine Mini-Orange gebaut, die Elektronen anstatt der Positronen in den Quadrupolkanal lenkt. Bei einem Schuss mit dem Laser ins Gas entstehen genügend Elektronen in dem interessanten Energiebereich um 200 keV. Diese können auf

einem Leuchtschirm hinter der Mini-Orange ein Signal erzeugen. Indem der Leuchtschirm an verschiedenen Stellen des Aufbaus angebracht wurde, konnte die Funktion des Aufbaus überprüft werden. Dabei wurde auch die Stabilität des Signals beim Verschieben einiger Quadrupole beobachtet. So konnte festgestellt werden, dass die Elektronen am Ende des Kanals ankommen und eine Genauigkeit des Aufbaus von einigen Millimetern ausreichend ist.

Die Transmission von Mini-Orange und Quadrupolkanal wurde mit Hilfe von Simulationen und der zu erwartenden Positronenverteilung bestimmt. Sie beträgt etwa 1 %.

In den bisher durchgeführten Experimenten stellte sich heraus, dass die Detektoren trotz Bleiabschirmung viel Hintergrund messen. Dieser konnte bisher nicht abgeschirmt werden, weshalb noch keine Aussage zum Elektronenradius gemacht werden kann.

7 Ausblick

7.1 Optimierung des Experiments

Die Schwierigkeit dieses Experiments liegt in der kleinen Reaktionsrate der Paarproduktion. Da nur ein kleiner Teil der wenigen erzeugten Positronen auch nachgewiesen werden kann, sind sehr lange Messzeiten notwendig (mehrere Stunden bis Tage). Dies führt auf ein ungenaues Ergebnis, da die Versuchsbedingungen über eine längere Zeit konstant gehalten werden müssen, was nicht einfach ist. Außerdem spielen andere störende Signale, wie die Paarproduktion aus Elektron-Ionen-Stößen oder die Hintergrundstrahlung aus dem Plasma eine große Rolle. Darum wird eine wichtige Aufgabe sein, festzustellen, wie man den Aufbau verbessern kann und unter welchen Bedingungen das Experiment sinnvoll durchgeführt werden kann. Die Schwierigkeiten liegen zur Zeit vor allem in der Abschirmung der Detektoren und in der Ungenauigkeit, mit der die Elektronenstrahlen gegeneinander geschossen werden. Das Gebiet, in denen sich die Strahlen treffen sollen, kann zwar durch das Verschieben des einen Strahls abgerastert werden, jedoch ist dies aufgrund der erforderlichen langen Messzeiten keine praktikable Lösung.

Verbesserungen des Versuchsaufbaus können für eine höhere Nachweisrate der Positronen sorgen. Bei der Entwicklung der Mini-Orange und des Quadrupolkanals wurden die Kurven der Energie- und Winkelverteilung, wie in Abb. 3.4 dargestellt, benutzt. Diese beinhalten jedoch nicht die Einflüsse der im Plasma vorhandenen elektromagnetischen Felder. Die durch die Beschleunigungsprozesse gebündelten Elektronen können beispielsweise die Positronen ablenken, so dass die Energie- und Winkelverteilung der aus dem Plasma austretenden Positronen von den in Abb. 3.4 gezeigten Verteilungen abweichen können. Dies lässt sich durch Simulationen der Elektronenbewegungen im Plasma feststellen. Je

genauer die Berechnung der Kurven ist, desto besser kann auch die Mini-Orange an die Positronenverteilung angepasst werden.

Unter Umständen wird das Ergebnis genauerer Untersuchungen sein, dass man den jetzigen Aufbau nicht wesentlich verbessern kann. Man kann jedoch überlegen, wie erfolgreich das Experiment an anderen Lasersystemen sein könnte. Wie in Kap. 3.2 beschrieben, benötigt man mehr Elektronen höherer Energie, um eine höhere Reaktionsrate für die Paarzeugung zu erhalten. Diese bekommt man z. B., wenn es gelingt, einen hohen Anteil an monoenergetischen Elektronen zu erzeugen. Das wiederum setzt höhere Laserintensitäten bzw. kürzere Pulse voraus. Diese sollen z. B. mit GEMINI erreicht werden können. GEMINI ist ein Projekt zur Weiterentwicklung des ASTRA-Lasers am Rutherford Appleton Laboratory. Es soll zwei Laserstrahlen von jeweils 15 J Energie und 30 fs Pulsdauer liefern, die gegeneinander geschossen werden können. Jeder Strahl soll im Fokus eine Intensität von 10^{22} W/cm² erreichen können.

7.2 Weitere Experimente

Kennt man die aus der Positronenerzeugungsrate bestimmte Luminosität, kann man die Reaktionsrate für die Erzeugung anderer Teilchen-Antiteilchen-Paare für denselben Versuchsaufbau berechnen (Kap. 3.2). Dazu benötigt man nur den für den jeweiligen Prozess aus der Theorie bekannten Wirkungsquerschnitt. Da die Ruheenergien anderer Teilchen teilweise sehr groß sind, benötigt man entsprechend hochenergetische Elektronen, um einen akzeptablen Wirkungsquerschnitt zu erreichen. D. h. man erhält erst mit viel höheren Laserintensitäten nennenswerte Reaktionsraten.

Außerdem ist geplant, die Paarproduktion ohne Gas, also allein durch Photon-Photon-Streuung im Vakuum stattfinden zu lassen. Dazu benötigt man eine Laserintensität von $I = 5 \cdot 10^{28}$ W/cm², weshalb das Experiment nicht am JETI durchgeführt werden kann. Man ist hier auf die Weiterentwicklung in der Lasertechnik zu höheren Intensitäten hin angewiesen.

Literaturverzeichnis

- [1] TAJIMA, T. ; DAWSON, J. M.: Laser Electron Accelerator. In: *Physical Review Letters* 43 (1979), Nr. 4, S. 267–270

- [2] AMIRANOFF, F.: Fast electron production in ultra-short high-intensity laser-plasma interaction and its consequences. In: *Measurement Science and Technology* 12 (2001), S. 1795–1800

- [3] MANGLES, S. P. D. ; MURPHY, C. D. ; NAJMUDIN, Z. ; THOMAS, A. G. R. ; COLLIER, J. L. ; DANGOR, A. E. ; DIVALL, E. J. ; FOSTER, P. S. ; GALLACHER, J. G. ; HOOKER, C. J. ; JAROSZYNSKI, D. A. ; LANGLEY, A. J. ; MORI, W. B. ; NORREYS, P. A. ; TSUNG, F. S. ; VISKUP, R. ; WALTON, B. R. ; KRUSHELNICK, K.: Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions. In: *Nature* 431 (2004), September, Nr. 7008, S. 535–538

- [4] GEDDES, C. G. R. ; TOTH, C. ; TILBORG, J. van ; ESAREY, E. ; SCHROEDER, C. B. ; BRUHWILER, D. ; NIETER, C. ; CARY, J. ; LEEMANS, W. P.: High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. In: *Nature* 431 (2004), September, Nr. 7008, S. 538–541

- [5] FAURE, J. ; GLINEC, Y. ; PUKHOV, A. ; KISELEV, S. ; GORDIENKO, S. ; LEFEBVRE, E. ; ROUSSEAU, J. P. ; BURGY, F. ; MALKA, V.: A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. In: *Nature* 431 (2004), September, Nr. 7008, S. 541–544

- [6] LIESFELD, B. ; BERNHARDT, J. ; AMTHOR, K.-U. ; SCHWOERER, H. ; SAUERBREY, R.: Single-shot autocorrelation at relativistic intensity. In: *Applied Physics Letters* 86 (2005), Nr. 1, S. 161107

-
- [7] SCHWOERER, H. ; LIESFELD, B. ; SCHLENVOIGT, H. P. ; AMTHOR, K. U. ; SAUER-BREY, R.: Thomson-backscattered x rays from laser-accelerated electrons. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), Januar, Nr. 1, S. 014802
- [8] BUDNEV, V. M. ; GINZBURG, I. F. ; MELEDIN, G. V. ; SERBO, V. G.: The two-photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. In: *Physics Reports* 15 (1975), Januar, Nr. 4, S. 181–282
- [9] LIESFELD, Ben: *A Photon Collider at Relativistic Intensity*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diss., 2006
- [10] BERNHARDT, Jens: *Aufbau eines Experimentes zur Überlagerung zweier gegenläufiger intensiver Laserpulse*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2005
- [11] SCHLENVOIGT, Hans-Peter: *Thomson-Rückstreuung von Laser-erzeugten relativistischen Elektronen*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2005
- [12] EWALD, Friederike: *Harte Röntgenstrahlung aus relativistischen Laserplasmen und laserinduzierte Kernreaktionen*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diss., 2004
- [13] BERGMANN, L. ; SCHAEFER, C.: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3, Optik*. de Gruyter, Berlin, New York, 1993
- [14] SCHATZ, G. ; WEIDINGER, A.: *Nukleare Festkörperphysik*. B. G. Teubner Stuttgart, 1992
- [15] GAHN, C. ; TSAKIRIS, G. ; PUKHOV, A. ; VEHN, J. Meyer-ter ; PRETZLER, G. ; THIROLF, P. ; HABS, D. ; WITTE, K.: Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels. In: *Physical Review Letters* 83 (1999), S. 4772–4775
- [16] BORISOV, A. ; BOROVSKIY, A. ; KOROBKIN, V. ; PROKHOROV, A. ; SHIRYAEV, O. ; SHI, X. ; LUK, T. ; MCPHERSON, A. ; SOLEM, J. ; BOYER, K. ; RHODES, C.: Observation of relativistic and charge-displacement self-channeling of intense subpicosecond ultraviolet (248 nm) radiation in plasmas. In: *Physical Review Letters* 68 (1992), Nr. 15, S. 2309 – 2312

- [17] PUKHOV, A. ; VEHN, J. M.: Relativistic magnetic self-channeling of light in near-critical plasma: three-dimensional particle-in-cell simulations. In: *Physical Review Letters* 76 (1996), S. 3975–3978
- [18] HIDDING, B. ; AMTHOR, K.-U. ; LIESFELD, B. ; SCHWOERER, H. ; KARSCH, S. ; GEISSLER, M. ; VEISZ, L. ; SCHMID, K. ; GALLACHER, J. G. ; JAMISON, S. P. ; JAROSZYNSKI, D. ; PRETZLER, G. ; SAUERBREY, R.: Generation of Quasimonoenergetic Electron Bunches with 80-fs Laser Pulses. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), Nr. 10, S. 105004
- [19] ESAREY, E. ; SPRANGLE, P. ; KRALL, J. ; TING, A.: Overview of plasma-based accelerator concepts. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 24 (1996), April, Nr. 2, S. 252–288
- [20] MALKA, V. ; FRITZLER, S. ; LEFEBVRE, E. ; ALEONARD, M. M. ; BURGY, F. ; CHAMBARET, J. P. ; CHEMIN, J. F. ; KRUSHELNICK, K. ; MALKA, G. ; MANGLES, S. P. D. ; NAJMUDIN, Z. ; PITTMAN, M. ; ROUSSEAU, J. P. ; SCHEURER, J. N. ; WALTON, B. ; DANGOR, A. E.: Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse. In: *Science* 298 (2002), November, Nr. 5598, S. 1596–1600
- [21] JACKSON, J. D.: *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, Berlin, New York, 2002
- [22] BERGER, M. J. ; SELTZER, S. M.: Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons. In: *Nuclear Science Series Report* 39 (1964)
- [23] ALSCHER, A. ; HENCKEN, K. ; TRAUTMANN, D. ; BAUR, G.: Multiple electromagnetic electron-positron pair production in relativistic heavy-ion collisions. In: *Physical Review A* 55 (1997), Januar, Nr. 1, S. 396–401
- [24] GASSMANN, David: *Spektroskopie im superdeformierten Minimum von ^{240}Pu* , Ludwig-Maximilians Universität München, Diss., 2002
- [25] KLINKEN, J. van ; BALANDA, A. ; HOOGRUIN, J. M. ; KAPER, H. ; MEIRING, W. J.: Positron-electron pair spectrometry with selective mini-orange devices. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 320 (1992), S. 508

- [26] KLINKEN, J. van ; WISSHAK, K.: Conversion electrons separated from high background.
In: *Nuclear Instruments and Methods* 98 (1972), S. 1
- [27] CST - Computer Simulation Technology: *CST EM Studio - Static and low frequency design and analysis*. 2003
- [28] GEER, S.B. van d. ; LOOS, M.J. de: *General Particle Tracer, User Manual Version 2.70*. Pulsar Physics, De Bongerd 23, NL-3762 XA Soest, The Netherlands
- [29] HABS, Dieter: *persönliche Mitteilung*

Danke

Während der Durchführung meiner Diplomarbeit haben mir viele Kollegen und Freunde mit Ratschlägen und motivierenden Gesprächen geholfen. Ihnen allen möchte ich an dieser Stelle danken.

Insbesondere möchte ich danken:

Prof. Sauerbrey für die Vergabe des Themas.

Prof. Habs, der die Idee zu dem interessanten Experiment hatte.

Dr. Heinrich Schwoerer für die gute Betreuung und die immer hilfreichen Ratschläge.

Dr. Ben Liesfeld und Hans-Peter Schlenvoigt, die mir alles über den Zweistrahl Aufbau beigebracht haben. Ihnen und Michael Behmke für die gute Zusammenarbeit am Experiment.

Dr. Ulrich Schramm und Stefan Becker für die Hilfe zu den Simulationsprogrammen und für ihre Ideen zum Experiment.

Burgard Beleites und Falk Ronneberger für die Betreuung des Lasers und ihre Hilfe auch bei anderen Problemen.

Wolfgang Ziegler und den Mitarbeitern der M1 für den Bau der Mini-Orange und all der vielen anderen Teile, die für das Experiment gebraucht wurden.

Allen anderen Mitarbeitern der Gruppe Quantenelektronik am IOQ, die stets für eine gute Arbeitsatmosphäre sorgten.