



Dissertation

**Effektive Beschleunigung von Elektronen und Protonen
sowie Erzeugung hochintensiver Betatronstrahlung
bei der Wechselwirkung von sub-ps relativistischen
Laserpulsen mit Schäumen**

**Mikhail Gyrdymov
2023**

**Effektive Beschleunigung von Elektronen und Protonen
sowie Erzeugung hochintensiver Betatronstrahlung
bei der Wechselwirkung von sub-ps relativistischen
Laserpulsen mit Schäumen**

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik

der Johann Wolfgang Goethe-Universität

in Frankfurt am Main

von

Mikhail Gyrdymov

aus Kirov

Frankfurt 2023

(D 30)

Vom Fachbereich Physik der

Johann Wolfgang Goethe - Universität als Dissertation angenommen.

Dekan:

Prof. Dr. Roger Erb

Gutachter:

Prof. Dr. Olga Rosmej

Prof. Dr. Joachim Jacoby

Prof. Dr. Jörg Schreiber

Datum der Disputation: 03.05.2024

Liste der Abkürzungen

ATI	A bove- T hreshold- I onization
BOA	B reak- O ut A fterburner
BSI	B arrier- S uppression- I onization
CHO	CHO-Schaum (bzw. C ₁₂ H ₁₆ O ₈ -Schaum)
CRE	C ollision- R adiative- E quilibrium
DAT	D ifferential A veraged T ransmission
DNA	D eoxyribonucleic A cid, auf Deutsch: DNS - D esoxybonukleinsäure
DLA	D irect L aser A cceleration
FWHM	F ull W idth at H alf M aximum
HB-RPA	H ole B oring – R adiation P ressure A cceleration
ICS	I nverse C ompton S cattering
IP	I maging P late
LET	L inear E nergy T ransfer
LTE	L ocal T hermal E quilibrium
MPI	M ultiphoton I onization
MVA	M agnetic V ortex A cceleration
NCD	N ear C ritical D ensity
PHELIX	P etawatt H igh- E nergy L aser for H eavy I on E xperiments
Pol.	Polystyrene, auf Deutsch: Polystyrol
PSL	P hoto S timulated L uminescence
PVC	P olyvinylchlorid
RCF	R adiochromic F ilm
RNA	R ibonucleic A cid, auf Deutsch: RNS – R ibonukleinsäure
RPA	R adiation P ressure A cceleration
sh.#	Laserschuss mit der Nummer
SM-LWFA	S elf- M odulated L aser W akefield A cceleration
SP	S topping P ower
SWA	S hockwave A cceleration
TNSA	T arget N ormal S heath A cceleration
X-MS	Modifiziertes M agnetspektrometer für Röntgenstrahlung (X -ray)
0,22T-MS	M agnetspektrometer mit einem Magnetfeld von ungefähr 0,22 T
0,99T-MS	M agnetspektrometer mit einem Magnetfeld von ungefähr 0,99 T

Abstract

This doctoral thesis addresses three main topics: 1) The highly effective acceleration of electrons and protons through the interaction of relativistic laser pulses with foams. 2) The generation and measurement of ultra-bright betatron radiation from the Direct Laser Accelerated (DLA-) electrons. 3) The application of DLA electrons for the biological FLASH effect with a record-breaking dose rate.

1. Effective Acceleration of Electrons and Protons

Direct laser acceleration of electrons in interaction of a sub-ps laser pulse of $\sim 10^{19}$ W/cm² intensity with a long-scale plasma of near critical electron density (NCD) was investigated. A sub-mm long NCD plasma was produced by heating a low density polymer foam by a ns pulse of 10^{13} - 10^{14} W/cm² intensity. The experiments were conducted at the PHELIX facility (Petawatt High-Energy Laser for Heavy-Ion Experiments) between 2019 and 2023 using long focusing parabola. In the search of optimal conditions for the electron and proton acceleration, the parameters of the ns-pulse were varied, and different combinations of targets were used including foams with different densities and thicknesses as well as in combination with a metal or plastic foil. For comparison, experiments were also conducted at high laser contrast using only a thin metal foil. It was clearly demonstrated that the NCD plasma provides good conditions for the generation of directed, ultrarelativistic DLA electrons with energies up to 100 MeV and a Boltzmann-like energy distribution with a temperature of 10-20 MeV, which is approximately 10 times higher than the temperature of ponderomotive electrons at the same laser intensity of $\sim 10^{19}$ W/cm². Furthermore, experiments were conducted at higher intensities of $\sim 10^{21}$ W/cm² of the sub-ps pulse using short focusing parabola. Increasing the laser intensity by shortening the focal length of the focusing parabola was not optimal for effective acceleration of particles.

Optimal conditions for effective acceleration of DLA electrons were achieved by combining a CHO foam with a density of 2 mg/cm³ and a thickness of 300-500 μ m with a metal foil (e.g., 1 μ m Cu, 10 μ m Ti or Au). The experiments were performed at an intensity of the ns-pulse (3 ± 0.5 ns) of $\sim 10^{13}$ W/cm² and the sub-ps pulse (750 ± 250 fs) of $\sim 10^{19}$ W/cm². A delay of 3 ± 0.5 ns was set for the sub-ps pulse after the ns pulse to allow for complete ionization and homogenization of the foam. The focal spot size was ~ 15 μ m, and the corresponding Rayleigh length was ~ 330 μ m. The registered electron beam had a half angle (FWHM) of $15\pm 2^\circ$. The charge of the DLA electrons with energies above 7.5 MeV, which

are important for generation of MeV bremsstrahlung in the region of Giant Dipole Resonance (GDR), was ~ 50 nC. The laser energy conversion efficiency into kinetic energy for these electrons was about 8%. The total charge of the registered electrons with energies above 1.5 MeV (above the ponderomotive value for $\sim 10^{19}$ W/cm² laser intensity) achieved 0.5-1 μ C and the laser energy conversion efficiency achieved 20-30%.

It was found that in the case of foam stacked with metal foil and irradiated with a laser pulse of $\sim 10^{19}$ W/cm², the maximum energy gained by electrons was three times higher than in the case of electrons accelerated by the laser pulse of $\sim 10^{21}$ W/cm² in shots on metal foil at high laser contrast.

Furthermore, the acceleration of protons by DLA electrons is caused differently than in typical Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). For investigation of the local proton energy distribution, magnetic spectrometers placed at different angles to the laser axis were used. A filter method was developed, which allows for the reconstruction of proton spectra with energies up to 100 MeV. The idea behind this method is that a filter (metal foil or imaging plate) stops the ions, while the protons can pass through the filter and be registered with an imaging plate (IP). After considering the attenuation of protons in the filter and using the IP calibration for protons, the reconstruction of proton spectra has been done. This method has been successfully applied in several experiments and showed good agreement with the results of the Radiochromic Film (RCF) method and Thomson Parabola. The filter method offers several advantages over the RCF method but has a significant drawback that the measurements can only be performed in a local spatial region.

The filter method is used for studying proton energy distributions in this work. It is shown that the optimal proton acceleration at PHELIX can be achieved by combining 300-400 μ m CHO foam with a density of 2 mg/cm³ and 10 μ m Au foil at an intensity of the sub-ps pulse of $\sim 10^{19}$ W/cm² using optimized ns-pulse. A TNSA-like regime with a maximum cut-off energy of 34 ± 0.5 MeV was observed. In comparison to typical TNSA with a 10 μ m Au foil as a target and the same laser intensity, a maximum cut-off energy of 24 ± 0.5 MeV was registered. Furthermore, we observed a very weak decrease in the proton number depending on proton energy (unlike typical TNSA) and a very regular distribution of proton energy over a wide angle range, extending to high energies, which can be used to improve the quality of the proton radiography of plasma fields.

It can be concluded that the proton acceleration mechanism through DLA electrons is enhanced in a combined target of foam and metal foil. In this case, the laser energy conversion efficiency into kinetic energy for protons with energies above 7 MeV was approximately 3%.

Furthermore, various electron and proton acceleration regimes were registered in the experiment, depending on the parameters of the plasma generated by the ns-pulse (particularly electron density, mass density). By heating the foam with an intense ns-pulse of 10^{14} - 10^{15} W/cm² and with a longer delay between ns and sub-ps pulse of 5 ± 0.5 ns, the plasma became under-dense with expanded front at rear sides of foam. In such cases, no cut-off energy for protons was registered, and multiple energetic bunches-were observed in the electron spectra.

2. Generation of Betatron Radiation

In the direct laser acceleration process, betatron radiation arises due to oscillations of electrons in quasi-static electric and magnetic fields of the plasma channel generated by the ponderomotive force in fields of the relativistic laser pulse propagating in the NCD plasma (A. Pukhov, 1999). 3D PIC simulations performed for PHELIX (X.F. Shen, 2021) predict an extremely high number of X-ray photons directed along the laser axis in the case of NCD plasma. To investigate this, a new modified magnetic spectrometer (X-MS) was constructed. This spectrometer integrated a Ross filter system with a series of Imaging Plates (IPs) and allowed for the 1D resolution of multiple sources. Thanks to this capability, it was possible to separate and measure betatron radiation generated along the laser axis in NCD plasma and bremsstrahlung produced by ponderomotive electrons in the metal-holder used to fix foam (see fig. 0.1).

In the experiment using a CHO foam with a density of 2 mg/cm³ and a thickness of ~ 800 μ m as the target (Fig. 0.1), betatron radiation from optimized DLA electrons was measured. In shots with a ns-pulse intensity of $\sim 3 \cdot 10^{13}$ W/cm² and a sub-ps pulse intensity of $\sim 10^{19}$ W/cm², with a delay of 4 ± 0.5 ns after the triangular ns-pulse, the half angle (FWHM) of the electron beam was $17 \pm 2^\circ$. Under these conditions, the Betatron radiation was directed, with a half angle (FWHM) of $11 \pm 2^\circ$ for photons with energies above 10 keV. The number of photons with energy above 10 keV was estimated to be about $3 \cdot 10^{10} / 3 \cdot 10^{11}$ (directed photons / photons in the half-space along the laser beam direction). The maximum photon number per solid angle was $\sim 2 \cdot 10^{11}$ photons/sr. The brilliance of the measured betatron radiation reached $\sim 2 \cdot 10^{20}$ photons/s/mm²/mrad²/(0.1% BW) at 10 keV. Here the source size of 5 μ m was taken from 3D PIC simulations (X.F. Shen, 2021).

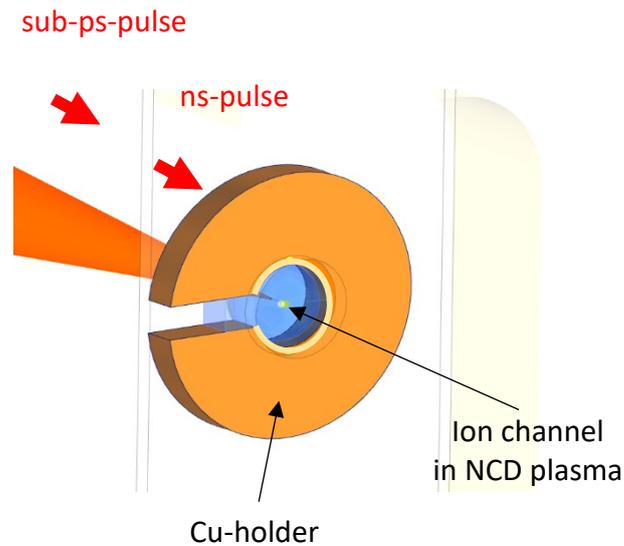


Fig. 0.1. The interaction of the laser beam with a foam fixed in a copper washer holder.

Furthermore, measurements of X-ray radiation were performed both from a metal foil and from combinations of foam with a metal foil as targets. In all considered cases, X-ray spectra were evaluated, and radiation diagrams were demonstrated.

3. Application of DLA Electrons for the FLASH Effect

The FLASH radiotherapy (the application of an ultra-high dose of radiation in radio-oncology) is a very promising approach in the treatment of tumors using charged particles and radiation. After intensive, short (< 200 ms) irradiation of biological tissue with electrons, protons, or photons at a high dose rate exceeding 40 Gy/s, normal (healthy) cells are “repaired”, while cancer cells are effectively destroyed. The use of a high-current beam of DLA electrons allows achieving a dose of up to 50 - 70 Gy during a sub-ps laser pulse. In 2021, during beam time P213 at PHELIX, the decrease in oxygen concentration in water and other biological media during irradiation with DLA electrons was studied in dependence on the dose. The radiation dose was indirectly measured in this case. For this purpose, a method was developed that allows determining the dose within the “water container” based on measurement points outside the container with a tested medium. A good agreement between the experiment and a Monte-Carlo simulation for water was demonstrated. The registered dose rate reached a record value of ~ 70 TGy/s.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Doktorarbeit werden drei Schwerpunkte behandelt: 1) Die hocheffektive Beschleunigung von Elektronen und Protonen durch die Wechselwirkung von relativistischen Laserpulsen mit Schäumen. 2) Die Erzeugung und Messung hochintensiver Betatronstrahlung von direkt laserbeschleunigten (DLA-) Elektronen. 3) Die Anwendung von DLA-Elektronen für den biologischen FLASH-Effekt mit einer rekordbrechenden Dosisrate.

1. Effektive Beschleunigung von Elektronen und Protonen

Die direkte Laserbeschleunigung von Elektronen wurde durch die Wechselwirkung eines sub-ps-Laserpulses mit einer Intensität von $\sim 10^{19}$ W/cm² mit einem Plasma nahe kritischer Elektronendichte (NCD) untersucht. Ein sub-mm langes NCD-Plasma wurde durch Erhitzen eines Schaums mit einer niedrigen Dichte mit einem ns-Puls von 10^{13} - 10^{14} W/cm² erzeugt. Die Experimente wurden an der PHELIX-Anlage (Petawatt Hoch- Energie Laser für Schwereionexperimente) in den Jahren 2019 – 2023 mit einer langfokussierende Parabel durchgeführt. Während der Suche nach optimalen Bedingungen für die Beschleunigung von Elektronen und Protonen wurden die Parameter des ns-Pulses variiert und verschiedene Targets verwendet. Hierbei wurden nicht nur Schäume mit verschiedenen Dichten und Dicken, sondern auch Kombinationen aus Schaum und Metall- bzw. Plastikfolien untersucht. Zum Vergleich wurden die Experimente nur mit einer dünnen Metallfolie bei einem sub-ps-Laserpuls mit Hochkontrast durchgeführt. Es wurde gezeigt, dass das Plasma im Schaum gute Voraussetzungen für die Erzeugung gerichteter, ultrarelativistischer DLA-Elektronen mit Energien von bis zu 100 MeV bietet. Die Elektronen weisen eine Boltzmann-ähnliche Energieverteilung mit einer Temperatur von 10-20 MeV auf, die ungefähr zehnfach höher ist als die Temperatur der ponderomotorischen Elektronen bei derselben Laserintensität von $\sim 10^{19}$ W/cm². Darüber hinaus wurden Experimente bei höheren Intensitäten des sub-ps-Pulses von $\sim 10^{21}$ W/cm² gemacht. Die Erhöhung der Laserintensität durch Anwendung einer kurzfokussierenden Parabel war nicht optimal für eine effektive Beschleunigung von Teilchen.

Optimale Bedingungen für eine effektive Beschleunigung von DLA-Elektronen wurden bei der Kombination eines CHO-Schaums mit einer Dichte von 2 mg/cm³ und einer Dicke von 300-500 μ m mit einer Metallfolie (zum Beispiel 1 μ m Cu, 10 μ m Ti oder Au) erreicht. Die Experimente wurden bei einer Intensität des ns-Pulses ($3\pm 0,5$ ns) von $\sim 10^{13}$ W/cm² und des sub-ps-Pulses (750 ± 250 fs) von $\sim 10^{19}$ W/cm² durchgeführt. Dabei wurde eine Verzögerung zwischen dem ns-Puls und darauffolgenden sub-ps-Puls von $3\pm 0,5$ ns eingestellt, um

eine vollständige Ionisation und Homogenisierung des Schaums zu ermöglichen. Die Fokusgröße betrug $\sim 15 \mu\text{m}$, und die entsprechende Rayleigh-Länge war $\sim 330 \mu\text{m}$. Der gemessene Elektronenstrahl hatte den Halbwinkel im FWHM-Bereich von $15 \pm 2^\circ$. Die DLA-Elektronen mit Energien über 7,5 MeV, die für die Erzeugung von MeV-Bremsstrahlung im Bereich der Riesen-Dipolresonanz wichtig sind, hatten die Ladung von $\sim 50 \text{ nC}$. Die Umwandlungseffizienz der Laserenergie in kinetische Energie dieser Elektronen lag bei etwa 8%. Die Gesamtladung der detektierten Elektronen mit Energien über 1,5 MeV (über der ponderomotorischen Energie für die Laserintensität von 10^{19} W/cm^2) erreichte 0,5-1 μC mit der Umwandlungseffizienz der Laserenergie von $\sim 20\text{-}30\%$.

Es wurde festgestellt, dass im Fall eines kombinierten Targets „Schaum + Metallfolie“, das mit einem Laserpuls einer Intensität von $\sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$ bestrahlt wurde, die maximale gemessene Elektronenenergie dreimal höher war als im Fall von Elektronen, die durch den Laserpuls mit einer Intensität von $\sim 10^{21} \text{ W/cm}^2$ bei Hochkontrast in den Schüssen auf Metallfolie beschleunigt wurden.

Außerdem wird die Beschleunigung von Protonen durch DLA-Elektronen anders verursacht als bei typischer Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). Für die Untersuchung der lokalen Protonenenergieverteilung wurden Magnetspektrometer unter verschiedenen Winkeln zur Laserachse verwendet. Dafür wurde eine Filtermethode entwickelt, welche es ermöglicht, Spektren von Protonen mit Energien von bis zu 100 MeV zu rekonstruieren. Die Idee dieser Methode besteht darin, dass ein Filter (Metallfolie oder Imaging Plate) die Ionen stoppt, während die Protonen den Filter passieren und mit einer Imaging Plate (IP) registriert werden können. Die Berücksichtigung der Abschwächung der Protonen im Filter und Nutzen der IP-Kalibrierung für Protonen ermöglichen die Rekonstruktion der Protonenspektren. Diese Methode wurde in mehreren unseren Experimenten erfolgreich angewendet und zeigte eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Radiochromic Film (RCF-) Methode und Thomson-Parabel. Die Filtermethode bietet mehrere Vorteile gegenüber der RCF-Stapel-Methode, hat aber den wesentlichen Nachteil, dass sich die Messungen nur in einem lokalen Raumbereich ausführen lassen.

In dieser Arbeit wird die Filtermethode für die Erforschung der Protonenenergieverteilungen verwendet. Es wurde gezeigt, dass am PHELIX durch die Kombination von einem $\sim 300\text{-}400 \mu\text{m}$ dicken CHO-Schaum mit einer Dichte von 2 mg/cm^3 und einer $10 \mu\text{m}$ dicken Au-Folie bei einer Intensität des sub-ps-Pulses von $\sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$ und unter Verwendung eines optimierten ns-Vorpulses eine optimale Protonenbeschleunigung erreicht wurde. Es wurde ein TNSA-ähnliches Regime mit einer maximalen Cut-off-Energie von $34 \pm 0,5 \text{ MeV}$

beobachtet. Im Vergleich dazu wurde bei der typischen TNSA unter Verwendung einer 10 μm dicken Au-Folie als Target und derselben Laserintensität eine maximale Cut-off-Energie von $24 \pm 0,5$ MeV gemessen. Darüber hinaus beobachteten wir einen sehr schwachen Abfall der Protonenanzahl in Abhängigkeit von der Protonenenergie (anders als bei der typischen TNSA) und eine sehr regelmäßige Protonenstrahlverteilung in einem breiten Winkelbereich bis zu hohen Energien. Dies könnte zur Verbesserung der Qualität der Protonenradiographie von Plasmafeldern genutzt werden.

Man kann schließen, dass der Beschleunigungsmechanismus von Protonen durch DLA-Elektronen in einem kombinierten Target „Schaum + Metallfolie“ effektiver ist. In diesem Fall wurde die Laserenergie mit einer Effizienz von ungefähr $\sim 3\%$ in die kinetische Energie von Protonen mit Energien über 7 MeV umgesetzt.

Außerdem wurden im Experiment verschiedene Beschleunigungsregimes von Elektronen und Protonen registriert, die von den Parametern des durch den ns-Puls erzeugten Plasmas (insbesondere Elektronendichte, Massendichte) abhängig sind. Durch Erhitzen des Schaums mit einem intensiven ns-Puls von 10^{14} - 10^{15} W/cm² und unter Verwendung einer größeren Verzögerung des sub-ps-Pulses von $5 \pm 0,5$ ns wird das Plasma mit expandiertem Schaum auf der Vorderseite und auf der Rückseite zum Laserstrahl verdünnt. Unter diesen Bedingungen wurde keine Cut-off-Energie für Protonen registriert und in Elektronenspektren wurden mehrere energetische „Bunches“ beobachtet.

2. Erzeugung der Betatronstrahlung

Beim DLA-Prozess (im NCD-Plasma) entsteht Betatronstrahlung durch die Oszillationen von Elektronen in quasi-statischen elektrischen und magnetischen Feldern des Plasmakanals, der durch die ponderomotorische Kraft auf Elektronen in Feldern des relativistischen Laserpulses (am Anfang dieses Pulses) erzeugt wurde (A. Pukhov, 1999). Für PHELIX durchgeführte 3D-PIC-Simulationen (X.F. Shen, 2021) sagen im Fall von NCD-Plasma eine extrem hohe Anzahl von Röntgenphotonen voraus, die entlang der Laserachse gerichtet sind. Um dies zu untersuchen, wurde ein neues modifiziertes Magnetspektrometer (X-MS) konstruiert. In dieses Spektrometer wurde ein Ross-Filtersystem mit einer Reihe von Imaging Plates (IPs) integriert. Außerdem ermöglicht das X-MS die 1D-Auflösung mehrerer Quellen. Dank dieser Spezifikation war es möglich, Betatronstrahlung von Bremsstrahlung der ponderomotorischen Elektronen im Metallhalter, in dem der Schaum fixiert wurde (siehe Abb. 0.1), zu trennen und zu messen.

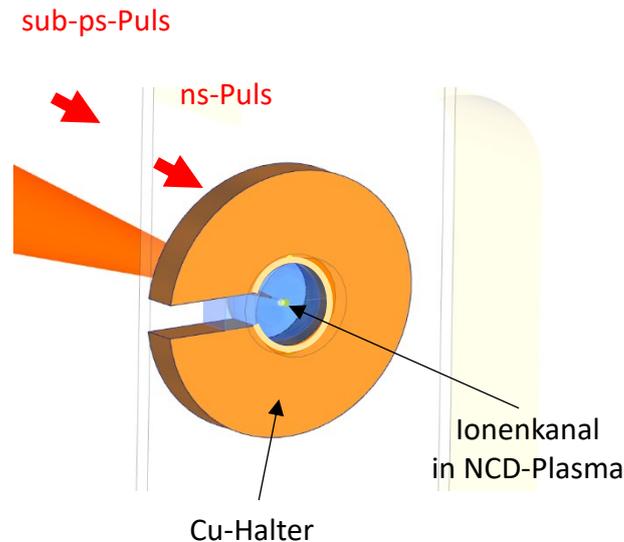


Abb. 0.1. Wechselwirkung des Laserstrahls mit einem Schaum, der von einer Kupferscheibe gehalten wird.

Im Experiment mit einem CHO-Schaum mit einer Dichte von 2 mg/cm^3 und einer Dicke von $\sim 800 \text{ }\mu\text{m}$ als Target wurde die von den optimierten DLA-Elektronen erzeugte Betatronstrahlung gemessen. Bei einer Peak-Intensität des dreieckigen ns-Pulses von $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ und des sub-ps-Pulses von $\sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$, welcher $4 \pm 0,5 \text{ ns}$ gegenüber dem ns-Puls verzögert war, betrug der Halbwinkel im FWHM-Bereich des Elektronenstrahls $17 \pm 2^\circ$. Unter diesen Bedingungen war die Betatronstrahlung mit einem Halbwinkel im FWHM-Bereich von $11 \pm 2^\circ$ für die Photonen mit Energien über 10 keV ebenfalls gerichtet. Die Photonenzahl mit Energien über 10 keV wurde auf etwa $3 \cdot 10^{10} / 3 \cdot 10^{11}$ (gerichtete Photonen / Photonen im Halbraum entlang der Laserstrahlrichtung) abgeschätzt. Die maximale Photonenzahl pro Raumwinkel betrug $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ photons/sr}$. Die Brillanz der registrierten Betatronstrahlung erreichte $\sim 2 \cdot 10^{20} \text{ photons/s/mm}^2/\text{mrad}^2/(0.1\% \text{ BW})$ bei 10 keV . Hierbei wurde die Quellegröße von $5 \text{ }\mu\text{m}$ aus 3D-PIC-Simulationen übernommen (X.F. Shen, 2021).

Des Weiteren wurde die emittierte Röntgenstrahlung gemessen, wobei sowohl Metallfolien als auch Kombinationen aus Schaum und Metallfolie als Target verwendet wurden. In allen betrachteten Fällen wurden die Röntgenspektren ausgewertet und Strahlungsdiagramme erstellt.

3. Anwendung der DLA-Elektronen für den FLASH-Effekt

Die FLASH-Strahlentherapie (die Anwendung einer ultrahohen Strahlendosis in der Radioonkologie) ist ein sehr vielversprechender Ansatz in der Behandlung von Tumoren durch

geladene Teilchen und Strahlung. Nach einer intensiven, kurzen (< 200 ms) Bestrahlung von biologischem Gewebe mit Elektronen, Protonen oder Photonen mit einer hohen Dosisrate über 40 Gy/s werden normale (gesunde) Zellen „repariert“, während die Krebszellen effektiv zerstört. Die Verwendung eines Hochstromstrahls aus DLA-Elektronen ermöglicht das Erreichen einer Dosis von bis zu $50-70$ Gy während eines sub-ps-Laserpulses. Im Jahr 2021, während der P213-Strahlzeit am PHELIX wurde der Sauerstoffkonzentrationsabfall bei der Bestrahlung von Medien (Wasser und andere biologische Medien) mit DLA-Elektronen in Abhängigkeit von der Dosis untersucht. Die Strahlendosis wurde hierbei indirekt gemessen. Hierfür wurde eine Rekonstruktionsmethode entwickelt, die es ermöglicht, die Dosis innerhalb des „Wasser-Containers“ auf Basis von Messungen außerhalb des Containers mit einem untersuchten Medium zu ermitteln. Es wurde eine gute Übereinstimmung zwischen dem Experiment und einer Monte-Carlo-Simulation für Wasser gezeigt. Die registrierte Dosisrate erreichte einen Rekordwert von ~ 70 TGy/s.

Inhaltsverzeichnis

Motivation und Einleitung	17
1. Theoretische Grundlagen.....	22
1.1. Laser-Materie-Wechselwirkung.....	22
1.1.1. Gaußförmiger Laserpuls.....	22
1.1.2. Ionisationsmechanismen.....	23
1.1.3. Propagation von elektromagnetischen Wellen im Plasma	25
1.2. Direkte Laserbeschleunigung (DLA) der Elektronen	29
1.2.1. Allgemeine Bewegungsgleichung eines Elektrons in elektrischen und magnetischen Feldern.....	29
1.2.2. Wirkung der ponderomotorischen Kraft auf Elektronen im gaußförmigen Laserstrahl	29
1.2.3. Beschleunigung eines Elektrons in einem Ionenkanal	31
1.2.4. Optimieren des DLA-Regimes mithilfe Resonanzbedingung.....	36
1.2.5. Selbstfokussierung des Laserstrahls im Ionenkanal.....	37
1.2.6. Bedingungen für die Realisierung der DLA-, LWFA- und SM-LWFA- Regimes	39
1.3. Beschleunigungsregimes von Protonen	41
1.3.1. Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). Modell von P. Mora.....	41
1.3.2. Radiation Pressure Acceleration (RPA)	43
1.3.3. Coulomb-Explosion.....	45
1.3.4. Überblick der Beschleunigungsregimes von Protonen.....	45
1.4. Röntgenstrahlung	48
1.4.1. Charakteristische Röntgenstrahlung.....	48
1.4.2. Bremsstrahlung.....	50
1.4.3. Inverse Compton-Streuung.....	52
1.4.4. Betatronstrahlung	54
2. Diagnostische Methoden.....	56
2.1. Detektoren: Imaging Plate (IP), Radiochromic Film (RCF).....	56
2.1.1. IP als Detektor	56

2.1.1.1. Charakteristik der IPs.....	56
2.1.1.2. IP-Scanner-Kalibrierung	56
2.1.2. RCF als Detektor	59
2.2. Magnetspektrometer (MS)	59
2.2.1. Physikalisches Prinzip des Magnetspektrometers	59
2.2.2. Berechnungsverfahren der lokalen Energieverteilung von Elektronen.....	63
2.2.3. Berechnungsverfahren der lokalen Energieverteilung von Protonen	67
2.2.3.1. Beschreibung der Berechnungsverfahren	67
2.2.3.2. Vergleich der MS- und RCF-Stapel-Messmethoden	78
2.2.4. Auswertungsmethoden der Röntgenstrahlung.....	80
2.2.4.1. Abbildung der Röntgenquelle im 0,99T-MS	80
2.2.4.2. Multi-Channel Methode unter Verwendung mehrerer IPs im 0,99T-MS...	82
2.2.4.3. Differential Averaged Transmission (DAT) Methode unter Verwendung mehrerer IPs im 0,99T-MS	84
2.3. Zylinderdiagnostik.....	86
2.3.1. Charakteristik der Zylinderdiagnostik	86
2.3.2. Rekonstruktion der räumlichen Elektronenverteilung.....	87
2.4. Ross-Filter-Diagnostik	91
2.4.1. Theoretischer Hintergrund der Ross-Filtermethode	91
2.4.2. Auswahl der Filter-Paare und Fehlerrechnung.....	93
2.4.3. Korrektur zur Ross-Filtermethode.....	94
2.5. Modifiziertes Magnetspektrometer für Röntgenstrahlung (X-MS).....	96
2.5.1. Aufbau des X-MS.....	96
2.5.2. Ross-Filtersystem im X-MS	98
3. Beschleunigung von Elektronen und Protonen in Schäumen.....	103
3.1. Experimentelle Aufbauten.....	103
3.2. Überblick der Beschleunigungsbedingungen von Elektronen und Protonen.....	109
3.3. Beschleunigung in einem vorionisierten Schaum mit $n_e \lesssim n_c$	111
3.3.1. Beschleunigung in Laserstrahlrichtung	111
3.3.2. Beschleunigung entgegen Laserstrahlrichtung.....	113
3.4. Beschleunigung in einem vorionisierten Schaum mit $n_e \ll n_c$	114
3.4.1. Beschleunigung in Laserstrahlrichtung	114
3.4.2. Beschleunigung entgegen Laserstrahlrichtung.....	116
3.5. Beschleunigung in einem kombinierten Target aus einem vorionisierten Schaum und einer Folie.....	118

3.5.1. Beschleunigung in Laserstrahlrichtung	118
3.5.2. Beschleunigung entgegen Laserstrahlrichtung.....	123
3.6. Beschleunigung in einer Metallfolie bzw. in einem Schaum ohne Vorionisation..	129
3.6.1. Beschleunigung bei einer Laserintensität von $\sim 10^{19}$ W/cm ²	129
3.6.2. Beschleunigung bei einer Laserintensität von $\sim 10^{21}$ W/cm ²	133
3.7. Vergleich der Effektivität der Teilchenbeschleunigung	135
4. Messungen von Röntgenstrahlung	139
4.1. Experimenteller Aufbau mit einem Ross-Filtersystem im Experiment P207 (2021)	139
4.2. Experimenteller Aufbau mit einem X-MS im Experiment P21-05-1 (2022)	141
4.3. Experimentelle Ergebnisse.....	141
4.3.1. Annahme der Röntgenquelle als Punktquelle.....	141
4.3.2. Eindimensionale Auflösung von Röntgenquellen	142
4.3.3. Simulationen der Abbildungen von Röntgenquellen im X-MS	145
4.3.4. Auswertung der Röntgenspektren	146
5. Anwendung der DLA-Elektronen für den FLASH-Effekt	156
5.1. Experimenteller Aufbau	157
5.2. Experimentelle Ergebnisse und Simulationen	159
Diskussion und Ausblick	167
Anhang.....	176
Anhang 1. Schichtstruktur der Imaging Plates.....	176
Anhang 2. Sensitivität der Imaging Plates	176
Anhang 3. Signalabfall auf der Imaging Plate	179
Anhang 4. Umrechnung des IP-Signals durch mehrfaches Scannen	180
Anhang 5. Räumliche Auflösung der Scanner „FLA-7000“ und „Amersham Typhoon“	182
Anhang 6. Zusammensetzung und Struktur der verwendeten RCFs	183
Anhang 7. Vergleich der Teilchenenergien auf einer gleichen Trajektorie in einem Magnetfeld	184
Literaturverzeichnis	187
Danksagung	200

Motivation und Einleitung

Der Begriff „Direct Laser Accelerated (DLA-) Electrons“ wurde von A. Pukhov im Jahr 1999 eingeführt. In einer Reihe theoretischer Forschungsarbeiten (Pukhov, 1999, 2003 usw.) wurde gezeigt, dass in der Wechselwirkung eines relativistischen Laserpulses mit einem Plasma nahe kritischer Elektronendichte (auf Englisch: Near Critical Density, NCD) ein Ionenkanal erzeugt werden kann, in dem Elektronen in Resonanz mit den oszillierenden Feldern des relativistischen Laserpulses schwingen können. Dadurch werden die Bedingungen für eine effektive Beschleunigung von DLA-Elektronen geschaffen, was als DLA-Regime bezeichnet wird. Dieses Phänomen wird von mehreren Forschungsgruppen untersucht, wobei sich A. Pukhov (Deutschland, 1999, 2003), N.E. Andreev (Russland, 2016) und A.V. Arefiev (USA, 2012, 2014, 2016) mit der Theorie und Simulationen befassen. Experimentelle Forschungen werden von den Gruppen von L. Willingale (USA, 2018: TITAN- und OMEGA EP-Laser) und von O. N. Rosmej (Deutschland, 2019, 2020, 2021: PHELIX-Laser) betrieben.

Diese Doktorarbeit wurde im Rahmen der Forschungsgruppe von Prof. Dr. Olga Rosmej durchgeführt. Der Schwerpunkt der Arbeit liegt auf der Erforschung der experimentellen Bedingungen für eine effektive Beschleunigung der DLA-Elektronen und verwandter Phänomene der Beschleunigung von Elektronen und Protonen. Zudem wird die Anwendung der DLA-Elektronen für den biologischen FLASH-Effekt untersucht.

Neben dem DLA-Regime gibt es noch das sogenannte „bubble“-Regime (A. Pukhov, 2004). Sowohl im DLA-Regime als auch im „bubble“-Regime werden ultrarelativistische Elektronen durch die Wechselwirkung des relativistischen Laserstrahls mit einem Plasma erzeugt. Der Hauptunterschied für die Realisierung dieser Regimes besteht darin, dass für das DLA-Regime ein NCD-Plasma notwendig ist, während sich das „bubble“-Regime in einem dünnen Plasma realisiert (Elektronendichte ist wesentlich kleiner als die kritische Elektronendichte). Dabei weisen die DLA-Elektronen eine Boltzmann-ähnliche Energieverteilung und bei „bubble“-Regime werden quasi-monoenergetische Elektronen erzeugt. Am PHELIX wurden die DLA-Elektronen experimentell nachgewiesen: der Elektronenstrahl ($> 7,5$ MeV) hatte einen Halbwinkel im FWHM-Bereich von ungefähr 15° und eine Ladung von etwa 50 nC (O.N. Rosmej, 2020; diese Arbeit). Im „bubble“-Regime wurde ein quasi-monoenergetischer Elektronenstrahl (bis zu etwa 1 GeV) mit einem Halbwinkel im FWHM-Bereich von etwa $2-3^\circ$ und einer Ladung von etwa 1 nC registriert (C. E. Clayton, 2010; J. Ferri, 2016).

DLA-Elektronen sind für verschiedene Anwendungen attraktiv. Mit Hilfe von DLA-Elektronen kann in einem kurzen Zeitfenster von ~ 1 ps eine große Strahlendosis von ~ 10 - 50 Gy in einem ausgedehnten Bereich eines Mediums deponiert werden, was sie für eine medizinische Radiotherapie interessant macht, welche den biologischen FLASH-Effekt ausnutzt (A. Singht & H. Singht, 1982; V. Favaudon, 2015). DLA-Elektronen erzeugen intensive Röntgenstrahlung im keV-Bereich bzw. Betatronstrahlung, die in der Radiographie genutzt wird (S. Zähler, 2020, O.N. Rosmej, 2021). Wenn DLA-Elektronen mit einem Metallkonverter (z.B. Au-Konverter) interagieren, können sie Bremsstrahlung im Bereich von mehreren zehn MeV mit einer rekordbrechenden Effizienz von 2% (P. Tavana, 2023) erzeugen. Diese hochenergetische Bremsstrahlung führt zu photonuklearen Reaktionen im Bereich der Riesen-Dipolresonanz von 7 bis 40 MeV, wodurch radioaktive Isotope entstehen (M. Günther, 2011, 2022; P. Tavana, 2020, 2023; N. Zahn, 2022). Diese Isotope können in verschiedenen Bereichen wie Medizin, Plasma- und Kernphysik verwendet werden.

Um eine effektive direkte Laserbeschleunigung (DLA) der Elektronen zu erreichen, ist ein NCD-Plasma erforderlich. In diesem Plasma wird die Laserenergie effizient in kinetische Energie der Elektronen umgewandelt. Zur Erzeugung eines NCD-Plasmas werden Aerogele bzw. Schäume mit 3D-stochastischer Faserstruktur verwendet. In dieser Arbeit werden Ergebnisse für Schäume mit verschiedenen Dichten von 2 - 8 mg/cm^3 und Dicken von 300 - 1500 μm präsentiert. Zur Plasmaerzeugung wurde ein vorionisierender ns-Laserpuls mit einer Intensität von 10^{13} - 10^{15} W/cm^2 verwendet. Während dieses Pulses wird der Schaum erhitzt, ionisiert, homogenisiert und expandiert. Nach diesen Prozessen ist das Plasma bereit für die Wechselwirkung mit einem relativistischen Laserpuls, wobei die Elektronen durch Laserfelder effektiv beschleunigt werden.

Die DLA-Elektronen ermöglichen auch eine effektive Beschleunigung von Protonen mit einer höheren Cut-off-Energie und einem schwächeren Abfall der Protonenanzahl in Abhängigkeit von der Protonenenergie als im Fall der typischen Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). Hochenergetische Protonen sind in verschiedenen Anwendungsbereichen in der Kernphysik, Medizin und Technik von Interesse. Daher wird in dieser Arbeit ein Verfahren zur Untersuchung der lokalen Protonenenergieverteilung auf Grundlage der Filtermethode unter Verwendung eines Magnetspektrometers vorgeschlagen. Diese Messmethode bietet im Vergleich zur bekannten RCF-Stapel-Methode (M. Schollmeier, 2014) und Thomson-Parabel-Spektrometer (M. Scisìò, 2022) den großen Vorteil, dass sie den Messbereich

der Energie nur unwesentlich einschränkt. Die vorgeschlagene Messmethode wurde erfolgreich getestet und, wie in dieser Arbeit gezeigt wird, stimmen die Messergebnisse mit den Daten der RCF-Stapel-Methode überein.

Ein weiterer wichtiger Teil der hier dargelegten Forschung ist die Untersuchung der Röntgenstrahlung im keV-Bereich und die Erzeugung sowie Messung der Betatronstrahlung, welche durch die Oszillationen der DLA-Elektronen in einem Plasmakanal entsteht. Dies ist zum einen für die physikalisch grundlegende Erforschung der Oszillationen von Elektronen im DLA-Regime und dem Vergleich mit theoretischen Simulationen relevant. Zum anderen ist eine praktische Anwendung in der Radiographie von Interesse. Zur Messung der Betatronstrahlung wurde ein modifiziertes Magnetspektrometer entwickelt, mit dem eine eindimensionale Auflösung mehrerer räumlich verteilter Röntgenquellen erreicht werden kann. Dieses Gerät wurde erfolgreich getestet und die Messergebnisse der Röntgenstrahlung bzw. Betatronstrahlung werden präsentiert.

Diese Doktorarbeit gliedert sich in folgende Teile:

- **Kapitel 1: Theoretische Grundlagen.** In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Wechselwirkung eines fokussierten ultrarelativistischen Laserpulses mit Materie erläutert. Die Bewegung eines Elektrons in Laserfeldern sowie in dem quasistatischen radialen elektrischen Feld eines Ionenkanals und dem azimuthalen Magnetfeld eines Elektronenstrahls wird beschrieben. Dabei wird die Trajektorie des Elektrons simuliert und der Resonanzfall für die Realisierung des sogenannten DLA-Regimes untersucht. Des Weiteren wird das Phänomen der Selbstfokussierung des Laserstrahls im Ionenkanal behandelt. Zusätzlich werden die DLA-, LWFA- und SM-LWFA-Regimes miteinander verglichen.

Im weiteren Verlauf dieses theoretischen Kapitels wird ein Überblick über die Beschleunigungsregimes von Protonen gegeben. Dabei werden insbesondere Target Normal Sheath Acceleration (TNSA), Radiation Pressure Acceleration (RPA) und Coulomb-Explosion detailliert betrachtet.

Zum Schluss des theoretischen Teils werden verschiedene Arten von Röntgenstrahlung behandelt, darunter charakteristische Strahlung, Bremsstrahlung, inverse Compton-Streuung und Betatronstrahlung.

- **Kapitel 2: Diagnostische Methoden.** Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Beschreibung der verwendeten Messmethoden bzw. Detektoren, wie beispielsweise IP und RCF. Es werden detailliert die folgenden Messmethoden präsentiert:

- Das Magnetspektrometer für Messungen der lokalen Energieverteilungen von Elektronen und Protonen;
- Die sogenannte Zylinderdiagnostik zur Erfassung der räumlichen Verteilung von Elektronen mit Energien über 3,5 MeV bzw. 7,5 MeV;
- Ein modifiziertes Magnetspektrometer für die Messung von Röntgensignalen.

Des Weiteren wird in diesem Kapitel die in dieser Arbeit entwickelte Filtermethode für die Auswertung der Protonenspektren beschrieben und mit der RCF-Stapel-Methode verglichen. Zur Berechnung der Photonenspektren werden die Ross-Filtermethode und die Differential Averaged Transmission (DAT)-Methode verwendet.

- **Kapitel 3: Beschleunigungsregimes von Elektronen und Protonen.** In diesem Kapitel sind die am PHELIX gebauten experimentellen Aufbauten beschrieben. Nach einem Überblick über die variierten Bedingungen zur Erzeugung von Plasma werden die verschiedenen Beschleunigungsregimes von Elektronen und Protonen in Laserstrahlrichtung und entgegen Laserstrahlrichtung betrachtet. Dabei werden die Teilchenspektren für verschiedene Winkelpositionen präsentiert.

Des Weiteren wird die Effektivität der Beschleunigung von Elektronen und Protonen anhand folgender Parameter verglichen: Raumwinkel des Elektronenstrahls (FWHM), Maximale lokale Umwandlungseffizienz der Laserenergie in kinetische Energie von Elektronen pro Raumwinkel, Umwandlungseffizienz der Laserenergie in kinetische Energie von gerichteten Elektronen- bzw. Protonenstrahlen, Cut-off-Protonenenergie in Richtung der Target-Normale. Abhängig von den ausgewählten Target-Kombinationen werden die Regimes in fünf verschiedene Gruppen hinsichtlich der Effektivität der Elektronenbeschleunigung eingeteilt.

- **Kapitel 4: Messungen von Röntgenstrahlung.** Dieses Kapitel konzentriert sich auf die Messung der Röntgenstrahlung, welche durch die Wechselwirkung des Laserstrahls mit einem Target erzeugt wird. Im Experiment wurden verschiedene Target-Kombinationen untersucht. Besonders interessant war der Fall eines vorionisierten Schaums, bei dem die Betatronstrahlung separat gemessen wurde. Hierfür wurde ein modifiziertes Magnetspektrometer (X-MS) eingesetzt, das eine eindimensionale Auflösung für mehrere räumlich verteilte Röntgenquellen ermöglichte. Die Röntgenspektren wurden für die verschiedenen Target-Kombinationen (Metallfolie, Schaum, Schaum + Metallfolie) in verschiedenen Winkelpositionen ausgewertet und dabei wurden ermittelte Strahlungsdiagramme präsentiert.

-
- **Kapitel 5: Anwendung der DLA-Elektronen für den FLASH-Effekt.** In diesem Kapitel wird die Anwendung der DLA-Elektronen für den FLASH-Effekt untersucht. Im Experiment wurde der Sauerstoffkonzentrationsabfall in einem wasserähnlichen Medium während der Bestrahlung mit DLA-Elektronen gemessen. Eine indirekte Messung der im Medium deponierten Dosis wurde mithilfe einer entwickelten Rekonstruktionsmethode durchgeführt. Dabei wurde eine Abhängigkeit des Sauerstoffkonzentrationsabfalls von der deponierten Dosis festgestellt, die mit den Ergebnissen von Monte-Carlo-Simulationen für Wasser übereinstimmt.
 - **Anhang.** Im Anhang werden verschiedene ergänzende Informationen bereitgestellt:
 - Im Anhang 1 sind die Informationen über die Schichtstruktur der Imaging Plates (IPs) dargestellt.
 - Im Anhang 2 sind die Sensitivitätsdaten der IPs aus verschiedenen Publikationen für verschiedene Arten von Teilchen zusammengefasst.
 - Im Anhang 3 sind die gemessenen zeitlichen Abfälle der IP-Signale mit Literaturangaben verglichen.
 - Im Anhang 4 wird gezeigt, dass sich ein „übersättigtes“ IP-Signal durch mehrfaches Scannen rekonstruieren lässt.
 - Im Anhang 5 ist die räumliche Auflösung der verwendeten Scanner durch Messungen an einer radioaktiven Probe im Vergleich zu Literaturangaben dargestellt.
 - Im Anhang 6 sind die Informationen zur Struktur der verwendeten Radiochromic Films zusammengefasst.
 - Im Anhang 7 sind die Energien von Teilchen mit gleichen Trajektorien in einem Magnetfeld verglichen.

1. Theoretische Grundlagen

1.1. Laser-Materie-Wechselwirkung

1.1.1. Gaußförmiger Laserpuls

Weiterhin wird ein fokussierender Laserstrahl mit einer gaußförmigen zeitlichen und räumlichen Feldverteilung mit einem Divergenzwinkel von $\theta \ll 1$ rad (paraxial Näherung) im Vakuum betrachtet. In diesem Fall kann die elektrische Feldstärke gemäß der folgenden Formel ausgedrückt werden:

$$E_x(z, r, t) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)} - \frac{(t-z/c)^2}{\tau_L^2}\right) \cdot \exp(i(\omega_L t - \phi_T - \phi_L)) \quad (1.1)$$

mit transversaler Phase $\phi_T = \frac{kr^2}{2R(z)}$, longitudinaler Phase $\phi_L = kz - \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)$. Hierbei ist τ_L die Laserpulsdauer, $R(z) = z \cdot \left(1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right)$ der Krümmungsradius des Phasenfrontes, z_R die Rayleigh-Länge, k der Betrag des Wellenvektors, $w(z)$ der Radius des Laserstrahls, siehe unten (1.5), (1.3), in Abb. 1.1.

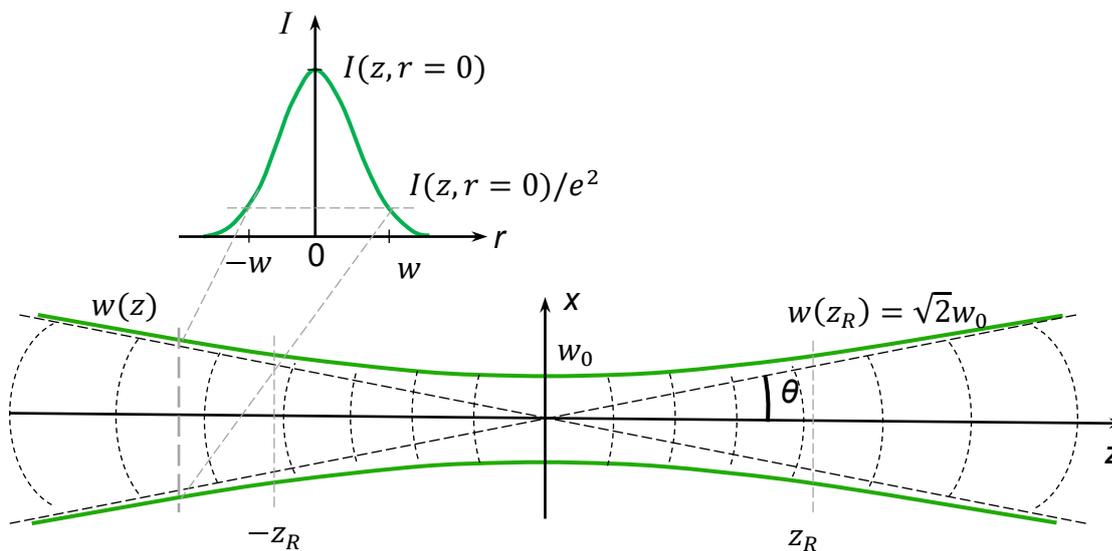


Abb. 1.1. Charakterisierung des Gauß-Laserstrahls (die Idee der Abbildung ist aus dem YouTube Kanal „Lehrstuhl für Lasertechnik LLT / Gaussian Beam“ genommen).

Die Intensität des fokussierten Gaußstrahls mit einem symmetrischen Profil in der Senkrechtebene zur Propagationsrichtung lässt sich in der folgenden Form ausdrücken (siehe in Abb. 1.1):

$$I = I(z, r, t) = \frac{c\varepsilon_0}{2} \vec{E}_A^2 = \frac{c\varepsilon_0}{2} \vec{E}_0^2 \cdot \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \cdot \exp \left(-\frac{2r^2}{w^2(z)} - \frac{2(t-z/c)^2}{\tau_L^2} \right). \quad (1.2)$$

Hierbei kann man die Parameter $w(z)$ und τ_L als der Radius des Laserstrahls bzw. die Laserpulsdauer für den Intensitätsabfall auf $1/e^2 \cong 0,135$ definieren. Der Radius in der Strahltaile ist w_0 . Der Radius des Strahls ändert sich in die z -Richtung gemäß der Gleichung:

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}. \quad (1.3)$$

Die Peak-Intensität des Laserstrahls lässt sich als

$$I_0 = I(z = 0, r = 0, t = 0) = \frac{c\varepsilon_0}{2} \vec{E}_0^2 \quad (1.4)$$

definieren.

Die Rayleigh-Länge ist der Abstand von der Strahltaile in die Laserstrahlrichtung (z), in dem sich der Strahlradius um $\sqrt{2}$ vergrößert. Die Größe der Rayleigh-Länge kann man laut der folgenden Formel berechnen:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_L} \quad (1.5)$$

mit der Laserwellenlänge λ_L . Die Rayleigh-Länge ist ein wichtiger Parameter für die Bestimmung des räumlichen Bereichs entlang der Laserachse, in dem die Laserintensität in der Nähe zur Peak-Intensität ist, deswegen ist es möglich mehr Energie von dem Laserstrahl an die Teilchen bzw. Elektronen übertragen. Im Kapitel 3 werden verschiedenen Beschleunigungsregimes betrachtet und dabei ist die Rayleigh-Länge als ein Kriterium für eine effektive Beschleunigung der Teilchen.

Der Divergenzwinkel des Strahls im fernen Feld kann durch asymptotische Approximation abgeschätzt sein:

$$\theta \cong \tan(\theta) = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} = \frac{w_0}{z_R} \quad (1.6)$$

1.1.2. Ionisationsmechanismen

Um die Atome eines Stoffes zu ionisieren, kann man den Laserstrahl zu nutzen. Aber es gibt eine Intensitätsschwelle, wenn noch keine Ionisation möglich ist. Zum Beispiel nehmen wir den Laserstrahl mit einer Wellenlänge von $\lambda_L = 1,054 \mu\text{m}$, d.h. einzelne Photonen haben die Energie von $\sim 1,2 \text{ eV}$. Diese Energie ist nicht genug, um ein wasserstoffähnliches Atom

1. Theoretische Grundlagen

zu ionisieren, da die Ionisationsenergie $\Phi_{ion} = Z^2 R_y$ beträgt. Hierbei ist Z die Ladungszahl des Atoms und $R_y = 13,6 \text{ eV}$ die Rydberg-Konstante. Durch ansteigende Laserintensität ist die Ionisation durch mehrere Photonen möglich, entsteht die Multiphotonenionisation (MPI), siehe in Abb.1.2B. Die Wahrscheinlichkeit der Ionisation eines wasserstoffähnlichen Atoms ist

$$P_n \cong K \sigma_n I^n \quad (1.7)$$

mit dem Normierungsfaktor K , dem Wirkungsquerschnitt für die gleichzeitige Ionisation durch n Photonen σ_n , der Laserintensität I , der notwendigen Bedingung für die Ionisation: $n \geq \Phi_{ion}/\hbar\omega_L$. Die Schwelle der Intensität für MPI liegt zwischen 10^{10} W/cm^2 und 10^{12} W/cm^2 (F. Wagner, 2014). Bei höheren Laserintensitäten von 10^{13} W/cm^2 entsteht Above-Threshold-Ionization (ATI), wenn ein Elektron mehrere Photonen absorbiert als für die Ionisation notwendig ist (P. Gibbon, 2005).

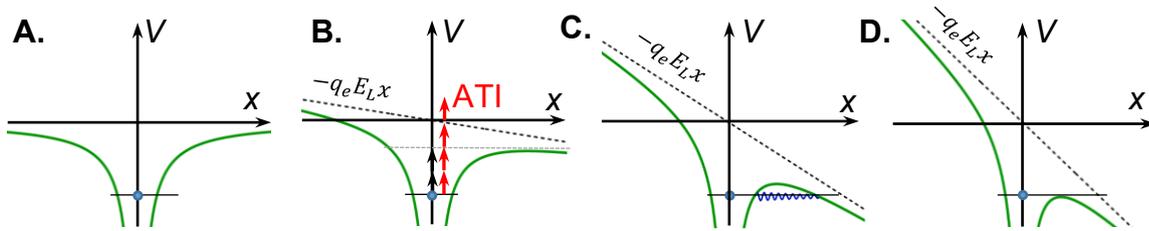


Abb. 1.2. Potenzielle Energie eines Elektrons im Coulomb-Feld des wasserstoffähnlichen Atoms und in einem addierten Laserfeld bei verschiedenen Feldstärken E_L : **A.–D.** Realisierung der Ionisationsmechanismen: **B.** Multiphotonenionisation, **C.** Tunnelionisation, **D.** Barriere-Suppression-Ionisation (BSI). Die Abbildung ist von (F. Wagner, 2014) adaptiert.

Weitere Erhöhung der Laserintensität führt zur Möglichkeit der Tunnelionisation durch Potentialbarriere, siehe in Abb. 1.2C. Als Kriterium, um dieses Regime von MPI zu unterscheiden, wurde Keldysh-Parameter γ_K eingeführt (L.V. Keldysh, 1965):

$$\gamma_K \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{\frac{\Phi_{ion}}{2\Phi_{pond}}} \quad (1.8)$$

mit der nichtrelativistischen ponderomotorischen Energie (in SI-Einheiten)

$$\Phi_{pond} = \frac{1}{4m_e} \left(\frac{q_e E_A}{\omega_L} \right)^2 = \frac{q_e^2 I}{2m_e c \epsilon_0 \omega_L^2} \quad (1.9)$$

Bei $\gamma_K \gg 1$ dominiert die MPI. Bei $\gamma_K < 1$ ist die Tunnelionisation stärker ausgedrückt. Für den Grenzwert von $\gamma_K = 1$ erreicht die Laserintensität im Fall des Wasserstoffes von $7 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (F. Wagner, 2014).

Während noch höhere Laserintensität kann Überbarriere-Ionisation oder Barriere-Suppression-Ionisation (BSI) entstehen. In diesem Fall wird das Elektron klassisch in den Bereich hinter der Barriere vordringen (Abb. 1.2D). Die Grenzbedingung für dieses Phänomen ist das Erreichen des Maximums für die resultierende potenzielle Energie (in SI-Einheiten):

$$V(x) = -\frac{Zq_e^2}{4\pi\epsilon_0|x|} - q_e E_L x \quad (1.10)$$

D.h. $\frac{\partial V}{\partial x} = 0$. Daher ist

$$V_{max} = -\sqrt{\frac{Zq_e^3 E_L}{\pi\epsilon_0}}. \quad (1.11)$$

Andererseits gilt es für Überbarriere-Bewegung eines Elektrons:

$$V_{max} \sim -\Phi_{ion} \quad (1.12)$$

Dann kann man die Laserintensität für die BSI gemäß (1.11), (1.12) mit der Bedingung $\gamma_K \ll 1$ durch die folgende Formel ausdrücken:

$$I_{BSI} \left[\frac{W}{cm^2} \right] = \frac{c\epsilon_0}{2} \vec{E}_0^2 \gtrsim \frac{\pi^2 \epsilon_0^3 c}{2q_e^6} \frac{\Phi_{ion}^4}{Z^2} = 4 \cdot 10^9 \cdot \frac{\Phi_{ion}^4 [eV^4]}{Z^2} \quad (1.13)$$

Der Grenzwert der Intensität I_{BSI} beträgt $\sim 1,4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ im Fall des Wasserstoffs. Für den CHO-Schaum mit einer durchschnittlichen Ionenladungszahl von $\langle Z \rangle \cong 4,22$ beträgt diese Intensitätsschwelle von $\sim 7,7 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$.

1.1.3. Propagation von elektromagnetischen Wellen im Plasma

Wenn ein Teilchen mit einer Ladung von Q in ein neutrales Plasma eingesetzt wird, wird das elektrische Feld dieses Teilchens durch Plasma-Ladungen abgeschwächt. Das Coulomb-Potential des resultierenden Feldes lässt sich in diesem Fall gemäß der Debye-Formel beschreiben:

$$\varphi_D = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} \cdot \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (1.14)$$

mit der Debye-Länge λ_D , welche dem Abfall des Coulomb-Potentials φ_D auf $1/e$ entspricht. Für ein zweikomponentiges Plasma aus Elektronen und Ionen mit Ladungszahl Z in einem thermodynamischen Gleichgewicht ist die Debye-Länge durch folgende Formel definiert:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{q_e^2 (n_e + Z^2 n_i)}} = \left(\frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \right)^{-1/2} \quad (1.15)$$

mit $T = T_e = T_i$. Hierbei sind T_e , T_i , n_e , n_i , λ_{De} und λ_{Di} die Temperaturen, Dichten und Debye-Längen der Elektronen und Ionen.

Da die Elektronen sehr kleine Masse im Vergleich zu Ionen haben, werden sie sehr schnell beschleunigt, deshalb entsteht eine Abschirmung zuerst durch Elektronen, dabei

1. Theoretische Grundlagen

kann man in der Formel (1.14) anstatt der gesamten Debye-Länge λ_D die Elektronen-Debye-Länge λ_{De} verwenden. In diesem Fall muss die Elektronenanzahl in einer Kugel mit dem Radius, der der Elektronen-Debye-Länge λ_{De} entspricht, wesentlich größer als Eins sein, um eine ideale Abschirmung zu gewährleisten, d.h.

$$N_{De} = \frac{4}{3}\pi\lambda_{De}^3 n_e = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{\epsilon_0 k_B T}{q_e^2}\right)^{3/2} n_e^{-1/2} \gg 1. \quad (1.16)$$

Zum Beispiel, im Plasma mit $T = 100 \text{ eV}$ und $n_e = 10^{27} \text{ m}^{-3}$ betragen die Elektronen-Debye-Länge $\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{q_e^2 n_e}} \sim 2,4 \text{ nm}$ und die Elektronenanzahl in der Debye-Kugel $N_{De} \sim 6$.

Also, das Plasma schwächt das elektrische Feld von fremden Teilchen ab. Daher entsteht die Frage: Was passiert, wenn zum Plasma eine elektromagnetische Welle kommt? Die Wellengleichung einer elektromagnetischen Welle in einem Plasma lässt sich durch die Maxwell-Gleichungen (in SI-Einheiten) ableiten:

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{\vec{j}}{\epsilon_0 c^2} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{cases} \quad (1.17), (1.18)$$

Nach der partiellen Ableitung der Gleichung (1.17) bezüglich der Zeit und dem Einsetzen der Gleichung (1.18) ergibt sich eine vollständige Gleichung:

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.19)$$

Wenn eine ebene Welle als Lösung dieser Gleichung betrachtet wird, d.h.

$$\vec{E} \sim \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega_L t)), \quad (1.20)$$

nimmt der Summand $\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E})$ den Wert Null an.

Die Stromdichte im Plasma kann so ausgedrückt werden:

$$\vec{j} = q_e (Z n_i \vec{v}_i - n_e \vec{v}_e). \quad (1.21)$$

Aus der Bewegungsgleichungen für ein relativistisches Elektron bzw. ein nichtrelativistisches Proton:

$$\frac{d(\gamma_e m_e \vec{v}_e)}{dt} = -q_e \vec{E} - \gamma m_e \vec{v}_e f_{ei}, \quad (1.22)$$

$$m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = Z q_e \vec{E} - m_i \vec{v}_i f_{ie} \quad (1.23)$$

mit dem relativistischen Lorentz-Faktor γ_e , der Kollisionsfrequenz zwischen einem Elektron und den Protonen f_{ei} , zwischen einem Proton und den Elektronen f_{ie} . Diese Kollisionsfrequenzen sind $\sim 1/T_e^{3/2}$ bzw. $\sim 1/T_i^{3/2}$. Mit Erhöhung der Temperatur sinken die Kollisionsfrequenzen. In unserem Fall, bei der Wechselwirkung des hochintensiven Laserpulses mit einem Plasma kann man das Plasma effektiv „kollisionsfrei“ betrachten. Zum Beispiel, im

Plasma mit $T = 100 \text{ eV}$ und $n_e = 10^{27} \text{ m}^{-3}$, $Z \cong 4,22$ beträgt die Kollisionsfrequenz zwischen einem Elektron und den Protonen $f_{ei} \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$, siehe die Formel bei S. Zähler, 2020 oder J.D. Huba, 2000. Zum Vergleich ist die Laserfrequenz $f_L = \frac{c}{\lambda_L} \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ (zentrale Wellenlänge für den PHELIX-Laser: $\lambda_L \cong 1,054 \text{ } \mu\text{m}$). Daher die Bedingung für die Vernachlässigung mit den Kollisionen ($f_{ei} \ll f_L$) erfüllt sich gut.

Außerdem mit der Annahme $m_i \gg \gamma m_e$ (die Ionen bewegen kaum) folgt, dass

$$\vec{j} \cong -q_e n_e \vec{v}_e \quad (1.24)$$

Aus der Gleichung (1.22) ergibt sich:

$$\langle \gamma_e \rangle m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} \cong -q_e \vec{E}. \quad (1.25)$$

Durch Einsetzen der Gleichung (1.24) in (1.19) und unter Berücksichtigung von (1.25) erhält man die Wellengleichung einer elektromagnetischen Welle in einem Plasma:

$$-\vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\frac{q_e^2 n_e}{\langle \gamma_e \rangle m_e \epsilon_0 c^2} \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.26)$$

Mit einem Lösung-Einsatz (1.20) in der Gleichung (1.26) folgt die Dispersionsrelation für die betrachteten Wellen:

$$k^2 = -\frac{q_e^2 n_e}{\langle \gamma_e \rangle m_e \epsilon_0 c^2} + \frac{\omega_L^2}{c^2}. \quad (1.27)$$

Mit der Definition der Elektronenplasmafrequenz (die Oszillationsfrequenz der Elektronen in einem Plasma)

$$\omega_{pe} \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{\frac{n_e q_e^2}{\langle \gamma \rangle m_e \epsilon_0}} \quad (1.28)$$

kann man die Gleichung (1.27) so umschreiben:

$$k = \frac{\omega_L}{c} \cdot \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2}} \quad (1.29)$$

Falls der Wert des Wellenvektors k eine reale Zahl und nicht Null ist, wird die elektromagnetische Welle (Laserpuls) mit der Frequenz ω_L im Plasma propagieren, d.h. das Plasma ist transparent für solchen Laserpuls. In diesem Fall gilt: $\omega_L > \omega_{pe}$. Es kann auch passieren, dass der Wert des Wellenvektors k gemäß der Formel (1.29) eine imaginäre Zahl ist. In diesem Fall wird die Welle von der Skin-Schicht des Plasmas in die Rückwärtsrichtung reflektiert. Diese Situation tritt auf, wenn $\omega_L < \omega_{pe}$. Zwischen den genannten Fällen gibt es einen Grenzfall, wenn $\omega_L = \omega_{pe}$. In diesem Fall dringt die Welle nur in Skin-Schicht des Plasmas ein und eine Absorptionsresonanz entsteht, während der die Welle in der Skin-Schicht des Plasmas gedämpft und vollständig absorbiert wird.

1. Theoretische Grundlagen

Die Skin-Tiefe, auch als Dicke der Skin-Schicht (oder Debye-Länge) bezeichnet, gibt an, wie tief eine elektromagnetische Welle in ein Plasma bei $\omega_L \leq \omega_{pe}$ eindringen kann, bevor die Amplitude der elektromagnetischen Felder auf $1/e$ abgefallen ist:

$$L_{skin} = \frac{c}{\omega_{pe}} \equiv \lambda_{De}. \quad (1.30)$$

Für den Grenzfall: $\omega_L = \omega_{pe}$ wurde der Begriff der kritischen Elektronendichte im Plasma eingeführt:

$$\omega_L = \omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_{cr.rel_e} \cdot q_e^2}{\langle \gamma_e \rangle m_e \epsilon_0}} \quad (1.31)$$

mit $\omega_L = \frac{2\pi c}{\lambda}$. Daraus folgt, dass, wenn Elektronen allgemein relativistisch sein können, die kritische Elektronendichte definiert ist als

$$n_{cr.rel_e} [cm^{-3}] = \left(\frac{2\pi c}{q_e}\right)^2 m_e \epsilon_0 \frac{\langle \gamma_e \rangle}{\lambda^2} = 1,1 \cdot 10^{21} \cdot \frac{\langle \gamma_e \rangle}{\lambda^2 [\mu m^2]} \quad (1.32)$$

Aus nach oben betrachteten Fällen kann man schließen, dass bei einer unterkritischen Elektronendichte ($n_e < n_{cr.rel_e}$) die elektromagnetische Welle durch Plasma propagieren wird. Im Fall, wenn die Elektronendichte überkritisch ist ($n_e > n_{cr.rel_e}$), wird die Welle vom Plasma reflektiert. Es gibt auch den Begriff „nahe kritischer Elektronendichte Plasma“ (NCD-Elektronenplasma, oder kurz NCD-Plasma). In diesem Fall ist die Elektronendichte weniger als die kritische Elektronendichte, aber in der Nähe des kritischen Wertes liegt, d.h. $n_e \lesssim n_{cr.rel_e}$, sodass eine Welle durch Plasma propagieren kann.

Durch Analogie lässt sich die kritische Ionendichte definieren:

$$n_{cr.i} [cm^{-3}] = \left(\frac{2\pi c}{Z q_e}\right)^2 m_i \epsilon_0 \frac{1}{\lambda^2} = 1,1 \cdot 10^{21} \cdot \frac{m_i}{m_e} \frac{1}{Z^2 \lambda^2 [\mu m^2]} \gg n_{cr.rel_e} [cm^{-3}] \quad (1.33)$$

Allgemein lässt sich die Ionendichte laut der folgenden Formel berechnen:

$$n_i = \frac{N_i}{V} = \frac{N_{AV}}{V} = \frac{N_{AM}}{V \cdot M} = \frac{N_{A\rho}}{M} \quad (1.34)$$

Zum Beispiel, im Fall einer Au-Folie mit $\rho_{Au} = 19,32 \text{ g/cm}^3$, $M_{Au} \cong 197 \text{ g/mol}$ ist die Ionendichte $n_i = 5,9 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Wenn die Au-Atome vollständig ionisiert sind, beträgt die kritische Ionendichte gemäß Gleichung (1.33) $n_{cr.i} = 5,7 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, was bedeutet, dass die Ionendichte kaum überkritisch ist. Wenn jedoch die Vollionisation von Atomen noch nicht erreicht ist und ein Ion durchschnittlich zwei Elektronen besitzt (als Beispiel), beträgt die kritische Ionendichte $n_{cr.i} = 6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, was auf ein NCD-Ionenplasma im betrachteten Beispiel hinweist. Allerdings ist im betrachteten Fall die Elektronendichte $n_e = (Z - 2) \frac{N_{A\rho}}{M} = 4,5 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3} > n_{cr.rel_e}$ mit $Z = 79$. Deshalb kann die elektromagnetische Welle nur in eine Skin-Schicht eindringen, da die Elektronendichte überkritisch ist.

1.2. Direkte Laserbeschleunigung (DLA) der Elektronen

1.2.1. Allgemeine Bewegungsgleichung eines Elektrons in elektrischen und magnetischen Feldern

Weiterhin wird stoßfreie Bewegung eines Elektrons in elektromagnetischen Feldern betrachtet. Die Bewegungsgleichung kann in der folgenden allgemeinen Form ausgedrückt werden:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -q_e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (1.35)$$

wobei es für den Elektronenimpuls in der relativistischen Form gilt:

$$\vec{p} = \gamma m_e \vec{v} \quad (1.36)$$

mit dem Lorentz-Faktor

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (1.37)$$

Außerdem ergibt sich aus der Energieerhaltung:

$$\frac{dW}{dt} = -q_e \vec{E} \vec{v} \quad (1.38)$$

mit der Elektronenenergie

$$W = \gamma m_e c^2 \quad (1.39)$$

Nach dem Einsetzen der Gleichung (1.36) in (1.35) und (1.39) in (1.38):

$$\begin{cases} \frac{d\gamma}{dt} m_e \vec{v} + \gamma m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -q_e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \\ m_e c^2 \frac{d\gamma}{dt} = -q_e \vec{E} \vec{v} \end{cases} \quad (1.40), (1.41)$$

Daher folgt:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q_e}{\gamma m_e} \cdot \left(\frac{\vec{E} \vec{v}}{c^2} \vec{v} - \vec{E} - \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (1.42)$$

Die Gleichung (1.42) kann man für die Simulationen der Elektronentrajektorien in gegebenen \vec{E} - und \vec{B} -Feldern verwenden.

1.2.2. Wirkung der ponderomotorischen Kraft auf Elektronen im gaußförmigen Laserstrahl

Im Laserstrahl mit einer Gaußverteilung der Felder, siehe Gleichung (1.1), wirkt auf ein freies Elektron eine ponderomotorische Kraft, die dazu führt, dass das Elektron aus dem Laserstrahl ausgestoßen wird. Die mittlere ponderomotorische Kraft für eine Periode des

1. Theoretische Grundlagen

Laserpulses mit den vereinfachten Annahmen, dass die Laserperiode viel kleiner als die Laserpulsdauer ist ($T_L = \frac{2\pi}{\omega_L} \ll \tau_L$) und die Ablenkung des Elektrons für eine Laserschwingung viel kleiner als der Strahlradius ist ($\Delta r \ll w(z)$), beträgt:

$$\langle \vec{F}_p \rangle \cong -\frac{q_e^2}{2\langle \gamma \rangle m_e c^2} \nabla \langle \vec{A}^2 \rangle. \quad (1.43)$$

Hierbei ist das Vektorpotential $\vec{A} = \vec{A}_0(x, y, t) \cdot \sin(\omega_L t - kz)$ und der mittlere Lorentz-Faktor:

$$\langle \gamma \rangle = \sqrt{1 + \frac{p_s^2}{m_e^2 c^2} + \frac{q_e^2 \langle \vec{A}^2 \rangle}{m_e^2 c^4}}. \quad (1.44)$$

Dabei kann der Impuls des Elektrons durch zwei Komponenten dargestellt werden: $\vec{p} = \vec{p}_f + \vec{p}_s$, mit der schnellen Komponente \vec{p}_f (für eine Laserperiode $\langle \vec{p}_f \rangle = \vec{0}$) und der langsamen Komponente \vec{p}_s (P. Mora, 1996; B. Quesnel, 1998).

Von dem Vektorpotenzial kann man zum normierten (dimensionslosen) Vektorpotenzial umgehen:

$$\vec{a} = -\frac{q_e \vec{A}_0}{m_e c^2} \cdot \sin(\omega_L t - kz). \quad (1.45)$$

Durch Definition des Vektorpotenzials: $\vec{E}^l = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$, $\vec{B}^l = \nabla \times \vec{A}$ und den Einsatz: $\vec{E}^l = \vec{E}_A(x, y, t) \cdot \cos(\omega_L t - kz)$ folgt, dass sich die Amplitude des normierten Vektorpotenzials so definieren lässt:

$$a_0 = a_0(x, y, t) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{q_e E_A(x, y, t)}{\omega_L m_e c} = \sqrt{\frac{q_e^2}{2\pi^2 m_e^2 c^5 \epsilon_0} I \lambda^2} = \sqrt{\frac{I [W/cm^2] \cdot \lambda^2 [\mu m^2]}{1,37 \cdot 10^{18}}} \quad (1.46)$$

Der Betrag der normierten Amplitude des Vektorpotenzials nutzt man als ein Kriterium der relativistischen Bewegung des Elektrons. Wenn $a_0 \geq 1$ ist, muss man die Elektronenbewegung als reinrelativistisch betrachten. Im Gegensatz dazu, wenn $a_0 \ll 1$ ist, ist die Elektronenbewegung klassisch.

Mit der Anwendung a_0 kann man die Formel (1.43) und (1.45) so umschreiben:

$$\langle \vec{F}_p \rangle \cong -\frac{m_e c^2}{2\langle \gamma \rangle} \nabla \langle \vec{a}^2 \rangle \cong -\frac{m_e c^2}{4\langle \gamma \rangle} \nabla a_0^2 \quad (1.47)$$

$$\text{mit } \langle \gamma \rangle = \sqrt{1 + \frac{p_s^2}{m_e^2 c^2} + \frac{a_0^2}{2}}. \quad (1.48)$$

Im Rahmen des betrachteten Modells lässt sich der Winkel zwischen der Laserachse und der stationären Driftrichtung von Elektronen bestimmen (P. Gibbon, 2005):

$$\tan \theta = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}} \quad (1.49)$$

In Abb. 1.3 sind die Ergebnisse von Python-Simulationen der Trajektorien und der Lorentz-Faktoren eines freien Elektrons in den Laserfeldern mit einer Gaußverteilung (1.1) dargestellt. Die Berechnung der Teilcentrajektorie erfolgte gemäß der allgemeinen Gleichung für ein freies Elektron (1.42). In allen betrachteten Fällen in Abb. 1.3 beginnt das Elektron seine Bewegung von Punkt (0,0,0) zu verschiedenen Zeiten t . Dies bedeutet, dass das Elektron aufgrund der ponderomotorischen Kraft unterschiedlich in den Feldern gemäß Gleichung (1.1) beschleunigt wird. Für die Berechnung wurden die zentrale Laserwellenlänge von $1,054 \mu\text{m}$, die Peak-Intensität des Laserpulses von 10^{19} W/cm^2 und der Radius der Strahltaile w_0 von $10 \mu\text{m}$ verwendet. In den gezeigten Fällen realisiert sich das Ausstoßen des Elektrons aus dem Laserstrahl. Hierbei gilt die Näherungsformel (1.47) am Anfang der Elektronbewegung nur im Fall mit $t=0 \text{ fs}$, da während dieser Bewegung die Ablenkung des Elektrons für eine Laserschwingung viel kleiner ist als der Strahlradius ($\Delta r \ll w(z)$).

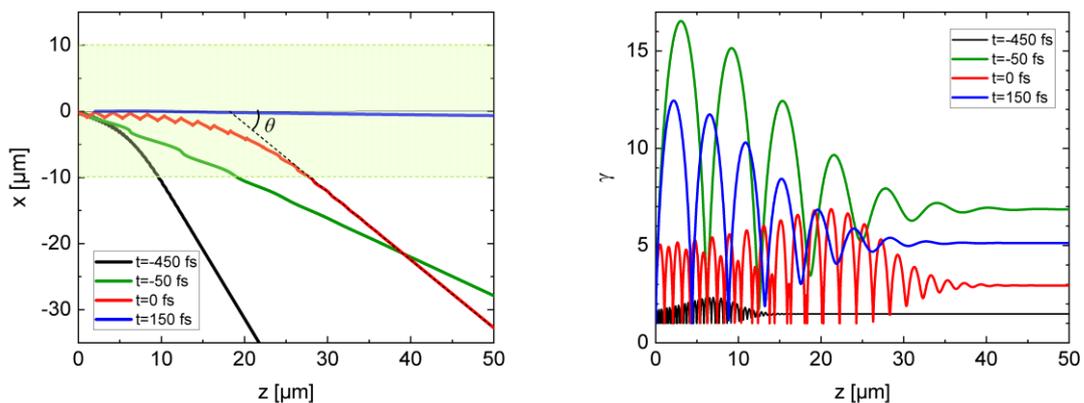


Abb. 1.3. Trajektorien und Lorentz-Faktoren eines freien Elektrons in den Laserfeldern mit einer Gaußverteilung (1.1), die durch einen Python-Code gemäß der allgemeinen Bewegungsgleichung (1.42) erhalten wurden. Die Beschleunigung des Elektrons ist im grün markierten Bereich effektiv, der sich in einer Umgebung der Laserstrahltaile befindet.

1.2.3. Beschleunigung eines Elektrons in einem Ionenkanal

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, werden die Elektronen zunächst durch die ponderomotorische Kraft aus dem Laserstrahl ausgestoßen. Dies führt zur Verringerung der Elektronendichte in diesem Bereich, und das Plasma ist nicht mehr elektroneutral. Stattdessen weist es eine positive Ladung pro Volumen $V_0 \gg \{1/n_e, 1/n_i\}$ auf. Hierbei repräsentieren n_e und n_i die Elektronen- bzw. Ionendichte. Die resultierende Ladungsdichte des Plasmas ergibt sich gemäß der folgenden Formel:

$$\rho_q = q_e \cdot (Zn_i - n_e) = q_e n_{eff} \quad (1.50)$$

1. Theoretische Grundlagen

Weiterhin wird ein Modell eines „gleichmäßig positiv geladenen Zylinders“, auch als „Ionenkanal“ im Plasma entlang der Laserstrahlachse, betrachtet. In dieser Darstellung kann das „quasistatische“ radiale \vec{E}^s -Feld durch eine Maxwell-Gleichung bestimmt werden:

$$\oint_0^A \vec{E}^s d\vec{A} = \int_0^V \frac{\rho_q}{\varepsilon_0} dV, \quad (1.51)$$

oder

$$E_r^s \cdot 2\pi r l = \frac{\rho_q}{\varepsilon_0} \pi r^2 l \quad (1.52)$$

mit der Länge l und dem Radius r des Ionenkanals.

Daher ergibt sich:

$$E_r^s = \frac{\rho_q r}{2\varepsilon_0} \equiv E^s, \text{ oder } \vec{E}^s = \frac{\rho_q}{2\varepsilon_0} \vec{r}. \quad (1.53), (1.54)$$

Außerdem entsteht der Elektronenstrom im Ionenkanal, da die Elektronen im Kanal durch Laserfelder beschleunigt werden. Unter der Annahme eines quasistationären Stroms wird im Umgebungsraum ein „quasistatisches“ azimutales \vec{B}^s -Feld erzeugt. Für diese Situation kann man eine Maxwell-Gleichung verwenden:

$$\oint_0^{l_c} \vec{H}^s d\vec{l} = \int_0^{S_c} \vec{j} d\vec{S} \quad (1.55)$$

mit der Stromdichte $\vec{j} = -q_e n_e \langle \vec{v}_z \rangle$. (1.56)

Dann folgt:

$$H_l^s \cdot 2\pi r = j\pi r^2, \quad (1.57)$$

$$B_{azim}^s = \mu_0 H_l^s = -\frac{\mu_0}{2} q_e n_e \langle v_z \rangle \cdot r \equiv B^s, \quad (1.58)$$

$$\vec{B}^s = \mu_0 \vec{H}^s = -\mu_0 \frac{q_e n_e}{2} \langle \vec{v}_z \rangle \times \vec{r}. \quad (1.59)$$

In Abb. 1.4 sind die Laserfelder \vec{E}^l , \vec{B}^l sowie die statischen Felder \vec{E}^s , \vec{B}^s anschaulich illustriert. Durch die Superposition der Felder wird das resultierende elektrische bzw. magnetische Feld wie folgt ausgedrückt:

$$\vec{E} = \vec{E}^l + \vec{E}^s, \quad \vec{B} = \vec{B}^l + \vec{B}^s, \quad (1.60), (1.61)$$

wobei die Laserfelder durch Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle im Plasma v_{ph} verbunden sind, d.h.

$$B^l = \frac{E^l}{v_{ph}} \quad (1.62)$$

mit der Phasengeschwindigkeit gemäß Formel (1.28), (1.29), (1.32):

$$v_{ph} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\omega_L}{k} = c \cdot \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2}\right)^{-1/2} = c \cdot \left(1 - \frac{n_e}{n_{cr,rel,e}}\right)^{-1/2} \quad (1.63)$$

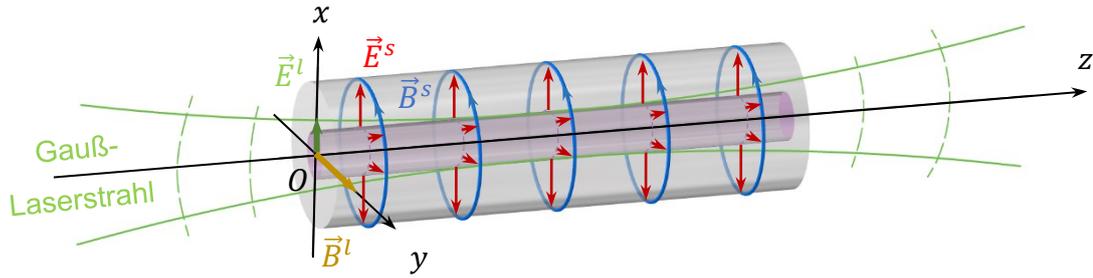


Abb. 1.4. Darstellung der Laserfelder \vec{E}^l , \vec{B}^l , des quasistatischen radialen elektrischen Feldes des Ionenkanals \vec{E}^s und des quasistatischen azimutalen Magnetfeldes \vec{B}^s , das durch den Elektronenstrom im Ionenkanal erzeugt wurde.

Für eine vereinfachte Darstellung der Elektronenbewegung wird im Folgenden die Bewegung nur in der Ebene xOz betrachtet (Abb. 1.4). Dann gelten die folgenden Verhältnisse laut der Formel (1.54), (1.59) mit (1.50):

$$E^s = E_x^s = \frac{q_e \cdot (Zn_i - n_e)}{2\epsilon_0} x = K_E x, \quad (1.64)$$

$$B^s = B_y^s = -\frac{\mu_0}{2} q_e n_e \langle v_z \rangle \cdot x = -K_B x. \quad (1.65)$$

In diesem Fall sind die Bewegungsgleichungen gemäß (1.35), (1.38) und (1.39) mit (1.60)-(1.62):

$$\frac{dp_x}{dt} = -q_e \left(1 - \frac{v_z}{v_{ph}} \right) E_x^l - q_e E_x^s + q_e v_z B_y^s, \quad (1.66)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -q_e \frac{v_x}{v_{ph}} E_x^l - q_e v_x B_y^s, \quad (1.67)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = -q_e \frac{v_x}{mc^2} (E_x^l + E_x^s). \quad (1.68)$$

In Abb. 1.5 sind die Ergebnisse von Python-Simulationen der Trajektorien und der Lorentz-Faktoren gemäß den Formeln (1.64)-(1.68) für verschiedene Fälle von $n_{eff} = (Zn_i - n_e)$ mit der Annahme $K_B \cong 0$ dargestellt. Dabei beginnt das Elektron seine Bewegung aus dem Ruhezustand von der Position $(0,0,0)$ im kartesischen Koordinatensystem xyz , wie in Abb. 1.4 definiert.

Falls das statische Magnetfeld \vec{B}^s berücksichtigt wird, wird die Elektronenbewegung stärker eingeschränkt. Für die Abschätzung des Elektronenstroms kann man das Alfvén-Limit verwenden (H. Alfvén, 1938):

$$I_A \simeq \frac{4\pi\epsilon_0 m_e c^3}{q_e} \langle \beta \rangle \langle \gamma \rangle = 17 \langle \beta \rangle \langle \gamma \rangle [kA] \quad (1.69)$$

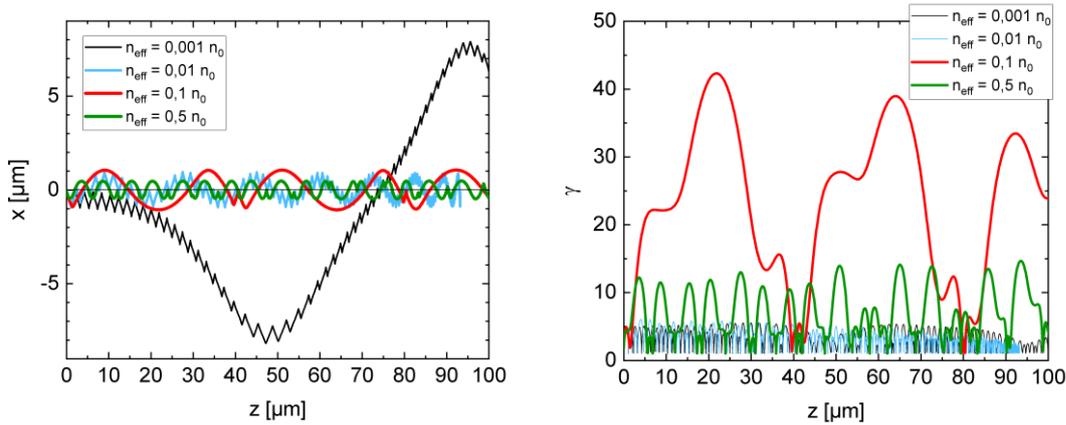


Abb. 1.5. Trajektorien und Lorentz-Faktoren eines Elektrons, die durch einen Python-Code für die Elektronenbewegung aus dem Ruhezustand an der Position mit den Koordinaten (0,0,0) gemäß den Formeln (1.64)-(1.68) für verschiedene Fälle von $n_{eff} = (Zn_i - n_e)$ unter der Annahme $K_B \cong 0$ simuliert wurden.

Dann gilt eine Abschätzung der mittleren Stromdichte der in die Laserstrahlrichtung beschleunigten Elektronen:

$$j_f = \frac{I_A}{\pi r_{ch}^2} \quad (1.70)$$

mit dem Radius des Ionenkanals r_{ch} . In unserem Fall betrug dieser Radius $\sim 5 \mu\text{m}$ laut 3D-PIC-Simulationen von X.F. Shen (2021).

Die Einschränkung des Stromes gemäß H. Alfven ist eine Folge des entstandenen Rückstroms der niederenergetischen Elektronen (\vec{j}_r) und der Neutralitätsbedingung: $\vec{j}_f + \vec{j}_r = 0$ mit der Stromdichte der schnellen Elektronen in die Laserstrahlrichtung \vec{j}_f . Daher kann man anstatt der Formel (1.65) den folgenden Ersatz verwenden:

$$B^s = B_y^s = -\frac{\mu_0}{2} j_f x = -K_B x. \quad (1.71)$$

In Abb. 1.6 sind die Ergebnisse von Python-Simulationen mit Berücksichtigung des Magnetfeldes \vec{B}^s dargestellt. Hierbei fängt das Elektron die Bewegung im Punkt (0,0,0). Zum Vergleich sind in Abb. 1.6 die Fälle mit verschiedener effektiver Dichte n_{eff} gezeigt.

Wie ändert sich die Situation, wenn der Startpunkt des Elektrons von der Laserachse zum Beispiel um $1 \mu\text{m}$ verschoben werden wird? In diesem Fall kann es dazu kommen, dass das Elektron in Resonanz gerät, wie in Abb. 1.7 durch die roten und blauen Kurven dargestellt. In allen, betrachteten Fällen in Abb. 1.6 und 1.7 verbleiben die Elektronen mithilfe der statischen Felder \vec{E}^s, \vec{B}^s im Bereich des Ionenkanals. Dadurch wird eine weitere Übertragung

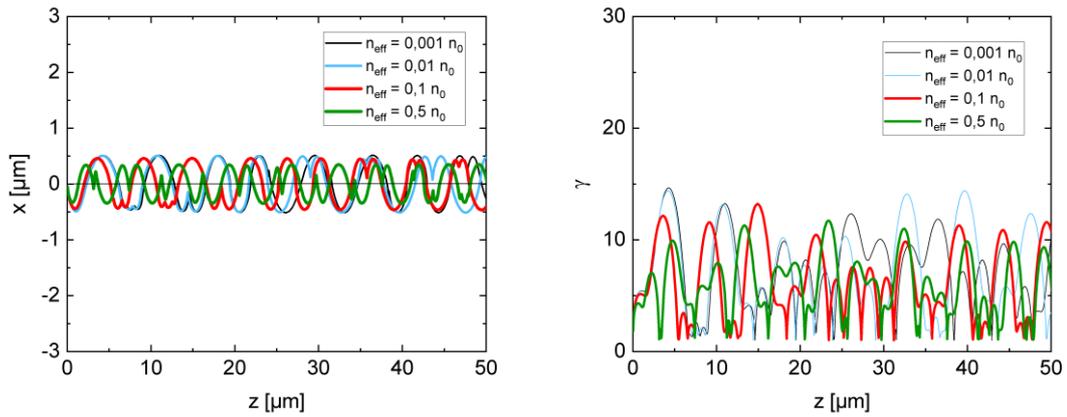


Abb. 1.6. Trajektorien und Lorentz-Faktoren eines Elektrons, die mithilfe eines Python-Codes für die Elektronenbewegung aus dem Ruhezustand an der Position mit den Koordinaten (0,0,0) gemäß den Formeln (1.64)-(1.68) für verschiedene Fälle von $n_{\text{eff}} = (Zn_i - n_e)$ unter Berücksichtigung des statischen Magnetfeldes \vec{B}^s simuliert wurden.

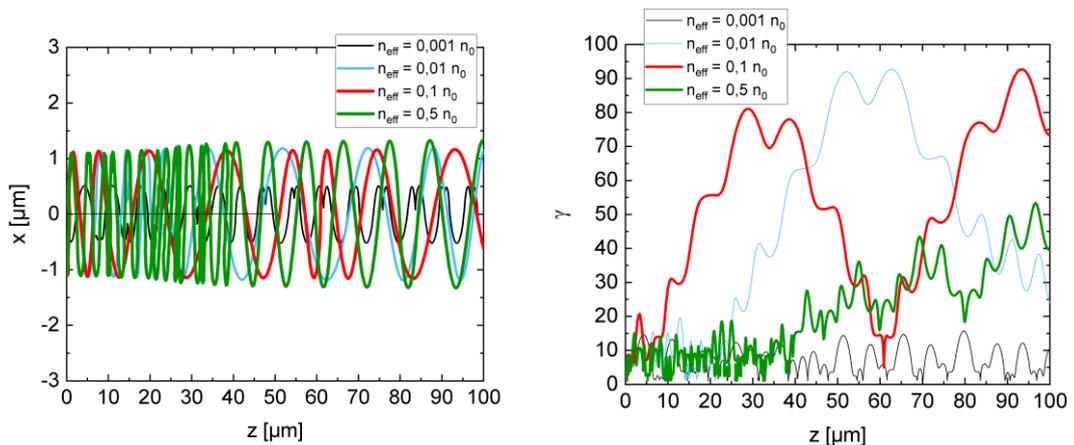


Abb. 1.7. Trajektorien und Lorentz-Faktoren eines Elektrons, die mithilfe eines Python-Codes für die Elektronenbewegung aus dem Ruhezustand an der Position mit den Koordinaten (-1 μm ,0,0) gemäß den Formeln (1.64)-(1.68) für verschiedene Fälle von $n_{\text{eff}} = (Zn_i - n_e)$ unter Berücksichtigung des statischen Magnetfeldes \vec{B}^s simuliert wurden.

der Laserenergie an die Elektronen im Kanal ermöglicht, und der Begriff „Direct Laser Acceleration Regime“ (DLA-Regime) wird für Elektronen verwendet. Ein effektives DLA-Regime tritt auf, wenn die Elektronenoszillationen in Resonanz mit den Schwingungen der Laserfelder stehen. Dieser Fall wird im nächsten Abschnitt detailliert analysiert.

1.2.4. Optimieren des DLA-Regimes mithilfe Resonanzbedingung

Aus der Gleichung (1.66) mit (1.62)-(1.65) ergibt sich

$$\frac{dp_x}{dt} + q_e(K_E + v_z K_B) \cdot x = -q_e \left(1 - \frac{v_z}{v_{ph}}\right) E_x^l. \quad (1.72)$$

Unter der Annahme, dass sich die Parameter K_E , K_B und v_{ph} innerhalb einer Laserperiode vernachlässigbar ändern, kann die Gleichung (1.72) nach einer zeitlichen Ableitung wie folgt dargestellt werden:

$$\frac{d^2 p_x}{dt^2} + q_e(K_E + v_z K_B) \cdot \frac{dx}{dt} = -q_e \left(1 - \frac{v_z}{v_{ph}}\right) \frac{dE_x^l}{dt}. \quad (1.73)$$

Mit den Einsätzen: $\frac{dx}{dt} = v_x = \frac{p_x}{\gamma m_e}$, $E_x^l = E_0^l \cos \phi$, (1.74), (1.75)

$$\phi = \omega_L t - kz = \omega_L \cdot \left(t - \frac{z}{v_{ph}}\right) \quad (1.76)$$

lässt sich die Gleichung (1.73) so umformen:

$$\frac{d^2 p_x}{dt^2} + \frac{q_e(K_E + v_z K_B)}{\gamma m_e} \cdot p_x = q_e \left(1 - \frac{v_z}{v_{ph}}\right)^2 E_0^l \sin \phi, \quad (1.77)$$

oder

$$\frac{d^2 p_x}{dt^2} + \omega_\beta^2 p_x = q_e \omega_L \left(1 - \frac{v_z}{v_{ph}}\right)^2 E_0^l \sin \phi, \quad (1.78)$$

mit der *Betatron-Frequenz* ω_β , die das Elektron während seiner Oszillationen in den quasi-statischen Feldern \vec{E}^s , \vec{B}^s ohne Laserfelder hat:

$$\omega_\beta = \sqrt{\frac{q_e(K_E + v_z K_B)}{\gamma m_e}}. \quad (1.79)$$

Die Gleichung (1.78) besitzt eine Lösung in folgender Form:

$$p_x = p \sin \alpha \cos(\phi + \psi), \quad (1.80)$$

wobei ψ die ponderomotorische (langsame) Phase ist (A. Pukhov, 2003).

Durch Einsetzen der Gleichung (1.80) in (1.78) ergibt sich

$$p \sin \alpha = q_e \left(1 - \frac{v_z}{v_{ph}}\right)^2 \frac{\omega_L}{\omega_\beta^2 - \left(\frac{d\phi}{dt}\right)^2 - \frac{d^2 \phi}{dt^2} \tan(\phi + \psi)} \cdot \frac{E_0^l \sin \phi}{\cos(\phi + \psi)}. \quad (1.81)$$

Daher folgt die Resonanzbedingung:

$$\omega_\beta^2 - \left(\frac{d\phi}{dt}\right)^2 - \frac{d^2 \phi}{dt^2} \cdot \tan(\phi + \psi) = 0, \quad (1.82)$$

oder mit (1.76) und der Annahme, dass $v_z = \frac{dz}{dt} \approx \text{const}$:

$$\omega_\beta \approx \frac{d\phi}{dt} = \left(1 - \frac{v_z}{v_{ph}}\right) \omega_L \quad (1.83)$$

Diese Resonanzbedingung kann für die Simulationen der Trajektorien und der Lorentz-Faktoren verwendet werden. Aus den Gleichungen (1.79) und (1.83) folgt die Anfangsresonanzbedingung ($v_z = 0$):

$$K_{E_anf.res} = \frac{m_e \omega_L^2}{q_e} \quad (1.84)$$

Mit Gleichung (1.64) ergibt sich:

$$n_{eff_anf.res} = (Zn_i - n_e)|_{anf.res} = \frac{2m_e \epsilon_0 \omega_L^2}{q_e^2}. \quad (1.85)$$

Bei einem Laserstrahl mit der Wellenlänge von $\lambda_L = 1,054 \mu\text{m}$ beträgt die effektive Dichte während der Anfangsresonanz gemäß Gleichung (1.85) $n_{eff_anf.res} \cong 2 \cdot 10^{21} \text{cm}^{-3}$. In Abb. 1.8 sind die Simulationsergebnisse sowohl für diesen Resonanzfall als auch für den Fall bei $K_E = 0,1 \cdot K_{E_anf.res}$ (wobei $n_{eff} \cong 2 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$) dargestellt. Hierbei ist eine deutliche Steigerung des Lorentz-Faktors in Resonanz erkennbar.

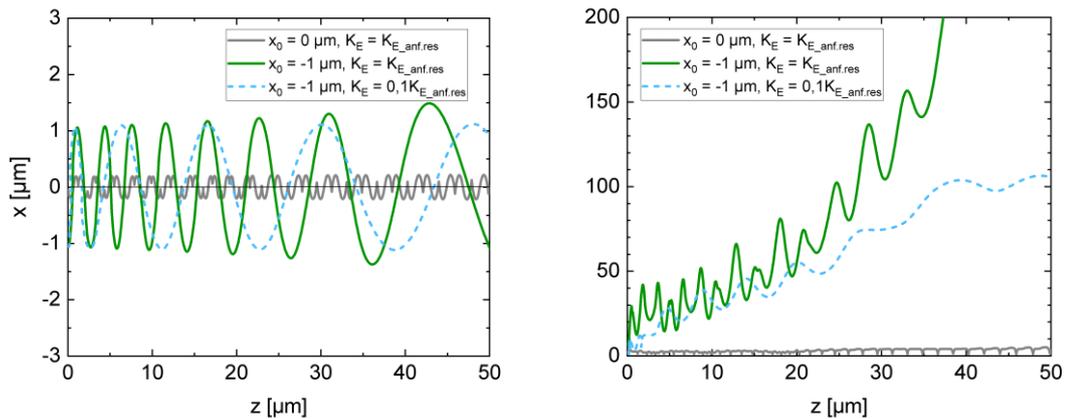


Abb. 1.8. Trajektorien und Lorentz-Faktoren eines Elektrons, die mithilfe eines Python-Codes für die Elektronenbewegung aus dem Ruhezustand an der Position mit den Koordinaten (0,0,0) bzw. (-1 μm,0,0) gemäß den Formeln (1.64)-(1.68) bei der Anfangsresonanzbedingung (1.84) simuliert wurden.

1.2.5. Selbstfokussierung des Laserstrahls im Ionenkanal

Gaußförmiger Laserpuls wird im Vakuum nach der Strahltaile divergieren, siehe in Abb. 1.1. Wenn der Laserstrahl in ein Plasma eindringt, können die Effekte entstehen, die zu einer Selbstfokussierung des Laserstrahls führen. Diese Effekte sind mit Gradienten des Brechungsindex des Plasmas verbunden.

Aus der Definition des Brechungsindex und früher gegeben Verhältnisse (1.27)-(1.29):

$$\eta \stackrel{\text{def}}{=} \frac{c}{v_{ph}} = c \cdot \frac{k}{\omega_L} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_L}\right)^2} = \sqrt{1 - \frac{n_e q_e^2}{\langle \gamma \rangle m_e \epsilon_0 \omega_L^2}} \quad (1.86)$$

1. Theoretische Grundlagen

Daher beträgt der radiale Gradient des Brechungsindex im zuvor betrachteten Ionenkanal:

$$\frac{\partial \eta}{\partial r} = - \frac{q_e^2}{2\eta m_e \epsilon_0 \omega_L^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{n_e}{\langle \gamma \rangle} \right) \quad (1.87)$$

Falls $\frac{\partial \eta}{\partial r} < 0$ ist, wirkt das Medium als eine Sammellinse für den Laserstrahl, d.h. es entsteht eine Selbstfokussierung des Laserstrahls. Gemäß Formel (1.87) können die weiter genannten Effekte zur Selbstfokussierung des Strahls führen (B. Hidding, 2008):

- *Thermischer Effekt:* Die Laserintensität nimmt radial ab ($\frac{\partial I}{\partial r} < 0$). Daher sinkt der thermische Druck $n_0 k_B T_e$ radial. Als Folge der hydrodynamischen Expansion gilt $\frac{\partial n_e}{\partial r} > 0$, deswegen ergibt sich die Bedingung für die Selbstfokussierung des Laserstrahls: $\frac{\partial \eta}{\partial r} < 0$
- *Ponderomotorischer Effekt:* Während der Erzeugung des Ionenkanals werden die Elektronen teilweise aus dem inneren Bereich des Kanals durch ponderomotorische Kraft herausgestoßen. Daher entsteht ein Gradient der Elektronendichte $\frac{\partial n_e}{\partial r} > 0$. Als Resultat wird der Laserstrahl selbstfokussiert.
- *Relativistischer Effekt:* Die verbleibenden freien Elektronen im Ionenkanal oszillieren und werden durch einen ultrakurzen, relativistischen Laserpuls auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt. Dabei ist der Lorentz-Faktor mit dem radial abfallenden normierten Vektorpotenzial durch folgendes Verhältnis verknüpft:

$$\langle \gamma \rangle = \sqrt{1 + \frac{p_s^2}{m_e^2 c^2} + \frac{a_0^2}{2}} \simeq \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}} \quad (1.88)$$

mit

$$a_0 = a_0(r) = a_{max} \frac{w_0}{w(z)} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \quad (1.89)$$

Daher folgt:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\langle \gamma \rangle} \right) = \frac{a_0^2}{\langle \gamma \rangle^3} \frac{r}{w^2(z)} > 0, \quad (1.90)$$

was dem Fall $\frac{\partial \eta}{\partial r} < 0$ gemäß Formel (1.83) entspricht, d.h. dieser Effekt führt zur Selbstfokussierung des Laserstrahls auch.

Wenn die genannten Effekte der Selbstfokussierung stärker sind als die Defokussierung aufgrund der Beugung des gaußförmigen Laserstrahls, kann der Laserstrahl im Medium über eine Distanz deutlich länger als Rayleigh-Länge z_R fokussiert bleiben. Dies ist der Fall, wenn die Leistung des Laserpulses über einer kritischen Leistung liegt (B. Hidding, 2008):

$$P_L > P_{L,cr} \approx 17 \frac{n_{cr,rel,e}}{n_e} [GW] \quad (1.91)$$

Diese Schwelle entspricht einer Laserintensität von $\sim 2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ für einen Fokussdurchmesser von $\sim 10 \text{ }\mu\text{m}$ und $n_e \sim n_{cr}$. Das bedeutet, dass die Selbstfokussierung bereits bei einem nichtrelativistischen Laserpuls ($a_0 \ll 1$, siehe Formel (1.46)) auftreten kann.

Bei ultrarelativistischen Intensitäten ($a_0 > 1$) treten weitere Phänomene auf, wie Filamentation des Laserkanals, bei der nicht ein einzelner, sondern mehrere Kanäle – „Multi Laser Channels“ beobachtet werden (Pukhov, 2003). Mit steigender Laserintensität wird das quasi-statische Magnetfeld (\vec{B}^s) der relativistischen Elektronenströme in den Kanälen vergleichbar mit dem Laser-Magnetfeld \vec{B}^l verstärkt, was als sogenannter Magneteffekt zur Selbstfokussierung des Laserstrahls führt, der durch den Pinch-Effekt des Plasmas verursacht wird.

Wenn der Abstand zwischen den erzeugten Kanälen kleiner als die Skin-Tiefe ist, können die Kanäle zueinander hinziehen und es bildet sich ein „Super Channel“ (Pukhov, 2003).

1.2.6. Bedingungen für die Realisierung der DLA-, LWFA- und SM-LWFA-Regimes

Der Hauptunterschied zwischen den Laser Wakefield Acceleration (LWFA-) bzw. Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration (SM-LWFA-) und DLA-Regimes besteht darin, dass Elektronen im ersten Fall den Großteil ihrer Energie durch das longitudinale elektrische Laserfeld gewinnen, während im zweiten Fall (im DLA-Regime) die Laserenergie mehr durch transversale Schwingungen auf die Elektronen übertragen wird. Im Allgemeinen können sich diese Regimes überlappen. Ein Kriterium zur Bestimmung des vorherrschenden Regimes wurde von A. Pukhov, 2003 eingeführt. Dabei handelt es sich um das Verhältnis zwischen der gewonnenen Energie in longitudinaler und transversaler Richtung:

$$f_W = \frac{\langle d_t W_{\parallel} \rangle}{\langle d_t W_{\perp} \rangle} \simeq - \frac{2c}{k w_0^2 \Omega_{\beta}}. \quad (1.92)$$

Hierbei ist k der Wert des Wellenvektors, w_0 der Radius der Strahltaile und Ω_{β} Betatron-Frequenz im Ionenkanal. Die Gleichung (1.92) beschreibt die Situation, wenn ein Ionenkanal existiert, in dem die Bedingung der Selbstfokussierung des Laserstrahls (1.91) erfüllt ist. Das bedeutet, dass der Laserstrahl sich durch Selbstfokussierung ohne Divergenz über mehrere Rayleigh-Längen z_R hinweg ausbreiten kann. In diesem Fall gilt für die senkrechte Komponente der elektrischen Feldstärke im Laserpuls:

$$E_{\perp} = E_x(z, r, t) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)} - \frac{\left(t - \frac{z}{c}\right)^2}{\tau_L^2}\right) \cdot \cos(\omega_L t - kz) \quad (1.93)$$

1. Theoretische Grundlagen

Mit der Maxwell-Gleichung für ein quasi-neutrales Plasma $\nabla \vec{E} = 0$ in dem Fall, wenn $\tau_L \gg T_L = 2\pi/\omega_L$, kann die longitudinale Komponente wie folgt ausgedrückt werden:

$$E_{\parallel} = E_z(z, r, t) \simeq -\frac{2x}{kw^2} E_0 \frac{w_0}{w(z)} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)} - \frac{\left(t - \frac{z}{c}\right)^2}{\tau_L^2}\right) \cdot \sin(\omega_L t - kz) \quad (1.94)$$

In Tab. 1.1 sind die Bedingungen für die Realisierung der DLA-, LWFA- und SM-LWFA-Regimes zusammengefasst (B. Hidding, 2008; A. Pukhov, 2003, 2004; P. Kumar, 2020).

Hierbei ist die Plasmawellenlänge $\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p}$ definiert. In Tab. 1.2. werden einige Experimente präsentiert, in denen die genannten Beschleunigungsregimes umgesetzt wurden.

Tab. 1.1. Vergleich der Bedingungen für die Realisierung der DLA-, LWFA- und SM-LWFA-Regimes

Aspekte	DLA	LWFA	SM-LWFA
1. Voraussetzungen für die Realisierung	$f_W \ll 1$, $n_e \lesssim n_{cr}$	$f_W > 1$, $n_e \ll n_{cr}$	
2. Typische Laserpulsdauer τ_L [fs]	~ 500 - 1000	~ 1-50	~ 500 - 1000
3. Geometrische Voraussetzung	$c\tau_L \gg \lambda_p$	$c\tau_L < \lambda_p$	$c\tau_L \gtrsim \lambda_p$

Tab. 1.2. Realisierung der DLA-, LWFA- und SM-LWFA-Regimes in einigen Experimenten

Aspekte	DLA	LWFA	SM-LWFA
1. Laseranlage und Laserparameter ($\tau_L, w_0, E_L, l_L, a_0$)	PHELIX 700 fs, 10 μm , ~ 20 J (in Fokus), 10^{19} W/cm^2 , $a_0=3-4$	DRACO 30 fs, 20 μm , 2 J (in Fokus), 10^{19} W/cm^2 , $a_0 \approx 7$	PETAL 500 fs, 42 μm , 1 kJ, 10^{20} W/cm^2 , $a_0 \approx 7,5$
2. Target	Schaum	Gas-Jet	Gas-Jet
3. Elektronendichte n_e [cm^{-3}]	$\sim 6 \cdot 10^{20}$	$\sim 5 \cdot 10^{18}$	$\sim (1-3) \cdot 10^{18}$
4. Beschleunigte Elektronen	bis zu 100 MeV $1 \mu\text{C}$ (> 1,5 MeV) $\sim 50 \text{ nC}$ (> 7,5 MeV)	bis zu 350 MeV 0,2 nC (> 200 MeV) quasi-monoenergetische Elektronen	bis zu ~ 1 GeV 38 nC (> 70 MeV)
5. Referenz-Quelle	O.N. Rosmej, 2019	A. Hannasch, 2021	J. Ferii, 2016

1.3. Beschleunigungsregimes von Protonen

1.3.1. Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). Modell von P. Mora

Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) der Protonen entsteht als Ergebnis der Wechselwirkung eines kurzen hochenergetischen Laserpulses mit einem festen Folie-Target. Die Elektronen des durch den Laserpuls erzeugten Vorplasmas im Target werden durch Laserfelder beschleunigt und propagieren durch das Target. Als Folge entsteht an der Rückseite des Targets ein elektrisches Feld zwischen den laserbeschleunigten Elektronen und den nahezu ruhenden Ionen des Targets. In diesem Feld erfahren die Target-Ionen die TNSA. Typischerweise kann TNSA in Metallfolien beobachtet werden, sie tritt jedoch auch bei Folie-Targets aus anderen Feststoffen auf.

Für das fundamentale, eindimensionale TNSA-Modell von Paul Mora, 2003 werden die folgenden Anfangsannahmen (für $t = 0$) verwendet: 1) Das Plasma befindet sich im Bereich $x < 0$; 2) Die Ionen des Plasmas sind kalt (quasi ruhend) mit einer Dichte $n_i = n_{i0}$ für $x < 0$ und $n_i = 0$ für $x > 0$, wobei eine scharfe Grenze zwischen den beiden Bereichen existiert; 3) Die Verteilung der Elektronendichte entspricht der Boltzmann-Verteilung:

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{q_e \Phi}{k_B T_e}\right), \quad (1.95)$$

wobei n_{e0} der Elektronendichte des ruhenden Plasmas (für $x = -\infty$) ist, Φ das elektrostatische Potential und T_e die Elektronentemperatur sind. Es gilt auch $\Phi(-\infty) = 0$ und $n_{e0} = Zn_{i0}$, wobei Z die Landungszahl eines Ions ist.

Die Poisson-Gleichung gilt für jedes Zeitmoment ($t \geq 0$) in der Form:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = -\frac{q_e}{\epsilon_0} (Zn_i - n_e) \quad (1.96)$$

Für $t > 0$ wird es in diesem Modell angenommen, dass die Elektronen gemäß Gleichung (1.95) im Gleichgewicht bleiben. Für die Ausbreitung der Protonen in Vakuum lassen sich die Kontinuitäts- und Bewegungsgleichung verwenden:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_i v_i) = 0, \quad \text{oder} \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x}\right) n_i = -n_i \frac{\partial v_i}{\partial x}, \quad (1.97)$$

$$m_i \frac{dv_i}{dt} = -Zq_e \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad \text{oder} \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x}\right) v_i = -\frac{Zq_e}{m_i} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (1.98)$$

mit der Ionengeschwindigkeit v_i .

Mit der Annahme der Quasi-Neutralität im expandierenden Plasma für $x + c_s t > 0$ wurde laut P. Mora, 2003 gefunden:

$$n_e = Zn_i = n_{e0} \exp\left(-\frac{x}{c_s t} - 1\right), \quad (1.99)$$

$$v_i = c_s + \frac{x}{t} \quad (1.100)$$

mit der Schallgeschwindigkeit für Ionen:

$$c_s = \sqrt{\frac{Zk_B T_e}{m_i}} \quad (1.101)$$

Unter Berücksichtigung der vorgeschlagenen Modellbedingungen ergibt sich der Ausdruck für das elektrische Feld an der Ionenfront (P. Mora, 2003):

$$E_{el} = E_{el,0} \frac{\sqrt{2/e}}{\sqrt{1+\tau^2}}. \quad (1.102)$$

Hierbei ist $E_{el,0} = \sqrt{\frac{n_{e0} k_B T_e}{\epsilon_0}}$ eine Konstante, und $\tau = \frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2e}}$ ist ein Parameter, wobei ω_{pi} die Ionenplasmafrequenz ist:

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_{e0} Z q_e^2}{m_i \epsilon_0}}. \quad (1.103)$$

Durch die Bewegungsgleichung für ein Ion: $m_i \frac{dv_{fr}}{dt} = Z q_e E_{el}$ kann die Geschwindigkeit der Ionenfront gefunden werden:

$$v_{fr} = 2c_s \ln(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1}). \quad (1.104)$$

Gemäß dem betrachteten Modell von P. Mora, 2003 ergibt sich folgende Energieverteilungsfunktion für die Ionen (Anzahl der Ionen pro Energie und Fläche):

$$f_p(E) = \frac{d^2 N_i}{dS \cdot dE} = \frac{n_{i0} c_s t}{\sqrt{2EE_0}} \exp\left(-\sqrt{\frac{2E}{E_0}}\right) \quad (1.105)$$

mit $E_0 = Zk_B T_e$.

Die maximale Ionenenergie (Cut-off-Energie) kann durch die asymptotische Schwelle für die Geschwindigkeit der Ionenfront v_{fr} (bei $\tau \gg 1$) bestimmt werden:

$$E_{max} = \frac{m_i v_{fr}^2}{2} \simeq 2E_0 [\ln(2\tau)]^2. \quad (1.106)$$

Das Modell von P. Mora, 2003 stellt ein grundlegendes Konzept für TNSA dar, weist jedoch einige Probleme auf:

- Hochenergetische Elektronen erzeugen einen nichtneutralen Bereich an der Rückseite des Targets. Eine theoretische Beschreibung für die räumliche Elektronenverteilung wurde von M. Passoni und M. Lontano, 2008 vorgeschlagen.
- Die Beschleunigungszeit der Ionen ist durch die Dauer des Laserpuls begrenzt. Laut PIC-Simulationen und dem Vergleich mit den Experimenten beträgt sie $1,3 \cdot (\tau_L + t_{min})$ für $I_L \geq 3 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$, wobei $t_{min} = 60 \text{ fs}$ die minimale Zeit ist, die benötigt wird, um die Energie von Elektronen auf Ionen zu übertragen (J. Fuchs, 2007; M.S. Schollmeier, 2008).

- Der Beschleunigungsbereich der Ionen ist durch die Größe des Targets d_t begrenzt, da das elektrische Feld zwischen Elektronen und Ionen bei einem großen Abstand $r \gg d_t$ mit $\sim 1/r^2$ abfällt (H. Daido, 2012).

1.3.2. Radiation Pressure Acceleration (RPA)

Um Protonen im Vakuum mithilfe eines Laserstrahls mit einer Gauß-Verteilung durch ponderomotorische Kraft auf relativistische Energien zu beschleunigen, wird eine hohe Laserintensität benötigt. Diese Intensität kann gemäß Gleichung (1.46) bestimmt werden:

$$a_0 = \frac{q_e E_A(x,y,t)}{\omega_L m_e c} = \sqrt{\frac{I_p [W/cm^2] \cdot \lambda^2 [\mu m^2]}{1,37 \cdot 10^{18}}} > \frac{m_p}{m_e} \quad (1.107)$$

Daraus ergibt sich die Bedingung für die erforderliche Laserintensität:

$$I_p [W/cm^2] > 1,37 \cdot 10^{18} \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^2 \frac{1}{\lambda^2 [\mu m^2]} = 4,6 \cdot 10^{24} \frac{1}{\lambda^2 [\mu m^2]} \quad (1.108)$$

mit $m_p/m_e = 1836$.

Im Gegensatz dazu können Protonen in einem Medium durch eine kollektive Beschleunigung von Elektronen, Ionen und Protonen bereits bei einer niedrigeren Laserintensität von $\sim 10^{23}$ W/cm² relativistische Geschwindigkeiten erreichen (H. Daido, 2012). In diesem Fall kann das Regime der Radiation Pressure Acceleration (RPA) realisiert werden. Eine notwendige Bedingung dafür ist, dass der ultrarelativistische Laserpuls einen Hochkontrast aufweisen sollte, um die Elektronen im Target bis zum eintreffenden Laserpuls zu halten (T. Esirkepov, 2004).

Der Hauptunterschied zwischen den TNSA und RPA-Regimes besteht darin, dass im RPA-Regime die Ionenbeschleunigung bereits an der Vorderseite des Targets beginnt, im Gegensatz zur TNSA, bei der die Ionen durch das elektrische Feld der Elektronen erst von der Rückseite des Targets aus beschleunigt werden. Dies liegt daran, dass bei einem ultrahochintensiven Laserpuls ein „Plasma Mirror“ aus der komprimierten Elektronenwolke (mit erhöhter Dichte) erzeugt wird. Hinter dieser bewegten Wolke, im elektronenarmen Ionenbereich, entsteht ein starkes elektrisches Feld, das zur Beschleunigung der Ionen auf relativistische Geschwindigkeiten führt. Folglich beschleunigen sich die Ionen mit und bilden quasi-monoenergetische Ansammlungen (Y. Gao, 2020).

Die Effizienz der Übertragung der Laserenergie auf die Protonen ist im RPA-Regime wesentlich höher als bei TNSA. Sie steigt in diesem Regime proportional mit der Laserintensität an. Trotzdem gestaltet sich die Erreichung einer stabilen RPA im Experiment äußerst

anspruchsvoll. Hierfür sind höhere Anforderungen zu erfüllen, wie beispielsweise die Realisierung der Hochlaserkontrastes bei einer Intensität von 10^{23} W/cm² sowie die Auswahl einer geeigneten Dicke des Targets (von einigen nm bis μ m) abhängig von der Dichte des Targets. Zudem kann das RPA-Regime nur erfolgreich umgesetzt werden, solange das Target noch undurchsichtig für den Laserstrahl bleibt.

Abhängig von der Dicke des Targets werden zwei Arten von RPA unterschieden: „Light Sail“-Regime in einem dünnen Target von einigen nm und das „Hole Boring“-Regime in einem dicken Target von bis zu 1 mm Dicke. Im „Light Sail“-Regime wird das Target während der Ionenbeschleunigung deformiert. Hierbei erreicht die maximale kinetische Ionenenergie den Wert (T. Esirkepov, 2004):

$$E_{kin,i,max} = \frac{2\kappa W_L}{2\kappa W_L + N_i m_i c^2} \frac{\kappa W_L}{N_i} \quad (1.109)$$

mit dem Reflexionskoeffizient κ ($0 < \kappa \leq 1$), der Laserenergie W_L , der Ionenmasse m_i . Dabei wird die Anzahl der beschleunigten Ionen als N_i bezeichnet ($N_i \approx n_i l S$, wobei n_i die Ionendichte, l die Dicke des Targets, S die Fläche des Fokusses ist). In diesem Modell, wenn $W_L \gg N_i m_i c^2$ ist, wird nahezu die gesamte Laserenergie nach dem Kompressor auf die Ionen übertragen. Die Beschleunigungszeit beträgt dann (T. Esirkepov, 2004):

$$t_{acc} \approx \frac{2}{3} \left(\frac{W_L}{N_i m_i c^2} \right)^2 \tau_L \gg \tau_L. \quad (1.110)$$

Die Länge des Beschleunigungsbereichs wird durch

$$x_{acc} \approx c t_{acc} \gg c \tau_L \quad (1.111)$$

bestimmt. Weiterführende Details zur mathematischen Beschreibung dieses Modells finden sich in den Publikationen von T. Esirkepov, 2004; H. Daido, 2012; Y. Gao, 2020.

Im Fall eines dicken Targets kann das „Hole Boring“-Regime (HB-RPA) als Ergebnis der „elektrostatischen Shock Acceleration“ (nicht durch Stöße zwischen Teilchen) auftreten. Die maximale kinetische Ionenenergie in diesem Beschleunigungsprozess erreicht den Wert

$$E_{kin,i,max} = m_i c^2 \frac{2\mathcal{E}}{1+2\sqrt{\mathcal{E}}} \quad (1.112)$$

mit dem Parameter $\mathcal{E} = \frac{I}{m_i n_i c^3}$, wobei I die Laserintensität, n_i die Ionendichte ist. (A.P.L. Robinson, 2012; H. Daido, 2012). Sobald die Kompression die hintere Wand des Targets erreicht, setzt die Bewegung des Targets ein, und daraufhin realisiert sich das „Light Sail“-Regime. (Y. Gao, 2020).

1.3.3. Coulomb-Explosion

In den zuvor beschriebenen Regimes spielen Elektronen durch ihr eigenes Feld eine bedeutende Rolle in der Ionenbeschleunigung. Es gibt jedoch eine alternative Möglichkeit, Ionen effektiv zu beschleunigen, indem die Elektronen schnell aus dem Bereich der Ionen entfernt werden. Dies führt zur Entstehung des sogenannten „Coulomb-Explosion“ Beschleunigungsregimes. Hierbei stoßen sich die Ionen im nicht neutralen Bereich durch Coulomb-Wechselwirkung voneinander ab. Die Elektronen können effektiv und rasch durch einen ultrakurzen relativistischen Laserpuls aus einer dünnen Folie entfernt werden.

Für die Realisierung des Coulomb-Explosion-Regimes im Experiment wird eine dünne Folie aus diamantähnlichem Kohlenstoff mit einer Dicke von ~ 10 nm verwendet. Um die Beschleunigung effizienter zu gestalten, dient eine dünne Folie mit zwei Schichten als Target. Die hintere Schicht enthält leichtere Ionen oder Protonen. Daher werden die leichteren Ionen unter Verwendung des Faktors $K = \frac{m_s Z_l}{m_l Z_s}$ in einer nicht-relativistischen Darstellung effektiver beschleunigt als die schwereren Ionen. Hierbei stehen m_l , m_s und Z_l , Z_s für die Massen und Ladungen der leichteren bzw. schwereren Ionen (H. Daido, 2012).

Alternativ zur Folie kann im Experiment auch ein Cluster-Target genutzt werden. Der Radius des Clusters wird durch die Gleichung zwischen der \vec{E} -Komponente des Laserfeldes und dem elektrischen Feld des Clusters an der Oberfläche bestimmt:

$$E_A = E_{cluster} = \frac{q_e n_e R}{3\epsilon_0} \quad (1.113)$$

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (1.32) und (1.46) ergibt sich:

$$R = \frac{3}{2\pi} a_0 \frac{n_{cr}}{n_e} \lambda. \quad (1.114)$$

Hierbei ist $R \ll \lambda$ mit der Wellenlänge des Laserstrahls λ .

Die maximale kinetische Energie, die die Ionen durch die Beschleunigung im elektrischen Feld des Clusters von seiner Oberfläche aus erreichen können, beträgt:

$$E_{max} = \frac{Z_i n_e q_e^2}{3\epsilon_0} R^2 = 3Z_i \frac{n_{cr}}{n_e} m_e c^2 a_0^2 \quad (1.115)$$

Wenn leichte Ionen auf der Oberfläche des Clusters platziert werden, können sie nach der Beschleunigung quasi-monoenergetische Spektren aufweisen (H. Daido, 2012).

1.3.4. Überblick der Beschleunigungsregimes von Protonen

Die Realisierung eines bestimmten Beschleunigungsregimes für Protonen hängt von verschiedenen Faktoren ab. Oft kann ein kombiniertes Regime entstehen, da die Grundregimes

1. Theoretische Grundlagen

keine klare Abgrenzung aufweisen. Zu den wichtigsten Parametern, die das Beschleunigungsregime bestimmen, gehören: Laserintensität, Pulsdauer und Dichte und Dicke des Targets. Dabei ist das Produkt aus Elektronendichte und Dicke des Targets ausschlaggebend. Als Parameter wird oft eine dimensionslose Größe σ verwendet:

$$\sigma = \frac{n_e l}{n_{cr} \lambda} \quad (1.116)$$

mit der Elektronendichte n_e , der Dicke des Targets l , der kritischen Elektronendichte n_{cr} und der Wellenlänge des Laserstrahls λ . (H. Diado, 2012).

Eine typische Laserpulsdauer für das TNSA-Regime liegt im Bereich von etwa 100 fs bis 1 ps. Für die Realisierung von RPA oder Coulomb-Explosion ist es erforderlich, einen noch kürzeren Laserpuls von etwa 10-100 fs zu verwenden. In Bezug auf die anderen genannten Parameter, insbesondere die Laserintensität und den dimensionslosen Parameter σ , zeigt Abb. 1.9 eine schematische Darstellung der Bereiche, in denen verschiedene Beschleunigungsregimes auftreten können. Auf der Grafik ist eine dicke Linie dargestellt, die die Bereiche trennt, in denen das Plasma für den Laserstrahl undurchsichtig oder durchsichtig ist. Alle genannten Regimes (TNSA, RPA und Coulomb-Explosion) existieren im Bereich, in dem das Plasma undurchsichtig für den Laserstrahl ist. Wenn das Plasma durchsichtig für

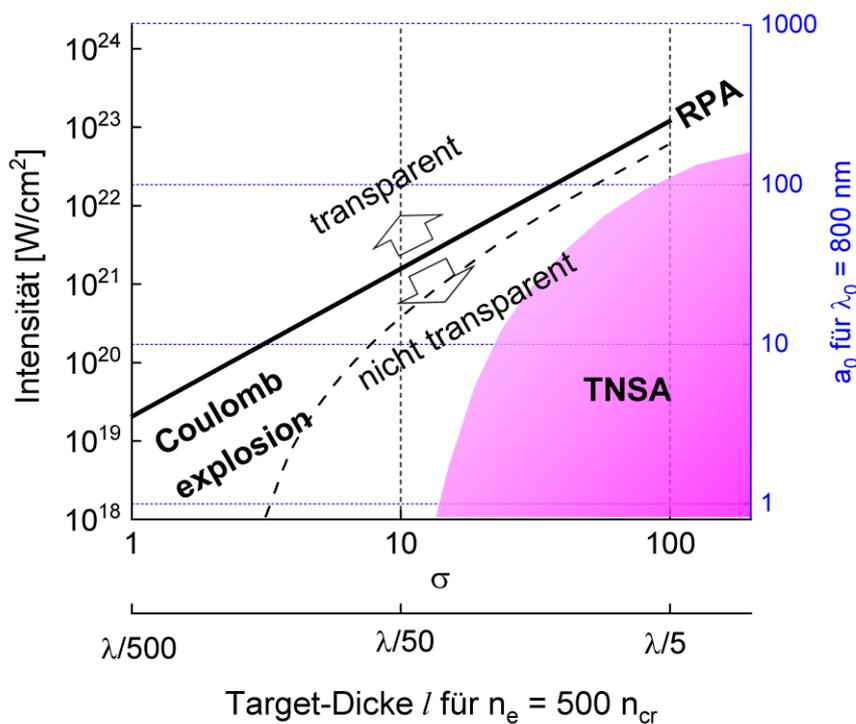


Abb. 1.9. Realisierung der Beschleunigungsregimes in Abhängigkeit von der Laserintensität und dem dimensionslosen Parameter σ (H. Daido, 2012).

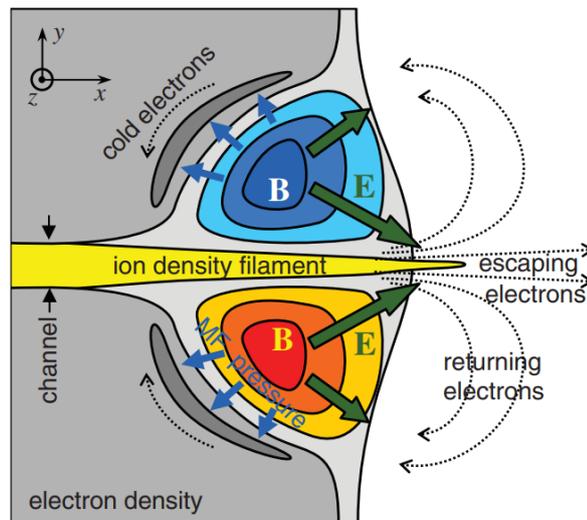


Abb. 1.10. Beschleunigung der Ionen aus dem Bereich nahe der Kanalachse durch erzeugtes elektrostatisches Feld (S. V. Bulanov, 2007).

den Laserstrahl ist, wird die Laserenergie nicht effektiv auf die Teilchen (Elektronen und Ionen) übertragen. Wie bereits erwähnt, erfordert die Coulomb-Explosion die Verwendung eines dünnen Targets von ~ 10 nm. RPA tritt bei höheren Laserintensitäten von $\gtrsim 10^{23}$ W/cm² auf, ist eher instabil und wird auch bei dünnen Targets von $\gtrsim 150$ nm realisiert, wie in Abb. 1.9 dargestellt.

In den vorherigen Abschnitten wurden nicht alle bekannten Beschleunigungsregimes für Protonen genannt. Zusätzlich zu den erwähnten Regimes gehören noch die folgenden:

- *Break-Out Afterburner* (BOA). Dieses Regime kann in einem dünnen festen Target von nm bis sub- μ m Dicke durch die Wechselwirkung mit einem linear polarisierten Laserpuls von $\sim 10^{20}$ W/cm² Intensität entstehen. Durch eine Plasma-Instabilität wird das Target deformiert und für den Laserstrahl transparent. Im Vergleich zur TNSA erreichen die Ionen in diesem Regime eine höhere maximale Energie. (L. Yin, 2007; 2011)
- *Magnetic Vortex Acceleration* (MVA). Dieses Regime entsteht im NCD-Plasma durch die Wechselwirkung mit einem Laserpuls mit einem Hochkontrast. Der Laserpuls formt im Plasma einen Ionenkanal, in dem der relativistische Laserstrahl selbstfokussiert wird. Während ultrarelativistische Elektronen das Target verlassen, entsteht ein Rückstrom aus den verbleibenden Elektronen. Der Elektronenstromwirbel erzeugt ein quasi-statisches Magnetfeld, das durch Ladungsverteilung ein elektrostatisches Feld erzeugt. Dieses Feld beschleunigt die Ionen entlang des Kanals und gerichtet den Ionenstrahl (siehe Abb. 1.10). Weitere Details dazu

finden sich in den Veröffentlichungen von S.V. Bulanov, 2007; H. Diado, 2012; J. Park, 2019.

- *Shockwave Acceleration* (SWA). Hierbei wird ein dichter Gas-Jet als Target verwendet. Der Laserstrahl, der durch das Gas propagiert, wird im erzeugten NCD-Plasma stark absorbiert. Dies führt zur Bildung einer Schockwelle, in der quasi-monoenergetische Ionen erzeugt werden. Weitere Details dazu sind in den Arbeiten von D. Haberberger, 2011; F. Fiuza, 2012; A. Stockem, 2013 zu finden.

1.4. Röntgenstrahlung

1.4.1. Charakteristische Röntgenstrahlung

Die charakteristische Röntgenstrahlung, auch Linienstrahlung oder Röntgenfluoreszenz genannt, tritt auf, wenn angeregte Atome Photonen emittieren, während Elektronen von höheren zu niedrigeren energetischen Niveaus in den Atomen übergehen. Diese Strahlung wird als charakteristisch bezeichnet, da die energetischen Niveaus abhängig sowohl von der Kernladungszahl Z als auch von der Elektronenkonfiguration der Atomhülle sind. Abb. 1.11 zeigt schematisch das Schalenmodell eines Atoms und illustriert mögliche Elektronenübergänge

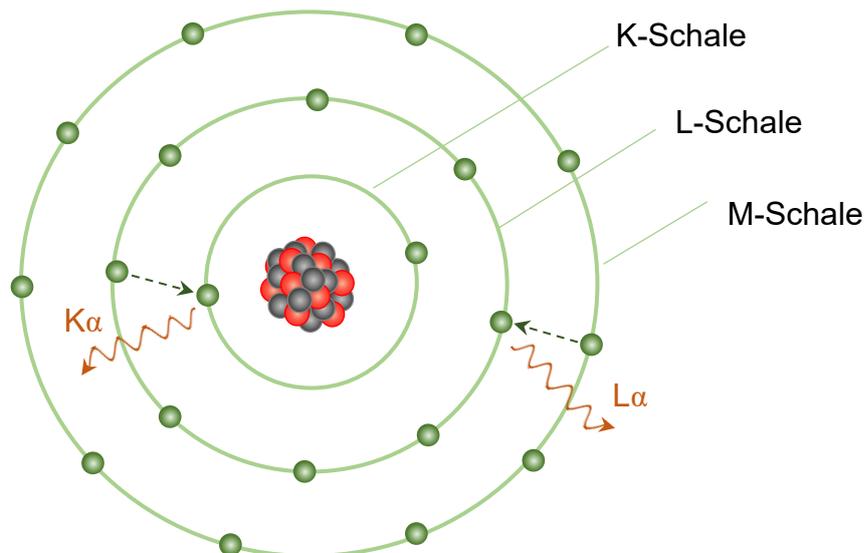


Abb. 1.11. Schematische Darstellung des Schalenmodells eines Atoms.

mit den entsprechenden K_α - und L_α -Strahlungen. Die Bezeichnung dieser Strahlung folgt einer Konvention: Der erste Buchstabe (K, L, M usw.) gibt die Schale an, auf der ein Elektronenloch aufgefüllt wurde. Der zweite griechische Buchstabe (α , β , γ usw.) steht für die Differenz der Schalennummer, zwischen denen der Elektronenübergang stattgefunden hat, und entspricht der Zahl (1, 2, 3 usw.).

Die Energie eines Röntgenquants während der Röntgenfluoreszenz lässt sich durch das Moseleysche Gesetz berechnen:

$$E_\gamma = h\nu = R_y \cdot (Z - s)^2 \cdot \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right), \quad (1.117)$$

wobei $R_y \approx 13,6$ eV die Rydberg-Energie, Z die Kernladungszahl des Atoms, s eine Konstante, die die Abschirmung der Kernladung durch Elektronen charakterisiert, n_1 , n_2 die Hauptquantenzahl vor bzw. nach dem Übergang eines Elektrons ist. Hier kann die Abschirmungskonstante s empirisch bestimmt sein, sie hängt von der räumlichen Elektronenverteilung in der Atomhülle ab. Wie H.G.J. Moseley im Jahr 1914 gezeigt hat, kann man für mehrere chemische Elemente im Fall der K_α -Strahlung die Abschirmkonstante s auf 1 setzen, wenn in einem Atom nur ein Elektron auf der K-Schale fehlt, d.h. der Kern wird durch das restliche Elektron auf der K-Schale abgeschirmt.

Tatsächlich ist das Moseleysche Modell in erster Linie für „kalte“ Materie anwendbar und wird komplexer, wenn man mit heißem Plasma arbeitet. In einem Plasma können die Atome stark ionisiert sein, was zu einer Veränderung der Ladungszustandsverteilung führt. Die Plasmatemperatur spielt eine entscheidende Rolle dabei, wie sich die Spektrallinien verhalten. Sie können verbreitert oder sogar aufgespaltet werden.

Um die Strahlung aus einem Plasma zu beschreiben, werden Simulationen der möglichen Elektronenübergänge in den Atomen durchgeführt. Hierbei kann ein Programm wie FLYCHK (<https://nlte.nist.gov/FLY/>) verwendet werden. Mit diesem Programm lassen sich sowohl die Ladungszustandsverteilung als auch das Photonenspektrum der emittierten Strahlung in Abhängigkeit von Elektronentemperatur und Elektronendichte berechnen. Bei der Berechnung werden die chemischen Elemente berücksichtigt, aus denen die Materie besteht. Es gibt zwei Möglichkeiten: das Local Thermal Equilibrium (LTE) und das Stoß-Strahlungsmodell (non-LTE). Je nachdem, welche der beiden Optionen gewählt wird, erfolgt die Berechnung des emittierten Spektrums entsprechend. Wenn die non-LTE-Option gewählt wird, entscheidet FLYCHK automatisch, ob LTE, das Collision Radiative Equilibrium (CRE) oder das koronale Gleichgewicht besser zur Berechnung passt (A. Schönlein, 2015).

1.4.2. Bremsstrahlung

Gemäß der elektromagnetischen Theorie verliert ein freies geladenes Teilchen, das beschleunigt wird, Energie in Form elektromagnetischer Strahlung. In Materie tritt diese Beschleunigung auf, wenn ein freies Teilchen in den Coulomb-Feldern anderer geladener Teilchen gebremst oder abgelenkt wird. Dieses Phänomen wird als Bremsstrahlung bezeichnet (siehe Abb. 1.12).

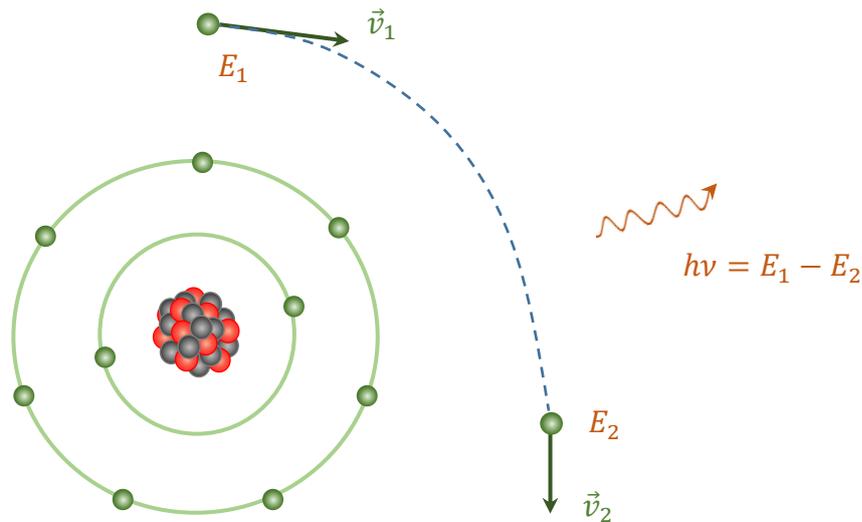


Abb. 1.12. Bremsstrahlung während Ablenkung eines Elektrons im elektrischen Feld eines Ions.

Im Gegensatz zur charakteristischen Strahlung ist das Spektrum der Bremsstrahlung kontinuierlich, nicht diskret. Die Winkelabhängigkeit der Strahlungsleistung pro Raumwinkel für ein freies Elektron kann durch folgende Formel beschrieben werden:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{q_e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c} \frac{\left| \vec{n} \times \left((\vec{n} - \vec{\beta}) \times \frac{d\vec{\beta}}{dt} \right) \right|^2}{(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^5} \quad (1.118)$$

mit $\vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c}$ und dem Einheitsvektor in Richtung der Beobachtung \vec{n} .

Wenn $\frac{d\vec{\beta}}{dt} \parallel \vec{\beta}$ ist, kann die Strahlungsleistung pro Raumwinkel in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel θ wie folgt ausgedrückt werden:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{q_e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c} \left(\frac{d\beta}{dt} \right)^2 \cdot \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5}, \quad (1.119)$$

wobei θ der Winkel zwischen der Elektronengeschwindigkeit $\vec{v} = c\vec{\beta}$ und der Beobachtungsrichtung ist. In Abb. 1.13 sind die Winkelverteilungen der Strahlung für ein gebremstes Elektron mit $\beta = 0,85$ und $\beta = 0,9$ als Beispiele dargestellt.

In der Realität führen Mehrfachwechselwirkungen und Elektronendiffusion in der Materie dazu, dass die von mehreren Elektronen erzeugte Bremsstrahlung ihr Intensitätsmaximum in Richtung der Elektronenpropagation hat (M. Günther, 2011).

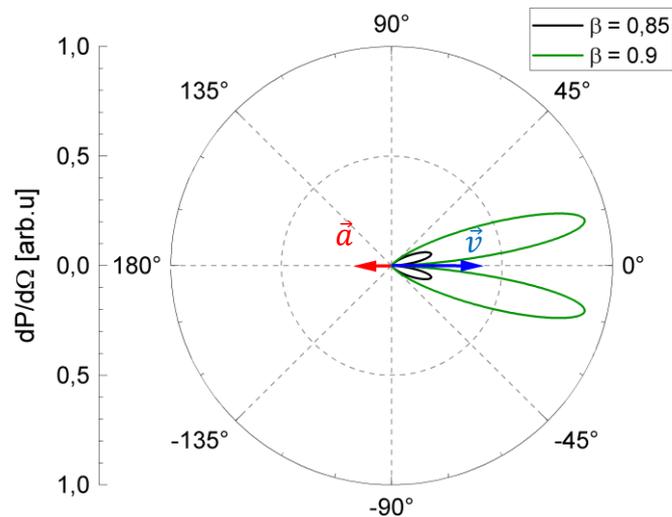


Abb. 1.13. Bremsstrahlungsdiagramme eines Elektrons im Fall, wenn die Beschleunigung parallel zur Elektronengeschwindigkeit ist ($\vec{a} \parallel \vec{v}$).

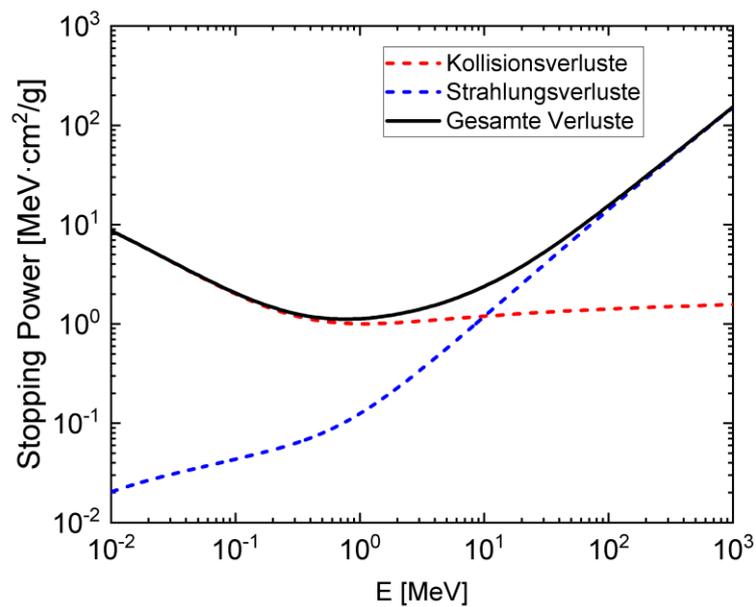


Abb. 1.14. Stopping Power für Elektronen in Gold: Kollisions- und Strahlungsverluste.

1. Theoretische Grundlagen

Generell verliert ein geladenes Teilchen in Materie seine Energie sowohl durch Kollisionen als auch durch Strahlung. Abb. 1.14 zeigt die Energieverluste der Elektronen in Abhängigkeit von ihrer Energie in Bezug auf die Dichte und Dicke der Materieschicht, auch bekannt als „Stopping Power“. Diese Grafik basiert auf Daten aus dem Programm ESTAR (M. J. Berger, 2017) und stellt den Fall einer „kalten“ Materie dar, wobei Gold als Beispiel verwendet wird. Die Grafik verdeutlicht, dass die Verluste durch Bremsstrahlung bei höheren Elektronenenergien überwiegen, beispielsweise für Gold bei Energie über 20 MeV.

Die Energieverluste eines Elektrons durch Kollisionen in kalter Materie sind proportional zur Kernladungszahl Z des Mediums. Zusätzlich dazu sind die Energieverluste durch Bremsstrahlung proportional zu Z^2 . Das bedeutet, dass hochenergetische Elektronen in Materie mit schwereren Atomen eine stärkere Bremsstrahlung erzeugen können.

Bislang haben wir uns mit nicht ionisierter, kalter Materie beschäftigt. Im Fall eines Plasmas muss der Ionisationsgrad des Mediums berücksichtigt werden. In einem Plasma hängt die Bremsstrahlung von der Kernabschirmung ab. Zudem entsteht im Plasma, wenn ein freies Elektron in einen gebundenen Zustand übergeht, eine kombinierte Strahlung neben der Bremsstrahlung und charakteristischer Strahlung. Dieser Prozess wird als Photorekombination bezeichnet: $X^{Z+1} + e^- \rightarrow X^Z + h\nu$.

1.4.3. Inverse Compton-Streuung

Die inverse Compton-Streuung (auf Englisch: Inverse Compton Scattering, ICS) entsteht durch die Wechselwirkung eines Photons mit einem ultrarelativistischen Elektron. Aus der Energie- und Impulserhaltung folgt die Formel für die Energie des gestreuten Photons:

$$E_\gamma = E_{\gamma 0} \frac{1 - \beta \cdot \cos \theta}{1 - \beta \cdot \cos(\theta - \varphi) + \frac{E_{\gamma 0}}{\gamma m_e c^2} (1 - \cos \varphi)} \quad (1.120)$$

Hierbei ist $E_{\gamma 0}$ die ursprüngliche Photonenenergie, E_γ die Energie des gestreuten Photons im Labor-Bezugssystem, $\beta = v/c$ der Beta-Faktor für das Elektron, φ der Winkel zwischen den Strahlungsrichtungen des ursprünglichen und des gestreuten Photons, θ der Winkel zwischen der Strahlungsrichtung des ursprünglichen Photons und dem Vektor der Elektronengeschwindigkeit.

Im Fall des Laserstrahls mit $\lambda = 1,054 \mu\text{m}$ beträgt die Energie eines Photons $E_{\gamma 0} = h \frac{c}{\lambda} \simeq 1,24 \text{ eV}$, d.h. $\frac{E_{\gamma 0}}{\gamma m_e c^2} \ll 1$. Daher lässt sich die Formel (1.120) vereinfachen:

$$E_\gamma \simeq E_{\gamma 0} \frac{1 - \beta \cdot \cos \theta}{1 - \beta \cdot \cos(\theta - \varphi)}. \quad (1.121)$$

Die maximale Energie des gestreuten Photons wird bei der Bedingung $\theta = \varphi = 180^\circ$ erreicht und beträgt

$$E_{\gamma_{max}} \simeq E_{\gamma_0} \frac{1+\beta}{1-\beta} = \gamma^2(1 + \beta^2)E_{\gamma_0} \simeq 2\gamma^2 E_{\gamma_0}. \quad (1.122)$$

Dies tritt auf, zum Beispiel, wenn die in die Laserstrahlrichtung beschleunigten Elektronen mit dem von dem „Plasma Mirror“ reflektierten Laserstrahl wechselwirken (Abb. 1.15) oder die Elektronen wurden entgegen Laserstrahlrichtung beschleunigt und wechselwirken mit dem ursprünglichen Laserpuls.

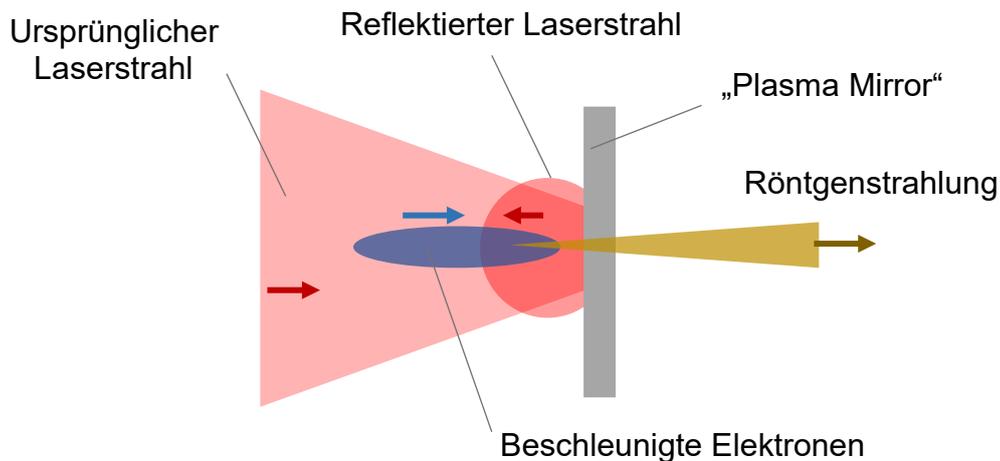


Abb. 1.15. Schematische Darstellung der ICS in einem lasererzeugten Elektronenstrahl (Idee der Abbildung von N. Lemos, 2019).

Um die Winkelverteilung der gestreuten Photonen zu bestimmen, kann man die Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in der Thomson-Näherung verwenden, da die Energie der gestreuten Photonen wesentlich geringer ist als die Ruheenergie des Elektrons, d.h. $E_\gamma \ll m_e c^2$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq r_e^2 \cdot (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) \quad (1.123)$$

mit dem klassischen Elektronenradius $r_e = \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \simeq 2,82 \text{ fm}$, dem Streuwinkel θ und dem Winkel zwischen dem Polarisationsvektor und der Streuebene ϕ .

Der totale Wirkungsquerschnitt in der Thomson-Näherung ergibt sich aus der Integration über den Raumwinkel. Unabhängig von der Polarisation nimmt er denselben Wert an:

$$\sigma_T = \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = r_e^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin \theta \cdot (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) = \frac{8\pi}{3} r_e^2. \quad (1.124)$$

Daher kann die gesamte Anzahl der gestreuten Photonen abgeschätzt werden:

$$N_\gamma = \frac{\sigma_T}{\pi w_L^2} \cdot N_e N_{\gamma_0,ref}. \quad (1.125)$$

1. Theoretische Grundlagen

Hierbei steht w_L für den Radius des Laserfokusses, N_e für die Anzahl der beschleunigten Elektronen und $N_{\gamma 0_{ref}}$ für die Anzahl der von dem „Plasma Mirror“ reflektierten Photonen (siehe Abb. 1.15).

1.4.4. Betatronstrahlung

Während des DLA-Regimes kann ein Elektron im Ionenkanal oszillieren und dabei Betatronstrahlung erzeugen (siehe Abb. 1.16). Anders als bei der Bremsstrahlung verliert das Elektron durch die Betatronstrahlung Energie, wird jedoch nicht abgebremst. Dies liegt daran, dass es in Resonanz mit dem Laserstrahl oszilliert, wodurch die Energieverluste durch die Energiegewinne aus dem Laserstrahl reichlich kompensiert werden.

Generell können verschiedene Regimes der Betatronstrahlung auftreten, die durch einen dimensionslosen Parameter K charakterisiert werden:

$$K = \gamma r_\beta \frac{\omega_\beta}{c} = \gamma \theta. \quad (1.126)$$

Hierbei steht γ für den Lorentz-Faktor der oszillierenden Elektronen, r_β für die Amplitude der transversalen Oszillationen der Elektronen, ω_β für die Betatron-Frequenz und θ für den Divergenzwinkel der Strahlung. Wenn $K \ll 1$, handelt es sich um das Undulator-Regime, bei dem das Röntgenspektrum in der Strahlungsachse nahezu monochromatisch ist und eine fundamentale Frequenz von $\frac{2\gamma^2 \omega_\beta}{1+K^2/2}$ aufweist. Im Fall von $K \gg 1$ wird von einem Wiggler-Regime gesprochen. Hier ist das Spektrum quasi-kontinuierlich und enthält eine Reihe von

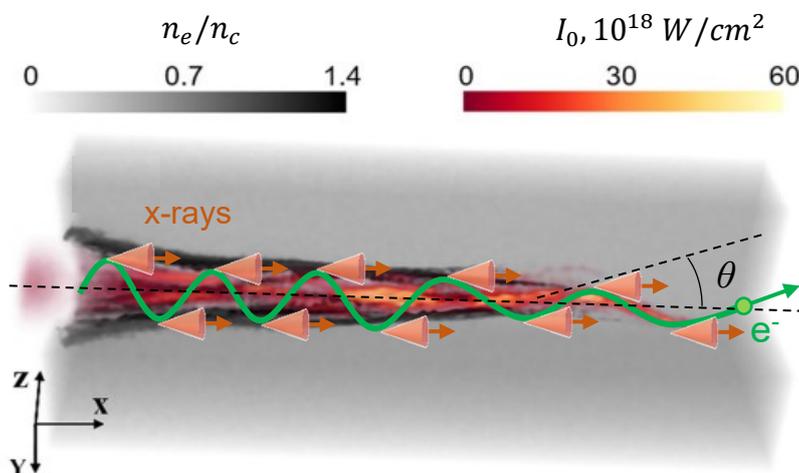


Abb. 1.16. Betatronstrahlung in einem Ionenkanal beim DLA-Regime (X.F. Shen, 2021).

Harmonischen mit der kritischen Frequenz $\omega_c = \frac{3}{2}K\gamma^2\omega_\beta$ (S. Fourmaux, 2011; X.F. Shen, 2021).

Die Intensität der Strahlung pro Frequenz ω und Raumwinkel Ω für ein oszillierendes Elektron kann durch folgenden Ausdruck beschrieben werden:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{q_e^2\omega^2}{16\pi^2\epsilon_0c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{\beta}) \cdot \exp\left(i\omega\left(t - \frac{\vec{n}\vec{r}}{c}\right)\right) dt \right|^2 \quad (1.127)$$

mit dem Einheitsvektor in Beobachtungsrichtung \vec{n} und $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ (F. Albert, 2014; D. Diver, 2001).

Für typische DLA und LWFA tritt das Wiggler-Regime ($K \gg 1$) auf. In diesem Fall kann das Spektrum, das unter einem Winkel θ zur Schwingungsebene eines Elektrons beobachtet wird, durch folgende asymptotische Näherung approximiert werden:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{3q_e^2}{16\pi^2\epsilon_0c} \left(\frac{\omega}{\omega_c}\gamma^3\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2\right)^2 \cdot \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{1/\gamma^2 + \theta^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] \quad (1.128)$$

mit $\xi = \frac{\omega}{\omega_c} \cdot (1 + \gamma^2\theta^2)^{3/2}$ und den modifizierten Bessel-Funktionen $K_{2/3}$ und $K_{1/3}$ (F. Albert, 2014; E. Esarey, 2002; B. Paroli, 2017).

Nach der Integration über Raumwinkel ergibt sich das Betatron-Spektrum:

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{\sqrt{3}q_e^2}{4\pi\epsilon_0c} \gamma \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx \quad (1.129)$$

wobei $K_{5/3}$ eine modifizierte Bessel-Funktion der zweiten Art ist. (F. Albert, 2014; B. Paroli, 2017; D. Diver, 2001; X.F. Shen, 2021).

2. Diagnostische Methoden

2.1. Detektoren: Imaging Plate (IP), Radiochromic Film (RCF)

2.1.1. IP als Detektor

2.1.1.1. Charakteristik der IPs

Eine Imaging Plate (IP) ist eine empfindliche Platte mit Schichtstruktur, die auf einfallende Teilchen reagiert. Es existieren verschiedene Typen von IPs. Detaillierte Informationen zu chemischem Inhalt und anderen Parametern der Schichte sind für die IP-Typen: BAS-TR, BAS-SR und BAS-MS im Anhang 1 dargelegt.

Imaging Plates werden als 2D-Detektoren für Photonen, Elektronen, Protonen und verschiedene Ionen eingesetzt. Sie ermöglichen die Rekonstruktion der Teilchenanzahl abhängig von ihrer Energie mithilfe gemessener Kalibrierungskurven. Weitere Details aus den Veröffentlichungen sind im Anhang 2 zu finden.

In der IP wird ein Teil der kinetischen Energie der einfallenden Teilchen deponiert, was zu angeregten metastabilen Zuständen der Atome in der empfindlichen (Phosphor-) Schicht der IP führt. Das auf der IP gespeicherte Signal zerfällt durch stochastische Prozesse sehr langsam (über mehrere Stunden), sofern keine äußere Belichtung der IP nach der Teilchenbestrahlung erfolgt. Diese Eigenschaft ermöglicht es, das ursprüngliche Signal einige Zeit nach der Teilchenbestrahlung zurückzugewinnen. Eine Zusammenfassung des zeitlichen Signalabfalls, der auf Eins normiert ist, befindet sich im Anhang 3.

Da die angeregten Atome in der empfindlichen Schicht der IP durch reversible Elektronenübergänge in den Grundzustand zurückkehren, sind IPs nach dem Löschen des Signals wiederverwendbar. Diese Eigenschaft der Imaging Plates ist ein großer Vorteil für ihre Anwendung.

2.1.1.2. IP-Scanner-Kalibrierung

Für das Auslesen des auf der IP gespeicherten Signals wird ein spezieller Scanner verwendet, in dem ein He-Ne-Abtaststrahl von etwa 20 μm Größe ($\lambda = 633 \text{ nm}$) die Lumineszenz-Photonen ($\lambda = 390 \text{ nm}$) aus der empfindlichen (Phosphor-) Schicht der IP anregt. Diese

photostimulierte Lumineszenz (PSL) wird durch ein optisches System gesammelt, anschließend in einem Photomultiplier verstärkt und als elektrisches Signal gespeichert (B. Hidding, 2008).

Die IP kann mehrfach gescannt werden. Während des Scanvorgangs wird das auf der IP gespeicherte Signal teilweise gelöscht. Mehrfaches Scannen ist insbesondere relevant, wenn es in einem bestimmten Bereich der IP zu Übersättigung kommt. Dies bedeutet nicht zwangsläufig, dass die IP selbst übersättigt ist, sondern vielmehr, dass die Photodioden im Scanner, die das Signal auslesen, eine Sättigung erreichen. Im Rahmen dieser Forschung wurde eine Untersuchung des mehrfachen Scannens durchgeführt, und die Ergebnisse sind im Anhang 4 dargelegt.

Da IP-Reader von verschiedenen Herstellern stammen, variieren die Einstellungen und Kalibrierungsparameter. Ein Vergleich zwischen dem Fuji-Scanner „FLA-7000“ und dem Scanner „Amersham Typhoon“ zeigt beispielsweise unterschiedliche räumliche Auflösungen unter gleichen Bedingungen. Eine Diskussion zur räumlichen Auflösung dieser beiden verglichenen Scanner ist im Anhang 5 zu finden.

Des Weiteren ist bei Scannern verschiedener Hersteller auch eine Abweichung in der Kalibrierung zu berücksichtigen. Daher ist eine Normierung der PSL-Einheiten für eine umfassende Kalibrierung notwendig. Da veröffentlichte Kalibrierungen für den FLA-7000 bei verschiedenen IP-Typen vorliegen (siehe im Anhang 2), wurden vergleichende Messungen mit den Scannern FLA-7000 und Amersham Typhoon durchgeführt. In Abb. 2.1-2.2 sind die Ergebnisse mit umgerechneten Werten zum Zeitpunkt $t = 0$ dargestellt. Dabei wurden die Signale auf der IP von Elektronen und Photonen erfasst, die durch die Wechselwirkung des Laserstrahls mit einer Intensität von $\sim 10^{21}$ W/cm² (im Experiment I020 am PHELIX) mit einer Polystyrol-Folie von einigen 100 nm Dicke erzeugt wurden. Diese Signale wurden in einem Abstand von etwa 1,2 m von dem Target nach dem Filter-System aus 2 mm Pb, 2 mm Pb + 1 mm Al, 2 mm Pb + 2 mm Al und 2 mm Pb + 3 mm Al gesammelt, wie in Abb. 2.1 dargestellt. Eine alternative Messung wurde mit einem 0,99 T-Magnetspektrometer für Elektronen durchgeführt. Dabei wurden zwei MS-IPs hintereinander platziert. Um reine Elektronensignale zu vergleichen, wurden die gemessenen Elektronen im Energiebereich von 5 bis 60 MeV betrachtet (Abb. 2.2), da für diese Elektronen die Energieabschwächung in der ersten IP vernachlässigbar ist. Die Berechnungen basieren auf Daten von ESTAR des NIST (physics.nist.gov/), die anzeigen, dass Elektronen mit einer Energie von weniger als 0,35 MeV in der ersten MS-IP gestoppt werden.

2. Diagnostische Methoden

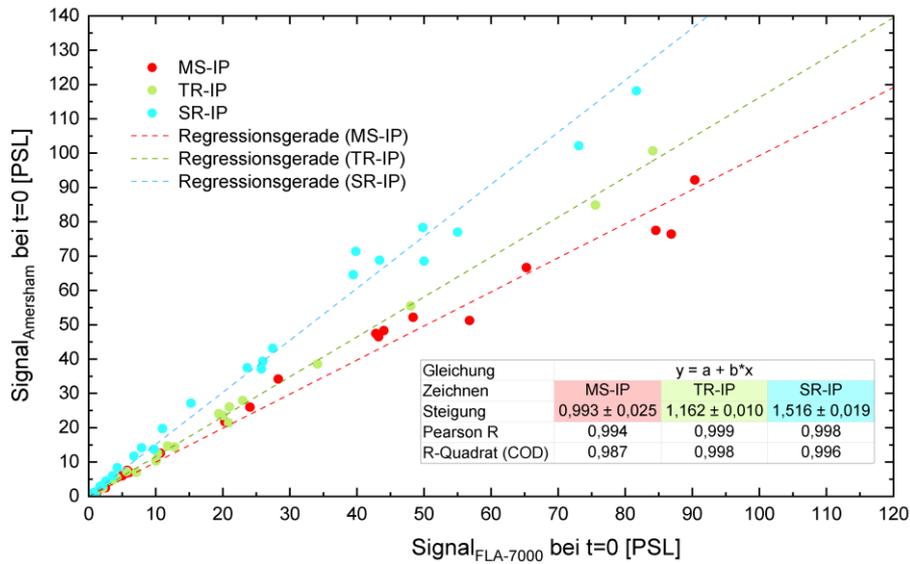


Abb. 2.1. Messungen der gleichen Signale auf den Scannern „FLA-7000“ und „Amersham Tyhnoon“. Diese Messungen wurden nach einem Filter-System aus Blei (Pb) und Aluminium (Al) unter Verwendung von gemischten Elektronen- und Photonenstrahlen durchgeführt.

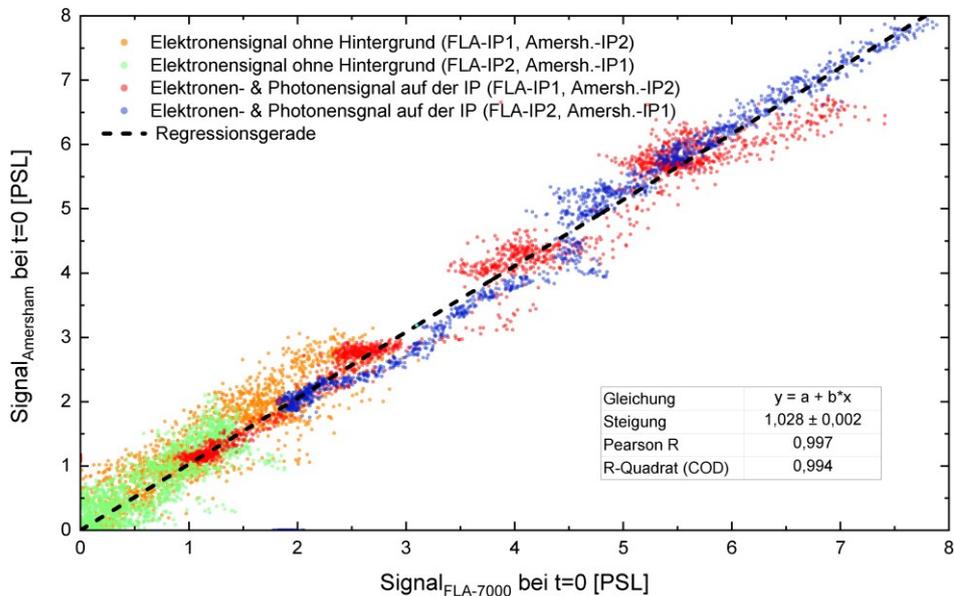


Abb. 2.2. Messungen der gleichen Signale auf den Scannern „FLA-7000“ und „Amersham Tyhnoon“ bei MS-IP. Die Signale wurden in einem 0.99T-Magnetspektrometer in einem Bereich für Elektronen auf hintereinander platzierten IPs (IP1 – erste IP, IP2 – zweite IP) aufgezeichnet. Wie aus den Grafiken ersichtlich ist, spielt die Reihenfolge der IPs keine große Rolle für hochenergetische Elektronen (> 5 MeV): die Signale auf diesen IPs liegen nahezu entlang der gezeichneten Regressionsgerade.

2.1.2. RCF als Detektor

Radiochromic Film (RCF) wird als zweidimensionaler Detektor verwendet, um die Bestrahlung zu erfassen, die zur Ionisation der aktiven Schicht des RCF führt. RCFs werden oft zur Messung von Protonen und schweren Ionen eingesetzt, können jedoch auch Elektronen, Röntgen und ultraviolettes Licht registrieren. Ionisierende Strahlung bewirkt eine Polymerisation der aktiven RCF-Schicht, was zu einer signifikanten Erhöhung der optischen Dichte führt. Die Farbveränderung im RCF ist direkt abhängig von der deponierten Energie: Je mehr Energie absorbiert wird, desto dunkler wird die aktive Schicht des RCFs (und desto mehr Licht wird während des Scanvorgangs aufgenommen).

Die Farbveränderung in einem RCF beginnt einige ms nach der Bestrahlung, stabilisiert sich jedoch erst nach einigen Stunden. Aus diesem Grund wird empfohlen, das Scannen frühestens nach zwei Tagen durchzuführen. Im Gegensatz zur IP ist der RCF nur einmal verwendbar, kann aber das Signal über lange Zeit aufrechterhalten. Die räumliche Auflösung des Signals auf dem RCF hängt vom Scanner-Modell, den Scaneinstellungen und dem RCF-Typ ab und kann bis zu 25 μm betragen.

Für die Auswertung des RCF-Signals werden verschiedene Farbkanäle verwendet. Dies bedeutet, dass während des Scans für jedes aufgezeichnete Pixel drei Farbwerte für die entsprechenden roten, grünen und blauen Farbkanäle gespeichert werden. Für jeden Farbkanal wird eine eigene Dosiskalibrierung verwendet.

Je nach Dosisbereich kommen verschiedene RCF-Typen für die Dosismessungen zum Einsatz. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Typen EBT3, EBT-XD und HD-V2 des Herstellers GAFChromic für die Messungen ausgewählt, welche Dosissignale im Bereich von 0,1 – 20 Gy, 2,5 – 50 Gy bzw. 10 – 1000 Gy abbilden können. Detaillierte Informationen zur Schichtstruktur der verwendeten RCFs sowie deren chemischem Inhalt, Dicke und Dichte finden Sie im Anhang 6.

2.2. Magnetspektrometer (MS)

2.2.1. Physikalisches Prinzip des Magnetspektrometers

In Abb. 2.3 wird ein grundlegendes Schema eines Magnetspektrometers dargestellt. Die Teilchen stammen aus einer Quelle, die sich in einem deutlich größeren Abstand vom Spekt-

2. Diagnostische Methoden

rometer befindet. Dieser Abstand ist wesentlich größer als der Durchmesser des Eingangskanals für die einfallenden Teilchen, weshalb der Teilchenfluss in einer paraxialen Näherung betrachtet werden kann. Direkt nach dem Eingangskanal des Spektrometers wird eine schmale Eingangsspalte ($\sim 100\text{-}300\ \mu\text{m}$ breit) verwendet, um den Teilchenfluss weiter einzuschränken. Dadurch wird die Position der Teilchen beim Eintritt ins Magnetspektrometer genauer bestimmt. Diese Einschränkungen sind erforderlich, um sicherzustellen, dass Teilchen mit einer bestimmten Energie an einem bestimmten Ort auf der aufgezeichneten Imaging Plate erscheinen. Es ist jedoch wichtig, dass die Eingangsspalte nicht schmaler als $100\ \mu\text{m}$ ist, da sonst Randeffekte an den Kanten der Spalte die Messungen beeinträchtigen könnten.

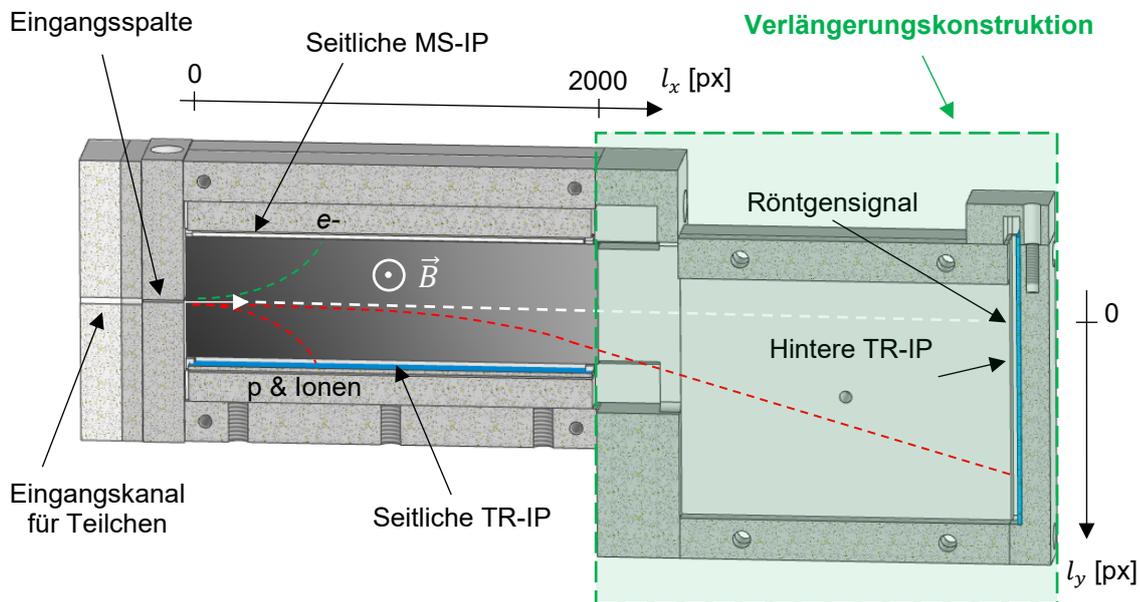


Abb. 2.3. Schema eines Magnetspektrometers (0,99T-MS) mit einer Verlängerungskonstruktion.

Die kinetische Energie des einlaufenden Teilchens durch die Eingangsspalte des Spektrometers und die Verteilung des Magnetfeldes innerhalb des Spektrometers werden genutzt, um die Bahn des Teilchens schrittweise zu berechnen und den Punkt des Auftreffens auf die IP zu bestimmen. Dieses Verfahren wird ausführlich in der Masterarbeit von M. Gyrzymov (2021) vorgestellt. Das Ergebnis dieser Berechnungen ist eine Energiedispersionskurve, die für die bestimmten Teilchen steht und zur Analyse ihre Energieverteilung im Magnetspektrometer verwendet wird.

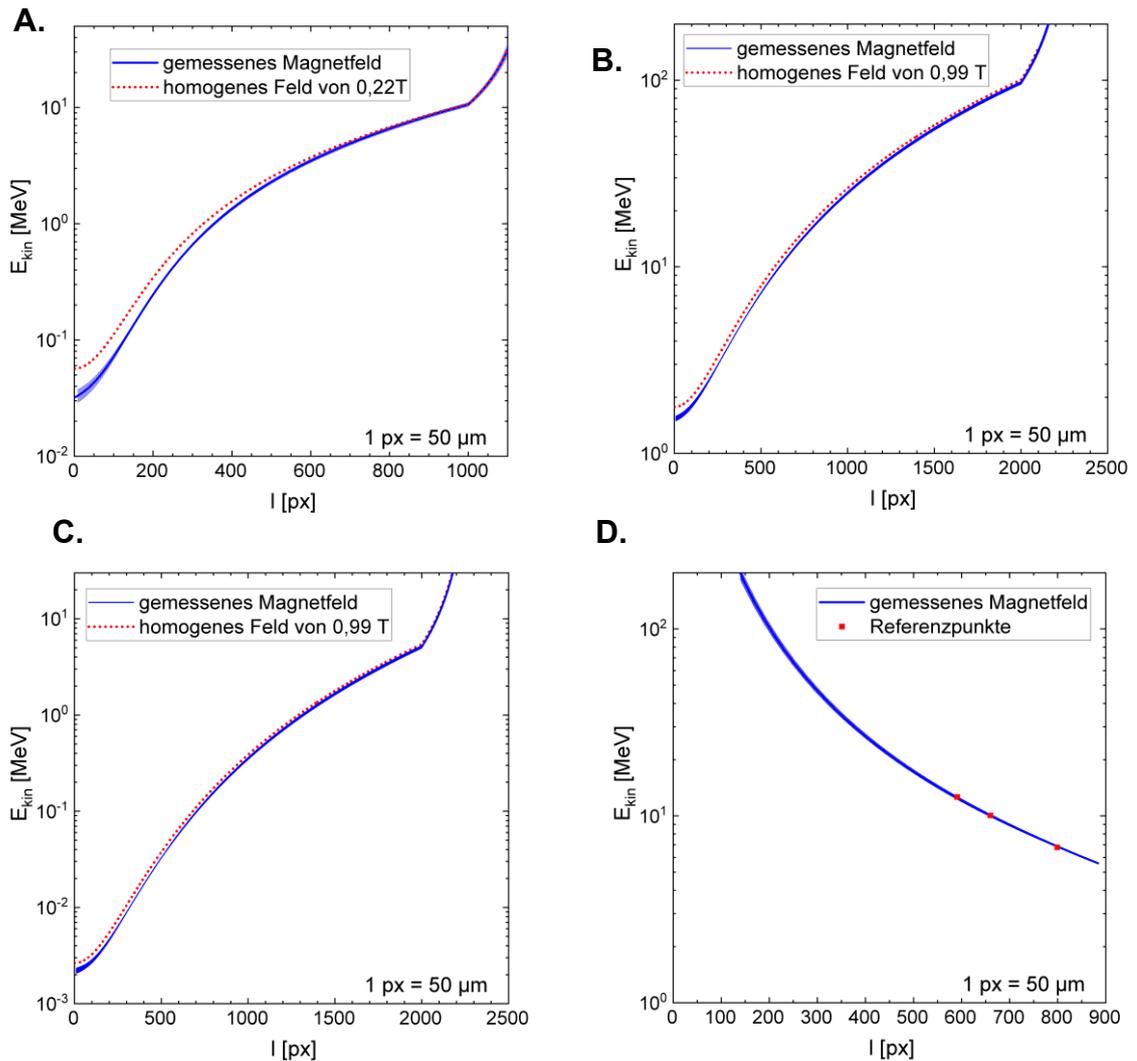


Abb. 2.4. Energiedispersionskurven: **A.** Für Elektronen im 0,22T-MS, **B.** Für Elektronen im 0,99T-MS, **C.** Für Protonen im 0,99T-MS, **D.** Für Protonen im 0,99T-MS in der Verlängerungskonstruktion. Die roten Linien repräsentieren die Dispersionskurven in einem angenäherten homogenen Magnetfeld im Magnetspektrometer, während die blauen Linien für die tatsächlich gemessenen Magnetfelder stehen. In Abb. 2.4A-C zeigt sich ein Bruch in den Kurven. Dieser resultiert aus dem Übergang von einer seitlichen IP zur hinteren IP im Fall, dass keine Verlängerungskonstruktion im Magnetspektrometer vorhanden ist. In Abb. 2.4D ist die Kurve für die hintere IP in der Verlängerungskonstruktion des 0,99T-MS (Abb. 2.3) betrachtet, d.h. $l = l_y$ und die Position $l = 0$ entspricht dem Zentrum des Röntgensignals auf der hinteren IP. Zusätzlich wurden in Abb. 2.4D Referenzpunkte durch ein System aus mehreren hintereinander angeordneten IP eingeführt.

In Abb. 2.4 sind die Energiedispersionskurven für Elektronen und Protonen dargestellt, die für die verwendeten Magnetspektrometer: 0,22T-MS und 0,99T-MS mit durchschnittlichen Magnetfeldern von 0,22 T bzw. 0,99 T im Inneren des Spektrometers erhalten wurden. Die Kurven weisen eine gewisse Ausdehnung aufgrund der Verschmierung des Signals auf

2. Diagnostische Methoden

der IP von monoenergetischen Teilchen auf. Diese Verschmierung ist das Resultat davon, dass die Eingangsspalte eine bestimmte Breite hat.

In Tab. 2.1 sind die Daten bezüglich des Messbereichs und der Energieauflösung der verwendeten Magnetspektrometer zusammengefasst. Die Energieauflösung wird durch Eigenschaften der Spektrometer bestimmt, nämlich durch die Pixelgröße der IP und die Breite des Teilchenstrahls, der durch die Eingangsspalte eintritt. Bei einer Pixelgröße von 50 μm und einer Eingangsspaltenbreite von 300 μm entsteht der dominierende Beitrag zur relativen Energieauflösung $\Delta E/E$ von der Breite der Eingangsspalte, und dieser Beitrag ist etwa um den Faktor 10 höher als der Einfluss der Pixelgröße.

Tab. 2.1. Charakteristiken der 0,22T-MS und 0,99T-MS

#	Charakteristik	0,22T-MS (50 × 15 mm Magnetfeldbereich)		0,99T-MS (100 × 30 mm Magnetfeldbereich)	
		für Elektronen	für Protonen	für Elektronen	für Protonen
1	IP-Typ	MS-IP	TR-IP	MS-IP	TR-IP
Messungen auf der seitlichen IP					
2	Untere Grenze, E_{\min} [MeV]	0,04 <small>*Einschränkung durch IP-Kalibrierung</small>	0,005 <small>*Einschränkung durch IP-Kalibrierung</small>	1,5 <small>*technische Einschränkung des Magnetspektrometers</small>	0,005 <small>*Einschränkung durch IP-Kalibrierung</small>
3	Obere Grenze, E_{\max} [MeV]	9,4-10,8	0,05	93-98	4,8-5,1
4	Relative Energieauflösung, $\Delta E/E$	< 0,04 für die Eingangsspalte 300 μm breit	< 0,07 für die Eingangsspalte 300 μm breit	< 0,02 bei $E > 3$ MeV für die Eingangsspalte 300 μm breit	< 0,035 für die Eingangsspalte 300 μm breit
Messungen auf der hinteren IP					
5	Empfohlte obere Grenze, E_{empf} [MeV] (ohne/mit Verlängerungskonstruktion) bei der Ungenauigkeit < 10%	25/-	0,14/-	440/-	54/350
6	Relative Energieauflösung, $\Delta E/E$ (ohne Verlängerungskonstruktion)	< 0,2 bei $E < 47$ MeV; < 0,5 bei $E < 94$ MeV für die Eingangsspalte 300 μm breit	< 0,2 bei $E < 0,62$ MeV; < 0,5 bei $E < 7$ MeV für die Eingangsspalte 300 μm breit	< 0,04 bei $E < 190$ MeV für die Eingangsspalte 300 μm breit	< 0,2 bei $E < 190$ MeV für die Eingangsspalte 300 μm breit
7	Relative Energieauflösung, $\Delta E/E$ (mit der Verlängerungskonstruktion)	-	-	-	< 0,075 bei $E > 7$ MeV & < 190 MeV für die Eingangsspalte 300 μm breit

Die Dispersionskurven für Protonen wurden mithilfe eines Filtersystems, das aus mehreren hintereinander platzierten Detektoren (IPs) besteht, untersucht. Je nach dem verwendeten Material und der Dicke des Filters ergibt sich ein Bereich auf der Oberfläche des Detektors (IP), in dem das Signal aufgrund des Filters nicht mehr erfasst wird, da die Ionen und Protonen dort gestoppt werden. Die Grenze dieses Bereiches kann genutzt werden, um mithilfe der Stopping Power des Filtermaterials minimale Energie der Protonen zu bestimmen, mit

der sie die Filteroberfläche erreichen. Auf einer Reihe von IPs an der hinteren Wand der Verlängerungskonstruktion des 0,99T-MS (siehe weiter in Abb. 2.18) wurden Referenzpunkte festgelegt. Diese wurden anhand der Position des Signalbeginns auf der Detektoroberfläche und der ausgewerteten ursprünglichen Energie der gestoppten Protonen gewonnen. Diese Referenzpunkte stimmen mit einer Ungenauigkeit von etwa 1% (ein relativer systematischer Fehler) der Dispersionskurve überein (Abb. 2.4D). Daher lässt sich schlussfolgern, dass die Kalibrierung der Dispersionskurve erfolgreich durchgeführt wurde.

2.2.2. Berechnungsverfahren der lokalen Energieverteilung von Elektronen

Mithilfe des 0,99T-Magnetspektrometers kann die Energieverteilung der einfallenden Elektronen ermittelt werden. In diesem Abschnitt werden die Schritte des Berechnungsverfahrens beschrieben, um die absolute Anzahl der Elektronen in Abhängigkeit von ihren Energien zu bestimmen.

Die Berechnungen sind in einer Excel-Datei organisiert, um Berechnungen in den lokalen Messbereichen innerhalb des Spektrometers durchzuführen. Ein Python-Code wurde verwendet, um zunächst die Energie (E_l) zu berechnen, mit der die Elektronen eine bestimmte Position (l) auf der Detektoroberfläche erreichen, und um den Eintrittswinkel (φ_l) zur Detektorebene festzulegen (Tab. 2.2).

Tab. 2.2. Parameter von Elektronen in den lokalen Messbereichen innerhalb des Magnetspektrometers

l [px]	E_l [MeV]	φ_l [°]	$E_l - E_{l-1}$ [MeV]
1			-
2			
3			
...			
2000			

Berechnungsverfahren der Elektronenanzahl

Schritt 1: Auslesen des Signals aus dem IP-Scan

In Abb. 2.5A wird ein Beispiel des IP-Scans gezeigt. Um das reine Elektronensignal zu berechnen, ist es notwendig, den Hintergrund zu berücksichtigen. Dies ist erforderlich, da Röntgenstrahlung durch die Wände des Spektrometers vordringen kann. Wie in Abb. 2.5C dargestellt, muss der Hintergrund vom Signal subtrahiert werden: $F_e = F_s - F_h$. Daraus

2. Diagnostische Methoden

ergibt sich eine Funktion für das reine Elektronensignal in Abhängigkeit von der Position l_x entlang der IP: $F_e = F_e(l_x[\text{px}])$.

Schritt 2: Umrechnung zur Elektronenanzahl

Um das Elektronensignal in Elektronenanzahl umzurechnen, ist die Abhängigkeit der IP-Sensitivität von der Elektronenenergie erforderlich (siehe Anhang 2). Da verschiedene Scanner-Modelle für die Messungen verwendet werden können, muss die Kalibrierung der verwendeten Scanner dazu berücksichtigt werden (Abschnitt 2.1.1.2). Außerdem sind noch einige Korrekturfaktoren (K_{vs} , K_z und K_w) notwendig, die unten präsentiert sind. Schließlich kann die Funktion für die Elektronenanzahl pro Pixel folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$f_e = f_e(l[\text{px}]) = \frac{F_e(l[\text{px}])}{S_{IP,FLA-7000}(E_l)} \cdot K_{SC} \cdot K_{vs} \cdot K_z \cdot K_w \quad (2.1)$$

Hierbei steht $S_{IP,FLA-7000}(E_l)$ für die IP-Sensitivität zu Elektronen beim Scanner „FLA-7000“ (Anhang 2). K_{SC} repräsentiert den Kalibrierungsfaktor eines verwendeten Scanners im

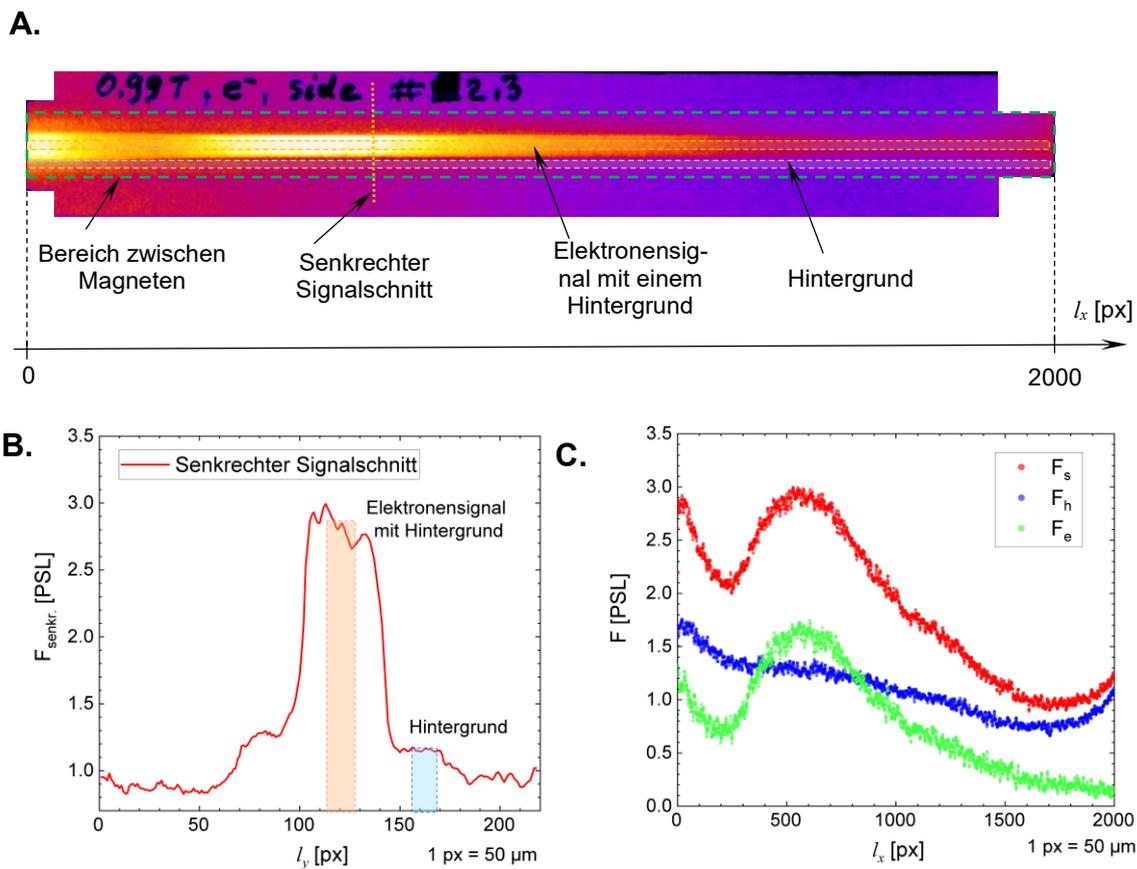


Abb. 2.5. A. IP-Scan des Elektronensignals in einem 0,99T-MS unter einem Winkel von $+10^\circ$ zur Laserstrahlrichtung (sh.#23 P207, Target: $310 \mu\text{m}$ CHO $2 \text{ mg/cm}^3 + 10 \mu\text{m}$ Au). **B.** Senkrechter Signalschnitt. **C.** Signal-Profile im Messbereich: F_s – Elektronensignal mit einem Hintergrund, F_h – Signal des Hintergrundes, $F_e = F_s - F_h$ – Elektronensignal ohne Hintergrund.

Verhältnis zum Scanner „FLA-7000“ (für den Scanner „Amersham Tyhnoon“, siehe Abschnitt 2.1.1.2). K_{vs} ist der Umrechnungsfaktor zur ersten Scanabbildung. Dieser Faktor ist notwendig, wenn beim ersten Scannen das Signal übersättigt ist, und dann wird durch mehrfaches Scannen eine Scanabbildung ohne Übersättigung erreicht. In diesem Fall werden die Messdaten aus dem letzten Scan mit dem genannten Umrechnungsfaktor K_{vs} verwendet (Anhang 4). $K_z = 1/\theta_z(t)$ bezeichnet den zeitlichen Korrekturfaktor (Anhang 3). K_w ist der Winkelkorrekturfaktor, der für hochenergetische Elektronen, die die IP durchdringen, abhängig von ihrer Streckenlänge innerhalb der empfindlichen IP-Schicht $d_{emp}/\sin\varphi_l$ (in der seitlichen IP im 0.99T-MS) bzw. $d_{emp}/\cos\varphi_l$ (in der hinteren IP) als $\sin\varphi_l$ bzw. $\cos\varphi_l$ angenommen wird (K.A. Tanaka, 2005).

Schritt 3: Umrechnung zur Energieverteilungsfunktion

Um die lokale Energieverteilungsfunktion für die Elektronen $f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta} = \frac{d^2N}{dE \cdot d\Omega}|_{\alpha,\beta}$ zu erhalten, kann die folgende Gleichung für die auf der IP gemessene Elektronenanzahl pro Pixel verwendet werden:

$$f_e(l[px]) = f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta} \cdot (E_l - E_{l-1}) \cdot \Omega_{MS} \cdot K_p \cdot K_{br} \quad (2.2)$$

Hierbei beträgt der Raumwinkel Ω_{MS} für einen mittleren Ausschnitt der Eingangsspalte des Spektrometers mit einer Breite von d_s und einer Länge von $l_1 = 50 \mu\text{m}$ ($= 1\text{px}$):

$$\Omega_{MS} = \frac{A_{MS}}{R^2} = \frac{l_1 \cdot d_s}{R^2} \quad (2.3)$$

Dabei wurde die Länge des Ausschnittes der Spalte l_1 so angenommen, da die Signaldaten durchschnittlich pro Pixel aus dem mittleren Bereich des auf der IP registrierten Signals genommen wurden. Außerdem ist das auf der IP registrierte Signal breiter als die ursprüngliche Länge der Spalte, dafür gibt es zwei Gründe:

Erstens tritt der „Pumpe-Effekt“ auf, wenn die einfallenden Elektronen mit den Wänden der metallischen Eingangsspalte bzw. des Kanals im Kollimator vor dem Magnetspektrometer wechselwirken. Dies führt dazu, dass die Elektronen in Richtung der metallischen Wände des Kanals gezogen werden. Daher gibt es in Gleichung (2.2) einen Korrekturfaktor: $K_p = K_p(E)$, der die Teilchenverluste durch „Abpumpen“ quantisiert. Für ultrarelativistische Elektronen ($E_e \gg m_e c^2$) wird dieser Effekt mit zunehmender Elektronenmasse schwächer, und es gilt $K_p \approx 1$. Für nichtrelativistische und relativistische Elektronen kann dieser Faktor nur empirisch abgeschätzt werden, basierend auf im Magnetspektrometer gemessenen Elektronensignalen.

2. Diagnostische Methoden

Zweitens treten die Teilchen in Form eines Kegels durch die Eingangsspalte des Magnetspektrometers ein. Je länger die Strecke (L_t), die die Teilchen im Magnetspektrometer zurücklegen, desto stärker wird das Signal verbreitet. Deswegen gibt es in Gleichung (2.2) einen weiteren Korrekturfaktor für die Signalverbreitung: $K_{br} = \frac{R}{R+L_t}$, wobei R der Abstand zwischen dem Target und der Eingangsspalte des Magnetspektrometers ist. Hierbei ist die geschriebene Formel für K_{br} relevant, wenn die ursprüngliche Teilchenquelle als Punktquelle betrachtet werden kann. Das bedeutet, dass die Größe des Laserwechselwirkungsbereichs mit dem Target (vergleichbar mit dem Laserfokus, $\sim 10 \mu\text{m}$) wesentlich kleiner ist als die Breite der Eingangsspalte im Magnetspektrometer ($d_s \sim 300 \mu\text{m}$).

Beide genannte Korrekturfaktoren, wie in Abb. 2.6 dargestellt, wurden durch gemessene Elektronensignale begründet. Während der Schüsse eines sub-ps-Pulses mit einer Intensität von $\sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$ bei Hochkontrast in einer $10 \mu\text{m}$ dicken Au-Folie als Target wurden die Messungen unter Verwendung des 0,99T-MS und des 0,22T-MS bei Winkeln von $+10^\circ$ bzw. $+15^\circ$ durchgeführt. Unter diesen experimentellen Bedingungen zeigten die Elektronen eine quasi-isotrope Verteilung. Dies ermöglicht ein unmittelbarer Vergleich der Spektren bei den Winkeln $+10^\circ$ und $+15^\circ$. Durch die Berücksichtigung des Korrekturfaktors $K_{ges} = K_p K_{br}$ wurde eine gute Übereinstimmung der gemessenen Spektren im 0,22T-MS und im 0,99T-MS festgestellt, wie in Abb. 2.7 dargestellt.

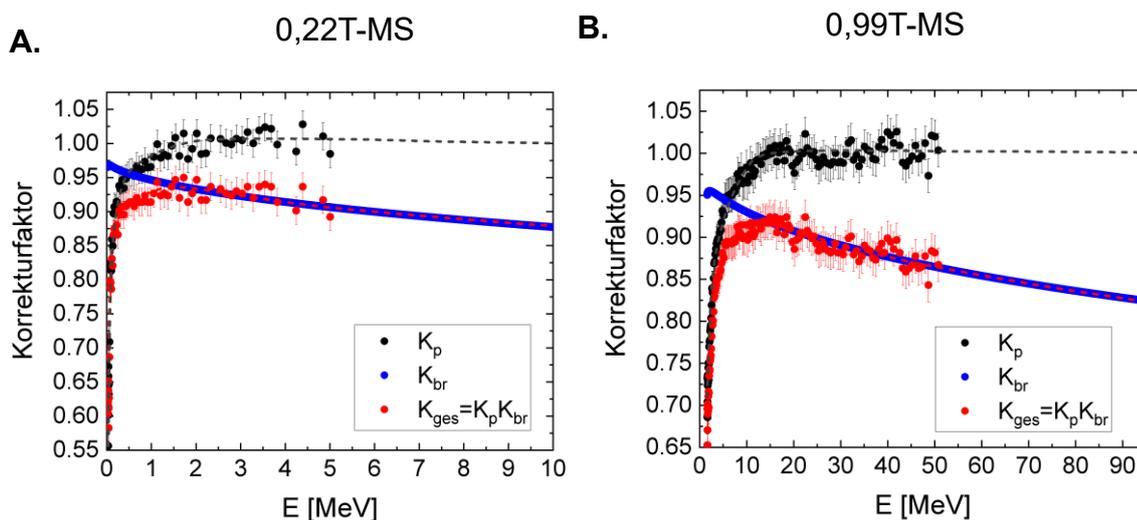


Abb. 2.6. Korrekturfaktor durch Verbreitung des auf der IP in einem Magnetspektrometer registrierten Signals: **A.** in 0,22T-MS, **B.** in 0,99T-MS. Im Experiment betrug der Abstand R zwischen dem Target und der Eingangsspalte des 0,22T-MS bzw. 0,99T-MS von 350 mm bzw. 455 mm.

Schließlich kann die gesuchte Elektronenverteilungsfunktion durch die folgende Formel berechnet werden:

$$f_{E,\Omega}|_{\alpha,\beta} = \frac{d^2N}{dE \cdot d\Omega}|_{\alpha,\beta} = \frac{f_e(l[px])}{E_l - E_{l-1}} \cdot \frac{R \cdot (R + L_t)}{l_1 \cdot d_s} \cdot \frac{1}{K_p(E)} \quad (2.4)$$

mit dem Korrekturfaktor K_p , der für das verwendete Magnetspektrometer empirisch ermitteln werden muss.

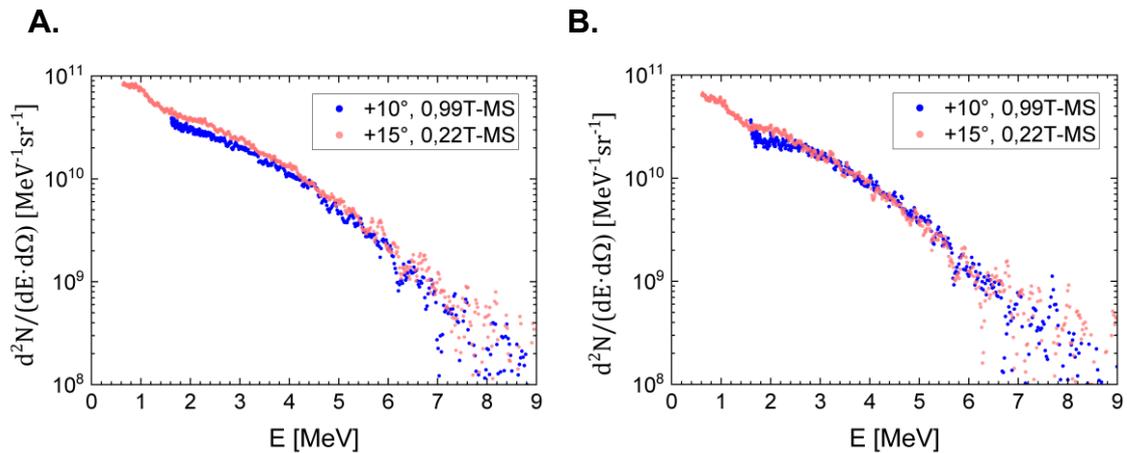


Abb. 2.7. Elektronenspektren in den Magnetspektrometern: 0,99T- und 0,22T-MS bei Winkeln von $+10^\circ$ und $+15^\circ$ zur Laserachse in den Schüssen eines sub-ps-Pulses bei Hochkontrast in einer 10 μm dicken Au-Folie als Target: **A.** Sh.#7 P207. **B.** Sh.#26 P207.

2.2.3. Berechnungsverfahren der lokalen Energieverteilung von Protonen

2.2.3.1. Beschreibung der Berechnungsverfahren

In einem Magnetspektrometer können nicht nur Elektronensignale, sondern auch Protonen- und Ionensignale gemessen werden. Eine Herausforderung besteht darin, wie man die verschiedenen positiv geladenen Teilchen voneinander unterscheiden kann. Um dieses Problem zu lösen, ist es zunächst notwendig zu bestimmen, welche Ionen denselben Platz auf der Detektoroberfläche (auf der IP) im Magnetspektrometer einnehmen, und dies in Abhängigkeit von ihrer Energie. Da die betrachteten Ionen und Protonen aufgrund der Lorentz-Kraft entlang derselben Trajektorie bewegen, ist der Larmor-Radius für sie in jedem Punkt der Trajektorie gleich (siehe Abb. 2.8). Diese Gleichheit der Larmor-Radien kann genutzt werden, um ein Verhältnis zwischen den Energien verschiedener Teilchenarten herzustellen.

Die allgemeine Formel für den Larmor-Radius lautet:

$$R_L = \frac{p_\perp}{q \cdot B(x,y)}. \quad (2.5)$$

2. Diagnostische Methoden

Hierbei steht q für die Ladung des Teilchens, p_{\perp} für die Komponente des Impulses des Teilchens senkrecht zu den Magnetfeldlinien und $B(x, y)$ für die magnetische Flussdichte als Funktion der kartesischen Koordinaten. Die Betrachtung erfolgt in der mittleren Ebene zwischen den Magneten des Spektrometers, wobei p_{\perp} gleich dem Gesamtimpuls p ist.

Die Bedingung für eine gleiche Trajektorie für ein Ion und ein Proton lautet:

$$R_{L_{ion}} = R_{L_p}, \quad (2.6)$$

In unseren Experimenten sind Protonen und Ionen nichtrelativistisch, d.h. $E_{kin_p} \ll E_p$ (wobei E_p die Gesamtenergie des Protons ist) und $E_{kin_i} \ll E_i$ (wobei E_i die Gesamtenergie

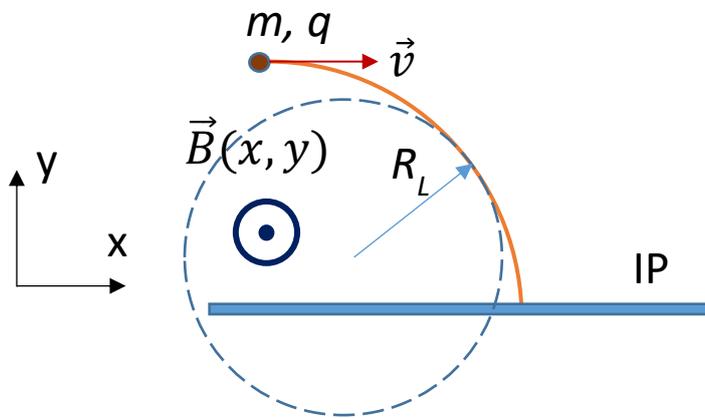


Abb. 2.8. Trajektorie eines positiv geladenen Teilchens in einem inhomogenen Magnetfeld. Mit den Bezeichnungen: IP – die Imaging Plate, m, q – die Ruhemasse und die Ladung des Teilchens.

des Ions ist). Dadurch kann das klassische Verhältnis zwischen Gesamtimpuls und kinetischer Energie verwendet werden:

$$p = \sqrt{2mE_{kin}} \quad (2.7)$$

Aus der Formel (2.6) in Verbindung mit (2.5) und (2.7) ergibt sich:

$$\frac{\sqrt{2m_i E_{kin_i}}}{q_i} = \frac{\sqrt{2m_p E_{kin_p}}}{q_p}. \quad (2.8)$$

Somit kann von der Ionenenergie auf die entsprechende Protonenenergie geschlossen werden:

$$E_{kin_p} = E_{kin_p}(E_{kin_i}) = \frac{m_i}{m_p} \left(\frac{q_p}{q_i} \right)^2 E_{kin_i} \quad (2.9)$$

Im Anhang 7 gibt es auch eine exakte Lösung für den relativistischen Fall, und in Beispielen für C- und Au-Ionen wurde die Ungenauigkeit der Berechnung nach Formel (2.9) gezeigt.

In den Publikationen (T. Bonnet, 2013, 2015; N. Rabhi, 2017; D. Doria, 2017, 2022) wird die Sensitivität der TR-IP sowohl für Protonen als auch für C- und Au-Ionen präsentiert. In einem Magnetspektrometer werden die Teilchen entlang der registrierenden IP unterschiedlich angeordnet, abhängig von ihrer Ladung, Ruhemasse und kinetischen Energie. Daher ist eine Anpassung der Energieskalen für verschiedene Teilchenarten notwendig. Abb. 2.9 fasst die Sensitivitätskurven der TR-IP für die genannten Ionen zusammen.

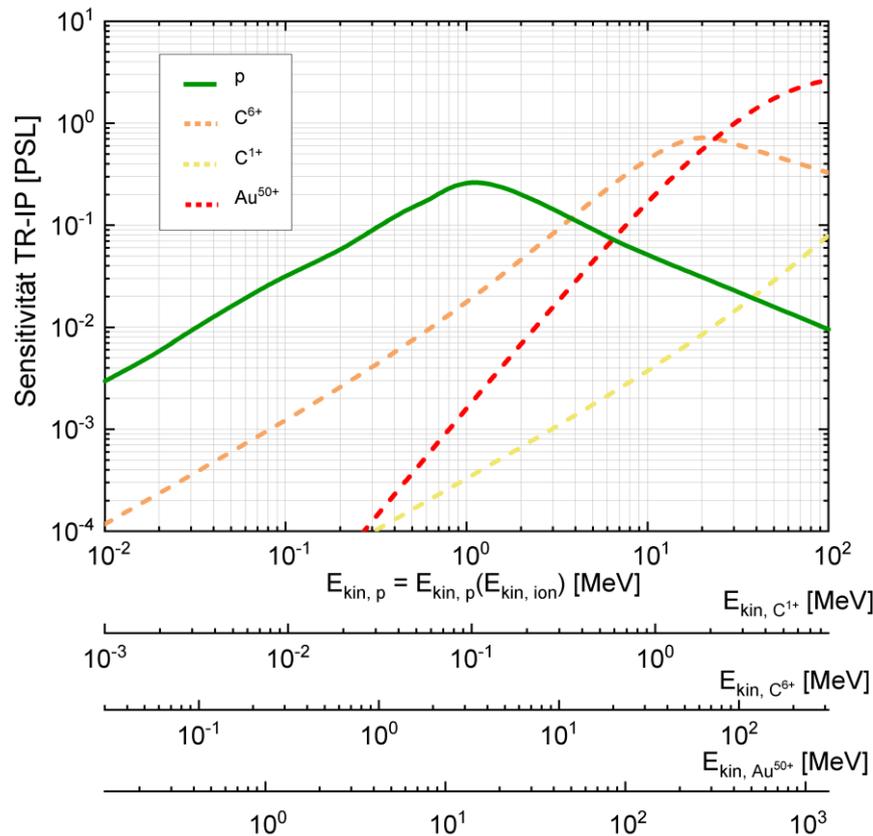


Abb. 2.9. Sensitivität der TR-IP zu C¹⁺, C⁶⁺, Au⁵⁰⁺-Ionen und Protonen in Abhängigkeit von der kinetischen Protonenenergie, die sich durch kinetische Ionenenergien gemäß Formel (2.9) für eine gleiche Position, die einer bestimmten Protonenenergie entspricht, auf der registrierenden IP äußern lässt.

Basierend auf der chemischen Formel des CHO-Schaums (C₁₂H₁₆O₈) wird erwartet, dass die Anzahl der erzeugten freien Protonen durch die Laserwechselwirkung mit dem Schaum vergleichbar mit der Gesamtanzahl von C- und O-Ionen sein sollte. Abb. 2.9 veranschaulicht die Sensitivität der TR-IP für C-, Au-Ionen und Protonen, wobei eine Energieskala verwendet wird, die auf Protonen normiert ist. Diese normierte Skala bestimmt eindeutig die Position der jeweiligen Teilchen auf der IP. Anhand der dargestellten Grafiken wird deutlich,

2. Diagnostische Methoden

dass die TR-IP um den Faktor 15-30 empfindlicher auf Protonen reagiert als auf andere Ionen, bis zu einer kinetischen Protonenenergie von 1 MeV. Dies legt die Vermutung nahe, dass der Beitrag der Protonen zum Signal auf der IP bis zu einer Energie von 1 MeV im Vergleich zu anderen Ionen dominierend sein könnte.

Für die Bestimmung der Protonenanzahl mit Energien von mehr als 2,5-3 MeV ist es erforderlich, einen Filter zu verwenden, um die Ionen zu stoppen. Das bedeutet, nur abgeschwächte Protonen können die IP erreichen. Dabei sollte man nicht außer Acht lassen, dass die Protonen bzw. Ionen innerhalb des Filters auch sekundäre Teilchen wie Elektronen und Photonen erzeugen können. Eine Geant4-Simulation hat jedoch gezeigt, dass der Beitrag dieser sekundären Teilchen zum Signal in der IP im Vergleich zu den eintreffenden Protonen vernachlässigbar ist.

Als Filter wurde eine Al-Folie verwendet. In Abb. 2.10 ist die Reichweite der Teilchen

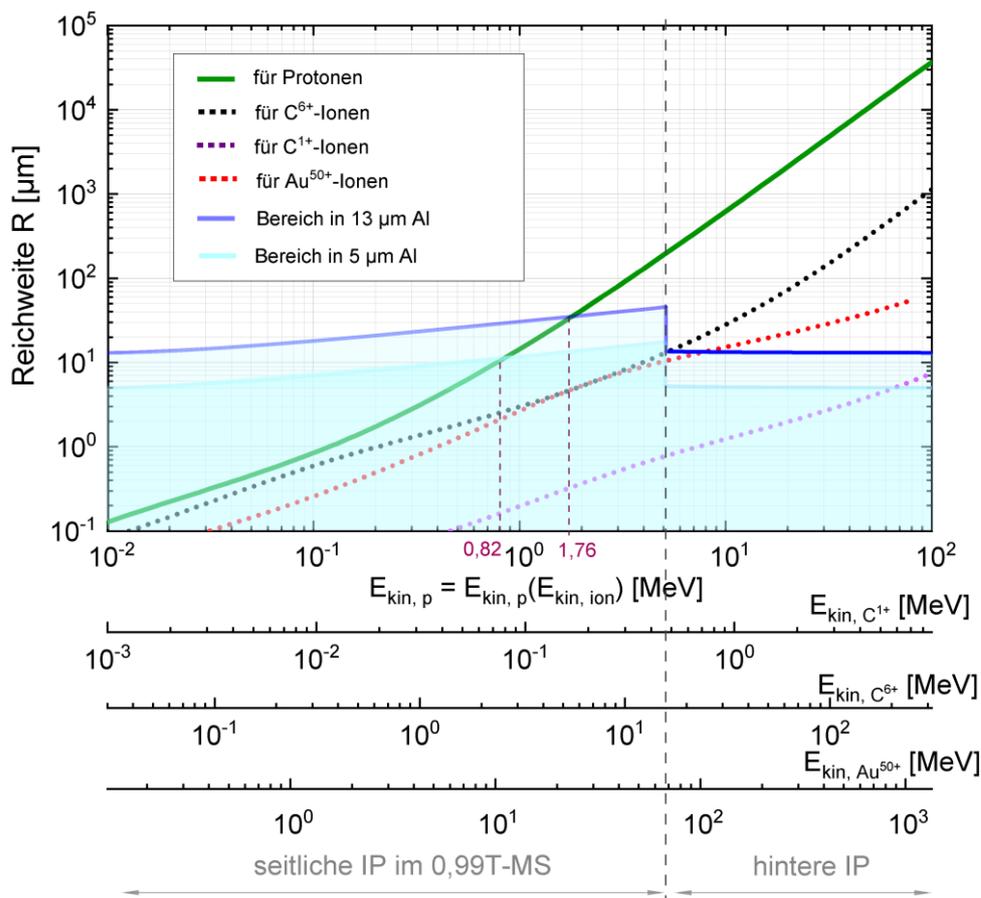


Abb. 2.10. Reichweite der C^{1+} , C^{6+} , Au^{50+} und Protonen in einer Al-Schicht. Die Strecken, die die Teilchen in der Al-Folie zurücklegen, variieren abhängig davon, ob sie die seitliche oder hintere IP im 0,99T-MS erreichen. Weitere Informationen dazu finden sich in Abb. 2.11.

in einer Al-Schicht in Abhängigkeit von der Teilchenenergie dargestellt. Die Daten für die Reichweite wurden aus dem Programm SRIM-2013 entnommen (<http://www.srim.org/>). Dabei wurden die Energieskalen für verschiedene Ionen auf die kinetische Protonenergieskala normiert, da diese Skala eindeutig mit den Positionen von eintreffenden Teilchen entlang der IP im Magnetspektrometer verknüpft ist. Da die Teilchen aus verschiedenen Richtungen zur IP-Ebene mit unterschiedlichen Winkeln kommen, variiert auch die Streckenlänge innerhalb der IP, wie in Abb. 2.11 dargestellt.

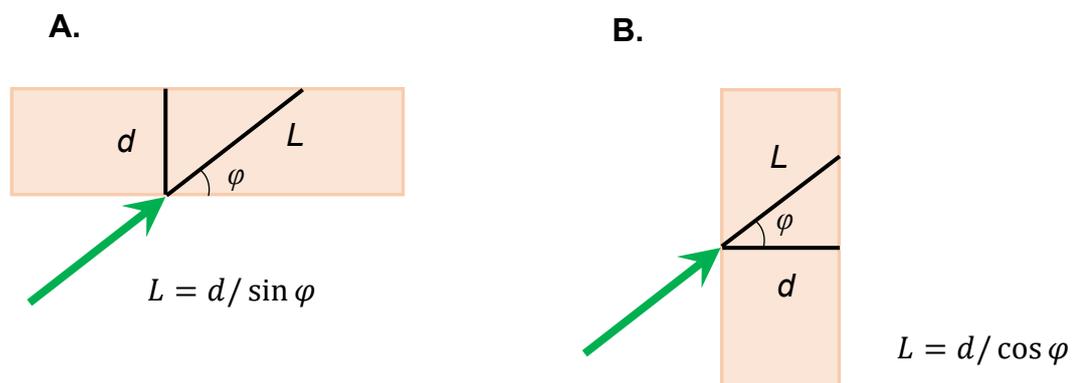


Abb. 2.11. Strecke eines Teilchens durch eine Al-Folie: **A.** Vor der seitlichen IP in einem 0,99T-MS, **B.** Vor der hinteren IP. Hierbei ist d die Dicke der Al-Folie, L die Länge der Strecke des Teilchens, das unter einem Winkel φ in die Al-Folie eintritt.

Somit können nur die Teilchen, die ausreichend Energie besitzen, um diese Strecke zu durchlaufen, nach dem Durchgang durch den Al-Filter registriert werden. In Experimenten wurden nach einem 13 μm dicken Al-Filter nur die Protonen mit Energien von mehr als 1,76 MeV auf der seitlichen IP im Magnetspektrometer registriert. Nach Verwendung einer 5 μm dicken Al-Folie konnten Protonen mit Energien von mehr als 0,82 MeV auf der seitlichen IP registriert werden, wie in Abb. 2.10 dargestellt. Die Energiewerte wurden unter Berücksichtigung des Eintrittswinkels der Protonen in den Al-Filter erhalten.

In Abb. 2.11 werden die Strecken der Protonen veranschaulicht, die den Filter passieren. Abb. 2.12B zeigt ein Beispiel des Signals auf der seitlichen IP für Protonen und Ionen. In Abb. 2.13 sind die ausgewerteten Protonen- und protonenähnlichen Spektren dargestellt. Letzteres wurde aus dem gesamten Signal von Protonen und Ionen abgeleitet, unter der Annahme, dass das Signal nur von „äquivalenten“ Protonen erzeugt wurde.

Es lässt sich folgern, dass die Filtermethode in der Nähe der Grenze zwischen gestoppten und durchgehenden Protonen nicht mehr funktioniert. Der Hauptgrund dafür ist, dass das

2. Diagnostische Methoden

registrierte Signal durch die Abschwächung bereits vergleichbar mit dem Hintergrundrauschen ist.

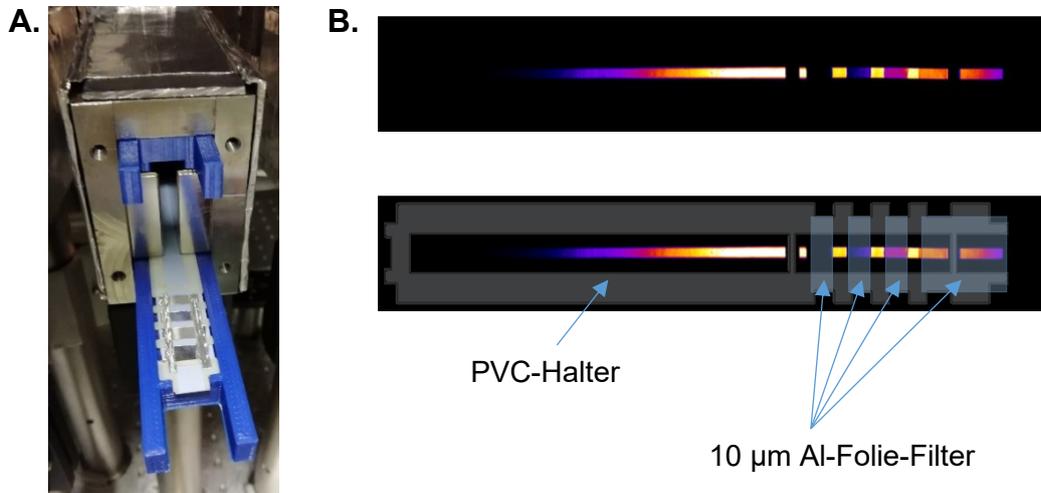


Abb. 2.12. Verwendung von Filterstreifen vor der seitlichen IP eines 0,99T-MS: **A** Das Foto des Halters mit Filterstreifen. **B**. Das auf der seitlichen IP registrierte Signal nach dem Filter-System (sh.#7 P21-05-1, Beobachtungswinkel zur Laserachse: -10°).

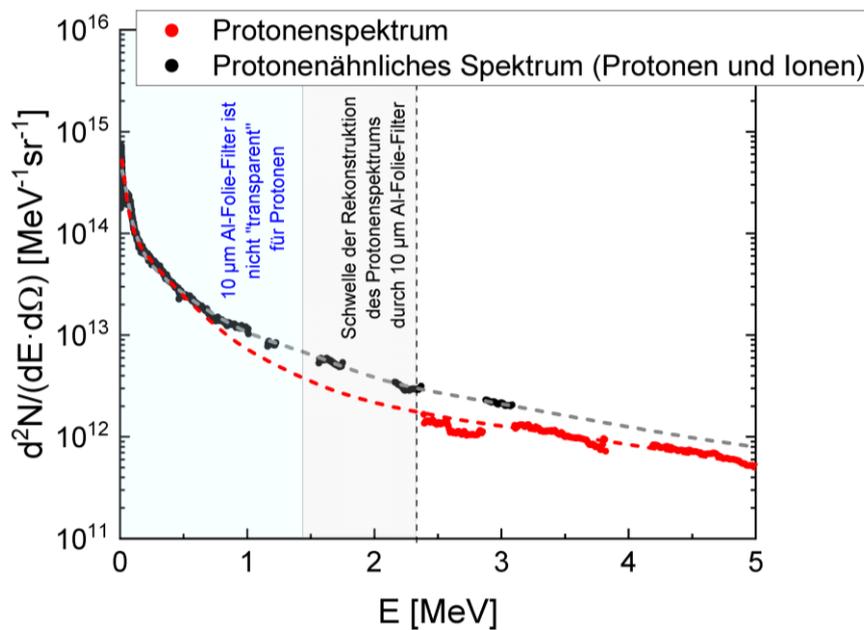


Abb. 2.13. Beispiel der ausgewerteten Protonen- und protonenähnliches Spektren (im sh.#7 P21-05-1, Target: 500 µm CHO-Schaum. Sub-ps-Laserpuls mit einem ns-Vor-puls. Die Intensität des Hauptpulses betrug $1,3 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$). Hierbei bezieht sich das protonenähnliche Spektrum auf die Auswertung eines gemischten Signals von Protonen und Ionen, das mit der Annahme behandelt wurde, dass das Signal von allen Teilchen, die mit der IP wechselwirken, als Signal von „äquivalenten“ Protonen betrachtet werden soll. Im Energiebereich unter 1 MeV wurde durch einen dominanten Beitrag im Signal von Protonen das Protonenspektrum rekonstruiert. Dies wird durch die rote gestrichelte Linie in der Abbildung dargestellt.

Für hochenergetische Teilchen, insbesondere an der hinteren IP des 0,99T-MS, reicht es nicht aus, lediglich eine dünne Al-Folie als Filter zu verwenden, wie in Abb. 2.10 zu sehen ist. Die C^+ -Ionen durchdringen diesen Filter. Daher wird die Idee vorgeschlagen, mehrere hintereinanderstehende IPs zu nutzen. Abb. 2.14 zeigt die kinetische Energie von Protonen und C^{6+} -Ionen nach dem Passieren mehrerer IPs als Filter in Abhängigkeit von ihrer ursprünglichen kinetischen Energie (vor dem Filter). Für jedes Teilchen gibt es eine untere Energieschwelle, ab der es den Filter passieren kann. Anhand der Kurven wird deutlich, dass nach der ersten TR-IP als Filter ein reines Protonensignal im Bereich von 7 bis 49 MeV registriert werden kann. Nach der zweiten TR-IP ist ein reines Protonensignal im Bereich von 10 bis 72 MeV möglich, nach der dritten im Bereich von 13 bis 89 MeV und nach der vierten im Bereich von 15 bis 105 MeV.

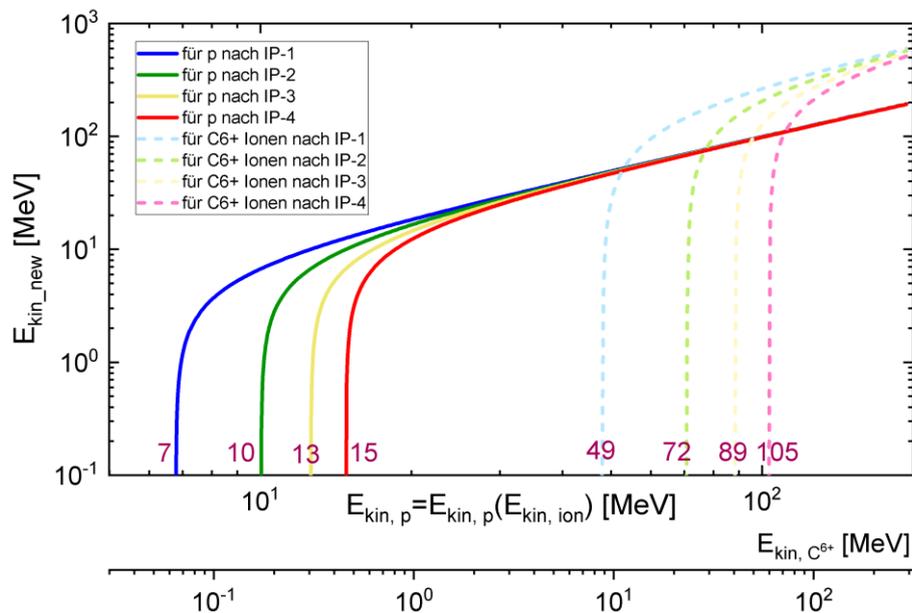


Abb. 2.14. Kinetische Energie von Protonen und C^{6+} -Ionen nach dem Passieren durch die TR-IP-Schichten (Schichten 1-4), die als Filter fungieren, in Abhängigkeit von der ursprünglichen kinetischen Energie der Teilchen vor ihrem Durchgang durch die TR-IP-Schichten.

Mithilfe von Geant4-Simulationen wurde gezeigt, dass sekundäre Elektronen und Röntgenphotonen, die von hochenergetischen Protonen (bis zu 100 MeV) bzw. Ionen in den Filtern erzeugt werden, nur einen vernachlässigbaren Beitrag zum Gesamtsignal auf der registrierenden IP nach den Filtern leisten – etwa 10^{-5} bis 10^{-4} . Das bedeutet, dass das Signal nach den Filtern mit guter Genauigkeit als reines Signal von abgeschwächten Protonen betrachtet werden kann, vorausgesetzt, die Ionen wurden in den Filtern gestoppt.

Vor der Berechnung der Protonenanzahl ist es notwendig, die kinetische Energie der Protonen nach dem Durchgang durch den Filter und vor dem Eingang in eine registrierende IP

2. Diagnostische Methoden

zu bestimmen. Diese Energie (E_{new}) hängt von der ursprünglichen kinetischen Energie des Teilchens (E_l) ab. Die Berechnung kann mithilfe der Daten für Stopping Power ($SP(E)$) des Filtermaterials aus dem SRIM-2013-Programm durchgeführt werden. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die Teilchen abhängig von ihren Energien unter unterschiedlichen Winkeln (φ) in den Filter im 0,99T-MS eintreten (wie in Abb. 2.11 dargestellt). Für den Fall der seitlichen IP gilt:

$$E_{new} = E_{new}(E_l, \varphi, d) = E_l - \int_0^{\frac{d}{|\sin \varphi|}} SP(E) \cdot \rho \cdot dL \quad (2.10)$$

Die Berechnung der Energie E_{new} kann mithilfe eines Python-Codes durchgeführt werden. Abb. 2.15 zeigt das Schema dieser Berechnung.

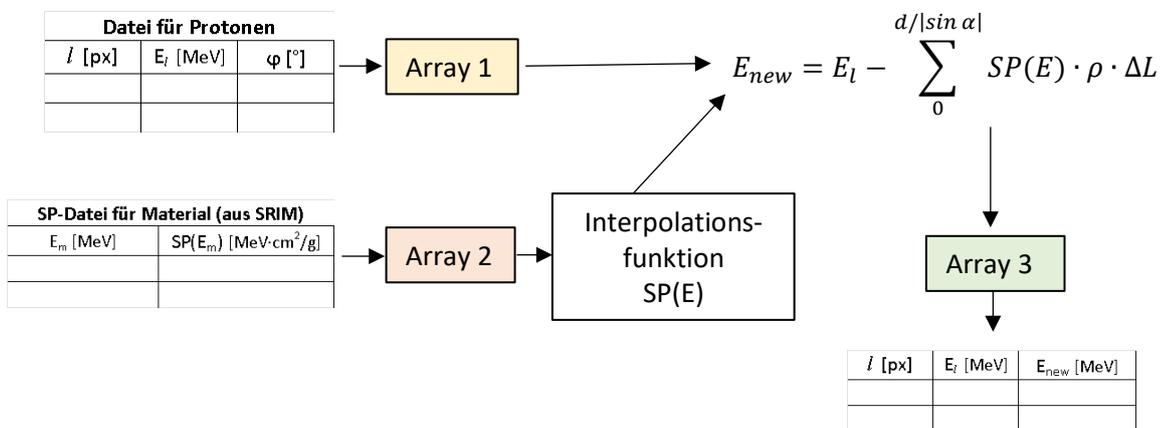


Abb. 2.15. Schematische Darstellung des Berechnungsverfahrens der Energie E_{new} unter Verwendung gegebener Parameter: l , E_l und φ mithilfe eines Python-Codes.

Berechnungsverfahren der Protonenanzahl

Schritt 1: Auslesen des Signals aus dem IP-Scan

Dieser Schritt ist derselbe wie bei dem Berechnungsverfahren für die Elektronenanzahl (siehe Abschnitt 2.2.2). Das Ergebnis ist ein reines Protonensignal abhängig von der Position l entlang der IP, d.h. $F_p = F_p(l[px])$.

Schritt 2: Umrechnung zur Protonenanzahl

Hierbei bleibt die Betrachtung auf dem kontinuierlichen Signal auf der IP. Dennoch kann aufgrund der Hochenergieauflösung im 0.99T-MS in bestimmten Fällen ein diskretes Signal in Form einzelner Streifen im Bereich von weniger als 30-40 keV auftreten. Diese Streifen

entsprechen den Projektionen der Eingangsspalte im 0,99T-MS, wie in Abb. 2.16A dargestellt. Der Hauptgrund hierfür liegt darin, dass im betrachteten Energiebereich eine feine Struktur im Energiespektrum von Protonen und Ionen erkennbar ist, die sich als diskrete Linien im Spektrum visualisiert. Dieses Phänomen wird aufgrund der Fokussierung von Teilchen mit einer bestimmten Energie mithilfe des Magnetfeldes im 0.99T-MS beobachtet. Hierbei kann ein Streifen im Signal so schmal sein wie ein Pixel auf der IP (50 μm), im Gegensatz zur Projektion der Eingangsspalte (in unserem Fall beträgt die Projektionsbreite von 6 px \equiv 300 μm). Es gibt auch Situationen, in denen auf der IP im betrachteten Energiebereich ein kontinuierliches Signal vorliegt (Abb. 2.16B). In diesen Fällen sind die Linien im Energiespektrum nicht erkennbar.

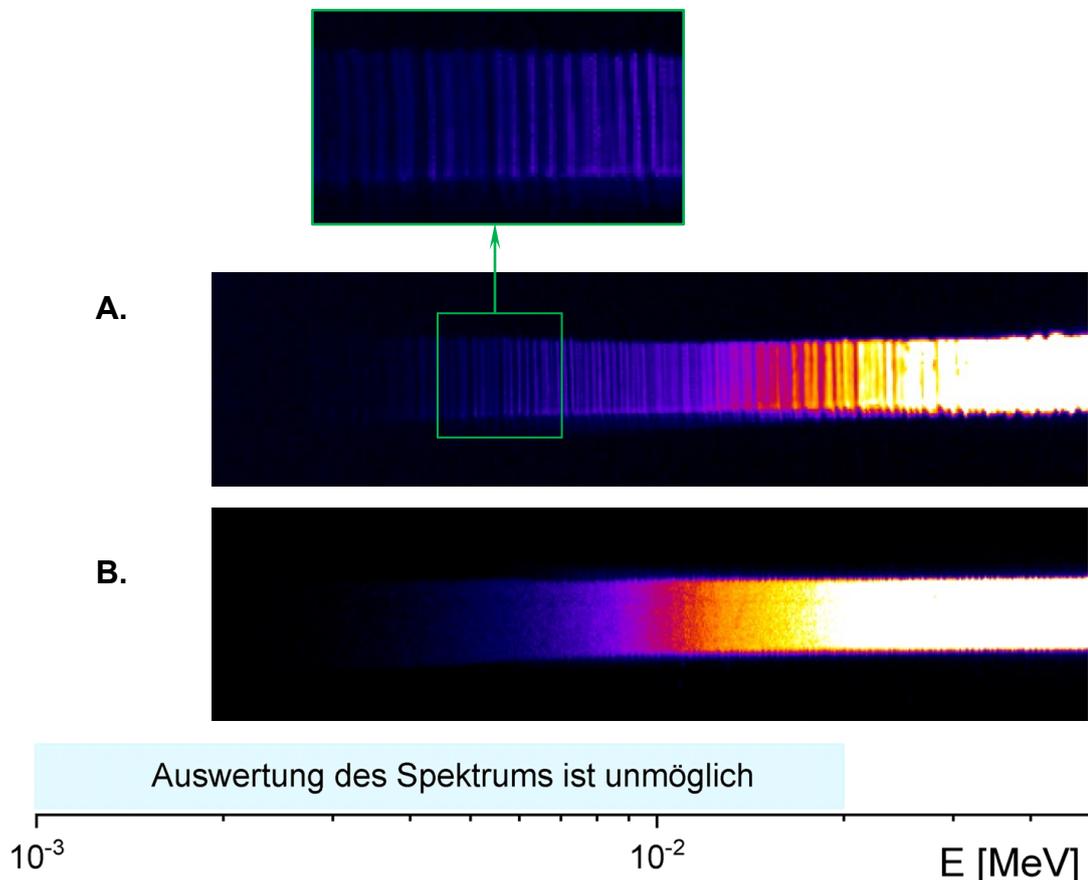


Abb. 2.16. **A.** Diskretes Protonen-Ionensignal bei den niedrigen Energien (sh.#8 P21-05-1, Target: 1000 μm CHO 2 mg/cm^3 + 10 μm Au, Target-Normale zur Laserachse: -10° , Beobachtungswinkel zur Laserachse: -10°). **B.** Kontinuierliches Protonen-Ionensignal bei den niedrigen Energien (set#22, Experiment JET140, Jena, April-Mai 2021, Target: Nanowires). In der Abbildung ist ein Energiebereich gezeigt, wo die Auswertung des Spektrums unmöglich ist. Dieser Bereich wurde aufgrund der fehlenden Kalibrierung der IP-Sensitivität (siehe S. Kojima, 2021) für die kinetischen Protonenenergien weniger als 20 keV bestimmt.

2. Diagnostische Methoden

Bei höheren Energien hingegen kommt es zu einer Defokussierung des Signals von Teilchen mit bestimmten Energien. Das bedeutet, dass die Projektion der Eingangsspalte im 0,99T-MS auf der IP verschmiert wird, wodurch sich die Signale von Teilchen mit unterschiedlichen Energien überlappen (Abb. 2.16A: rechte Seite des Signals).

Um von einem Protonensignal auf die Protonenanzahl umzurechnen, ist die Abhängigkeit der IP-Sensitivität gegenüber einem Proton von seiner Energie erforderlich (siehe Anhang 2). Anschließend kann die Protonenanzahl pro Pixel mithilfe verschiedener Korrekturfaktoren ermittelt werden:

$$f_p = f_p(l[px]) = \frac{F_p(l[px])}{S_{IP,FLA-7000}(E_{new}(E_l))} \cdot K_{Sc} \cdot K_{vs} \cdot K_z \cdot K_w \quad (2.11)$$

Hierbei steht $S_{IP,FLA-7000}(E_{new}(E_l))$ für die IP-Sensitivität zu Protonen beim Scanner FLA-7000 (Anhang 2) mit $E_{new}(E_l)$ gemäß Formel (2.11). K_{Sc} repräsentiert den Kalibrierungsfaktor eines verwendeten Scanners im Verhältnis zum Scanner „FLA-7000“ (für den Scanner „Amersham Tyhnoon“, siehe Abschnitt 2.1.1.2). K_{vs} ist der Umrechnungsfaktor zur ersten Scanabbildung. Dieser Faktor ist notwendig, wenn beim ersten Scannen das Signal übersättigt ist, und dann wird durch mehrfaches Scannen eine Scanabbildung ohne Übersättigung erreicht. In diesem Fall werden die Messdaten aus dem letzten Scan mit dem genannten Umrechnungsfaktor K_{vs} verwendet (Anhang 4). $K_z = 1/\theta_z(t)$ bezeichnet den zeitlichen Korrekturfaktor (Anhang 3). K_w ist der Winkelkorrekturfaktor, der für Protonen anders berechnet wird als es für die Elektronen war.

Für die Bestimmung des Winkelkorrekturfaktors für Protonen K_w müssen verschiedene Situationen unterschieden werden. Niedrigenergetische Protonen können innerhalb der TR-IP gestoppt werden und legen bei verschiedenen Eingangswinkeln in der TR-IP unterschiedliche Strecken zurück (siehe Abb. 2.17). Daher ist in Tab. 2.3 der Winkelkorrekturfaktor in Abhängigkeit vom Verhältnis zwischen der Reichweite des Protons, dem Eingangswinkel und der Dicke der empfindlichen Schicht der TR-IP zusammengefasst. In allen genannten Fällen müssen die Formeln für den Winkelkorrekturfaktor als Abschätzungen betrachtet werden, da die Photolumineszenz von tieferen Schichten teilweise absorbiert wird und das registrierte Licht exponentiell mit der Tiefe x in der empfindlichen Schicht der TR-IP abnimmt, nämlich $\sim \exp(-x/L_0)$, wobei L_0 ungefähr $116 \mu\text{m}$ beträgt (T. Bonnet, 2013).

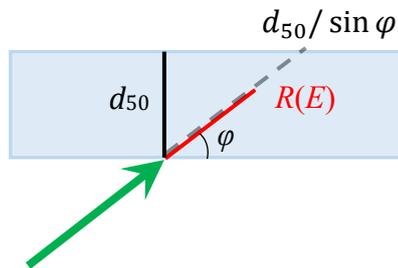
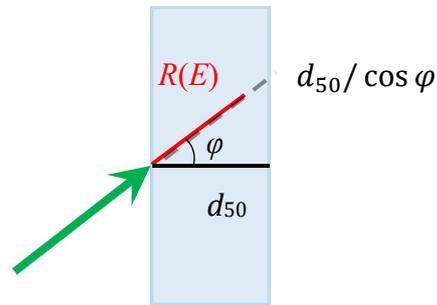
A. Seitliche IP**B. Hintere IP**

Abb. 2.17. Strecke eines Protons in der empfindlichen Schicht der IP in zwei verschiedenen Szenarien: **A.** für seitliche IP im 0,99T-MS, **B.** für hintere IP im Magnetspektrometer. Dabei steht d_{50} für die Dicke der empfindlichen Schicht der TR-IP, und $R(E)$ repräsentiert die Reichweite des Protons, das unter einem Winkel von φ in die IP eingetreten ist. Die Berechnung von $R(E)$ kann mithilfe des Programms SRIM-2013 durchgeführt werden.

Tab. 2.3. Winkelkorrekturfaktor für Protonen in der TR-IP

Bedingung		IP im 0,99T-MS	K_w
1. Reichweite R ist kürzer als die Dicke der empfindlichen Schicht der TR-IP d_{50} ($d_{50}=50 \mu\text{m}$)	$R(E) \leq d_{50}$	seitliche/hintere	≈ 1
2. Reichweite R ist länger als d_{50} , aber kürzer als die maximale mögliche Strecke des Teilchens in der empfindlichen Schicht, die das Teilchen in der IP unter einem Winkel von φ zur IP-Ebene zurücklegen könnte	$d_{50} \leq R(E) \leq d_{50}/\sin\varphi$	seitliche	$\approx d_{50}/R(E)$
	$d_{50} \leq R(E) \leq d_{50}/\cos\varphi$	hintere	
3. Reichweite R ist größer als maximale mögliche Strecke des Teilchens in der empfindlichen Schicht, die das Teilchen in der IP unter einem Winkel von φ zur IP-Ebene zurücklegen könnte	$R(E) > d_{50}/\sin\varphi$	seitliche	$\approx d_{50}/\sin\varphi$
	$R(E) > d_{50}/\cos\varphi$	hintere	$\approx d_{50}/\cos\varphi$

Schritt 3: Umrechnung zur Energieverteilungsfunktion

Dieser Datenbearbeitungsschritt ist derselbe wie für Elektronen, siehe in Abschnitt 2.2.2. In Abb. 2.18 ist ein Beispiel der Protonen-Ionen- und Protonensignale, sowie der ausgewerteten Protonenspektren gezeigt, um die Protonenenergieverteilung mittels der Filtermethode in einem 0,99T-MS anschaulich darzustellen.

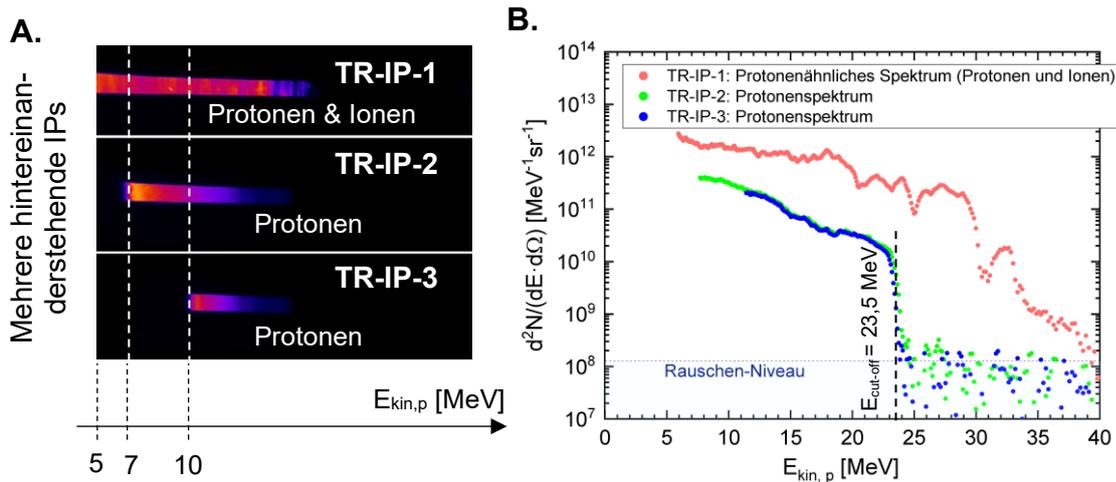


Abb. 2.18. Auswertung der Protonenspektren für 10 µm dicke Au-Folie als Target (sh.#7 P207: Target-Normale zur Laserachse: -10° , Beobachtungswinkel zur Laserachse: -10°): **A.** Protonen-Ionen- und Protonensignale auf den IPs, **B.** Protonenähnliches Spektrum und Protonenspektrum.

Wenn das Berechnungsverfahren zur Bestimmung der Protonenanzahl auf ein gemischtes Signal von Protonen und Ionen angewendet wird, ergibt sich ein protonenähnliches Spektrum, in dem die Beiträge von Ionen als von Protonen betrachtet wurden. Dies bedeutet, dass dieses Spektrum nur qualitative Informationen darüber liefert, wie stark der Einfluss von Ionen auf das Spektrum im Vergleich zu einem reinen Protonenspektrum ist. In Abb. 2.18B sind die Spektren für eine 10 µm dicke Au-Folie als Target dargestellt. Hierbei beobachten wir typische TNSA-Protonen mit charakteristischer Cut-off-Energie. Bei höheren Energien wird kein korrektes Spektrum erfasst; die Messungen entsprechen in diesem Bereich dem Rauschen (siehe Abb. 2.18B). Die Auswertung der Protonenspektren wurde eindeutig durch den Vergleich der Spektren auf TR-IP-2 und TR-IP-3 bestätigt, wobei der Rechenfehler weniger als 5-10 % betrug.

2.2.3.2. Vergleich der MS- und RCF-Stapel-Messmethoden

In diesem Abschnitt wird ein Vergleich zwischen zwei Methoden zur Auswertung eines Protonenspektrums vorgenommen: die RCF-Stapel-Methode und die Filtermethode in einem Magnetspektrometer. Die RCF-Stapel-Methode wird bereits in der Literatur ausführlich beschrieben (M.S. Schollmeier, 2008; C.G. Brabetz, 2014). Das grundlegende Konzept besteht darin, Protonen mit unterschiedlichen Energien durch eine Abfolge von RCF-Schichten zu stoppen. Da es für Protonen einen Bragg-Peak gibt, werden die Protonen aus einem bestimmten engen Energieintervall in jeder RCF-Schicht gestoppt. Die Berechnung dieses

Energieintervalls erfolgt mithilfe des Programms SRIM-2013. Anschließend kann die Anzahl der gestoppten Protonen anhand der in einer RCF-Schicht deponierten Energie berechnet werden, wofür eine RCF-Kalibrierung erforderlich ist, wie in der Arbeit von M.S. Schollmeier, 2014 detailliert beschrieben wird.

Die Messungen mit einer RCF-Box wurden von einer Kollegin, PhD-Studentin Parysatis Tavana durchgeführt. Um die Protonenspektren optimiert auszuwerten, haben wir auf unserer Seite einen Python-Code entwickelt, der den Berechnungsverfahren von M.S. Schollmeier, 2014 folgt. Aus diesem Grund verzichten wir in diesem Abschnitt auf eine ausführliche Beschreibung der RCF-Methode und präsentieren stattdessen ausschließlich die Auswertungsergebnisse im Vergleich mit dem Magnetspektrometer.

In Abb. 2.19A wird gezeigt, dass die Messungen auf den RCFs in einem Bereich unter einem Winkel von -12° zur Laserachse durchgeführt wurden, was nahezu dem Messbereich des 0,99T-Magnetspektrometers entspricht, der unter einem Winkel von -10° steht. In Abb. 2.19B werden die ausgewerteten Protonenspektren gezeigt, die mithilfe von zwei ganz unterschiedlichen Methoden erhalten wurden, jedoch miteinander übereinstimmen.

In Tab. 2.4 werden die RCF-Methode und die Filtermethode im 0,99T-MS für die Auswertung der Protonenspektren verglichen. Es ist ersichtlich, dass die Verwendung des Magnetspektrometers im Vergleich zur RCF-Methode mehrere Vorteile bietet. Dennoch ist es wichtig zu beachten, dass die RCF-Methode eine detaillierte Information über die räumliche Energieverteilung der Protonen liefert, während das Magnetspektrometer nur eine lokale

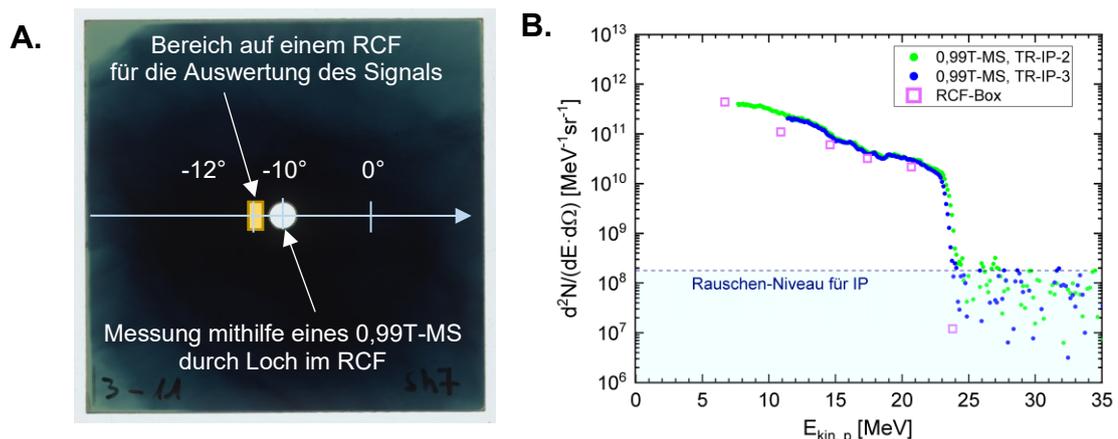


Abb. 2.19. **A.** Positionen der Messbereiche auf einem RCF aus dem RCF-Stapel. **B.** Vergleich der mittels 0,99T-MS und RCF-Box ausgewerteten Protonenspektren. Die Messungen wurden im sh.#7 P207 bei einer $10 \mu\text{m}$ Au-Folie als Target mit einer Intensität des sub-ps-Pulses von $1,7 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ mit Hochkontrast (10^{-11}) durchgeführt (Target-Normale zur Laserachse: -10° , Beobachtungswinkel zur Laserachse: -10°).

2. Diagnostische Methoden

Messung des Protonenspektrums ermöglicht. Daher wird empfohlen, beide Diagnosemethoden als Ergänzung zueinander zu nutzen.

Tab. 2.4. Vergleich der RCF-Stapel-Methode und der Filtermethode in einem 0,99T-MS für die Auswertung eines Protonenspektrums

Kriterium	RCF-Stapel-Methode	Filter-Methode im 0,99T-MS
1. Räumlicher Bereich, in dem die Protonenenergieverteilung bestimmt wird	In Rahmen der Fläche des RCFs (RCF als 2D-Detektor)	Lokal, in die Richtung zwischen dem Target und der Eingangsspalte des 0,99T-MS
2. Anzahl der ausgewerteten Energiepunkte im Spektrum	~ 10	~ 1000
3. Energieauflösung (ΔE)	~ 0,5-1 MeV (entspricht dem Energieschritt zwischen den RCFs)	< 0,4 MeV für $E < 10$ MeV (mit der Erhöhung der Energie wird die Energieauflösung wegen der Verschmierung des monoenergetisches Signals auf der IP verschlechtert)
4. Untere Energiemessschwelle	~ 1-3 MeV	~ 20-50 keV
5. Beitrag von hochenergetischen Ionen	Er kann wesentlich in den ersten RCFs sein, wenn kein zusätzlicher Filter vor dem RCF-Stapel verwendet wird. In diesem Fall sollen die ersten RCFs aus der Auswertung des Prototenspektrums ausschließen werden. Dies kann zum Anstieg der unteren Energiemessschwelle führen	Kein Beitrag von den Ionen in einem Energiebereich, in dem die Ionen durch Filtersystem gestoppt wurden
6. Obere Energiemessschwelle	Sie ist durch die Konvegregation der RCF und Filter zwischen den RCFs in der RCF-Box limitiert	~ 100 MeV
7. Anwendung der Detektoren	RCF als Detektor ist einmal nutzbar	IP als Detektor ist mehrfach nutzbar
8. Empfindlich zu hochenergetischen Protonen	Unabhängig von der ursprünglichen Energie werden die Protonen nur beim Erreichen des Bragg-Peaks ihre maximale Energie im Medium deponieren. Auf diesem Konzept basiert die RCF-Stapel-Methode	TR-IP hat maximale Sensitivität zu Protonen mit der kinetischen Energie von 3-4 MeV. Beim weiteren Anstieg der Energie sinkt die IP-Sensitivität

2.2.4. Auswertungsmethoden der Röntgenstrahlung

2.2.4.1. Abbildung der Röntgenquelle im 0,99T-MS

Während der Abbildung der Röntgenquelle durch die Eingangsspalte im 0,99T-Magnetspektrometer (MS) erfüllt sich das Kriterium der geometrischen Optik für Röntgenstrahlung mit einer Energie von einigen keV:

$$d \gg \sqrt{L\lambda} \quad (2.12)$$

Hierbei steht d für die Spaltenbreite im 0,99T-MS, wobei diese Breite in unserem Experiment zwischen 250 und 330 μm variiert wurde, L repräsentiert den Abstand zwischen der Quelle und der Spalte (Er betrug von 370 bis 450 mm). λ steht für die Wellenlänge der Röntgenstrahlung ($E_\gamma \geq 1 \text{ keV}$ entspricht $\lambda \leq 1,24 \text{ nm}$). Durch Einsatz der genannten Werte in

die Formel (2.12) lässt sich zeigen, dass diese Bedingung erfüllt ist. Daher ist die Anwendung der geometrischen Optik zur Abbildung der Röntgenquelle zulässig.

Es ergeben sich verschiedene Situationen in Bezug auf die Ausdehnung der Quelle, wie in Abb. 2.20 illustriert. Es ist klar ersichtlich, dass folgendes Verhältnis in Bezug auf die Halbwertsbreite des abgebildeten Signals gilt: $a_{FWHM} < b_{FWHM} < c_{FWHM}$ (siehe Abb. 2.20). Für den Fall einer Punktquelle ist die folgende Bedingung erfüllt:

$$a_{FWHM} = \frac{L+L_1}{L} \cdot d \quad (2.13)$$

Die Fälle A und B in Abb. 2.20 sind relevant für Messungen im Punkt P auf der IP, da es keinen Unterschied in diesem Messpunkt P gibt, wenn die Messungen auch ohne Spalte durchgeführt werden.

Darüber hinaus kann das Magnetspektrometer als eine Art Kamera Obscura betrachtet werden, die eine eindimensionale Abbildung der Röntgenquellen erzeugt. Dies ermöglicht die räumliche Trennung mehrerer Röntgenquellen, wie in Abb. 2.21 veranschaulicht, wodurch ihre Strahlung separat betrachtet werden kann.

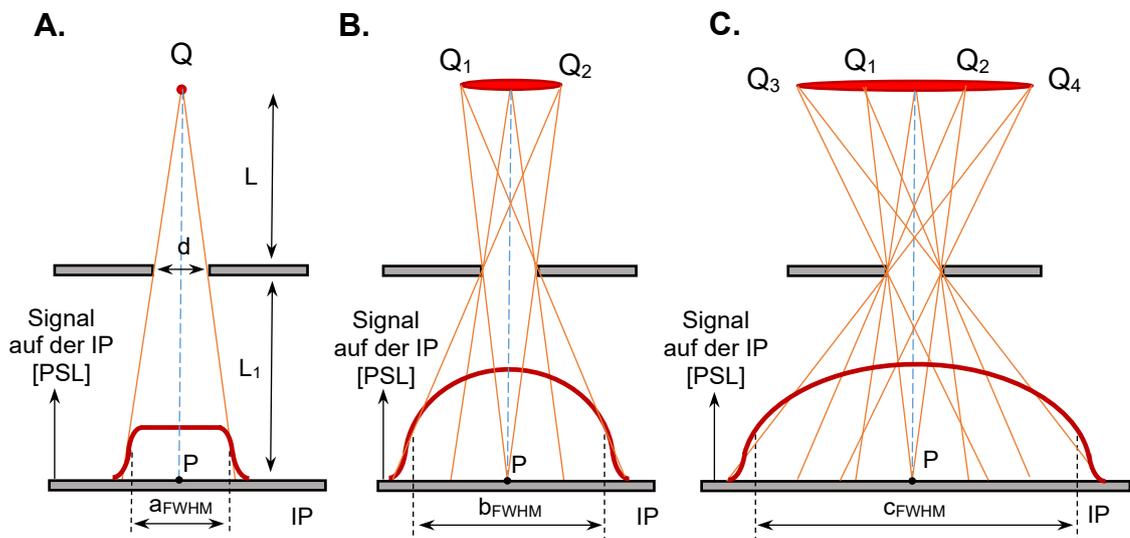


Abb. 2.20. Darstellung der Abbildung einer Röntgenquelle auf der IP in Abhängigkeit von der Ausdehnung der Quelle: **A.** Punktquelle (Q), **B.** Grenzfall, bei dem die Quelle im Punkt P vollständig sichtbar ist (Q_1Q_2). **C.** Breitere Quelle (Q_3Q_4).

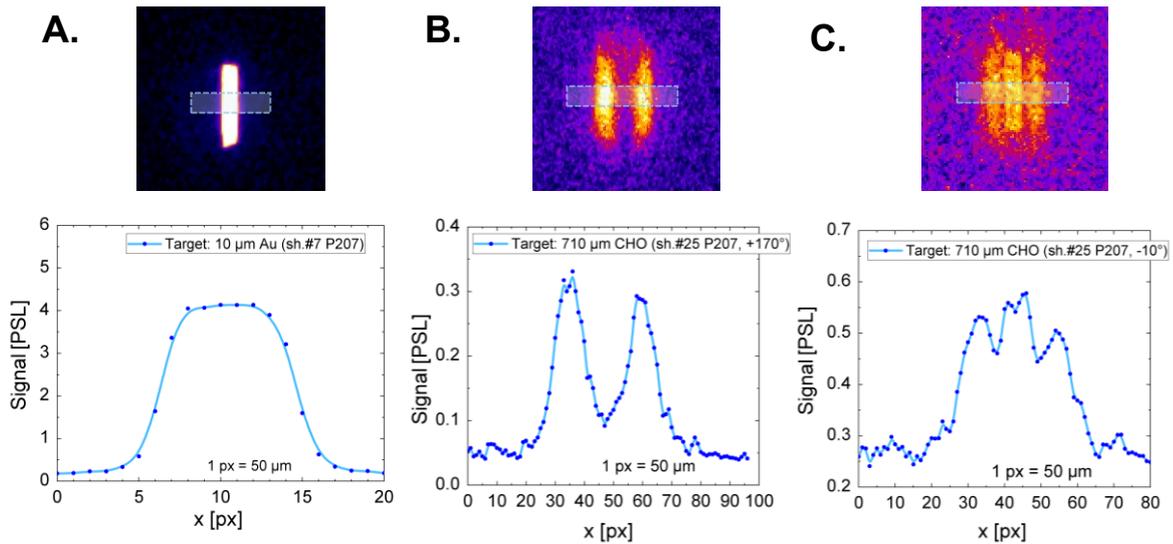


Abb. 2.21. Beispiele der auf der IP abgebildeten Röntgenquellen: **A.** Punktquelle, **B.** Ringquelle, **C.** Kombination aus „Punktquelle + Ringquelle“. Eine ausführlichere Diskussion zu diesen Fällen finden Sie im Abschnitt 4.3.3.

2.2.4.2. Multi-Channel Methode unter Verwendung mehrerer IPs im 0,99T-MS

Bei der Berechnung des Röntgenspektrums werden verschiedene Methoden angewendet. Eine aus diesen Methoden ist die sogenannte Multi-Channel-Methode (P.M. King, 2019), bei der mehrere Filter hintereinander oder nebeneinander mit nachfolgenden Detektoren, wie beispielsweise IPs, verwendet werden. Da IPs als Filter betrachtet werden können, wurden in unserem Experiment mehrere IPs hintereinander, hinter der Eingangsspalte im Magnet-spektrometer platziert. Ein Beispiel für eine solche IP-Reihe ist in Abb. 2.22 dargestellt. Jede IP in dieser Reihe kann als ein „Signalkanal“ betrachtet werden.

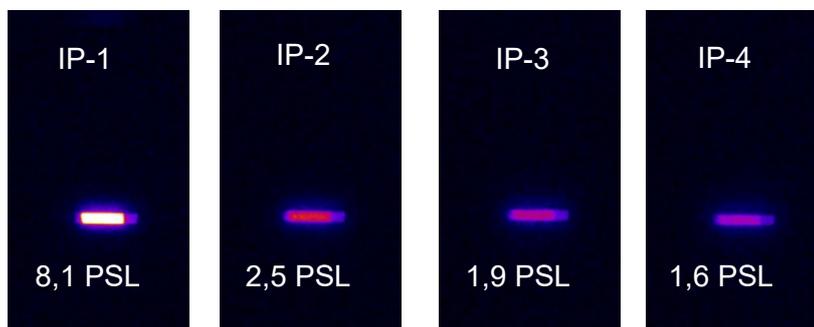


Abb. 2.22. Abbildung der Röntgenquelle durch mehrere hintereinanderstehende IPs (sh.#20 P21-05-1, Target: 1000 µm CH 2 mg/cm³ + 10 µm Au, Target-Normale zur Laserachse: -10°, Beobachtungswinkel zur Laserachse: -10°). Die auf der Abbildung gezeigten Signale entsprechen den Maxima im Röntgenspot.

Unter der Annahme, dass die Röntgenquelle, wie in Abb. 2.22 dargestellt, als Punktquelle betrachtet werden kann (die Begründung hierfür finden Sie in Abschnitten 4.3.1), wird das Signal von der Quelle im Peak des Röntgenspots im 0,99T-MS ohne Verzerrung gemessen. Durch Messungen an den verschiedenen IPs #1-4 können wir die maximalen Signale im Röntgenspot, nämlich M_1 , M_2 , M_3 und M_4 , erfassen. Andererseits können wir diese Signale mithilfe einer angenommenen Verteilungsfunktion $f_\gamma = f_\gamma(E)$ für Photonen in Abhängigkeit von ihrer Energie berechnen:

$$S_i = \theta_z \int f_\gamma(E) \cdot \Delta\Omega \cdot Tr_i(E) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE \quad (2.14)$$

Hierbei steht S_i für das berechnete Signal [PSL/px] für die i -te IP, θ_z für den Faktor des zeitlichen Signalabfalls zwischen dem Schuss und dem Scannen, $f_\gamma(E)$ für die Energieverteilungsfunktion von Photonen, $\Delta\Omega$ für den Raumwinkel in Richtung der Beobachtung der Quelle auf der IP innerhalb eines Pixels ($\Delta\Omega = \left(\frac{l_{1px}}{L+L_1}\right)^2$; die Abstände L , L_1 sind in Abb. 2.20A gezeigt, l_{1px} ist die Größe eines Pixels auf der IP).

Das Hauptziel dieser Methode besteht darin, eine geeignete Funktion $f_\gamma(E)$ zu finden. Unter Verwendung einer Näherung durch eine zwei-Temperatur-Boltzmann-ähnliche Verteilung ergibt sich die Funktion wie folgt:

$$f_\gamma(E) = A_{\gamma 1} \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_{\gamma 1}}\right) + A_{\gamma 2} \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_{\gamma 2}}\right) \quad (2.15)$$

Daher hängt diese Funktion von den Parametern $A_{\gamma 1}$, $A_{\gamma 2}$, $T_{\gamma 1}$ und $T_{\gamma 2}$ ab. In einer Null-Näherung können diese Parameter mithilfe der ausgewerteten Verteilungsfunktion aus einer anderen Methode ermittelt werden. Jedoch kann die Funktion weiter optimiert werden, indem die genannten Parameter $A_{\gamma 1}$, $A_{\gamma 2}$, $T_{\gamma 1}$ und $T_{\gamma 2}$ variiert werden, um die bestmögliche Übereinstimmung zwischen den gemessenen Werten M_i und den berechneten Werten S_i unter Berücksichtigung des minimalen Unterschieds zu erzielen.

Als Kriterium zur Optimierung der Funktion $f_\gamma(E)$ kann der folgende Ausdruck verwendet werden:

$$\delta = \sqrt{\sum_{i=1}^{n(=4)} \left(1 - \frac{S_i}{M_i}\right)^2} \quad (2.16)$$

Je kleiner der Parameter δ ist, desto geringer ist der Unterschied zwischen den gemessenen und berechneten Werten. Daher passt die gefundene Funktion $f_\gamma(E)$ besser. Das Verfahren zur Minimierung des Parameters δ kann beispielsweise mithilfe eines Python-Codes durch mehrere iterative Berechnungen durchgeführt werden. Nach einigen Berechnungsschritten wird entweder ein gewünschtes Schwellenwert erreicht, z. B. $\delta = 0,1$ (10%), oder es ist

2. Diagnostische Methoden

unmöglich, dieses Limit für die gegebenen Messungen und die ursprünglichen Berechnungsparameter zu erreichen.

2.2.4.3. Differential Averaged Transmission (DAT) Methode unter Verwendung mehrerer IPs im 0,99T-MS

Die Differential Averaged Transmission (DAT) Methode, wie von P. M. King, 2019 verwendet, basiert auf den maximalen gemessenen Signalen (M_1, M_2, M_3, M_4), die bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt wurden. Diese Signale müssen direkt in die Formel (2.14) anstelle von S_i eingesetzt werden, wie folgt:

$$M_i = \theta_z \int f_\gamma(E) \cdot \Delta\Omega \cdot Tr_i(E) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE. \quad (2.17)$$

Dann ergibt sich die Differenz der Signale in zwei benachbarten IPs wie folgt:

$$M_i - M_j = \theta_z \int f_\gamma(E) \cdot \Delta\Omega \cdot (Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE. \quad (2.18)$$

Das Produkt von Transmission und IP-Sensitivität $Tr_i(E) \cdot S_{IP}(E)$ bzw. $(Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E)$ hängt von der Photonenenergie ab. In Abb. 2.23 sind diese Abhängigkeiten für den Fall eines zusätzlichen Filters (500 μm Mylar) vor den IPs dargestellt. Die Daten zur IP-Sensitivität $S_{IP}(E)$ wurden aus vorhandenen Veröffentlichungen entnommen, wie im Anhang 2, Abb. A2 für die verwendete TR-IP zu sehen ist. Für die Berechnungen wurden die

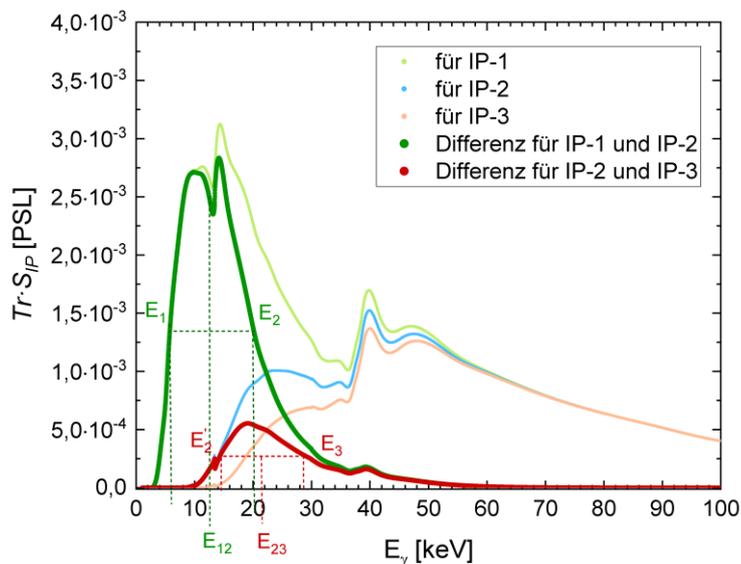


Abb. 2.23. Produkt der Transmission des Filters vor der registrierenden IP und der IP-Sensitivität in Abhängigkeit von der Photonenenergie. In diesem Zusammenhang werden die Daten unter Verwendung eines zusätzlichen Filters vorne (500 μm Mylar) präsentiert.

Daten der Transmission von der Quelle: https://henke.lbl.gov/optical_constants/ für Photonenenergien von 0,5 bis 30 keV verwendet. Für höhere Energien wurde die Transmission mithilfe der Daten des Massenschwächungskoeffizienten (μ/ρ) und der Dichte des Filtermaterials ρ aus: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html> gemäß der folgenden Formel berechnet:

$$Tr = \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \rho d\right), \quad (2.19)$$

wobei d die Dicke des Filters ist. Falls der Filter aus verschiedenen n Schichten besteht, gilt die Formel für die gesamte Transmission:

$$Tr = \prod_{k=1}^n (Tr_k) = \exp\left(-\sum_{k=1}^n \left(\frac{\mu_k}{\rho_k} \rho_k d_k\right)\right). \quad (2.20)$$

Hierbei ist k der Index einer Schicht des Filters.

Aus der Formel (2.18) ergibt sich eine Näherung für die Messungen in IP-1 und IP-2:

$$M_1 - M_2 \cong f_\gamma|_{E_{12}} \cdot \theta_z \cdot \Delta\Omega \int_{E_1}^{E_2} (Tr_1(E) - Tr_2(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE \quad (2.21)$$

mit den Einschränkungen E_1 und E_2 , die der Hälfte des maximalen Werts von $(Tr_1(E) - Tr_2(E)) \cdot S_{IP}(E)$ entsprechen.

Daher kann $f_\gamma|_{E_{12}}$ wie folgt berechnet werden:

$$f_\gamma|_{E_{12}} \cong \frac{M_1 - M_2}{\theta_z \cdot \Delta\Omega \int_{E_1}^{E_2} (Tr_1(E) - Tr_2(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE}. \quad (2.22)$$

Analog dazu für IP-2 und IP-3:

$$f_\gamma|_{E_{23}} \cong \frac{M_2 - M_3}{\theta_z \cdot \Delta\Omega \int_{E_2}^{E_3} (Tr_2(E) - Tr_3(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE} \quad (2.23)$$

Die Berechnung gemäß Formel (2.22) bzw. (2.23) kann mithilfe eines Python-Codes durchgeführt werden. Somit wird die Verteilungsfunktion f_γ durch $f_\gamma|_{E_{12}}$, $f_\gamma|_{E_{23}}$, usw. bestimmt. Diese Methode ist grob, aber sie kann zur Abschätzung des Photonenspektrums verwendet werden. Die Genauigkeit der Methode nimmt zu, wenn der Schritt zwischen den Energiepunkten im ausgewerteten Spektrum (ΔE_{mess}) kleiner ist als die Photonentemperatur in diesem Energiebereich des Spektrums, d.h. $\Delta E_{mess} < T_\gamma$. Die optimale Bedingung für die Anwendung dieser Methode ist $\Delta E_{mess} \ll T_\gamma$.

2.3. Zylinderdiagnostik

2.3.1. Charakteristik der Zylinderdiagnostik

Um den Elektronenstrahl zu visualisieren, wurde eine Zylinderdiagnostik gebaut. Diese besteht aus drei Stahlschichten, von denen jede 3 mm dick ist (siehe Abb. 2.24). Zwischen diesen Schichten wurden Detektoren in Form von IPs platziert. Um das Signal auf der IP zu behalten und die Beleuchtung der IP nach dem Laserschuss zu vermeiden, die zum Löschen des Signals führen könnte, wurden die IPs mit einer 13 μm dicken Al-Folie abgedeckt.

In der ersten Stahlschicht der Zylinderdiagnostik wurden Löcher erzeugt, die die Position des auf der IP registrierten Signals identifizieren lassen. In allen Stahlschichten befindet sich ein horizontales Fenster von 4 mm Breite, das als Durchlass für die Magnetspektrometer (MS) hinter der Zylinderdiagnostik dient, um sicherzustellen, dass die in den MS registrierten Signale nicht verzerrt werden. Außerdem wurden vor der ersten Stahlschicht zwei Schrauben angebracht, die die Position der Laserachse visualisieren, wie in Abb. 2.24 dargestellt.

Insgesamt wurden zwei verschiedene Zylinderdiagnostiken entwickelt: eine mit einem Krümmungsradius von 200 mm und einem Öffnungswinkel in der horizontalen Ebene von 100° und eine zweite mit einem Radius von 300 mm und einem Öffnungswinkel von 47° . In der vertikalen Ebene erfassen diese Diagnostiken Winkel von 35° bzw. 29° .

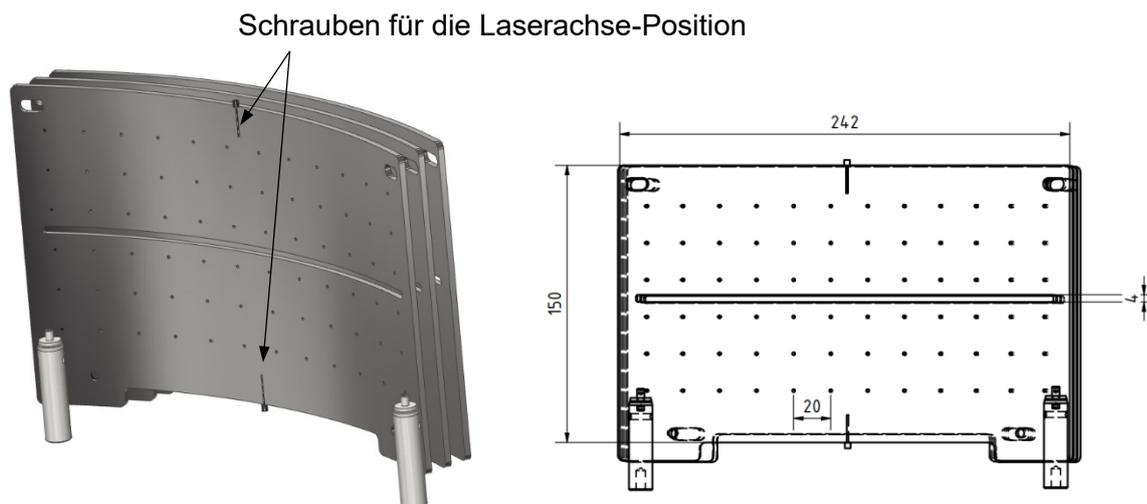


Abb. 2.24. Darstellung der Zylinderdiagnostik, bestehend aus Stahlschichten mit einem Krümmungsradius von 300 mm. Die Abstände in der Abbildung sind in mm angegeben. Diese spezifische Zylinderdiagnostik mit den gezeigten Parametern wurde in den Experimenten P207, P213 (2021), P21-05 (2022, 2023) und P22-48 (2023) verwendet.

Das auf der IP in der Zylinderdiagnostik erfasste Signal wird durch eintretende Elektronen erzeugt. Unter Verwendung des Programms SRIM-2013 kann nachgewiesen werden, dass Protonen mit Energien von weniger als 41 MeV in 3 mm Stahl gestoppt werden. Außerdem wird die ursprüngliche Röntgenstrahlung vom Target in dieser Stahlschicht erheblich abgeschwächt. Für Photonen mit einer Energie von 60 keV beträgt die Transmission nur 10% (<https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html>), und niedrigerenergetische Röntgenstrahlung wird noch stärker abgeschwächt. Da die IPs weniger empfindlich für hochenergetisches Röntgen sind (siehe Anhang 2), kann der Beitrag des Röntgensignals aus dem Target auf der IP in der Zylinderdiagnostik vernachlässigt werden. Dies wurde durch Messungen des Röntgensignals im 0,99T-MS und durch Simulationen in Geant4 bestätigt. Es gibt jedoch immer noch sekundäre Röntgenstrahlung, nämlich Bremsstrahlung von Elektronen in der 3-6 mm dicken Stahlschicht. Diese Röntgenstrahlung macht bis zu 10-20% ($\delta_\gamma = 0,1 - 0,2$) des gesamten Signals auf der IP im Fall des DLA-Regimes aus, wie durch Simulationen in Geant4 gezeigt wurde.

Hinsichtlich der Elektronen zeigt die Datenquelle <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>, dass Elektronen mit Energien von weniger als 3,5 MeV nach Durchqueren von 3 mm Stahl gestoppt werden, bei 6 mm Stahl sind es 7,5 MeV und bei 9 mm Stahl 12,2 MeV. Ab diesen Energieschwellen ist es möglich, die räumlichen Verteilung der Elektronen auf der Zylinderdiagnostik zu messen.

2.3.2. Rekonstruktion der räumlichen Elektronenverteilung

Aus der Zylinderdiagnostik lässt sich wichtige Informationen gewinnen: 1) Wie symmetrisch ist die Elektronenverteilung? 2) Existiert ein Peak in der Elektronenverteilung, und welche Winkelposition nimmt dieser Peak ein? 3) Falls die Verteilung Gauß-ähnlich ist: Welchen Divergenzwinkel hat der Elektronenstrahl?

Im Fall einer Gauß-ähnlichen Elektronenverteilung (siehe Abb. 2.25) können durch das auf der Zylinderdiagnostik registrierte Signal sowohl der Divergenzwinkel des Elektronenstrahls als auch die Anzahl von Elektronen mit einer Energie von mehr als 3,5 MeV (nach der ersten Stahlschicht) bzw. 7,5 MeV (nach der zweiten Stahlschicht) abgeschätzt werden. Allgemein, für eine beliebige Elektronenverteilung gilt:

$$(1 - \delta_\gamma) \cdot K_{korr} \cdot F_{px} = \iint_{(\Omega_{1px}, E)} S_{IP}(E) \cdot f_{e_new}(E, \alpha) \cdot dE \cdot d\Omega, \quad (2.24)$$

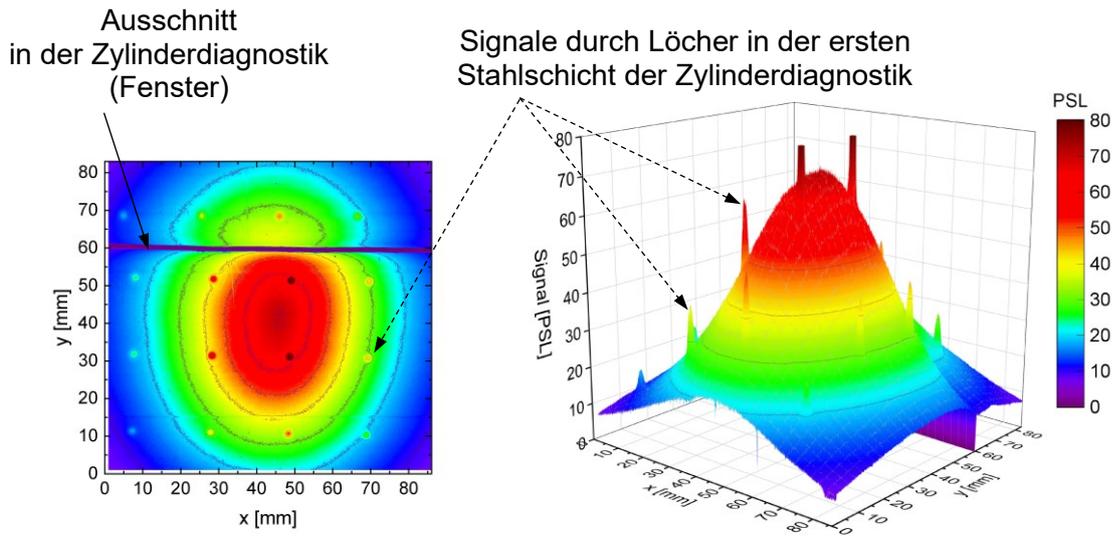


Abb. 2.25. Auf der IP registriertes Signal in der Zylinderdiagnostik nach einer 6 mm dicken Stahlschicht. Dieses Signal stammt von Elektronen mit Energien von mehr als 7,5 MeV und wurde im sh.#3 P207 gemessen (Target: 460 μm CHO-Schaum, ns-Puls: $1,5 \pm 0,5$ ns, $\sim 10^{14}$ W/cm², Verzögerung zwischen den ns- und sub-ps-Pulsen: $4,6 \pm 0,5$ ns, sub-ps-Puls: 750 ± 250 fs, $I_0 \sim 1,6 \cdot 10^{19}$ W/cm²).

wobei F_{px} [PSL/px] das auf der IP registrierte Signal, $S_{IP}(E)$ die IP-Sensitivität zu Photonen (siehe Anhang 2, Abb. A2), $f_{e_new}(E, \alpha) := \frac{d^2N}{dE \cdot d\Omega}$ die Elektronenverteilungsfunktion nach der Stahlschicht, und $\Omega_{1px} = \frac{A_{1px}}{r^2}$ der Raumwinkel relativ zur Target-Position mit dem Abstand zwischen dem Target und der Zylinderdiagnostik r und der Fläche eines Pixels auf der detektierenden IP $A_{1px} = (50 \mu\text{m})^2$ ist. In Gleichung (2.24) werden die bereits in Gleichung (2.1) verwendeten Korrekturfaktoren berücksichtigt, nämlich $K_{korr} = K_{vs} \cdot K_z \cdot K_{SC}$. Zusätzlich erfolgt eine Korrektur für den Beitrag von sekundären Photonen im gesamten Signal, wie im Abschnitt 2.3.1 beschrieben: $\delta_\gamma \sim 0,1 - 0,2$.

Die Gleichung (2.24) lässt sich noch so umschreiben:

$$(1 - \delta_\gamma) \cdot K_{korr} \cdot F_{px} = \int_0^{N_{e,px}} S_{IP}(E) \cdot dN_e, \quad (2.25)$$

wobei $N_{e,px}$ die Anzahl von Elektronen mit einer Energie von mehr als 3,5 MeV bzw. 7,5 MeV pro Fläche eines Pixels auf der IP ($50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$) ist.

Anhand der Abhängigkeit der IP-Sensitivität von der Photonenenergie, die im Anhang 2, Abb. A2 dargestellt ist, ist ersichtlich, dass die Bedingung $S_{IP}|_{E_e \geq 2 \text{ MeV}} \cong \text{const}$ gilt. Bei der niedrigen Elektronenenergie ist die IP-Sensitivität höher. Daraus ergibt sich aus Gleichung (2.25):

$$(1 - \delta_\gamma) \cdot K_{korr} \cdot F_{px} > S_{IP|E_e \geq 2 \text{ MeV}} \cdot N_{e,px}, \quad (2.26)$$

Um eine obere Schätzung für die Elektronenanzahl pro Pixel zu erhalten, kann man die folgende Näherung verwenden:

$$N_{e,px} \approx \frac{(1-\delta_\gamma) \cdot K_{korr} \cdot F_{px}}{S_{IP|E_e \geq 2 \text{ MeV}}} \quad (2.27)$$

Dann ergibt sich die gesamte registrierte Elektronenanzahl als:

$$N_e \approx \sum^{n_{px}} \frac{(1-\delta_\gamma) \cdot K_{korr} \cdot F_{px}}{S_{IP|E_e \geq 2 \text{ MeV}}}, \quad (2.28)$$

wobei n_{px} die Pixelanzahl des registrierten Signals.

Durch eine numerische Berechnung der Gleichung (2.24) wurde gezeigt, dass in Abhängigkeit von dem lokalen Spektrum $f_{E,\Omega} \Big|_\alpha := \frac{d^2 N}{d\Omega \cdot dE} \Big|_\alpha = A_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_0}\right) + \sum_{i=1}^n A_i(\alpha) \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_i(\alpha)}\right)$ und der Dicke der Stahlschicht der Zylinderdiagnostik, nach der das Signal auf der IP registriert wird, ein unterschiedlicher zusätzlicher Korrekturfaktor $\beta = \beta(\alpha)$ zur Näherung (2.27) hinzukommt. Mit Hilfe dieses Korrekturfaktors wird bereits eine genauere Lösung der Gleichung (2.25) erhalten. Als Beispiel, im sh.#29 P176, (Target: 350 μm CHO-Schaum + 10 μm Ti) betrug der genannte Korrekturfaktor nach einer 3 mm dicken Stahlschicht: 0,87 bei einer Winkelposition zur Laserachse von 0° , 0,79 bei 15° und 0,74 bei 45° . Der Unterschied zwischen den Korrekturfaktoren für verschiedenen Winkelpositionen entsteht aufgrund der unterschiedlichen Beiträge von niedrigerenergetischen Elektronen. Daher wird die Gleichung (2.28) mit dieser Korrektur wie folgt umgeschrieben:

$$N_e = \sum^{n_{px}} \beta(\alpha) \cdot \frac{(1-\delta_\gamma) \cdot K_{korr} \cdot F_{px}}{S_{IP|E_e \geq 2 \text{ MeV}}}. \quad (2.29)$$

Allgemein kann die räumliche Verteilungsfunktion wie folgt ausgedrückt werden:

$$F_N(\alpha) := \frac{dN_e}{d\Omega} \Big|_\alpha \approx \frac{N_{e,px}}{\Omega_{1px}} \Big|_\alpha = \beta(\alpha) \cdot \frac{(1-\delta_\gamma) \cdot K_{korr} \cdot F_{px}}{S_{IP|E_e \geq 2 \text{ MeV}}} \cdot \frac{1}{\Omega_{1px}} \quad (2.30)$$

wobei Ω_{1px} der Raumwinkel in Beobachtungsrichtung eines Pixels relativ zur Target-Position ist.

Für eine Gauß-ähnliche räumliche Verteilungsfunktion gilt:

$$F_N(\alpha) := \frac{dN_e}{d\Omega} \Big|_\alpha = F_{1N} + F_{2N} \cdot \exp\left(-\frac{(\alpha-\alpha_0)^2}{2w_N^2}\right). \quad (2.31)$$

Hierbei sind F_{1N} , F_{2N} Konstanten, und α_0 ist die Winkelposition des Peaks des Signals. Der Halbwinkel im FWHM-Bereich des Elektronenstrahls beträgt:

$$\Delta\alpha_{1/2 \text{ FWHM}} = \sqrt{2 \cdot \ln(2)} \cdot w_N \cong 1,18w_N. \quad (2.32)$$

Die Elektronenenergieverteilung, die durch die Zylinderdiagnostik erfasst wurde, kann mit den direkt gemessenen Elektronenspektren an lokalen Positionen mithilfe der 0,99T-MS

2. Diagnostische Methoden

verglichen werden, nämlich bei 0° , 15° und 45° zur Laserachse in der horizontalen Ebene des Fensters in der Zylinderdiagnostik. Im Fall einer symmetrischen Gauß-ähnlichen Elektronenverteilung kann man durch genannte lokale Messungen mithilfe 0,99T-MS die gesamte Verteilung rekonstruieren. In Abb. 2.26 sind die ausgewerteten Elektronenverteilungen mithilfe der Zylinderdiagnostik und 0,99T-MS für den sh.#29 P176 verglichen. Hierbei handelt es sich um Elektronen mit Energien größer als 7,5 MeV. In diesem Schuss kann die gesamte Anzahl der gerichteten Elektronen bei $\alpha_0 = 0^\circ$ in der Formel (2.31) wie folgt abgeschätzt werden:

$$\begin{aligned}
 N_{direct, E_e > 7,5 \text{ MeV}} &= \int_0^{2\pi} d\Omega \cdot (F_N(\alpha) - F_{1N}) = \int_0^{2\pi} d\Omega \cdot F_{2N} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2w_N^2}\right) = \\
 &= \int_0^{\pi/2} 2\pi \sin(\alpha) d\alpha \cdot F_{2N} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2w_N^2}\right) \cong \\
 &\cong \int_0^{\pi/2} d(\alpha^2) \cdot \pi F_{2N} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2w_N^2}\right) \cong F_{2N} \cdot 2\pi w_N^2 \quad (2.33)
 \end{aligned}$$

Die Näherung (2.33) ergibt einen Fehler von weniger als 1,5% bei $w_N < 0,262 \text{ rad}$ (15°). Dies kann durch eine genaue Berechnung des Integrals, zum Beispiel auf www.wolf-ramalpha.com, gezeigt werden.

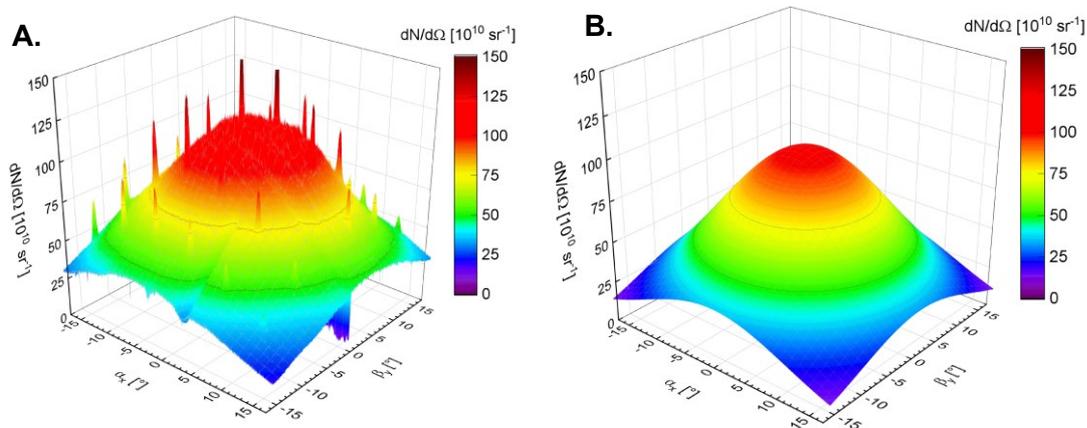


Abb. 2.26. Elektronenverteilung im sh.#29 P176 mit dem Target „350 μm CHO-Schaum + 10 μm Ti“: **A.** Elektronenverteilung, die mithilfe der Zylinderdiagnostik gemäß Formel (2.32) abgeschätzt wurde. **B.** Symmetrisch rekonstruierte Elektronenverteilung durch lokale Spektren, die in den 0,99T-MS gemessen wurden.

Die Berechnung der gesamten Ladung von gerichteten Elektronen mit $E_e > 7,5 \text{ MeV}$ ergibt die folgenden Ergebnisse: Durch die Zylinderdiagnostik unter Berücksichtigung des Korrekturfaktors β ergibt sich eine Ladung von ungefähr 50 nC, während die Annahme einer symmetrischen Verteilung, basierend auf den Messungen mithilfe der 0,99T-MS, eine Ladung von 41 nC ergibt. Der Unterschied zwischen den Schätzungen beträgt einen Faktor von

etwa 1,2. Dieser Unterschied resultiert aus Ungenauigkeiten, die durch verschiedene Korrekturfaktoren und die idealisierte Gauß-ähnliche Elektronenverteilung verursacht werden. Statistisch gesehen wurde gezeigt, dass der relative Fehler bei der Ladungsschätzung durch die Zylinderdiagnostik bis zu 30% erreichen kann. Trotzdem betrug die Abweichung des Divergenzwinkels ($w_N \sim 12^\circ$) zwischen diesen Methoden nur etwa 5%.

2.4. Ross-Filter-Diagnostik

2.4.1. Theoretischer Hintergrund der Ross-Filtermethode

Ross-Filtermethode

Die Idee des Ross-Filter-Paars besteht darin, dass die Differenz der Transmission von zwei Filtern nur in einem bestimmten Energieintervall, einem sogenannten „energetischen Fenster“ (typischerweise einige keV breit), signifikant ist, während sie in anderen Energiebereichen vernachlässigt werden kann. Häufig verwendet man für das Ross-Filter-Paar Metalle, die eng beieinander in der periodischen Tabelle der chemischen Elemente liegen. Das energetische Fenster entsteht zwischen den K-Kanten der Absorptionsspektren dieser Filter, definiert durch die Energien E_1 und E_2 . Ein Beispiel für ein Ross-Filter-Paar zeigt Abb. 2.27, in der die Transmissionen für 15,2 μm Cu und 20,9 μm Co dargestellt sind. In diesem Fall liegt das energetische Fenster zwischen $E_1 = 7,7$ keV und $E_2 = 9,0$ keV.

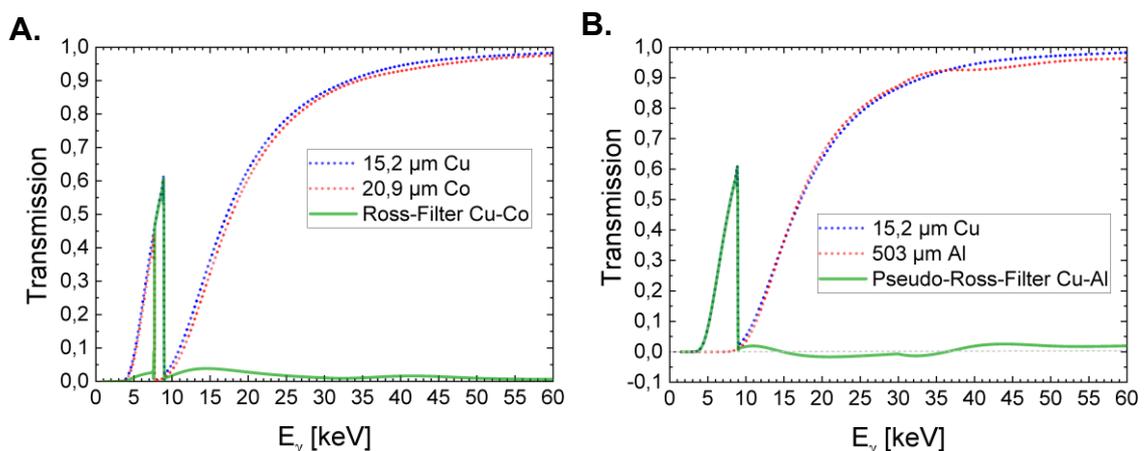


Abb. 2.27. Transmission der Filter: **A.** Ross-Filter-Paar: 15,2 μm Cu und 20,9 μm Co, **B.** Pseudo-Ross-Filter-Paar: 15,2 μm Cu und 503 μm Al.

Ein grobes Kriterium für die Genauigkeit der Ross-Filtermethode wird durch die Gleichung

$$\delta_T = \frac{\int_{E_1}^{E_2} (Tr_2 - Tr_1) \cdot dE}{\int_0^{\infty} (Tr_2 - Tr_1) \cdot dE} \quad (2.34)$$

definiert. Je näher δ_T an 1 liegt, desto genauer ist die Methode, da in diesem Fall der Großteil des Signals innerhalb des energetischen Fensters erhalten wird. Allerdings ist für die umfassende Bewertung der Genauigkeit der Methode nicht nur die Transmission der Filter von Bedeutung, sondern auch die Sensitivität des Detektors bzw. der IP gegenüber Photonen mit verschiedenen Energien. Eine ausführliche Analyse der Genauigkeit der Ross-Filtermethode und eine mögliche Strategie zur Fehlerreduzierung werden im Abschnitt 2.4.3 näher erläutert.

Pseudo-Ross-Filtermethode

Der Unterschied dieser Methode von der Ross-Filtermethode besteht darin, dass nur einer der Filter im Paar eine ausgeprägte K-Kante im Absorptionsspektrum aufweist. Sowohl bei niedrigen als auch bei höheren Energien von dieser K-Kante haben beide Filter des Paares sehr ähnliche Transmissionen, weshalb sich für die Transmissionsdifferenz der Filter ein „energetisches Fenster“ neben der K-Kante ergibt, wie in Abb. 2.27B dargestellt.

Die Berechnung der Energieverteilungsfunktion von Photonen mithilfe sowohl der Ross-Filter als auch der Pseudo-Ross-Filter basiert zunächst auf der allgemeinen Darstellung der Differenz der Signale nach beiden Filtern im Paar:

$$S_i - S_j = \theta_z \int_0^{+\infty} f_\gamma(E) \cdot \Delta\Omega \cdot (Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE, \quad (2.35)$$

Hierbei sind S_i und S_j die Signale [PSL/px] auf der IP nach i -tem bzw. j -tem Filter, θ_z der Faktor des zeitlichen Signalabfalls, $f_\gamma(E)$ die Energieverteilungsfunktion der Photonen, $\Delta\Omega$ der Raumwinkel der Beobachtung der Röntgenquelle auf der IP innerhalb eines Pixels ($\Delta\Omega = \left(\frac{l_{IPx}}{L_{IP}}\right)^2$, wobei L_{IP} der Abstand zwischen der Röntgenquelle und dem IP-Detektor nach dem Filter, l_{IPx} die Größe eines Pixels auf der IP ist), $Tr_i(E) \cdot S_{IP}(E)$ das Produkt aus der Transmission des i -ten Filters und der IP-Sensitivität.

Da sich $Tr_i(E) - Tr_j(E)$ im „energetischen Fenster“ von E_1 bis E_2 von Null unterscheidet und in anderen Energiebereichen nahezu Null ist, ergibt sich die folgende Näherung für den obigen Ausdruck (2.35):

$$S_i - S_j \cong \theta_z \int_{E_1}^{E_2} f_\gamma(E) \cdot \Delta\Omega \cdot (Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE. \quad (2.36)$$

Zusätzlich kann unter der Annahme, dass sich die Verteilungsfunktion f_γ im Energieintervall von E_1 bis E_2 vernachlässigbar ändert, die folgende Näherung verwendet werden:

$$f_{\gamma 0} = f_{\gamma 0}|_{E_1, E_2} \cong \frac{S_i - S_j}{\theta_z \cdot \Delta\Omega \cdot \int_{E_1}^{E_2} (Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE}. \quad (2.37)$$

Trotz der Ungenauigkeiten in (2.37) ermöglicht die Verwendung dieser Abschätzung eine „Null-Näherung“ für die Energieverteilungsfunktion der Photonen zu finden.

2.4.2. Auswahl der Filter-Paare und Fehlerrechnung

Gemäß dem Periodensystem der chemischen Elemente steht eine breite Auswahl von Metallen für Filterpaare zur Verfügung. Dennoch ist zu beachten, dass nicht alle Metalle den experimentellen Anforderungen gerecht werden. Einige Metalle sind spröde, schwer mechanisch zu bearbeiten, toxisch, reagieren mit Wasser oder sind selten.

Nach der Auswahl des Materials für den Filter muss die optimale Dicke des Filters berechnet werden. Ein Kriterium für die optimale Dicke des Filters ist das Verhältnis (2.34) für δ_T . Diese Berechnung kann mithilfe von Python-Code durchgeführt werden. Als Beispiel finden Sie in Tab. 2.5 die Werte für $1 - \delta_T$ für das Filter-Paar „Cu-Co“.

Tab. 2.5. Fehler-Matrix für das Ross-Filter-Paar „Cu-Co“

$d_1 \backslash d_2$ [μm]	18,5	18,6	18,7	18,8	18,9	19	19,1	19,2	19,3	19,4
16	0,3	0,19	0,09	0,01	0,05	0,11	0,17	0,21	0,25	0,29
16,1	0,46	0,32	0,2	0,11	0,02	0,05	0,11	0,16	0,21	0,25
16,2	0,66	0,48	0,33	0,22	0,12	0,03	0,04	0,1	0,15	0,2
16,3	0,92	0,68	0,5	0,35	0,23	0,13	0,04	0,03	0,09	0,15
16,4	1,28	0,95	0,71	0,52	0,37	0,24	0,14	0,05	0,02	0,08
16,5	1,82	1,33	0,99	0,73	0,54	0,38	0,26	0,15	0,06	0,01
16,6	2,69	1,89	1,38	1,02	0,76	0,56	0,4	0,27	0,16	0,07
16,7	4,34	2,81	1,97	1,43	1,06	0,79	0,58	0,42	0,29	0,18
16,8	8,69	4,6	2,94	2,04	1,48	1,1	0,82	0,6	0,44	0,3
16,9	52,47	9,58	4,88	3,08	2,13	1,54	1,14	0,85	0,63	0,45

Aus Tab. 2.5 geht hervor, dass die Ross-Filtermethode äußerst empfindlich auf die Auswahl der Filterdicken in einem Paar reagiert. In der Praxis ist es oft eine große Herausforderung, die erforderliche Genauigkeit von $\pm 0,1 \mu\text{m}$ zu erreichen. Im Anschluss finden Sie Tab. 2.6 mit den für unser Experiment ausgewählten Filtern, die gemäß den Berechnungen im Target-Labor der GSI in Darmstadt hergestellt wurden. Obwohl das Kriterium δ_T in

2. Diagnostische Methoden

Tab. 2.6 deutlich von „Eins“ abweicht, kann die Ross-Filtermethode nach entsprechender Korrektur effektiv eingesetzt werden. Weitere Details dazu finden Sie im Abschnitt 2.4.3.

In Abb. 2.28 wird die Transmissionsdifferenz der Filter-Paare aus Tab. 2.6 anschaulich dargestellt.

Tab. 2.6. Auswahl der Filter-Paare für das Experiment P207 (2021) am PHELIX

Filter 1			Filter 2				<E> [eV]	ΔE [eV]	δ_T	
Material	d_1 [μm]	Δd_1 [μm]	Material	d_2 [μm]	Δd_2 [μm]	E_2 [eV]				
Al	4	1.5	1560	Mylar	50.8	0.3		(1125)	(435)	0.61
Ti	20.2	0.7	4966	Al	153.9	1.4	1560	3263	1703	0.48
Co	20.9	1.7	7710	Al	503.0	1.3	1560	4635	3075	0.32
V	12.2	0.9	5482	Ti	20.2	0.9	4966	5224	258	0.34
Cu	15.2	1.0	8979	Al	503.0	1.3	1560	5270	3710	0.34
Cu	15.2	1.0	8979	Co	20.9	1.7	7710	8345	635	0.33
Mo	14.8	0.7	20000	Zr	33.3	1.1	17998	18999	1001	0.29
Ag	66.3	1.0						>12000		

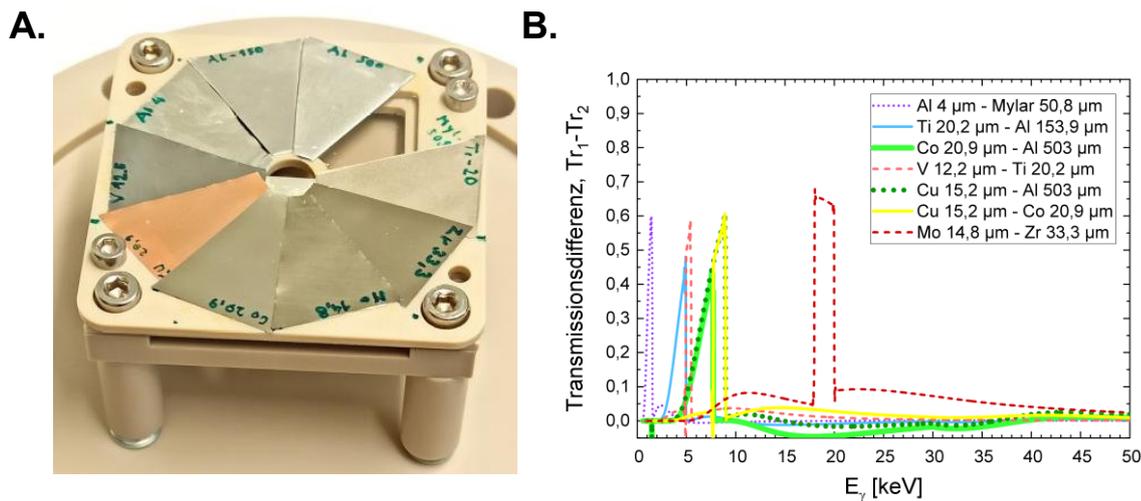


Abb. 2.28. A. Aufbau des Filter-Systems im Experiment P207 (2021). B. Transmissionsdifferenz der ausgewählten Filter-Paare.

2.4.3. Korrektur zur Ross-Filtermethode

Da die Transmissionsdifferenz des Ross-Filter-Paares außerhalb des „energetischen Fensters“ nicht Null ist, entsteht ein Fehler in der Ross-Filtermethode. Um diesen Fehler zu minimieren, wird eine Berechnungskorrektur für die Ross-Filtermethode durchgeführt. Die Werte, die durch die Formel (2.37) erhalten wurden, können als die Werte der Verteilungsfunktion in einer „Null-Näherung“ betrachtet werden. Für eine genauere Berechnung ist es notwendig, die ursprüngliche allgemeine Formel (2.35) zu verwenden:

$$S_i - S_j = \theta_z \int_0^{+\infty} f_\gamma(E) \cdot \Delta\Omega \cdot (Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE, \quad (2.38)$$

oder

$$S_i - S_j = I_1 + I_2 + \theta_z \int_{E_1}^{E_2} f_\gamma(E) \cdot \Delta\Omega \cdot (Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE \quad (2.39)$$

mit

$$I_1 = \theta_z \int_0^{E_1} f_\gamma(E) \cdot \Delta\Omega \cdot (Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE, \quad (2.40)$$

$$I_2 = \theta_z \int_{E_2}^{+\infty} f_\gamma(E) \cdot \Delta\Omega \cdot (Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE \quad (2.41)$$

Für eine iterative Berechnung der gesuchten Verteilungsfunktion f_γ wird Formel (2.39) verwendet. Dabei wird in den Korrektur-Summanden I_1 und I_2 die „Null-Näherungsfunktion“ $f_{\gamma 0}$ eingesetzt. Dies ermöglicht die Berechnung der „Erste-Näherungsfunktion“ $f_{\gamma 1}$ gemäß:

$$f_{\gamma 1} = f_{\gamma 1} \Big|_{E_1, E_2} \cong \frac{S_i - S_j - I_{10} - I_{20}}{\theta_z \cdot \Delta\Omega \cdot \int_{E_1}^{E_2} (Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE} \quad (2.42)$$

mit

$$I_{10} = \theta_z \cdot \Delta\Omega \int_0^{E_1} f_{\gamma 0}(E) \cdot (Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE, \quad (2.43)$$

$$I_{20} = \theta_z \cdot \Delta\Omega \int_{E_2}^{+\infty} f_{\gamma 0}(E) \cdot (Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE. \quad (2.44)$$

Die iterative Berechnung wird fortgesetzt, wobei für die k -te iterative Berechnung die folgende Formel verwendet wird:

$$f_{\gamma, k} = f_{\gamma, k} \Big|_{E_1, E_2} \cong \frac{S_i - S_j - I_{1, k-1} - I_{2, k-1}}{\theta_z \cdot \Delta\Omega \cdot \int_{E_1}^{E_2} (Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE} \quad (2.45)$$

mit

$$I_{1, k-1} = \theta_z \cdot \Delta\Omega \int_0^{E_1} f_{\gamma, k-1}(E) \cdot (Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE \quad (2.46)$$

$$I_{2, k-1} = \theta_z \cdot \Delta\Omega \int_{E_2}^{+\infty} f_{\gamma, k-1}(E) \cdot (Tr_i(E) - Tr_j(E)) \cdot S_{IP}(E) \cdot dE. \quad (2.47)$$

Die Berechnungen enden, wenn der Unterschied zwischen der vorherigen und der neuen iterativen Verteilungsfunktion, z.B. $\delta < 0,05$ (5%), erreicht wird. Dies wird wie folgt berechnet:

$$\delta \equiv \max(\delta_l) \text{ mit } \delta_l = \left| 1 - \frac{f_{\gamma, k-1}(E_l)}{f_{\gamma, k}(E_l)} \right| \quad (2.48)$$

wobei $E_l = \frac{E_1 + E_2}{2}$ die mittlere Energie im „energetischen Fenster“ von E_1 bis E_2 für das verwendete l -te Ross-Filter-Paar ist. Die Berechnungen können automatisch mithilfe eines Python-Codes durchgeführt werden.

2.5. Modifiziertes Magnetspektrometer für Röntgenstrahlung (X-MS)

2.5.1. Aufbau des X-MS

Wie bereits in Abschnitt 2.2.4 erläutert, ermöglicht das 0,99T-MS die Messung des Röntgensignals ohne Beeinflussung durch geladene Teilchen und löst gleichzeitig mehrere räumlich verteilte Röntgenquellen auf. Aufgrund dieser Eigenschaften wurde ein modifiziertes Magnetspektrometer (X-MS) entwickelt, in das ein Ross-Filterssystem integriert wurde, wie in Abb. 2.29 dargestellt.

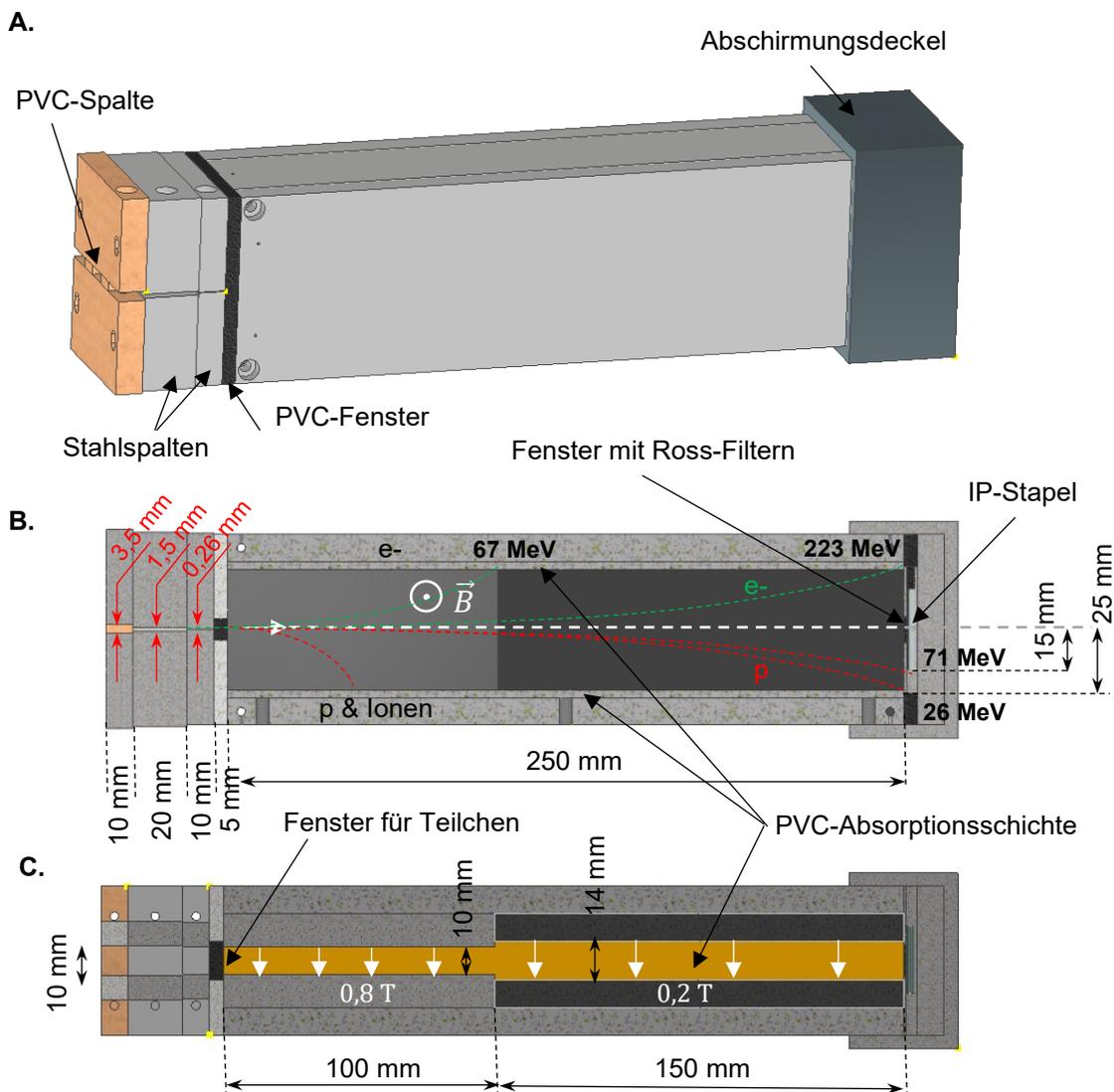


Abb. 2.29. A. Gesamte Darstellung des modifizierten Magnetspektrometers für die Messung der Röntgenstrahlung (X-MS). B. Sicht auf das X-MS von der Seite, im mittleren vertikalen Schnitt, C. Sicht auf das X-MS von oben, im mittleren horizontalen Schnitt.

Bei der Konstruktion wurden mehrere Aspekte berücksichtigt, um eine reine Messung des Röntgensignals zu gewährleisten:

Erstens, es wurde eine mehrstufige Eingangsspalte mit variabler Breite implementiert. Die erste Stufe, mit einer Breite von 3,5 mm aus PVC, dient dazu, schwere Teilchen wie Ionen und Protonen bis zu 40 MeV zu stoppen und die durch Bremsstrahlung erzeugten Hintergrundsignale zu minimieren. Die zweite Stufe, bestehend aus nichtmagnetischem Stahl (1,5 mm breit), reduziert die Elektronenstrahlung. Die dritte Stufe ist die Hauptspalte, bestehend aus nichtmagnetischem Stahl (260 μm breit), die eine räumliche Auflösung der Röntgenquellen ermöglicht. Die zweite und dritte Stufe der Spalte können Elektronen mit Energien bis zu 80 MeV stoppen. Die Verwendung einer mehrstufigen Spalte ermöglicht eine ausgewogene Lösung zwischen einer engen Spalte für die räumliche Auflösung mehrerer Röntgenquellen und dicken Wänden der Frontplatte zur Reduzierung des Hintergrunds im Messbereich. Falls die Spalte gleichzeitig eng und die sie bildenden Wände dick wären, könnte passieren, dass nur eine zentrale Röntgenquelle abgebildet werden würde, da der Messbereich stark eingeschränkt wäre.

Zweitens, die Magnetkonstruktion des X-MS weist einige Besonderheiten auf. Das Gehäuse des X-MS wurde aus magnetischem Stahl gefertigt, und seine 10 mm dicken Wände halten die Magneten innerhalb des Geräts durch Magnetkraft fest. Es gibt zwei Paare von Permanentmagneten: Das erste Paar erzeugt im Raum zwischen den Magneten ein annähernd homogenes Magnetfeld mit einer magnetischen Flussdichte B von 0,8 T, während das zweite Paar ein Feld von 0,2 T erzeugt (siehe Abb. 2.29C).

Diese Magnetkonstruktion spielt eine entscheidende Rolle dabei, hochenergetische Elektronen, Ionen und Protonen, die durch die Eingangsspalte ins X-MS eintreten, möglichst weit von der hinteren Wand des X-MS abzulenken, um sicherzustellen, dass sie keinen Beitrag zum aufgezeichneten Röntgensignal auf der IP (Imaging Plate) leisten. Durch Simulationen der Teilchenbewegung im Magnetfeld im X-MS wurde gezeigt, dass Elektronen mit Energien über 223 MeV und Protonen mit Energien über 26 MeV die Hinterwand des X-MS erreichen. Protonen mit Energien über 71 MeV treten sogar 5 mm von dem Fenster (10 mm \times 12 mm) in der Mitte der Hinterwand des X-MS ein.

Außerdem wurde berücksichtigt, dass durch das Magnetfeld abgelenkte Elektronen, Ionen und Protonen zu den seitlichen Wänden gelangen können. Daher wurden vor den metallischen Wänden PVC-Absorptionsschichten installiert (siehe Abb. 2.29B-C), um die erzeugte Bremsstrahlung zu minimieren.

2. Diagnostische Methoden

Für die niederenergetischen Elektronen, Protonen und Ionen, die durch das Magnetfeld zurück zur Eingangsspalte abgelenkt werden, wurde unmittelbar nach der mehrstufigen Spalte eine Platte aus PVC (5 mm breit) mit einem Fenster in der Mitte (12 mm×12 mm) platziert. Diese Platte absorbiert die eintretenden Teilchen, und die entstandene Bremsstrahlung wird im Plastikmaterial abgeschwächt.

Drittens, die 10 mm lange Eingangsspalte im X-MS wurde so dimensioniert, dass das gesamte Ross-Filtersystem das Röntgensignal erfasst (siehe Abschnitt 2.5.2). Es ist auch wichtig, das Verhältnis zwischen dem Abstand vom Target bis zur engsten Eingangsspalte des X-MS und dem Abstand von dieser Spalte bis zum IP-Messbereich an der Hinterwand des X-MS so zu wählen, dass mehrere Röntgenquellen innerhalb des X-MS abgebildet werden können. Die Geometrie des Aufbaus zur Auflösung mehrerer Punkt-Röntgenquellen ist in Abb. 2.30 schematisch dargestellt.

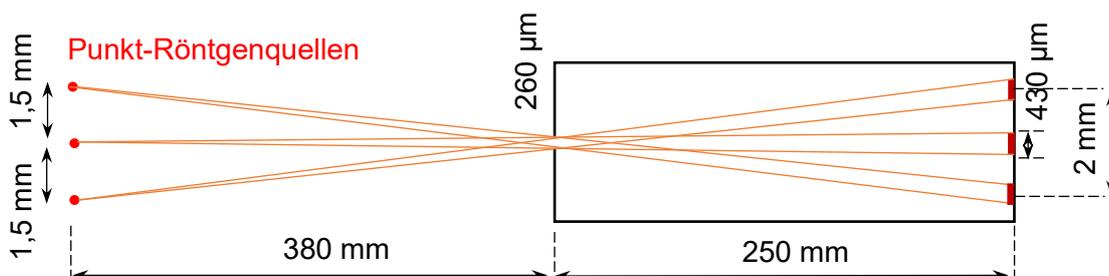


Abb. 2.30. Geometrie des Aufbaus des X-MS für eine Auflösung mehrerer Punkt-Röntgenquellen.

2.5.2. Ross-Filtersystem im X-MS

Der Aufbau des Ross-Filtersystems ist in Abb. 2.31 dargestellt. Der Messbereich beträgt 10 mm×12 mm. Zuerst trifft die Strahlung auf eine 4 µm dicke Al-Folie als Gesamtfilter, in dem sehr intensives niedrigerenergetisches Röntgen mit $E_\gamma < 1,5 \text{ keV}$ stark abgeschwächt wird. Diese Energieschwelle von 1,5 keV wurde so festgelegt, dass das Produkt der TR-IP-Sensitivität und der Transmission des genannten Al-Filters bei dieser Energie 5% des maximalen Werts beträgt.

Hinter dem genannten Filter sind sieben Filter angeordnet, die die Paare für das Ross-Filter bilden. Der Abstand zwischen den Filtern beträgt etwa 0,2-0,5 mm. Jeder Filter ist 1-

2.5. Modifiziertes Magnetspektrometer für Röntgenstrahlung (X-MS)

1,5 mm breit, was dem Messbereich von 20-30 Pixeln auf der gescannten IP entspricht, wobei die Pixelgröße 50 μm beträgt. Dieser Bereich ist ausreichend breit, um Kanteneffekte auszuschließen, da die räumliche Auflösung des Scanners etwa 3 Pixel beträgt (siehe Anhang 5).

Hinter den Ross-Filtern sind fünf hintereinander angeordnete IPs platziert. In diesem Fall fungieren die vorderen IPs als Filter für die nachfolgenden IPs. Das Filtersystem ist gegen äußere Röntgenstrahlung geschützt, indem eine Stahlwand hinter dem System aufgestellt wurde (siehe Abb. 2.31), und es wurde ein Abschirmungsdeckel verwendet (siehe Abb. 2.29A).

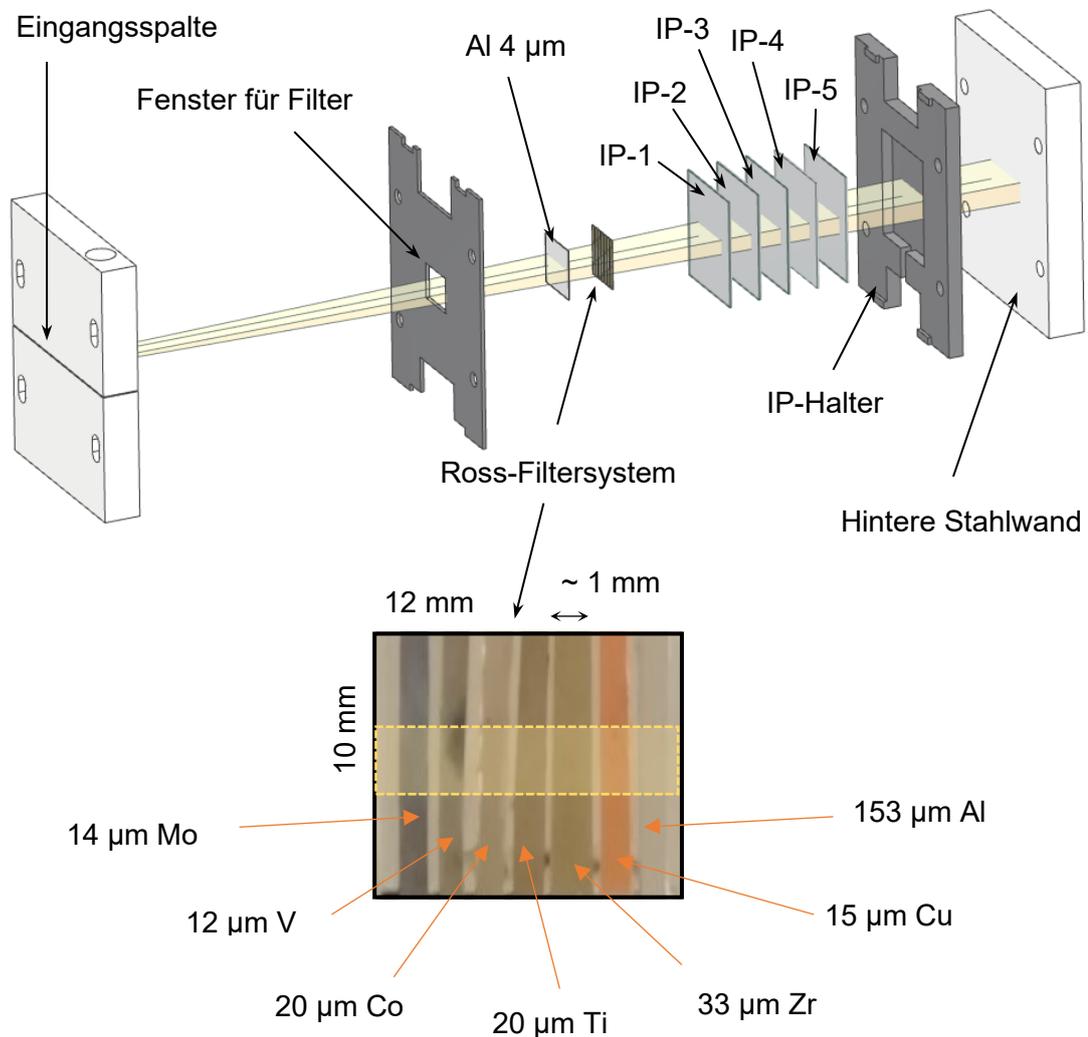


Abb. 2.31. Aufbau des Ross-Filternsystems im modifizierten Magnetspektrometer (X-MS).

2. Diagnostische Methoden

In Tab. 2.7 sind die wichtigsten Parameter der verwendeten Filter aufgeführt, darunter Material, Dicke und K-Kante-Energie.

Tab. 2.7. Ross-Filtersystem im X-MS

Filter 1				Filter 2				$\langle E \rangle$ [eV]	ΔE [eV]
Material	d_1 [μm]	Δd_1 [μm]	E_1 [eV]	Material	d_2 [μm]	Δd_2 [μm]	E_2 [eV]		
Ti	20,2	0,7	4966	Al	153,9	1,4	1560	3263	1703
V	12,2	0,9	5482	Ti	20,2	0,9	4966	5224	258
Cu	15,2	1,0	8979	Co	20,9	1,7	7710	8345	635
Mo	14,8	0,7	20000	Zr	33,3	1,1	17998	18999	1001

In Abb. 2.32 sind die Transmissionen der Filter im X-MS und die Transmissionsdifferenzen der Ross-Filter-Paare dargestellt. Daher kann das Röntgenspektrum durch die Messung in vier Energiepunkten mithilfe der vier Ross-Filter-Paare rekonstruiert werden. Außerdem ist es möglich, zusätzliche Energiepunkte im Spektrum (insbesondere im hochenergetischen Röntgenbereich) durch Messungen in aufeinanderfolgenden IPs zu erhalten. In Abb. 2.33 wird die Transmission einer bzw. mehrerer MS-IPs als ein Filter illustriert.

Die Auswertung des Röntgenspektrums kann mithilfe verschiedener diagnostischer Methoden durchgeführt werden. Einige dieser Methoden werden in den Abschnitten 2.2.4.2, 2.2.4.3 und 2.4.1 näher erläutert.

In den Abbildungen 2.34 und 2.35 werden zwei Beispiele für das im X-MS gemessene Röntgensignal präsentiert. Im ersten Beispiel, Abb. 2.34, wurde eine 10 μm dicke Au-Folie als Target verwendet. Während der Wechselwirkung des Laserstrahls mit dem Target entsteht eine Röntgenquelle, die so breit ist, wie Fokusgröße ($\sim 15 \mu\text{m}$). Im Vergleich zur Spaltenbreite von 260 μm lässt sich der Quelle als Punktquelle betrachten. Im zweiten Beispiel,

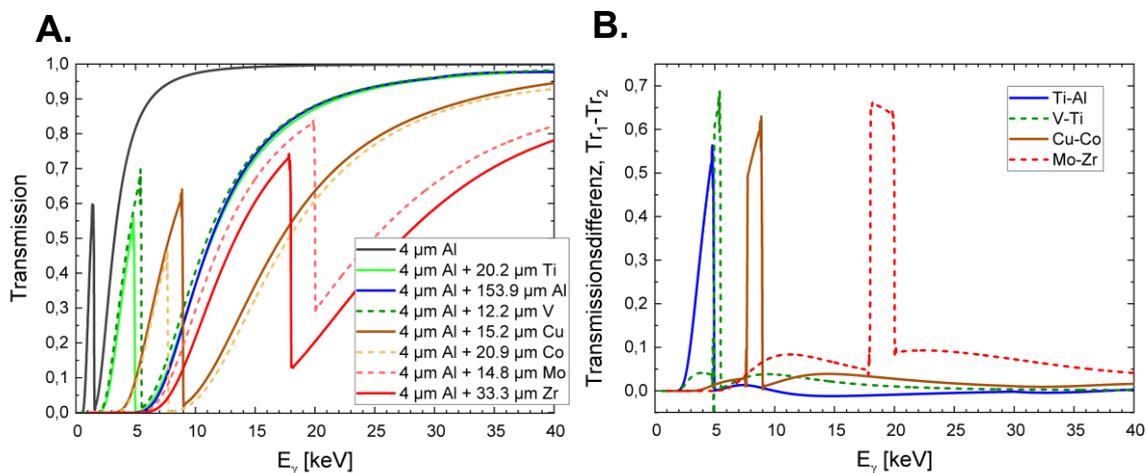


Abb. 2.32. A. Transmissionen der im X-MS verwendeten Filter. B. Transmissionsdifferenzen der Ross-Filter-Paare.

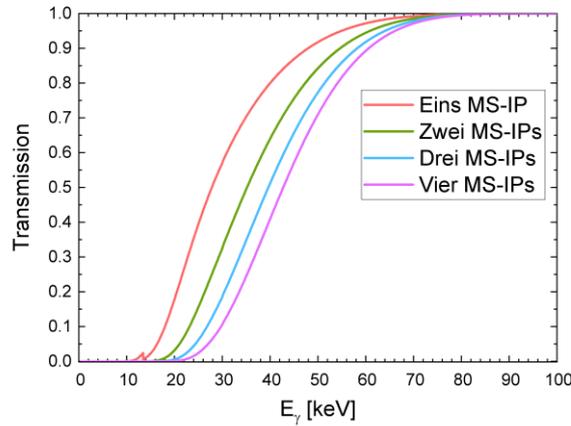


Abb. 2.33. Transmission einer MS-IP bzw. mehrerer MS-IPs.

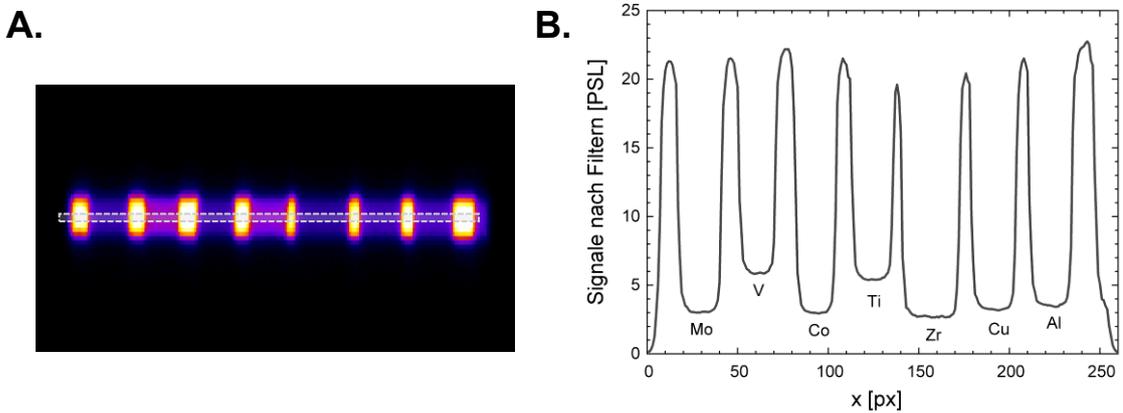


Abb. 2.34. A. Auf der IP-1 (Abb. 2.31) registriertes Signal im sh.#16 P21-05-1, Target: 10 μm Au-Folie, Target-Normale zur Laserachse: -10° , Beobachtungswinkel zur Laserachse: $+9^\circ$, Laserparameter: 750 ± 250 fs Puls mit einer Peak-Intensität von $\sim 1,7 \cdot 10^{19}$ W/cm 2 mit Hochkontrast (10^{-11}). **B.** Profil des Signals hinter den verwendeten Filtern.

Abb. 2.35, wurde ein 500 μm dicker CHO-Schaum mit einer Dichte von 2 mg/cm 3 als Target verwendet. Dabei wurden drei Röntgensignale registriert. Das zentrale auf der IP abgebildete Signal (Abb. 2.35) entspricht der Betatronstrahlung, die im Schaum durch DLA-Elektronen im Plasma-Ionenkanal erzeugt wird. Die seitlichen Signale stammen von der Bremsstrahlung des Cu-Scheiben-Halters, wie detailliert im Abschnitt 4.3.2 beschrieben.

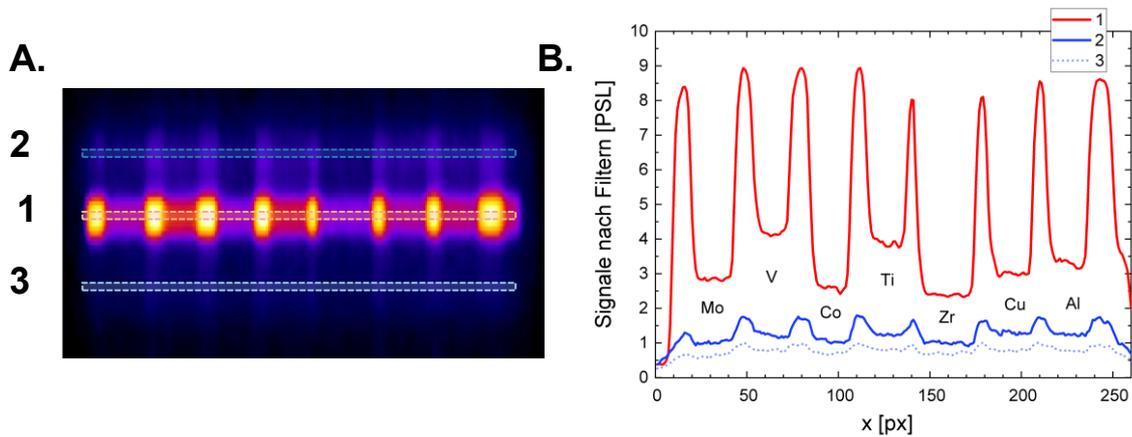


Abb. 2.35. A. Auf der IP-1 (Abb. 2.31) registriertes Signal im sh.#12 P21-05-1, Target: 500 μm CHO-Schaum 2 mg/cm^3 , Target-Normale zur Laserachse: -10° , Beobachtungswinkel zur Laserachse: $+9^\circ$, Laserparameter: $3 \pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Intensität von $\sim 3,2 \cdot 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$, 750 ± 250 fs Hauptpuls mit einer Peak-Intensität von $\sim 1,8 \cdot 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$, Verzögerung zwischen den ns- und sub-ps-Pulsen betrug $5 \pm 0,5$ ns.
B. Profil des Signals hinter den verwendeten Filtern.

3. Beschleunigung von Elektronen und Protonen in Schäumen

3.1. Experimentelle Aufbauten

Eine Serie von Experimenten, nämlich P176, P207, P213, P21-05-1, P21-05-2 und P22-48, wurde im Zeitraum von 2019 bis 2023 am PHELIX (Petawatt hoch-Energie Laser für Schwerionenexperimente) an der GSI in Darmstadt durchgeführt.

PHELIX ist ein blitzlampengepumptes Nd-Glas-System mit einer zentralen Wellenlänge von 1054 nm. Es besteht aus einem fs-Frontend, einem ns-Frontend, einem Vorverstärker und einem Hauptverstärker (GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 2018). Durch einen Pulskompressor kann der verstärkte Laserpuls auf 750 ± 250 fs komprimiert werden und erreicht dabei eine maximale Energie von 80-120 J. Aufgrund von Verlusten im Kompressor und auf der Fokussierparabel wird etwa 80% der Laserenergie in den Target-Bereich transportiert. Dabei hat der einkommende Laserstrahl in die Target-Kammer eine s-Polarisation.

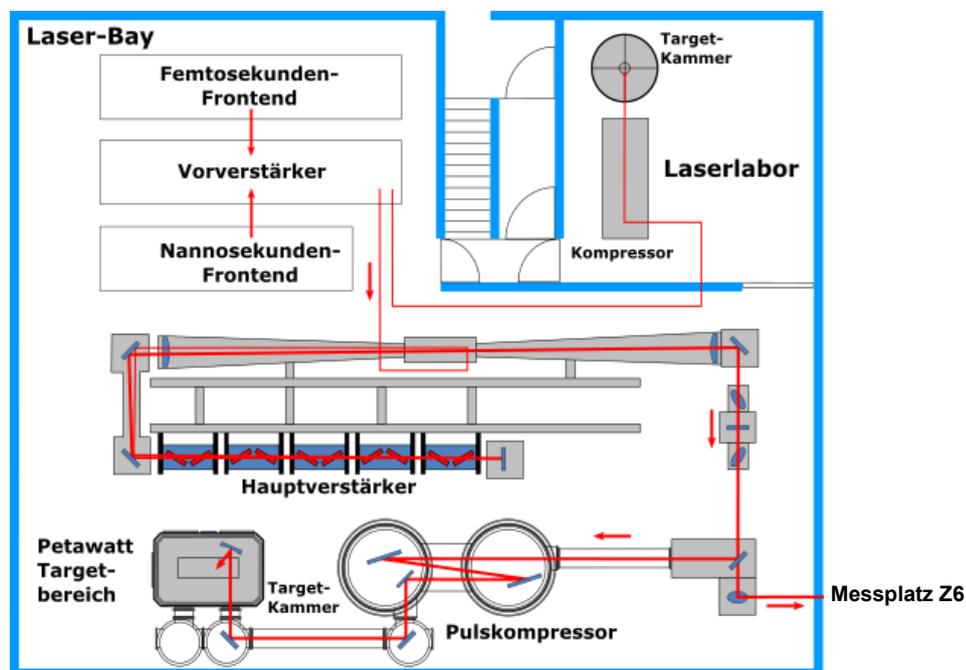


Abb. 3.1. Schematische Darstellung der PHELIX-Lasereinrichtung (GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH 2018).

3. Beschleunigung von Elektronen und Protonen in Schäumen

In Tab. 3.1 sind die regulierten Laserparameter aufgeführt. Die Rayleigh-Länge wurde gemäß der Formel (1.5) unter Berücksichtigung des Verhältnisses zwischen dem Durchmesser d_{FWHM} des minimalen Laserfokus im FWHM-Bereich und dem Radius der Laserstrahltaile w_0 berechnet: $d_{FWHM} = 2r_{FWHM} = \sqrt{2\ln(2)}w_0 \cong 1,18w_0$.

Tab. 3.1. Regulierte Laserparameter

Parameter	P176 Kurz fokussierende Parabel (40 cm)	P176, P207, P21-05, P22-48 Lang fokussierende Parabel (150 cm)
Fokusgröße ($x_{FWHM} \times y_{FWHM}$) [μm^2]	$(2,9 \pm 0,3) \times (2,7 \pm 0,3)$	$(19 \pm 1,5) \times (12 \pm 1)$
Strahltaile w_0 [μm]	$2,3 \pm 0,3$	$10 \pm 1,5$
Rayleigh-Länge z_R [μm]	16 ± 2	330 ± 30
Form des ns-Pulses	trapezförmig	trapezförmig /rechteckig
Energie des ns-Pulses nach der Fokussierparabel [J]	$\sim 0,8$	$0,2 - 3,2$
Energie des ns-Pulses im FWHM-Bereich des Fokusses [J]	$0,1 - 0,2$	$0,1 - 1,5$
Dauer des ns-Pulses τ_{ns} [ns]	$1,5 - 2$	$1,5 - 3,5$
Verzögerung des sub-ps-Pulses nach dem ns-Puls [ns]	$2 - 6$	$1,5 - 6$
Energie des sub-ps-Pulses nach der Fokussierparabel [J]	$130 - 170$	$50 - 80$
Energie des sub-ps-Pulses im FWHM-Bereich des Fokusses [J]	$20 - 30$	$10 - 25$
Peak-Intensität des sub-ps-Pulses I_{ps} [W/cm^2]	$(0,5 - 1) \cdot 10^{21}$	$(1 - 2,5) \cdot 10^{19}$

In Abb. 3.2 – 3.5 sind die experimentellen Aufbauten dargestellt. Während der Experimente kamen die folgenden diagnostischen Methoden zum Einsatz:

- *Magnetspektrometer:* 0,22T-MS und 0,99T-MS. Eine umfassende Beschreibung der Magnetspektrometer finden Sie in Abschnitt 2.2. Diese Instrumente werden verwendet, um Elektronen- und Protonenspektren in bestimmten Richtungen relativ zum Target zu analysieren. Zudem ermöglichen die Magnetspektrometer die Auswertung des Röntgensignals an

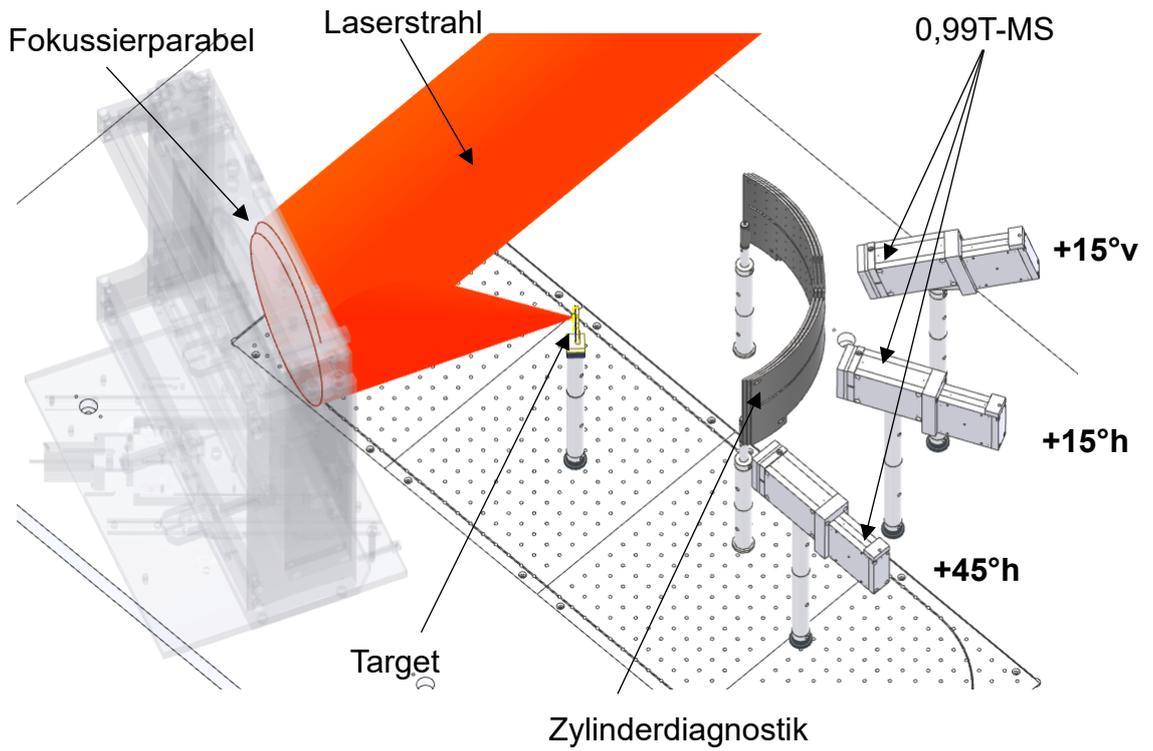


Abb. 3.2. Aufbau des Experiments P176 (2019) am PHELIX mit einer kurzfokussierenden Parabel (40 cm), sh.#1–13.

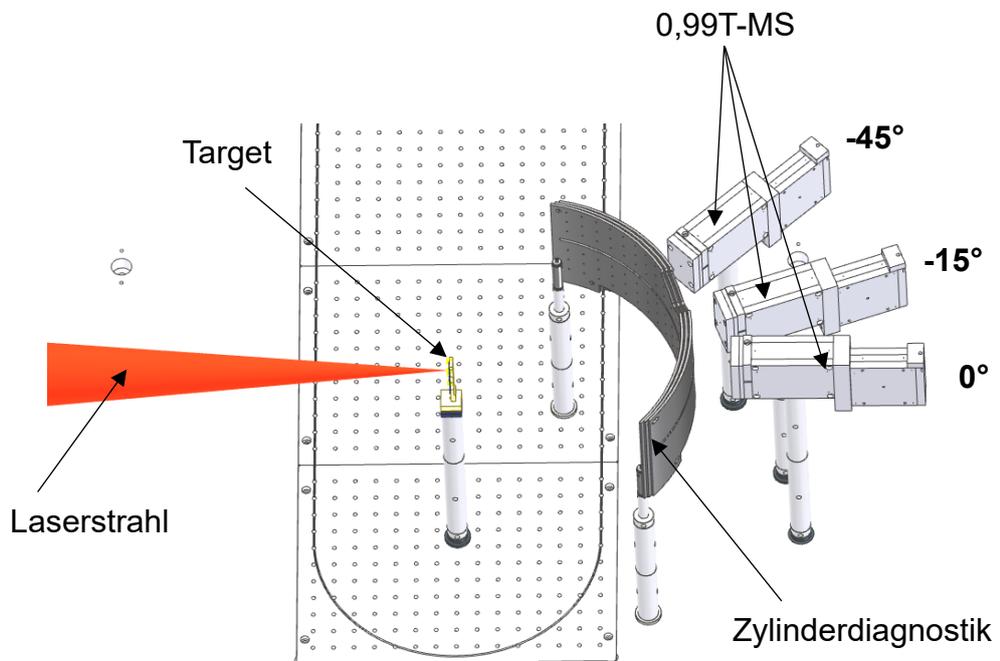


Abb. 3.3. Aufbau des Experiments P176 (2019) am PHELIX mit einer langfokussierenden Parabel (150 cm), sh.#14–42.

ihrer hinteren Wand zur weiteren Analyse der Photonenspektren. Außerdem wurde ein modifiziertes Magnetspektrometer (X-MS) angewendet, welches in Abb. 3.2 – 3.5 nicht dargestellt ist und in Kapitel 4 separat präsentiert wird.

- *Zylinderdiagnostik.* Sie dient zur Messung der Winkelverteilung der hochenergetischen Elektronen. Ihre Konstruktion besteht aus drei Stahlschichten, zwischen denen IPs (Imaging Plates) eingesetzt werden. Dadurch ist es möglich, Elektronen nach dem Durchgang der ersten Stahlschicht mit ursprünglichen Energien von mehr als 3,5 MeV oder nach dem Durchgang der zweiten Stahlschicht mit Energien von mehr als 7,5 MeV zu registrieren. Diese Diagnostik ermöglicht die Darstellung der Richtung des Elektronenstrahls und die Bestimmung des Divergenzwinkels dieses Strahls.
- *RCF-Box.* Diese Box erfasst Elektronen-, Protonen- und Photonensignale mithilfe von RCFs, die anschließend weiter ausgewertet werden können. Der Aufbau der RCF-Box sieht folgendermaßen aus: Es handelt sich um einen Stapel von RCFs mit einer Metallfolie an der Vorderseite zum Target. Zusätzlich können weitere Filter, wie zum Beispiel Mylar-Folien, zwischen den RCFs platziert werden. In bestimmten Fällen, wenn das TNSA-Regime (Target Normal Sheath Acceleration) vorliegt, kann ein vorherrschendes Protonensignal in Richtung der Target-Normale erfasst werden. In diesen Situationen zeigt jedes RCF im Stapel eine räumliche Verteilung von Protonen. Die Kante des Signals auf dem RCF entspricht der Cut-off-Energie der registrierten Protonen unter dem Beobachtungswinkel des Targets zur Laserachse an der Position dieser Kante.

Die Experimente wurden mit verschiedenen Target-Kombinationen durchgeführt, darunter Schaum, Schaum in Kombination mit dünner Metallfolie (1-50 μm Al, Au, Cu, Ti, Pb) und die entsprechenden Metallfolien separat. Der Schwerpunkt der Experimente lag auf der Verwendung von Schäumen als Targets. Es wurden verschiedene Schaumtypen verwendet, die eine durchschnittliche Dichte von 2 bis 8 mg/cm^3 , eine Dicke von 300 bis 1500 μm und unterschiedliche chemische Strukturen aufwiesen.

Der Großteil der Experimente wurde mit Schäumen (siehe Abb. 3.6A) aus Cellulose Triacetat ($\text{C}_{12}\text{H}_{16}\text{O}_8$) durchgeführt, die eine Dichte von 2 bis 5 mg/cm^3 und eine Dicke von 300 bis 1500 μm aufwiesen. In Abb. 3.6B ist ein Schaum dargestellt, der auf einem Kupfer-Scheibe-Halter gewachsen wurde. Diese betrachteten Schäume besitzen eine 3D-stochastische Faserstruktur, wobei die Fasern etwa 40 nm dick und $\leq 1 \mu\text{m}$ lang sind, bei einer Dichte von 1 g/cm^3 . Die Poren zwischen den Fasern im Schaum sind kleiner als 1 μm .

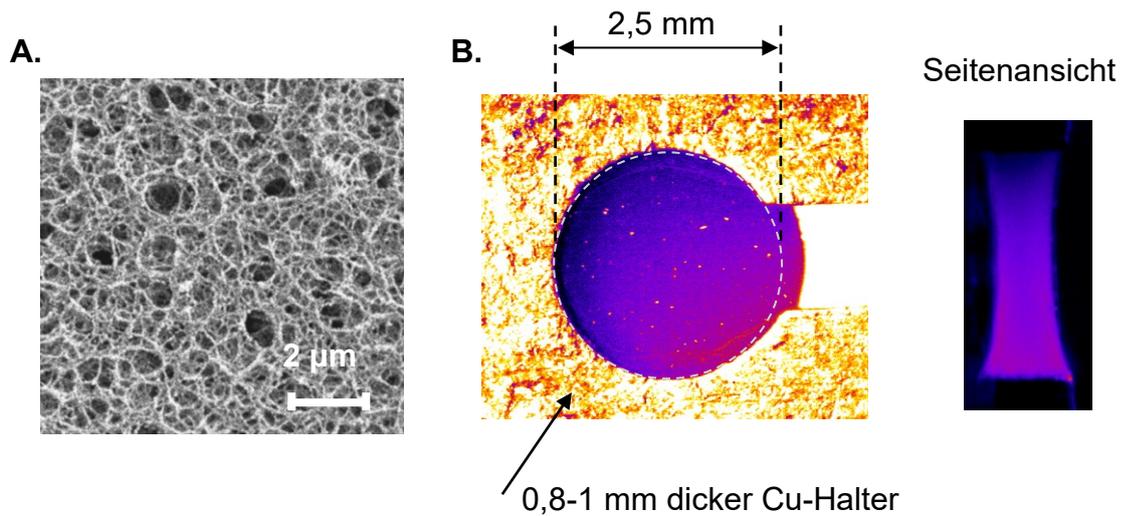


Abb.3.6. **A.** Struktur des CHO-Schaums ($C_{12}H_{16}O_8$) (S.Yu. Gus'kov, 2011; O.N. Rosmej, 2019). **B.** Ein Schaum im Kupfer-Scheibe-Halter als Target.

Durch Verwendung eines ns-Vorpulses wurde im Schaum ein Plasma erzeugt. Die Wechselwirkung des Laserstrahls mit einem Schaum ist komplex, da der Laserstrahl von den Fasern teilweise reflektiert und in die Poren propagiert. Während der Reflexion wird der Laserstrahl teilweise absorbiert, wodurch die Materie erhitzt wird und die Poren mit Material gefüllt werden. Auf diese Weise erfolgt die Homogenisierung im Schaum. Durch Simulationen für einen Schaum mit einer Dichte von 5 bis 10 mg/cm^3 bei einer Laserintensität von 10^{13} bis 10^{14} W/cm^2 (Laserpulsdauer $\sim 3 \text{ ns}$) wurde gezeigt, dass die Homogenisierungszeit im Fall von Schaum mit kleinen Poren ($\sim 1 \text{ }\mu\text{m}$) etwa 0,1 bis 0,2 ns beträgt (M. Cipriani, 2018).

Zusätzlich führt der im Schaum propagierende Laserstrahl zur Ionisation. Dabei wird der Stoff durch die Schockwelle komprimiert, und es kann ein Bereich mit einer überkritischen Elektronendichte entstehen, hinter dem der Laserstrahl nicht weiter vordringen kann. Trotzdem breitet sich die Ionisationswelle schneller als die Schockwelle aus, was als Supersonic-Ionisation bezeichnet wird. Eine mögliche Erklärung dieses Phänomens ist, dass die Erhitzung und Ionisation der Materie, die noch keinen direkten Kontakt mit dem Laserstrahl hatte, durch die Absorption von sehr intensiver weicher Röntgenstrahlung erzeugt werden. Diese intensive Röntgenstrahlung entsteht während der Absorption der Laserenergie an der Grenze mit der kritischen Elektronendichte des Plasmas.

In einem Experiment am ABC-Laser im ENEA Frascati Research Center (Juni 2022) wurden die Eigenschaften einiger Schäume mit einer Dichte von $2\text{--}3 \text{ mg/cm}^3$ und einer Dicke von etwa $250\text{--}750 \text{ }\mu\text{m}$ untersucht. Dabei wurden folgende Laserparameter verwendet:

Wellenlänge – 1,054 μm , Pulsdauer – 3 ns, Fokusgröße – 100 μm , Intensität $\sim (3\text{--}13)\cdot 10^{13}$ W/cm², Kontrast – 10^{-5} . Mithilfe einer Streak-Kamera wurde gezeigt, dass sich die Korona mit einer Geschwindigkeit von etwa 40–90 $\mu\text{m}/\text{ns}$ entgegen der Laserstrahlrichtung ausbreitet (was der Schallgeschwindigkeit entspricht). In Richtung des Laserstrahls beträgt die Geschwindigkeit der Ionisationswelle etwa 200 $\mu\text{m}/\text{ns}$ für Schäume mit einer durchschnittlichen Dichte von 2 mg/cm³ bzw. etwa 100 $\mu\text{m}/\text{ns}$ für Schäume mit einer Dichte von 3 mg/cm³. Darüber hinaus wurden die Reflexion und Transmission des Laserstrahls im Schaum mithilfe von Dioden-Detektoren gemessen. Für Schäume mit einer Dicke von 750 ± 50 μm und einer Dichte von 2–3 mg/cm³ betrug die Reflexion etwa 2,2–2,8%, und die Transmission lag bei etwa 0,31–0,38% der ursprünglichen Laserstrahlenergie.

Die Untersuchung der Eigenschaften von Schäumen ist von großer Bedeutung, um die Verzögerung zwischen dem ns-Vorpuls und dem sub-ps-Hauptpuls zu bestimmen, um die Elektronen im Plasma effektiv während des sub-ps-Pulses zu beschleunigen. Anhand der Kenntnis der Geschwindigkeit der Ionisationswelle kann die benötigte Zeit für die Ionisationsprozesse abgeschätzt werden, indem man das Verhältnis zwischen der Schaumdicke und der Geschwindigkeit der Ionisationswelle berücksichtigt. Zum Beispiel dauert es etwa 3,5 ns, um einen Schaum mit einer Dichte von 2 mg/cm³ und einer Dicke von 700 μm vollständig zu ionisieren.

3.2. Überblick der Beschleunigungsbedingungen von Elektronen und Protonen

In Tab. 3.2 sind die Bedingungen für die Beschleunigung von Elektronen und Protonen bei der Wechselwirkung eines sub-ps-Laserpulses (mit einer Peak-Intensität von $\sim 10^{19}$ W/cm²) mit einem vorionisierten Schaum zusammengefasst. Daneben werden in Tab. 3.3 die Fälle der Beschleunigung von Teilchen in einer Metallfolie und in einem Schaum ohne Vorionisation betrachtet. Für die Metallfolie werden dabei Situationen sowohl ohne als auch mit einem ns-Vorpuls sowie bei verschiedenen Peak-Intensitäten des sub-ps-Laserpulses (10^{19} W/cm² bzw. 10^{21} W/cm²) erforscht.

Es gibt auch einen speziellen Fall eines kombinierten Targets „Schaum + Metallfolie“, der in Tab. 3.2 und 3.3 nicht gezeigt wird, jedoch in Abschnitt 3.5 für verschiedene Target-Kombinationen separat untersucht wird.

3. Beschleunigung von Elektronen und Protonen in Schäumen

Tab. 3.2. Beschleunigungsbedingungen von Elektronen und Protonen in einem sub-mm-lang vorionisierten Schaum

Bedingungen		Vorionisierter Schaum mit $n_e \leq n_c$	Vorionisierter Schaum mit $n_e \ll n_c$
1	Target	300-1000 μm CHO 2-3 mg/cm^3	300-500 μm CHO 2-3 mg/cm^3
2	Intensität des ns-Pulses, Verzögerung des sub-ps-Pulses nach dem ns-Puls	$I_{ns} \geq 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$ Verzögerung $\sim 2-3 \text{ ns}$	$I_{ns} \geq 10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$ Verzögerung $\sim 4,5-6 \text{ ns}$
3	Abschätzung der Elektronendicke im Plasma vor dem sub-ps-Puls	$\sim (0,1-0,65) \cdot n_{cr}$, sub-mm lang	$\sim (0,01-0,05) \cdot n_{cr}$, mm lang
4	Parameter des sub-ps-Pulses: Peak-Intensität, Rayleigh-Länge	$I_{ps} \sim 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$ $Z_R \sim 300-350 \mu\text{m}$	
5	Effektiver Beschleunigungsbereich	$\leq 1 \text{ mm}$	
Ergebnisse der Beschleunigung durch sub-ps-Puls			
Elektronen		DLA-Elektronen: $T_e \sim 10-20 \text{ MeV}$; $E_{e \text{ max}} \sim 65-90 \text{ MeV}$, die einem Niveau von $5 \cdot 10^8 \text{ MeV}^{-1} \text{sr}^{-1}$ im abfallenden Elektronenspektrum entspricht	$T_e \sim 10 \text{ MeV}$; $E_{e \text{ max}} \sim 50-60 \text{ MeV}$, die einem Niveau von $5 \cdot 10^8 \text{ MeV}^{-1} \text{sr}^{-1}$ im abfallenden Elektronenspektrum entspricht
Protonen		TNSA-ähnliche Protonen: $E_{\text{cut-off}} \sim 10-35 \text{ MeV}$	Cut-off-Energie wurde nicht registriert; $E_{p \text{ max}} \sim 5-7 \text{ MeV}$, die einem Niveau von $5 \cdot 10^8 \text{ MeV}^{-1} \text{sr}^{-1}$ im abfallenden Protonenspektrum entspricht

Tab. 3.3. Beschleunigungsbedingungen von Elektronen und Protonen in einer Metallfolie bzw. in einem Schaum ohne Vorionisation

Bedingungen		Schaum ohne Vorionisation	Metallfolie bei $I_{ps} \sim 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$		Metallfolie bei $I_{ps} \sim 10^{21} \text{ W}/\text{cm}^2$	
1	Target	0,3-0,5 mm CHO 2-3 mg/cm^3	10 μm Au, Ti; 50 μm Al		1-4 μm Au; 10 μm Ti	
2	Intensität des ns-Puls, Verzögerung des sub-ps-Pulses nach dem ns-Puls)	ohne ns-Puls	ohne ns-Puls	$I_{ns} \geq 10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$ Verzögerung $\sim 3 \text{ ns}$	ohne ns-Puls	$I_{ns} \geq 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$ Verzögerung $\sim 3-5 \text{ ns}$
3	Abschätzung der Elektronendicke im Plasma vor dem sub-ps-Puls	-	-	$\sim n_{cr}$ $>10 \mu\text{m}$ lang	-	$\sim n_{cr}$ $\sim 100 \mu\text{m}$ lang
4	Parameter des sub-ps-Pulses: Peak-Intensität, Rayleigh-Länge	$I_{ps} \sim 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$ $Z_R \sim 300-350 \mu\text{m}$		$I_{ps} \sim 10^{21} \text{ W}/\text{cm}^2$ $Z_R \sim 20 \mu\text{m}$		
5	Effektiver Beschleunigungsbereich	$\sim 10 \mu\text{m}$		$\sim 100 \mu\text{m}$		
Ergebnisse der Beschleunigung durch sub-ps-Puls						
Elektronen		Ponderomotorische Elektronen: $T_e \sim 1,5-1,8 \text{ MeV}$; $E_{e \text{ max}} \sim 10 \text{ MeV}$, die einem Niveau von $5 \cdot 10^8 \text{ MeV}^{-1} \text{sr}^{-1}$ im abfallenden Elektronenspektrum entspricht	Superponderom. Elektronen: $T_e \sim 6-7 \text{ MeV}$, $E_{e \text{ max}} \sim 25 \text{ MeV}$	Ponderomotorische Elektronen: $T_e \sim 10 \text{ MeV}$, $E_{e \text{ max}} \sim 50 \text{ MeV}$	Ponderomotorische Elektronen: $T_e \sim 7 \text{ MeV}$, $E_{e \text{ max}} \sim 30-40 \text{ MeV}$	
Protonen		TNSA-Protonen: $E_{\text{cut-off}} \sim 10 \text{ MeV}$	TNSA-Protonen: $E_{\text{cut-off}} \sim 24 \text{ MeV}$	TNSA-Protonen: $E_{\text{cut-off}} \sim \dots$	TNSA-Protonen: $E_{\text{cut-off}} \sim \dots$	TNSA-Protonen: $E_{\text{cut-off}} \sim 14-16 \text{ MeV}$

3.3. Beschleunigung in einem vorionisierten Schaum mit $n_e \lesssim n_c$

Durch die Änderung sowohl der Energie und Dauer des ns-Pulses als auch der Verzögerung zwischen dem ns- und sub-ps-Puls kann die Elektronendichte im Plasma, das durch den ns-Puls erzeugt wird, vor dem einkommenden sub-ps-Puls variiert werden. Dadurch entstehen unterschiedliche Bedingungen für die Beschleunigung von Elektronen und Protonen im Plasma. Zuerst betrachten wir den Fall eines vorionisierten Schaums mit einer Elektronendichte in der Nähe der kritischen Elektronendichte (NCD). Wie bereits in Tab. 3.2 gezeigt wurde, sollte die Intensität des ns-Vorpulses $\gtrsim 10^{13}$ W/cm² betragen und die Verzögerung des sub-ps-Pulses etwa 2-3 ns betragen (siehe Abb. 3.7), um einen 300 – 1000 μm dicken Schaum mit einer Dichte von 2-3 mg/cm³ vollständig vor dem sub-ps-Puls zu ionisieren.

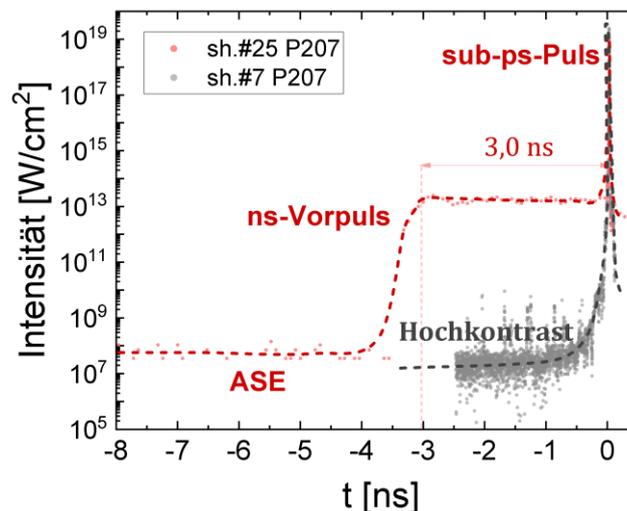


Abb. 3.7. Anschauliche Darstellung der Intensitäten der ns- und sub-ps-Pulsen in den Schüssen #25 P207 (vorionisierter Schaum mit $n_e \lesssim n_c$), #7 P207 (Au-Folie ohne Vorionisation durch einen ns-Puls).

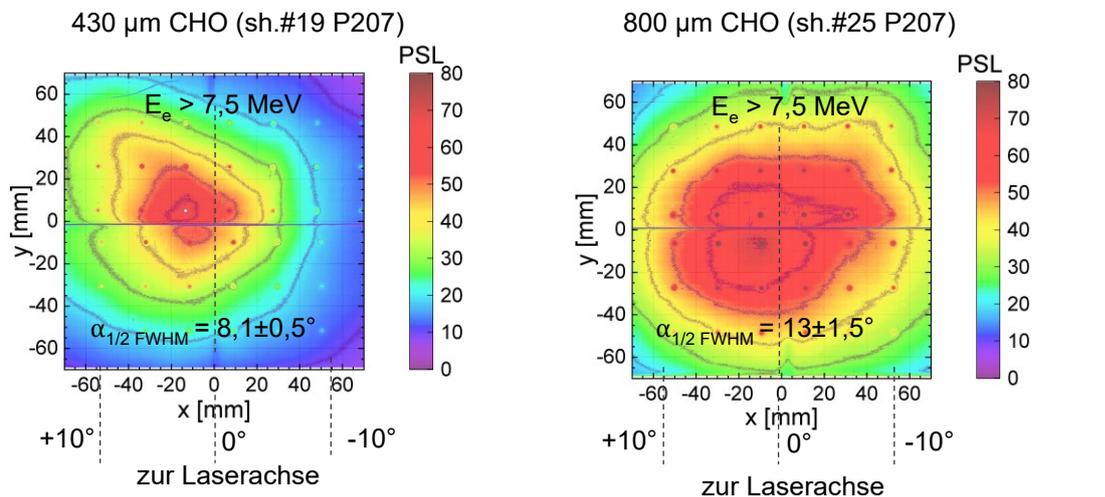
3.3.1. Beschleunigung in Laserstrahlrichtung

Durch die Auswahl verschiedener Target-Kombinationen können Elektronen und Protonen unterschiedlich beschleunigt werden. Im Folgenden werden die Ergebnisse der Experimente am PHELIX präsentiert. In Abb. 3.8 sind die Elektronen- und Protonenspektren, sowie die räumliche Elektronenverteilung im Vergleich zwischen den Schüssen #19 und #25 P207 dargestellt. In beiden Schüssen war die Target-Normale um einen Winkel von -3° zur Laserachse gedreht. Die Laserparameter in diesen Schüssen waren sehr ähnlich:

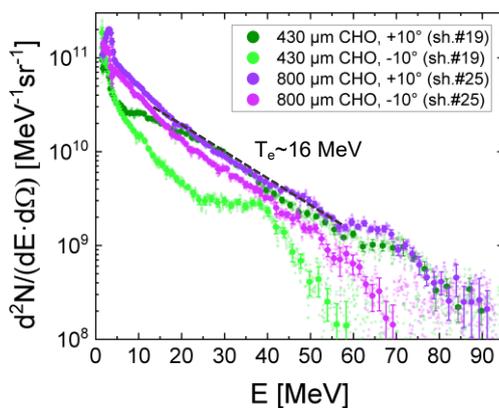
3. Beschleunigung von Elektronen und Protonen in Schäumen

- Im **sh.#19 P207** mit dem Target „430 μm CHO 2 mg/cm^3 “: Ein $3\pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokusses von ~ 52 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 1,8 \cdot 10^{13}$ W/cm^2 , sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $3\pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 16 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 1,8 \cdot 10^{19}$ W/cm^2 .
- Im **sh.#25 P207** mit dem Target 800 μm CHO 2 mg/cm^3 : Ein $3\pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich von ~ 53 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 1,7 \cdot 10^{13}$ W/cm^2 , sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $3\pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 16 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 1,6 \cdot 10^{19}$ W/cm^2 .

A. Räumliche Elektronenverteilungen



B. Elektronenspektren



C. Protonenspektren

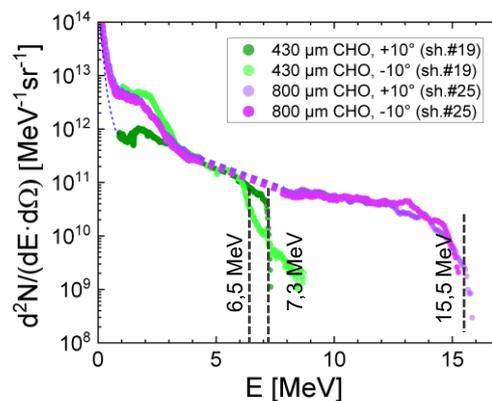


Abb. 3.8. Vergleich der Ergebnisse für 430 μm CHO 2 mg/cm^3 und 800 μm CHO 2 mg/cm^3 in den Schüssen #19, #25, P207: **A.** Räumliche Elektronenverteilungen auf der Zylinderdiagnostik (mit $R = 340$ mm). **B.** Elektronenspektren. **C.** Protonenspektren.

Aus den räumlichen Elektronenverteilungen (Abb. 3.8A) kann man schließen, dass der Elektronenstrahl bei 430 μm Schaum (sh.#19 P207) stärker gerichtet ist als bei 800 μm Schaum (sh.#25 P207). Dabei werden die Elektronen bei einem dickeren Schaum mehr um die Laserachse zentriert. Dies lässt sich durch bessere Bedingungen für eine Stabilisierung des Elektronenstrahls in einem dickeren Schaum erklären. Außerdem wurden durch einen dickeren Schaum mehr Elektronen mit Energien unter 15 MeV gewonnen (Abb. 3.8B), was wiederum zu einer höheren Cut-off-Energie für Protonen führt (Abb. 3.8C). Daher ist die Nutzung der dickeren Schäume für die Beschleunigung von Elektronen und Protonen produktiver.

3.3.2. Beschleunigung entgegen Laserstrahlrichtung

In Abb. 3.9 sind die Elektronen- und Protonenspektren für die Schüsse #19 und #25 P207 dargestellt. Wie bereits in Abschnitt 3.3.1 gezeigt wurde, unterscheiden sich die verwendeten Schäume hinsichtlich ihrer Dicke. Bei einem dickeren Schaum werden die Elektronen im Plasma, das durch den ns-Puls erzeugt wurde, durch den sub-ps-Puls stärker beschleunigt (siehe in Abb. 3.9A). Dies geschieht vermutlich aufgrund der längeren Beschleunigungsstrecken im Plasma. Dabei wird ein TNSA-ähnlicher Mechanismus realisiert und die Cut-off-Energie der Protonen im Fall des dickeren Schaums erreicht einen höheren Wert durch die Kupplung an Elektronen bis zu 10 MeV (Abb. 3.9B).

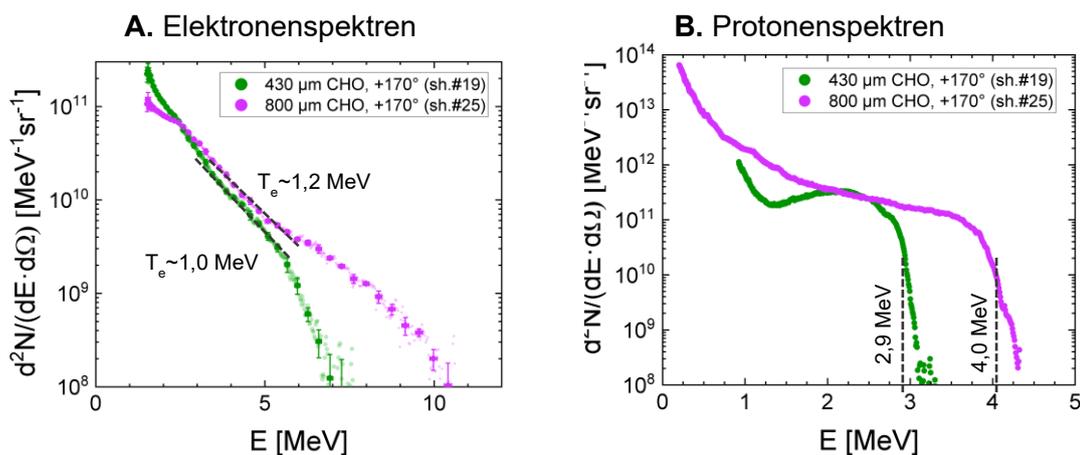


Abb. 3.9. Elektronen- und Protonenspektren unter einem Winkel von $+170^\circ$ zur Laserachse in den Schüssen #19 und #25 P207 mit einem CHO-Schaum 2 mg/cm^3 als Target.

3.4. Beschleunigung in einem vorionisierten Schaum mit $n_e \ll n_c$

In diesem Abschnitt wird das Plasma mit einer verringerten Elektronendichte ($n_e \ll n_c$) betrachtet, da dieser Schaum durch einen hochenergetischen ns-Vorpuls (mit einer Intensität von $\geq 10^{14}$ W/cm²) vorionisiert wird und sich aufgrund einer längeren Verzögerung des sub-ps-Pulses (wie in Tab. 3.2 angegeben) deutlich vor dem eintreffenden sub-ps-Puls ausdehnt. Eine zeitliche Darstellung der ns- und sub-ps-Pulse für diesen Fall (sh.#9 P207) wird in Abb. 3.10 veranschaulicht, wobei die Parameter der ns- und sub-ps-Pulse aus einem anderen Schuss (sh.#25 P207), der in Abschnitt 3.3 behandelt wurde, zum Vergleich dargestellt sind.

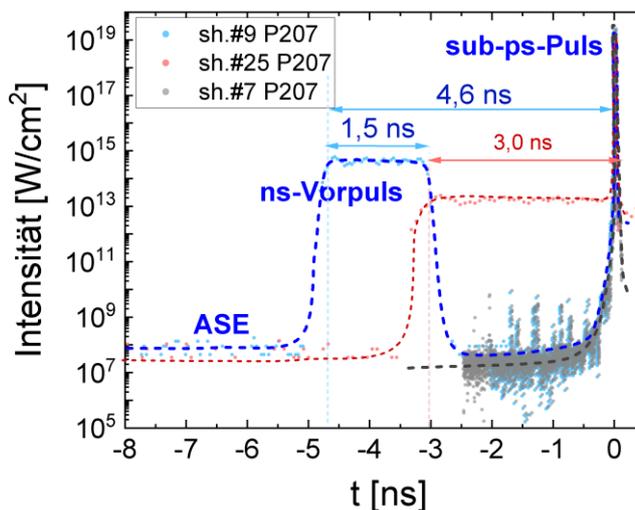


Abb. 3.10. Anschauliche Darstellung der Intensitäten der ns- und sub-ps-Pulse in den Schüssen: #9 P207 (vorionisierter Schaum mit $n_e \ll n_c$), #25 P207 (vorionisierter Schaum mit $n_e \lesssim n_c$) und #7 P207 (Au-Folie ohne ns-Vorpuls).

3.4.1. Beschleunigung in Laserstrahlrichtung

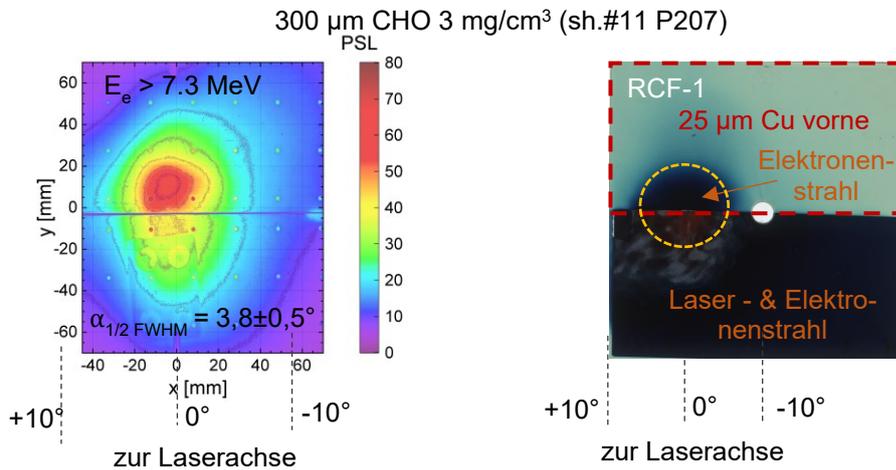
In Abb. 3.11 sind die räumliche Elektronenverteilung, sowie lokale Elektronen- und Protonenspektren im Vergleich zwischen den Schüssen #6 und #11 P207 dargestellt. Die Target-Normale war in diesen Schüssen um einen Winkel von +3° bzw. -10° zur Laserachse gedreht. Die Laserparameter waren wie folgt:

- Im **sh.#6 P207** mit dem Target „460 μ m CHO 2 mg/cm³“: Ein $1,5 \pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokusses von ~ 680 mJ und einer Intensität von $I_{ns} \sim 4,3 \cdot 10^{14}$ W/cm², sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $4,6 \pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 18 J und eine Peak-Intensität von $I_{ps} \sim 2,1 \cdot 10^{19}$ W/cm².

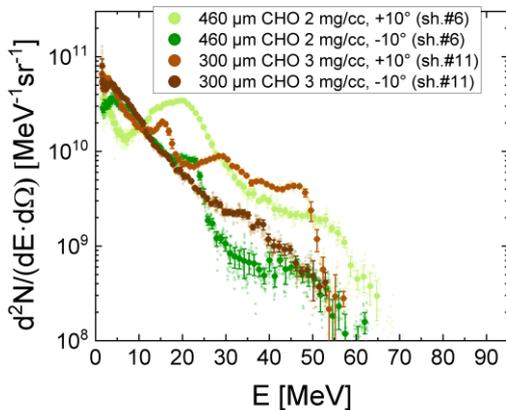
- Im **sh.#11 P207** mit dem Target „300 μm CHO 3 mg/cm^3 “: Ein $1,5 \pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich von ~ 170 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 1,2 \cdot 10^{14}$ W/cm^2 , sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $4,5 \pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 15 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 1,8 \cdot 10^{19}$ W/cm^2 .

In diesen Schüssen sind die hochenergetischen Elektronen stark gerichtet (Abb. 3.11A). Dies liegt daran, dass die Elektronendichte vor dem eintreffenden sub-ps-Puls deutlich kleiner ist als die kritische Elektronendichte. Das Plasma ist für den sub-ps-Laserpuls transparent, und die Elektronen werden größtenteils um die Laserachse beschleunigt. Obwohl die Elektronen um die Laserachse zentriert sind, ist die Beschleunigung nicht so effektiv wie bei einem vorionisierten Schaum mit $n_e \lesssim n_c$. Die maximale erreichte Elektronenenergie beträgt

A. Räumliche Elektronenverteilung



B. Elektronenspektren



C. Protonenspektren

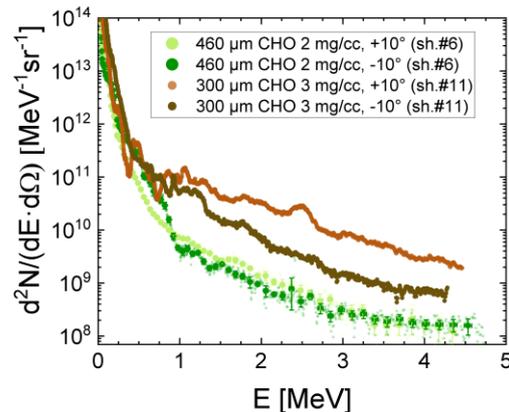


Abb. 3.11. Vergleich der Schüsse #6 P207 mit 460 μm CHO 2 mg/cm^3 und #11 P207 mit 300 μm CHO 3 mg/cm^3 : **A.** Räumliche Elektronenverteilung auf der Zylinderdiagnostik (mit $R = 340$ mm) und RCFs in der RCF-Box in die Richtung -10° zur Laserachse **B-C.** Elektronen- und Protonenspektren in den betrachteten Schüssen.

hier etwa 60 MeV im Vergleich zu den 90-100 MeV im Fall des dickeren Schaums (siehe Abschnitt 3.3.1). Zudem ist in den Elektronenspektren eine Bunch-Struktur erkennbar (Abb. 3.11B), anstelle einer Boltzmann-ähnlichen Energieverteilung von Elektronen.

In den Protonenspektren (Abb. 3.11C) ist keine sichtbare Cut-off-Energie zu erkennen. Die Teilchenverteilung zeigt eine schwache Abhängigkeit vom Winkel. Im Vergleich zwischen den Schüssen #6 und #11 P207 ist die Protonenanzahl im sh.#11 höher. Es ist anzunehmen, dass dies auf eine höhere ursprüngliche durchschnittliche Schaumdichte und eine niedrigere Laserintensität während des ns-Pulses im sh.#11 P207 zurückzuführen ist. Das Plasma breitet sich zum eintreffenden sub-ps-Puls hin schwächer aus als im sh.#6 P207, wodurch die Protonen- und Ionendichten höher sind.

Zusätzlich kann man die Schüsse #6 und #9 P207 vergleichen, die sich durch während des ns-Pulses ins Target eingebrachte Laserenergie unterscheiden. Im **sh.#9 P207** mit dem Target „460 μm CHO 2 mg/cm^3 “ war die Target-Normale um einen Winkel von $+10^\circ$ zur Laserachse gedreht. Die Laserparameter waren wie folgt: Ein $1,5 \pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokus von ~ 180 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 1,2 \cdot 10^{14}$ W/cm^2 , sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $4,9 \pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 13 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 1,4 \cdot 10^{19}$ W/cm^2 .

Die Parameter des Schusses #6 P207 wurden bereits früher in diesem Abschnitt gezeigt. Die Intensität des ns-Pulses im sh.#6 war ungefähr um den Faktor 3,6 höher als im sh.#9. Dies ist die Hauptursache dafür, dass im sh.#6 mehr hochenergetische Elektronen und Protonen erreicht wurden (siehe Abb. 3.12).

3.4.2. Beschleunigung entgegen Laserstrahlrichtung

Die Elektronen, die entgegen der Laserstrahlrichtung im sh.#11 P207 beschleunigt wurden, sind mehr hochenergetisch im Vergleich zu denen im sh.#6 P207 (Abb. 3.13A). Dieses Ergebnis lässt sich durch eine stärkere Reflexion des Laserstrahls im sh.#11 P207 erklären, was mit den Ergebnissen für diese Schüsse in Laserstrahlrichtung übereinstimmt (Abschnitt 3.4.1, Abb. 3.11). Zudem zeigt sich in den Elektronenspektren eine Bunch-Struktur (Abb. 3.13A). Die Protonen sind in diesem Fall deutlich schwächer als in die Laserstrahlrichtung (Abb. 3.13B). Die Protonenspektren weisen einen deutlichen Abfall auf, ähnlich einer Cut-off-Energie, aber das Spektrum setzt sich auch bei höheren Energien nach diesem Abfall fort.

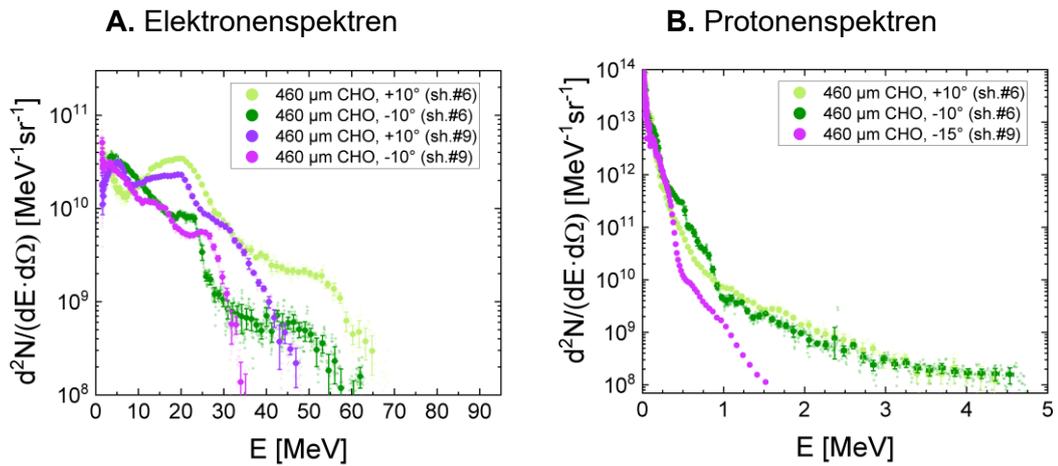


Abb. 3.12. Vergleich der Schüsse #6 und #9 P207 mit „460 μm CHO 2 mg/cm^3 “ als Target: **A.** Elektronenspektren. **B.** Protonenspektren.

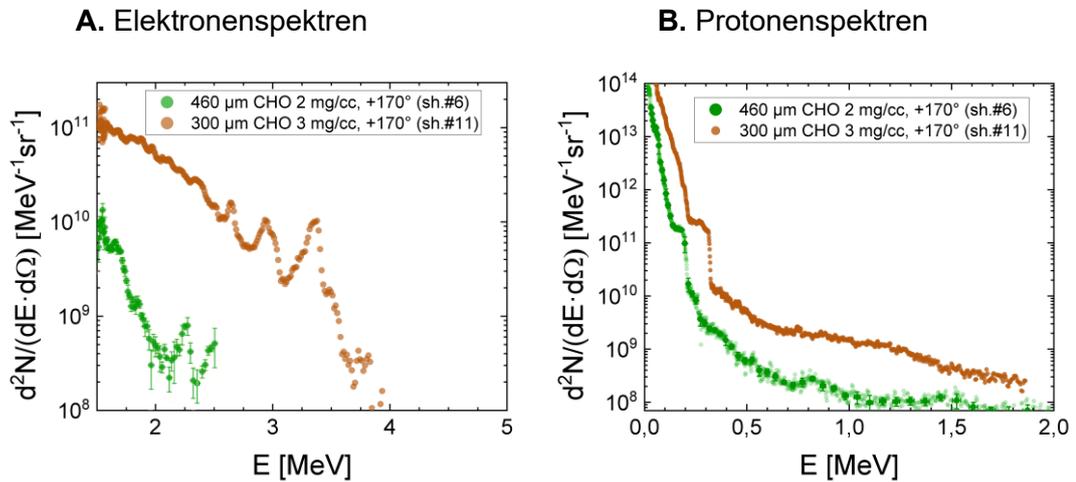


Abb. 3.13. Vergleich der Schüsse #6 P207 mit „460 μm CHO 2 mg/cm^3 “ und #11 P207 mit „300 μm CHO 3 mg/cm^3 “ als Target: **A.** Elektronenspektren. **B.** Protonenspektren.

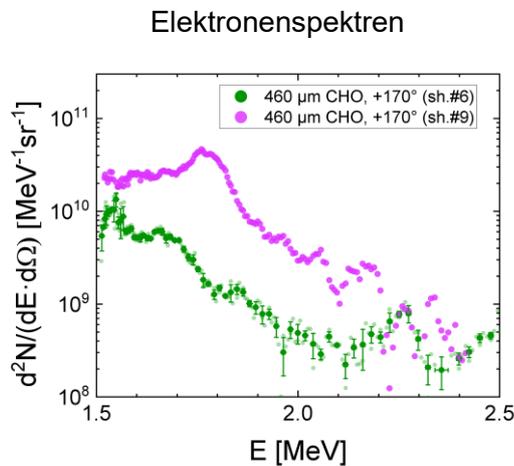


Abb. 3.14. Vergleich der Schüsse #6 und #9 P207 mit „460 μm CHO 2 mg/cm^3 “ als Target: Elektronenspektren.

Beim Vergleich der Elektronenspektren in den Schüssen #6 und #9 P207 (Abb. 3.14) lässt sich schließen, dass im sh.#6 nach dem ns-Puls das Plasma transparenter ist als im sh.#9, d.h. der reflektierte Laserstrahl ist im sh.#9 stärker. In diesem Fall stehen die Protonenspektren nicht zur Verfügung, da aus technischen Gründen das Spektrum im sh.#9 nicht registriert wurde.

3.5. Beschleunigung in einem kombinierten Target aus einem vorionisierten Schaum und einer Folie

3.5.1. Beschleunigung in Laserstrahlrichtung

Schaum mit einer Au-Folie als Target

In Abb. 3.15 werden die Ergebnisse der Schüsse #23 P207 mit einem kombinierten Target „310 CHO + 10 μm Au“ und #7 P207 mit dem Target „10 μm Au“ verglichen. In beiden Schüssen war die Target-Normale um einen Winkel von -10° zur Laserachse gedreht. Während dieser Schüsse wurden folgende Laserparameter verwendet:

- Im **sh.#23 P207** mit dem Target „310 μm CHO 2 mg/cm^3 + 10 μm Au“: Ein $3\pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokusses von ~ 52 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 1,9 \cdot 10^{13}$ W/cm^2 , sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $3\pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 17 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 2,3 \cdot 10^{19}$ W/cm^2 .
- Im **sh.#7 P207** mit dem Target „10 μm Au“: Ein 750 ± 250 fs Puls mit Hochkontrast (10^{-11}), einer Energie im FWHM-Bereich von ~ 17 J und einer Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 1,7 \cdot 10^{19}$ W/cm^2 .

Es ist klar aus dem Vergleich der Elektronenspektren, dass durch die Kombination von Schaum und Metallfolie eine höhere Anzahl von Elektronen mit Energien über 100 MeV erreicht wird. Darüber hinaus liegt die maximale erreichte Elektronenenergie im Fall einer Metallfolie als Target bei nur etwa 10 MeV. Es gibt auch einen ungefähren 10-fachen Unterschied in der Elektronentemperatur in den betrachteten Fällen. Diese Ergebnisse zeigen eindeutig, dass die Beschleunigung von Elektronen in einem Schaum mit einer Folie wesentlich effektiver ist als nur in einer Folie.

In beiden betrachteten Schüssen wurde TNSA beobachtet (Abb. 3.15B). Dabei ist der Unterschied in der räumlichen Protonenverteilung ersichtlich. Im Fall eines Schaums mit einer Metallfolie ist die Verteilung ausgeglichen und wesentlich symmetrischer als bei einer

Metallfolie als Target. Durch das kombinierte Target wurde auch eine höhere Cut-off-Energie von $34 \pm 0,5$ MeV (sh.#23 P207) im Vergleich zur Au-Folie mit $24 \pm 0,5$ MeV (sh.#7 P207) gemessen (Abb. 3.15D). Da die Protonen in TNSA an die Elektronen mit Energien von einigen MeV gekoppelt sind, folgt aus dem Unterschied der Elektronenspektren (Abb. 3.15C), dass eine höhere Elektronenanzahl im sh.#23 P207 als im sh.#7 P207 zu einem Anstieg der Cut-off-Energie führt.

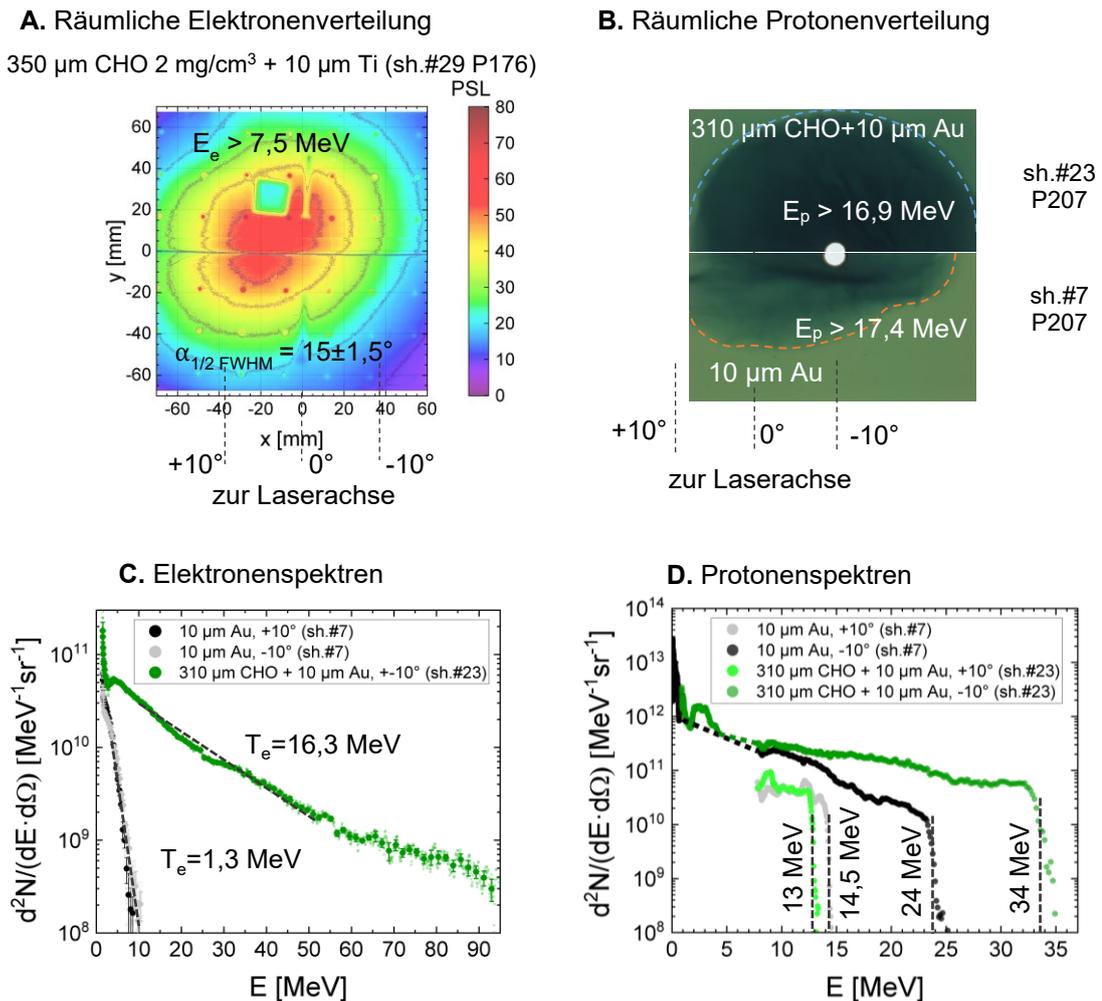


Abb.3.15. **A.** Räumliche Elektronenverteilung auf der Zylinderdiagnostik (mit $R = 210$ mm) im sh.#29 P176 für „350 μm CHO 2 mg/cm^3 + 10 μm Ti“ als Target. **B-D.** Vergleich der Schüsse #7 P207 mit „10 μm Au“ und #23 P207 mit „310 μm CHO 2 mg/cm^3 + 10 μm Au“ als Target: **B.** Räumliche Protonenverteilung auf einem RCF. **C.** Elektronenspektren. **D.** Protonenspektren.

Eine verkürzte Verzögerung des sub-ps-Pulses nach dem ns-Vorpuls führt zu einer Änderung der Effektivität der Beschleunigung von Elektronen und Protonen. In Abb. 3.16 werden die Schüsse #23 P207 und #30 P207 verglichen, bei denen die Target-Normale um einen

3. Beschleunigung von Elektronen und Protonen in Schäumen

Winkel von -10° zur Laserachse gedreht war. Die Laserparameter für den sh.#23 P207 wurden bereits genannt. Für den **sh.#30 P207** mit dem Target „400 μm CHO $2\text{ mg/cm}^3 + 10\text{ }\mu\text{m}$ Au“ wurden die folgenden Laserparameter verwendet: Ein $1,8 \pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokus von ~ 38 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 2,4 \cdot 10^{13}$ W/cm², sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $1,8 \pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 17 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 2,1 \cdot 10^{19}$ W/cm².

Im sh.#23 P207 wurden Elektronen und Protonen stärker beschleunigt als im sh.#30 P207. Der Hauptgrund dafür war, dass eine kürzere Verzögerung des sub-ps-Pulses dazu führt, dass der Schaum nur teilweise vorionisiert ist und die Front der Schockwelle den Bereich der effektiven Beschleunigung von Elektronen durch Laserfelder einschränkt. Da die beschleunigten Protonen an die Elektronen mit Energien von einigen MeV gekoppelt sind, wurde im sh.#30 eine niedrigere Cut-off-Energie als im sh.#23 P207 gemessen.

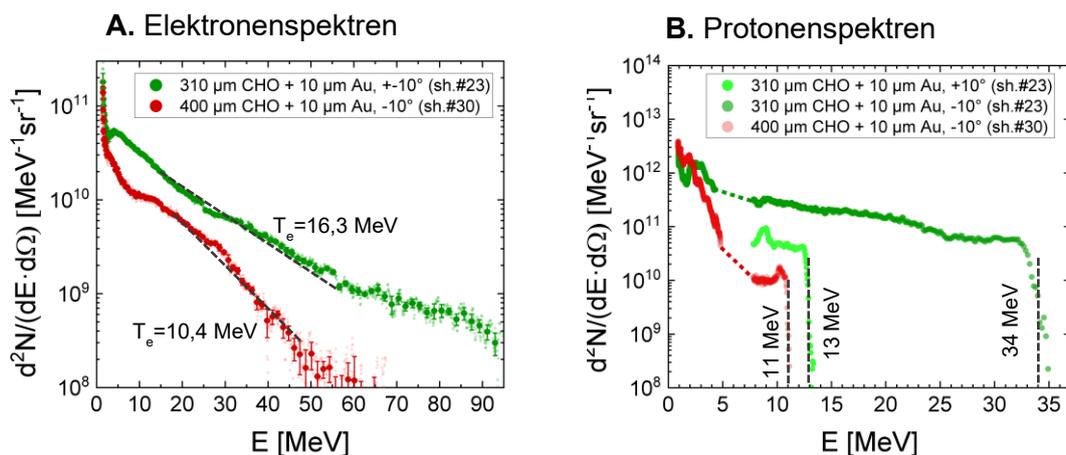


Abb. 3.16. Vergleich der Schüsse sh.#23 und #30 P207 mit „CHO $2\text{ mg/cm}^3 + 10\text{ }\mu\text{m}$ Au“ als Target bei einer unterschiedlichen Verzögerung des sub-ps-Pulses nach dem ns-Puls: **A.** Elektronenspektren. **B.** Protonenspektren.

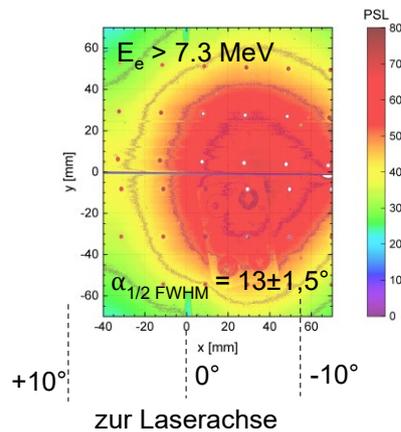
Im Fall einer höheren Laserintensität des ns-Pulses werden ähnliche Bedingungen für die Beschleunigung von Elektronen und Protonen erreicht. In Abb. 3.17 werden die Schüsse #8 P207 mit „460 μm CHO $2\text{ mg/cm}^3 + 10\text{ }\mu\text{m}$ Au“ und #7 P207 mit „10 μm Au“ als Target verglichen. Die Laserparameter für den sh.#7 wurde bereits in diesem Abschnitt genannt. Für den **sh.#8 P207** war die Target-Normale um einen Winkel von -10° zur Laserachse gedreht. Die folgenden Laserparameter wurden eingestellt: Ein $3 \pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokusses von ~ 190 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 1,4 \cdot 10^{14}$ W/cm², sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $4,6 \pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls

(750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 15 J und eine Peak-Intensität von $I_{ps} \sim 1,8 \cdot 10^{19}$ W/cm².

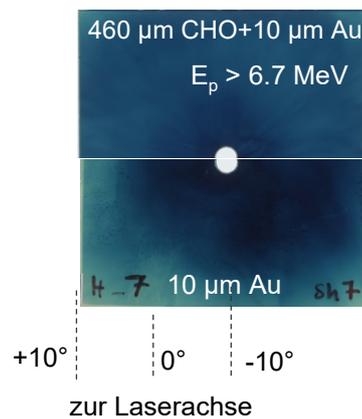
Im Fall eines CHO-Schaums mit einer Au-Folie wird die räumliche Elektronenverteilung durch die Au-Folie ausgeglichen, wodurch der Elektronenstrahl schwächer gerichtet ist als in den Schüssen #6, #9 und #11 P207, bei denen nur ein Schaum verwendet wurde. Aufgrund einer Instabilität wurde der Elektronenstrahl im sh.#8 P207 um -5° von der Laserachse abgelenkt. Durch die Kombination von Schaum und Metallfolie realisiert sich für die Protonen im sh.#8 P207 TNSA. Die räumliche Protonenverteilung auf den RCFs ist im sh.#8 P207 stärker ausgeglichen als im sh.#7 P207, jedoch ist die Cut-off-Energie im sh.#8 niedriger als im sh.#7.

A. Räumliche Elektronenverteilung

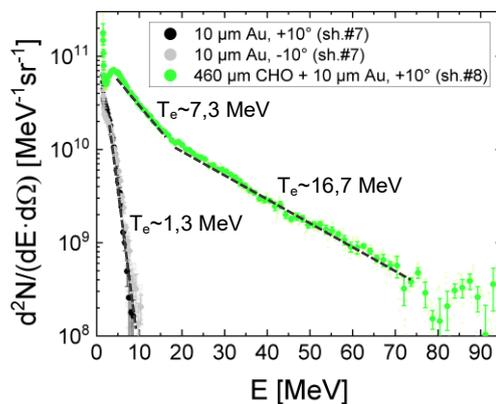
„460 μ m CHO 2 mg/cm³ + 10 μ m Au“ (sh.#8 P207)



B. Räumliche Protonenverteilung



C. Elektronenspektren



D. Protonenspektren

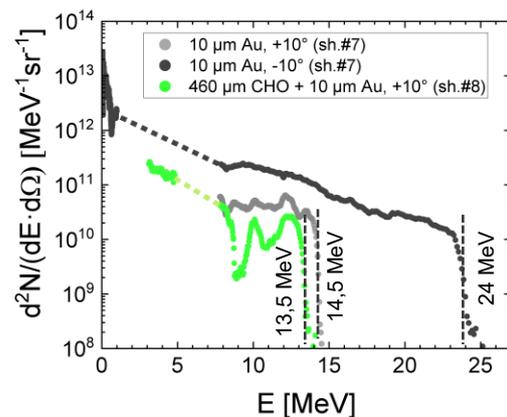


Abb. 3.17. Vergleich der Schüsse #7 P207 mit „10 μ m Au“ und #8 P207 mit „460 μ m CHO 2 mg/cm³ + 10 μ m Au“ als Target: **A.** Räumliche Elektronenverteilung auf der Zylinderdiagnostik (mit $R = 340$ mm) nur im sh.#8 P207. **B.** Räumliche Protonenverteilungen auf RCF mit den Energien höher als 6,7 MeV. **C.** Elektronenspektren. **D.** Protonenspektren.

3. Beschleunigung von Elektronen und Protonen in Schäumen

Schaum mit einer Polystyrol-Folie als Target

In Abb. 3.18 ist **sh.#15 P207** mit dem Target „430 μm CHO 2 mg/cm^3 + 15 μm Polystyrol 1 g/cm^3 “ dargestellt. In diesem Schuss war die Target-Normale um einen Winkel von -10° zur Laserachse gedreht. Es wurden die folgenden Laserparameter eingestellt: Ein $3 \pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokusses von ~ 57 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 4,0 \cdot 10^{13}$ W/cm^2 , sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $3 \pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 18 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 2,2 \cdot 10^{19}$ W/cm^2 .

Im Schuss #15 P207 mit „Schaum + Polystyrol-Folie“ sind auf den RCFs für die hochenergetischen Protonen mehrere radiale Falten erkennbar, was auf eine Inhomogenität in der räumlichen Protonenverteilung hinweist (Abb. 3.18B). Die Protonenspektren weisen auch

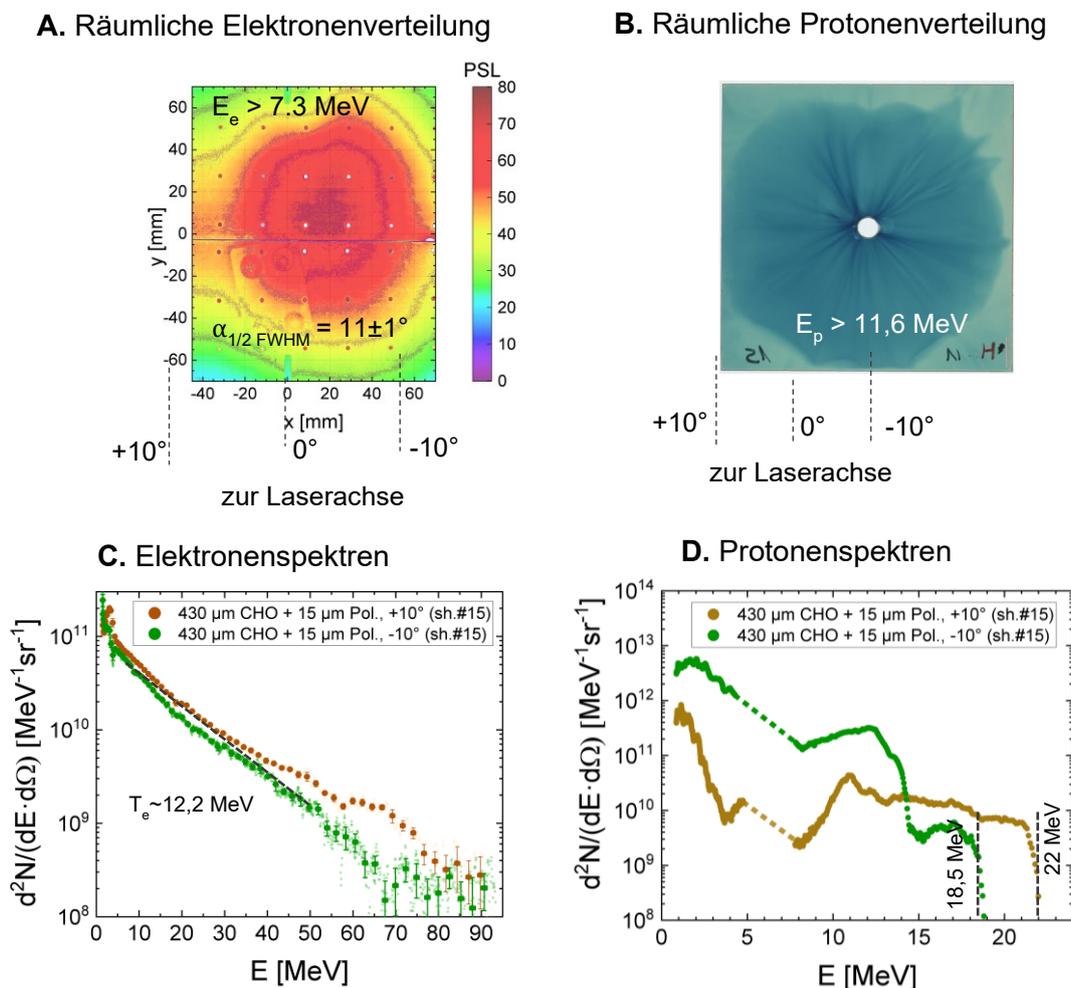


Abb. 3.18. Der Schuss #15 P207 mit „430 μm CHO 2 mg/cm^3 + 15 μm Polystyrol“ als Target: **A.** Räumliche Elektronenverteilung auf der Zylinderdiagnostik (mit $R = 340$ mm). **B.** Räumliche Protonenverteilung bei Energien höher als 11,6 MeV. **C.** Elektronenspektren. **D.** Protonenspektren.

eine sprunghafte Form auf (Abb. 3.18D). Dies ist darauf zurückzuführen, dass das Polystyrol durch den ns-Puls erhitzt und ausgedehnt wird, wodurch einige Falten in der Folie entstehen, die sich in der räumlichen Protonenverteilung ausprägen.

Schaum mit einer dicken Au-Platte als Target

In Abb. 3.19 sind die Elektronen- und Protonenspektren im sh.#31 P176 (experimenteller Aufbau in Abb. 3.3) bei einer Target-Kombination „350 μm CHO 2 mg/cm^3 + 1000 μm Au“ dargestellt. Der Winkel zwischen der Target-Normale und der Laserachse betrug $+11^\circ$. Die Laserparameter waren wie folgt: Ein $2,5 \pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokusses von ~ 190 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 7 \cdot 10^{13}$ W/cm^2 , sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $4 \pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 19 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 1,5 \cdot 10^{19}$ W/cm^2 .

Die Verwendung einer dickeren Au-Platte im Target führt dazu, dass die Protonen nur schwach beschleunigt werden und eine geringe Winkelabhängigkeit aufweisen. Die Elektronen weisen durch Streuungsprozesse in der dickeren Au-Platte (1000 μm) eine höhere Temperatur im Vergleich zum Target „Schaum + 10 μm Au-Folie“ auf.

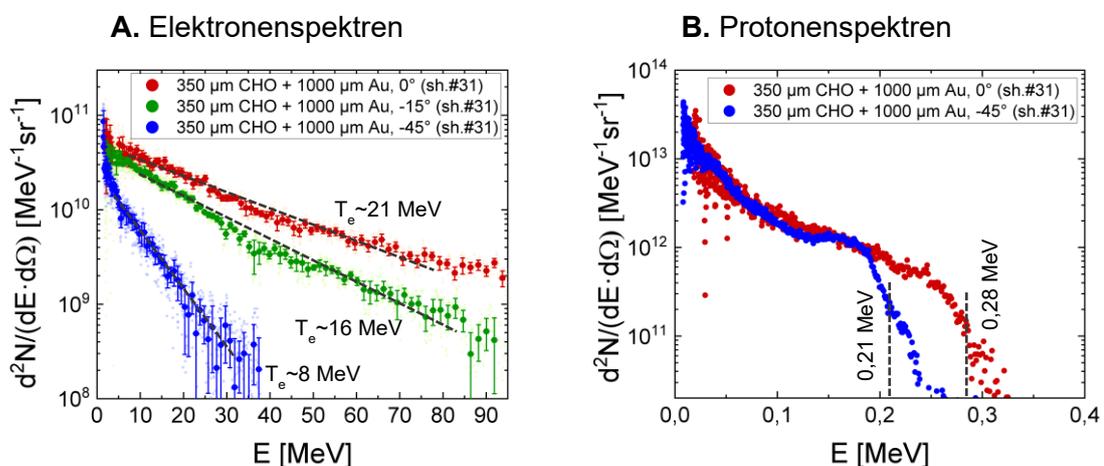


Abb. 3.19. Schuss #31 P176 mit „350 μm CHO 2 mg/cm^3 + 1000 μm Au“ als Target: **A.** Elektronenspektren. **B.** Protonenspektren.

3.5.2. Beschleunigung entgegen Laserstrahlrichtung

Für eine zusätzliche Untersuchung von Elektronen und Protonen wurde ein RCF-Stapel mit einem Loch für den Laserstrahl auf dem Weg zum Target eingestellt (Abb. 3.20). In den Schüssen #22 und #23 P207 wurden dieselbe Target-Kombination „460 μm CHO 2 mg/cm^3 + 10 μm Au“ und ähnliche Laserparameter verwendet, wobei der Unterschied zwischen den

3. Beschleunigung von Elektronen und Protonen in Schäumen

Schüssen in der Anwendung von metallischen Filtern (25 μm Cu und 2 mm Pb + 1 mm In) vor dem RCF-Stapel im sh.#23 P207 bestand.

Im sh.#22 P207 ist auf den ersten beiden RCFs sowohl das registrierte Signal vom reflektierten Laserstrahl als auch von den Elektronen und Protonen zu sehen, die durch den reflektierten Laserstrahl entgegen der Laserstrahlrichtung beschleunigt wurden. Im sh.#23 P207 wurden die genannten metallischen Filter verwendet, wodurch auf dem RCF-1 hinter diesen Filtern kein reflektierter Laserstrahl sichtbar ist. Hierbei sind nur Signale von durch die Filter abgeschwächten Elektronen und Protonen mit ursprünglichen Energien von mehr als 0,1 MeV bzw. 3,5 MeV zu erkennen. Auf dem RCF-2 sind die Signale noch schwächer. Falls ein Signal registriert würde, könnte man von Elektronen bzw. Protonen mit ursprünglichen

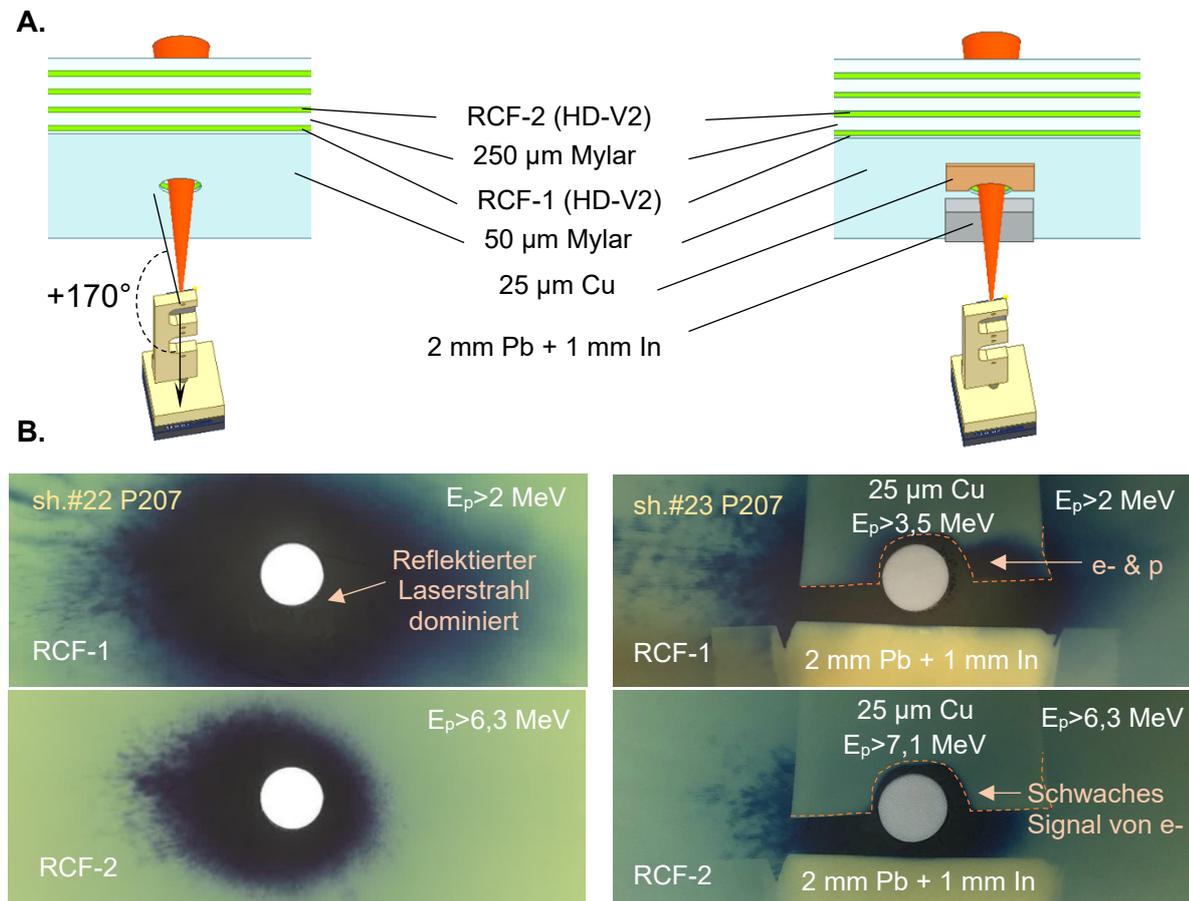


Abb. 3.20. RCF-Stapel zur Registrierung von Teilchen an der Vorderseite des Targets: **A.** Schematische Darstellung des Aufbaus für die Schüsse #22 und #23 P207 mit dem Target „460 μm CHO 2 mg/cm^3 + 10 μm Au“ bei ähnlichen Laserparametern. **B.** Scans der ersten beiden RCFs entgegen der Laserstrahlrichtung. Hierbei hat das für den Laserstrahl in den RCFs ausgeschnittene Loch einen Durchmesser von 15 mm. Der Abstand zwischen dem Target und dem RCF-Stapel betrug 50 mm, so dass das Signal auf den RCFs im Winkelbereich ab 8,5° zur Laserachse gemessen wurde. Für kleinere Winkel ist die Messung technisch unmöglich, da der fokussierte Laserstrahl überlagert würde.

Energien von mehr als 0,27 MeV bzw. 7,1 MeV sprechen. Jedoch ist hier nur ein schwaches Elektronensignal erkennbar. In Bezug auf Protonen lässt sich eindeutig schließen, dass kein Protonensignal, das Energien von mehr als 7,1 MeV entspricht, registriert wird. Das bedeutet, dass der reflektierte Laserstrahl vor dem Target entgegen der Laserstrahlrichtung einen dominierenden Beitrag zum Signal auf dem RCF-2 liefert, im Bereich, der von den Metallfiltern nicht abgedeckt ist.

Außerdem wurde die Anwesenheit nur niederenergetischer Elektronen und Protonen in den Spektren durch direkte Messung unter einem Winkel von $+170^\circ$ mithilfe eines 0,99 T-MS nachgewiesen (Abb. 3.21).

Schaum mit einer Au-Folie als Target

In Abb. 3.21 sind die Elektronen- und Protonenspektren in den Schüssen #17 und #26 P207 dargestellt. In beiden Schüssen war die Target-Normale um einen Winkel von -10° zur Laserachse gedreht. Im **sh.#17 P207** mit dem Target „430 μm CHO 2 mg/cm^3 + 10 μm Au“: Ein $3 \pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokusses von ~ 56 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 2,3 \cdot 10^{13}$ W/cm^2 , sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $3 \pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 14 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 1,9 \cdot 10^{19}$ W/cm^2 . Im **sh.#26 P207** mit dem Target „10 μm Au“: Ein 750 ± 250 fs Puls mit Hochkontrast (10^{-11}) und mit einer Energie im FWHM-Bereich von ~ 14 J und einer Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 1,6 \cdot 10^{19}$ W/cm^2 .

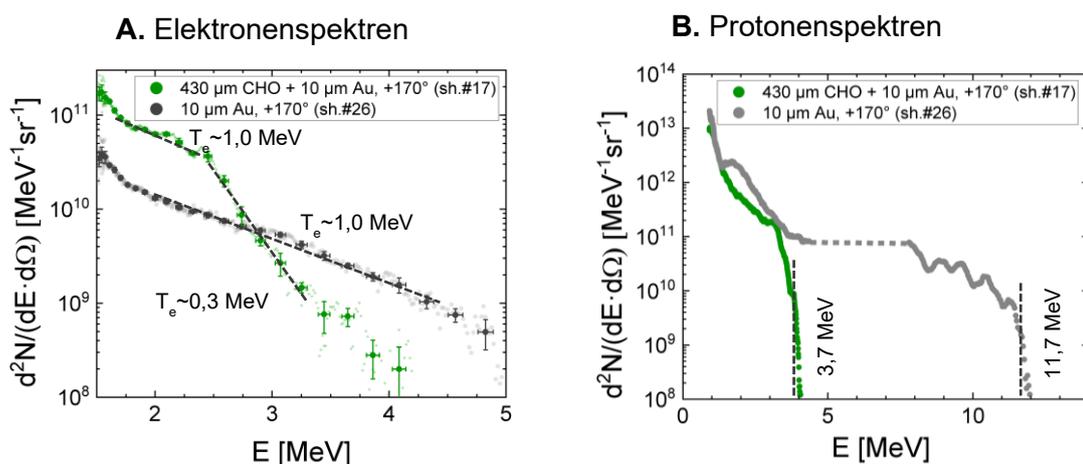


Abb. 3.21. Elektronen- und Protonenspektren unter einem Winkel von $+170^\circ$ zur Laserachse in den Schüssen #17 P207 mit „430 μm CHO 2 mg/cm^3 + 10 μm Au“ und #26 P207 mit „10 μm Au“ als Target.

3. Beschleunigung von Elektronen und Protonen in Schäumen

Im sh.#17 P207 wurden mehr niederenergetische Elektronen bis zu 3 MeV erzeugt im Vergleich zu sh.#26 P207. Allerdings war die Cut-off-Energie der Protonen im sh.#26 P207 höher als im sh.#17 P207. Ein Grund hierfür liegt darin, dass sich das Plasma vor dem Target durch die Erhitzung mittels des ns-Pulses im sh.#17 P207 stärker ausbreitete als im sh.#26 P207, was zu einer Verringerung der Protonen- und Ionendichte führte. Dadurch war das elektrische Feld nicht effektiv genug, um die Protonen durch die beschleunigten Elektronen entgegen der Laserstrahlrichtung anzuziehen.

Durch den RCF-Stapel vor dem Target wurde der reflektierte Laserstrahl registriert, der die „kritische Elektronendichte-Targetfläche“ visualisiert (Abb. 3.22). Im sh.#26 P207 waren die registrierten Ansammlungen größer als im sh.#17 P207. Daher lässt sich auf eine höhere Elektronendichte im sh.#26 P207 im Vergleich zu sh.#17 P207 schließen. Zur Bestätigung, dass ein reflektierter Laserstrahl auf den RCFs dominiert, dienen Abb. 3.20 und 3.23.

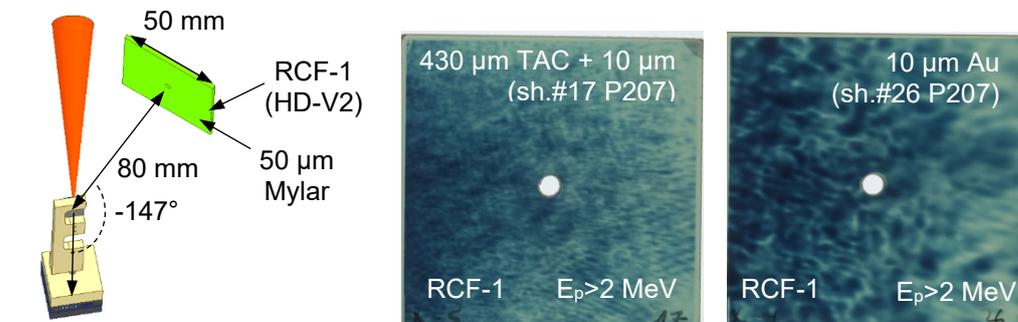


Abb. 3.22. Registrierung der Reflexion des Laserstrahls entgegen der Laserstrahlrichtung von der „kritischen Elektronendichte-Targetfläche“. Dabei betrug der Winkel zwischen der Laserachse und der Normale zum RCF-Stapel -147° .

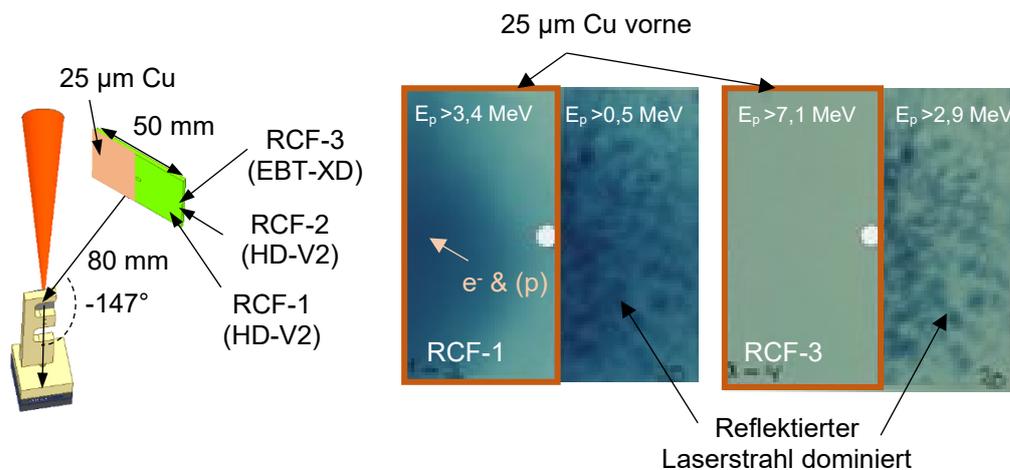


Abb. 3.23. Bestätigung des dominierten Laserstrahls entgegen Laserstrahlrichtung durch Verwendung eines Filters (25 μm dicke Cu-Folie) vor dem RCF-Stapel im sh.#20 P207 mit der Target-Kombination „430 μm CHO 2 mg/cm^3 + 15 μm Polystyrol“. Hierbei betrug der Winkel zwischen der Laserachse und der Normale zum RCF-Stapel von -147° .

Die Änderung der Verzögerung des sub-ps-Pulses nach dem ns-Puls führt zu einer Veränderung der Effektivität der Teilchenbeschleunigung. In Abb. 3.24 sind die Elektronen- und Protonenspektren in den Schüssen #17 und #30 P207 dargestellt. In diesen Schüssen betrug die Verzögerung des sub-ps-Pulses nach dem ns-Puls $3\pm 0,5$ ns bzw. $1,8\pm 0,5$ ns.

Im **sh.#17 P207** mit dem Target „430 μm CHO 2 mg/cm^3 + 10 μm Au“: Ein $3\pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokusses von ~ 56 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 2,3 \cdot 10^{13}$ W/cm², sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $3\pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 14 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 1,9 \cdot 10^{19}$ W/cm².

Im **sh.#30 P207** mit dem Target „400 μm CHO 2 mg/cm^3 + 10 μm Au“: Ein $1,8\pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokusses ~ 38 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 2,4 \cdot 10^{13}$ W/cm², sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $1,8\pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 17 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 2,1 \cdot 10^{19}$ W/cm².

Hierbei werden die Elektronen im sh.#30 P207 stärker beschleunigt als im sh.#17 P207. Eine mögliche Erklärung hierfür liegt darin, dass die Ionisations- und Schockwelle im sh.#30 P207 einen kürzeren Weg im Schaum vor dem einkommenden sub-ps-Puls zurücklegt. Dies führt dazu, dass von der Schockfront im sh.#30 P207 eine stärkere Reflexion des Laserstrahls entsteht als im sh.#17 P207. Dadurch können die Elektronen und die mit ihnen gekoppelten Protonen im sh.#30 P207 effektiver entgegen der Laserstrahlrichtung beschleunigt werden als im sh.#17 P207.

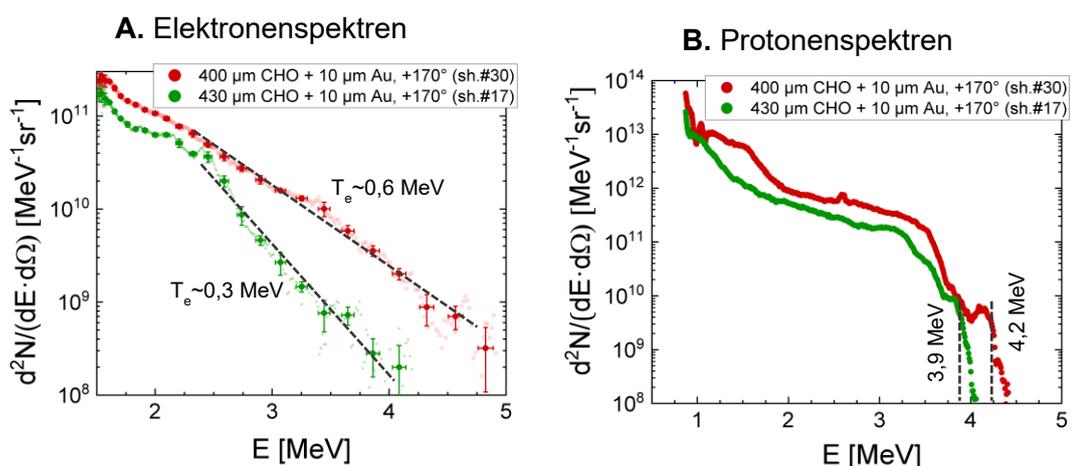


Abb. 3.24. Elektronen- und Protonenspektren unter einem Winkel von $+170^\circ$ zur Laserachse in den Schüssen mit „400-430 μm CHO 2 mg/cm^3 + 10 μm Au“ als Target bei unterschiedlichen Verzögerungen des sub-ps-Pulses nach dem ns-Puls: $3\pm 0,5$ ns im sh.#17 P207 und $1,8\pm 0,5$ ns im sh.#30 P207.

3. Beschleunigung von Elektronen und Protonen in Schäumen

Schaum mit einer Au-Folie als Target

In Abb. 3.25 sind die Elektronen- und Protonenspektren im sh.#8 P207 mit „460 μm CHO + 10 μm Au“ und im sh.#26 P207 mit „10 μm Au“ gemeinsam dargestellt. Obwohl im sh.#8 P207 mehr hochenergetische Elektronen als im sh.#26 P207 registriert wurden, verhält es sich bei den Protonenspektren anders: Die Cut-off-Energie im sh.#26 P207 ist höher als im sh.#8 P207. Hierbei spielt die Target-Struktur eine entscheidende Rolle. Da im Fall von „CHO-Schaum + Au-Folie“ (sh.#8 P207) entgegen der Laserstrahlrichtung ein TNSA-ähnlicher Mechanismus in einer dickeren Protonen-Ionenschicht im Vergleich zum Fall „Au-Folie“ (sh.#26 P207) entsteht, werden die Protonen im sh.#8 P207 durch das elektrische Feld der rauslaufenden Elektronen weniger effektiv beschleunigt als im sh.#26 P207.

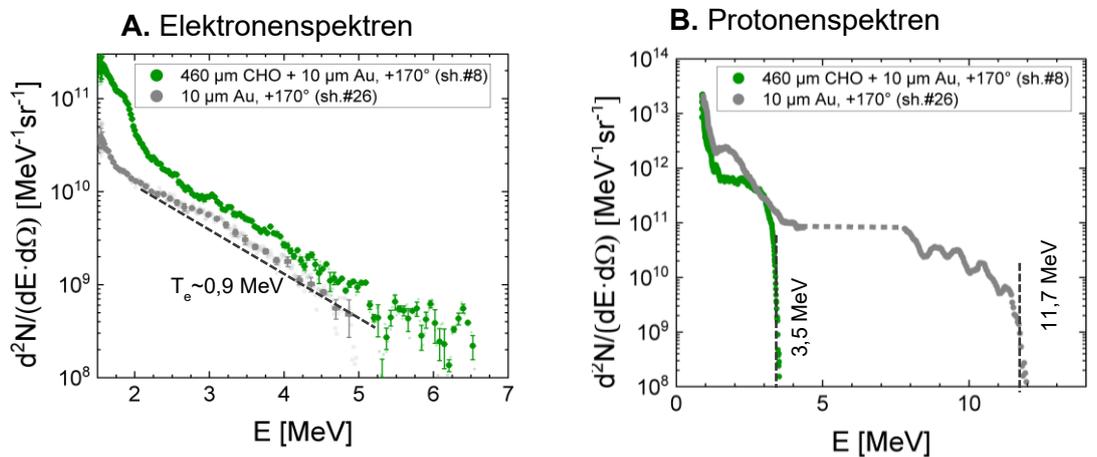


Abb. 3.25. Vergleich der Schüsse #8 P207 mit „460 μm CHO 2 mg/cm 3 + 10 μm Au“ und #26 P207 mit „10 μm Au“ als Target: **A.** Elektronenspektren. **B.** Protonenspektren.

Schaum mit einer Polystyrol-Folie als Target

In Abb. 3.26 ist der Schuss #15 P207 mit „430 μm CHO 2 mg/cm 3 + 15 μm Polystyrol“ als Target dargestellt. Detaillierte Informationen zu den Laserparametern in diesem Schuss sind im Abschnitt 3.5.1 zu finden. Im Vergleich zum sh.#17 P207 mit „CHO-Schaum + Au-Folie“ (Abb. 3.24) lässt sich feststellen, dass im Fall von „CHO-Schaum + Polystyrol-Folie“ mehr Elektronen entgegen der Laserstrahlrichtung produziert wurden. Die Cut-off-Energien sind in den betrachteten Schüssen vergleichbar.

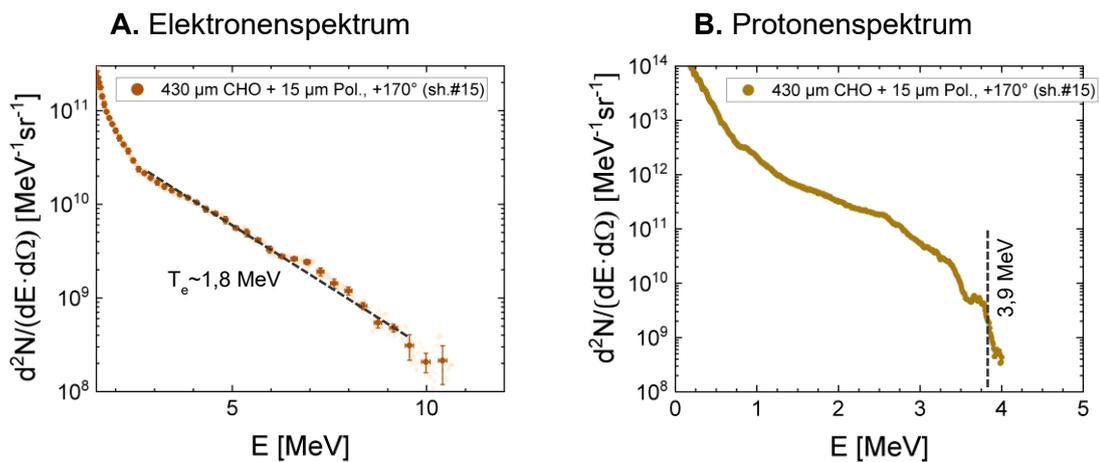


Abb. 3.26. Elektronen- und Protonenspektren unter einem Winkel von $+170^\circ$ zur Laserachse im sh.#15 P207 mit „430 μm CHO 2 mg/cm^3 + 15 μm Polystyrol“ als Target.

3.6. Beschleunigung in einer Metallfolie bzw. in einem Schaum ohne Vorionisation

Im Fall einer Metallfolie können verschiedene Bedingungen für die Beschleunigung von Elektronen und Protonen betrachtet werden. In diesem Abschnitt werden Situationen sowohl ohne als auch mit einem ns-Vorpuls vor dem einkommenden sub-ps-Puls untersucht. Zudem werden die Änderungen der Beschleunigungsbedingungen durch Variationen der Rayleigh-Länge des Laserstrahls und der Peak-Intensität des sub-ps-Pulses betrachtet. Diese Variationen der Laserparameter waren durch einen Umbau des experimentellen Aufbaus möglich (siehe Abb. 3.2 und 3.3). Zunächst betrachten wir den Fall einer Peak-Intensität des sub-ps-Pulses von $\sim 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$.

3.6.1. Beschleunigung bei einer Laserintensität von $\sim 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$

Das Experiment basiert auf dem in Abb. 3.3 dargestellten experimentellen Aufbau. In Abb. 3.27 sind die Elektronenspektren für die Schüsse #14 und #15 P176 mit „10 μm Ti-Folie“ als Target zu sehen. Der wesentliche Unterschied zwischen diesen Schüssen liegt in der Anwesenheit des ns-Vorpulses: sh.#14 ohne ns-Puls, sh.#15 mit einem ns-Puls. In beiden Schüssen war die Target-Normale um einen Winkel von $+5^\circ$ zur Laserachse gedreht. Im

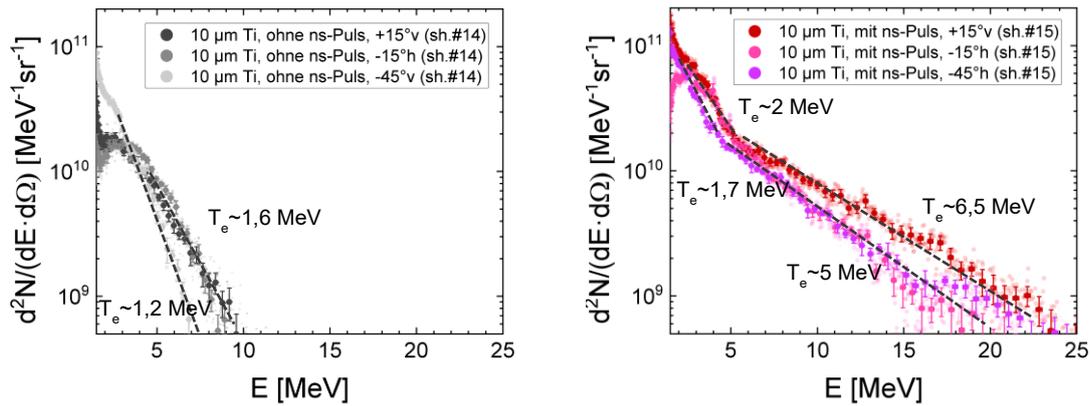


Abb. 3.27. Elektronenspektren in den Schüssen #14 P176 ohne ns-Vorpuls und #15 P176 mit ns-Vorpuls mit 10 μm Ti bei einer Peak-Intensität des sub-ps-Pulses von 10^{19} W/cm 2 und einer Rayleigh-Länge von 300-350 μm .

sh.#14 P176 wurden die folgenden Laserparameter verwendet: Ein 750 ± 250 fs Puls mit Hochkontrast (10^{-11}) und mit einer Energie im FWHM-Bereich von ~ 16 J und einer Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 1,6 \cdot 10^{19}$ W/cm 2 .

Im **sh.#15 P176** wurden die Laserparameter wie folgt eingestellt: Ein $1,5\pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokusses von ~ 400 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 1,8 \cdot 10^{14}$ W/cm 2 , sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $4\pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 13 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 1,3 \cdot 10^{19}$ W/cm 2 .

Die Elektronenspektren zeigen, dass bessere Beschleunigungsbedingungen im Fall mit einem ns-Vorpuls erreicht werden. Mithilfe des ns-Pulses wird die Folie erhitzt, wodurch sie sich ausdehnt. Aufgrund der längeren Rayleigh-Länge von ~ 300 - 350 μm bleibt der expandierte Stoff im Bereich mit schwach veränderter Fokusgröße, nahe der Strahltille (wo die räumliche Intensität des fokussierten Laserstrahls maximal ist). Die Wechselwirkung des Laserstrahls mit der Folie erzeugt eine sogenannte Korona, ein Plasma mit einer unterkritischen Elektronendichte, die für den Laserstrahl transparent ist. Diese Korona hat eine Ausdehnung von einigen μm ohne ns-Puls. Mit ns-Puls dehnt sich die Korona auf einige 10 μm aus, was einen breiteren Bereich für eine effektive Beschleunigung von Elektronen durch die Laserfelder bis zu 20-25 MeV ermöglicht (sh.#15 P176), verglichen mit dem Laserschuss ohne ns-Puls bis zu 10 MeV (sh.#14 P176).

In Bezug auf die räumliche Elektronenverteilung zeigen Messungen mit 0,99T-MS unter Winkeln von 15° und 45° zur Laserachse sowie die Zylinderdiagnostik, dass sich die Elektronen quasi-isotrop in die Laserstrahlrichtung ausbreiten.

In einem anderen Experiment P21-05-1 mit dem in Abb. 3.5 gezeigten Aufbau wurde eine 50 μm Al-Folie als Target verwendet. In Abb. 3.28 sind die Elektronenspektren für die Schüsse #4 P21-05-1 ohne ns-Vorpuls und #1 P21-05-1 mit ns-Vorpuls dargestellt. In beiden Schüssen war die Target-Normale um einen Winkel von -10° zur Laserachse gedreht.

Im **sh.#4 P21-05-1** wurden die folgenden Laserparameter verwendet: Ein 750 ± 250 fs Puls mit Hochkontrast (10^{-11}) und mit einer Energie im FWHM-Bereich von ~ 15 J und einer Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 1,7 \cdot 10^{19}$ W/cm².

Im **sh.#1 P21-05-1** wurden die Laserparameter wie folgt eingestellt: Ein 3 ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokusses von $\sim 1,2$ J und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 3 \cdot 10^{14}$ W/cm², sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $5\pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 13 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 1,3 \cdot 10^{19}$ W/cm².

Die Elektronenspektren in den genannten Schüssen sind in Abb. 3.28 zu sehen. Die Spektren im sh.#4 P21-05-1 ohne ns-Vorpuls ähneln und sind vergleichbar mit den Spektren im sh.#14 P176 (Abb. 3.27). Im sh.#1 P21-05-1 mit ns-Vorpuls ist deutlich zu erkennen, dass der Elektronenstrahl bereits in die Laserstrahlrichtung gerichtet ist.

Des Weiteren können die Ergebnisse mit einer Metallfolie und einem Schaum ohne ns-Puls bei einer Peak-Intensität des sub-ps-Pulses von $\sim 10^{19}$ W/cm² verglichen werden. In Abb. 3.29 sind die Elektronen- und Protonenspektren für die Schüsse #4 P21-05-1 mit „50 μm Al“ und #43 P21-05-1 mit „400 μm CHO“ als Target dargestellt. In beiden Schüssen war die Target-Normale um einen Winkel von -10° zur Laserachse gedreht. Die Laserparameter für den sh.#4 P21-05-1 wurden bereits im Text präsentiert. Im **sh.#43 P21-05-1** wurden die folgenden Laserparameter verwendet: Ein 750 ± 250 fs Puls mit Hochkontrast (10^{-11}), mit einer Energie im FWHM-Bereich von ~ 20 J und einer Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 1,8 \cdot 10^{19}$ W/cm².

In den betrachteten Schüssen kann die Elektronenverteilung als quasi-isotrop angenommen werden. Hinsichtlich der Protonen wurde in beiden Schüssen die Cut-off-Energie für verschiedene Beobachtungswinkel gemessen. Anhand der Spektren kann festgestellt werden, dass in diesen Schüssen TNSA realisiert wurde. Lediglich im Fall des Schaums wurden die Protonen weniger effektiv beschleunigt. Die maximale erreichte Protonenenergie beim Schaum in die Laserstrahlrichtung betrug ungefähr $10\pm 0,5$ MeV, im Gegensatz zur Al-Folie, bei der diese Schwelle $18\pm 0,5$ MeV war.

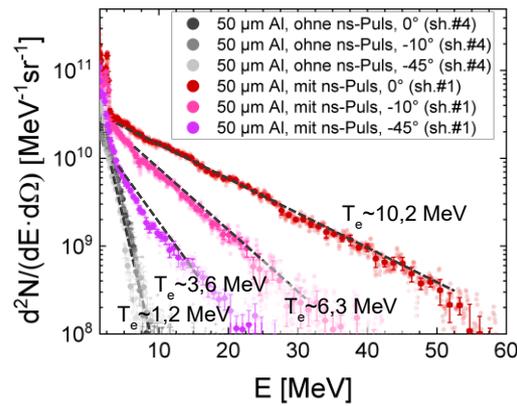


Abb. 3.28. Elektronenspektren in den Schüssen # 4 P21-05-1 ohne ns-Puls und #1 P21-05-1 mit einem ns-Puls mit dem Target „50 μm Al“ bei einer Peak-Intensität des sub-ps-Pulses von $\sim 10^{19}$ W/cm² und einer Rayleigh-Länge des Strahls von 300-350 μm.

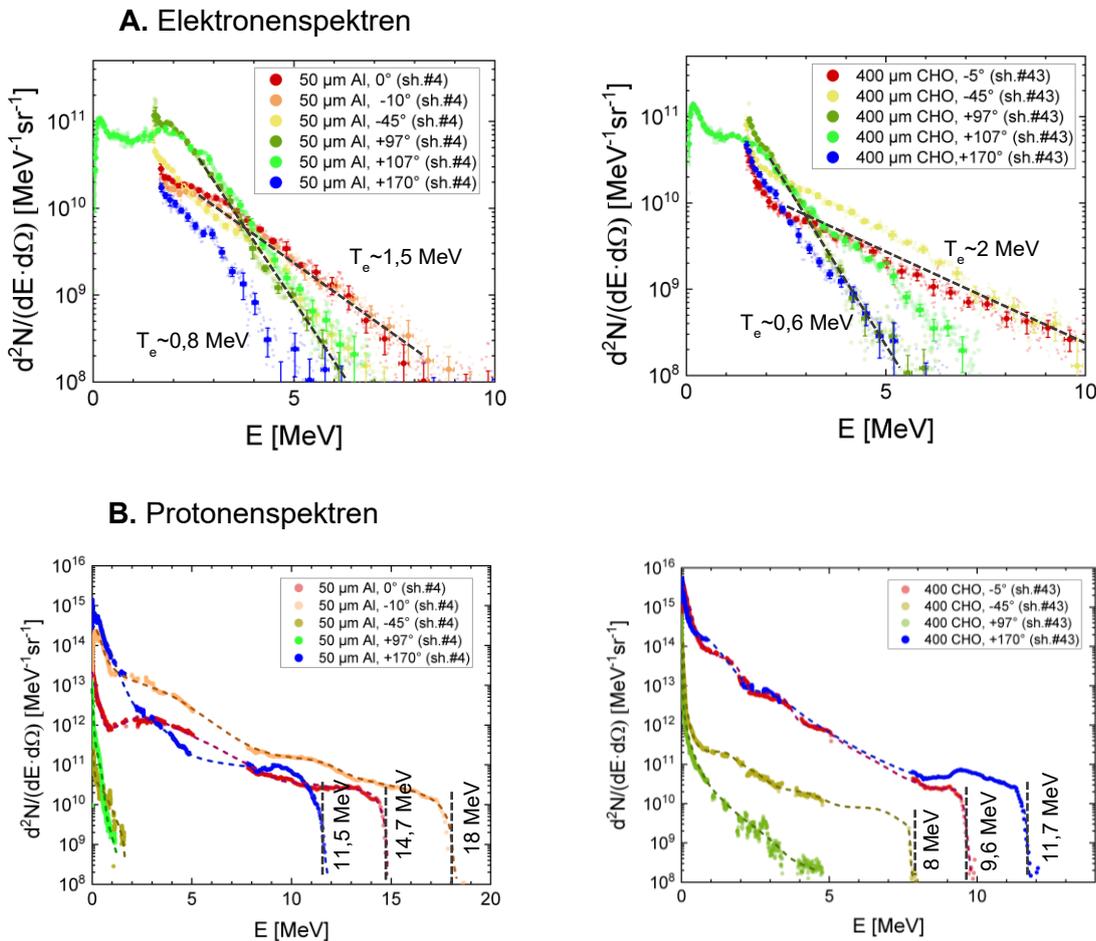


Abb. 3.29. Vergleich der Schüsse ohne ns-Vorpuls: sh.#4 P21-05-1 mit „50 μm Al“ und sh.#43 P21-05-1 mit „400 μm CHO“ als Target: **A.** Elektronenspektren. **B.** Protonenspektren.

3.6.2. Beschleunigung bei einer Laserintensität von $\sim 10^{21}$ W/cm²

Am PHELIX besteht die Möglichkeit, eine kurzfokussierende Parabel (40 cm) zu verwenden (Abb. 3.2). In diesem Szenario steigt die Laserintensität auf bis zu $\sim 10^{21}$ W/cm² an. Allerdings verkürzt sich die Rayleigh-Länge auf etwa ~ 20 μm . Das bedeutet, dass eine höhere Laserenergie in einem lokalen Bereich des Materials deponiert werden kann. Jedoch besitzt dieser Bereich ein Volumen von etwa $(2,9 \mu\text{m} \times 2,7 \mu\text{m}) \times 8,6 \mu\text{m} \simeq 70 \mu\text{m}^3$ (Fläche des Fokusses im FWHM-Bereich \times Rayleigh-Länge). Außerhalb dieses Volumens nimmt die Laserintensität exponentiell ab, wie in Formel (1.2) dargestellt.

In einem anderen Szenario mit einer langfokussierenden Parabel (150 cm) betrug die Laserintensität $\sim 10^{19}$ W/cm². Das Volumen des Bereichs des fokussierten Laserstrahls (Fläche des Fokusses im FWHM-Bereich \times Rayleigh-Länge) war $(19 \mu\text{m} \times 12 \mu\text{m}) \times 240 \mu\text{m} \simeq 5,5 \cdot 10^4 \mu\text{m}^3$. Es wird daher deutlich, dass eine Erhöhung der Intensität des Laserstrahls durch eine stärkere Fokussierung zu einer Verringerung des Beschleunigungsbereichs führt. Das bedeutet, dass die Effektivität der Übertragung der Laserenergie an Elektronen und Protonen ebenfalls verringert sein kann.

In Abb. 3.30 sind die Elektronenspektren in den Schüssen # 4, #5 und #8 P176 mit einer 10 μm Ti-Folie als Target dargestellt. Die Schüsse #4 und #5 P176 wurden mit einem ns-Vorpuls und der sh.#8 P176 ohne ns-Vorpuls durchgeführt. In allen drei Schüssen war die Target-Normale um einen Winkel von $+5^\circ$ zur Laserachse gedreht. Die Laserparameter für **sh.#8 P176** waren wie folgt: Ein 750 ± 250 fs Puls mit Hochkontrast (10^{-11}), einer Energie im FWHM-Bereich von ~ 16 J und einer Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 9,7 \cdot 10^{20}$ W/cm².

Im **sh.#4 P176** wurden die folgenden Laserparameter verwendet: Ein $1,5 \pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokusses von ~ 140 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 1,6 \cdot 10^{15}$ W/cm², sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $4,5 \pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 28 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 7,2 \cdot 10^{20}$ W/cm².

Im **sh.#5 P176** wurden die Laserparameter wie folgt eingestellt: Ein $1,5 \pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Energie im FWHM-Bereich des Fokusses von ~ 160 mJ und einer Intensität von $I_{\text{ns}} \sim 1,7 \cdot 10^{15}$ W/cm², sowie eine Verzögerung des sub-ps-Pulses von $3,5 \pm 0,5$ ns. Der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) hatte eine Energie im FWHM-Bereich von ~ 29 J und eine Peak-Intensität von $I_{\text{ps}} \sim 6,9 \cdot 10^{20}$ W/cm².

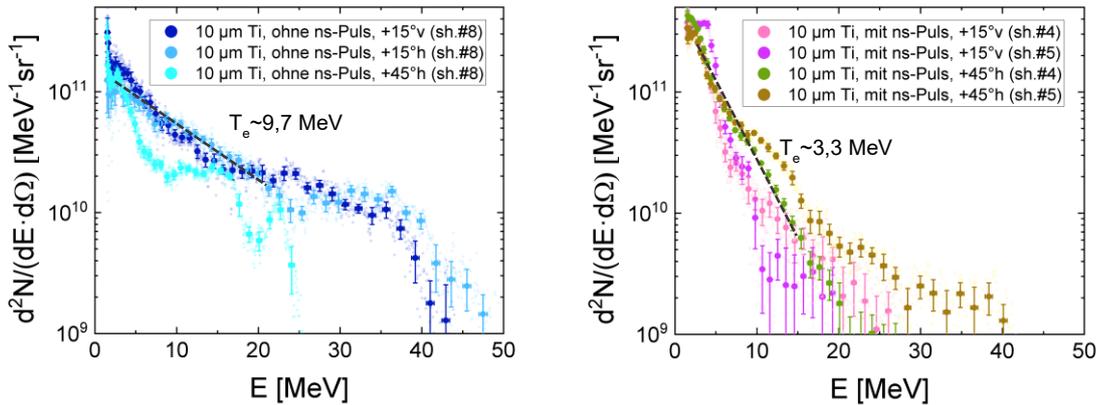


Abb. 3.30. Elektronenspektren in den Schüssen #8 P176 (2019) ohne ns-Vorpuls und #4, #5 P176 mit einem ns-Vorpuls mit dem Target „10 μ m Ti“, bei einer Peak-Intensität des sub-ps-Pulses von $\sim 10^{21}$ W/cm² und Rayleigh-Länge von ~ 20 μ m.

Die Verwendung eines ns-Vorpulses verringert die Effektivität der Elektronenbeschleunigung. Im sh.#8 P176 ohne ns-Puls erreichte die maximale registrierte Elektronenenergie von 45-50 MeV bei einem Niveau von 10^9 MeV⁻¹sr⁻¹ im abfallenden Elektronenspektrum (Abb. 3.30). Im Gegensatz dazu lag die entsprechende Elektronenenergie beim sh.#4 P176 mit einem Vorpuls von $4,5 \pm 0,5$ ns bei ~ 25 MeV. Wenn ein kurzer Vorpuls verwendet wurde, beispielsweise im sh.#5 P176 mit einer Vorpulsdauer von $3,5 \pm 0,5$ ns, erreichte die maximale Elektronenenergie von ~ 40 MeV.

Der Hauptgrund dafür, dass die maximale Elektronenenergie beim ns-Puls geringer ist als ohne ns-Puls, liegt darin, dass das Target durch den ns-Puls erhitzt und stark ausgedehnt wird. Da das Target ursprünglich eine Festkörperdichte aufwies, kann der Laserstrahl durch das erzeugte Plasma mit überkritischer Elektronendichte nicht propagieren. Nur in eine Korona vor dem Target mit unterkritischer Dichte kann der Laserstrahl eindringen. Allerdings wird aufgrund der thermischen Ausdehnung des Targets die Grenze im Plasma mit kritischer Elektronendichte entgegen der Laserstrahlrichtung verschoben, wodurch die Intensität des fokussierten Laserstrahls aufgrund einer kurzen Rayleigh-Länge von ~ 20 μ m verringert wird. Dadurch sinkt die Effektivität der Elektronenbeschleunigung durch die Laserfelder.

3.7. Vergleich der Effektivität der Teilchenbeschleunigung

In Tab. 3.4 sind die folgenden Charakteristiken für die Elektronen mit $E_e > 7,5$ MeV und Protonen mit $E_p > 7$ MeV in den Schüssen aus den Abschnitten 3.3-3.5 abgeschätzt:

- Raumwinkel des Elektronenstrahls im FWHM-Bereich Ω_{FWHM} .
- Maximale Umwandlungseffizienz der Laserenergie in die kinetische Energie von Elektronen pro Raumwinkel

$$\chi_{max} = \frac{1}{E_{FWHM}} \cdot \left. \frac{dE_{ges}}{d\Omega} \right|_{max} = \frac{1}{E_{FWHM}} \cdot \int_0^{+\infty} E \cdot f_e(E) \cdot dE \text{ [sr}^{-1}\text{]}. \quad (3.1)$$

Hierbei ist E_{FWHM} die Laserenergie im FWHM-Bereich des Fokusses, und $f_e(E)$ ist eine lokale Energieverteilungsfunktion für Elektronen, die dem Maximum der Elektronenverteilung entspricht.

- Ladung des gesamten/gerichteten Elektronenstrahls Q_{tot}/Q_{direct} mit $E_e > 7,5$ MeV.
- Umwandlungseffizienz der Laserenergie in die kinetische Energie von Elektronen des gesamten/gerichteten Elektronenstrahls $\eta_{tot,\Omega=2\pi}/\eta_{direct}$, wobei

$$\eta_{direct} = \eta_{tot,\Omega=2\pi} - \chi_0 \cdot 2\pi = \int_0^{2\pi} \chi(\alpha_x, \beta_y) \cdot d\Omega - \chi_0 \cdot 2\pi \quad (3.2)$$

mit dem lokalen Umwandlungseffizienz der Laserenergie in Abhängigkeit von den Beobachtungswinkeln $\chi(\alpha_x, \beta_y)$, dem lokalen Umwandlungseffizienz der Laserenergie für die isotropische Komponente des Elektronenstrahls χ_0 .

- Ladung des gerichteten Protonenstrahls Q_p mit $E_p > 7$ MeV.
- Umwandlungseffizienz der Laserenergie in die kinetische Energie von Protonen des gerichteten Protonenstrahls η_p .

Der Strich „-“ in Tab. 3.4 bedeutet, dass nicht genügend Daten vorhanden waren, um eine Abschätzung der Charakteristik durchzuführen. In Tab. 3.5 sind die Abschätzungen der Charakteristiken für Elektronen und Protonen in den Schüssen aus dem Abschnitt 3.6 dargestellt.

Gemäß der Effektivität der Elektronenbeschleunigung durch die genannten Parameter χ_{max} und Ω_{FWHM} können die Schüsse in Abb. 3.31 in folgende Gruppen eingeteilt werden:

Gruppe I: Vorionisierter Schaum mit $n_e \lesssim n_c$. Die lokale Umwandlungseffizienz der Laserenergie in die kinetische Energie von Elektronen mit $E_e > 7,5$ MeV erreicht $\sim 0,25$ sr⁻¹. Der Raumwinkel des Elektronenstrahls im FWHM-Bereich liegt zwischen 70 und 150 msr.

Gruppe II: Vorionisierter Schaum mit $n_e \ll n_c$. Die lokale Umwandlungseffizienz der Laserenergie in die kinetische Energie von Elektronen mit $E_e > 7,5$ MeV erreicht $\sim 0,65$ sr⁻¹. Der Raumwinkel des Elektronenstrahls im FWHM-Bereich beträgt weniger als 50 msr, d.h. der Strahl ist stark gerichtet.

3. Beschleunigung von Elektronen und Protonen in Schäumen

Tab. 3.4. Charakterisierung der hochenergetischen Elektronen und Protonen, die in die Laserstrahlrichtung in einem Schaum bzw. in einem kombinierten Target „Schaum + Folie/Platte“ beschleunigt wurden (Abschnitte 3.3-3.5)

Target / Laseparameter	Elektronen mit $E_e > 7,5$ MeV				Protonen mit $E_p > 7$ MeV		Cut-off-Protonenenergie in die Richtung der Target-Normale [MeV]
	Raumwinkel des Elektronenstrahls im FWHM-Bereich Ω_{FWHM} [msr]	Maximale lokale Umwandlungseffizienz der Laserenergie χ_{max} [sr ⁻¹]	Ladung des gesamten/gerichteten Elektronenstrahls Q_{tot} [nC] / Q_{direct} [nC]	Umwandlungseffizienz der Laserenergie in den gesamten/gerichteten Elektronenstrahl η_{tot} [%] / η_{direct} [%]	Ladung des gerichteten Protonenstrahls Q_p [nC]	Umwandlungseffizienz der Laserenergie in den gerichteten Protonenstrahl η_p [%]	
Vorionisierter Schaum mit $n_e \leq n_c$							
430 μ m CHO 2 mg/cc (sh.#19 P207) Target-Normale: -3° $I_{ns} \sim 1,8 \cdot 10^{13}$ W/cm ² $I_{ps} \sim 1,8 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Verzögerung: 3±0,5 ns	63	0.22	82 / 29	8,2 / 4,4	0	0	7.5
710 μ m CHO 2 mg/cc (sh.#25 P207) Target-Normale: -3° $I_{ns} \sim 1,7 \cdot 10^{13}$ W/cm ² $I_{ps} \sim 1,6 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Verzögerung: 3±0,5 ns	158	0.26	172 / 45	15,6 / 6,5	12	0.7	15.6
Vorionisierter Schaum mit $n_e \ll n_c$							
460 μ m CHO 2 mg/cc (sh.#6 P207) Target-Normale: +3° $I_{ns} \sim 4,3 \cdot 10^{14}$ W/cm ² $I_{ps} \sim 2,1 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Verzögerung: 4,6±0,5 ns	48	0.22	63 / 14	5,2 / 1,7	0	0	-
460 μ m CHO 2 mg/cc (sh.#9 P207) Target-Normale: +10° $I_{ns} \sim 1,2 \cdot 10^{14}$ W/cm ² $I_{ps} \sim 1,4 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Verzögerung: 4,9±0,5 ns	42	0.43	59 / 16	4,8 / 1,8	0	0	-
300 μ m CHO 3 mg/cc (sh.#11 P207) Target-Normale: -10° $I_{ns} \sim 1,2 \cdot 10^{14}$ W/cm ² $I_{ps} \sim 1,8 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Verzögerung: 4,5±0,5 ns	14	0.65	71 / 10	5,2 / 0,9	0	0	-
Kombiniertes Target "Vorionisierter Schaum mit einer Folie/Platte"							
400 μ m CHO 2 mg/cc + 10 μ m Au (sh.#30 P207) Target-Normale: -10° $I_{ns} \sim 2,4 \cdot 10^{13}$ W/cm ² $I_{ps} \sim 2,1 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Verzögerung: 1,8±0,5 ns	62	0.04	20 / 3	1,6 / 0,3	-	-	11
310 μ m CHO 2 mg/cc + 10 μ m Au (sh.#23 P207) Target-Normale: -10° $I_{ns} \sim 1,9 \cdot 10^{13}$ W/cm ² $I_{ps} \sim 2,3 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Verzögerung: 3±0,5 ns	214	0.21	148 / 47	15 / 7,8	43	3.1	34
460 μ m CHO 2 mg/cc + 10 μ m Au (sh.#8 P207) Target-Normale: -10° $I_{ns} \sim 1,4 \cdot 10^{14}$ W/cm ² $I_{ps} \sim 1,8 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Verzögerung: 4,6±0,5 ns	156	0.27	86 / 31	10,3 / 6,3	-	-	>15
1000 μ m CHO 2 mg/cc + 10 μ m Au (sh.#8 P21-05) Target-Normale: -10° $I_{ns} \sim 2,1 \cdot 10^{14}$ W/cm ² $I_{ps} \sim 1,6 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Verzögerung: 5±0,5 ns	260	0.14	56 / 31	8,1 / 5,2	-	-	24
400 μ m CHO 2 mg/cc + 15 μ m Pol. (sh.#15 P207) Target-Normale: -10° $I_{ns} \sim 4 \cdot 10^{13}$ W/cm ² $I_{ps} \sim 2,2 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Verzögerung: 3±0,5 ns	128	0.34	133 / 43	14,3 / 7,9	34	2.2	18.5
350 μ m CHO 2 mg/cc + 1000 μ m Au (sh.#31 P176) Target-Normale: -5° $I_{ns} \sim 7 \cdot 10^{13}$ W/cm ² $I_{ps} \sim 1,5 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Verzögerung: 4±0,5 ns	243	0.35	111 / 49	13,6 / 7,7	0	0	0.3

Tab. 3.5. Charakterisierung der hochenergetischen Elektronen und Protonen, die in die Laserstrahlrichtung in einer Metallfolie bzw. in einem Schaum ohne Vorionisation beschleunigt wurden (Abschnitt 3.6)

Target / Laseparameter	Elektronen mit $E_e > 7,5$ MeV				Protonen		
	Raumwinkel des Elektronenstrahls im FWHM-Bereich Ω_{FWHM} [msr]	Maximale lokale Umwandlungseffizienz z der Laserenergie χ_{max} [sr^{-1}]	Ladung des gesamten/gerichteten Elektronenstrahls Q_{tot} [nC] / Q_{direct} [nC]	Umwandlungseffizienz z der Laserenergie in den gesamten/gerichteten Elektronenstrahl η_{tot} [%] / η_{direct} [%]	Cut-off-Energie, $0^\circ h$ ($-5^\circ h$) [MeV]	Cut-off-Energie, $0^\circ h/15^\circ v$ [MeV]	Cut-off-Energie, $-10^\circ h$ [MeV]
400 μm CHO (sh.#43 P21-05) Target-Normale: -10° $I_{ps} \sim 1,8 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Hochkontrast (10^{-11})	quasi isotrop	0.0001	1,2 / -	0,05 / -	9.6	-	-
10 μm Au (sh.#7 P207) Target-Normale: -10° $I_{ps} \sim 1,7 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Hochkontrast (10^{-11})	quasi isotrop	0.0001	1,0 / -	0,05 / -	24	-	-
10 μm Ti (sh.#14 P176) Target-Normale: -5° $I_{ps} \sim 1,6 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Hochkontrast (10^{-11})	quasi isotrop	0.0002	2,4 / -	0,12 / -	-	-	-
50 μm Al (sh.#4 P21-05) Target-Normale: -10° $I_{ps} \sim 1,7 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Hochkontrast (10^{-11})	quasi isotrop	0.0001	0,3 / -	0,05 / -	14.7	-	18
10 μm Ti (sh.#15 P176) Target-Normale: -5° $I_{ps} \sim 1,8 \cdot 10^{14}$ W/cm ² $I_{ps} \sim 1,3 \cdot 10^{19}$ W/cm ² Verzögerung: $4 \pm 0,5$ ns	quasi isotrop	0.04	70 / -	6,2 / -	-	-	-
10 μm Ti (sh.#8 P176) Target-Normale: -5° $I_{ps} \sim 9,7 \cdot 10^{20}$ W/cm ² Hochkontrast (10^{-11})	quasi isotrop	0.08	144 / -	9,4 / -	-	43	-
10 μm Ti (sh.#4 P176) Target-Normale: -5° $I_{ps} \sim 1,6 \cdot 10^{15}$ W/cm ² $I_{ps} \sim 7,2 \cdot 10^{20}$ W/cm ² Verzögerung: $4,5 \pm 0,5$ ns	quasi isotrop	0.02	98,4 / -	4,4 / -	-	14	-
10 μm Ti (sh.#5 P176) Target-Normale: -10° $I_{ps} \sim 1,7 \cdot 10^{15}$ W/cm ² $I_{ps} \sim 6,9 \cdot 10^{20}$ W/cm ² Verzögerung: $3,5 \pm 0,5$ ns	quasi isotrop	0.04	132 / -	6,5 / -	-	16	-

Gruppe III: Vorionisierter Schaum mit einer Folie/Platte. Die maximale lokale Umwandlungseffizienz der Laserenergie in die kinetische Energie von Elektronen mit $E_e > 7,5$ MeV kann je nach Verzögerung des sub-ps-Pulses zwischen $0,04$ und $0,35$ sr^{-1} variieren. Bei kürzeren Verzögerungen von etwa $1,8 \pm 0,5$ ns beträgt diese Effizienz etwa $\sim 0,04$ sr^{-1} , während sie bei längeren Verzögerungen von $4-5$ ns auf $\sim 0,35$ sr^{-1} steigt. Der Raumwinkel des Elektronenstrahls im FWHM-Bereich kann in einem breiten Intervall von 50 bis 260 msr variieren. Durch eine Folie/Platte im Target nach dem Schaum wurde der Elektronenstrahl in einigen Schüssen stark gestreut.

Gruppe IV: Metallfolie bzw. Schaum ohne Vorionisation bei $I_{ps} \sim 10^{19}$ W/cm². Die lokale Umwandlungseffizienz der Laserenergie in die kinetische Energie von Elektronen mit

3. Beschleunigung von Elektronen und Protonen in Schäumen

$E_e > 7,5$ MeV ist sehr gering, weniger als $0,0002 \text{ sr}^{-1}$. Der Elektronenstrahl propagiert in Laserstrahlrichtung quasi-isotrop.

Gruppe V: Vorionisierte Metallfolie bei Intensitäten $I_{ps} \sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$ und 10^{21} W/cm^2 bzw. Metallfolie ohne Vorionisation bei $I_{ps} \sim 10^{21} \text{ W/cm}^2$. Die lokale Umwandlungseffizienz der Laserenergie in die kinetische Energie von Elektronen mit $E_e > 7,5$ MeV beträgt zwischen $0,02$ und $0,08 \text{ sr}^{-1}$. Der Elektronenstrahl propagiert in Laserstrahlrichtung quasi-isotrop.

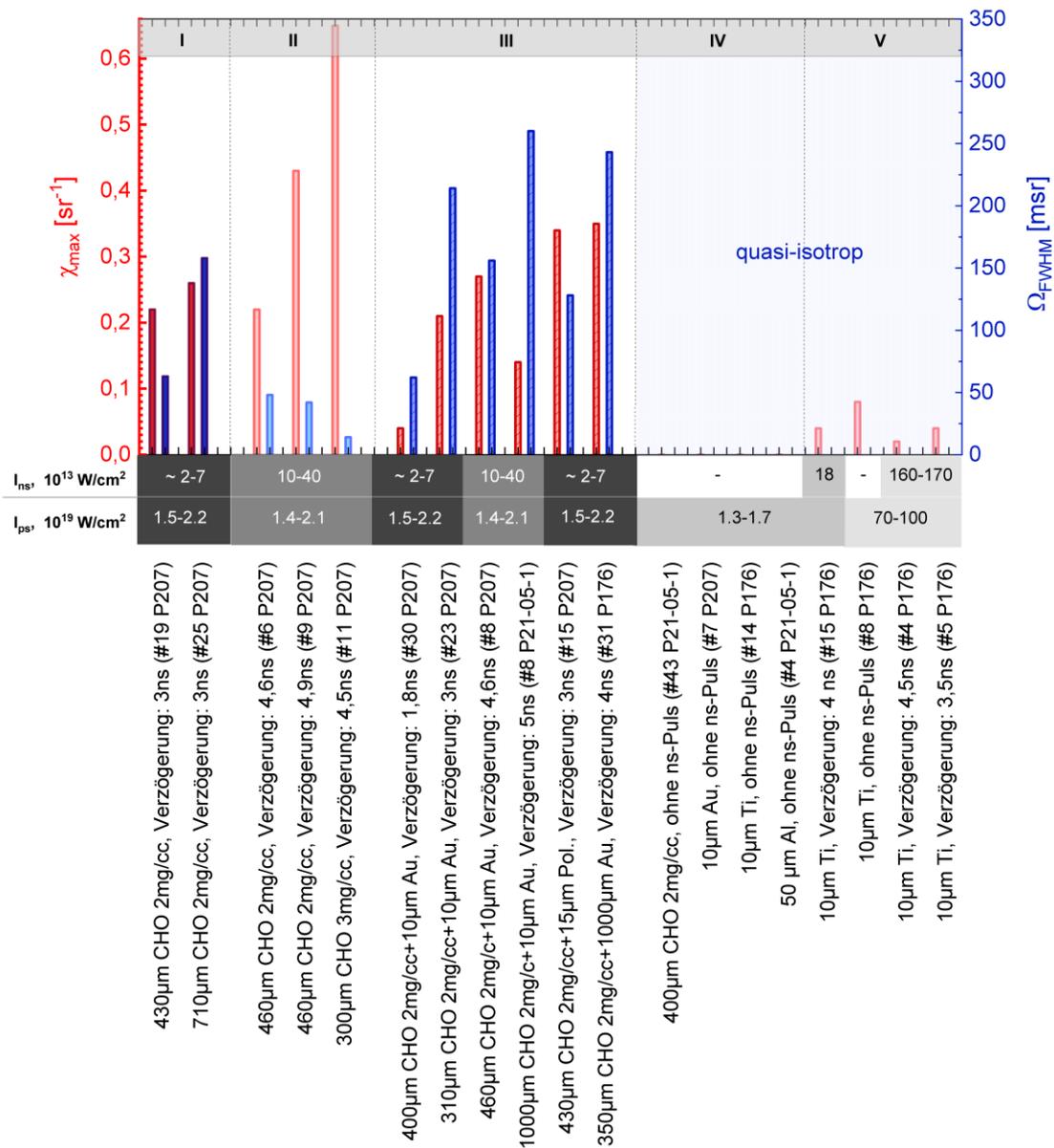


Abb. 3.31. Diagramm der Effektivität der Elektronenbeschleunigung.

4. Messungen von Röntgenstrahlung

4.1. Experimenteller Aufbau mit einem Ross-Filtersystem im Experiment P207 (2021)

In Abb. 4.1 wird der Aufbau für die Messungen der Röntgenstrahlung bzw. der Betatronstrahlung vom Target dargestellt. Dazu wurden zwei 60 cm lange Röhren auf der Target-Kammer installiert, in denen in einem Abstand von etwa 130 cm vom Target die Ross-Filterssysteme positioniert wurden. Eine detaillierte Beschreibung der ausgewählten Ross-Filter-Paare ist in Abschnitt 2.4.2 zu finden. Da in den IP-Detektoren hinter den Ross-Filtern nicht nur Photonen, sondern auch Elektronen und Ionen bzw. Protonen Beiträge zum Signal leisten können, wurden bestimmte Maßnahmen ergriffen.

Erstens wurden Elektronen mit Energien bis zu 25-30 MeV aus dem Messbereich abgelenkt, indem eine Magnetkonstruktion verwendet wurde, bestehend aus zwei Permanentmagneten mit einem Feld in der mittleren horizontalen Ebene zwischen den Magneten von 0,4 T (Abb. 4.1A). Dies wurde durch Messungen der Elektronenspektren in einem 0,99T-MS unter einem Winkel von -17° nachgewiesen. Elektronen mit Energien über 25-30 MeV

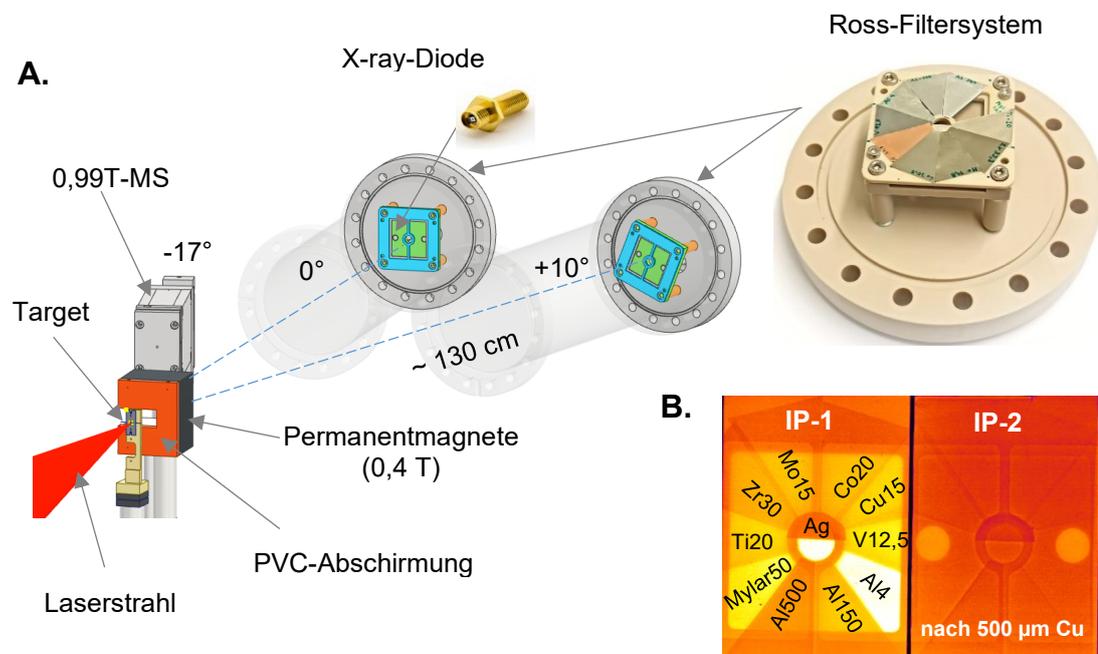


Abb. 4.1. **A.** Experimenteller Aufbau mit einem Ross-Filterssystem im Experiment P207 (2021) am PHELIX (sh.#31-59). **B.** Beispiele der Röntgensignale auf der IP-1 und IP-2 nach dem Ross-Filterssystem im sh.#31 P207.

erreichen das Filtersystem und durchdringen es kaum abgeschwächt. Wenn sie in einen MS-IP eindringen, werden nur Elektronen mit Energien bis zu 0,35 MeV gestoppt. Beim Durchqueren einer 500 μm dicken Cu-Schicht stoppen die Elektronen mit Energien bis zu 0,8 MeV. Daher wurde nach der IP-1 und der 500 μm dicken Cu-Schicht die IP-2 platziert, um den Hintergrund von den eindringenden Elektronen und der hochenergetischen Röntgenstrahlung mit Energien von mehr als 30-35 keV (siehe die Transmission einer MS-IP in Abb. 2.33 und einer 500 μm dicken Cu-Schicht in <https://henke.lbl.gov/>) zu messen. Somit kann das Signal auf der IP-1 um den Hintergrund (das Signal auf der IP-2) bereinigt werden (Abb. 4.1B).

Zweitens, da das Magnetfeld ($B = 0,4 \text{ T}$) nicht stark genug ist, um Ionen und Protonen von den IP-Detektoren abzulenken (siehe das Signal auf der X-ray-Diode, Abb. 4.2A), wurde ein zusätzlicher Filter vor der Magnetkonstruktion platziert: eine PVC-Platte oder EBT3-RCFs mit einer Dicke von 0,5 bis 2,5 mm, um die vom Target erzeugten Protonen und Ionen zu stoppen. Messungen in einem 0,99T-MS und einer X-ray-Diode (Abb. 4.2B) zeigten, dass die Dicke des Filters ausreicht, um die Ionen und Protonen abzuschwächen, und danach im Magnetfeld abzulenken, so dass sie keinen Beitrag zum Signal auf der IP hinter dem Ross-Filtersystem leisten.

Außerdem wurden während des Experiments P207, wie es schon im Kapitel 3 präsentiert, noch ein anderer Aufbau verwendet (Abb. 3.4). Hierbei wurden die Messungen der Röntgensignale in den 0,99T-MS genauso wie in einem X-MS (Abschnitt 2.5) durchgeführt.

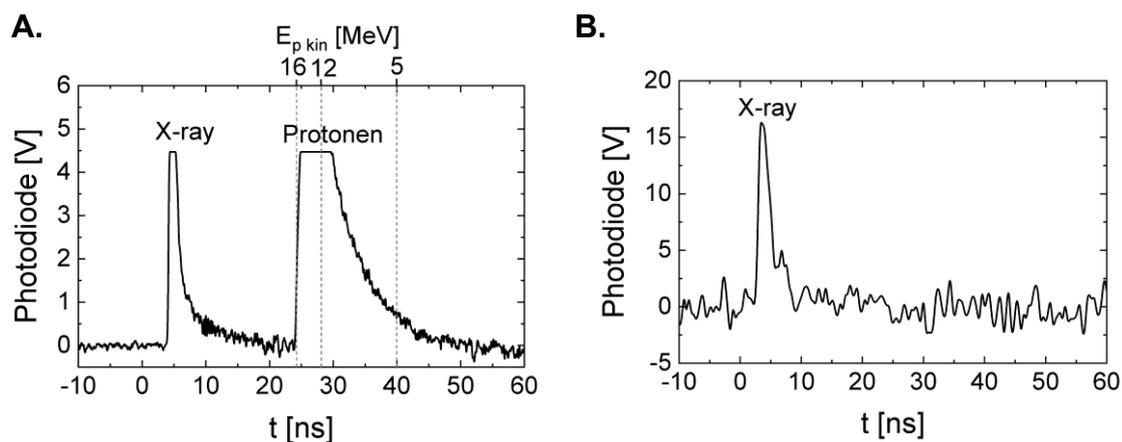


Abb. 4.2. Signale auf einer X-ray-Diode nach Durchgang durch eine 20 μm dicke Ti-Folie im Ross-Filtersystem (Abb. 4.1A): **A.** Ohne zusätzlichen Filter, damit Protonen nicht gestoppt werden (sh.#36 P207). **B.** Mit einem zusätzlichen 550 μm dicken Mylar-Filter an der Vorderseite der Magnetkonstruktion, um Protonen zu stoppen (sh.#59 P207). Die Schüssen #36 und #59 P207 wurden unter ähnlichen Laserparameter durchgeführt: Vorpulsdauer von $3 \pm 0,5 \text{ ns}$, Verzögerung des sub-ps-Pulses nach dem ns-Puls von $3 \pm 0,5 \text{ ns}$, $I_{ns} \sim 2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$, $I_{ps} \sim 1,5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$. Im sh.#36 P207 wurde das Target „460 μm CHO 2 mg/cm^3 “ verwendet, und im sh.#59 P207 – „577 μm CHO 2 mg/cm^3 “.

4.2. Experimenteller Aufbau mit einem X-MS im Experiment P21-05-1 (2022)

Im Experiment P21-05-1 (2022) am PHELIX wurde ein X-MS getestet und für einige Messungen verwendet. In Abb. 4.3 sind die Positionen der verwendeten Magnetspektrometer bzw. X-MS dargestellt. Durch einen Umbau wurde die Position des X-MS von $+9^\circ$ (sh.#1-13) zu -146° (sh.#14-46) geändert. Dabei wurde nach dem sh.#21 ein 0,99T-MS von der Position 0° zu -5° verschoben und ein 0,99T-MS in der Position -10° aus der Target-Kammer ausgestellt.

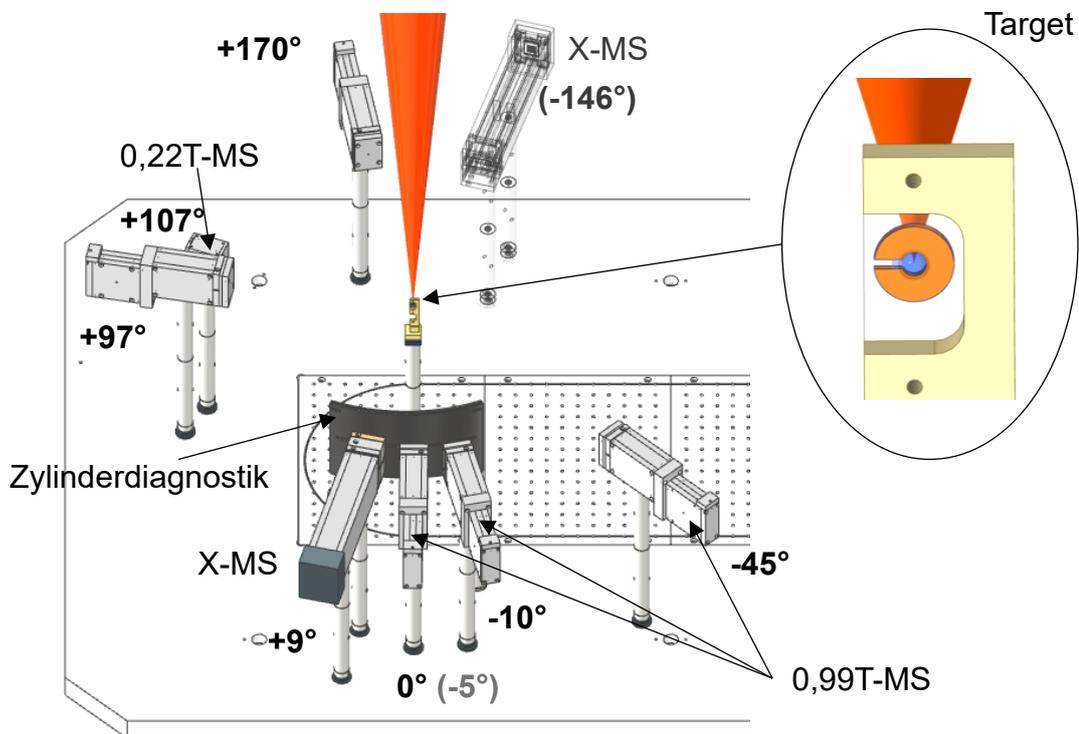


Abb. 4.3. Aufbau im Experiment P21-05-1 (2022) am PHELIX, sh.#1–46.

4.3. Experimentelle Ergebnisse

4.3.1. Annahme der Röntgenquelle als Punktquelle

Durch die Abbildung der Röntgenquelle in einem 0,99T-MS bzw. X-MS lässt sich mithilfe der Bedingung (2.13) aus Abschnitt 2.2.4.1 bestimmen, wie groß die Röntgenquelle ist. Wenn es einen geringen Unterschied (weniger als 10%) zwischen der gemessenen Breite der

in einem 0,99T-MS bzw. X-MS abgebildeten Röntgenquelle und der erwarteten Breite im Fall einer Punktquelle gemäß Formel (2.13) gibt, kann die Röntgenquelle als „Punktquelle“ oder „Quasi-Punktquelle“ betrachtet werden, vorausgesetzt, dass die Quelle deutlich kleiner ist als die Breite der Eingangsspalte im MS.

In Abb. 4.4 sind die Profile der in einem 0,99T-MS registrierten Röntgensignale bei verschiedenen Targets dargestellt und es wird gezeigt, wie die Bedingung (2.13) erfüllt ist. Dabei wurde berücksichtigt, dass während des Scannens keine scharfe Kante des auf der IP abgebildeten Röntgensignals registriert werden kann. Ein Grund dafür ist, dass durch Bestrahlung der IP ein breiterer Bereich in der empfindlichen Schicht der IP angeregt wurde, was die Auflösung des Scanners beeinflusst. Die Kante der Abbildung wurde durch die Position der Hälfte des maximalen Wertes des stufenartigen Signals bestimmt.

Zusätzlich sind in Abb. 4.4 die Signale auf den mehreren hintereinanderstehenden IPs im 0,99T-MS zu sehen. Jede vorne stehende IP fungiert als Filter und hat ihre eigene untere detektierte Energieschwelle für Röntgenstrahlen. Die Schwelle wurde so definiert, dass sie 5% des maximalen Werts des Produkts aus der Transmission des vorne stehenden Filters und der Sensitivität der registrierenden IP entspricht. Gemäß dieser Definition registriert TR-IP-1 nach 10 μm Al-Folie Röntgenstrahlen ab 1,5 keV, IP-2 ab 11 keV, IP-3 ab 16 keV und IP-4 ab 18 keV.

Anhand der in Abb. 4.4 gezeigten Profile lässt sich ableiten, dass in allen betrachteten Fällen (50 μm Al, „300 μm CHO 8 mg/cm^3 + 1 μm Cu“, „1000 μm CH 2 mg/cm^3 + 10 μm Au“) die Annahme der Röntgenquelle als Punktquelle zutrifft. Ein Metallplatte-Target (zum Beispiel 800 μm Cu) führte zu einer Ausdehnung der abgebildeten Quelle, was darauf hindeutet, dass die Quelle bereits erheblich größer ist ($> 100 \mu\text{m}$).

4.3.2. Eindimensionale Auflösung von Röntgenquellen

Wie bereits in den Abschnitten 2.2.4.1 und 2.5.1 gezeigt wurde, ermöglichen 0,99T-MS und X-MS die Auflösung der Röntgenquellen in 1D. Im Experiment wurden mehrere Szenarien betrachtet. Zunächst wurden Fälle untersucht, in denen nur eine Punktquelle registriert wurde. Hierbei handelte es sich um dünne Metallfolien (10 μm Au oder 50 μm Al), wie in Abb. 4.5A zu sehen ist, oder um einen CHO-Schaum in Kombination mit einer dünnen Metallfolie (10 μm Au), siehe Abb. 4.5D. Durch ein System hintereinanderstehender MS-IPs konnte die Röntgenquelle in verschiedenen Energiebereichen betrachtet werden, wie in Abbildung 4.5 dargestellt: MS-IP-1 – $E_\gamma > 1,5 \text{ keV}$, MS-IP-2 – $E_\gamma > 16 \text{ keV}$, MS-IP-3 –

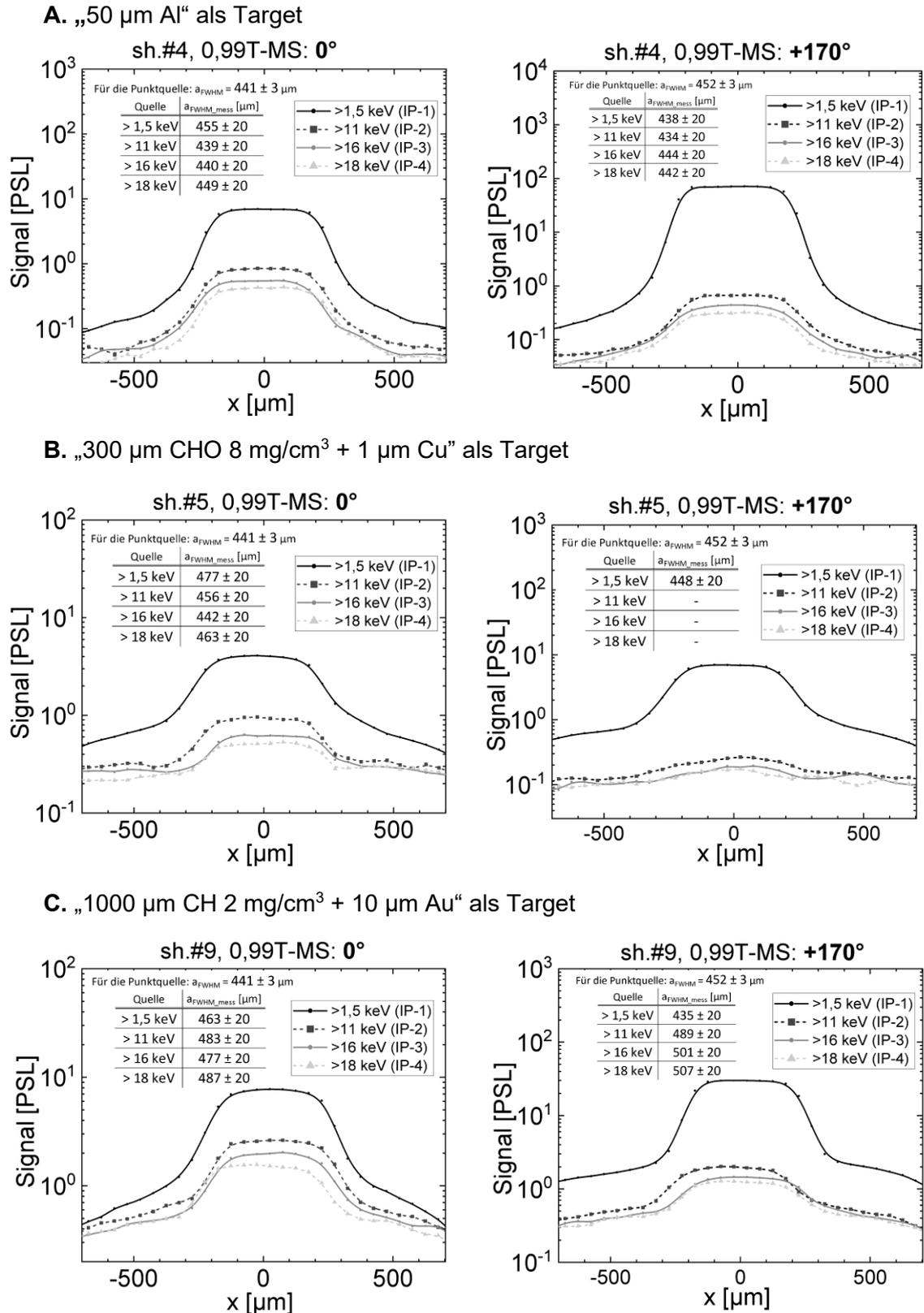
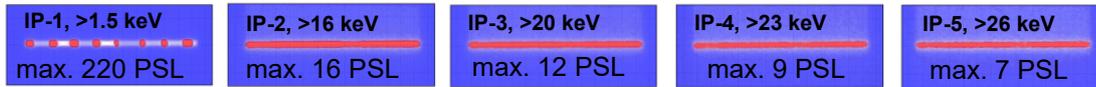


Abb. 4.4. Profile der Röntgensignale unter Beobachtungswinkeln von 0° und $+170^\circ$ zur Laserachse für die Target: **A.** „10 μm Au“ (sh.#4 P21-05-1: Hochlaserkontrast von 10^{-11} , $I_{\text{ps}} \sim 1,7 \cdot 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$) **B.** „300 μm CHO 8 mg/cm^3 + 1 μm Cu“ (sh.#5 P21-05-1: Vorpulsdauer $3,1 \pm 0,5 \text{ ns}$, $I_{\text{ns}} \sim 2,2 \cdot 10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$, Verzögerung des sub-ps-Pulses – $5 \pm 0,5 \text{ ns}$, $I_{\text{ps}} \sim 1,5 \cdot 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$). **C.** „1000 μm CH 2 mg/cm^3 + 10 μm Au“ (sh.#9 P21-05-1: Vorpulsdauer $3,2 \pm 0,5 \text{ ns}$, $I_{\text{ns}} \sim 6,4 \cdot 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$, Verzögerung des sub-ps-Pulses – $5 \pm 0,5 \text{ ns}$, $I_{\text{ps}} \sim 1,9 \cdot 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$).

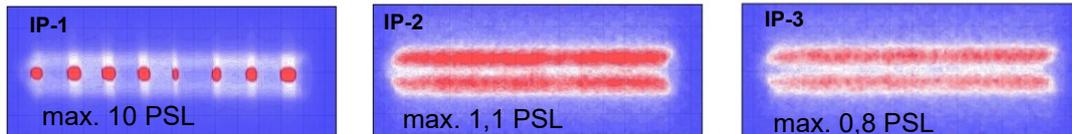
A. 10 μm Au-Folie ohne Vorionisation (sh.#16 P21-05-1)

X-MS: $+9^\circ$



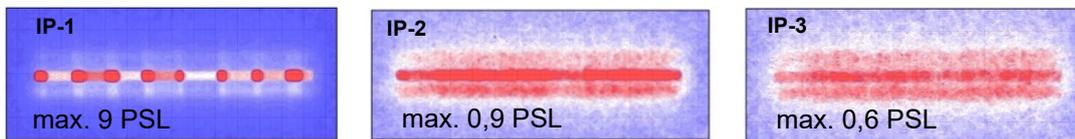
B. CHO-Schaum ohne Vorionisation (sh.#40, P21-05-1)

X-MS: -146°

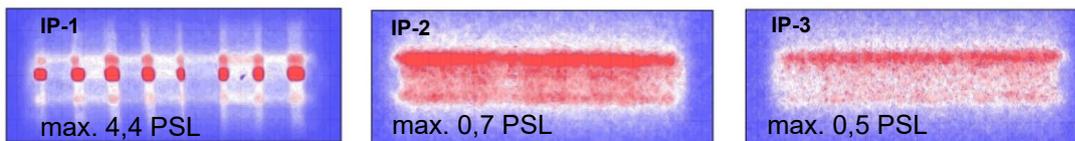


C. Vorionisierter CHO-Schaum (sh.#12, 29 P21-05-1)

X-MS: $+9^\circ$

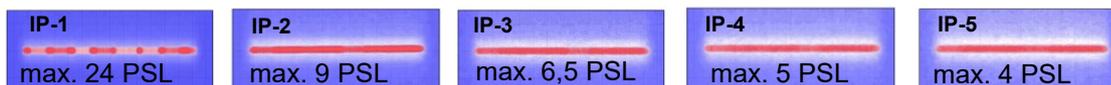


X-MS: -146°



D. Vorionisierter CHO-Schaum + 10 μm Au (sh.#9, 20 P21-05-1)

X-MS: $+9^\circ$



X-MS: -146°

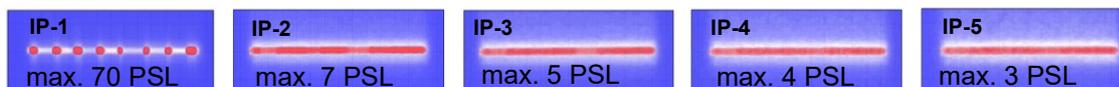


Abb. 4.5. Eindimensionale Auflösung der Röntgenquellen für die folgenden Targets:

A. 10 μm Au-Folie ohne Vorionisation (sh.#16 P21-05-1). **B.** 500 μm CHO-Schaum 2 mg/cm^3 ohne Vorionisation (sh.#40 P21-05-1). **C.** Vorionisierter 300-500 μm CHO-Schaum 2 mg/cm^3 (sh.#12, 29 P21-05-1). **D.** Vorionisierter 1000 μm CH-Schaum 2 mg/cm^3 + 10 μm Au (sh.#9, 20 P21-05-1)

$E_\gamma > 20 \text{ keV}$, MS-IP-4 – $E_\gamma > 23 \text{ keV}$ und MS-IP-5 – $E_\gamma > 26 \text{ keV}$. Dabei wurde dieselbe Definition der Messschwelle verwendet wie im vorherigen Abschnitt 4.3.1, jedoch nur nach 4 μm Al und für MS-IP. Auch bei einer dicken Metallplatte (1-3 mm) oder in Kombination mit einem CHO-Schaum als Target wurde nur eine Quelle registriert. Diese Quelle kann jedoch nicht mehr als Punktquelle betrachtet werden, da sie stark ausgedehnt ist.

Ein besonderer Fall wurde untersucht, bei dem ein CHO-Schaum als Target in einem Cu-Scheibe-Halter fixiert war. In diesem Fall wurde ein Plasma durch einen ns-Puls erzeugt, und Plasma-Elektronen wurden zuerst durch das elektrische Feld des sub-ps-Pulses zur inneren Kante der Cu-Scheibe ausgestoßen (ponderomotorische Elektronen), siehe Abschnitt 1.2.2. Danach oszillieren die restlichen Elektronen in einem Ionenkanal (Abschnitt 1.2.3). Dabei wurden drei getrennte Signale registriert (Abb. 4.5C). Das zentrale Signal entspricht dem beleuchtenden Ionenkanal auf der Laserachse. In diesem Ionenkanal oszillieren DLA-Elektronen und erzeugen Betatronstrahlung, die bei der Resonanzbedingung für die Elektron-Oszillationen, siehe Abschnitt 1.2.4 (DLA-Regime), sehr intensiv ist. Die beiden seitlichen Signale entsprechen der Bremsstrahlung von der Cu-Scheibe-Kante. In Richtung der Laserstrahlung bzw. bei einer Position von $+9^\circ$ zur Laserachse können im X-MS nicht nur auf MS-IP-1 drei getrennte Signale beobachtet werden, sondern auch auf MS-IP-2 usw. Dabei ist das zentrale Signal deutlich ausgeprägt (Abb. 4.5C). Im Gegensatz dazu ist das zentrale Signal in Richtung entgegen der Laserstrahlung bzw. bei einer Position von -146° zur Laserachse nicht sichtbar. Hier wird die Betatronstrahlung nicht registriert. Trotzdem gibt es weiches Röntgen mit einer Energie ab 1,5 keV, das auf MS-IP-1 ein zentrales Signal erzeugt. In diesem Fall stammt der überwiegende Beitrag von der inversen Compton-Streuung (Abschnitt 1.4.3), wie einige Abschätzungen für die realisierten experimentellen Bedingungen zeigen. Die Berechnung der Breite des zentralen Signals bestätigte, dass sich die zentrale Quelle als Punktquelle betrachten lässt.

Zum Vergleich sind in Abb. 4.5B die Röntgensignale im Fall eines Schaums gezeigt, bei dem das Plasma nur während eines sub-ps-Pulses erzeugt wurde (ohne Vorionisation durch einen ns-Puls). In diesem Fall entsteht keine Betatronstrahlung, da kein Ionenkanal mit geringerer Elektronendichte erzeugt wurde und somit die Resonanzoszillationen der Elektronen (wie beim DLA-Regime) nicht realisiert wurden. Deshalb wird auf MS-IP-2 im X-MS bzw. 0,99T-MS nur Bremsstrahlung von der Cu-Scheibe-Kante (seitliche Signale, Abb. 4.5B) gemessen. Für Röntgen mit $E_\gamma > 1,5$ keV wurden drei getrennte Signale registriert. Das zentrale Signal entspricht der inversen Compton-Streuung.

4.3.3. Simulationen der Abbildungen von Röntgenquellen im X-MS

In Abb. 4.6A-C sind im Vergleich die registrierten und entsprechenden simulierten Röntgensignale im X-MS dargestellt. Die Simulationen wurden gemäß der Erfüllung der geometrischen Bedingung für die Abbildung von Röntgenquellen unter Verwendung eines Python-

Codes durchgeführt, siehe die Bedingung (2.12). Im Fall einer dünnen Metallfolie als Target (Abb. 4.6A) lässt sich die Röntgenquelle als Punktquelle annehmen. Im Fall eines Schaums ohne Vorionisation (Abb. 4.6B) strahlt der ringförmige Kupferhalter. Ein weiterer betrachteter Fall ist ein vorionisierter Schaum (Abb. 4.6C): Hier ergibt sich eine Kombination der Abbildung der zentralen Punktquelle im Schaum und der Kante des Kupferhalters.

Da die Eingangsspalte in einem MS bzw. X-MS nur eine eindimensionale Auflösung mehrerer Röntgenquellen bietet, helfen die gezeigten Simulationen dabei, das Verhältnis zwischen den Beiträgen im gesamten Signal von verschiedenen Quellen zu bestimmen. Im Fall von Abb. 4.6C, wo das Signal der Betatronstrahlung von oszillierenden DLA-Elektronen im zentralen Bereich schwach mit dem Signal der Bremsstrahlung des Kupferhalters überlappt, ermöglichen Simulationen das separate Herausfiltern des Signals der Betatronstrahlung.

4.3.4. Auswertung der Röntgenspektren

Im vorherigen Abschnitt wurden die registrierten Röntgensignale für verschiedene Target-Kombinationen ohne und mit Vorionisation des Targets durch einen ns-Puls dargestellt. In Tab. 4.1 sind die Charakterisierungen der Geometrie der Röntgenquellen und die dominierenden Arten von Strahlungen in den betrachteten Fällen zusammengefasst. Weiter werden die Ergebnisse der Auswertung der Röntgenspektren für die genannten Situationen diskutiert.

10 μm Au-Folie ohne Vorionisation

Ein sub-ps-Laserpuls (750 ± 250 fs) mit Hochkontrast (10^{11}) wechselwirkte mit einer Au-Folie, deren Normale um einen Winkel von -10° zur Laserachse gedreht war. Die Peak-Intensität betrug $\sim 1,7 \cdot 10^{19}$ W/cm² (sh.#16 P21-05-1). In diesem Fall wurden ponderomotorische Elektronen gemessen (Abb. 4.7A). Die erzeugte Strahlung entsteht durch Erhitzen des Plasmas bei der Absorption der Laserenergie (charakteristische Strahlung) und durch das Bremsen der ponderomotorischen Elektronen in der Metallfolie (Bremsstrahlung). In Abb. 4.7B sind die Röntgenspektren dargestellt, in denen zwei Energiebereiche erkennbar sind: bei Energien unter ~ 10 keV und bei höheren Energien. Die Strahlung ist von den Strahlungswinkeln kaum abhängig (quasi-kugelsymmetrisch).

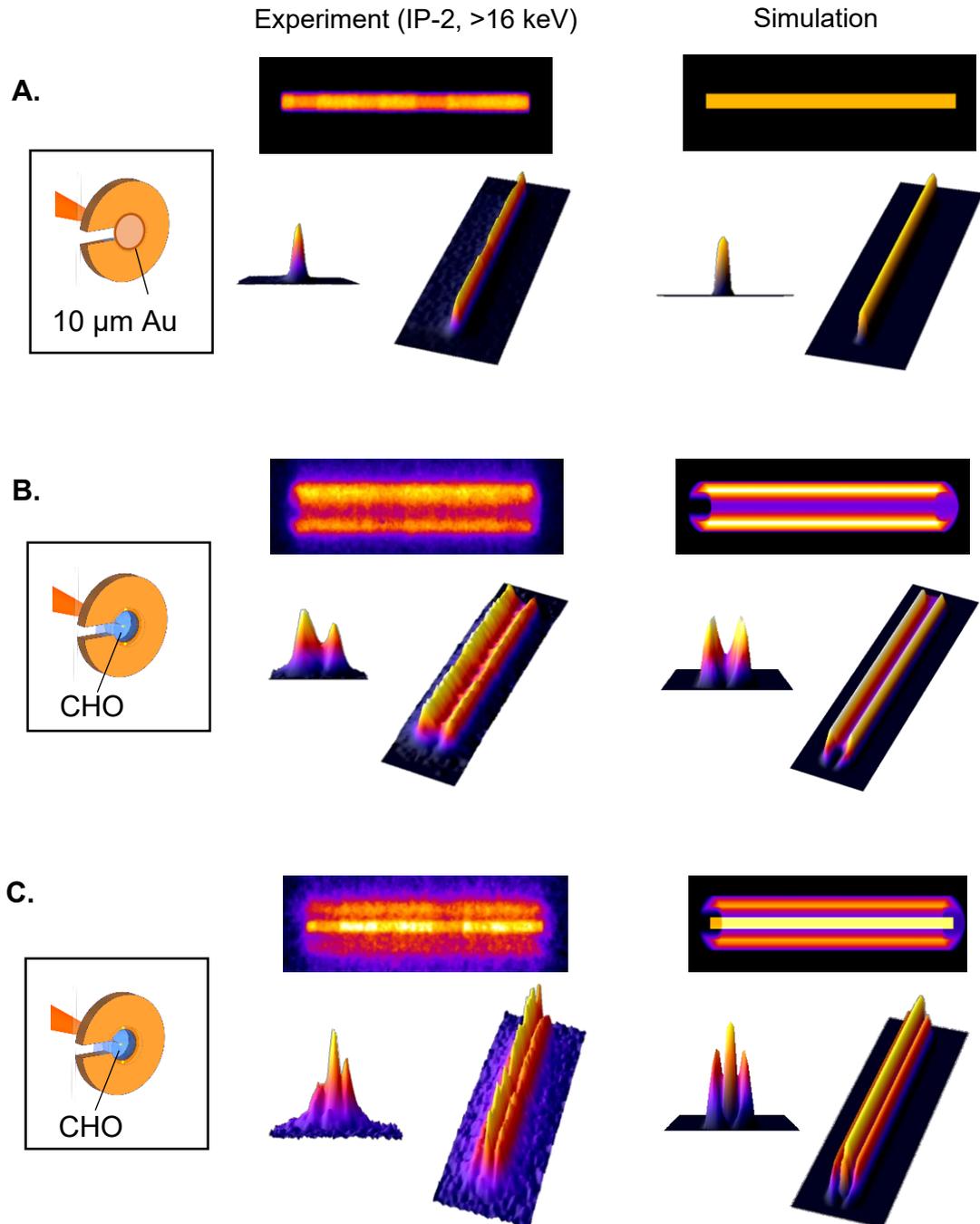


Abb. 4.6. Vergleich der gemessenen und simulierten Signale: **A.** 10 µm Au ohne Vorionisation, X-MS: -146° (sh.#16 P21-05-1). **B.** 500 µm CHO-Schaum ohne Vorionisation, X-MS: -146° (sh.#39 P21-05-1). **C.** vorionisierter 500 µm CHO-Schaum, X-MS: $+9^\circ$ (sh.#12 P21-05-1).

Tab. 4.1. Röntgenstrahlung in Abhängigkeit vom Target-Typ und Vorionisationspräsenz

Charakteristik		Typ des Targets			
		10 $\mu\text{m Au}$	400-800 $\mu\text{m CHO } 2 \text{ mg/cm}^3$	300 $\mu\text{m CHO } 8 \text{ mg/cm}^3 + 1 \mu\text{m Cu}$	1000 $\mu\text{m CH } 2 \text{ mg/cm}^3 + 10 \mu\text{m Au}$
		ohne Vorionisation		mit Vorionisation mithilfe eines ns-Pulses	
1	Elektronen, T_e	ponderomotorisch, $T_e \sim 1\text{-}2 \text{ MeV}$	DLA, $T_e \sim 10\text{-}20 \text{ MeV}$	DLA, $T_e \sim 12\text{-}14 \text{ MeV}$	
2	Geometrie der Röntgenquellen	Punkt	Punkt + Ring	Punkt	
3	Dominierte Strahlung	Charakteristische Strahlung, Bremsstrahlung	Betatronstrahlung, Bremsstrahlung, ICS, charakteristische Strahlung		

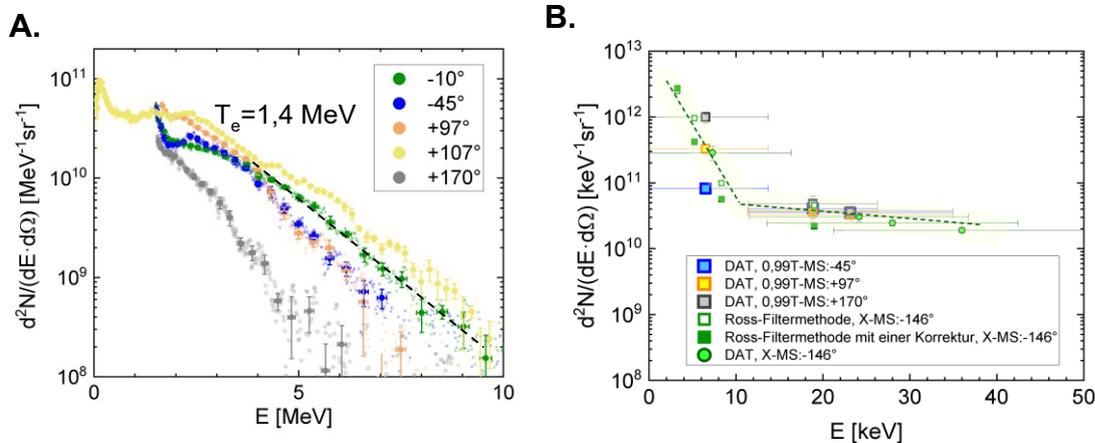


Abb. 4.7. Elektronen- und Photonenspektren im sh.#16 P21-05-1 mit 10 $\mu\text{m Au}$ -Folie als Target ohne Vorionisation: **A.** Elektronenspektren. **B.** Photonenspektren von der zentralen Röntgenquelle im Target.

CHO-Schaum 2 mg/cm^3 ohne Vorionisation

Nun betrachten wir die Wechselwirkung eines $750 \pm 250 \text{ fs}$ -Pulses mit Hochkontrast (10^{-11}) mit einem $400 \mu\text{m}$ dicken Schaum mit einer Dichte von 2 mg/cm^3 . In den sh.#39 und #43 P21-05-1 betrug die Peak-Intensität $\sim (1,4\text{-}1,8) \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$. Die Target-Normale war um einen Winkel von -10° zur Laserachse gedreht. Die Röntgenspektren sind in Abb. 4.8 dargestellt. Es zeigt sich ein ähnlicher Charakter der Spektren wie im vorherigen Fall. Der Unterschied besteht lediglich darin, dass das Spektrum in diesem Fall etwa um zwei Größenordnungen

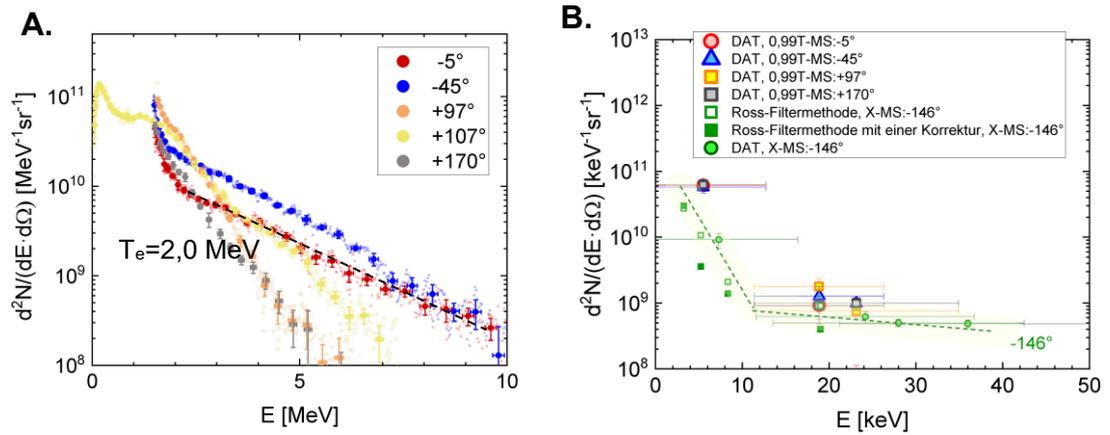


Abb. 4.8. Elektronen- und Photonenspektren im sh.#43 P21-05-1 mit 400 μm CHO-Schaums 2 mg/cm^3 als Target ohne Vorionisation: A. Elektronenspektren. B. Photonenspektren von der zentralen Röntgenquelle im Target.

niedriger liegt. Dies liegt daran, dass im Fall des Schaums die durchschnittliche Massendichte pro Fläche etwa ~ 240 Male niedriger ist als bei einer Au-Folie und die Ordnungszahl der Elemente (${}_6\text{C}$, ${}_1\text{H}$ und ${}_8\text{O}$) ebenfalls um ein Vielfaches kleiner ist als bei Gold (${}_{79}\text{Au}$).

Vorionisierter CHO-Schaum 2 mg/cm^3

Ein weiterer Fall tritt auf, wenn der Schaum vor dem Hauptlaserpuls (750 ± 250 fs mit einer Peak-Intensität von $\sim (1,8-1,9)\cdot 10^{19}\text{ W/cm}^2$) durch einen ns-Puls vorionisiert wird. In den sh.#37, #59 P207 betrug die Intensität des ns-Pulses $\sim 1,9\cdot 10^{13}\text{ W/cm}^2$ bei einer Dauer von $3\pm 0,5$ ns. Die Verzögerung des sub-ps-Pulses nach dem ns-Puls betrug $3\pm 0,5$ ns. Die Target-Normale war um einen Winkel von $+3^\circ$ zur Laserachse gedreht. In diesen Schüssen war es möglich, Betatronstrahlung durch Oszillationen von DLA-Elektronen zu erzeugen. Allerdings wurden gemäß dem Aufbau in Abb. 4.1 die Signale von allen Röntgenquellen im Target erfasst, wie bereits in den Abschnitten 4.3.2, 4.3.3 und in Abb. 4.6C gezeigt wurde. Sowohl im Schaum erzeugen oszillierende Elektronen in einem Ionenkanal Betatronstrahlung als auch im Kupfer-Scheibenhalter strahlen gebremste Elektronen Bremsstrahlung. In Abb. 4.9 sind die gemessenen resultierenden Röntgenspektren dargestellt.

Das Problem einer separaten Messung der Betatronstrahlung wurde in einem nachfolgenden Experiment P21-05-1 gelöst. In Abb. 4.10 sind die Spektren im sh.#12 P21-05-1 gezeigt. In diesem Schuss wurde für eine Vorionisation des $500\text{ }\mu\text{m}$ Schaums mit einer Dichte von 2 mg/cm^3 ein ns-Puls mit einer Intensität von $\sim 3,2\cdot 10^{13}\text{ W/cm}^2$, einer Pulsdauer von $3\pm 0,5$ ns und einer Verzögerung des sub-ps-Pulses nach dem ns-Puls von $5\pm 0,5$ ns verwendet. Die Peak-Intensität des Hauptpulses betrug $\sim 1,8\cdot 10^{19}\text{ W/cm}^2$, die Dauer – 750 ± 250 fs.

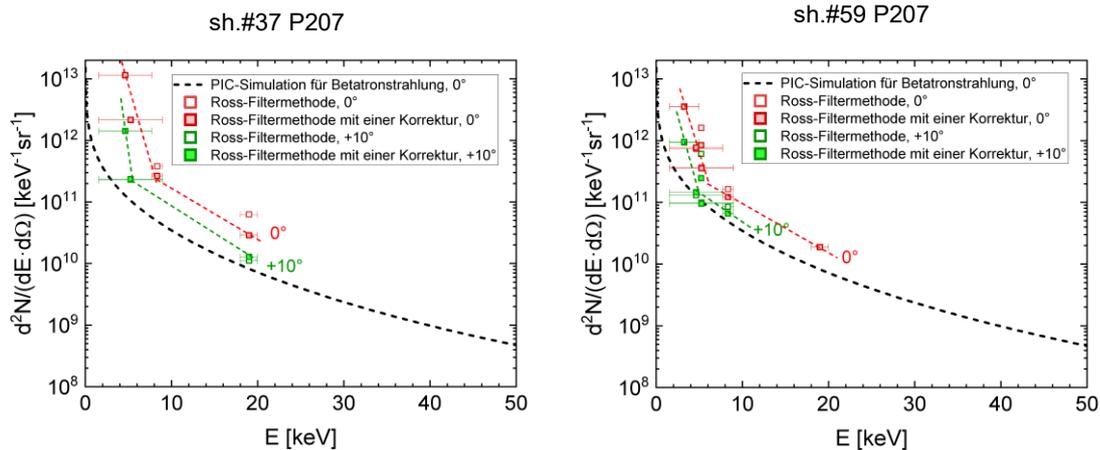


Abb. 4.9. Röntgenspektren von mehreren Quellen zusammen im Fall eines 500 – 600 μm dicken CHO-Schaums mit einer Dichte von 2 mg/cm^3 als Target mit Vorionisation mithilfe eines ns-Pulses (in den sh.#37, #59 P207).

Im betrachteten Fall wurde der Elektronenstrahl um einen Winkel von mehr als 10° von der Laserachse abgelenkt und stark gerichtet (siehe auf der Zylinderdiagnostik, Abb. 4.10A). Dabei betrug der Halbwinkel im FWHM-Bereich von $\sim 5^\circ$. In Abb. 4.10B sind die Elektrenspektren dargestellt. Die DLA-Elektronen hatten eine Temperatur von $\sim 10 \text{ MeV}$. Durch die Oszillationen von DLA-Elektronen wurde Betatronstrahlung erzeugt. In Abb. 4.10C-D sind die Röntgenspektren in Laserstrahlrichtung bzw. entgegen Laserstrahlrichtung dargestellt. In Abb. 4.10E ist das Strahlungsdiagramm für 10 keV gezeigt. In Abb. 4.10D ist die Winkelabhängigkeit der integrierten Strahlung von 10 bis 30 keV mit einem Halbwinkel im FWHM-Bereich von 6° demonstriert. In dem analysierten Laserschuss war die Betatronstrahlung stark gerichtet. Die Peak-Brillanz betrug $\sim 1,4 \cdot 10^{20} \text{ photons/s/mm}^2/\text{mrad}^2/(0.1\% \text{ BW})$ bei 10 keV .

Während des Experiments P22-48 (2023) wurde eine Reihe der Laserschüsse mit einem ähnlichen Target „ $\sim 800 \mu\text{m}$ CHO 2 mg/cm^3 “ für die Optimierung des DLA-Regimes durchgeführt. Die Optimierung wurde durch die Änderung der Parameter des ns-Pulses: Intensität des ns-Pulses und Verzögerung des sub-ps-Pulses nach dem ns-Puls ausgeführt. Die Änderung der genannten Parameter führte zur Erzeugung eines Plasmas mit unterschiedlichen Eigenschaften (Elektronendichte, Massendichte) vor dem einkommenden sub-ps-Puls mit einer Peak-Intensität von $\sim (1,1 - 1,3) \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$. Als Resultat kann der Halbwinkel in FWHM-Bereich, die Temperatur von DLA-Elektronen und Übertragung der Laserenergie an die Elektronen variiert sein (Abb. 4.11A). Durch optimierte DLA-Elektronen wurde auch Betatronstrahlung optimiert (Abb. 4.11B). In Tab. 4.2 sind die Charakteristiken von DLA-Elektronen in einem Zusammenhang mit der gemessenen Betatronstrahlung demonstriert.

Tab. 4.2. Charakteristiken von DLA-Elektronen und der erzeugten Betatronstrahlung

Schuss	Elektronen		Betatronstrahlung			
	$E_e > 7,5$ MeV	$\pm 10^\circ$ zur Laserachse	$E_{ph} > 10$ keV			$E_{ph} = 10$ keV
	$\alpha_{1/2_FWHM}$ [°]	T [MeV]	$N_{ph, direct}$, 10^{10}	$N_{ph, \Omega=2\pi}$, 10^{11}	$\alpha_{1/2_FWHM}$ [°]	B_{max} , 10^{20}
#17 P22-48	17,5	20	3,4	3,1	10,8	1,3
#2 P22-48	12,5	18	3,4	2,8	10,8	1,5
#11 P22-48	15,3	13	1,2	1,0	9,7	1,3
#5 P22-48	11,6	11	1,2	0,9	7,5	1,6
#12 P21-05-1	5	10	1,0	1,3	6,5	1,4

In Abb. 4.12 sind die Spektren von DLA-Elektronen und Betatronstrahlung im besten Schuss (sh.#17 P22-48) mit „ $\sim 800 \mu\text{m CHO } 2 \text{ mg/cm}^3$ “ als Target bei einer Peak-Intensität des dreieckigen ns-Pulses von $\sim 2,6 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ und des sub-ps-Pulses von $\sim 1,3 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$, welcher $4 \pm 0,5$ ns gegenüber dem ns-Puls verzögert war, gezeigt.

Vorionisierter CHO-Schaum 8 mg/cm^3 mit $1 \mu\text{m}$ Cu-Folie

Mithilfe eines ns-Pulses mit einer Dauer von $3 \pm 0,5$ ns und einer Intensität von $\sim (2,0-2,2) \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ wurde der Schaum vorionisiert (sh.#5, #21 P21-05-1). Nach einer Verzögerung von $5 \pm 0,5$ ns wechselwirkte der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) mit einer Peak-Intensität von $\sim (1,1-1,5) \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ mit dem erzeugten Plasma. Die gemessenen Elektronen waren stark gerichtet. In diesem Fall kann man wieder über DLA-Elektronen sprechen, wie in den Elektronenspektren in Abb. 4.13A zu sehen ist. In den sh.#5 und #21 P21-05-1 waren die Röntgenspektren sehr ähnlich. In Abb. 4.13B-C sind durchschnittliche Röntgenspektren bei den genannten Schüssen für verschiedene Beobachtungswinkel gezeigt. Auf den Strahldiagrammen in Abb. 4.13D kann man bei 10, 19 und 23 keV eine gerichtete Strahlung sehen. In diesen Fällen wurde die Betatronstrahlung abgeschwächt.

Vorionisierter CHO-Schaum 2 mg/cm^3 mit $10 \mu\text{m}$ Au-Folie

Mithilfe eines ns-Pulses mit einer Dauer von $3 \pm 0,5$ ns und einer Intensität von $\sim (6,2-6,4) \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ wurde der Schaum vorionisiert (sh.#9, #20 P21-05-1). Nach einer Verzögerung von 5 ns wechselwirkte der sub-ps-Puls (750 ± 250 fs) mit einer Peak-Intensität von $\sim (1,5-1,9) \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ mit dem erzeugten Plasma. Die sh.#9 und #20 P21-05-1 waren sehr ähnlich. In Abb. 4.14B-C sind durchschnittliche Röntgenspektren bei den genannten Schüssen für verschiedene Beobachtungswinkel gezeigt. In Abb. 4.14D ist dazu noch das Strahldiagramm bei 10, 19 und 23 keV illustriert. Bei der Anwendung einer Au-Folie von $10 \mu\text{m}$ in dem kombinierten Target wird eine stärkere Bremsstrahlung erzeugt als im vorherigen Fall mit einem Schaum und einer $1 \mu\text{m}$ dicken Cu-Folie (Abb. 4.13D). Trotzdem kann man eine gerichtete Strahlung auf dem Strahlungsdiagramm bei 23 keV deutlich erkennen.

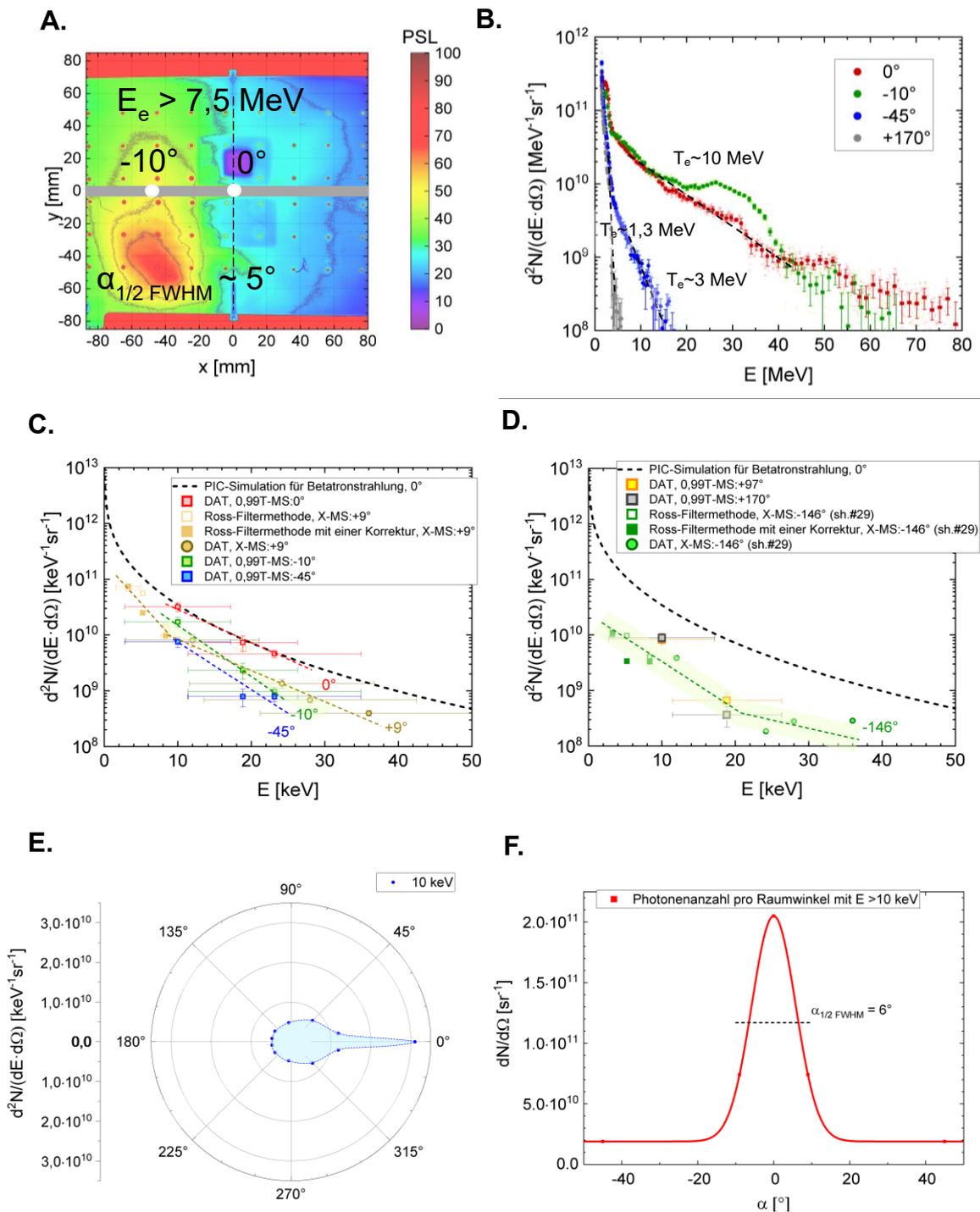


Abb. 4.10. Wechselwirkung eines sub-ps-Pulses mit einem vorionisierten 500 μm dicken CHO-Schaum mit einer Dichte von 2 mg/cm^3 (sh.#12 P21-05-1): **A.** Visualisierung der Elektronenverteilung mithilfe der Zylinderdiagnostik. **B.** Elektronenspektren. **C.** Photonspektren der zentralen Röntgenquelle im Target in Laserstrahlrichtung. **D.** Röntgenspektren entgegen Laserstrahlrichtung. **E.** Strahlungsdiagramm für Photonen mit einer Energie von 10 keV. **F.** Winkelverteilung von Photonen mit $E > 10 \text{ keV}$ in Laserstrahlrichtung.

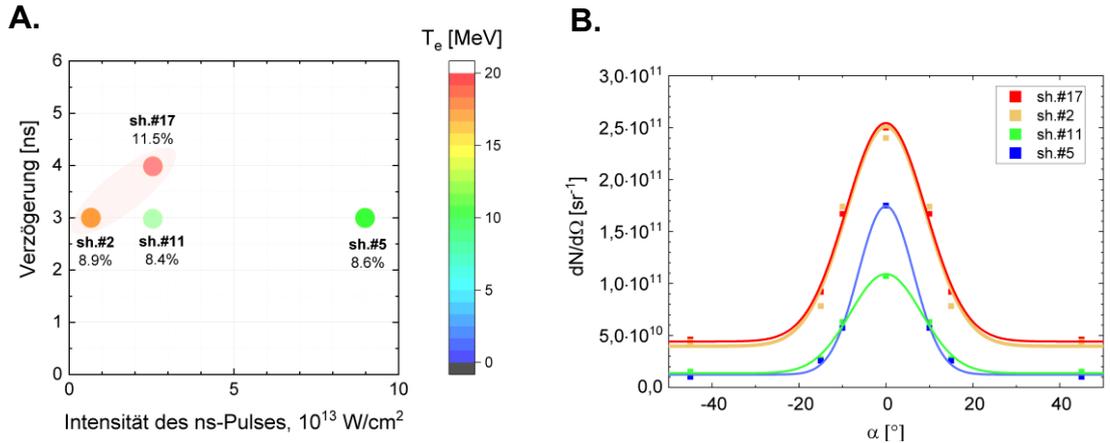


Abb. 4.11. A. Optimierung von DLA-Elektronen im Fall „ $\sim 800 \mu\text{m CHO } 2 \text{ mg/cm}^3$ “ durch Variieren der Verzögerung des sub-ps Pulses nach dem ns-Puls und der Intensität des ns-Pulses. Hierbei steht in % die Umwandlungseffizienz der Laserenergie in die kinetische Energie von Elektronen mit $E_e > 7,5 \text{ MeV}$ in $\Omega=2\pi$. **B.** Winkelverteilung von Photonen $E > 10 \text{ keV}$ in Laserstrahlrichtung für die betrachteten Laserschüsse.

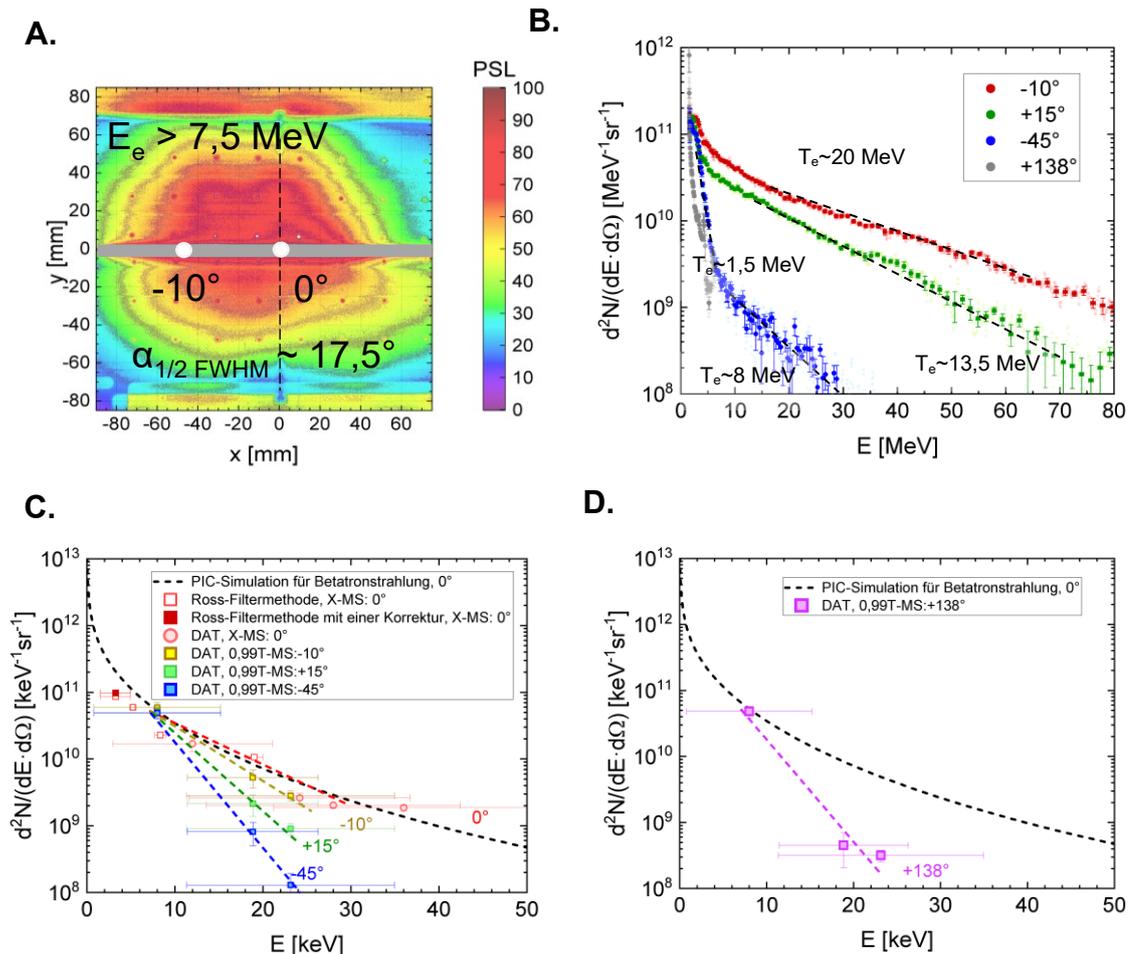


Abb. 4.12. Wechselwirkung eines sub-ps-Pulses mit einem vorionisierten $\sim 800 \mu\text{m}$ dicken CHO-Schaum mit einer Dichte von 2 mg/cm^3 (sh.#17 P22-48): **A.** Visualisierung der Elektronenverteilung mithilfe der Zylinderdiagnostik. **B.** Elektronenspektren. **C.** Photonspektren der zentralen Röntgenquelle im Target in Laserstrahlrichtung. **D.** Röntgenspektrum entgegen Laserstrahlrichtung.

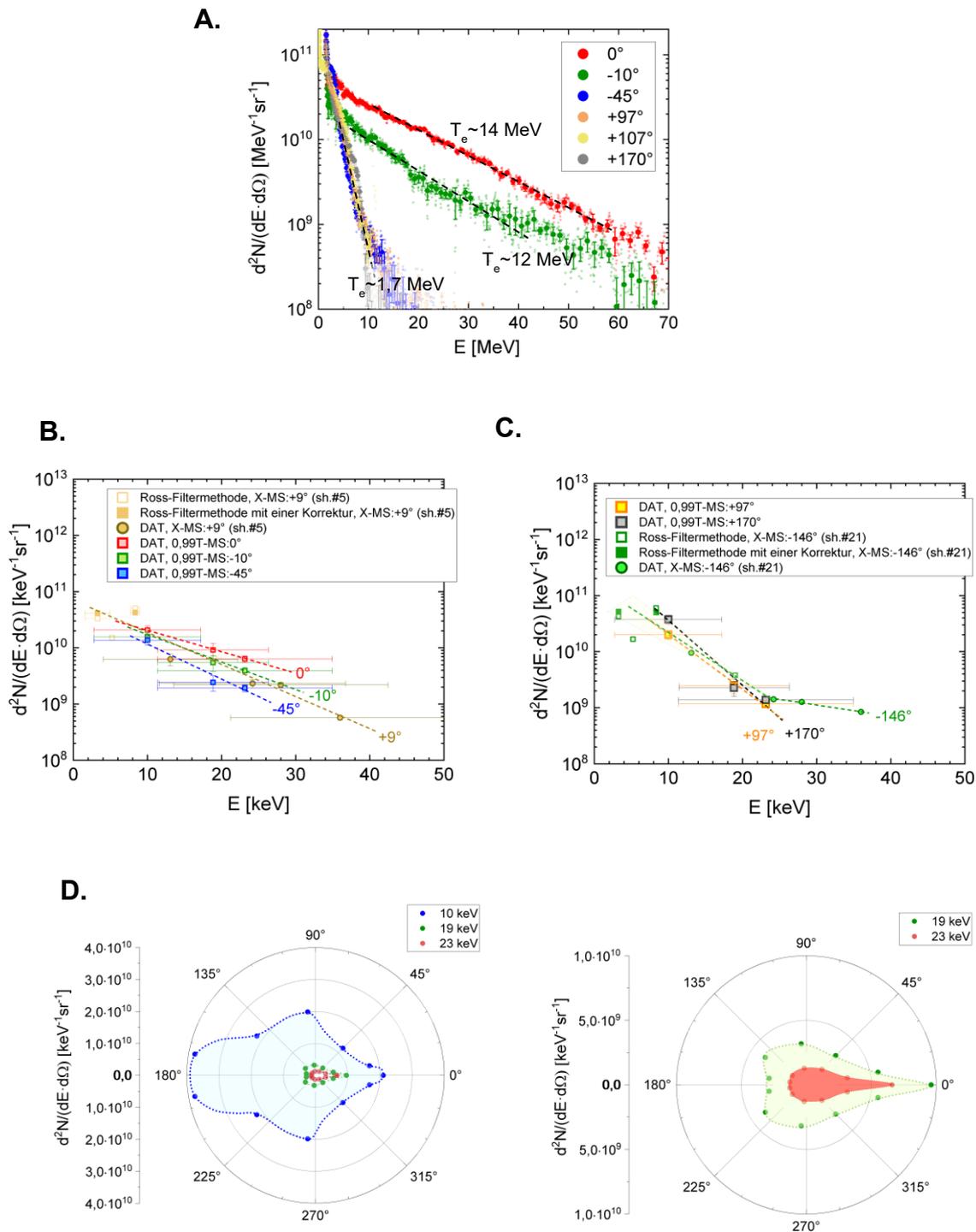


Abb. 4.13. Wechselwirkung eines sub-ps-Pulses mit einem kombinierten Target „~ 300 μ m CHO-Schaum 8 mg/cm 3 + 1 μ m Cu-Folie“, welches mithilfe eines ns-Pulses vorionisiert wurde (sh.#5, #21 P21-05-1): **A.** Elektronenspektren. **B.** Röntgenspektren in Laserstrahlrichtung. **C.** Röntgenspektren entgegen Laserstrahlrichtung. **D.** Strahlungsdiagramme.

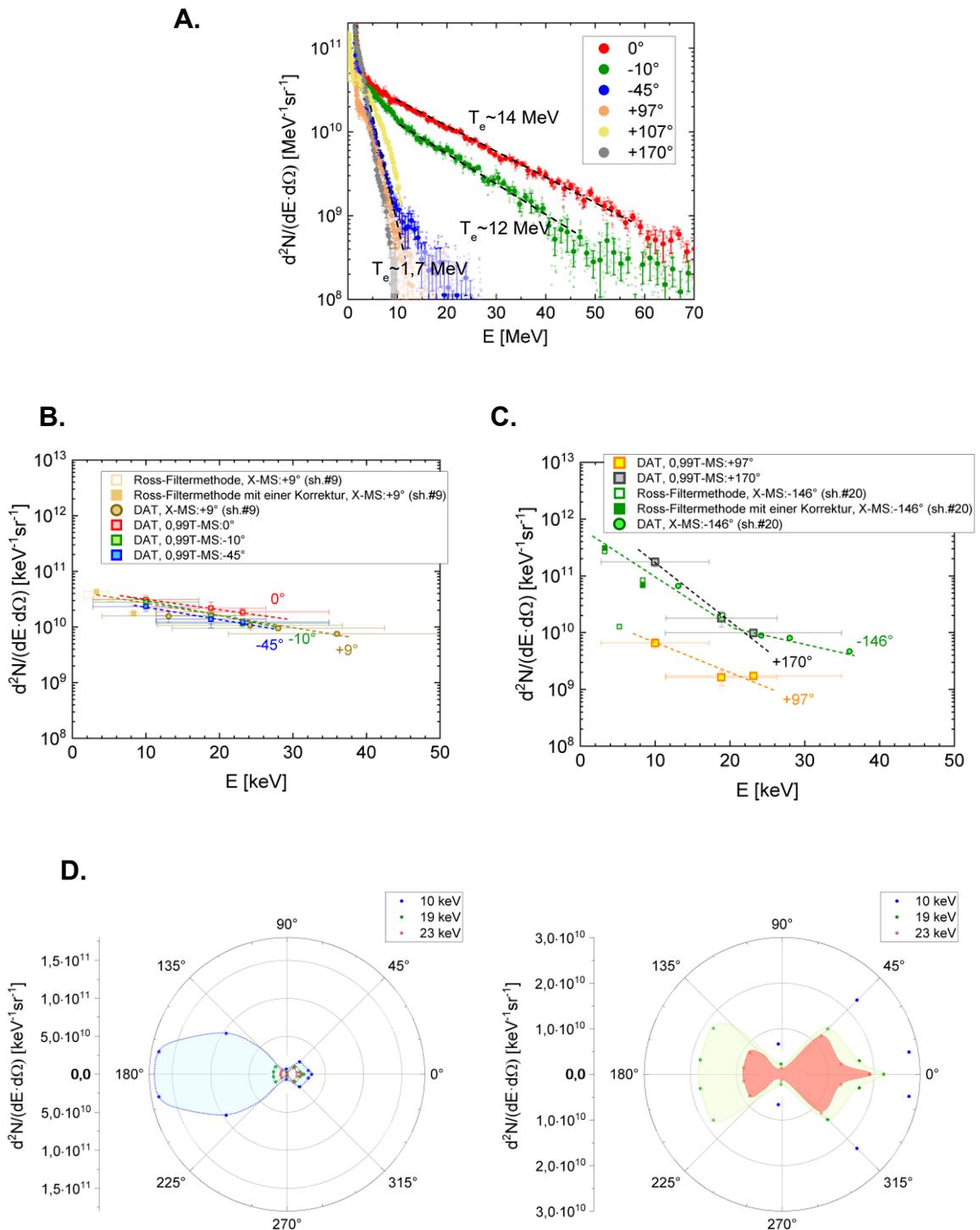


Abb. 4.14. Wechselwirkung eines sub-ps-Pulses mit einem kombinierten Target „ $\sim 1000 \mu\text{m}$ CH-Schaums 2 mg/cm^3 + $10 \mu\text{m}$ Au-Folie“, welches mithilfe eines ns-Pulses vorionisiert wurde (sh.#9, #20 P21-05-1): **A.** Elektronenspektren. **B.** Röntgenspektren in Laserstrahlrichtung. **C.** Röntgenspektren entgegen Laserstrahlrichtung. **D.** Strahlungsdiagramme.

5. Anwendung der DLA-Elektronen für den FLASH-Effekt

Durch ultrahohe Dosisraten (>40 Gy/s) tritt im biologischen Gewebe der FLASH-Effekt auf. Dieser Effekt zeigt sich darin, dass normale (gesunde) Zellen nach einer intensiven, kurzen (<200 ms) Bestrahlung mit Elektronen, Photonen, Protonen, Ionen bzw. Kohlenstoff-Ionen repariert werden können. Im Gegensatz dazu haben Tumorzellen eine höhere Wahrscheinlichkeit, abgetötet zu werden. Dies eröffnet ein Forschungsfeld in der Radiotherapie mit höheren Dosisraten (V. Favaudon, 2014; U. Weber, 2021).

In einem Zeitrahmen von 10^{-15} bis 10^5 s finden verschiedene Prozesse statt, von physikalischen (Wechselwirkung der Strahlenteilchen mit einem Medium oder biologischem Material) ($\leq 10^{-14}$ s) bis hin zu biologischen (>10 s). Eine entscheidende Rolle spielt dabei die chemische Phase ($10^{-12} - 10^{-7}$ s), in der DNA- und RNA-Schäden entstehen und toxische Produkte durch chemische Reaktionen gebildet werden. Ebenso wichtig ist die Überlappung zwischen chemischer und biologischer Phase ($10^{-3} - 10$ s), in der mehrere biochemische Reaktionen unterbrochen sind und DNA-Moleküle repariert werden (A. Singh, 1982).

In der Praxis nutzt man verschiedene Teilchenstrahlen, wobei der Strahl von hochenergetischen Elektronen besonders effektiv ist. Die Elektronen dringt tief in Materialien ein und werden nicht stark gebremst, was zu einer hohen Dosis im Material (>7 Gy) für eine kurze Zeitspanne (<200 ms) führt (H. Kacem, 2022). DLA-Elektronen passen gut zu diesen Bedingungen, da sie ultrarelativistisch und stark gerichtet sind, was bedeutet, dass sie in der Lage sind, lokal hohe Dosisraten in einem Material zu erzeugen.

Zum Verständnis des FLASH-Effektes gibt es eine „Sauerstoff in Track-Hypothese“, wonach Sauerstoff in einem biologischen Material in der Spur von dicht ionisierenden Teilchen durch mehrere Ionisationsprozesse produziert wird. Dadurch können sauerstoffreiche Reaktionen lokal ausgelöst werden. Jedoch führt eine hohe Menge an Sauerstoff zur Bildung toxischer Radikale, beispielweise durch Reaktionen $e_{aq}^- + O_2 \rightarrow O_2^{\bullet-}$, $H^\bullet + O_2 \rightarrow HO_2^\bullet$ mit wässrigen Elektronen e_{aq}^- (aqueous electrons) (D. Boscolo, 2020). Wenn diese Radikale mit DNA-Schäden interagieren und neue Verbindungen bilden, ist es schwierig oder unmöglich, die Zellen zu reparieren, da die DNA-Schäden in einem dauerhaften, irreparablen Zustand „fixiert“ sind (Hypothese der Sauerstofffixierung) (D.R. Grimes, 2015). Trotzdem können O_2 -Moleküle teilweise durch Bestrahlung abgebaut werden, und Rekombinationsreaktionen

erfolgen mit geringeren Mengen an toxischen Radikalen als Reaktionsprodukte. Dadurch können DNA-Moleküle leicht in ihren ursprünglichen Zustand repariert werden (D.R. Grimes, 2015).

Außerdem, da Molekular-Sauerstoff ein Produkt der Wasser-Radiolyse mit einem hochlinearen Energietransfer (LET) der Strahlung ist, gibt es die Hypothese, dass der Sauerstoffkonzentrationsabfall in einem wasserähnlichen Medium nach Bestrahlung als Voraussetzung für den FLASH-Effekt betrachtet werden kann (J. Meesungnoen, 2009; D. Boscolo, 2020).

5.1. Experimenteller Aufbau

In Abb. 5.1A ist der Aufbau des Experiments P213 (2021) am PHELIX dargestellt. Die Laserparameter wurden eingestellt, wie in der vorläufigen Strahlzeit P207 (siehe in Tab. 3.1). Bei der Bestrahlung des „Wasser-Containers“ mit den DLA-Elektronen war es wichtig, die niedrigenergetischen Elektronen durch ein Magnetfeld von 0,4 T abzulenken. Diese Elektronen können in verschiedene Tiefen des Containers eindringen und somit eine inhomogene Dosisverteilung erzeugen. Dies sollte vermieden werden, um Messungen der O₂-Konzentration bei annähernd gleichen Bestrahlungsbedingungen im rot markierten Messbereich (siehe Abb. 5.1B) durchzuführen.

Zusätzlich wurde direkt nach dem Target ein Kollimator aus Kohlenstoff (C-Kollimator) verwendet (Abb. 5.1B), um die Ausbreitung von niedrigenergetischen Elektronen, die unter einem großen Winkel, mehr als 5° zur Laserachse ausbreiten, zu reduzieren. Durch den C-Kollimator werden Protonen und Ionen in den Wänden abgebremst und die Röntgenstrahlung wird abgeschwächt.

Um das weiche Röntgen abzuschwächen und die Protonen, die von dem Target durch ein Loch im C-Kollimator ausbreiten, vor dem RCF #1 (Abb. 5.1 B) zu stoppen, wurden drei RCFs EBT-3 und 150 µm dicke Al-Folie als Filter vor der Magnetkonstruktion verwendet. Diese Schichten waren ausreichend, um die Protonen bis zu einer Energie von 10 MeV (siehe in SRIM-2013) zu stoppen und das Röntgensignal mit $E = 6 \text{ keV}$ (<https://physics.nist.gov/>) auf etwa 0,1 des ursprünglichen Wertes abzuschwächen.

Allerdings wurde im Experiment gezeigt, dass in Schäumen mit einer Dicke von bis zu 1500 µm Protonen mit Energien von bis zu 16 MeV erzeugt werden, wie durch Messungen einer X-ray-Diode nachgewiesen wurde. Das bedeutet, dass der verwendete Filter nicht ausreichend war, um den Beitrag von Protonen auf dem RCF #1 vollständig auszuschließen.

5. Anwendung der DLA-Elektronen für den „FLASH-Effekt“

Außerdem gibt es einen Dosisbeitrag von dem im Target erzeugten Röntgen auf dem RCF #1 in einem Abstand von dem Target von 4 cm. Aus einer Abschätzung kann diese Dosis nur von $\sim 0,1 - 0,2$ Gy betragen, wie eine Python-Simulation auf Grund der Röntgenspektren in Abb. 4.9 zeigte.

Für die Messung der O_2 -Konzentration im „Wasser-Container“, im Messbereich mit einem Volumen $\sim 2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$, wurde eine optische Faser verwendet, welche mit einem Sensor außerhalb der Target-Kammer verbunden war. Der genannte Sensor sendet optische Pulse zum Messbereich, die vom untersuchten Medium reflektieren und wieder im Sensor registriert werden. Danach wird das registrierte Signal durch ein Programm auf dem PC bearbeitet. Eine Kalibrierung des Sensors lässt von der Signal-Höhe zur O_2 -Konzentration im Messbereich übergehen. Für einen Schutz des PCs und optischen Sensors gegen elektromagnetische Wellen werden PC und Sensor in den Faraday'schen Käfig neben der Target-Kammer vor dem Schuss untergebracht. Außerdem wird eine Fernverbindung mit dem PC durch inneres Netzwerk zum Kontrollraum realisiert.

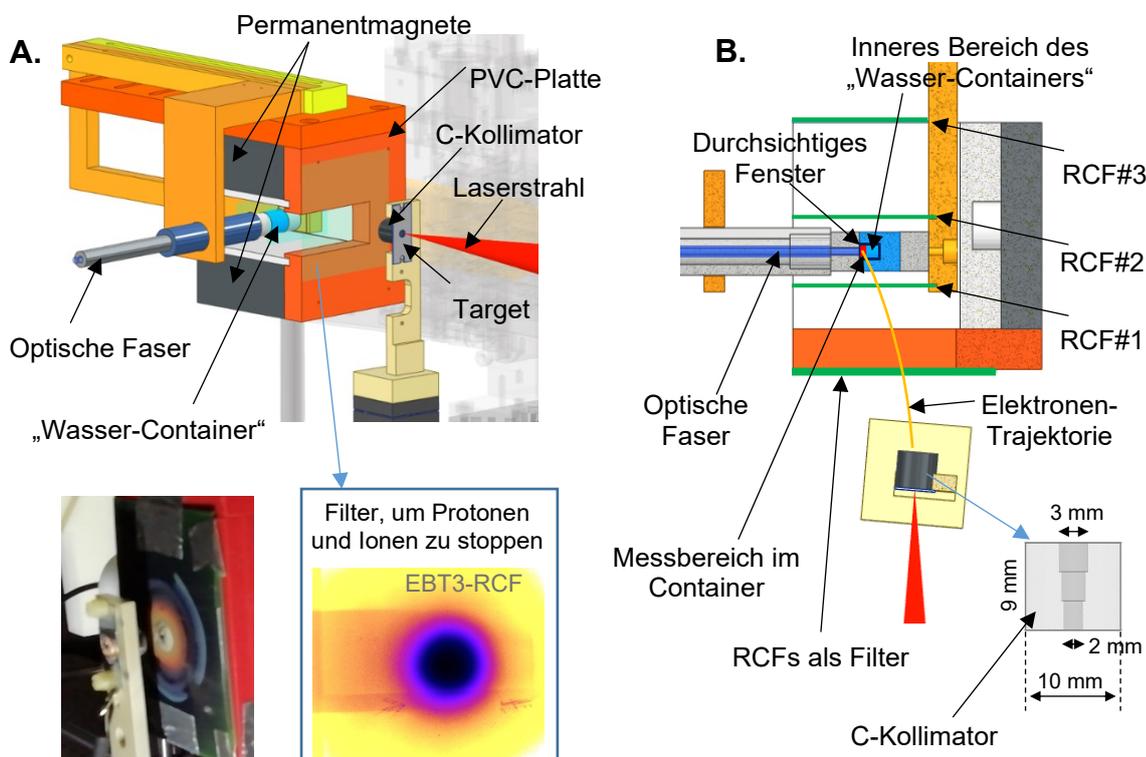


Abb. 5.1. A. Aufbau des Experiments P213 (2021) am PHELIX. B. Sicht in der Target-Kammer von oben.

5.2. Experimentelle Ergebnisse und Simulationen

In Abb. 5.2 sind die Ergebnisse der Dosisberechnung auf den RCFs im sh.#9 P213 als Beispiel dargestellt. Diese Berechnungen wurden gemäß der Kalibrierung der verwendeten EBT-3 bzw. EBT-XD durchgeführt. Anhand dieser RCF-Reihe lässt sich deutlich erkennen, dass das Signal auf jedem weiteren RCF stärker nach links abgelenkt wird. Dies lässt darauf schließen, dass das Signal hauptsächlich von Elektronen stammt, die durch das Magnetfeld zwischen den Permanentmagneten abgelenkt werden. Wie bereits im vorherigen Abschnitt erläutert, tragen auch Protonen wesentlich zur Dosis auf dem RCF #1 bei. Daher wird RCF #1 für die indirekte Berechnung der Dosis im „Wasser-Container“ nicht berücksichtigt. Die Informationen zur Dosis vor und hinter dem Container können jedoch qualitativ genutzt werden, um abzuschätzen, dass die Dosis im inneren Bereich des Containers zwischen den Werten vor und hinter dem Container liegt. Abb. 5.3 zeigt ein Diagramm der

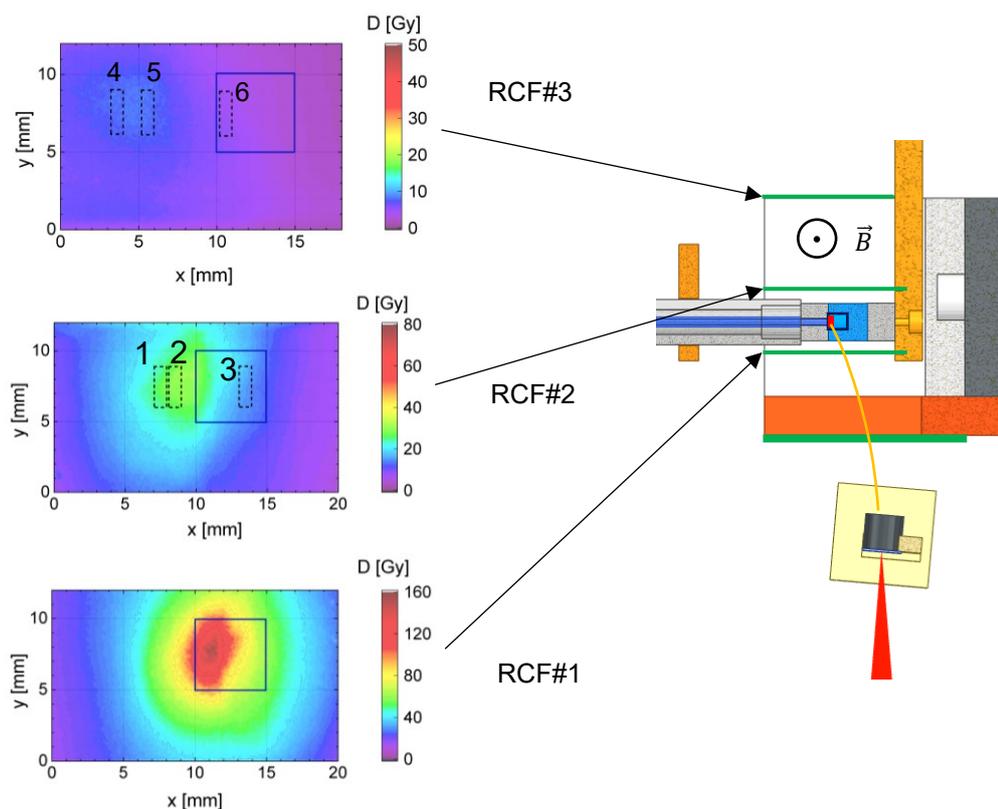


Abb. 5.2. Zweidimensionale Dosisverteilung auf den RCFs: vor dem Container (RCF #1), hinter dem Container (RCF #2) und nach der Magnetkonstruktion (RCF #3). Hierbei sind die Messungen aus dem sh.#9 P213 dargestellt. Das Target: „1000 μm CHO 2 mg/cm^3 “, Laserparameter: Ein $3 \pm 0,5$ ns Vorpuls mit einer Intensität von $\sim 6,3 \cdot 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$, Verzögerung des sub-ps-Pulses nach dem ns-Puls – $3 \pm 0,5$ ns, Peak-Intensität des sub-ps-Pulses $\sim 1,8 \cdot 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$.

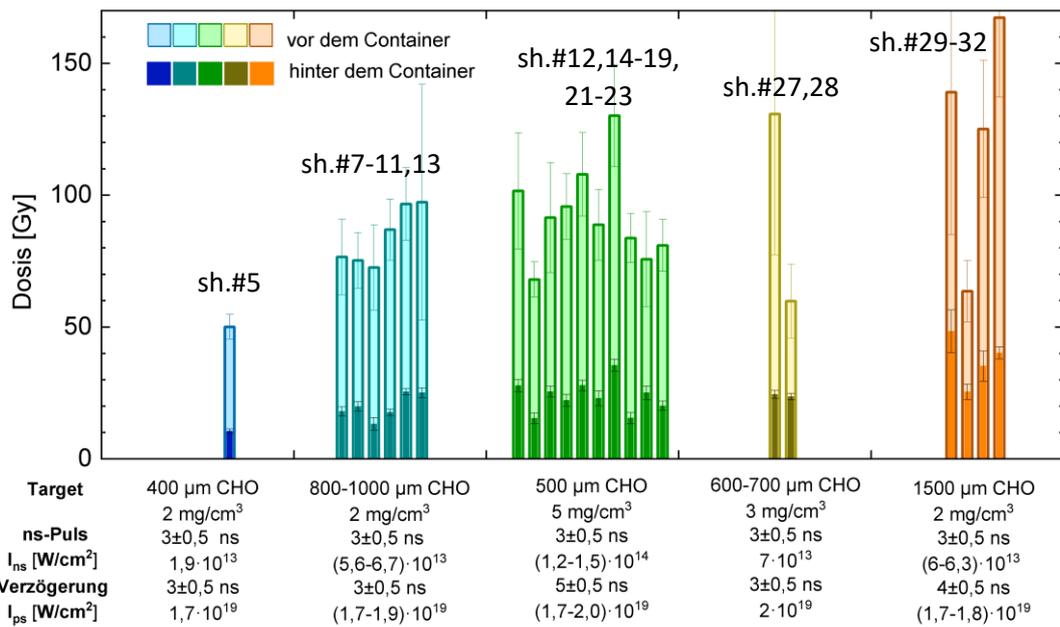


Abb. 5.3. Durch RCFs gemessene durchschnittliche Dosen vor und hinter dem „Wasser-Container,“ im Experiment P213 (2021)

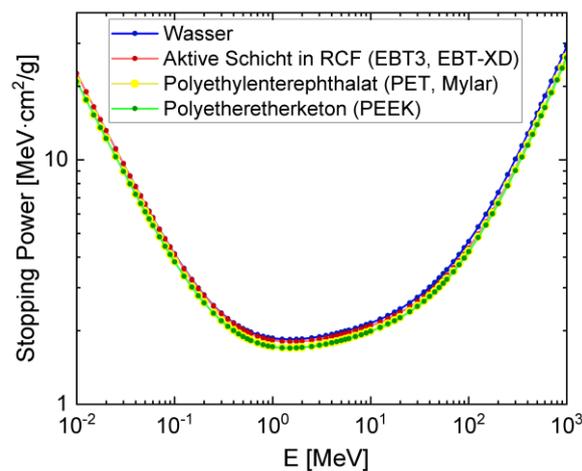


Abb. 5.4. Stopping Power für Elektronen in verschiedenen Medien im Vergleich: Wasser, aktive Schicht des RCF (siehe die chemische Komposition in Anhang 6), Mylar (Polyestersubstrat in RCF) und PEEK. Die Daten wurden aus der Internet-Ressource: ESTAR genommen. (Link: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>)

durchschnittlichen Dosen vor und hinter dem Container an der Position, die der Position des Messbereiches innerhalb des Containers entspricht.

Eine wichtige Anmerkung: Das Bremsvermögen (engl. Stopping Power) für Wasser bzw. wasserähnliche Medien im „Wasser-Container“, und auch für das RCF-Material (aktive

Schicht und Schutzschicht des RCF) sowie PEEK (Material der Container-Wände), ist sehr ähnlich, wie in Abb. 5.4 zu sehen ist. Diese Tatsache lässt die folgende Vereinfachung verwenden: die Dosisverteilung im Container unter annähernd gleichen experimentellen Bedingungen ist unabhängig davon, dass Wasser, wasserähnliches Medium oder RCFs den Inhalt des Containers beträgt.

Für die Begründung, dass im „Wasser-Container“ der Großteil der Dosis von DLA-Elektronen erzeugt wurde, wurde als Beispiel die Elektronenspektren im sh.#25 P207 mit einem Target „800 μm CHO-Schaum 2 mg/cm^3 “ betrachtet (Abb. 5.5). Die Simulation in Geant4 hat gezeigt, dass im Abstand von 5,5 cm von dem Target nach 5 mm Medium (PEEK, Mylar, bzw. Wasser) die Dosis der in einem RCF (EBT-XD) erzeugten sekundären Röntgenstrahlung $\sim 0,001$ Gy betrug. Wenn dazu noch die Dosis von allen sekundären Teilchen (bzw. Elektronen und Positronen) berücksichtigt werden, bleibt die Dosis von diesen Teilchen trotzdem sehr niedrig $\sim 0,015$ Gy. In den Photonenspektren (zum Beispiel in Abb. 4.9) ist das Röntgen von dem Target bis zu 5-10 keV stark ausgeprägt, aber nach 5 mm Medium (PEEK, Mylar, bzw. Wasser) wird dieses Röntgen auch wesentlich abgeschwächt, es bleibt nur hochenergetisches Röntgen, für das das Medium transparent ist und weniger Energie deponiert. Daher ergab die Berechnung, dass nach diesem Medium die Dosis von Röntgen $\sim 0,05 - 0,1$ Gy betrug. Schließlich wurde gezeigt, dass nur DLA-Elektronen fähig sind, eine erhebliche Dosis im Medium innerhalb des „Wasser-Containers“ bzw. hinter ihm zu erzeugen.

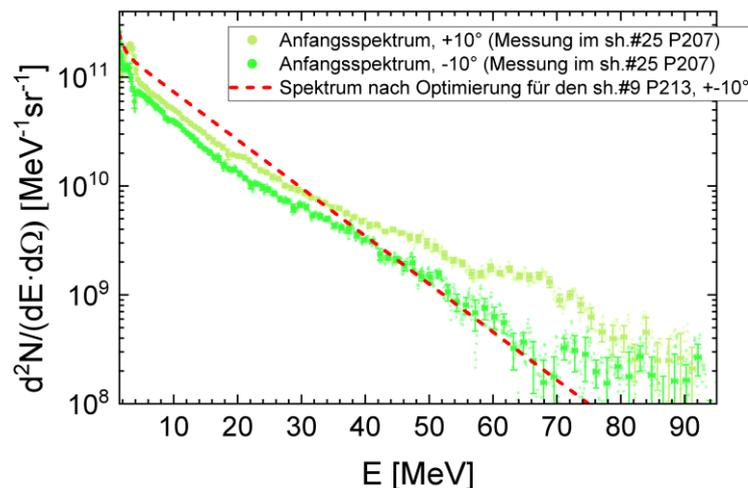


Abb. 5.5. Elektronenspektren für die Anfangsauswertungen der Dosisverteilung im sh.#9 P213 (Messdaten aus dem sh.#25 P207, $\pm 10^\circ$ zur Laserachse) und nach einer Optimierung mit Minimierung des Unterschiedes zwischen den berechneten und gemessenen Dosen im sh.#9 P213. In den Schüssen #25 P207 und #9 P213 wurde ein ähnliches Target „800 μm CHO 2 mg/cm^3 “ bei ähnlichen Laserparametern verwendet.

Für das Experiment P213 (2021) war das Ziel, eine Abhängigkeit zwischen dem O₂-Konzentrationsabfall im „Wasser-Container“ direkt nach dem Laserpuls und der Dosis innerhalb dieses Containers zu finden. Gleichzeitige direkte Messungen der O₂-Konzentration und der Dosis innerhalb des Containers sind unmöglich. Deshalb wurde eine Methode vorgeschlagen, bei der mithilfe einer anpassenden Elektronenverteilung vom Target die gesuchte Dosis rekonstruiert werden kann. Die Idee besteht darin: Im Experiment wurden direkte Dosismessungen hinter dem „Wasser-Container“ durchgeführt. Für die gemessene Dosisverteilung kann man eine anpassende ursprüngliche (vom Target) Elektronenenergieverteilung finden. Wenn diese Elektronenenergieverteilung bekannt ist, lässt sich die Dosis im O₂-Konzentrations-Messbereich des Containers berechnen.

Für die Realisierung der beschriebenen Idee war es zunächst notwendig, die Geometrie der Magnetkonstruktion und des „Wasser-Containers“ sowie ihre relativen Positionen zum Target in einem Python-Code zu definieren. Danach wurden basierend auf der Magnetfeldverteilung zwischen den Permanentmagneten die Trajektorien von Elektronen simuliert, die aus dem Target unter verschiedenen Winkeln zur Target-Normale und mit unterschiedlichen Anfangsenergien eintreffen. Dabei wurde berücksichtigt, dass die Teilchen nicht nur im Magnetfeld abgelenkt werden, sondern auch einen Teil ihrer eigenen Energie in den Medien verlieren, in die sie vordringen. Als Resultat der schrittweisen Berechnungen wurden für eine konkrete Position im Messbereich die kinetische Elektronenenergie und der Eintrittswinkel ins Medium (E_i, α_i) in Abhängigkeit von der ursprünglichen kinetischen Elektronenenergie und dem Winkel zur Laserachse direkt nach dem Verlassen des Targets (E_{0i}, α_{0i}) berechnet. Die Berechnungen für verschiedene Positionen im Messbereich mit einem kleinen Schritt ergaben die Verteilungen $E_i = E_i(E_{0i}, \alpha_{0i})$, $\alpha_i = \alpha_i(E_{0i}, \alpha_{0i})$ abhängig von der

Ortsposition $\vec{r}_j = \begin{pmatrix} x_j \\ y_j \\ z_j \end{pmatrix} = \vec{r}_j(\vec{r}_{0i}, \vec{v}_{0i}, E_{0i})$. Diese Verteilungen bilden die Matrizen, die die

Berechnung der Dosisverteilung im Messbereich bei einer gegebenen ursprünglichen (direkt am Target) Elektronenenergieverteilung ermöglichen.

Um eine anpassende ursprüngliche (direkt am Target) Elektronenenergieverteilung zu finden, wurde für die erste Berechnung der Dosis eine Elektronenverteilung (gemessene Elektronenspektren) aus einem anderen Schuss verwendet, in dem ein ähnliches Target und ähnliche experimentelle Bedingungen verwendet wurden. Die verwendete Elektronenverteilung wurde in Form einer Verteilungsfunktion dargestellt. Für DLA-Elektronen gilt eine gute Näherung der Elektronenverteilungsfunktion wie folgt:

$$f = \left. \frac{d^2N}{dE \cdot d\Omega} \right|_{\alpha} = N_0 \left(\lambda \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_1}\right) + (1 - \lambda) \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_2}\right) \right) \cdot \exp\left(-\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{\Delta\alpha}\right)^2\right) \quad (5.1)$$

mit der Elektronenanzahl N_0 (bei $E > 2$ MeV), den Fraktionen der Teilchen mit den Temperaturen T_1 und T_2 : λ und $1 - \lambda$, dem Winkel zwischen der Laserachse und dem Elektronenstrahl α_0 , Divergenzwinkel $\Delta\alpha$ (Halbwinkel im FWHM-Bereich: $\Delta\alpha_{1/2 \text{ FWHM}} = \Delta\alpha \cdot \sqrt{\ln(2)}$).

Der Unterschied zwischen der berechneten und gemessenen Dosis in den Messbereichen sollte minimiert werden. Daher wurde ein Optimierungsverfahren für die Elektronenverteilungsfunktion realisiert. Dieses Verfahren bestand darin, durch Variieren der Parameter der Elektronenverteilungsfunktion (5.1) eine bessere anpassende Elektronenverteilung zu finden, bei der der Unterschied zwischen der berechneten und gemessenen Dosis in einem gleichen Messbereich hinter dem Container minimal ist.

Um eine optimierte anpassende Elektronenverteilungsfunktion im Bereich innerhalb des „Wasser-Containers“ zu prüfen, wurden mehrere Schüsse mit RCFs im „Wasser-Container“ durchgeführt, um direkt zu sehen, ob berechnete und gemessene Dosen innerhalb des Containers übereinstimmen.

Als Beispiel für die Anwendung des betrachteten Verfahrens wurde der sh.#9 P213 ausgewählt. In diesem Schuss waren die Elektronenspektren vom Target durch das Magnetfeld in der Magnetkonstruktion verzerrt. In einem anderen Schuss, sh.#25 P207, bei dem ähnliche Laserparameter und ein ähnliches Target verwendet wurden, wurden die Elektronenspektren in verschiedenen Winkelpositionen gemessen (Abb. 5.5). Für die erste Berechnung der Dosisverteilung im sh.#9 P213 wurden diese Spektren verwendet. Anschließend folgte das Optimierungsverfahren für die verwendete Elektronenverteilungsfunktion gemäß Gleichung (5.1). Die Optimierung wurde durchgeführt, indem die Abweichung der simulierten Dosiswerte von den gemessenen Dosen in den markierten Bereichen 1-6 in Abb. 5.1 minimiert wurde. Nach 100 Variationen der Parameter der Verteilungsfunktion gemäß Gleichung (5.1) in einem Python-Code wurde eine optimierte angepasste Elektronenverteilungsfunktion für den sh.#9 P213 erhalten, wie in Abb. 5.5 dargestellt. In diesem Fall sieht die Verteilungsfunktion wie folgt aus:

$$f = \left. \frac{d^2N}{dE \cdot d\Omega} \right|_{\alpha} = 1,06 \cdot 10^{12} \cdot \left(0,75 \cdot \exp\left(-\frac{E}{0,71}\right) + 0,25 \cdot \exp\left(-\frac{E}{9,85}\right) \right) \cdot \exp\left(-\left(\frac{\alpha - 6,71}{6,3}\right)^2\right) \quad (5.2)$$

mit Einheiten $[f] = \text{MeV}^{-1} \text{sr}^{-1}$, $[E] = \text{MeV}$, $[\alpha] = ^\circ$.

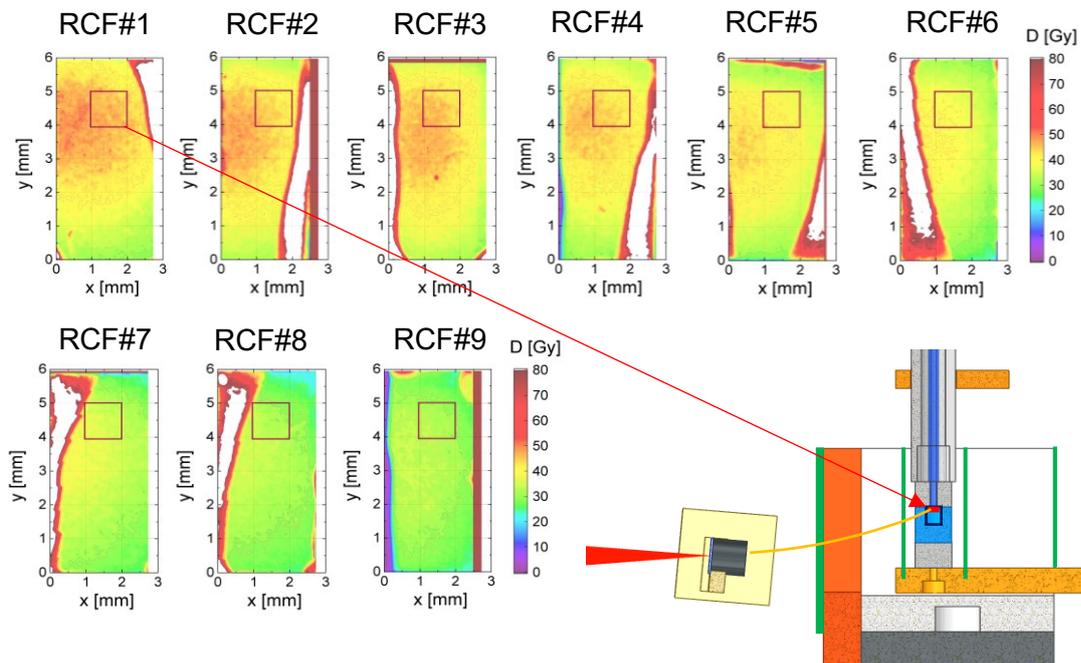


Abb. 5.6. Dreidimensionale Dosisverteilung war im „Wasser-Container“ mithilfe mini-RCFs innerhalb des Containers für eine Kontrolle der Dosisrekonstruktionsmethode im sh.#9 P213 gemessen. Mit der roten Box ist der Messbereich 1 mm × 1 mm bezeichnet. An der Kante der RCFs kann man eine Verzerrung der Dosis sehen, da die RCF-Kanten mechanisch beschädigt wurden.

Vom sh.#9 P213 stehen die Daten der Mini-RCFs, die sich im Container befanden (Abb. 5.6), zur Verfügung. Dadurch konnte die optimierte angepasste Elektronenverteilungsfunktion im sh.#9 P213 überprüft werden. Die Berechnung der Dosis im Messbereich innerhalb des „Wasser-Containers“ unter Verwendung der gefundenen optimierten Elektronenverteilungsfunktion ergab einen Wert von 40 ± 7 Gy. Durch direkte Messung in den mittleren RCFs im Container wurde ein Wert von 38 ± 4 Gy ermittelt (Abb. 5.6). Folglich lässt sich auf eine gute Übereinstimmung zwischen den Messungen und den Berechnungen schließen. Das bedeutet, dass sich das Optimierungsverfahren für die angepasste Elektronenverteilungsfunktion bewährt hat. Die gebildete Elektronenverteilungsfunktion kann somit zur Berechnung (Rekonstruktion) der Dosis in einem Messbereich innerhalb des Containers verwendet werden. Diese Rekonstruktionsmethode wurde daher in den Schüssen angewendet, bei denen der „Wasser-Container“ mit einer wasserähnlichen Flüssigkeit gefüllt war, weshalb direkte Messungen der Dosis innerhalb des Containers nicht möglich waren. Für diese Schüsse wurden Messungen der O_2 -Konzentration im Messbereich innerhalb des Containers mithilfe einer optischen Faser durchgeführt. Während der Schüsse kam es zu

einem Abfall der O_2 -Konzentration. Ein Beispiel für den gemessenen O_2 -Konzentrationsabfall ist in Abb. 5.7 für den sh.#12 P213 dargestellt, bei dem Wasser im Container verwendet wurde.

In Abb. 5.8 ist die Abhängigkeit des O_2 -Konzentrationsabfalls von der rekonstruierten Dosis im Messbereich innerhalb des „Wasser-Containers“ dargestellt. Wie in der Monte-Carlo-Simulation für Wasser gezeigt wurde, kann diese Abhängigkeit durch eine Gerade mit einer Steigung von $0,33 \mu\text{M}/\text{Gy}$ approximiert werden (D. Boscolo, 2021). Aus dem Experiment geht hervor, dass die Steigung im Fall von Wasser $0,35 \pm 0,01 \mu\text{M}/\text{Gy}$ beträgt. Für das Kulturmedium liegen die Werte etwas höher, und die entsprechende Steigung beträgt $0,37 \pm 0,01 \mu\text{M}/\text{Gy}$. Der Unterschied zwischen den Daten ist gering, daher lässt sich nur vorhersagen, dass verschiedene Medien wie Wasser und Kulturmedium eine ähnliche Steigung des O_2 -Konzentrationsabfalls aufweisen. Es ist zu beachten, dass für diese Näherungen ein Punkt mit den Koordinaten (0,0) festgelegt wurde.

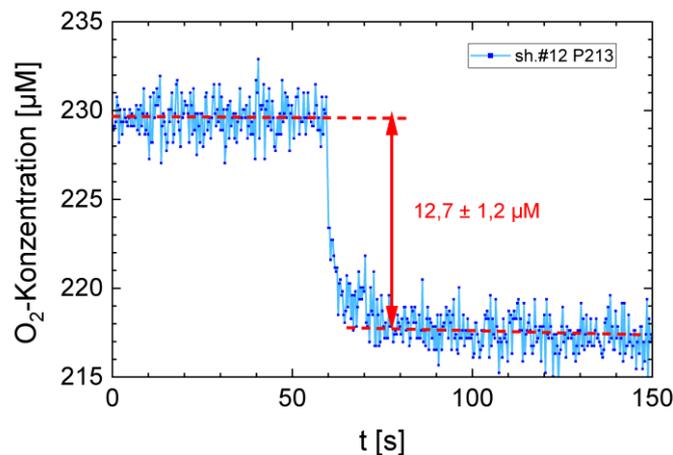


Abb. 5.7. Messung der O_2 -Konzentration in einem Messbereich innerhalb des „Wasser-Containers“ während des Schusses #12 P213.

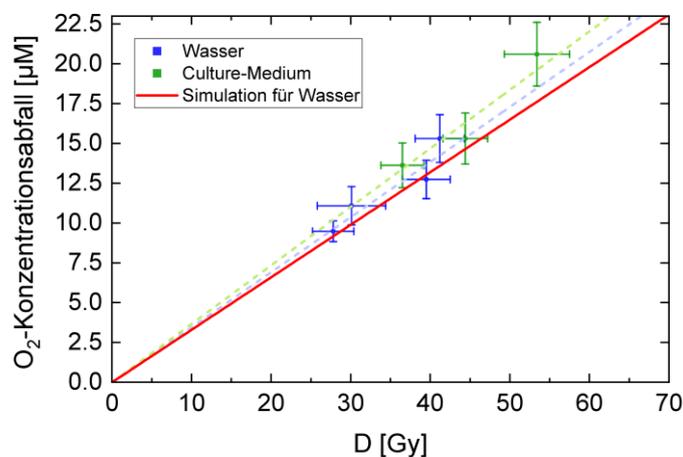


Abb. 5.8. Abhängigkeit des gemessenen O_2 -Konzentrationsabfalls während der Schüsse mit Wasser bzw. Culture-Medium von der rekonstruierten Dosis im Messbereich innerhalb des „Wasser-Containers“.

Diskussion und Ausblick

Effektive Beschleunigung von Elektronen und Protonen bei der Wechselwirkung eines relativistischen Laserstrahls mit Schäumen

In dieser Doktorarbeit wurde gezeigt, dass bestimmte Bedingungen erforderlich sind, um bei der Wechselwirkung eines relativistischen sub-ps Laserpulses mit Schäumen Elektronen effektiv zu beschleunigen. *Erstens* muss ein NCD-Plasma vorbereitet werden, in dem relativistischer Laserpuls propagieren kann. Schäume mit einer Dichte in der Nähe der kritischen Dichte eignen sich gut dafür. Im Experiment wurde ein Schaum mit einem ns-Laserpuls vorionisiert, und erst nach diesem Puls wurde ein relativistischer sub-ps-Puls zur Teilchenbeschleunigung verwendet. *Zweitens* erfordert es ein langes Plasma, um eine ausreichend lange Beschleunigungsstrecke für die Elektronen zu gewährleisten. Dabei wurden Schäume mit einer Dicke von 300-1500 μm verwendet. *Drittens* muss der Laserstrahl eine ausreichend große Rayleigh-Länge aufweisen, um die Elektronen über einen großen Bereich effektiv zu beschleunigen. Bei dem Experiment am PHELIX betrug die Rayleigh-Länge etwa 300 μm .

In Experimenten wurden alle genannten Bedingungen erfüllt, und es wurden DLA-Elektronen mit kinetischen Energien von bis zu 100 MeV gemessen. Dabei betrug die Laserintensität $\sim (1-2) \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

Im DLA-Regime oszillieren Elektronen in den Laserfeldern und den selbsterzeugten quasi-statischen Feldern (radialem elektrischem Feld von einem Ionenkanal im Plasma und azimuthalem Magnetfeld von Elektronenstrahl) senkrecht zur Propagationsrichtung des Laserstrahls und werden beschleunigt. In diesem Fall wurde bei Verwendung eines Targets „ $\sim 700 \mu\text{m}$ CHO-Schaums 2 mg/cm^3 “ ein gerichteter DLA-Elektronenstrahl mit einem Halbwinkel im FWHM-Bereich von $13 \pm 2^\circ$ registriert. Die Gesamtladung der gerichteten Elektronen mit Energien von über 7,5 MeV betrug $45 \pm 7 \text{ nC}$. Die Umwandlungseffizienz von Laserenergie in kinetische Energie dieser Elektronen betrug $\sim 6,5\%$. Durch die Verwendung eines kombinierten Targets „ $\sim 300 \mu\text{m}$ CHO-Schaum $2 \text{ mg/cm}^3 + 10 \mu\text{m Au}$ “ bei derselben Laserintensität ($\sim 2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$) wurde die Effizienz auf etwa 8% erhöht, wobei die Gesamtladung der gerichteten Elektronen war vergleichbar, $47 \pm 7 \text{ nC}$ und der Halbwinkel im FWHM-Bereich des Elektronenstrahls betrug $15 \pm 2^\circ$. Es wurde gezeigt, dass durch dieses kombinierte Target optimale Bedingungen für die Elektronenbeschleunigung erreicht werden können. Die Elektronenspektren weisen eine Boltzmann-ähnliche Verteilung mit einer

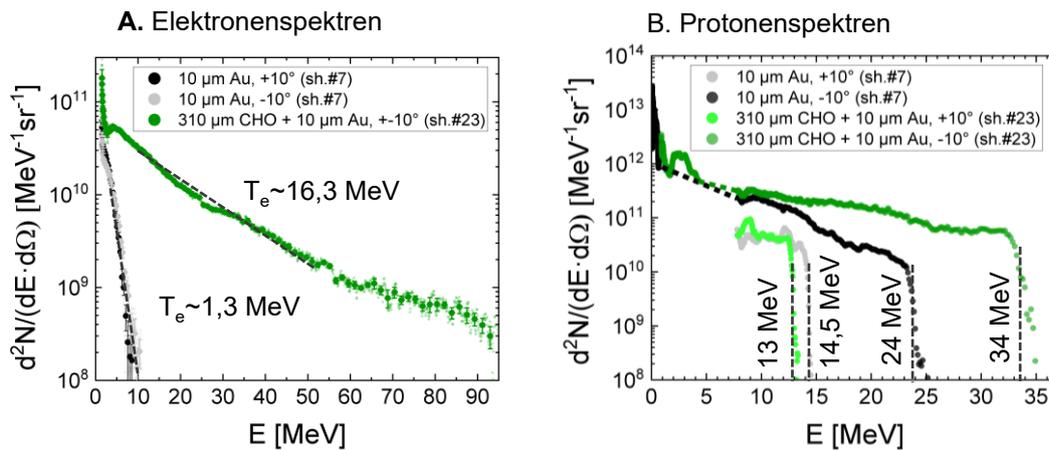


Abb. 6.1. Vergleich der Spektren unter Verwendung von „10 $\mu\text{m Au}$ “ (sh.#7 P207) und „310 $\mu\text{m CHO}$ 2 mg/cm^3 + 10 $\mu\text{m Au}$ “ (sh.#23 P207) als Target: **A.** Elektronenspektren. **B.** Protonenspektren. Hierbei war die Target-Normale um -10° zur Laserachse gedreht.

Temperatur von $16,3 \pm 0,2$ MeV auf (Abb. 6.1A), was etwa zehnmal höher als die Temperatur von ponderomotorischen Elektronen ($1,3 \pm 0,2$ MeV, siehe in Abb. 6.1A) bei derselben Laserintensität ist.

Andererseits wurde durch Erhöhung der Intensität des ns-Laserpulses und Verlängerung der Verzögerung zwischen ns- und sub-ps Pulsen gezeigt, dass das Plasma zum einkommenden sub-ps relativistischen Puls bereits ausreichend verdünnt sein kann und teilweise transparent für den Laserstrahl wird (im Experiment wurden die RCFs hinter dem Target beschädigt, was als Nachweis diente). Als Folge wird die Übertragung der Laserenergie an Elektronen verringert, was insgesamt zu einer Abnahme der Effektivität der Elektronenbeschleunigung in diesem Fall führt.

Wie im Experiment gezeigt wurde, entsteht ein TNSA-ähnliches Regime für Protonen, wenn nur ein Schaum als Target unter den Bedingungen der Erzeugung eines NCD-Plasmas verwendet wird. Ein Merkmal des TNSA-Regimes ist das Vorhandensein einer Cut-off-Energie in den Protonenspektren. Dies bestätigt, dass die hintere „Wand“ des Targets während der Wechselwirkung des sub-ps relativistischen Laserstrahls mit dem Target noch intakt ist. Bei einer Laserintensität von $\sim 2 \cdot 10^{19}$ W/cm^2 wurde im Fall eines ~ 700 μm dicken CHO-Schaums mit einer Dichte von $2 \text{ mg}/\text{cm}^3$ eine Cut-off-Energie von bis zu $15,6 \pm 0,5$ MeV festgestellt. Bei Verwendung einer 10 μm dicken Au-Folie als Target betrug die maximale Cut-off-Energie $24 \pm 0,5$ MeV. Ein kombiniertes Target aus „ ~ 300 $\mu\text{m CHO}$ 2 mg/cm^3 + 10 $\mu\text{m Au}$ “ war optimal für eine effektive Beschleunigung von Protonen im

TNSA-ähnlichen Regime am PHELIX, wobei eine maximale Cut-off-Energie von $34 \pm 0,5$ MeV erreicht wurde (Abb. 6.1B). Dabei hängt die optimale Dicke des Schaums im Fall der kombinierten Target von der Laserenergie ab.

Im Experiment wurde Beschleunigung von Elektronen und Protonen auch entgegen Laserstrahlrichtung untersucht. Die Elektronen wiesen sowohl bei Verwendung einer Folie als auch bei Verwendung eines Schaums ponderomotorische Elektronen mit einer Temperatur von 0,3-1 MeV auf (Abb. 6.2A). In beiden Fällen wurden Cut-off-Energien von Protonen beobachtet. Bei Wechselwirkung eines sub-ps-Pulses mit einer Intensität von $\sim 2 \cdot 10^{19}$ W/cm² und Hochkontrast mit einer 10 μ m dicken Au-Folie betrug die Cut-off-Energie bis zu $12 \pm 0,5$ MeV. Bei Interaktion eines kombinierten Targets „ ~ 400 μ m CHO-Schaum 2 mg/cm³ + 10 μ m Au“ zuerst mit einem ns-Vorpuls ($\sim 2 \cdot 10^{13}$ W/cm²) und nach $3 \pm 0,5$ ns mit einem sub-ps-Puls ($\sim 2 \cdot 10^{19}$ W/cm²) betrug die Cut-off-Energie bis zu $3,7 \pm 0,5$ MeV (Abb. 6.2B).

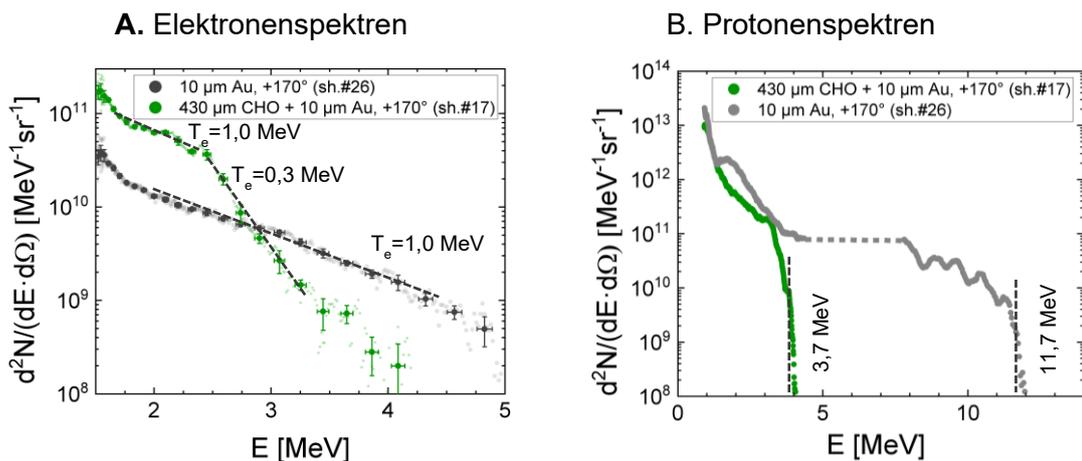


Abb. 6.2. Elektronen- und Protonenspektren unter einem Winkel von $+170^\circ$ zur Laserstrahlrichtung für die Targets: „430 μ m CHO 2 mg/cm³ + 10 μ m Au“ (sh.#17 P207) und „10 μ m Au“ (sh.#26 P207).

Entwicklung einer Filtermethode in einem Magnetspektrometer für die Auswertung der Protonenspektren

Die Idee, Ionen und Protonen in verschiedenen Filtern zu stoppen, ist nicht neue. In der RCF-Stapel-Methode wurden bereits Protonen gestoppt und durch den Bragg-Peak selektiert. Auch in verschiedenen Experimenten anderer Forschungsgruppen wurden Filter in

Magnetspektrometern verwendet, um existierende Cut-Off-Energie von Protonen zu bestimmen. In dieser Doktorarbeit wurde ein Verfahren entwickelt, um das Protonenspektrum nach einem Filter im 0,99T-Magnetspektrometer (0,99T-MS) zu rekonstruieren. Es wurde gezeigt, dass die vorgeschlagene Rekonstruktionsmethode gut funktioniert und die Ergebnisse dieser Methode mit den Ergebnissen der RCF-Stapel-Methode übereinstimmen (Abb. 6.3).

Die entwickelte diagnostische Methode wurde mithilfe eines Stapels von IPs als Filter bestätigt (Abb. 6.4). In Abb. 6.4B sind die Spektren dargestellt, die auf Grundlage der auf

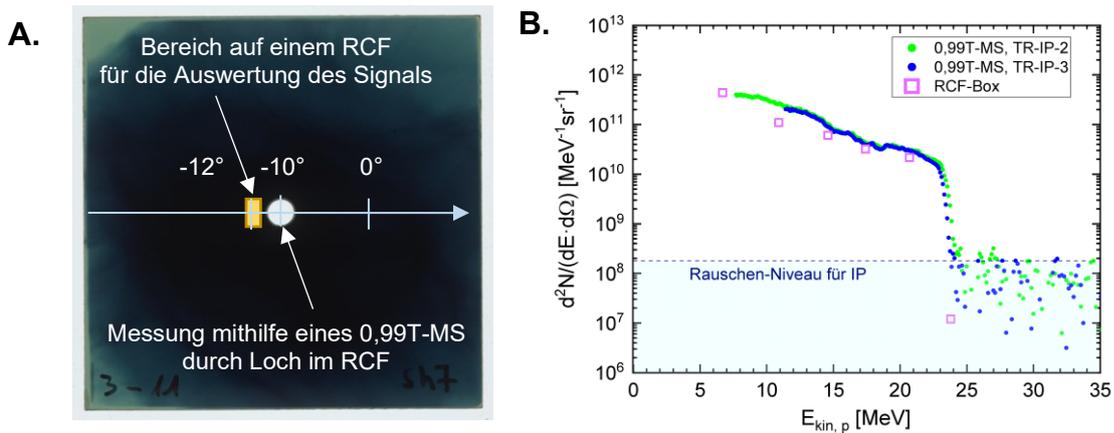


Abb. 6.3. **A.** Positionen der Messbereiche auf einem RCF aus dem RCF-Stapel. **B.** Vergleich der mittels 0,99T-MS und RCF-Box ausgewerteten Protonenspektren. Die Messungen wurden im sh.#7 P207 bei einer 10 µm dicken Au-Folie als Target mit einer Peak-Intensität des sub-ps-Pulses von $1,7 \cdot 10^{19}$ W/cm² mit Hochkontrast (10^{-11}) durchgeführt (Target-Normale zur Laserachse: -10° , Beobachtungswinkel zur Laserachse: -10°).

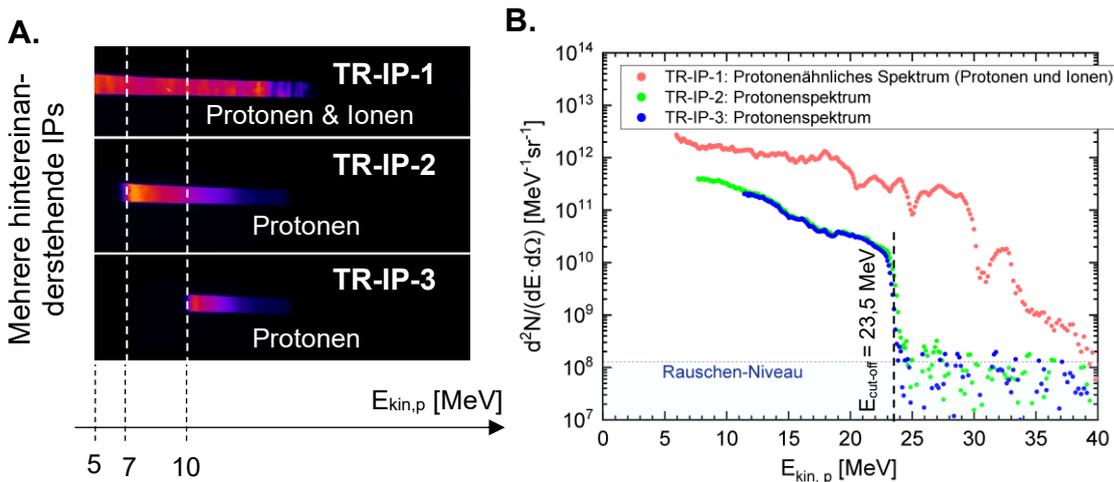


Abb. 6.4. Auswertung der Protonenspektren für 10 µm dicke Au-Folie als Target (sh.#7 P207: Target-Normale zur Laserachse: -10° , Beobachtungswinkel zur Laserachse: -10°): **A.** Protonen-Ionen- und Protonensignale auf den IPs an der hinteren Wand des 0,99T-MS für hochenergetische Protonen bzw. Ionen, **B.** Protonenähnliches Spektrum und Protonenspektrum.

den IPs gemessenen Signale berechnet wurden. Dabei stimmen die Protonenspektren aus den Signalen der IP-2 und der IP-3 miteinander überein.

Die hier vorgeschlagene Filtermethode in einem Magnetspektrometer (MS) zur Auswertung der Protonenspektren weist sowohl Vor- als auch Nachteile im Vergleich zum weit verbreiteten Thomson-Parabel-Magnetspektrometer (TP-MS) und zur RCF-Stapel-Methode auf. Im Vergleich zum TP-MS bietet die vorgeschlagene Methode einen erheblich größeren Messbereich von 20 keV bis zu 100 MeV und ist frei von elektromagnetischen Pulsen (EMP). Im Gegensatz zum RCF-Stapel-Methode, bei der diskrete Energien mit einem Abstand von 1-2 MeV aufgelöst werden können, ermöglicht das MS die Erkennung feiner Strukturen in einem Protonenspektrum.

Andererseits, ein Vorteil des TP-MS besteht darin, dass es nicht nur Protonenspektren, sondern auch Ionenspektren identifizieren und messen kann. Im Fall des 0,99T-MS kann lediglich versucht werden, die Signale anderer Ionen zu identifizieren. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist, dass sowohl das 0,99T-MS als auch das TP-MS die Messungen lokal durchführen. Mit der RCF-Stapel-Methode wird hingegen die zweidimensionale Verteilung der Strahlendosis visualisiert, wodurch Rückschlüsse auf die räumliche Protonenenergieverteilung ermöglicht werden.

Es ist wichtig zu beachten, dass jede diagnostische Methode ihre eigenen Vor- und Nachteile hat, sodass die Auswahl der geeigneten Methode von den spezifischen Anforderungen des Experiments abhängt. Die Anwendung einer Kombination verschiedener Methoden ist oft informativer und trägt dazu bei, eine umfassende Darstellung der Protonenenergieverteilung zu erhalten.

Entwicklung eines modifizierten Magnetspektrometers (X-MS) für die Messung der Röntgenstrahlung

Im Zuge dieser Arbeit wurde ein modifiziertes Magnetspektrometer (X-MS) entwickelt, um Röntgenstrahlung zu messen. Die Konstruktion des X-MS berücksichtigt die folgenden Aspekte: 1) Kombinierte mehrfachstufige Eingangsspalte reduziert den Hintergrund, 2) Magnetfeld im Spektrometer lenkt geladene Teilchen (Elektronen, Protonen und Ionen) von dem Messbereich ab, 3) Ross-Filtersystem ermöglicht die Berechnung des Röntgenspektrums der einfallenden Strahlung, 4) Mithilfe einer Eingangsspalte können mehrere räumlich verteilte Röntgenquellen aufgelöst werden.

Dieses Gerät wurde als Lösung für das Problem der separaten Messung der Betatronstrahlung entwickelt. Wenn als Target ein Schaum verwendet wird, der in einem Kupferhalter

fixiert ist, stammt die Strahlung nicht nur vom Schaum, sondern auch vom Kupferhalter (Bremsstrahlung). Eine optimale Lösung für die separate Beobachtung der Strahlung vom Schaum ist die Verwendung einer Lochkamera. Jedoch stellt die Verwendung mehrerer Ross-Filter nebeneinander ein technisches Problem dar. Daher wird als ein Kompromiss im X-MS eine cm-lange Eingangsspalte verwendet. Durch diese Spalte wird die Strahlung auf mehrere Filter projiziert und dazu wird eine eindimensionale Auflösung der mehreren Röntgenquellen ermöglicht. Auf diese Weise kann der Beitrag einer Quelle separat extrahiert und ihr Röntgenspektrum ausgewertet werden. Das X-MS ist daher die beste Option, um ausschließlich die vom Schaum emittierte Betatronstrahlung zu messen.

Es gibt jedoch einige Nachteile bei den Messungen mit dem X-MS: 1) Wegen der Signalsättigung im Photonenenergiebereich unter 1,5 keV wird ein gesamter Al-Folie-Filter verwendet, der die Messungen der Röntgenstrahlung einschränkt, 2) Die Messung des Spektrums kann nur in lokalen Winkelpositionen relativ zum Target durchgeführt werden, 3) Da der Messbereich im X-MS räumlich begrenzt ist, gibt es nur Platz für vier Paare von Ross-Filtern. Daher können nur vier diskrete Auswertungspunkte im Spektrum erfasst werden, wobei ein wesentlicher systematischer Fehler in der Energie vorliegt.

Messung der Betatronstrahlung

In den Experimenten unter Verwendung eines $\sim 800 \mu\text{m}$ dicken Schaums mit einer Dichte von 2 mg/cm^3 als Target wurde beim optimierten DLA-Regime die Betatronstrahlung gemessen. Diese Messung hat gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von 3D PIC-Simulationen für die DLA-basierende Betatronstrahlung (X.F. Shen, 2021, siehe Tab. 6.1). In Abb. 6.5 sind die Elektronen- und Röntgenspektren im besten Schuss (beim optimierten DLA-Regime) dargestellt. Gegen 8 keV gibt es einen schwachen Unterschied zwischen den Messungen in verschiedenen Winkelpositionen, der hauptsächlich auf eine hohe Ungenauigkeit in der Energiebestimmung für diesen Punkt im Spektrum zurückzuführen ist. Trotzdem wurde bei höheren Energien ein deutlicher Unterschied in den Spektren für verschiedene Beobachtungswinkel festgestellt. Daher lässt sich schließen, dass eine gerichtete Röntgenstrahlung gemessen wurde. Diese Strahlung war, wie erwartet, eine nach vorne gerichtete Betatronstrahlung mit einem Halbwinkel im FWHM-Bereich von $11 \pm 2^\circ$. Die Peak-Brillanz betrug etwa $2 \cdot 10^{20} \text{ photons/s/mm}^2/\text{mrad}^2/(0,1\% \text{ BW})$ bei 10 keV. Innerhalb des Halbwinkels im FWHM-Bereich wurde $\sim 3 \cdot 10^{10}$ gerichteter Photonen mit Energien über 10 keV gemessen. Die maximale Anzahl der gerichteten Photonen pro Raumwinkel betrug $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ photons/sr}$.

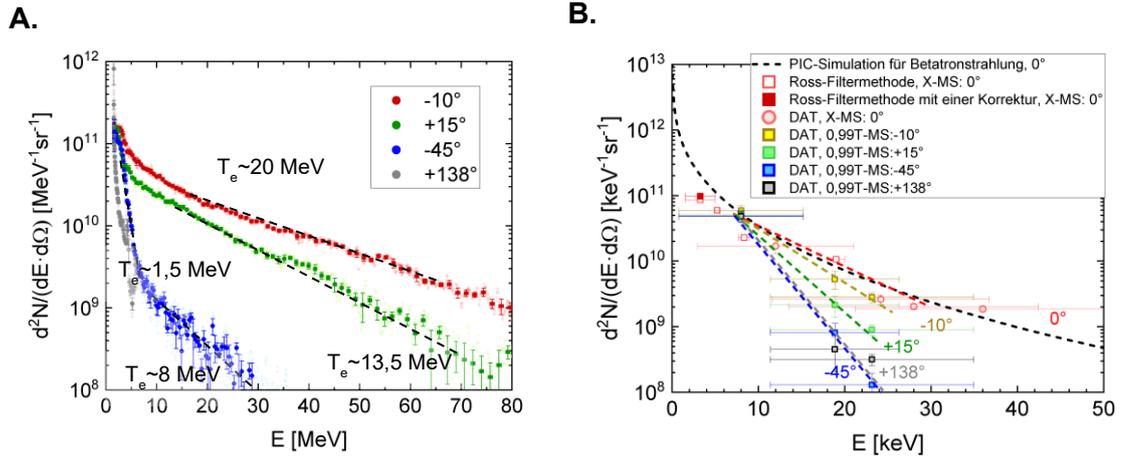


Abb. 6.5. Laserschuss mit dem optimierten DLA-Regime unter Verwendung eines vor-ionisierten $\sim 800 \mu\text{m}$ dicken CHO-Schaums mit einer Dichte von 2 mg/cm^3 als Target (sh.#17 P22-48): **A.** Elektronenspektren. **B.** Röntgenspektren.

Tab. 6.1. Zusammenfassung der Daten aus Publikationen für einen Vergleich mit DLA-basierender Betatronstrahlung, die im Rahmen dieser Doktorarbeit, bei Experimenten mit CHO-Schäumen gemessen wurde

Laserparameter		Target, Regime	Elektronen	Betatronstrahlung	Peak-Brillanz	Referenz
Bei der Laserintensität von $\sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$						
ASTRA-Gemini 55 fs, 5 J (in Fokus), 35 μm $\sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$, $a_0 \approx 2$	Experiment	Gas-Jet $n_e \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ LWFA	10-100 pC (630 \pm 70 MeV)	$5 \cdot 10^8$ for E>20 keV $E_c=50\text{-}60 \text{ keV}$, $\Theta_{1/2 \text{ FWHM}} = 7 \text{ mrad}$ Quelle-Größe $\sim 15 \mu\text{m}$	10^{23}	S. Cipiccia <i>et al.</i> , Nat.Phys.Lett. (2011)
DRACO 30 fs, 2 J (in Fokus), 20 μm $\sim 2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$, $a_0 \approx 7$	Experiment	Gas-Jet $n_e \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ LWFA	$\sim 100 \text{ pC}$ (275 \pm 75 MeV)	$5 \cdot 10^7$ for E>7 keV $E_c \sim 10 \text{ keV}$, $\Theta_{1/2 \text{ FWHM}} = 7.7 \text{ mrad}$ Quelle-Größe $\sim 2 \mu\text{m}$	10^{21}	A.Hannasch <i>et al.</i> , Sci.Rep. (2021)
PHELIX 0,7 ps, 20 J (in Fokus), 15 μm $\sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$, $a_0 \approx 3\text{-}4$	3D PIC-Simulation	$n_e \sim 6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ DLA-Regime	bis zu 100 MeV $\sim 1 \mu\text{C}$ (>2 MeV) $T_e \sim 10 \text{ MeV}$	gesamte Photonenzahl: $6 \cdot 10^{11}$ für E=1-10 keV $1 \cdot 10^{11}$ für E>10 keV max. Photonenzahl pro Raumwinkel: $2 \cdot 10^{11} \text{ sr}^{-1}$ für E>10 keV $E_c=5 \text{ keV}$, $\Theta_{1/2 \text{ FWHM}} \sim 350 \text{ mrad}$ Quelle-Größe $\sim 4 \mu\text{m}$	$3 \cdot 10^{20}$	X. Shen <i>et al.</i> , Appl.Phys.Lett. (2021)
PHELIX 0,65 ps, 12 J (in Fokus), 12 μm $\sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$, $a_0 \approx 3\text{-}4$	Experiment	Aerogel Schaum (800 μm , 2 mg/cm^3) $n_e \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ DLA-Regime	bis zu 95 MeV $\sim 0,3 \mu\text{C}$ (>1,5 MeV) $\sim 60 \text{ nC}$ (>7,5 MeV) $T_e \sim 10\text{-}20 \text{ MeV}$	$3 \cdot 10^{11} \text{ keV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ für E=10 keV $3 \cdot 10^{10}$ für E>10 keV max. Photonenzahl pro Raumwinkel: $2 \cdot 10^{11} \text{ sr}^{-1}$ für E>10 keV $\Theta_{1/2 \text{ FWHM}} = 200 \text{ mrad}$	$2 \cdot 10^{20}$	in Rahmen dieser Doktorarbeit
Bei der Laserintensität von $\sim 10^{20} - 10^{21} \text{ W/cm}^2$						
PETAL 0,5 ps, 1 kJ, 42 μm $\sim 10^{20} \text{ W/cm}^2$, $a_0 \approx 7,5$	CALDER-CIRC-Simulationen	Gas-Jet $n_e \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ cm-lang Plasma SM-LWFA	$\sim 1 \text{ GeV}$ $\sim 40 \text{ nC}$ (>70 MeV)	$7 \cdot 10^{11}$ für E=2-60 keV $E_c=10 \text{ keV}$, $\Theta_{1/2 \text{ FWHM}} = 25 \text{ mrad}$ Quelle-Größe $\sim 25 \mu\text{m}$	$6 \cdot 10^{20}$	J. Ferri <i>et al.</i> , Phys. Rev. Accel. beams (2016)
CoReLS 21 fs, 8 J (in Fokus), 7 μm $\sim 10^{21} \text{ W/cm}^2$, $a_0 \approx 19\text{-}24$	Experiment, 3D PIC-Simulation	Schaum-ähnliches Target (6,2 mg/cm^3): Kohlenstoff Nanoröhren ($\varnothing 5\text{-}10 \text{ nm}$, Länge 5-50 μm) $n_e \sim 2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ DLA-Regime	50 nC (>10 MeV)	$< 10^{10} \text{ keV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ für E=15 keV $6 \cdot 10^9 \text{ keV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ für E=20 keV	$8 \cdot 10^{20}$	Y.Shou <i>et al.</i> , Nat. Phot. (2022)

Entgegen der Laserstrahlrichtung wurde keine Betatronstrahlung registriert. Dabei war die Strahlung unter einem Winkel von $+138^\circ$ zur Laserachse sehr ähnlich wie unter einem Winkel von -45° (Abb. 6.5B).

Um zu zeigen, dass ohne DLA-Elektronen die Betatronstrahlung nicht emittiert wird, wurden die Schüssen des sub-ps relativistischen Laserpulses mit Hochkontrast mit einem Schaum durchgeführt. Hierbei hatte der Schaum keine Vorionisation, deswegen wurden durch sub-ps Puls nur ponderomotorische Elektronen erzeugt, die durch Spektren nachgewiesen wurden. Außerdem wurde nur dominierte Bremsstrahlung von dem Schaumhalter registriert, keine gerichtete Strahlung (von zentraler Röntgenquelle), die als Betatronstrahlung interpretiert werden könnte.

In Tab. 6.1 sind die Ergebnisse zur Betatronstrahlung aus verschiedenen Publikationen zusammengefasst, um sie mit den Daten aus unserem Experiment zu vergleichen. Anhand dieser Daten kann man feststellen, dass bei einer Laserintensität von etwa 10^{19} W/cm² im Experiment mit Schäumen eine höhere Anzahl von Photonen pro Laserenergie erreicht wurde als in anderen Experimenten mit einem Gas-Jet (Tab. 6.1).

Dosimetrie während der Wechselwirkung der DLA-Elektronen mit einem Medium für FLASH-Effekt

In den letzten Jahren hat der FLASH-Effekt viel Aufmerksamkeit in der Forschung gewonnen, da er vielversprechende Perspektiven für Anwendungen in der Medizin, insbesondere in der Radiotherapie, bietet. Daher ist es wichtig, diesen Effekt auf verschiedenen Zeitskalen zu untersuchen. Es wurden bereits mehrere Experimente mit Protonen-, Ionen- und Röntgenstrahlung auf der Basis von Teilchenbeschleunigern durchgeführt, bei denen der FLASH-Effekt bei einer Bestrahlung über mehrere Minuten nachgewiesen wurde.

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurde in Zusammenarbeit mit Biophysikern ein Experiment durchgeführt, bei dem der DLA-Elektronenstrahl gezielt für die Erzeugung des FLASH-Effekts eingesetzt wurde. Ein besonderes Merkmal dieses Experiments ist, dass die Bestrahlung mit einem Laserstrahl in einer sub-ps-Zeitskala stattfindet und ultrarelativistische DLA-Elektronen ihre Energie direkt im biologischen Medium deponieren, ohne die Zeitskalen chemischer Reaktionen (1 ps - 1 μ s) und biologischer Prozesse (ab 1 ms) zu überlappen. Diese Ergebnisse sind von großer Bedeutung für die Begründung von Messungen an Beschleunigungsanlagen mit geringer Zeitauflösung.

Im Experiment wurde die Abhängigkeit des Sauerstoffkonzentrationsabfalls im Medium während der Bestrahlung von der indirekt gemessenen absorbierten Dosis untersucht. Die

Ergebnisse stimmen gut mit Monte-Carlo-Simulationen für Wasser (D. Boscolo, 2021) überein. Durch den Vergleich mit den Simulationen wurde bestätigt, dass der registrierte Sauerstoffkonzentrationsabfall unabhängig von dem Überlapp der Bestrahlungszeit mit den Zeitskalen chemischer Reaktionen und biologischer Prozesse ist.

Im Experiment wurden ultrahohe Dosisraten von bis zu ~ 70 TGy/s erreicht, wobei es sich um die ersten Experimente mit DLA-Elektronen für den FLASH-Effekt handelte. Zur indirekten Messung der Dosis im Medium wurde eine iterative Rekonstruktionsmethode entwickelt, die erfolgreich getestet und weiterhin angewendet wird.

Anhang

Anhang 1. Schichtstruktur der Imaging Plates

In Abb. A1 ist die Schichtstruktur für verschiedene Type der Fuji Imaging Plates dargestellt, bzw. chemischer Inhalt, Dichte und Dicke der Schichten.

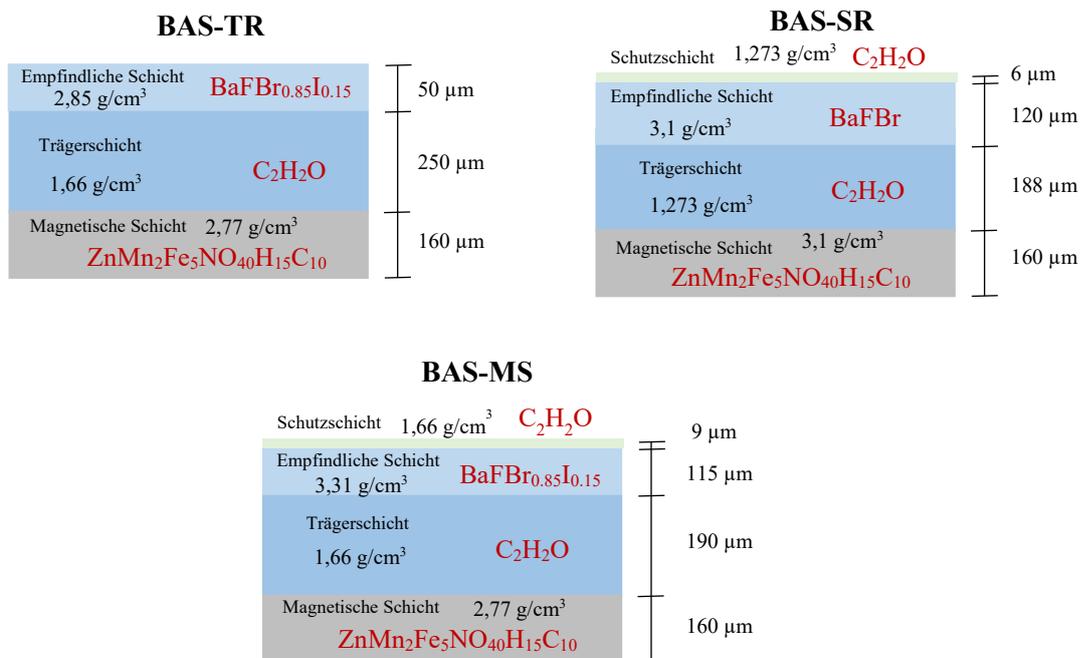


Abb. A1. Schichtstruktur der BAS-TR, BAS-SR und BAS-MS Imaging Plates (T. Bonnet, 2013).

Anhang 2. Sensitivität der Imaging Plates

In Literatur sind mehrere Forschungen dargestellt, die auf eine Kalibrierung der Fuji BAS-IPs gerichtet waren. Hier machen wir einen Überblick der erreichten Resultate für die Sensitivität der IP von der Energie der auf die IP einfallenden Teilchen.

Ein gleiches auf einer IP gespeichertes Signal, das durch verschiedene Scanner bei gleichen Bedingungen (bzw. in gleicher Zeit nach der IP-Bestrahlung) ausgelesen wurde, hat unterschiedliche Werte, d.h. die Kalibrierungskurven für eine IP bei verschiedenen Scannern sind nicht absolut und haben eine Verschiebung relativ einander. Wir können sprechen nur über relative Werte (in PSL, photostimulierte Lumineszenz) zwischen verschiedenen Scanner-Modellen. Weiterhin werden die Kalibrierungen für den Fuji-Scanner „FLA-7000“ mit den Parametern: Auflösung 50 μm , Sensitivität 4000 und Latitude 5 betrachtet, da in dieser

Arbeit mehrere Messungen mit diesem Scanner-Modell durchgeführt wurden. Aber einige Messungen waren auch mit dem Scanner „Amersham Typhoon“ ausgeführt und in Abschnitt 2.1.1.2 ist eine IP-Scanner-Kalibrierung für den Scanner „Amersham Typhoon“ durch „FLA-7000“ dargestellt.

Das auf der IP gespeicherte Signal hängt von der Art der einfallenden Teilchen und von ihren Energien. Das theoretische Modell für die IP-Reaktionsfunktion auf ein Teilchen von T. Bonnet (T. Bonnet, 2013):

$$R^{Bonnet}(E) = \alpha_{part} \cdot \int_0^w \frac{dE_{dep}}{dz}(E, z) \cdot e^{-z/L} dz \quad (A.1)$$

Hierbei ist α_{part} die spezifische Sensitivität der IP für eine Art der Teilchen, $\frac{dE_{dep}}{dz}(E, z)$ die gesamte deponierte Energie von einem Teilchen mit der ursprünglichen kinetischen Energie E in einer Phosphorschicht (empfindliche Schicht) von IP in der Tiefe von z bis $z + dz$, die pro eine Dicke dieser dünnen Schicht dz berechnet wurde, w die gesamte Dicke der Phosphorschicht, L die Absorptionslänge für Photonen in der Phosphorschicht (durchschnittlicher freier Weg eines Scanner-Photons oder auch PSL-Photons) .

Es gibt auch die anderen weiteren entwickelten theoretischen Modellen für die IP-Reaktionsfunktion, die eine Wechselwirkung der Protonen und noch schwereren Ionen berücksichtigen, siehe die Modelle von Lelasseux und Nishiuchi (S. Kojima, 2021).

In Abb. A2-A4 sind die IP-Reaktionsfunktionen bei verschiedenen IP-Typen für Photonen bzw. Elektronen und Protonen in Abhängigkeit von ihren Energien im Fall Fuji-Scanner „FLA-7000“ (Auflösung 50 μm , Sensitivität 4000 und Latitude 5) dargestellt. Diese Daten sind sowohl aus Experimenten als auch aus einer Simulation in Geant4 zusammengefasst.

In Abb. A5 sind die IP-Reaktionsfunktionen bei TR-IP für Protonen, Kohlenstoff- und Gold-Ionen in Vergleich zusammen dargestellt. Aber für die IP-Kalibrierung bei C- & Au-Ionen wurde ein anderer Scanner (FLA-5000 mit den Parametern: Auflösung 50 μm , Sensitivität 5000 und Latitude 5) verwendet. Alle Daten sind zum Bestrahlungsmoment normiert.

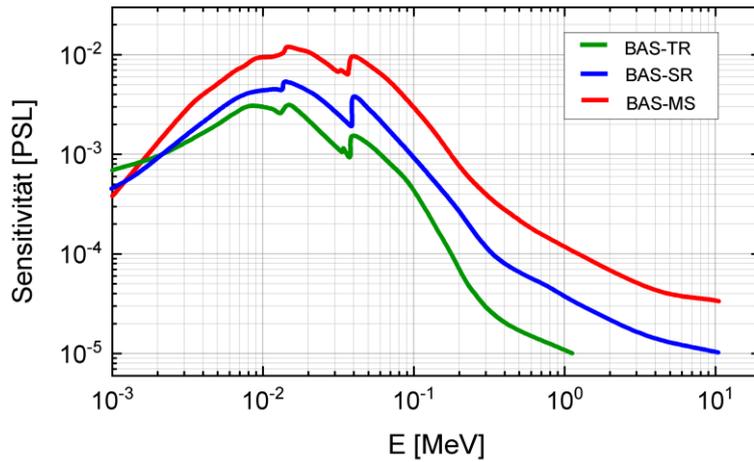


Abb. A2. Sensitivität der IPs zu Photonen bei Fuji-Scanner „FLA-7000“ (T. Bonnet, 2013; G. Boutoux, 2016).

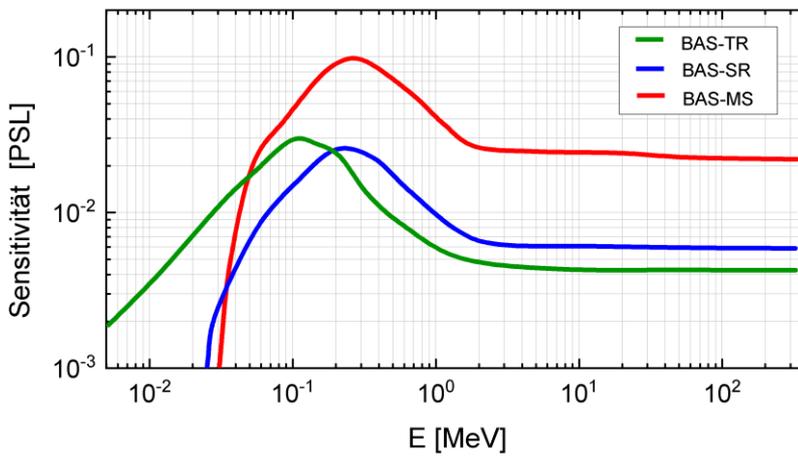


Abb. A3. Sensitivität der IPs zu Elektronen bei Fuji-Scanner „FLA-7000“ (T. Bonnet, 2013; G. Boutoux, 2015; N. Rabhi, 2016).

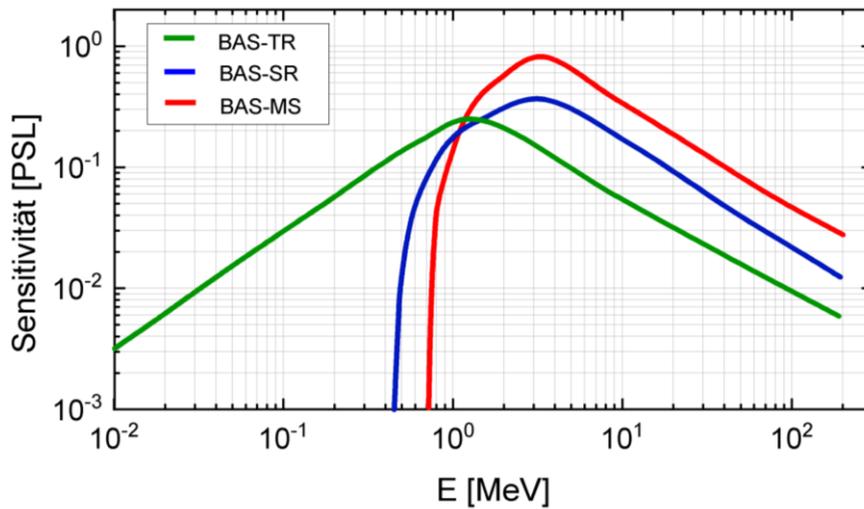


Abb. A4. Sensitivität der IPs zu Protonen bei Fuji-Scanner „FLA-7000“ (T. Bonnet, 2013; N. Rabhi, 2017; S. Kojima, 2021).

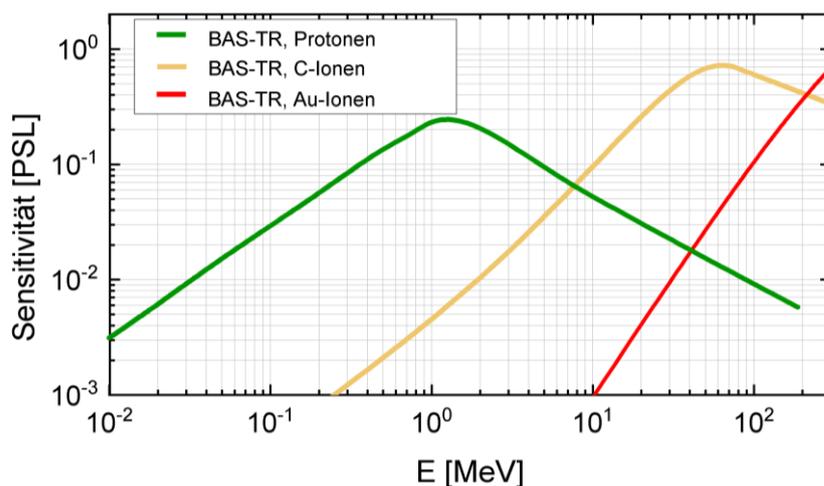


Abb. A5. Sensitivität der IPs zu Protonen, C- und Au-Ionen bei Fuji-Scanner „FLA-7000“, bzw. „FLA-5000“ (T. Bonnet, 2013; N. Rabhi, 2017; D. Doria, 2017, 2022; S. Kojima, 2021).

Anhang 3. Signalabfall auf der Imaging Plate

Mit der Zeit wird das Signal auf der Imaging Plate verringert, da durch stochastische Prozesse die Atome aus metastabilen Zuständen zu einem Grundzustand übergehen. In Abb. A6-8 ist der auf die Eins normierte Signal für verschiedenen IP-Typen dargestellt. Außerdem wurden zum Vergleich die Grafiken bei verschiedenen Scannern „FLA-7000“ und „Amersham Typhoon“ zusammen gezeigt. Die Daten wurden sowohl aus den Publikationen genommen als auch durch Messungen im Rahmen dieser Doktorarbeit mit einer radioaktiven Probe Fe^{55} erhalten.

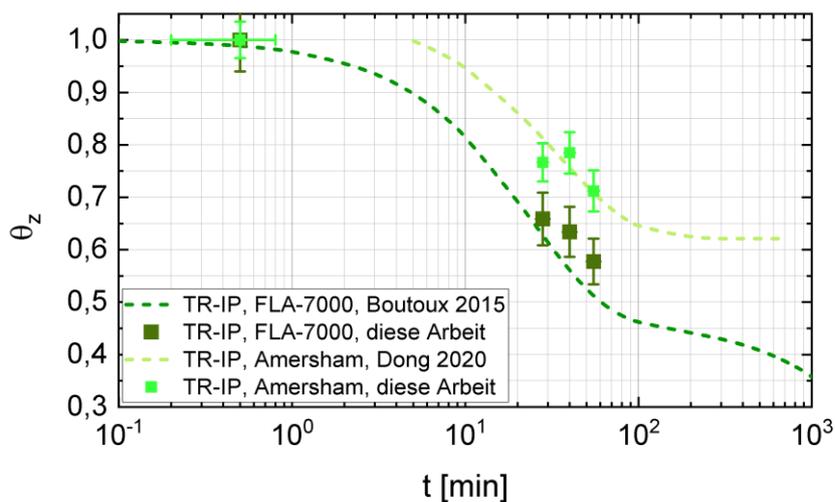


Abb. A6. Signal auf der TR-IP in Abhängigkeit von der Zeit, $\theta_z(t)$. Das Signal ist auf das ursprüngliche Signal bei $t = 0$ normiert (G. Boutoux, 2015; Y. Dong, 2020).

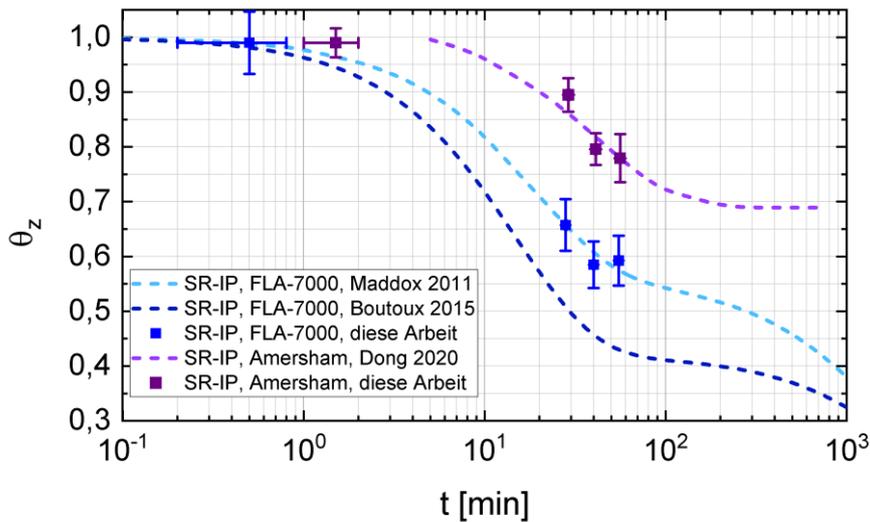


Abb. A7. Signal auf der SR-IP in Abhängigkeit von der Zeit, $\theta_z(t)$. Das Signal ist auf das ursprüngliche Signal, bei $t = 0$ normiert (B.R. Maddox, 2011; G. Boutoux, 2015; Y. Dong, 2020).

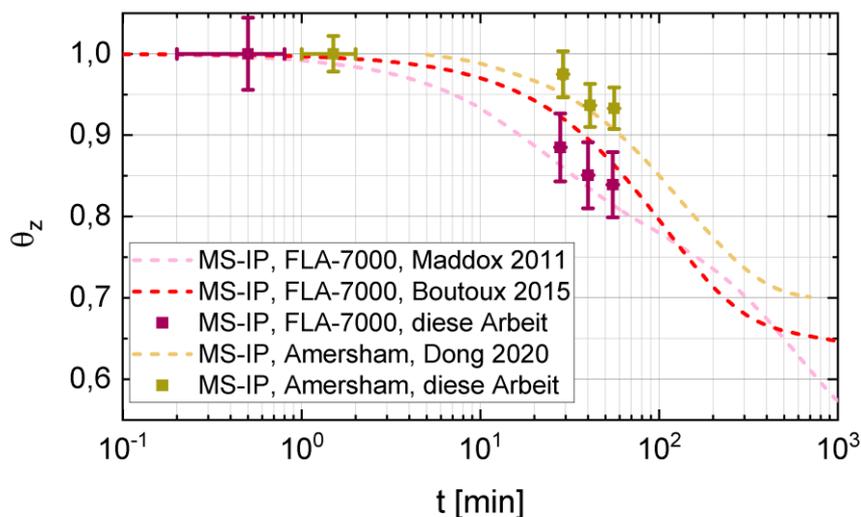
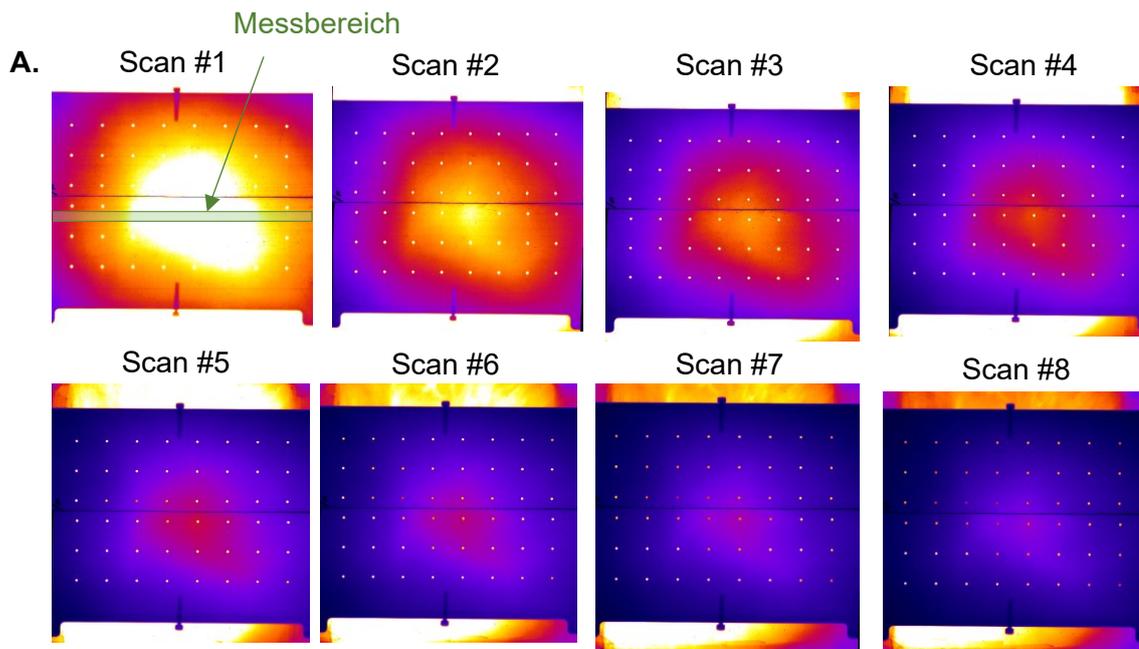


Abb. A8. Signal auf der MS-IP in Abhängigkeit von der Zeit, $\theta_z(t)$. Das Signal ist auf das ursprüngliche Signal bei $t = 0$ normiert (B.R. Maddox, 2011; G. Boutoux, 2015; Y. Dong, 2020).

Anhang 4. Umrechnung des IP-Signals durch mehrfaches Scannen

Während des Scannens der IP kann es passieren, dass ein übersättigtes Signal registriert wurde. Das bedeutet nicht, dass die IP übersättigt ist, sondern die Photodioden des Scanners. Dies lässt sich durch Vergleich der mehreren Scans der IP nachweisen. In Abb. A9.A sind die Scans (#1-8) der TR-IP in der Zylinderdiagnostik (im sh.#19 P207, nach 3 mm Fe-

Schicht) dargestellt. Für ein ausgewähltes Messbereich wurden die Signal-Profile genommen, siehe in Abb. A9.B. Aus diesem Beispiel ist es klar, dass das Signal-Profil in ursprünglich gesättigtem Bereich nach mehreren Scans sichtbar wird, d.h. kein „horizontales Plateau“ im Signal nach mehreren Scannen bleibt. Das bedeutet, dass die IP nicht übersättigt war. In Abb. A10 sind die Verhältnisse der Scans präsentiert. Man kann schließen, dass sich die Verhältnisse der Signale außen des ursprünglich gesättigten Bereiches $K_{ij}^{(1)}$ im



B. Signal-Profil in einem Messbereich

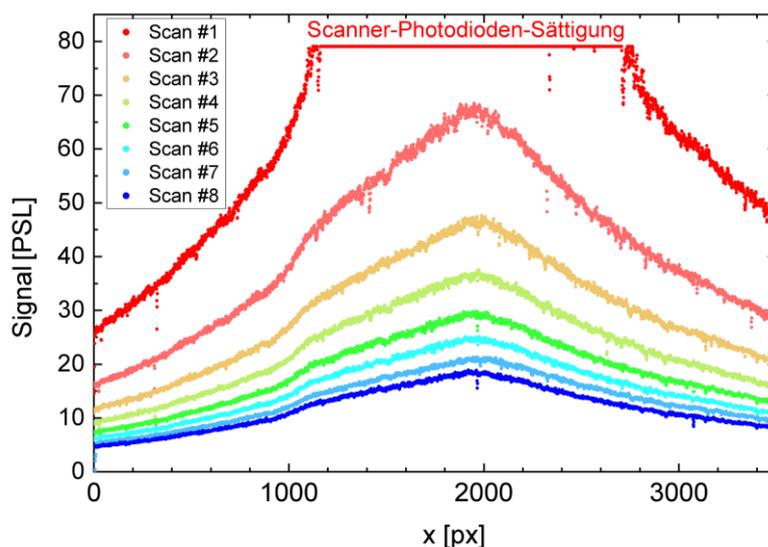


Abb. A9. **A.** Scans (#1-8) der TR-IP in der Zylinderdiagnostik (im sh.#19 P207). **B.** Signal-Profil in einem Messbereich. Hierbei entspricht 1 Pixel der Länge von 50 μm .

Vergleich mit dem gesättigten Bereich $K_{ij}^{(2)}$ unwesentlich unterscheiden. Man kann diese Gelegenheit nutzen, um die Signale nach n -Scannen zum ersten Scan durch Faktor $K_{1n}^{(1)}$ umzurechnen, bzw. auch im ursprünglich gesättigten Bereich. D.h. durch diese Umrechnung wird ursprüngliches Signal auch in einem nichtmessbaren Bereich rekonstruiert.

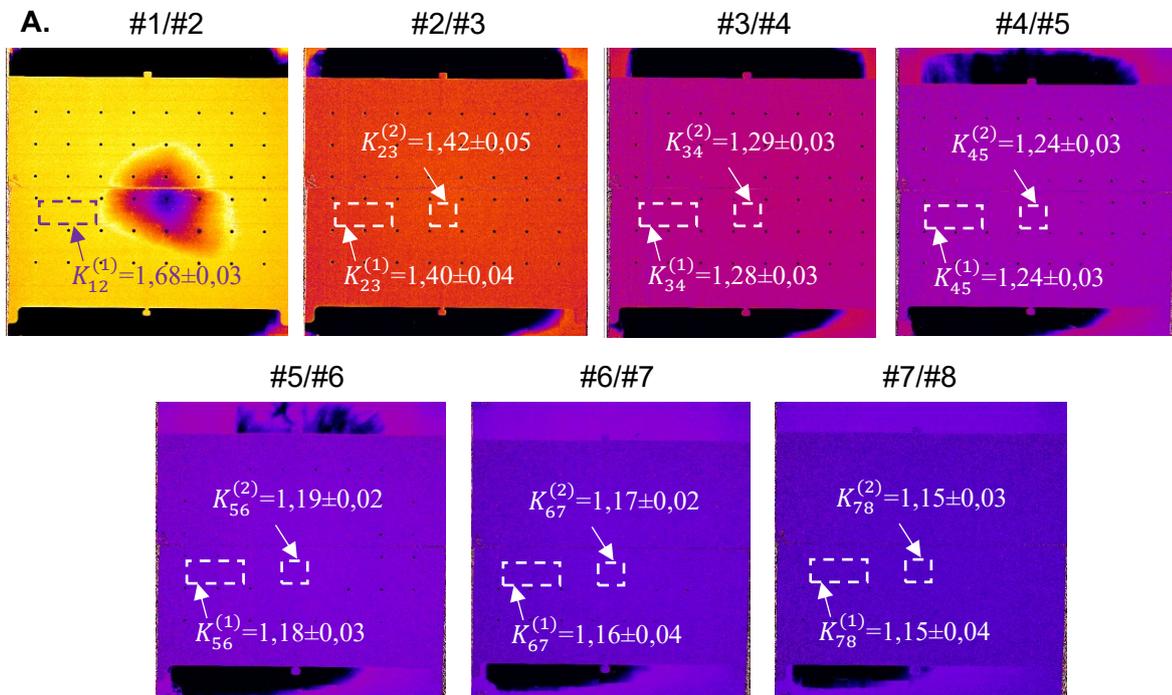


Abb. A10. A. Verhältnisse der Scans (#1-8) der TR-IP in der Zylinderdiagnostik (im sh.#19 P207). Hierbei ist $K_{ij}^{(m)} = S_i/S_j$ das Verhältnis der Signale S_i und S_j auf der IP in zwei ausgewählten Messbereichen ($m = 1, 2$).

Anhang 5. Räumliche Auflösung der Scanner „FLA-7000“ und „Amersham Typhoon“

Für eine Messung wurde eine radioaktive Probe Fe^{55} genommen. Eine 50 μm dicke Ni-Folie wurde verwendet, um eine Hälfte des Raums zwischen der Probe und einer MS-IP zu überlappen. Nach 5 min der Bestrahlung wurde die IP in „FLA-7000“ gescannt. Danach bei gleichen Bestrahlungsbedingungen wurde eine andere IP in „Amersham Typhoon“ gescannt (Abb. A11.A). In beiden Scannern haben wir Auflösung von 50 μm , Sensitivität von 4000 und Latitude von 5 ausgewählt. Obwohl die räumliche Auflösung von 50 μm (Pixelgröße) genommen wurde, ist die tatsächliche Auflösung $\sim 120 - 150 \mu m$, siehe in Abb. 11.B. Ein ähnliches Resultat wurde im Scanner „FLA-8000“ mit den Parametern: Auflösung 25 μm , Sensitivität 4000 und Latitude 5 bekommen. Die Auflösung betrug von $\sim 110 \mu m$ für TR-IP und von $\sim 120 \mu m$ für SR-IP (G. Fiksel, 2012).

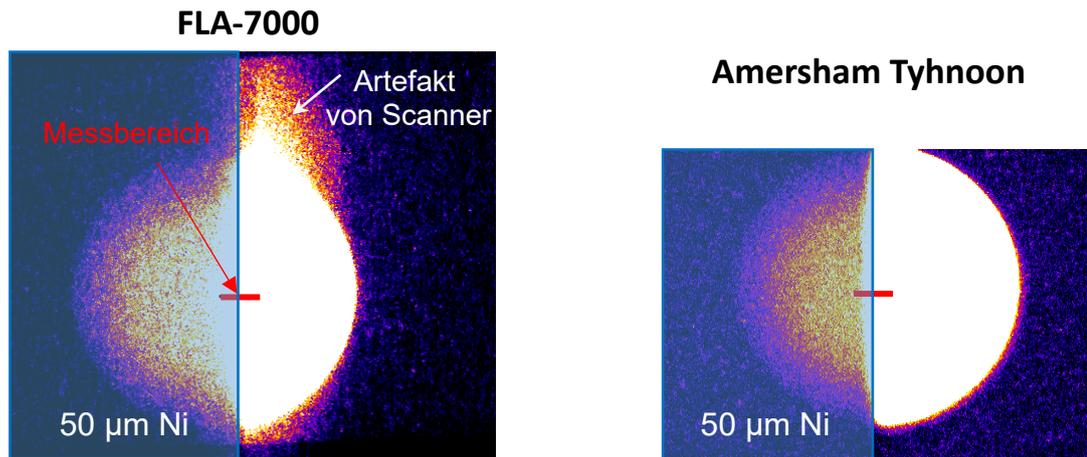


Abb. A11.A. Scans der MS-IP in „FLA-7000“ und „Amersham Typhoon“.

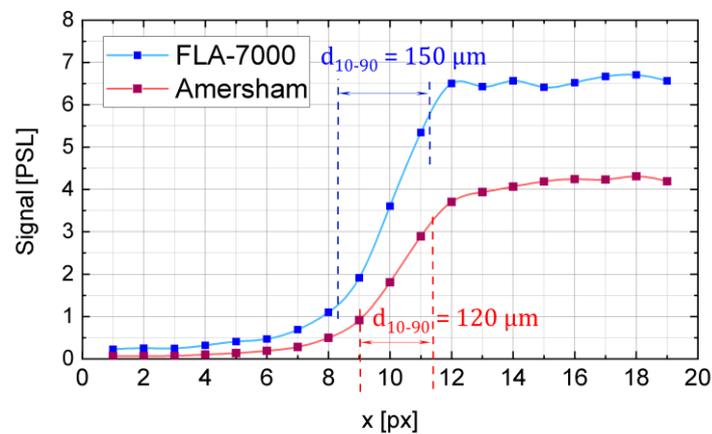


Abb. A11.B. Tatsächliche räumliche Auflösung der Scanner durch die Messung auf der Ni-Folie-Kante. Hierbei ist d_{10-90} ein Abstand zwischen 10% und 90% von dem Signal-Niveau.

Anhang 6. Zusammensetzung und Struktur der verwendeten RCFs

In Abb. A12 ist die Schichtstruktur bzw. die Information über Dichte und Dicke der RCF-Schichte präsentiert. In Tab. A1 sind die Massenanteile der RCF-Schichte in Prozenten angegeben.

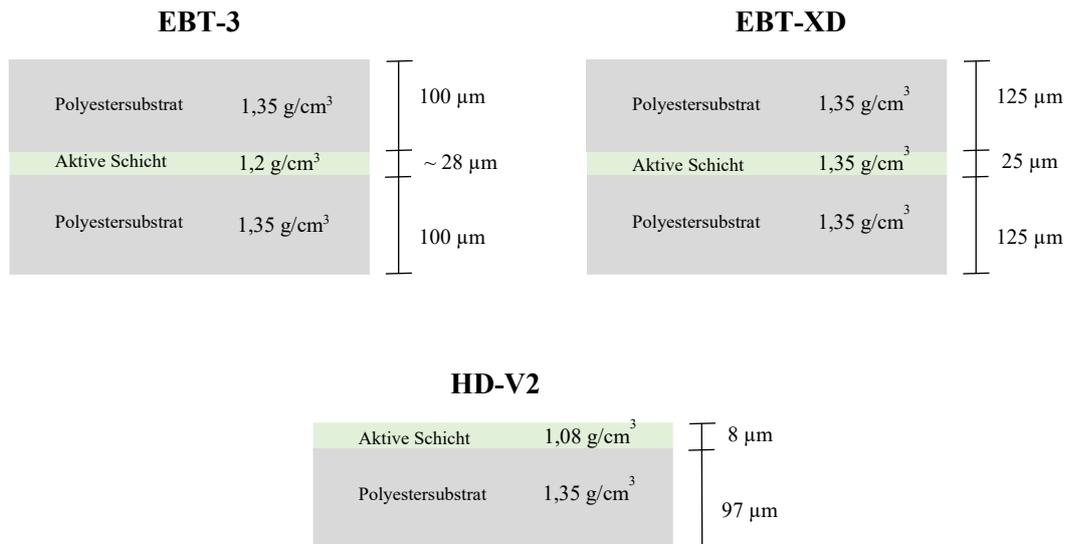


Abb. A12. Schichtstruktur der GAFChromic EBT-3, EBT-XD, HD-V2. (A.L. Palmer, 2015).

Tab. A1. Chemische Komposition der RCF-Schichte (C.G. Brabetz, 2014; A.L. Palmer, 2015)

Material	Massenanteil in %									
	H	C	O	N	Li	Na	S	Cl	Br	Al
Polyestersubstrat	36.4	45.5	18.2							
aktive Schicht EBT-3	58.3	29.6	10.8	0.1	0.8	0.1		0.2	0.1	
aktive Schicht EBT-XD	57.0	28.5	11.7	0.4	0.6	0.1	0.1	0.1		1.4
aktive Schicht HD-V2	56.8	29.1	7.1	6.9						

Anhang 7. Vergleich der Teilchenenergien auf einer gleichen Trajektorie in einem Magnetfeld

Für eine relativistisches geladenen Teilchen Larmor-Radius ist

$$R_L = \frac{\gamma m v_{\perp}}{q \cdot B(x,y)}, \quad (A7.1)$$

wobei γ relativistischer Gamma-Faktor; m , q Ruhemasse und Ladung des Teilchens, v_{\perp} senkrechte zu Magnetfeldlinien Komponente der Geschwindigkeit, $B(x,y)$ magnetische Flussdichte als eine Funktion der kartesischen Koordinaten. In unserem Fall bewegen sich die Teilchen in der mittleren Ebene zwischen Magneten des Spektrometers, dabei $v_{\perp} = v$ (v : Gesamtgeschwindigkeit), Abb. A13.

Die Bedingung der gleichen Trajektorie für ein Ion und ein Proton:

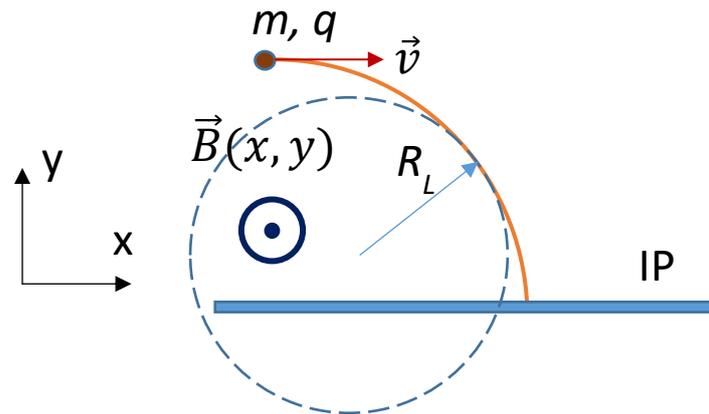


Abb. A13. Trajektorie eines positiv geladenen Teilchens in einem inhomogenen Magnetfeld. Hierbei bezeichnet IP die Imaging Plate, R_L der Larmor-Radius.

$$R_{L_{ion}} = R_{L_p}, \quad (\text{A7.2})$$

oder mit (A7.1), $v_{\perp} = v$ und $\beta = v/c$:

$$\frac{\gamma_i m_i \beta_i}{q_i} = \frac{\gamma_p m_p \beta_p}{q_p}, \quad (\text{A7.3})$$

oder mit $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$:

$$\frac{m_i}{q_i} \sqrt{\gamma_i^2 - 1} = \frac{m_p}{q_p} \sqrt{\gamma_p^2 - 1}, \quad (\text{A7.4})$$

oder mit $E_p = \gamma_p m_p c^2 = \gamma_p E_{0p}$, $E_i = \gamma_i m_i c^2 = \gamma_i E_{0i}$:

$$E_i = \sqrt{E_{0i}^2 + \left(\frac{q_i}{q_p}\right)^2 (E_p^2 - E_{0p}^2)}. \quad (\text{A7.5})$$

In Tab. A2 sind zum Vergleich die Berechnungen für C^{1+} , C^{6+} und Au^{50+} -Ionen durch relativistische Formel (A7.5) und klassische Formel (2.9) zusammengefasst.

Tab. A2. Kinetische Energien von C^{1+} , C^{6+} , Au^{50+} -Ionen im Vergleich mit den kinetischen Energien der Protonen auf einer gleichen Trajektorie in einem Magnetfeld

$E_{kin,i} (C^{1+})$ [MeV]	$E_{kin,p}$ [MeV], relativist. (A7.5)	$E_{kin,p}$ [MeV], klassisch (2.9)	rel.Fehler $E_{kin,p}$, %
0.1	1.2	1.2	0.1
0.2	2.4	2.4	0.1
0.3	3.6	3.6	0.2
0.4	4.8	4.8	0.3
0.5	5.9	6.0	0.3
0.6	7.1	7.2	0.4
0.7	8.3	8.3	0.4
0.8	9	10	0.5
0.9	11	11	0.6
1	12	12	0.6
2	24	24	1.2
3	35	36	1.9
4	47	48	2.5
5	58	60	3.1
6	69	72	3.7
7	80	83	4.2
8	91	95	4.8
9	102	107	5.4
10	113	119	6.0

$E_{kin,i} (C^{6+})$ [MeV]	$E_{kin,p}$ [MeV], relativist. (A7.5)	$E_{kin,p}$ [MeV], klassisch (2.9)	rel.Fehler $E_{kin,p}$, %
2	0.7	0.7	0.0
5	1.7	1.7	0.1
10	3.3	3.3	0.1
15	5.0	5.0	0.2
20	6.6	6.6	0.3
30	9.9	9.9	0.4
40	13	13	0.5
50	16	17	0.7
60	20	20	0.8
70	23	23	0.9
80	26	26	1.0
90	29	30	1.2
100	33	33	1.3
150	49	50	1.9
200	65	66	2.5
250	80	83	3.1
300	96	99	3.7
350	111	116	4.3
400	126	132	4.9

$E_{kin,i} (Au^{50+})$ [MeV]	$E_{kin,p}$ [MeV], relativist. (A7.5)	$E_{kin,p}$ [MeV], klassisch (2.9)	rel.Fehler $E_{kin,p}$, %
10	0.8	0.8	0.0
20	1.6	1.6	0.1
30	2.3	2.3	0.1
40	3.1	3.1	0.2
50	3.9	3.9	0.2
100	7.8	7.8	0.4
200	16	16	0.8
300	23	23	1.2
400	31	31	1.5
500	38	39	1.9
600	46	47	2.3
700	53	55	2.6
800	61	63	3.0
900	68	70	3.4
1000	75	78	3.7
1100	83	86	4.1
1200	90	94	4.4
1300	97	102	4.8
1400	104	110	5.1

Literaturverzeichnis

Allgemeine Quellen

- Aurand, B. (2012) Untersuchungen zu Mechanismen der Laser-Teilchenbeschleunigung. PhD Thesis. Johannes Gutenberg-Universität in Mainz.
- Berger, M. J. et al. (2017) Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons and Helium Ions (NIST Standard Reference Database 124). <https://www.nist.gov/pml/stopping-power-range-tables-electrons-protons-and-helium-ions>.
- Brabetz, C.G. (2014) Development of specially shaped laser beam for the optimized acceleration of particles. PhD Thesis. Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main.
- Cerchez, M. (2020) Advanced particle and radiation sources driven by high intensity laser pulses. Habilitation Thesis. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf.
- Danson, C.N. et al. (2019) Petawatt and exawatt class lasers worldwide. *High Power Laser Science and Engineering*, Vol. 7, e54.
- Diver, D.A. (2001) A plasma formulary for Physics, technology and Astrophysics. *WILEY-VCH Verlag Berlin GmbH*.
- Gibbon, P. (2004) Short pulse laser interactions with matter. *World Scientific Publishing Company*. Singapore.
- Günther, M.M. (2011) Untersuchung relativistischer Laserplasmen mittels nukleardiagnostischer Verfahren. PhD Thesis. Technische Universität Darmstadt.
- Gyrdymov, M. (2020) Charakterisierung der Energie- und Winkelverteilung der laserbeschleunigten ultrarelativistischen Elektronen. Master Thesis. Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main.
- Hadjikyriacou, A. (2022) Laser-driven ion acceleration: analysis and theoretical interpretation of experimental data. Master Thesis. Czech Technical University in Prague.
- Henrichs, K. (2016) Doppelionisation in starken Feldern mit einer Wellenlänge von 400 nm. PhD Thesis. Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main.
- Hidding, B. (2008) En Route: Elektronenbeschleuniger der nächsten Generation auf Laser-Plasma-Basis. PhD Thesis. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf.
- Huba, J.D. (2000) NRL Plasma Formulary. *Revised*. Washington.

- Jung, R. (2007) Laser-plasma interaction with ultra-short laser pulses. PhD Thesis. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf.
- Jung, D. (2012) Ion acceleration from relativistic laser nano-target interaction. PhD Thesis. Ludwig-Maximilians-Universität in München.
- Königstein, T. (2013) Optimierung und Anwendung der Beschleunigung von Elektronen in relativistischen Laser-Plasma. PhD Thesis. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf.
- Lu W. (2006) Nonlinear plasma wakefield theory and optimum scaling for laser wakefield accelerator (LWFA) in the blowout regime. PhD Thesis. University of California, Los Angeles.
- Mäusezahl, M. (2019) Untersuchung lasergetriebener Protonenbeschleunigung bezüglich Vorplasmaerzeugung und räumlicher Protonendetektion. Master Thesis. Friedrich-Schiller-Universität Jena.
- Nürnberg, F. (2010) Laser-accelerated proton beams as a new particle source. PhD Thesis. Technische Universität Darmstadt.
- Schollmeier, M.S. (2008) Optimization and control of laser-accelerated proton beams. PhD Thesis. Technische Universität Darmstadt.
- Schönlein, A. (2015) Erzeugung von intensiver Röntgenstrahlung und Materie hoher Energiedichte durch laserbeschleunigte Elektronen: PhD Thesis. Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main.
- Tavana, P.M. (2020) Untersuchung photonuklearer Reaktionen in relativistischen Laser-Materie-Wechselwirkungen am PHELIX-Lasersystem. Master Thesis. Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main.
- Wagner, F. (2014) Kontrolle des zeitlichen Kontrastes am Lasersystem PHELIX. PhD Thesis. Technische Universität Darmstadt.
- Weber, S. (2009) Optische Charakterisierung von Hochintensitätslaser-Plasma-Wechselwirkungen an Festkörpertargets. Diplomarbeit. Friedrich-Schiller-Universität Jena.
- Würl, M. (2018) Laser-accelerated particle bunches and laser-driven proton radiography. PhD Thesis. Ludwig-Maximilians-Universität in München.
- Zahn, N. (2022) Characterisation of laser-driven radiation beams: Gamma-ray dosimetry and Monte Carlo simulations of optimised target geometry for record-breaking efficiency of MeV gamma-sources. PhD Thesis. Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main.

Zähler, S.J. (2020) Development of FAIR-relevant x-ray diagnostics based on the interaction of lasers and particle beams with matter: PhD Thesis. Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main.

Biologischer FLASH-Effekt

Boscolo, D. et al. (2020) Impact of target oxygenation on the chemical track evolution of ion and electron radiation. *Int. J. Mol. Sci.* 21, 424.

Boscolo, D. et al. (2021) May oxygen depletion explain the FLASH effect? A chemical track structure analysis. *Radiotherapy and Oncology.* 162: 68-75.

Favaudon, V. et al. (2014) Ultrahigh dose-rate FLASH irradiation increases the differential response between normal and tumor tissue in mice. *Science Translational Medicine.* 6, 245.

Grimes, D.R. and Rartridge, M. (2015) A mechanistic investigation of the oxygen fixation hypothesis and oxygen enhancement ratio. *Biomed. Phys. Eng. Express.* 1, 045209.

Kacem, H. et al. (2022) Understanding the FLASH effect to unravel the potential of ultra-high dose rate irradiation. *International Journal of Radiation Biology.* 98, 3.

Meesungnoen, J. and Jay-Gerin, J.-P. (2009) High-LET ion radiolysis of water: oxygen production in tracks. *Radiat Res.* 171, 379-386.

Singht, A. and Singht, H. (1982) Time-scale and nature of radiation-biological damage: approaches to radiation protection and post-irradiation therapy. *Prog. Biophys. Molec. Biol.* 39, 69-107.

Weber, U. et al. (2022) FLASH radiotherapy with carbon ion beams. *Medical Physics.* 49, 3.

Charakterisierung Radiochromic Film (RCF) und seine Anwendung als Detektor

Gafchromic. Dosimetry Media, Type EBT-3: http://www.gafchromic.com/documents/EBTXD_Specifications_Final.pdf

Gafchromic. Dosimetry Media, Type EBT-XD: http://www.gafchromic.com/documents/EBTXD_Specifications_Final.pdf

Gafchromic. Dosimetry Media, Type HD-V2: <http://www.gafchromic.com/documents/gafchromic-hdv2.pdf>

- Palmer, A.L. et al. (2015) Evaluation of Gafchromic EBT-XD film, with comparison to EBT3 film, and application in high dose radiotherapy verification. *Phys. Med. Biol.* 60: 8741–8752.
- Schollmeier, M. et al. (2014) Improved spectral data unfolding for radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams. *Rev. Sci. Instrum.* 85, 043305.
- Vallières, S. et al. (2019) Low-energy proton calibration and energy-dependence linearization of EBT-XD radiochromic films. *Rev. Sci. Instrum.* 90, 083301.

Imaging Plates (IPs) als Detektor und ihre Charakterisierung

- Bonnet, T. et al. (2013) Response functions of Fuji imaging plates to monoenergetic protons in the energy range 0.6–3.2 MeV. *Rev. Sci. Instrum.* 84, 013508.
- Bonnet, T. et al. (2013) Response functions of imaging plates to photons, electrons and 4He particles. *Rev. Sci. Instrum.* 84, 103510.
- Boutoux, G. et al. (2015) Study of imaging plate detector sensitivity to 5-18 MeV electrons. *Rev. Sci. Instrum.* 86, 113304.
- Boutoux, G. et al. (2016) Validation of modelled imaging plates sensitivity to 1-100 keV x-rays and spatial resolution characterisation for diagnostics for the “PETawatt Aquitaine Laser”. *Rev. Sci. Instrum.* 87, 043108.
- Dong, Y. et al. (2020) Absolute x-ray calibration of an Amersham imaging plate scanner. *Rev. Sci. Instrum.* 91, 033105.
- Doria, D. et al. (2015) Calibration of BAS-TR image plate response to high energy (3-300 MeV) carbon ions. *Rev. Sci. Instrum.* 86, 123302.
- Doria, D. et al. (2022) Calibration of BAS-TR image plate response to GeV gold ions. *Rev. Sci. Instrum.* 93(3), 033304
- Failor, B.H. et al. (2012) Sensitivity of an image plate system in the XUV ($60 \text{ eV} < E < 900 \text{ eV}$). *JINST* 7, P04011
- Fiksel, G. et al. (2012) Note: Spatial resolution of Fuji BAS-TR and BAS-SR imaging plates. *Rev. Sci. Instrum.* 83, 086103
- Kojima, S. et al. (2021) Absolute response of a Fuji BAS-TR imaging plate to low-energy protons ($<1 \text{ MeV}$). *Rev. Sci. Instrum.* 92, 033306.
- Lelasseux, V. and Fuchs J. (2020) Modelling energy deposition in TR image plate detectors for various ion types. *JINST* 15, P04002.
- Maddox, B.R. et al. (2011) High-energy x-ray backlighter spectrum measurements using calibrated image plates. *Rev. Sci. Instrum.* 82, 023111.

-
- Mančić, A. et al. (2008) Absolute calibration of photostimulable image plate detectors used as (0.5–20 MeV) high-energy proton detectors. *Rev. Sci. Instrum.* 79, 073301.
- Meadowcroft, A.L. et al. (2008) Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for x-ray diagnostics. *Rev. Sci. Instrum.* 79, 113102.
- Nishiuchi, M. et al. (2020) Ion species discrimination method by linear energy transfer measurement in Fujifilm BAS-SR imaging plate. *Rev. Sci. Instrum.* 91, 093305.
- Rabhi, N. et al. (2016) Calibration of imaging plates to electrons between 40 and 180 MeV. *Rev. Sci. Instrum.* 87, 053306.
- Rabhi, N. et al. (2017) Calibration of imaging plate detectors to mono-energetic protons in the range 1-200 MeV. *Rev. Sci. Instrum.* 88, 113301.
- Rosenberg, M.J. et al. (2019) Image-Plate Sensitivity to X Rays at 2 to 60 keV. *Rev. Sci. Instrum.* 90, 013506.
- Strehlow, J. et al. (2019) The response function of Fujifilm BAS-TR imaging plates to laser-accelerated titanium ions. *Rev. Sci. Instrum.* 90, 083302.
- Tanaka, Kazuo A. et al. (2005) Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer. *Rev. Sci. Instrum.* 76, 013507.
- Thoms, M. (1997) The dynamic range of X-ray imaging with image plates. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 389, 4377440.
- Won, J. et al. (2021) Monte Carlo Study of Imaging Plate Response to Laser-Driven Aluminum Ion Beams. *Appl. Sci.* 11, 820.

Laserbeschleunigte Elektronen

- Alfven, H. (1938) On the motion of cosmic rays in interstellar space. *Phys. Rev.* 55, 425.
- Andreev, N.E. et al. (2016) Electron acceleration at grazing incidence of a subpicosecond intense laser pulse onto a plane solid target. *Laser and Particle Beams.* 34: 115–122.
- Arefiev, A.V. et al. (2012) Parametric Amplification of Laser-Driven Electron Acceleration in Underdense Plasma. *PRL.* 108, 145004.
- Arefiev, A.V. et al. (2014) New mechanisms for generating super-ponderomotive electrons in laser-irradiated targets. ArXiv: 1409.0403.
- Arefiev, A.V. et al. (2016) Beyond the ponderomotive limit: Direct laser acceleration of relativistic electrons in sub-critical plasmas. *Physics of Plasmas.* 23, 056704.
- Chen, H., Wilks, S.C. et al. (2005) Hot electron energy distributions from ultra-intense laser solid interactions. *Physics of Plasmas.* LLNL-JRNL-407653.

- Chen, H. et al. (2009) Hot electron energy distributions from ultra-intense laser solid interactions. *Physics of Plasmas*. 16, 020705.
- Clayton, C.E. et al. (2010) Self-guided laser wakefield acceleration beyond 1 GeV using ionization-induced injection. *Phys. Rev. Lett.* 105, 105003.
- King, P.M. et al. (2021) Predominant contribution of direct laser acceleration to high-energy electron spectra in a low-density self-modulated laser wakefield accelerator. *Phys. Rev. Accel. Beams*. 24, 011302.
- Kumar, P. et al. (2020) Evolution of the self-injection process in the transition of an LWFA from self-modulation to blowout regime. arXiv:2008.12157.
- Liseykina, T. et al. (2015) Collisionless absorption, hot electron generation, and energy scaling in intense laser target interaction. *Physics of Plasmas*. 22, 033302.
- Lobok, M.G. et al. (2018) Optimization of electron acceleration by short laser pulses from low-density targets. *Plasma Phys. Control. Fusion*. 60, 084010.
- Lobok, M.G. et al. (2019) Effective production of gammas, positrons, and photonuclear particles from optimized electron acceleration by short laser pulses in low-density targets. *Phys. Plasmas*. 26, 123107.
- Ma, T. et al. (2012) Hot electron temperature and coupling efficiency scaling with prepulse for cone-guided fast ignition. *PRL*. 108, 115004.
- Mangles, S.P.D. et al. (2005) Electron acceleration in cavitated channels formed by a petawatt laser in low-density plasma. *PRL*. 94, 245001.
- Mora, P., Antonsen, T. M. (1996) Electron cavitation and acceleration in the wake of an ultraintense, self-focused laser pulse. *Physical Review E*. 53(3), R2068–R2071
- Mora, P., Quesnel, B. (1998) Comment on “Experimental Observation of Electrons Accelerated in Vacuum to Relativistic Energies by a High-Intensity Laser. *Physical Review Letters*. 80(6), 1351–1351.
- Nilson, P.M. et al. (2011) Scaling hot-electron generation to long-pulse, high-intensity laser–solid interactions. *Phys. Plasmas*. 18, 056703.
- Pugachev, L.P. et al. (2016) Acceleration of electrons under the action of petawatt-class laser pulses onto foam targets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 829: 88-93.
- Pugachev, L.P. and Andreev N.E. (2019) Characterization of accelerated electrons generated in foams under the action of petawatt lasers. *J. Phys.: Conf. Ser.* 1147, 012080.
- Pukhov, A. et al. (1999) Particle acceleration in relativistic laser channels. *Physics of Plasmas*. 6, 2847.

-
- Pukhov, A. (2003) Strong field interaction of laser radiation. *Rep. Prog. Phys.* 66: 47–101.
- Pukhov, A. et al (2004) The Bubble regime of laser-plasma acceleration: monoenergetic electrons and the scalability. *Plasma Phys. Control. Fusion.* 46 B179.
- Quesnel, B., Mora P. (1998) Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum. *Phys. Rev. E.* 58, 3719.
- Rosmej, O.N. et al. (2019) Interaction of relativistically intense laser pulses with long-scale near critical plasmas for optimization of laser based sources of MeV electrons and gamma-rays. *New J. Phys.* 21 043044.
- Rosmej, O.N., Gyrdymov, M. et al. (2020) High current well-directed beams of super-ponderomotive electrons for laser driven nuclear physics applications. *Plasma Phys. Control. Fusion.* 62 115024.
- Rusby, D.R. et al. (2015) Measurement of the angle, temperature and flux of fast electrons emitted from intense laser–solid interactions. *Journal Plasma Phys.* 81, 475810505.
- Shaw, J.L. et al. (2016) Satisfying the direct laser acceleration resonance condition in the a laser wakefield accelerator. *AIP Conference Proceedings.* 1777, 040014.
- Shaw, J.L. et al. (2021) Microcoulomb ($0.7 \pm 0.4/0.2 \mu\text{C}$) laser plasma accelerator on OMEGA EP. *Scientific Reports.* 11, 7498.
- Startsev, E. A., McKinstrie, C. J. (1997) Multiple scale derivation of the relativistic ponderomotive force. *Physical Review E.* 55(6), 7527–7535.
- Tanimoto, T. et al. (2009) Measurements of fast electron scaling generated by petawatt laser systems. *Physics of Plasmas.* 16, 062703.
- Tavana, P., Bukharskii N., Gyrdymov M. et al. (2023) Ultra-high efficiency bremsstrahlung production in the interaction of direct laser-accelerated electrons with high-Z material. *Front. Phys., Sec. Nuclear Physics.* 11, 1178967.
- Tikhonchuk, V.T. (2002) Interaction of a beam of fast electrons with solids. *Phys. Plasmas* 9, 1416.
- Vranic, M. et al. (2018) Extremely intense laser-based electron acceleration in a plasma channel. *Plasma Phys. Control. Fusion.* 60, 034002.
- Wilks, S.C. et al. (1992) Absorption of ultra-intense laser pulses. *Phys. Rev. Lett.* 69, 1383.
- Willingale, L. et al. (2013) Surface waves and electron acceleration from high-power, kilojoule-class laser interactions with underdense plasma. *New J. Phys.* 15, 025023.
- Willingale, L. et al. (2018) The unexpected role of evolving longitudinal electric fields in generating energetic electrons in relativistically transparent plasmas. *New J. Phys.* 20, 093024.

Lasergetriebene Protonen- und Ionenbeschleunigung

- Afshari, M. et al. (2020) Proton acceleration via the TNSA mechanism using a smoothed laser focus. *AIP Advances*. 10, 035023.
- Bulanov, S. V. et al. (2007) Comment on “Collimated multi-MeV ion beams from high-intensity laser interactions with underdense plasma”. *PRL*. 98, 049503.
- Daido, H. et al. (2012) Review of laser-driven ion sources and their applications. *Rep. Prog. Phys.* 75, 056401.
- Esirkepov, T. et al. (2004) Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime. *Phys. Rev. Lett.* 92, 175003.
- Fiuza, F. et al. (2012) Laser-driven shock acceleration of monoenergetic ion beams. *Phys. Rev. Lett.* 109, 215001.
- Fuchs, J. et al. (2007) Comparative spectra and efficiencies of ions laser-accelerated forward from the front and rear surfaces of thin solid foils. *Physics of Plasmas*. 14, 053105.
- Gao, Y. (2020) High repetition rate laser driven proton source and a new method of enhancing acceleration. PhD Thesis. Ludwig-Maximilians-Universität in München.
- Green, J.S. et al. (2014) High efficiency proton beam generation through target thickness control in femtosecond laser-plasma interactions. *Appl. Phys. Lett.* 104, 214101.
- Haberberger, D. et al. (2011) Collisionless shocks in laser-produced plasma generate monoenergetic high-energy proton beams. *Nature Physics*. 8, 95–99.
- Hegelich, B.M. et al. (2006) Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams. *Nature*. 439, 441–444.
- Hegelich, B.M. et al. (2013) Laser-driven ion acceleration from relativistically transparent nanotargets. *New J. Phys.* 15, 085015.
- Hornung, J. et al. (2020) Enhancement of the laser-driven proton source at PHELIX. *High Power Laser Science and Engineering*. 8, e24.
- Iwawaki, T. et al. (2021) Backward-ion acceleration in critical density plasmas. *Research Square*.
- Ma, W.J. et al. (2019) Laser acceleration of highly energetic carbon ions using a double-layer target composed of slightly underdense plasma and ultrathin foil. *PRL*. 122, 014803.
- Macchi, A. et al. (2013) Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction. *Reviews of Modern Physics*. 85(2), 751-793.
- Mariscal, D. et al. (2019) First demonstration of ARC-accelerated proton beams at the National Ignition Facility. *Phys. Plasmas*. 26, 043110.

-
- Mora, P. (2003) Plasma Expansion into a Vacuum. *Phys. Rev. Lett.* 90, 185002.
- Morrison, J.T. (2018). MeV proton acceleration at kHz repetition rate from ultra-intense laser liquid interaction. *New J. Phys.* 20, 022001.
- Nishiuchi, M., Dover, N.P. et al. (2020) Dynamics of laser-driven heavy-ion acceleration clarified by ion charge states. *Phys. Rev. Research.* 2, 033081.
- Park, J. et al. (2019) Ion acceleration in laser generated megatesla magnetic vortex. *Phys. Plasmas.* 26, 103108.
- Passoni, M. and Lontano M. (2008) Theory of light-ion acceleration driven by a strong charge separation. *Phys. Rev. Lett.* 101, 115001.
- Passoni, M. et al. (2013) Advances in target normal sheath acceleration theory. *Phys. Plasmas.* 20, 060701.
- Perego, C. et al. (2011) Extensive comparison among Target Normal Sheath Acceleration theoretical models. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.* 653, 89-93.
- Prencipe, I. et al (2021) Efficient laser-driven proton and bremsstrahlung generation from cluster-assembled foam targets. *New J. Phys.* 23, 093015.
- Pukhov, A. (2001) Three-Dimensional Simulations of Ion Acceleration from a Foil Irradiated by a Short-Pulse Laser. *Phys Rev Lett.* 86, 3562-5.
- Raffestin, D. et al. (2021) Enhanced ion acceleration using the high-energy petawatt PETAL laser. *Matter Radiat. Extremes.* 6, 056901.
- Reichwein, L., Pukhov, A., Büscher, M. (2022) Acceleration of spin-polarized proton beams via two parallel laser pulses. arXiv: 2201.11534.
- Robinson, A.P.L. et al. (2012) Hole-boring radiation pressure acceleration as a basis for producing high-energy proton bunches. *Plasma Physics and Controlled Fusion.* 54, 115001.
- Roth, M. and Schollmeier M. (2016) Ion Acceleration—Target Normal Sheath Acceleration. Published by CERN in the Proceedings of the CAS-CERN Accelerator School: Plasma Wake Acceleration, Geneva, Switzerland, 23–29 November 2014, edited by B. Holzer, CERN-2016-001 (CERN, Geneva, 2016).
- Schreiber, J. et al. (2006) Analytical model for ion acceleration by high-intensity laser pulses. *PRL.* 97, 045005.
- Scisiò, M. et al. (2022) High sensitivity Thomson spectrometry: analysis of measurements in high power picosecond laser experiments. *JINST.* 17, C01055.
- Stockem, A. et al. (2013) Relativistic generalization of formation and ion-reflection conditions in electrostatic shocks. *Phys. Rev. E.* 87, 043116.

- Wilks, S.C. et al. (2001) Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions. *Phys. Plasmas*. 8, 542.
- Willingale, L. et al. (2006) Collimated multi-MeV ion beams from high-intensity laser interactions with underdense plasma. *PRL*. 96, 245002.
- Willingale, L. et al. (2009) Characterization of high-intensity laser propagation in the relativistic transparent regime through measurements of energetic proton beams. *Phys. Rev. Lett.* 102, 125002
- Willingale, L. et al. (2011) High-power, kilojoule laser interactions with near-critical density plasma. *Phys. Plasmas*. 18, 056706.
- Yin, L. et al. (2007) Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets. *Phys. Plasmas*. 14, 056706.
- Yin, L. et al. (2011) Break-out afterburner ion acceleration in the longer laser pulse length regime. *Physics of Plasmas*. 18, 063103.
- Yogo, A. et al. (2017) Boosting laser-ion acceleration with multi-picosecond pulses. *Scientific Reports*. 7, 42451.
- Zeil, K. et al. (2010) The scaling of proton energies in ultrashort pulse laser plasma acceleration. *New Journal of Physics*. 12, 045015.
- Zheng, F.L. et al. (2013) Preplasma effects on the generation of high-energy protons in ultraintense laser interaction with foil targets. *Physics of Plasmas*. 20, 123105.
- Ziegler, T. et al. (2021) Proton beam quality enhancement by spectral phase control of a PW-class laser system. *Scientific Reports*. 11, 7338.
- Zimmer, M. et al. (2021) Analysis of laser-proton acceleration experiments for development of empirical scaling laws. *Phys. Rev. E*. 104, 045210.

Röntgenstrahlung

- Albert, F. et al. (2013) Angular Dependence of Betatron X-Ray Spectra from a Laser-Wakefield Accelerator. *PRL*. 111, 235004.
- Albert, F. et al. (2014) Measuring the angular dependence of betatron x-ray spectra in a laser-wakefield accelerator. *Plasma Phys. Control. Fusion*. 56, 08401.
- Albert, F. et al. (2017) Observation of Betatron X-Ray Radiation in a Self-Modulated Laser Wakefield Accelerator Driven with Picosecond Laser Pulses. *PRL*. 118, 134801.
- Albert, F. et al. (2018) Betatron x-ray radiation from laser-plasma accelerators driven by femtosecond and picosecond laser systems. *Physics of Plasmas*. 25, 056706.

-
- Albert, F. et al. (2019) Betatron x-ray radiation in the self-modulated laser wakefield acceleration regime: prospects for a novel probe at large scale laser facilities. *Nucl. Fusion*. 59 032003.
- Arefiev, A.V. et al. (2014) New mechanisms for generating super-ponderomotive electrons in laser-irradiated targets. arXiv:1409.0403v1.
- Arhatari, B.D. et al. (2017). Elemental Contrast X-ray Tomography Using Ross Filter Pairs with a Polychromatic Laboratory Source. *Scientific Reports*. 7, 218.
- Cipiccia, S. et al. (2011) Gamma-rays from harmonically resonant betatron oscillations in a plasma wake. *Nature Physics*. 7: 867-871
- Esarey, E. (2002) Synchrotron radiation from electron beams in plasma-focusing channels. *Physical Review E*. 65, 056505.
- Ferri, J. et al. (2016) Electron acceleration and generation of high-brilliance x-ray radiation in kilojoule, subpicosecond laser-plasma interactions. *Phys. Rev. Accel. Beams*. 19, 101301.
- Fontaine, A. et al. (2013) Effects of electron recirculation on a hard x-ray source observed during the interaction of a high intensity laser pulse with thin Au targets. *Physics of Plasmas*. 20, 123111.
- Fourmaux, S. et al. (2011) Demonstration of the synchrotron-type spectrum of laser-produced betatron radiation. *New J. Phys.* 13, 033017.
- Glinec, Y. et al. (2008) Direct observation of betatron oscillation in a laser-plasma electron accelerator. *EPL*. 81, 64001.
- Günther, M.M. et al. (2022) Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense γ -ray and neutron sources for nuclear application and science. *Nature Communication*. 13 170.
- Hannasch, A. et al. (2021) Compact spectroscopy of keV to MeV X-rays from a laser wakefield accelerator. *Scientific Report*. 11, 14368.
- Henke, B.L. et al. (1993) X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E = 50\text{-}30000$ eV, $Z=1\text{-}92$. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 54(2), 181-342. https://henke.lbl.gov/optical_constants/
- Huang, T.W. et al. (2016) Characteristics of betatron radiation from direct-laser-accelerated electrons. *Physical Review E*. 93, 063203.
- Huang, T.W. et al. (2019) Highly efficient laser-driven Compton gamma-ray source. *New J. Phys.* 21, 013008.

- Hubbell, J.H. and Seltzer, S.M. (1996) X-Ray Mass Attenuation Coefficients (NIST Standard Reference Database 126). <https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients>
- Khutoretsky I.V. (1995). Design of an optimal Ross filter system for x-ray spectra measurements in the range of 8.98–88 keV. *Rev. Sci. Instrum.* 66, 773.
- King, P.M. et al. (2019) X-ray analysis methods for sources from self-modulated laser wake-field acceleration driven by picosecond lasers. *Rev. Sci. Instrum.* 90, 033503.
- Kneip, S. et al. (2008) Observation of Synchrotron Radiation from Electrons Accelerated in a Petawatt-Laser-Generated Plasma Cavity. *PRL.* 100, 105006.
- Lee, H.C. et al. (2010) Analytic theory for betatron radiation from relativistic electrons in ion plasma channels with magnetic field. *Physics of Plasmas.* 17, 113109.
- Lemos, N. et al. (2019) X-ray sources using a picosecond laser driven plasma accelerator. *Physics of Plasmas.* 26, 083110.
- H.G.J. Moseley M.A. (1914) LXXX. The high-frequency spectra of the elements. *Part II, Philosophical Magazine.* Series 6, 27:160, 703-713.
- Paroli, B., Potenza, M.A.C. (2017) Radiation emission processes and properties: synchrotron, undulator and betatron radiation. *Advances in Physics: X.* 2, 979-1004.
- Phuoc, K. Ta et al. (2012) All-optical Compton gamma-ray source. *Nature Photonics.* 6, 308-311.
- Rosmej, O.N. et al. (2021) Bright betatron radiation from direct laser-accelerated electrons at moderate relativistic laser intensity. *Matter Radiat. Extremes.* 6, 048401.
- Rousse, A. et al. (2004) Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic Laser-Plasma Interaction. *Phys. Rev. Lett.* 93, 135005.
- Schnell, M. et al. (2015) Characterization and application of hard x-ray betatron radiation generated by relativistic electrons from a laser-wakefield accelerator. *J. Plasma Physics,* 81, 475810401.
- Shen, X.F. et al. (2021) Bright betatron x-rays generation from picosecond laser interactions with long-scale near critical density plasmas. *Appl. Phys. Lett.* 118, 134102.
- Shou, Y. et al. (2022) Brilliant femtosecond-laser-driven hard X-ray flashes from carbon nanotube plasma. *Nature Photonics.*
- Tavana, P. et al. (2023) Ultra-high efficiency bremsstrahlung production in the interaction of direct laser-accelerated electrons with high-Z material. *Front. Phys., Sec. Nuclear Physics.* 11, 1178967.

Schaum: Struktur, Eigenschaften, Erzeugung des NCD-Plasmas

- Borisenko, N.G. et al. (2007) Particular features of the transmission of laser radiation with wavelength $0.438\ \mu\text{m}$ and intensity $(3-7)\cdot 10^{14}\ \text{W/cm}^2$ through an undercritical plasma from polymer aerogels. *Journal of Russian Laser Research*. 28, 6.
- Borisenko, N.G. and Merkuliev, Y.A. (2010) Preheating of a target by laser radiation through plasma and polymer aerogel. *Journal of Russian Laser Research*. 31, 3.
- Borisenko, L.A. et al. (2014) Solid low-density target structure influence on heavy ion stopping in plasma. *Preprint*. 13.
- Borisenko, N.G. et al. (2020) “Noisy” low-density targets that worked as bright emitters under laser illumination. *J. Phys.: Conf. Ser.* 1692, 012026.
- Chen, S.N. et al. (2016) Density and temperature characterization of long-scale length, near-critical density controlled plasma produced from ultra-low density plastic foam. *Scientific Reports*. 6, 21495.
- Cipriani, M. et al. (2018) Laser-supported hydrothermal wave in low-dense porous substance. *Laser and Particle Beams*. 36(1): 1-8.
- Depierreux, S. et al. (2009) Laser Smoothing and Imprint Reduction with a Foam Layer in the Multikilojoule Regime. *PRL*. 102, 195005.
- Fedeli, L. et al. (2018) Structured targets for advanced laser-driven sources. *Plasma Phys. Control. Fusion*. 60, 014013.
- Gus'kov, S.Yu. et al. (2011) Laser-supported ionization wave in under-dense gases and foams. *Physics of Plasmas*. 18, 103114.
- Khalenkov, A.M. et al. (2006) Experience of micro-heterogeneous target fabrication to study energy transport in plasma near critical density. *Laser and Particle Beams*. 24: 283–290.
- Nicolaï, Ph. et al. (2012) Experimental evidence of foam homogenization. *Phys. Plasmas*. 19, 113105.
- Rosmej, O.N. et al. (2015) The hydrodynamic and radiative properties of low-density foams heated by x-rays. *Plasma Phys. and Control. Fusion*. 57, 094001.
- Rosmej, O.N. et al. (2018) Generation of keV hot near-solid density plasma states at high contrast laser-matter interaction. *Physics of Plasmas*. 25, 083103.
- Tanabe, M. et al. (2008) Supersonic heat wave propagation in laser-produced underdense plasma for efficient x-ray generation. *Journal of Physics: Conference Series*. 112, 022076.

Danksagung

In erster Linie möchte ich Frau Professor Dr. Olga Rosmej meinen größten Dank aussprechen. Ohne sie hätte diese Doktorarbeit nicht zustande kommen können. Frau O.N. Rosmej hat mich stets motiviert und interessante und relevante Aufgaben gestellt, die mir sehr geholfen haben, den Forschungsbereich „Wechselwirkung des relativistischen Laserstrahls mit Schäumen“ umfassend zu verstehen. Durch Olga Rosmej hatte ich die großartige Möglichkeit, wertvolle Erfahrungen bei mehreren Experimenten am PHELIX in GSI, am JETI40 in Jena und am ABC-Laser in Frascati zu sammeln. Dadurch hatte ich die Gelegenheit, verschiedene Diagnoseverfahren zu erlernen und an Diskussionen teilzunehmen, nicht nur über Experimente, sondern auch über theoretische Interpretationen und mögliche Simulationen. Professor Dr. Olga Rosmejs breites Interesse an aktuellen Forschungen in der Plasmaphysik ermutigte mich, die vorliegende Forschungsarbeit aus verschiedenen Blickwinkeln zu betrachten und weckte mein eigenes wissenschaftliches Interesse. Dafür möchte ich Professor Dr. Olga Rosmej nochmals herzlich danken.

Forschungsgruppe von Professor Dr. Olga Rosmej

Ein weiterer Dank gilt Dr. Sero Zähler, einer Person, der ich für meine erste Erfahrung in der Forschung sehr dankbar bin. Sero hat mir sehr dabei geholfen, in die Forschung einzutauchen. Dank ihm habe ich Kenntnisse in Inventor und Python erlangt. Dadurch besitze ich nun die Fähigkeiten, Zeichnungen in Inventor zu erstellen und verschiedene Simulationen in Python durchzuführen.

Während meiner Promotion habe ich durch Besprechungen und Experimente mit meinen Kollegen PhD-Studentin Parysatis Tavana und Postdoktorand Dr. Jakub Cikhardt viele positive Erfahrungen gesammelt. Gemeinsam mit Jakub habe ich eine Ross-Filter-Diagnostik zur Messung der Betatronstrahlung im Experiment P207 (2021) entwickelt. Das Eintauchen in den Bereich der Röntgendiagnostik hat mir geholfen, weitere Schritte zur separaten Erfassung der Betatronstrahlung in den Experimenten P21-05 (2022, 2023) zu finden. Außerdem möchte ich betonen, dass ich von Jakub in der experimentellen Werkstatt der GSI viele wertvolle Tipps und Tricks gelernt habe. Diese Erfahrungen waren von unschätzbarem Wert.

Auch bin ich sehr dankbar für die Zusammenarbeit mit den Postdoktoranden Dr. Marc Günther und Dr. Alessandro Tentori, sowie PhD-Studentin Nadija Zahn in der Forschungsgruppe von Professor Dr. Olga Rosmej. Ihre Diskussionen haben zu meiner Forschungsarbeit wesentlich beigetragen.

Besonderer Dank gilt den Studenten Lorenzo Manganelli, Michael Häfner und Philipp Beloiu, mit denen die Zusammenarbeit sehr angenehm war. Lorenzo M. hat die Elektronendiagnostik am JETI40 (2021) erfolgreich getestet, Michael H. hat einen Python-Code (2022-2023) entwickelt, um die Strahlungsdosis zu rekonstruieren, und Philipp B. war unersetzlich und äußerst hilfreich während des Experiments P21-05-1 (2022).

Goethe-Universität Frankfurt

Herrn Professor Dr. Joachim Jacoby danke ich dafür, dass er mich in die Plasmaphysik-Gruppe an der Goethe-Universität aufgenommen hat. Ich bin ihm außerdem dankbar für die freundlichen Diskussionen während der Arbeitsgruppen-Seminare, sowie für die finanzielle Unterstützung während meiner mit der Forschung verbundenen Dienstreisen.

Weiterhin bin ich sehr dankbar für die Hilfe von Astrid Hergt und Laura Quist, die mich bei Bestellungen und Dienstreisen immer freundlich unterstützt haben.

Ein besonderer Dank geht an die Mechanische Werkstatt IAP der Goethe-Universität, insbesondere an Sven Reploeg, Viktor Hammer und Pascal Hartner, die stets sehr freundlich und hilfsbereit waren bei der Herstellung der verschiedenen Teile für die entwickelten Diagnostiken. Ich möchte betonen, dass sie in kürzerer Zeit eine höhere Qualität bei der Ausführung der Teile erreicht haben. Von Sven habe ich zudem viele Tipps und Empfehlungen bezüglich der Zeichnungen in Inventor erhalten, wofür ich sehr dankbar bin.

Dr. Marcus Iberler ist ein äußerst freundlicher Mensch, der immer bereit ist, bei technischen Fragen zu helfen. Dank Marcus habe ich viel über die technischen Besonderheiten einer Vakuum-Pumpe gelernt.

GSI in Darmstadt

Zuerst möchte ich Herrn Professor Dr. Vincent Bagnoud herzlich für sein freundliches Verhalten und die finanzielle Unterstützung während meiner Forschung am ABC-Laser in Frascati und während des Hirscheegg-Workshops 2023 danken. Durch seinen Vorschlag hatte ich die Gelegenheit, während des Experiments P213 (2021) am PHELIX die Rolle des Experiment-Koordinators zu übernehmen, was eine wertvolle Erfahrung für mich war.

Weiterhin bin ich Dr. Jonas B. Ohland dankbar für die Einladung zur Teilnahme am Experiment I020 (2021) am PHELIX. In diesem Experiment hatte ich die Möglichkeit, eine Protonendiagnostik zu testen und weitere Schritte zur Entwicklung dieser Diagnostik durchzuführen.

Ich möchte auch der Forschungsgruppe von Professor Dr. Thomas Kühl meinen Dank aussprechen für die Möglichkeit, in ihrem Experiment P21-05 (2022, 2023) teilzunehmen. Insbesondere gilt mein Dank Pascal Boller, PhD-Student, und Rene Kalla, Master-Student. Während dieser Experimente hatte ich die Gelegenheit, ein neues modifiziertes Magnet-spektrometer zu testen und weitere Messungen zur Auswertung der Röntgenstrahlung durchzuführen. Zudem konnte ich wertvolle Erfahrungen zur Optimierung der Elektronenbeschleunigung durch Laserparameter sammeln.

Ein herzlicher Dank geht an Dr. Paul Neumayer, der seine Erfahrungen bezüglich des IP-Scanners mit mir geteilt und mir bei der Kalibrierung zwischen verschiedenen Scannern geholfen hat. Ebenso danke ich den Studenten von Herrn Dr. Neumayer, Dr. Artem Martynenko, Postdoktorand, und Leonard Wegert, PhD-Student, für die Zusammenarbeit in den Experimenten und zahlreiche Gespräche.

Ein besonderer Dank gilt Frau Diana Lang, die immer bereit ist, verschiedene Fragen zu beantworten und mir bei verschiedenen Unterlagen sehr geholfen hat.

Ich möchte mich auch beim PHELIX-Team bedanken, insbesondere bei Dr. Christian Brabetz, Dr. Jonas Hornung, Dr. Bernhard Zielbauer und Dr. Stefan Götte, für die produktive und effektive Zusammenarbeit während der Strahlzeiten P176 (2019), P207 & P213 (2021) und P21-05 (2022, 2023), P22-48 (2023).

Ein spezieller Dank geht an die Biophysikerinnen Dr. Daria Boscolo und Dr. Martina Fuss, mit denen wir das Experiment zum FLASH-Effekt P213 (2021) am PHELIX durchgeführt haben. Während dieser Zeit hatte ich eine gute Erfahrung in der Rolle eines Experiment-Koordinators und bin meinen Kollegen für die freundliche und produktive Zusammenarbeit sehr dankbar.

Kollaborationen mit anderen Forschungsgruppen

Ich bedanke mich für einige Gespräche mit den theoretischen Physikern aus Düsseldorf, Professor Dr. Alexander Pukhov und Dr. Xiaofei Shen.

Einen großen Dank möchte ich Professor Dr. Nikolay Andreev (RAS) aussprechen für seine Vorlesungen über theoretische Grundlagen in der Plasmaphysik und für eine Reihe von Empfehlungen bei den Berechnungen.

Ich danke Professor Dr. Sergey Gus'kov (RAS) und Dr. Rafael Yakhin (FIAN) für die Gespräche über hydrodynamische Simulationen, die mir sehr geholfen haben, einige experimentelle Ergebnisse zu interpretieren.

Ein besonderer Dank gilt den PhD-Studenten Alexei Skobliakov und Nikolai Bukharskii, die mir bei einigen Fragen zu Geant4-Simulationen sehr geholfen haben. Die Zusammenarbeit mit ihnen war interessant und produktiv.

Weiterhin möchte ich mich bei Frau Dr. Nataliya Borisenko für die Zusammenarbeit bei Experimenten am PHELIX in Darmstadt und am ABC-Laser in Frascati bedanken. Die Kollaboration mit Frau N.G. Borisenko war von Eintracht geprägt, und daher waren die Gespräche mit ihr sehr freundlich und nützlich.

Ich bedanke mich bei meinen Kollegen aus Jena, mit denen ich eine anspruchsvolle und zugleich produktive Erfahrung während eines fünfwöchigen Experiments am JETI40 gesammelt habe. Insbesondere möchte ich Dr. Daniil Kartashov, Dr. Robert Loetzsch und dem PhD-Studenten Ehsan Zadeh für die interessante Zusammenarbeit danken.

Ich hatte eine wertvolle Erfahrung bei einem Experiment am ABC-Laser in Frascati, Italien. Ich möchte meinen italienischen Kollegen, insbesondere Professor Dr. Fabrizio Consoni, Dr. Massimiliano Scisciò, Dr. Mattia Cipriani, G. Di Giorgio und anderen, für die Zusammenarbeit danken.

HGS-HIRe

Ich möchte den Organisatoren der wissenschaftlichen Schule HGS-HIRe danken, insbesondere dem Koordinator dieser Schule, Dr. Gerhard Burau, für die Bereitstellung sehr hilfreicher Kurse. Mein besonderer Dank gilt Emma Ford, Linda Butler, Lewis Nelson, Lesley Hudd und Steve Hutchinson für die professionell gestalteten Soft-Skills-Trainings im Oktober 2021, Mai 2022 und November 2023. Durch diese Trainings habe ich viel gelernt, was ich im Leben anwenden kann.

Freunde

Meinen lieben Mitbewohnern Abdi, Hodan und Boris, die mich seit mehreren Jahren begleiten, möchte ich meinen Dank aussprechen. Dank ihnen herrscht immer eine ruhige und harmonische Atmosphäre zuhause. Ich habe mich immer wohl gefühlt und konnte fleißig an meiner Doktorarbeit arbeiten und Forschungsschritte überdenken.

Ich bedanke mich bei meinen Freunden aus Mainz: Luca, Misha, Detlef und Tatjana, für ihre Unterstützung und unsere langjährige Freundschaft. Ich habe viele glückliche Stunden mit ihnen verbracht.

I would like to express my special thanks to my language tandem partners Houtan (Canada), Dan (Poland), Sumeet (Germany), and Juana (Singapore). I had regular Zoom meetings with my friends and had the opportunity to discuss various topics and improve my English skills. My friends had a lot of patience to listen to my presentations in English. As a result, over the past three years, I have improved my language proficiency from basic to good communication skills. I am truly proud of myself and grateful to my friends.

Außerdem möchte ich meinen langjährigen Freunden Tim Neidig, Jonathan Stindl, Michael Eichberg, David Leemüller und Keiwan Jamaly danken, mit denen ich einen langen Studienweg und viele Jahre Freundschaft geteilt habe. Insbesondere bedanke ich mich bei Jonathan Stindl für seine hilfreiche Empfehlungen und Korrekturen meiner deutschen Texte und bei Tim Neidig für zahlreiche Gespräche.

Ich möchte meinem guten Freund Dr. Artur Schall danken, der immer freundlich und hilfsbereit war. Er hat mich mehrfach unterstützt und interessante Gespräche mit mir geführt.

Familie

Zum Schluss möchte ich meiner Familie, insbesondere meinen geliebten Eltern Vladimir Gyrdaymov und Elena Gyrdaymova, einen großen Dank aussprechen. Sie haben mich immer unterstützt und wertvolle Ratschläge gegeben. Sie haben mich ermutigt, mich in der Forschung zu engagieren, und dafür bin ich ihnen sehr dankbar.

Schließlich möchte ich meiner geliebten Schwester Anna Fedjakova danken, obwohl es leider nicht mehr möglich ist, ihr persönlich meinen Dank auszusprechen, da sie aufgrund einer schweren Krankheit diese Welt verlassen hat. Dennoch bin ich sicher, dass sie stolz auf mich und meine Forschungen wäre. Sie hat mich immer unterstützt und geholfen.