

---

---

# **Elektronenspektroskopie im Fundamentalprozess der Elektron-Kern-Bremsstrahlung**

---

---

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften  
vorgelegt beim Fachbereich 07

(Mathematik und Informatik, Physik, Geographie)

der Justus-Liebig-Universität Giessen

von

Pierre-Michel Hillenbrand

aus Giessen

Institut für Atom- und Molekülphysik  
Justus-Liebig-Universität Giessen

Juli 2013

Dekan: Prof. Dr. P.J. Klar  
1. Gutacher: Prof. Dr. A. Müller  
2. Gutacher: Prof. Dr. S. Hagmann

# Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Fundamentalprozess der Elektron-Kern-Bremsstrahlung in inverser Kinematik am Experimentier-Speicherring ESR der GSI untersucht. Am Beispiel des Stoßsystems  $U^{88+} + N_2$  bei 90 MeV/u wurde gezeigt, dass sich in inverser Kinematik Koinzidenzmessungen zwischen dem gestreuten Elektron und dem emittierten Photon durchführen lassen für den Fall, in dem das einlaufende Elektron nahezu seine gesamte kinetische Energie an das Bremsstrahlungsphoton überträgt. Die Sensitivität auf den Fundamentalprozess wurde durch die Messung dreifach-differentieller Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Emissionswinkels des Photons und des gestreuten Elektrons sowie der Energie des gestreuten Elektrons erreicht. Die Optik des dazu verwendeten magnetischen Elektronenspektrometers wurde im Rahmen dieser Arbeit grundsätzlich überarbeitet und den experimentellen Anforderungen entsprechend optimiert. Durch die Analyse verschiedener Koinzidenzen war es möglich, bei diesem Stoßsystem für das Elektronenspektrum neben dem Beitrag des radiativen Elektroneneinfangs ins Projektilkontinuum auch die Beiträge des nichtradiativen Elektroneneinfangs ins Projektilkontinuum und der Projektilionisation ins Kontinuum zu bestimmen. Die experimentellen Ergebnisse wurden für jeden Prozess mit theoretischen Modellen verglichen. Die Elektronenspektren für den radiativen und den nichtradiativen Elektroneneinfang ins Projektilkontinuum geben in ihrem Verlauf deutlich die von der Theorie vorhergesagte entgegengesetzte Asymmetrie wieder. Darüber hinaus wurden auch Elektronenspektren für  $U^{28+}$  in Stößen mit verschiedenen Gasen gemessen.

## Abstract

Within the scope of this thesis the fundamental process of electron-nucleus bremsstrahlung was studied in inverse kinematics at the Experimental Storage Ring ESR at GSI. For the system  $U^{88+} + N_2$  at 90 MeV/u it was shown, that by using inverse kinematics coincidence measurements between the scattered electron and the emitted photon can be performed for the case, in which the incoming electron transfers almost all of its kinetic energy onto the emitted photon. The sensitivity to the fundamental process could be achieved by measuring triple differential cross sections as a function of the emission angle of the photon and the scattered electron as well as the energy of the scattered electron. The optics of the magnetic electron spectrometer used were thoroughly revised and optimized to the experimental requirements. Analyzing different coincidences in this collision system, it was possible to determine the contributions to the electron distribution arising from radiative electron capture to the projectile continuum, nonradiative electron capture to the projectile continuum and electron loss to the projectile continuum. The experimental results of each of these processes were compared to theoretical calculations. The electron spectra for the radiative and the nonradiative electron capture to continuum clearly reproduce the opposite asymmetry predicted by theory. Furthermore electron spectra for collisions of  $U^{28+}$  with different gases were measured.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Physikalische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1. Radiative- und Nichtradiative Rekombination . . . . .	6
2.2. Projektilionisation . . . . .	15
2.3. Weitere Streuprozesse mit Elektronenemission . . . . .	16
2.4. Grundlagen der Bremsstrahlung . . . . .	18
2.5. Theorie der Bremsstrahlung . . . . .	25
2.6. Kinematik und Lorentztransformation . . . . .	31
2.7. Feldionisation . . . . .	36
<b>3. Beschleunigeranlage</b>	<b>39</b>
3.1. Primärstrahlkette . . . . .	39
3.2. Experimentierspeicherring . . . . .	41
<b>4. Strahloptik des Spektrometers</b>	<b>47</b>
4.1. Transfermatrizen . . . . .	48
4.2. Anforderungen an ein Spektrometer . . . . .	53
4.3. Eigenschaften der Spektrometernagnete . . . . .	55
4.4. Mögliche Konfigurationen . . . . .	57
4.5. Realisiertes Spektrometer . . . . .	60
<b>5. Experimenteller Aufbau</b>	<b>63</b>
5.1. Microchannelplate-Detektor . . . . .	64
5.2. Halbleiterdetektoren . . . . .	66
5.3. Hallsonden . . . . .	68
5.4. Datenaufnahme . . . . .	68
5.5. Ansteuerung . . . . .	70

---

<b>6. Stoßsystem <math>U^{88+} + N_2</math></b>	<b>71</b>
6.1. Röntgenspektren . . . . .	73
6.2. Ortsspektren des Elektronendetektors . . . . .	77
6.3. Analyse experimenteller Wirkungsquerschnitte . . . . .	78
6.4. Energieverteilung der Elektronen für den ELC . . . . .	82
6.5. Energieverteilung der Elektronen für den RECC . . . . .	85
6.6. Winkelverteilung der Photonen für den RECC . . . . .	92
6.7. Energieverteilung der Photonen für den RECC . . . . .	93
6.8. Energieverteilung der Elektronen für den ECC . . . . .	94
6.9. Zusammensetzung des Elektronencusp . . . . .	96
<b>7. Stoßsysteme <math>U^{28+} + H_2, N_2, Xe</math></b>	<b>99</b>
<b>8. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>103</b>
<b>A. Berechnung der Gastargetflächendichte</b>	<b>105</b>

# 1. Einleitung

Als *Albert Einstein* 1905 seine Beschreibung des Photoelektrischen Effektes veröffentlichte [1], wurde zum ersten Mal klar, dass sich gewisse Eigenschaften des Lichtes nicht durch eine kontinuierlich im Raum propagierende Welle, sondern eher durch ein lokalisiertes Teilchen mit einer festen Energie beschreiben lässt. Wird ein Elektron aus einem Atom durch Absorption eines Photons herausgelöst, so besitzt das freiwerdende Elektron anschließend eine kinetische Energie  $E_{\text{kin}}$ , die sich aus der Energie des absorbierten Photons  $E_\gamma$  und der Bindungsenergie des Elektrons  $E_B < 0$  (Austrittsarbeit) ergibt:

$$E_{\text{kin}} = E_\gamma - |E_B|. \quad (1.1)$$

Diese Erkenntnis *Einsteins* trug maßgeblich zur Entwicklung der Quantenmechanik bei, und wurde 1921 mit dem Nobelpreis gewürdigt. Der photoelektrische Effekt, mittlerweile als Photoionisation bezeichnet, hat bis heute seine Faszination nicht verloren und hat sich zu einer elementaren Methode entwickelt, um atomare Strukturen zu untersuchen. Aber auch der zeitinverse Prozess, die radiative Rekombination bzw. der radiative Elektroneneinfang, wurde mittlerweile intensiv studiert: Hier wird ein Elektron in ein (hochgeladenes) Ion eingefangen und dabei ein Photon emittiert (s. Kap. 2.1.1). Die Energie dieses Photons ergibt sich aus der kinetischen Energie des Elektrons vor der Rekombination und der Bindungsenergie des Elektrons im Endzustand:

$$E_\gamma = E_{\text{kin}} + |E_B|. \quad (1.2)$$

Die Tatsache, dass diese Prozesse nur quantenmechanisch, d.h. nicht durch die klassische Elektrodynamik beschrieben werden können, bedeutet ja, dass sie nur mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit stattfinden, also nicht-deterministisch sind. Quantenmechanisch lassen sich Wirkungsquerschnitte berechnen, die besagen, dass statistisch gesehen im Mittel der betrachtete Prozess genau dann stattfindet, wenn das Projektilteilchen das Targetteilchen innerhalb einer berechneten Querschnittsfläche passiert. Die Wirkungsquerschnitte können abhängig sein von Parametern wie der Stoßenergie und dem Streuwinkel und werden in barn angegeben (1 barn =  $10^{-24}$  cm<sup>2</sup>). Zum Vergleich: Der geometrische Querschnitt  $\pi r_B^2$  der ersten Bohrschen Bahn mit dem Radius  $r_B$  für nacktes Uran beträgt etwa 10 kbarn und der der zweiten Bohrschen Bahn etwa 170 kbarn.

Ein quantenmechanisches System zeichnet sich typischerweise dadurch aus, dass für einen gegebenen Anfangszustand unter Einfluss einer Wechselwirkung mehrere mögliche Endzustände bestehen. Während die elastische Streuung eines Elektrons im Coulombfeld eines Kerns, die Rutherford-Streuung, mit seinem wohldefinierten

Endzustand klassisch hergeleitet werden kann, erfordert die entsprechende inelastische Streuung, bei der das Elektron im Coulombfeld einen Teil seiner kinetischen Energie verliert, eine quantenmechanische Beschreibung. Denn dieser Prozess kann entweder mit oder ohne Emission eines Photons geschehen. Ohne Photon wird die freiwerdende Energie als Rückstoßimpuls auf den Kern übertragen, mit Emission eines Photons handelt es sich um den Prozess der Elektron-Kern-Bremsstrahlung. Durch die Bremsstrahlung gibt das einlaufende Elektron einen Teil seiner Energie  $E_i = E_{\text{kin}}$  an das emittierte Photon  $E_\gamma$  ab und besitzt im Endzustand die Energie  $E_f$  mit

$$E_\gamma = E_i - E_f. \quad (1.3)$$

Im Bild der klassischen Elektrodynamik hingegen emittiert jedes Elektron, das eine Beschleunigung erfährt, ein Photon. Somit würde jedes Elektron, das an einem Kern elastisch oder inelastisch gestreut wird und dadurch seine Trajektorie und/oder seine kinetische Energie ändert, ein Photon emittieren.

Es zeigt sich, dass der Fall, in dem das gestreute Elektron seine gesamte kinetische Energie an das Photon abgibt, aus mehreren Gründen von besonderem Interesse ist. Besitzt das Elektron im Endzustand keine Energie  $E_f = 0$ , so befindet es sich genau am Übergang von einem Bremsstrahlungsprozess, der sich durch  $E_f > 0$  auszeichnet, zu einem Einfang in einen gebundenen Zustand mit  $E_f = E_B < 0$ . Beide Prozesse, die Bremsstrahlung und der radiative Elektroneneinfang, besitzen bis zu diesem Übergang einen endlichen Wirkungsquerschnitt, der kontinuierlich vom Elektroneneinfang in gebundene Zustände zum Elektroneneinfang in Kontinuumszustände übergeht. Dies ist in den entsprechenden Röntgenspektren ersichtlich, und entspricht auch in etwa der Intuition. Die Äquivalenz der Bremsstrahlung am hochenergetischen Endpunkt und der radiativen Rekombination am Rydberglimit  $n \rightarrow \infty$  wurde zuerst von *Fano et al.* diskutiert [2, 3, 4], eine analytische Begründung wird in *Yin et al.* gegeben [5]. Während der Elektroneneinfang in gebundene Zustände mittlerweile experimentell und theoretisch untersucht und verstanden wurde, sind übereinstimmende experimentelle und theoretische Analysen des Elektroneneinfangs in Kontinuumszustände selten (s. Kap. 2.1.2). Einen Vergleich zwischen Berechnungen zum Wirkungsquerschnitt am hochenergetischen Ende der Bremsstrahlung und einer Extrapolation des radiativen Elektroneneinfangs in gebundene Zustände  $n \rightarrow \infty$  zeigen *Surzhykov und Yerokhin* [6].

Aus theoretischer Sicht ist dieses Problem für eine geringe Energie im Endzustand  $E_f > 0$  besonders herausfordernd. So zeigt sich, dass beispielsweise die Born'sche Näherung in diesem Problem nur für relativistische Geschwindigkeiten des Elektrons im Endzustand  $\beta_f > \alpha Z$  gültig ist und nicht den endlichen Wirkungsquerschnitt am hochenergetischen Endpunkt der Bremsstrahlung reproduzieren kann (s. Kap. 2.5.1). Aber auch komplexere Theorien unter Verwendung von Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen geben zwar einen endlichen Wirkungsquerschnitt am hochenergetischen Endpunkt an, sind aber strenggenommen nur für niedrige Kernladungszahlen  $\alpha Z \ll 1$  gültig (s. Kap. 2.5.2). Eine exakte Berechnung ist durch eine Lösung der Dirac-Gleichung mit Hilfe von Partialwellenzerlegungen möglich (s. Kap. 2.5.3).

Diese Rechnungen wiederum sind mit erheblichem numerischem Aufwand verbunden, der stark mit der Energie des auslaufenden Elektrons ansteigt. Somit ist eine Messung des Bremsstrahlungsprozesses an hochgeladenen Ionen unter der Bedingung, dass das Elektron im Endzustand (fast) keine Energie besitzt, ein anspruchsvoller Test der Theorie, insbesondere wenn die untersuchten Wirkungsquerschnitte dreifach-differentiell im Streuwinkel des Elektrons, dem Emissionswinkel des Bremsstrahlungsphotons und in der Energie des Elektrons oder Photons sind. Dies wird dann als Fundamentalprozess der Elektron-Kern-Bremsstrahlung bezeichnet [7].

Experimentell unterliegt eine solche Untersuchung gewissen Herausforderungen. Wird ein energetisches Elektron an einem Target hoher Kernladungszahl gestreut, so ist es nur dann nachweisbar, wenn es nach der Streuung mit einer endlichen Energie das Target verlässt. Im Fall  $E_f \approx 0$  ist also in solchen klassischen Bremsstrahlungsexperimenten keine Koinzidenzmessung zwischen dem gestreuten Elektron und dem emittierten Photon möglich (s. Kap. 2.4.1). In einem neuen Ansatz wird daher das Problem in inverser Kinematik untersucht. Dabei werden hochgeladene Ionen an (quasi-freien) Elektronen gestreut. Gestreute Elektronen, die im Projektilsystem im Endzustand die Energie  $E'_f \approx 0$  besitzen, können dann im Laborsystem unter Vorwärtswinkeln mit der Geschwindigkeit des Projektils  $v_p \approx v_e$  beobachtet werden (s. Kap. 2.4.3). Zum Vergleich von derartigen experimentellen Wirkungsquerschnitten mit theoretischen Wirkungsquerschnitten, die typischerweise im Projektilsystem berechnet werden, ist eine Lorentz-Transformation ins Laborsystem notwendig (s. Kap. 2.6.1).

Experimente mit hochgeladenen Schwerionen bis zu vollständig ionisiertem  $U^{92+}$  können an Anlagen wie dem Experimentier-Speicherring ESR der GSI durchgeführt werden (s. Kap. 3). Der Speicherring erlaubt es, hochgeladene Ionen für einen Zeitraum von Minuten zu speichern und dabei mit einem Überschall-Gasjet-Target zu kreuzen. Dadurch sind Experimente unter wohldefinierten Bedingungen bei weitaus höherer Luminosität möglich, als es für Single-Pass-Experimente der Fall ist. Während bei typischen Atomphysik-Experimenten am ESR die am Gastarget emittierten Photonen in Koinzidenz mit umgeladenen Projektilen beobachtet werden, wurden in diesem Experiment zusätzlich die in Vorwärtsrichtung emittierten Elektronen untersucht.

Das dafür verwendete magnetische Elektronenspektrometer besteht aus der Anordnung Dipol-Quadrupoltriplett-Dipol und wurde erstmals im Rahmen der Arbeit von *Nofal* [8] in Betrieb genommen. Darauf aufbauend wurde im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit das alte Quadrupoltriplett durch ein neues eisenfreies, und damit hysterese freies Quadrupoltriplett ersetzt. In diesem Zusammenhang wurde die Optik des Spektrometers intensiv analysiert und optimiert, um für das Bremsstrahlungsexperiment die bestmöglichen instrumentellen Bedingungen zu bieten (s. Kap. 4).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden dann zwei Strahlzeiten am Experimentierspeicherring ESR durchgeführt und analysiert. In der ersten Strahlzeit wurde ein  $U^{88+}$ -Projektilstrahl verwendet, in der zweiten ein  $U^{28+}$ -Projektilstrahl. Der Schwerpunkt wird hier auf Strahlzeit mit  $U^{88+}$  gelegt. Mit dem Ziel, sowohl die Elektro-

nenverteilung als auch die Photonenwinkelverteilung des Bremsstrahlungsprozesses am hochenergetischen Ende zu messen, wurden neben dem Elektronenspektrometer fünf Röntgendetektoren und die Umladungsdetektoren für Projektionisation und -rekombination verwendet. Die experimentellen Details zu den Detektoren und der Datenaufnahme erklärt Kap. 5.

Durch Analyse der verschiedenen Koinzidenzen von Elektronen, Photonen und umgeladenen Projektilen war es möglich, für den Elektronencusp die Beiträge der Prozesse ELC (Projektionisation), RECC (Radiativer Elektroneneinfang ins Projektilkontium) und ECC (Nichtradiativer Elektroneneinfang ins Projektilkontium) zu bestimmen. Für den hochenergetischen Endpunkt der Bremsstrahlung, der in inverser Kinematik dem RECC entspricht, konnten durch Messung der Elektronenenergieverteilung für verschiedene Photonenwinkel dreifach-differentielle Wirkungsquerschnitte bestimmt werden. Durch die experimentellen Daten wurde die theoretisch vorhergesagte entgegengesetzte Asymmetrie der ECC- und der RECC-Verteilungen bestätigt. Die Resultate der Messungen und ihre Analyse zeigt Kap. 6.

In einem weiteren Experiment wurde mit dem selben experimentellen Aufbau die durch Projektionisation dominierte Energieverteilung der Cusp-Elektronen in Stößen von  $U^{28+}$  mit verschiedenen Gasen vermessen, die Ergebnisse zeigt Kap. 7.

## 2. Physikalische Grundlagen

Im Folgenden wird zunächst ein Überblick über einige atomphysikalische Prozesse gegeben, die im Zusammenhang mit energetischen Stößen hochgeladener Ionen an Atomen relevant sind. Mögliche Observablen sind dabei Winkel- und Energieverteilungen emittierter Photonen, Elektronen und umgeladener Projektile. Die Prozesse werden in diesem Kapitel phänomenologisch eingeführt, im Kontext der Bremsstrahlung werden dann verschiedene Theorien im darauffolgenden Kapitel dargestellt.

Folgende Konvention sei hier festgehalten: Die kinetische Energie des Projektils  $E_p$  pro Massenzahl  $A$  wird in MeV/u angegeben. Ein Elektron, das dieselbe Geschwindigkeit wie dieses Projektil besitzt, hat eine kinetische Energie  $E_{\text{kin}}$ , die in keV angegeben wird:

$$E_{\text{kin}} = \frac{m_e}{u} E_p \quad (2.1)$$

bzw. mit Einheiten

$$E_{\text{kin}}[\text{keV}] = \frac{1}{1.823} E_p[\text{MeV/u}]. \quad (2.2)$$

Zum Einstieg zeigt Abb. 2.1 das Energieniveauschema von wasserstoffähnlichem  $\text{U}^{91+}$ . Dargestellt sind die Energieniveaus der K- und L-Schale, wie sie sich aus

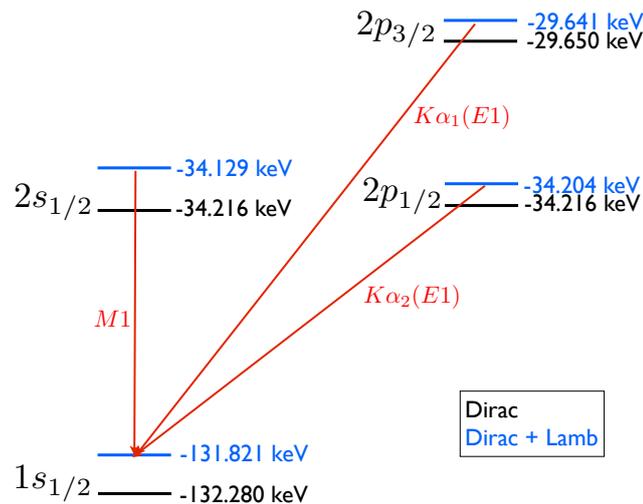


Abb. 2.1.: Energieniveauschema von H-ähnlichem  $\text{U}^{91+}$  nach Dirac und inkl. Lamb-Verschiebung (Energien aus [9]).

Ladungszustand	Konfiguration	Grundzustand	Ionisationsenergie	Referenz
U <sup>91+</sup>	1s	<sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>	131.821 keV	[9]
U <sup>90+</sup>	1s <sup>2</sup>	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>	129.570 keV	[10]
U <sup>89+</sup>	1s <sup>2</sup> 2s	<sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>	32.836 keV	[11]
U <sup>88+</sup>	1s <sup>2</sup> 2s <sup>2</sup>	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>	32.370 keV	[12]
U <sup>87+</sup>	1s <sup>2</sup> 2s <sup>2</sup> 2p <sub>1/2</sub>	<sup>2</sup> P <sub>1/2</sub>	31.640 keV	[12]

Tab. 2.1.: H- bis B-ähnliches Uran: die Ionisationsenergie entspricht der Bindungsenergie des am schwächsten gebundenen Elektrons.

der Dirac-Gleichung ergeben, und die Niveaus unter Beachtung der Korrekturen der Quanten-Elektrodynamik (QED). Die Lamb-Verschiebung wirkt sich mit etwa 460 eV für U<sup>91+</sup> am stärksten auf das 1s<sub>1/2</sub>-Niveau aus. Die genaueste Messung dazu wurde von *Gumberidze et al.* durchgeführt [13]. Für die L-Schale sind die Korrekturen durch die QED geringer, jedoch wird hier die Entartung des 2s<sub>1/2</sub>- und des 2p<sub>1/2</sub>-Niveaus aufgehoben.<sup>1</sup> Ausgehend von H-ähnlichem Uran ändern sich für Mehrelektronensysteme beim Auffüllen der Schalen die Energieniveaus geringfügig aufgrund der Abschirmung des Kerns durch die Innerschalenelektronen, wie Tab. 2.1 zeigt.<sup>2</sup>

## 2.1. Radiative- und Nichtradiative Rekombination

Die experimentelle Infrastruktur des ESR bietet ideale Bedingungen, um Streuprozesse von hochgeladenen Ionen an Atomen und an Elektronen zu untersuchen. Meist wird hier der Schwerpunkt auf Rekombinationsprozesse gelegt. Rekombinationsprozesse werden zum einen an freien Elektronen am Elektronenkühler untersucht, zum anderen an gebundenen Elektronen am Gastarget.

### 2.1.1. Rekombination ohne Beobachtung eines Elektrons

Für Rekombinationsprozesse hochgeladener Ionen an **freien Elektronen** wird zwischen radiativer Rekombination (RR)

$$A^{q+} + e^{-} \rightarrow A^{(q-1)+} + n\gamma \quad (2.3)$$

und dielektronischer Rekombination (DR)

$$A^{q+} + e^{-} \rightarrow [A^{(q-1)+}]^{**} \rightarrow A^{(q-1)+} + n\gamma \quad (2.4)$$

unterschieden. Bei der radiativen Rekombination wird die freiwerdende Energie durch ein oder mehrere Photonen abgestrahlt, bei der dielektronischen Rekombi-

<sup>1</sup>Die Lambverschiebung beschreibt genau genommen einen Teil der QED-Effekte, wird aber auch synonym für alle Korrekturen zur Dirac-Energie verwendet.

<sup>2</sup>Tabelle nach <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/ionEnergy.html>

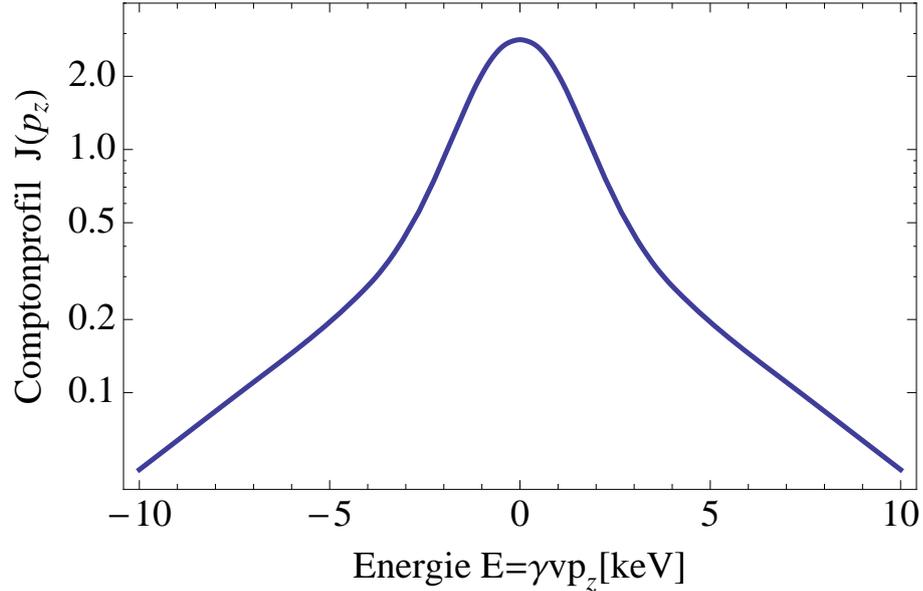


Abb. 2.2.: Compton-Profil von Stickstoff bei 90 MeV/u, normiert auf 7, die Anzahl der Elektronen im Stickstoff, nach [14]. Zu erkennen ist der im Zentrum dominante Beitrag der  $L$ -Elektronen und der in den Flanken dominante Beitrag der  $K$ -Elektronen.

nation wird die freiwerdende Energie zur resonanten Anregung eines Innerschalen-elektrons verwendet. Dieser Zustand kann sich dann wiederum zeitverzögert durch die Emission von Photonen stabilisieren. Der zeitinverse Prozess zum RR ist die Photoionisation und der zeitinverse Prozess zur DR ist die resonante Photoionisation.

Für Experimente zur Rekombination an freien Elektronen wird ein Elektronentarget verwendet, bei dem ein Elektronenstrahl entlang einer Wechselwirkungszone mit dem Projektilstrahl überlagert wird (s. Kap. 3.2.1 zum Elektronenkühler). Observablen sind neben den emittierten Photonen insbesondere die umgeladenen Projektionen. Elektronentargets bieten typischerweise wohldefinierte Elektronenenergien, so dass für den resonanten DR-Prozess hochaufgelöste Spektren aufgenommen werden können (z.B. *Brandau et al.* [15]).

Rekombinationsprozesse hochgeladener Ionen an Atomen niedriger Kernladungszahl werden oft als Stöße an **quasi-freien Elektronen** betrachtet. Dies ist dann der Fall, wenn die Bindungsenergie des Elektrons im Targetatom  $E_B^T$  klein gegenüber der kinetischen Elektronenenergie  $E_{\text{kin}}$  ist. Die Bindungsenergie des Targetelektrons kann dann zwar vernachlässigt werden, jedoch besitzen die Elektronen eine intrinsische Impulsverteilung, das sog. Compton-Profil. Die Impulsverteilung ergibt sich aus der Wellenfunktion im Impulsraum, d.h. der fouriertransformierten Ortswellenfunktion. Tabellierte Compton-Profile finden sich in [14]. Das Beispiel eines Compton-Profils für Stickstoff bei einer Projektilenergie von 90 MeV/u zeigt Abb. 2.2.

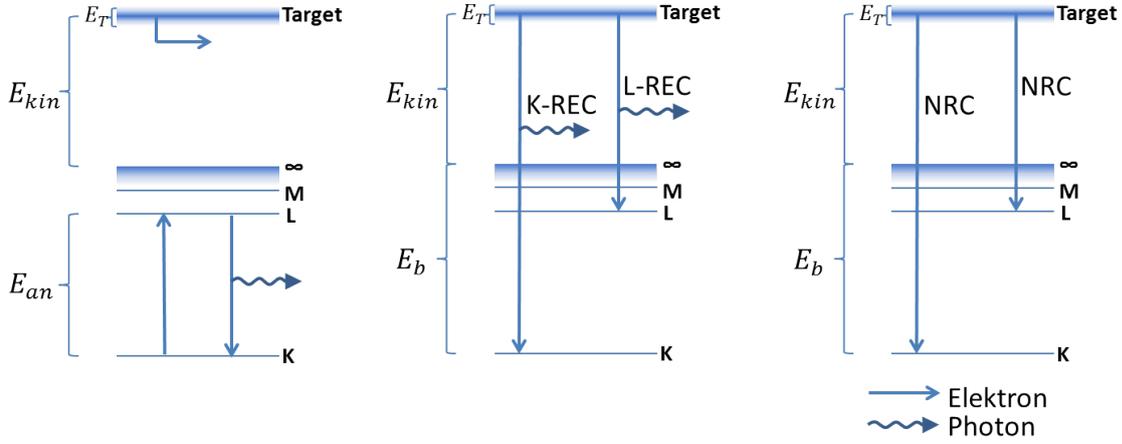
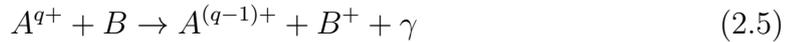


Abb. 2.3.: Links: Anregung, Mitte: REC, Rechts: NRC.

Aufgrund des Compton-Profiles lassen sich am Gastarget also keine hochaufgelösten Rekombinationsspektren aufnehmen. Dafür bietet das Gastarget eine um Größenordnungen höhere Elektronendichte im Wechselwirkungspunkt als ein Target freier Elektronen. Diese kann erreicht werden, obwohl das Gastarget den Projektilstrahl rechtwinklig kreuzt, während der Elektronenstrahl z.B. beim Elektronenkühler mit dem Ionenstrahl parallel überlagert wird. So bietet sich auch nur am Gastarget die Möglichkeit, Winkelverteilungen für die emittierten Photonen zu messen.

Bei Rekombinationsprozessen an quasi-freien Elektronen wird zwischen radiativem Elektroneneinfang (*Radiative Electron Capture, REC*)



und nichtradiativem Elektroneneinfang (*Nonradiative Electron Capture, NRC*)



unterschieden (vgl. Abb. 2.3). Beim **radiativen Einfang** in einen gebundenen Zustand (K-Schale, L-Schale,...) mit der Energie  $E_f = E_B^P$  des Projektils wird die freiwerdende Energie durch ein Photon der Energie  $E_\gamma$  abgestrahlt.

$$E_\gamma = E_{\text{kin}} + |E_f| - \gamma|E_i| + \gamma\vec{v}\vec{p}_i \quad (2.7)$$

Beispiele für Bindungsenergien  $E_f$  bei Uran wurden in Tab. 2.1 gegeben. Der Lorentzfaktor  $\gamma$  ist zur Transformation der Targetenergien  $E_i = E_B^T$  in das Projektilsystem notwendig. Während die Energien  $E_{\text{kin}}$ ,  $E_i$  und  $E_f$  wohldefiniert sind, wird die Energieverteilung der Photonen durch das Compton-Profil  $\gamma\vec{v}\vec{p}_i = \gamma v p_z$ , also durch die Projektion der Impulsverteilung der Targetelektronen auf die Projektilgeschwindigkeit  $\vec{v}$  aufgeweitet. Das Maximum der Verteilung liegt bei

$$E_\gamma = E_{\text{kin}} + |E_f| - \gamma|E_i|. \quad (2.8)$$

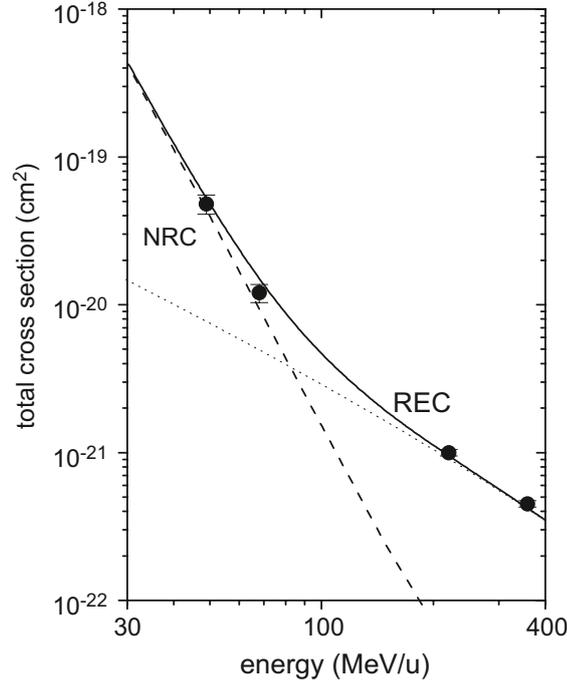


Abb. 2.4.: Totaler Wirkungsquerschnitt für den radiativen und nichtradiativen Elektroneneinfang in Stöße eines  $U^{92+}$ -Projektils mit einem  $N_2$ -Target [17].

Der Wirkungsquerschnitt für REC skaliert etwa linear mit der Ordnungszahl des Targetatoms  $\sim Z_T$ , aber stark mit der Projektilkernladungszahl  $\sim Z_P^5$  [16].

Beim **nichtradiativen Einfang** wird keine Energie durch ein Photon abgestrahlt. Dadurch ist dieser Prozess nur unter der Bedingung

$$E_{\text{kin}} + |E_f| = \gamma|E_i| + \gamma\vec{v}\vec{p}_i \quad (2.9)$$

möglich. Die Energiebilanz kann nur bei niedrigen kinetischen Energien  $E_{\text{kin}}$  für große Impulse  $p_i$ , also hochenergetische Komponenten des Compton-Profiles erfüllt werden. Diese hochenergetischen Komponenten des Compton-Profiles besitzen nur Targetelektronen mit hohen Bindungsenergien, also Innerschalenelektronen in Atomen höherer Ordnungszahl  $Z_T$ . Dadurch ergibt sich eine starke Skalierung des NRC  $\sim Z_T^5$ . Auch die Energieabhängigkeit von REC und NRC, wie in Abb. 2.4 lässt sich so erklären: Während im unteren Energiebereich der nichtradiative Einfang dominiert, ist im hochenergetischen Bereich der radiative Einfang dominant.

Insbesondere der REC-Prozess und die Winkelverteilung der REC-Photonen wurde für hochgeladene Ionen sowohl experimentell von *Stöhlker et al.* [17, 18, 19], als auch theoretisch von *Eichler et al.* [20, 16] umfangreich untersucht. Das Beispiel eines hochaufgelösten Röntgenspektrums gibt Abb. 2.9. Die Untersuchungen zeigten, dass für das Photon die Winkelverteilung in Abhängigkeit des Emissionswinkels  $\vartheta_\gamma$  im Laborsystem in erster Näherung proportional  $\sim \sin^2 \vartheta_\gamma$  ist, relativistische Effekte höhere Ordnung jedoch zu einem endlichen Wirkungsquerschnitt

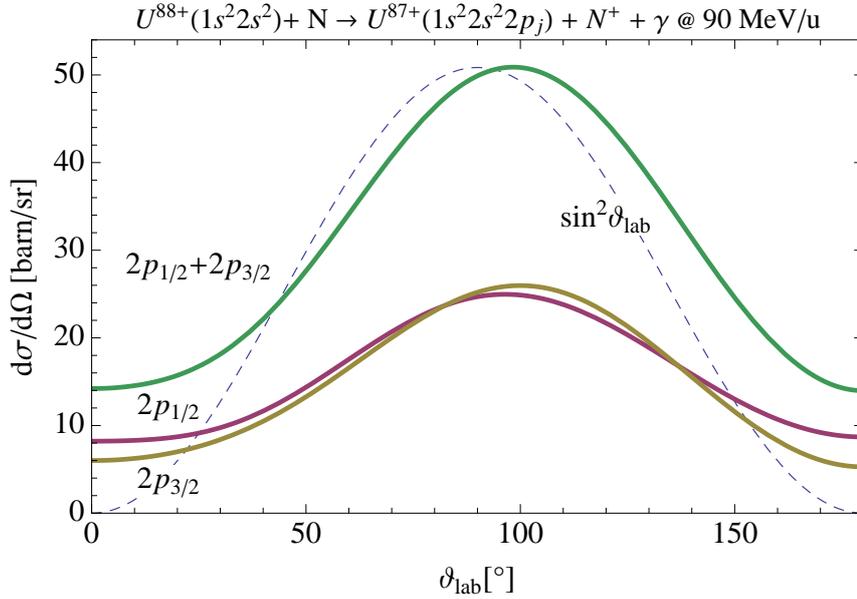
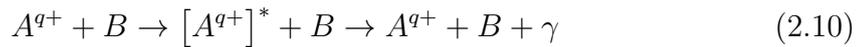


Abb. 2.5.: Wirkungsquerschnitt des L-REC differentiell im Beobachtungsraumwinkel  $d\Omega$  in Abhängigkeit des Emissionswinkel im Laborsystem  $\vartheta_{lab}$  für das im Bremsstrahlungsexperiment untersuchte Stoßsystem [23].

für Streuwinkeln (anti)parallel zum Projekttilstrahl führen. Durch die umfangreichen Tests der Theorien auf Basis von Dirac-Wellenfunktionen können diese nun als richtig angenommen werden. Tabellierte Wert finden sich in [21] bzw. [22]. So können andersherum theoretische Winkelverteilungen wie in Abb. 2.5 als Normierung für Röntgendetektoreffizienzen und Beobachtungsraumwinkel verwendet werden.

Zur Vollständigkeit sei hier auch die **Projektilanregung**



genannt. Die Anregung eines nicht vollständig ionisierten Projekttils im Stoß mit einem Targetatom findet dominant durch das Coulomb-Potential der Targetkerns statt. Ist die kinetische Energie  $E_{kin}$  des Projekttils höher als die Anregungsenergie von einem besetzten Projekttilzustand  $E_i$  in einen unbesetzten Zustand  $E_f$ , also

$$E_{kin} > E_f - E_i, \quad (2.11)$$

so ist auch eine Anregung des Projekttils durch ein Elektron des Targetatoms möglich. Die Mechanismen entsprechen denen der in Kap. 2.2 beschriebenen Projekttilionisation. Die Anregung durch das Coulomb-Potential des Kerns skaliert mit der Targetkernladungszahl wie  $Z_T^2$ , während die Anregung durch die Targetelektronen mit  $Z_T$  skaliert. Typischerweise folgt darauf unmittelbar eine Relaxation, und das dabei emittierte Photon kann beobachtet werden. Experimente zur Coulombanregung von H- und He-ähnlichen Projekttilen an leichten Gastargets wurden von *Gumberidze et al.* mit Au-Ionen [24] und mit U-Ionen [25] durchgeführt.

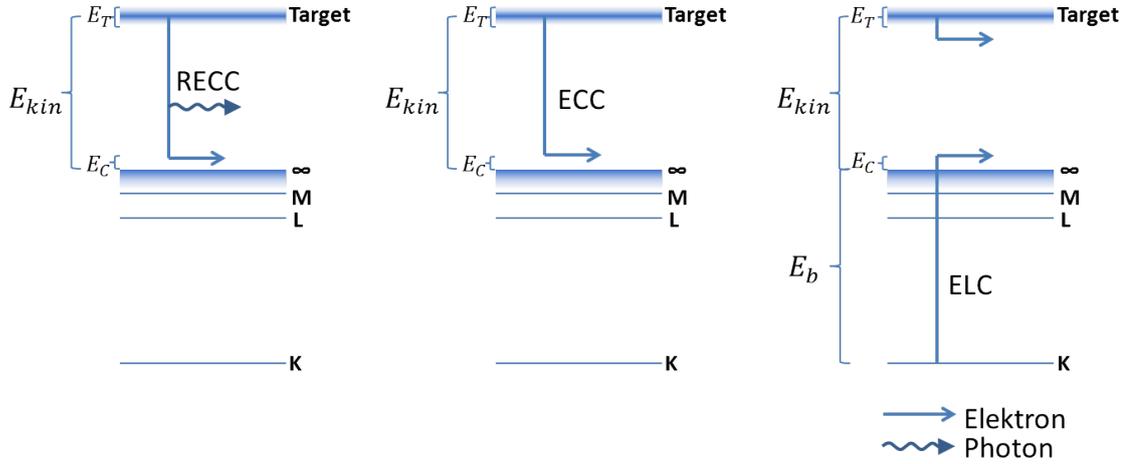
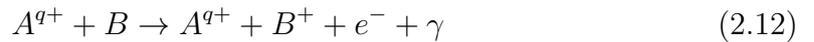


Abb. 2.6.: Links: RECC, Mitte: ECC, Rechts: ELC.

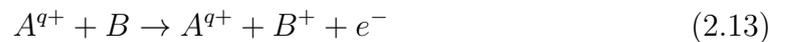
### 2.1.2. Rekombination unter Beobachtung eines Elektrons

Wird neben den umgeladenen Projektilen und den emittierten Photonen die weitere Observable der emittierten Elektronen hinzugenommen, ergibt sich eine Fülle von zu beobachtenden atomphysikalischen Prozessen.

Besonders groß ist der Wirkungsquerschnitt für die Emission von Elektronen mit einer Geschwindigkeit  $v_e$ , die etwa der Projektilgeschwindigkeit  $v_p \approx v_e$  entspricht, *Cusp*-Elektronen genannt. Diese Elektronen werden vom Targetatom in das Kontinuum des Projektils eingefangen und besitzen dann im Projektilsystem eine geringe kinetische Energie. Analog zum radiativen und nichtradiativen Einfang eines Elektrons in einen gebundenen Projekttilzustand wird der **radiative Einfang ins Projekttilkontinuum**



mit RECC (*radiative electron capture to continuum*) und der **nichtradiative Einfang ins Projekttilkontinuum**



mit ECC (*electron capture to continuum*), auch *coulomb capture* oder *mechanical electron capture*, bezeichnet (vgl. Abb. 2.6). Die Skalierung der Wirkungsquerschnitte mit der Projektilenergie für den Einfang ins Kontinuum entsprechen etwa denen für den Einfang in gebundene Zustände, wie Abb. 2.7(a) zeigt.

Aufgrund seines hohen Wirkungsquerschnittes bei niedrigen Projektilenergien wurde der ECC schon früh mit der Entwicklung der Elektronenspektroskopie von *Rudd et al.* in niederenergetischen Stößen von Protonen an Helium entdeckt [28] und von *Macek* [29] theoretisch interpretiert. Umfangreiche Rechnungen wurden dann von *Jakubaßa-Amundsen* zum Vergleich von ECC und RECC durchgeführt [30]. Einen

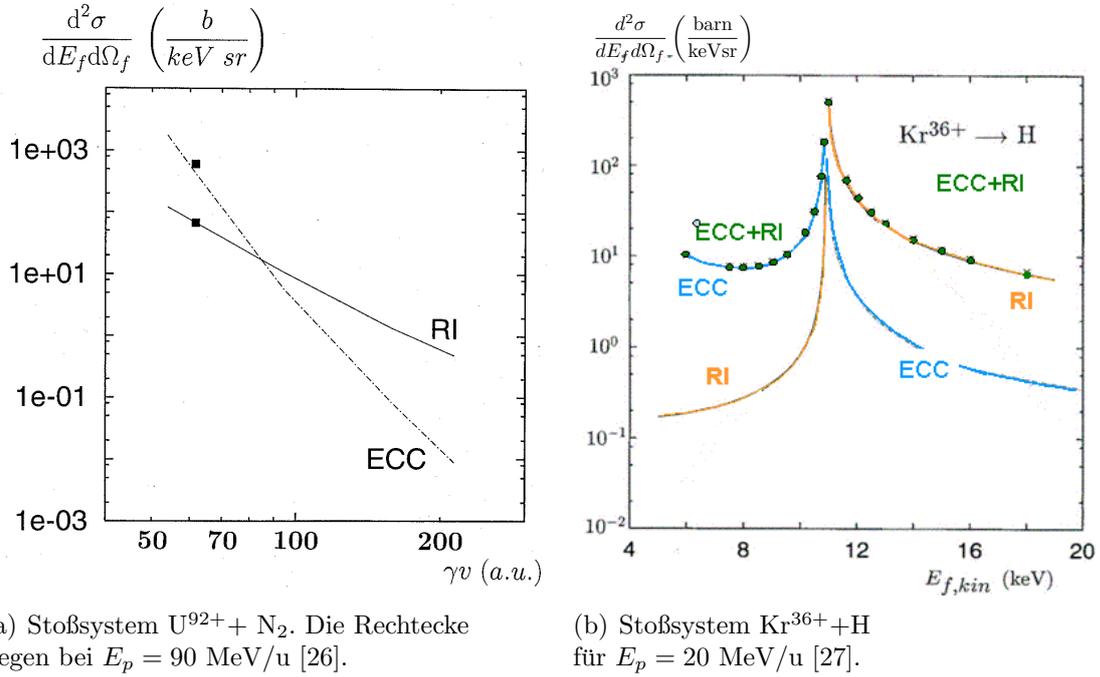


Abb. 2.7.: Wirkungsquerschnitte für RECC (hier RI genannt) und ECC, differenziell in Elektronenenergie und -raumwinkel unter Vorwärtsemission  $\vartheta_e = 0^\circ$ .

Überblick gibt [26]. Dort wird der RECC mit *Radiative Ionization*, *RI* bezeichnet. Die verwendete Theorie wird in Kap. 2.5.2 näher erläutert.

Abb. 2.7(b) zeigt die Energieverteilung der Elektronen, die in Strahlrichtung, also unter Vorwärtswinkeln emittiert werden. Zu erkennen ist die charakteristische Form der Verteilung, der Elektronen-Cusp. Wie in Kap. 2.6 dargestellt ist das Maximum, bzw. die Divergenz der Verteilung unter einem Streuwinkel von  $\vartheta_e = 0^\circ$  und der Elektronengeschwindigkeit gleich der Projektilgeschwindigkeit  $v_e = v_p$  eine Folge der Lorentztransformation vom Projektilsystem ins Laborsystem. Zu erkennen ist die entgegengesetzte Asymmetrie beider Prozesse und die Dominanz des ECC-Wirkungsquerschnittes unterhalb des Maximums, bzw. die Dominanz des RECC oberhalb des Cusps. Die anschauliche Erklärung dieses Verhaltens ist die folgende (s. [26, Kap. 2.3]): Beim RECC wird die durch den Einfang des Targetelektrons ins Projektilkontinuum  $E'_f$  freiwerdende Energie auf das emittierte Photon übertragen. Das Targetelektron entstammt im Ursprungszustand dominant aus dem Maximum des Compton-Profiles und damit aus dem Bereich minimaler Bindungsenergie  $E_i^T$ . Das leicht gebundene Targetelektron wird vom Coulomb-Potential des hochgeladenen Projektils angezogen. Der große Streuwinkel im Projektilsystem führt zu einer Vorwärtsemission im Laborsystem. Durch Energieerhaltung führt die Zunahme der Elektronenenergie  $E'_f$  zu einer Abnahme der Energie des Photons  $E'_\gamma$ . Der minimale Impulsübertrag  $q_{min}^{RECC}$  auf den Targetkern ist mit der Projektilgeschwindigkeit  $v$  im

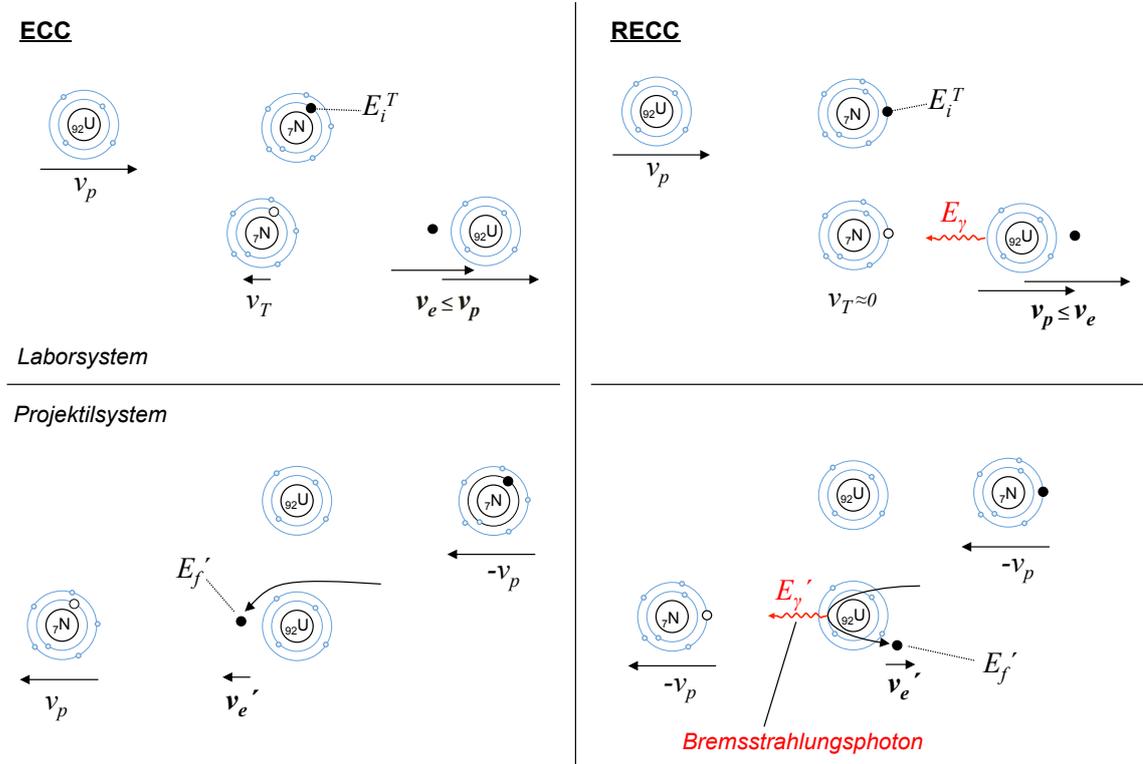


Abb. 2.8.: Schema zum Vergleich von ECC und RECC.

Projektilsystem [26, Kap. 2.3]:

$$q_{min}^{RECC} = \frac{1}{\gamma v} |E_f' + E_\gamma' - \gamma E_i^T| \quad (2.14)$$

Für den ECC bietet sich nicht der Freiheitsgrad der Energie des emittierten Photons. Die freiwerdende Energie kann allein im Rückstoßimpuls des Targetkerns deponiert werden. Um diesen Impulsübertrag minimal zu halten entstammt das Targetelektron aus den Ausläufern des Comptonprofils und bringt bereits eine hohe Energie mit. Da keine weitere Energie abgegeben werden kann, kann das Elektron nicht im Coulomb-Potential des Projektils beschleunigt werden und das Projektil "überholen". Das Targetelektron wird zwar vom Projektil angezogen, bleibt aber hinter diesem. Der minimale Impulsübertrag ist hier eine Funktion des Impulses  $p_z$  des Targetelektrons aus dem Comptonprofil [26, Kap. 2.3]:

$$q_{min}^{ECC} = \left| \frac{1}{\gamma v} (E_f' - \gamma E_i^T) + p_z \right| \quad (2.15)$$

Abb. 2.8 veranschaulicht diesen Mechanismus. Hier wird auch deutlich, wie der RECC und die Bremsstrahlung zusammenhängen: Im Projektilsystem fliegt ein (quasi-freies) Elektron auf das Projektil zu und wird unter Emission eines Photons im Coulomb-Feld des hochgeladenen Kerns gestreut. Die maximale Energie bekommt das Bremsstrahlungsphoton dann, wenn das Elektron im Projektilsystem im

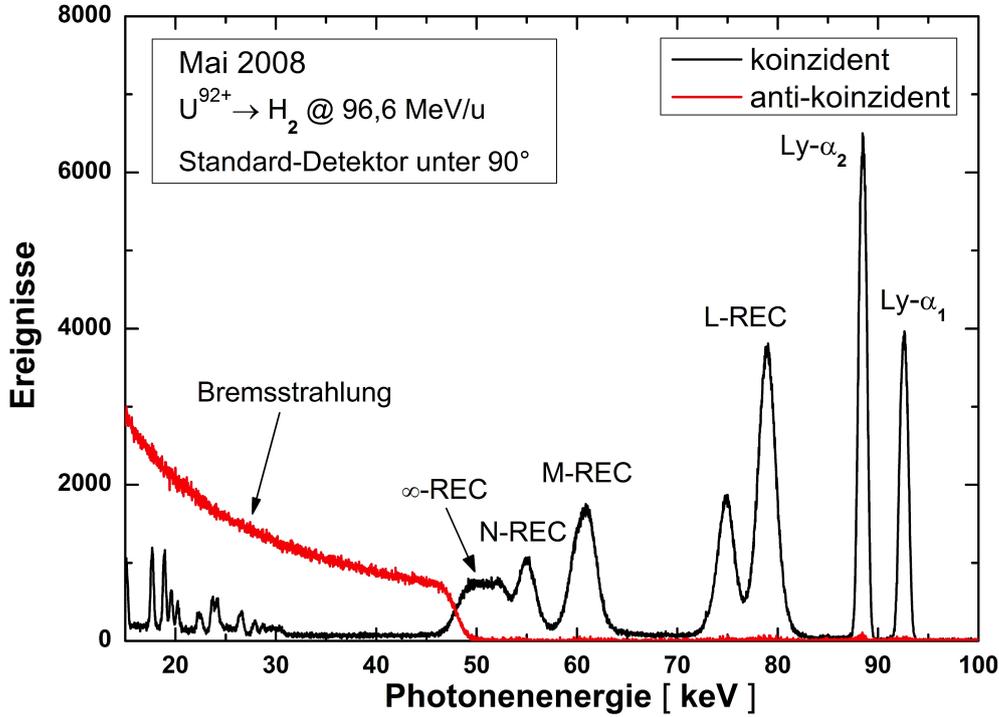


Abb. 2.9.: Hochaufgelöstes Röntgenspektrum für  $U^{92+}+H_2$ -Kollisionen bei 96.6 MeV/u in Koinzidenz und Antikoinzidenz mit dem Rekombinationsdetektor, aus [31, S. 102].

Endzustand keine kinetische Energie besitzt, also  $E'_f = 0$ . Natürlich sind alle Kombinationen mit höherer Projektilenergie und geringerer Photonenergie möglich. So ergibt sich die charakteristische Form des Bremsstrahlungsspektrums, wie sie Abb. 2.9 zeigt. Gut zu sehen ist hier der Übergang von der Bremsstrahlung, also dem radiativen Einfang ins Kontinuum zum radiativen Einfang in gebundene (Rydberg-) Zustände. Theoretische Grundlagen zur Äquivalenz des Einfangs in gebundene Rydbergzustände und dem hochenergetischen Endpunkt der Bremsstrahlung wurden von *Fano et al.* in [2, 3, 4] diskutiert.

Der endliche Wirkungsquerschnitt am hochenergetischen Endpunkt der Bremsstrahlung ist dabei nur bei hochgeladenen Ionen sichtbar, also nur für ein Coulombpotential ohne Abschirmung, und ist weder durch die klassische Elektrodynamik, noch durch quantenmechanische Rechnungen in erster Born'scher Näherung zu erklären. Die Theorien, die eine korrekte Beschreibung der Bremsstrahlung ermöglichen, werden in Kap. 2.5 beschrieben.

Ziel des im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimentes war es, am hochenergetischen Endpunkt die Bremsstrahlungsphotonen und koinzident die entsprechenden Kontinuumselektronen zu messen. Näheres zur Bremsstrahlung in Kap. 2.4.

## 2.2. Projektilionisation

Die einfache Elektronenstoßionisation eines Ions  $A^{q+}$  im Ladungszustand  $q$  durch freie Elektronen



ist nur dann möglich, wenn die kinetische Energie des Elektrons größer als die Bindungsenergie des Elektrons im Ion ist (vgl. Tab. 2.1). In inverser Kinematik wird der Prozess der Ionisation eines Projektils durch Streuung an einem Atom unter Beobachtung des emittierten Projektilelektrons



mit ELC (*electron loss to continuum*) bezeichnet. Im Targetatom tragen je nach Projektilenergie und den beiden Kernladungszahlen sowohl die Targetelektronen, als auch der Targetkern zur Ionisationswahrscheinlichkeit bei. Im Gegensatz zur Ionisation durch den Targetkern ist die Ionisation durch die Targetelektronen nur dann möglich, wenn die kinetische Elektronenenergie  $E_{\text{kin}}$  größer als die Bindungsenergie des Elektrons im Projektil  $E_B^P$  ist:

$$E_{\text{kin}} > E_B^P. \quad (2.18)$$

Die Targetelektronen haben zwei konkurrierende Einflüsse auf die Ionisationswahrscheinlichkeit: Durch die Targetelektronen wird das Coulomb-Potential des Kerns abgeschirmt und verringert dadurch die Möglichkeit zur Projektilionisation durch den Kern, dies wird als *screening* bezeichnet. Die Targetelektronen können aber ab der Ionisationsschwelle selbst durch Elektronenstoßionisation zur Wahrscheinlichkeit der Projektilionisation beitragen, dies ist das sogenannte *anti-screening*. Welcher der beiden Effekte dominiert, hängt vom Stoßsystem ab. Die Ionisationswahrscheinlichkeit durch den Kern skaliert etwa quadratisch mit der Ordnungszahl des Targetatoms wie  $Z_T^2$ , die Ionisation durch die Targetelektronen linear mit  $Z_T$ . So ist bei niedrigen Energien oberhalb der Ionisationsschwelle der Beitrag der Targetelektronen zur Ionisationswahrscheinlichkeit und damit das *anti-screening* wichtig, bei relativistischen Energien wird die Ionisationswahrscheinlichkeit durch das lorentzkontrahierte Coulomb-Potential des Kerns (Liénard-Wiechert-Potential) dominiert und durch den abschirmenden Effekt der Elektronen, das *screening*, verringert.

Die Elektronenverteilung des ELC wurde in einer großen Bandbreite von Energien insbesondere unter Vorwärtsemission untersucht. Auch sie besitzt die typische Cusp-Form, die sich aus der Wahrscheinlichkeit der Besetzung von Kontinuumszuständen durch das freiwerdende Elektron ergibt, aber auch stark von der Lorentztransformation bestimmt ist (vgl. Kap. 2.6). Eine umfangreiche Darstellung der Theorie zum ELC findet sich im Buch von *Voitkiv* [32]. Rechnungen für  $U^{91+}$  wurden auch von *Surzhykov* durchgeführt [33]. Während viele Experimente zur Bestimmung von absoluten Wirkungsquerschnitten der Projektilionisation durchgeführt wurden, sind Experimente zur Untersuchung der Elektronenverteilung selten. Experimente bei niedrigen Energien können mit Reaktionsmikroskopen durchgeführt werden, wie von

*Kollmus et al.* [34]. Experimente zum ELC bei ultrarelativistischen Energien unter Verwendung eines magnetischen Elektronenspektrometers wurden von *Vane et al.* in [35] beschrieben.

## 2.3. Weitere Streuprozesse mit Elektronenemission

In den bisher aufgezählten Prozessen des ECC, RECC und ELC wird jeweils ein Elektron mit einer geringen Kontinuumsenergie im Projektilsystem beobachtet, das für  $0^\circ$ -Spektroskopie im Laborsystem zum Elektronencusp beiträgt. Die Elektronenspektroskopie bietet eine Vielzahl weiterer Möglichkeiten zur Untersuchung atom- und auch kernphysikalischer Prozesse. Eine kurze Übersicht soll im Folgenden gegeben werden. Die verwendeten experimentellen Techniken können hier nur benannt werden, Details sind den Referenzen zu entnehmen.

Im Unterschied zur Cusp-Elektronenspektroskopie werden in den folgenden Prozessen Elektronen mit einer größeren Energie emittiert. Durch die höhere Energie führt die Raumwinkeltransformation dazu, dass diese Prozesse unter Vorwärtswinkeln mit einer sehr viel geringeren Nachweiseffizienz detektiert werden können.

- **Binary Encounter**

Der Binary Encounter ist die elastische Streuung eines Targetelektrons am Projektil:

$$A^{q+} + B \rightarrow A^{q+} + B^+ + e^- \quad (2.19)$$

Für vollständig ionisierte Projektile, d.h. ein reines Coulomb-Potential, kann der Prozess als Rutherford-Streuung beschrieben werden. Unter einem Beobachtungswinkel von  $\vartheta_e = 0^\circ$  lässt sich die Streuung unter  $\vartheta'_e = 180^\circ$  im Projektilsystem beobachten. Das Maximum der Verteilung des Binary-Encounter liegt für  $\vartheta_e = 0^\circ$  bei

$$E_{BE} = 4E_{\text{kin}} + 2\frac{E_{\text{kin}}^2}{mc^2} \quad (2.20)$$

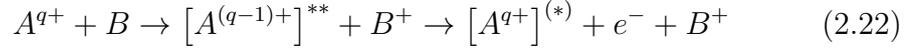
Im nichtrelativistischen Grenzfall  $E_{\text{kin}} \ll mc^2$  gilt die Näherung  $E_{BE} \approx 4E_{\text{kin}}$ . Die Breite der Binary-Encounter-Verteilung ergibt sich aus dem Compton-Profil des Targets. Aufgrund der einfachen Berechnung seines Wirkungsquerschnittes kann der Binary-Encounter prinzipiell auch zur Kalibration von Spektrometereffizienzen verwendet werden. Absolute Wirkungsquerschnitte wurden unter anderem von *De Filippo et al.* mit einem Flugzeitspektrometer vermessen [36].

- **Auger-Effekt**

Durch den Auger-Effekt kann ein angeregter Zustand, der durch Coulomb-Anregung oder eine Innerschalenionisation entstanden ist, beim Übergang in den Grundzustand die freiwerdende Energie zur Emission eines weiteren Elektrons verwenden:

$$A^{q+} + B \rightarrow [A^{(q+1)+}]^* + B + e^- \rightarrow A^{(q+2)+} + B + 2e^- \quad (2.21)$$

Ähnlich dazu ist die resonante elastische bzw. inelastische Streuung:



Experimente mit niedrigen Ladungszuständen bei nichtrelativistischen Energien wurden beispielsweise von *Zouros et al.* mit elektrostatischen Spektrometern durchgeführt [37]. Ein Beispiel eines toroidalen elektrostatischen Spektrometers zeigt [38].

Für Auger-Elektronenspektroskopie bei hohen Energien existieren bisher nur theoretische Rechnungen. Die Wirkungsquerschnitte für Auger-Zerfall eines Be-ähnlichen angeregten Zustandes von  $U^{88+}$  bei 100 MeV/u wurden von *Fritzsche et al.* berechnet [39]. Der Auger-Zerfall von Li-ähnlichem  $U^{89+}$  in Konkurrenz zum radiativen Übergang (*Two-Electron-One-Photon-Transition, TEOP*) wird in [40] beschrieben.

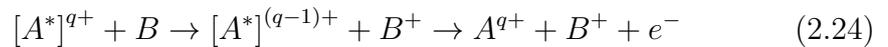
- **Konversionselektronen**

Ebenso wie in der Atomphysik können in der Kernphysik angeregte Kernzustände nicht nur durch die Emission von Photonen, sondern auch durch die Emission von Elektronen aus der Atomhülle in den Grundzustand übergehen.



Zur Untersuchung von Kernstrukturen wurden umfangreiche Messungen der Energien von Konversionselektronen durchgeführt. Dazu wurden BILL-Spektrometer verwendet [41]. Diese magnetischen Spektrometer bieten eine sehr hohe Energieauflösung.

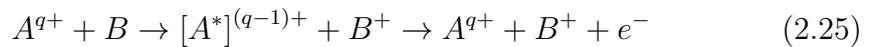
Diskutiert wird auch ein Szenario, indem ein vollständig ionisiertes Projektil in einem angeregten Kernzustand an Atomen streut und erst durch den Einfang eines Elektrons die Möglichkeit zur Emission eines Konversionselektrons bekommt:



Ist die Anregungsenergie des Kerns genau bekannt, so lässt sich durch Messung der Elektronenenergie die Bindungsenergie des Elektrons, auch aufgrund der Kinematik, sehr genau bestimmen.

- **NEEC**

Von der Theorie werden Prozesse vorhergesagt, bei denen beim Einfang eines Targetelektrons in ein hochgeladenes Projektilion die freiwerdende Energie zur Anregung eines Kernzustandes verwendet wird:

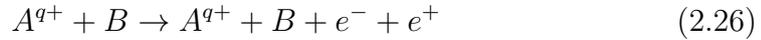


Dieser Prozess wird *nuclear excitation by electron capture (NEEC)* genannt. Da der angeregte Kernzustand über ein Konversionselektron zerfällt, ist der

Endzustand mit dem von atomphysikalischen Prozessen wie der elastischen Streuung identisch, während die Wirkungsquerschnitte um Größenordnungen kleiner sind. Theoretische Rechnungen und das Szenario eines Experimentes unter Verwendung des in dieser Arbeit beschriebenen Elektronenspektrometers werden von *Pálffy und Harman* in [42] dargestellt.

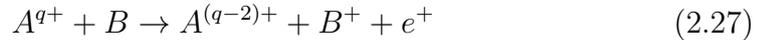
- **Paarbildung**

Ist in Stößen von Ionen mit Atomen die kinetische Elektronenenergie  $E_{\text{kin}}$  größer als die doppelte Ruhemasse des Elektrons von  $2m_e = 1022 \text{ keV}/c^2$ , das heißt bei Projektilenergien von  $E_p > 2 \text{ GeV/u}$ , kann die dynamische Erzeugung von freien Elektronen-Positronen-Paaren (*free-free-pair-production*) beobachtet werden:



Experimentell wurde für diesen Prozess die Energie- und Winkelverteilung der emittierten Elektronen und Positronen unter anderem mit dem *Advanced Positron Spectrometer* untersucht [43].

Ähnlich dazu ist der Prozess, bei dem bei hohen Projektilenergien ein Targetelektron in einen gebundenen Zustand eines vollständig ionisierten Projektilions eingefangen wird und die freiwerdende Energie so groß ist, dass sie zur Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares genügt. Wird das erzeugte Elektron auch in das Projektil eingefangen, so wird dieser Prozess *negative-continuum dielectronic recombination (NCDR)* genannt:



Die hierfür notwendige Projektilenergie ist geringer als bei der Erzeugung freier Elektron-Positron-Paare, da hier die Bindungsenergie  $E_B$  der beiden eingefangenen Elektronen zur Verfügung steht:

$$E_{\text{kin}} > 2mc^2 - 2E_B \quad (2.28)$$

Dies entspricht bei der  $1s$ -Bindungsenergie von  $U^{92+}$  von  $E_B = 132 \text{ keV}$  (s. Abb. 2.1) einer Mindestenergie von  $E_{\text{kin}} > 758 \text{ keV}$ , also  $E_p > 1.4 \text{ GeV/u}$ . Berechnungen zu Wirkungsquerschnitten und der Winkelverteilung des Positrons sind in [44, 45, 46] beschrieben.

## 2.4. Grundlagen der Bremsstrahlung

Erfährt ein geladenes Teilchen eine Beschleunigung, so kann dabei ein Photon emittiert werden. Dieser Prozess wird als Bremsstrahlung bezeichnet. Die Beschleunigung des geladenen Teilchens kann im Coulomb-Feld eines Kerns geschehen (z.B. Elektron-Kern-Bremsstrahlung), in Stößen mit den Elektronen eines Atoms (z.B. Elektron-Elektron-Bremsstrahlung) oder in starken makroskopischen Magnetfeldern

von Teilchenbeschleunigern. Bei den geladenen Teilchen kann es sich beispielsweise um Elektronen, Positronen oder Protonen handeln. In makroskopischen Magnetfeldern, wie denen eines Speicherrings mit dem Bahnradius  $\rho$ , emittiert ein Teilchen der Masse  $m$  und Ladung  $Ze$  bei einer relativistischen Geschwindigkeit  $v \approx c$  und einer kinetischen Energie  $E$  pro Umlauf eine Energie von [47, S.365]

$$\Delta E = \frac{(Ze)^2}{3\epsilon_0(mc^2)^4} \frac{E^4}{\rho}. \quad (2.29)$$

Diese in einem Speicherring pro Umlauf abgegebene Energie wird als Synchrotronstrahlung bezeichnet und ist die aufgrund von transversaler Beschleunigung emittierte Bremsstrahlung. Die  $m^{-4}$ -Skalierung des Prozesses zeigt, dass gegenüber Elektronen und Positronen ein Energieverlust bei Protonen zwar möglich, aber in typischen Anwendungen vernachlässigbar gering ist. Die folgenden Ausführungen konzentrieren sich daher auf die Bremsstrahlung von Elektronen. Referenzen zum Vergleich von Elektronen und Positronen werden später gegeben.

Die Tatsache, dass ein geladenes Teilchen, welches eine Beschleunigung erfährt, eine elektromagnetische Welle emittiert, ist eine direkte Folge klassischer Elektrodynamik. Anschaulich lässt sich dies folgendermaßen erklären: Ein geladenes Teilchen wird im Ruhesystem des Teilchens von einem elektrischen Feld umgeben. Ein sich relativ dazu mit konstanter Geschwindigkeit bewegendes System sieht dieses elektromagnetische Feld. Ändert das geladene Teilchen seine Geschwindigkeit, so kann sich die Information nur mit Lichtgeschwindigkeit  $c$  ausbreiten, d.h. nach der Zeit  $t$  verhält sich das Feld im Abstand größer  $c \cdot t$  von dem Teilchen noch so, als hätte sich das Teilchen mit konstanter Geschwindigkeit weiterbewegt. Am Übergang entsteht eine elektromagnetische Welle, die sich vom Teilchen von dem Punkt geänderter Geschwindigkeit ausgehend in alle Raumrichtungen mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet (s. Abb. 2.10).

In der klassischen Elektrodynamik lässt sich für das Bremsstrahlungsphoton eine Winkelverteilung der abgestrahlten Energie pro Frequenzintervall und Raumwinkel  $dI(\omega)/d\Omega_\gamma$  in Dipolnäherung berechnen [48, Kap. 15.1]:

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega_\gamma} = \frac{e^2}{16\pi^3\epsilon_0c^3} \left| \int \vec{n} \times \left( \vec{n} \times \frac{d\vec{\beta}}{dt} \right) e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (2.30)$$

Der Einheitsvektor  $\vec{n}$  gibt hierbei die Emissionsrichtung des Photons an. Für geringe Energien des Photons  $\hbar\omega$  im Vergleich zur Zeit  $\tau$ , in der sich das Elektron im Potential des Kerns befindet, d.h. für  $\omega\tau \ll 1$ , führt das Integral zur Differenz  $\Delta\vec{\beta}$  aus einlaufendem Elektron  $\vec{\beta}_i$  und auslaufendem Elektron  $\vec{\beta}_f$ :

$$\int \frac{d\vec{\beta}}{dt} e^{i\omega t} dt \approx \int \frac{d\vec{\beta}}{dt} dt = \vec{\beta}_f - \vec{\beta}_i = \Delta\vec{\beta}. \quad (2.31)$$

Der Geschwindigkeitsverlust  $\Delta\vec{\beta}$  entspricht der Beschleunigung, die das Elektron durch den Kern erfährt, und besitzt somit dieselbe Richtung. Das ausmultiplizierte

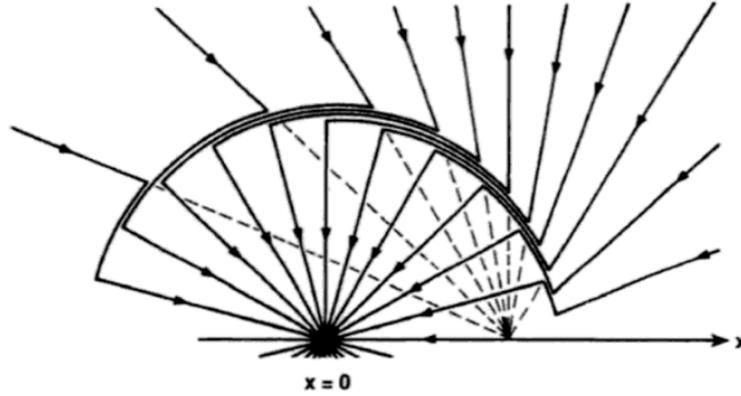


Abb. 2.10.: Elektrische Feldlinien einer entschleunigten Punktladung. Dargestellt ist der Fall eines geladenen Teilchens, das sich mit konstanter Geschwindigkeit bewegt und dann abrupt stehen bleibt [7, S. 10].

Kreuzprodukt ergibt die Winkelverteilung

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega_\gamma} = \frac{e^2}{16\pi^3\epsilon_0c^3} |\Delta\vec{\beta}|^2 \sin^2 \vartheta \quad \text{für } \omega\tau < 1. \quad (2.32)$$

(Für  $\omega\tau > 1$  gilt in dieser Näherung  $I(\omega) = 0$ .) Dabei ist  $\vartheta$  der Winkel zwischen  $\Delta\vec{\beta}$  und der Emissionsrichtung des Photons  $\vec{n}$ . Das Maximum der Verteilung ergibt sich, wenn  $\vec{n}$  rechtwinklig zu  $\Delta\vec{\beta}$  ist, keine Bremsstrahlung ist in Richtung von  $\vec{n}$  zu beobachten. Im Grenzfall paralleler oder antiparalleler Streuung des Elektrons befindet sich das Maximum der Bremsstrahlungsverteilung unter  $90^\circ$  zum einlaufenden Elektron. Die Verteilung von Gl. 2.32 gilt im Bezugssystem des einlaufenden Elektrons und kann für die Streuung eines Elektrons an einem raumfesten Target ins Laborsystem transformiert werden. Durch die Lorentztransformation wird das Photon dominant in Richtung des gestreuten Elektrons emittiert, und die symmetrische  $\sin^2 \vartheta$ -Verteilung nimmt die in Abb. 2.12 dargestellte Form an. Andersherum ist in inverser Kinematik, in der ein Kern an einem freien Elektron streut, im Laborsystem eine  $\sin^2 \vartheta$ -Verteilung zu erwarten.

Der klassischen, auf der Elektrodynamik basierende Bremsstrahlungstheorie zufolge müsste *jedes* geladene Teilchen, das eine Beschleunigung erfährt, Bremsstrahlung emittieren. Eine auf der Quantenmechanik basierende Theorie hingegen ergibt einen endlichen Wirkungsquerschnitt für die Emission eines Photons, der gegenüber der elastischen Streuung um den Faktor der Feinstrukturkonstante  $\alpha \approx 1/137$  unterdrückt ist, da hierfür die Kopplung des Elektrons mit dem elektromagnetischen Feld des emittierten Photons notwendig ist. Auch die Energieverteilung der Photonen lässt sich nur unter der Annahme eines quantisierten Feldes erklären: Die Energieerhaltung besagt für die Energie des einlaufenden Elektrons  $E_i$ , die Energie

des auslaufende Elektrons  $E_f$  und die Energie des Photons  $E_\gamma$

$$E_i = E_f + E_\gamma. \quad (2.33)$$

Die Energieverteilung nimmt mit zunehmender Photonenenergie ab, besitzt aber für die Streuung in einem reinen Coulombfeld eine endliche Wahrscheinlichkeit am hochenergetischen Ende, bei dem die gesamte Energie des einlaufenden Elektrons auf das Photon übertragen wird, und somit  $E_f = 0$  und  $E_\gamma = E_i$  ist. Gerade dieser endliche Wirkungsquerschnitt am hochenergetischen Ende der Bremsstrahlung lässt sich nicht klassisch erklären.

Experimentell wurde die Bremsstrahlung von *Röntgen* im Jahre 1895 entdeckt, als er Elektronen aus einer thermischen Kathode auf eine Anode aus Metall beschleunigte und die dabei emittierte elektromagnetische Strahlung untersuchte. Es zeigte sich, dass ein kontinuierliches Energiespektrum zu beobachten war, welches später als Bremsstrahlung bezeichnet wurde. Überlagert waren charakteristische Linien zu sehen, die sich aus Innerschalenübergängen ergaben.

Das kontinuierliche Energiespektrum der emittierten Photonen wird dominant durch **Elektron-Kern-Bremsstrahlung** erzeugt. Wie bei der Projektionisation (vgl. Kap. 2.2) ist auch hier der Effekt der Elektronen des Targetatoms zweierlei: Die Elektronen schirmen das Kernpotential ab und verringern so die Wahrscheinlichkeit für den Bremsstrahlungsprozess. Sie tragen aber auch durch **Elektron-Elektron-Bremsstrahlung** zur Erzeugung von Bremsstrahlung bei. Für hohe Kernladungszahlen  $Z$  ist die linear mit  $Z$  skalierende Elektron-Elektron-Bremsstrahlung gegenüber der mit  $Z^2$  skalierenden Elektron-Kern-Bremsstrahlung vernachlässigbar.

Der Beschuss eines Materials hoher Kernladungszahl mit Elektronen unter Beobachtung der emittierten Photonen ist die einfachste Methode zur Erzeugung der Elektron-Kern-Bremsstrahlung. Eine genauere Analyse des Prozesses ist jedoch nur möglich, wenn sowohl die Energie- und Winkelverteilung des Photons, als auch die des Elektrons beobachtet werden. Da die Energie des auslaufenden Photons  $E_\gamma$  und Elektrons  $E_f$  in Abhängigkeit der Energie des einlaufenden Elektrons  $E_i$  über die Energieerhaltung  $E_i = E_f + E_\gamma$  bestimmt sind, reicht es prinzipiell, die Energie eines der beiden auslaufenden Teilchen zu messen. Eine vollständige Beschreibung besteht also aus einem 3-fach-differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d^3\sigma/dE_f/d\Omega_f/d\Omega_\gamma$  oder  $d^3\sigma/dE_\gamma/d\Omega_f/d\Omega_\gamma$ , dieser wird dann als **Elementarprozess der Elektron-Kern-Bremsstrahlung** bezeichnet. Eine ausführliche Einführung dazu wird in dem Buch von *Haug und Nakel* [7] gegeben.

Beispiele dieser "klassischen" Bremsstrahlungsexperimente werden in Kap. 2.4.1 diskutiert. Zusätzliche Observablen ergeben sich, wenn auch die Polarisation vom einlaufenden Elektron und vom auslaufenden Elektron und Photon beobachtet werden. Experimente mit dieser Zielrichtung werden in Kap. 2.4.2 vorgestellt. Experimente in inverser Kinematik, bei denen hochgeladene Ionen an im Laborsystem ruhenden Elektronen gestreut werden, sind in Kap. 2.4.3 erklärt.

### 2.4.1. Klassische Bremsstrahlungsexperimente

Erste Experimente zur Untersuchung des Elementarprozesses der Bremsstrahlung wurden ab 1966 von *Nakel* in Tübingen durchgeführt. Den verwendeten Aufbau zeigt Abb. 2.11. In diesen "klassischen" Bremsstrahlungsexperimenten wurde mit einem Elektronenstrahl mit einer Energie von mehreren 100 keV eine dünne Goldfolie bestrahlt. Die Energie der gestreuten Elektronen wurde mit einem dispersiven Magneten und einem Szintillationsdetektor bestimmt, die Energie des emittierten Photons wurde in Koinzidenz dazu mit einem Germaniumdetektor gemessen. Winkelverteilungen wurden durch Variation der Positionen der Detektoren bestimmt.

Als Beispiel dieser Messungen zeigt Abb. 2.12 typische Winkelverteilungen des Bremsstrahlungsphotons für verschiedene Emissionsrichtungen des Elektrons. Für eine Emission des Elektrons parallel zum einlaufende Strahl  $\vartheta_e = 0^\circ$  ist eine symmetrische Winkelverteilung des Photons zu erkennen. Die Verteilung lässt eine für Dipolstrahlung typischen  $\sin^2 \vartheta_\gamma$ -Verteilung erkennen, die jedoch aufgrund der Kinematik in Vorwärtsrichtung verschoben ist. Die Daten zeigen auch die wichtige Tatsache, dass für einen Emissionswinkel  $\vartheta_e > 0^\circ$  des Elektrons eine Emission des Photons in dieselbe Richtung favorisiert wird (vgl. Kap. 2.4). Details dazu finden sich im Buch von *Haug und Nakel* [7].

Diese Art von Aufbau ist konzeptionell eher einfach, ermöglicht es aber nicht, den Bereich des hochenergetischen Endpunktes der Bremsstrahlung zu untersuchen. Es sind hier keine Koinzidenzmessungen zwischen dem auslaufenden Elektron und dem Photon möglich, wenn das Elektron alle Energie an das Photon abgibt, denn dann kann das Elektron das Target nicht mehr verlassen.

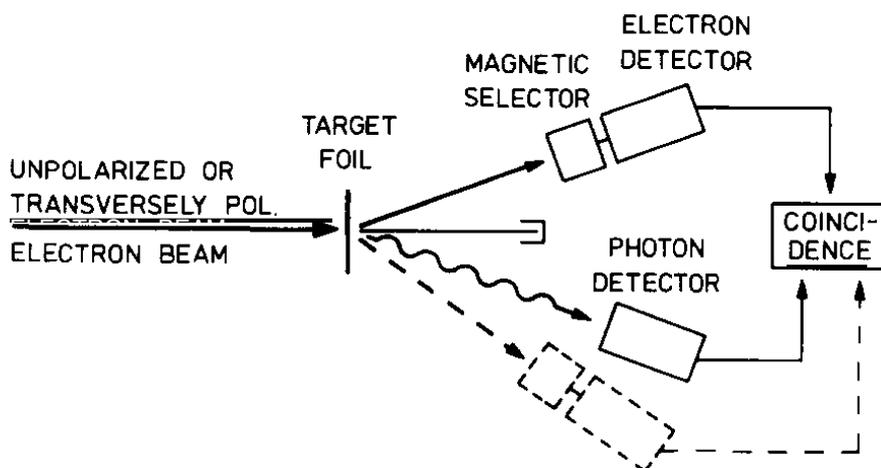


Abb. 2.11.: Aufbau eines klassischen Bremsstrahlungsexperimentes von *Nakel* [49].

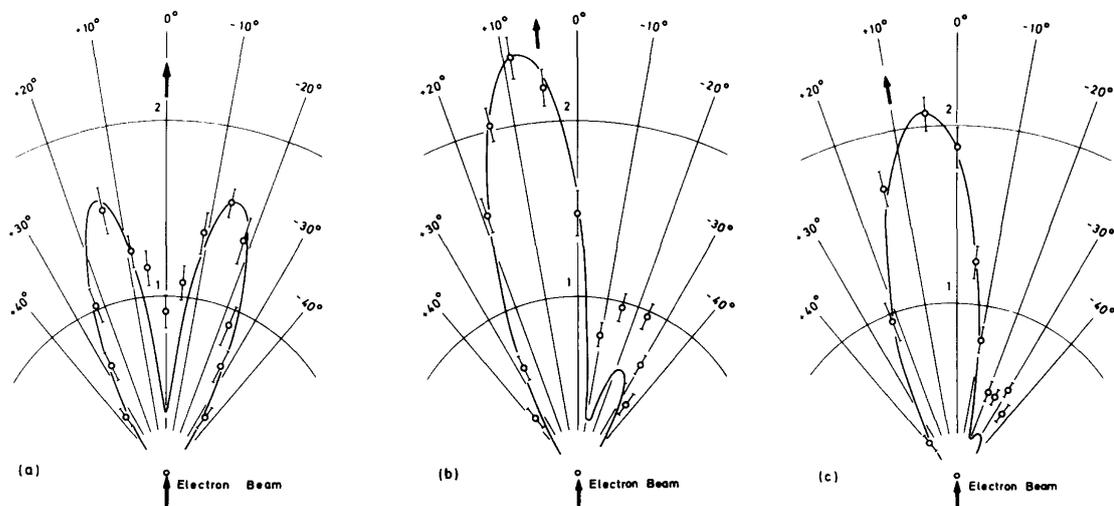


Abb. 2.12.: Von *Nakel* gemessene Winkelverteilung des Bremsstrahlungsphotons bei einer Energie von  $E_i = 300$  keV für das einlaufende Elektron und  $E_f = 170$  keV für das auslaufende Elektron. Der Emissionswinkel des Elektrons betrug (a)  $\vartheta_e = 0^\circ$ , (b)  $\vartheta_e = 5^\circ$  und (c)  $\vartheta_e = 10^\circ$ , es wurde ein Gold-Target verwendet [49].

### 2.4.2. Bremsstrahlungsexperimente mit polarisierten Elektronen

Neben der Energie- und Winkelverteilung des Elektrons und des Photons können als weitere Observablen die jeweilige Polarisation untersucht werden. Beispiel dafür sind Experimente, die in Darmstadt am supraleitenden Elektronenbeschleuniger S-DANILAC durchgeführt wurden. Dieser bietet hochintensive spinpolarisierte Elektronenstrahlen mit einer Energie von bis zu 130 MeV. Ähnlich dem in Kap. 2.4.1 beschriebenen Aufbau wurde hier mit Elektronen von 100 keV ein Goldtarget bestrahlt, und die Polarisation der emittierten Photonen mit neuentwickelten Compton-Polarimetern gemessen. So wurde nach theoretischen Vorüberlegungen von *Yerokhin* [6] in Experimenten von *Tashenov* [50, 51] und von *Märtin* [52, 53] untersucht, wie sich der Grad der Polarisation des einlaufenden Elektrons auf die Polarisation des Photons überträgt. Jedoch bestand hier keine Möglichkeit für Koinzidenzmessungen mit den emittierten Elektronen.

### 2.4.3. Bremsstrahlungsexperimente in inverser Kinematik

Während in den in Kap. 2.4.1 und 2.4.2 beschriebenen Experimenten Elektronen an Targets mit hoher Kernladungszahl  $Z$  streuen, besteht der Ansatz der inversen Kinematik darin, ein hochgeladenes Projektil an quasi-freien Elektronen zu streuen,

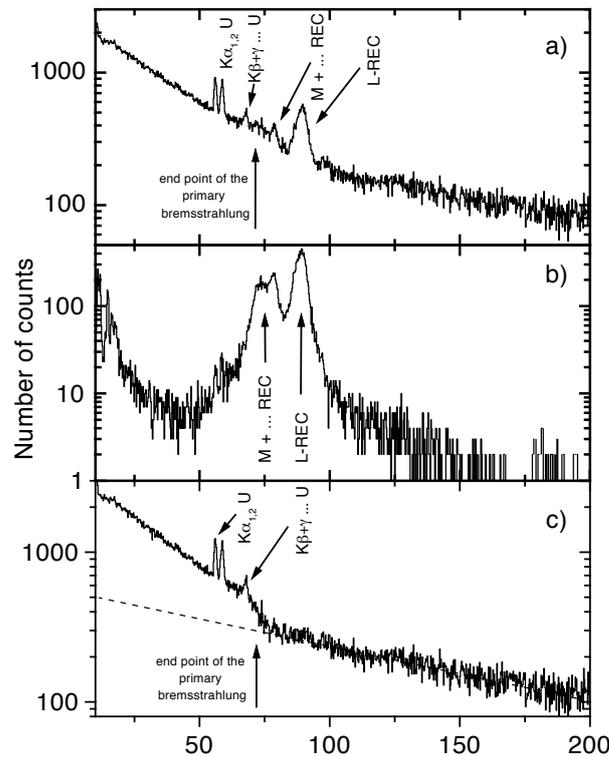
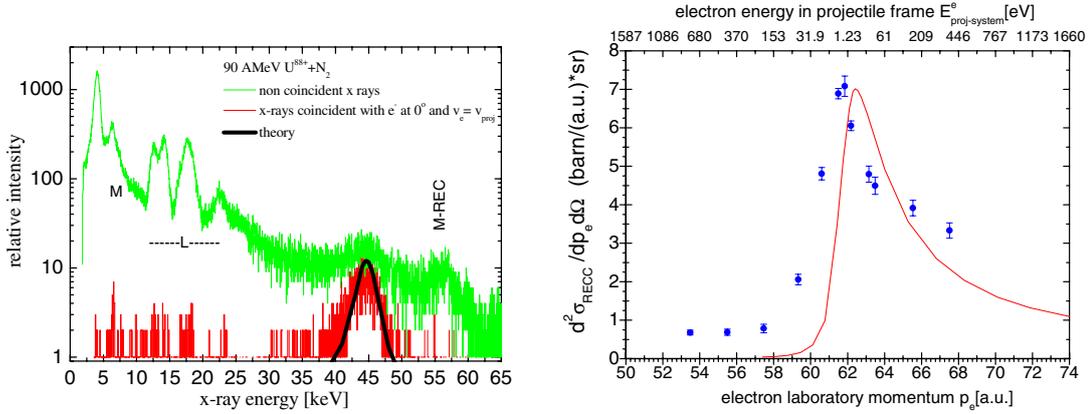


Abb. 2.13.: Röntgenspektrum unter  $132^\circ$  zur Strahlachse für Kollisionen von  $U^{90+}$  auf  $N_2$  bei 223 MeV/u (a) ohne Koinzidenzbedingung, (b) in Koinzidenz mit rekombinierten  $U^{89+}$ -Projektile. Spektrum (c) enthält alle Ereignisse *ohne* rekombiniertes Projektil [54].

wie in Kap. 2.1.2 beschrieben. Ein erstes Experiment dieser Art zur Untersuchung der Bremsstrahlung wurden von *Ludziejewski et al.* an der GSI durchgeführt [54]. Dabei wurde ein  $U^{90+}$ -Strahl bei 223 MeV/u mit einem  $N_2$ -Target gekreuzt. Die emittierten Photonen wurden an drei verschiedenen Winkeln um das Gastarget in Koinzidenz mit den rekombinierten  $U^{89+}$ -Projektile detektiert (s. Abb. 2.13 und auch Abb. 2.15). Interessant an dieser Messung ist, dass die Bremsstrahlung und ihr hochenergetischer Endpunkt erst dann in den Daten sichtbar war, als von dem nichtkoinzidenten Röntgenspektrum die Ereignisse abgezogen wurden, bei denen koinzident eine Umladung detektiert wurde. So ließen sich klar die Ereignisse der radiativen Rekombination in gebundene Zustände (REC) von denen in nichtgebundene, d.h. ins Projektilkontinuum (RECC) unterscheiden. Voraussetzung hierfür ist, dass rekombinierte Projektile mit bekannter Nachweiseffizienz von typischerweise 100% detektiert werden können.

Das erste Experiment zur Messung der Elektronenverteilung am hochenergetischen Endpunkt der Bremsstrahlung wurde von *Nofal et al.* durchgeführt [55]. Es wurde ein  $U^{88+}$ -Projektilstrahl bei 90 MeV/u und ein  $N_2$ -Target verwendet. Dies war das Pilotexperiment zu den in Rahmen dieser Arbeit durchgeführten, weitaus



(a) Röntgenspektrum unter  $90^\circ$  zur Strahlachse mit und ohne Koinzidenz mit  $0^\circ$ -Elektronen

(b) Elektronenspektrum in Koinzidenz mit Bremsstrahlungsphotonen

Abb. 2.14.: Experiment von *Nofal et al.*:  $U^{88+} \rightarrow N_2 @ 90 \text{ MeV/u}$  [55].

detaillierteren Untersuchungen. Der Aufbau war zwar einfacher, aber vom Prinzip dem in Kap. 5 beschriebenen ähnlich. Details sind in der Dissertation von *Nofal* [8] nachzulesen. Das Röntgenspektrum in Abb. 2.14(a) zeigt, dass durch eine Koinzidenz mit den unter  $0^\circ$  emittierten Cusp-Elektronen genau die Photonen vom hochenergetischen Endpunkt der Bremsstrahlung sichtbar werden. Dies entspricht dem radiativen Einfang eines Targetelektrons in niederenergetische Kontinuumszustände des Projektils (vgl. Kap. 2.1.2). Die vermessene Impulsverteilung des Elektrons im Projektilkontinuum zeigt Abb. 2.14(b). Zu erkennen ist die asymmetrische Form, die eine Emission des Elektrons in Vorwärtsrichtung favorisiert. Jedoch bestanden noch deutliche Diskrepanzen zwischen den experimentellen Daten und der von *Jakubařa-Amundsen* mittels Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen berechneten Theorie (vgl. Kap. 2.5.2).

## 2.5. Theorie der Bremsstrahlung

Eine quantenmechanische Berechnung des Elementarprozesses der Elektron-Kern-Bremsstrahlung beinhaltet die Streuung eines Elektrons an dem Coulombfeld eines Kerns und die Kopplung an das elektromagnetische Feld des emittierten Photons. Soll die Theorie mit Experimenten an neutralen Atomen verglichen werden, so muss diese zusätzlich den abschirmenden Effekt der Elektronen des Atoms berücksichtigen. Im Laufe der Zeit haben sich verschiedene theoretische Ansätze und Näherungen herauskristallisiert, deren Gültigkeit teilweise nur unter bestimmten Bedingungen gegeben ist. Ein Überblick soll im Folgenden gegeben werden.

### 2.5.1. Born'sche Näherung

Erste Berechnungen zur Bremsstrahlung wurden 1934 von *Bethe und Heitler* veröffentlicht [56]. Zur Lösung der Dirac-Gleichung

$$\left[ -i\hbar c \boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + mc^2 \alpha_0 - \frac{Ze^2}{r} - \epsilon \right] \psi_{i,f}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.34)$$

mit den vierdimensionalen Dirac-Matrizen  $\boldsymbol{\alpha}$  und  $\alpha_0$  und dem Energieeigenwert  $\epsilon$  verwendeten sie die Born'sche Näherung, bei der die Wellenfunktionen des ein- und auslaufende Elektrons  $\psi_i(\mathbf{r})$  bzw.  $\psi_f(\mathbf{r})$  als ebene Wellen angesetzt werden, die nur eine kleine Störung durch den Kern erfahren (vgl. [7, S. 32 ff.]). Das Coulomb-Potential des Kerns  $\sim \alpha Z/r$  ist abhängig von der Feinstrukturkonstanten  $\alpha \approx 1/137$  und der Kernladungszahl  $Z$ . Unter der Annahme, dass  $\alpha Z$  klein ist, wird die Wellenfunktion als Reihe in  $\alpha Z$  entwickelt

$$\psi(\mathbf{r}) = \Phi_0(\mathbf{r}) + \alpha Z \cdot \Phi_1(\mathbf{r}) + (\alpha Z)^2 \cdot \Phi_2(\mathbf{r}) + \dots \quad (2.35)$$

und die Übergangsmatrix

$$M = \int \psi_f^\dagger(\mathbf{r})(\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{e}^*) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \psi_i(\mathbf{r}) d^3r \quad (2.36)$$

bis zum linearen Term in  $\alpha Z$  analytisch berechnet. Der Impuls des emittierten Photons  $\mathbf{k}$  steht dabei senkrecht auf dem Polarisationsvektor des Photons  $\mathbf{e}$ , also  $\mathbf{e} \cdot \mathbf{k} = 0$ . So lässt sich der zur Beschreibung des Elementarprozesses nötige dreifach-differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Gesamtenergie des einlaufenden Elektrons  $\epsilon_i$ , des auslaufenden Elektrons  $\epsilon_f$ , den jeweiligen Impulsen  $p_i$  und  $p_f$  und dem Impuls des emittierten Photons  $k$  berechnen [7, S. 45]:

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{dkd\Omega_k d\Omega_f} = & \frac{\alpha Z^2 r_e^2}{4\pi^2} \frac{p_f}{k p_i q^4} \left[ (4\epsilon_f^2 - q^2) \frac{p_i^2 \sin^2 \vartheta_i}{(\epsilon_i - p_i \cos \vartheta_i)^2} \right. \\ & + (4\epsilon_i^2 - q^2) \frac{p_f^2 \sin^2 \vartheta_f}{(\epsilon_f - p_f \cos \vartheta_f)^2} \\ & - (4\epsilon_i \epsilon_f - q^2 + 2k^2) \frac{2p_i p_f \sin \vartheta_i \vartheta_f \cos \varphi}{(\epsilon_i - p_i \cos \vartheta_i)(\epsilon_f - p_f \cos \vartheta_f)} \\ & \left. + 2k^2 \frac{p_i^2 \sin^2 \vartheta_i + p_f^2 \sin^2 \vartheta_f}{(\epsilon_i - p_i \cos \vartheta_i)(\epsilon_f - p_f \cos \vartheta_f)} \right]. \quad (2.37) \end{aligned}$$

Der Impulsübertrag  $q$  ist dabei

$$\begin{aligned} q^2 = & 2k [(\epsilon_i + p_i \cos \vartheta_i) - (\epsilon_f - p_f \cos \vartheta_f)] \\ & + 2 [\epsilon_i \epsilon_f - p_i p_f (\cos \vartheta_i \cos \vartheta_f + \sin \vartheta_i \sin \vartheta_f \cos \varphi) - 1]. \quad (2.38) \end{aligned}$$

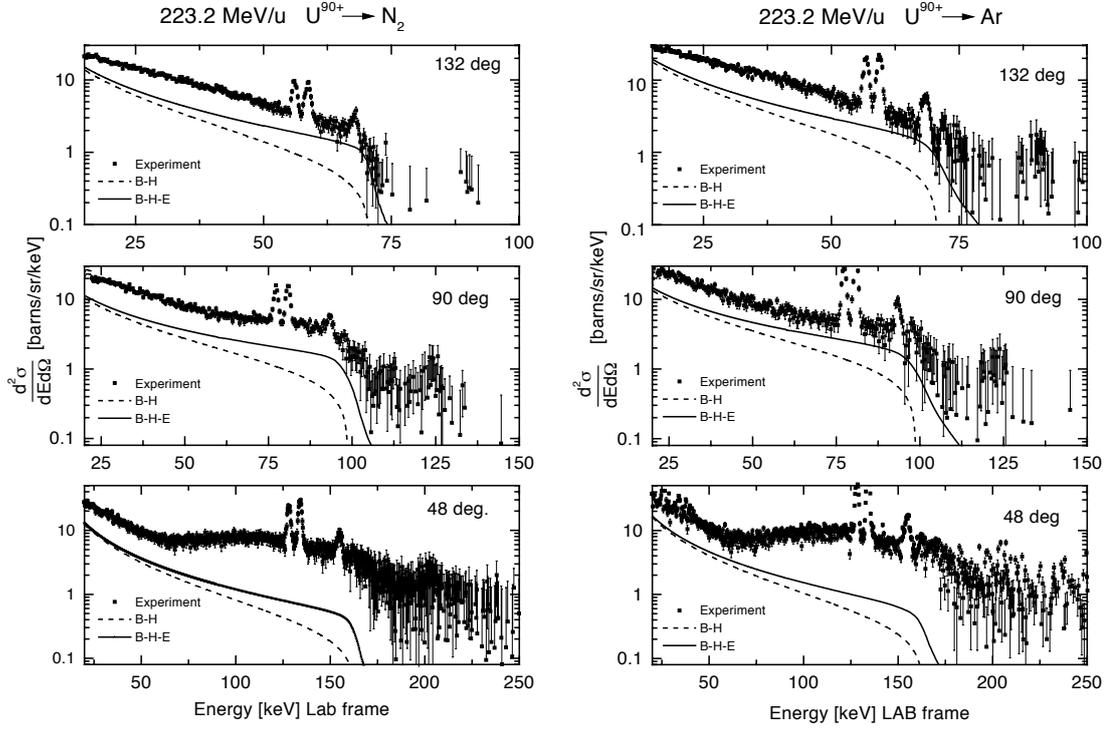


Abb. 2.15.: Bremsstrahlungsspektrum für Kollisionen von  $U^{90+}$  auf  $N_2$  und  $Ar$  bei  $223 \text{ MeV/u}$  aufgenommen unter den Winkeln  $\vartheta_\gamma = 132^\circ$ ,  $\vartheta_\gamma = 90^\circ$  und  $\vartheta_\gamma = 48^\circ$  zur Strahlrichtung. Die Theoriewerte entsprechen Gl. 2.37 von *Bethe-Heitler* mit und ohne den Faktor aus Gl 2.41 von *Elwert* [54]. Details s. Kap. 2.4.3.

Das Koordinatensystem ist am Impuls des Photons ausgerichtet:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{p}_i &= p_i(\sin \vartheta_i, 0, \cos \vartheta_i) \\
 \mathbf{p}_f &= p_f(\sin \vartheta_f \cos \varphi, \sin \vartheta_f \sin \varphi, \cos \vartheta_f) \\
 \mathbf{k} &= k(0, 0, 1)
 \end{aligned} \tag{2.39}$$

Da die Wellenfunktion von Gl. 2.35 nur in linearer Ordnung von  $Z\alpha$  in die Berechnung der Übergangsmatrix einfließt, ist die Born'sche Näherung nur für Geschwindigkeiten des einlaufenden und auslaufenden Elektrons  $\beta_i$  und  $\beta_f$  mit

$$\beta_i \gg \alpha Z \quad \text{und} \quad \beta_f \gg \alpha Z \tag{2.40}$$

gültig, d.h. für relativistische Geschwindigkeiten  $\beta_{i,f} \approx 1$  und geringe Kernladungszahlen  $Z$ . Insbesondere am hochenergetischen Endpunkt der Bremsstrahlung, an dem  $\beta_f \rightarrow 0$  und  $p_f \rightarrow 0$  gilt, ergibt Gl. 2.37 einen Wirkungsquerschnitt, der gegen null läuft. Um den endlichen Wirkungsquerschnitt am hochenergetischen Endpunkt

der Bremsstrahlung besser zu beschreiben wurde von *Elwert* [57] der Faktor

$$F_E = \frac{a_f}{a_i} \frac{1 - e^{-2\pi a_i}}{1 - e^{-2\pi a_f}} \quad (2.41)$$

eingeführt mit

$$a_i = \frac{\alpha Z}{\beta_i} \quad \text{und} \quad a_f = \frac{\alpha Z}{\beta_f}. \quad (2.42)$$

Der Vergleich mit experimentellen Daten aus [54] in Abb. 2.15 zeigt, dass durch diesen Faktor die Daten zwar besser beschrieben werden, aber gerade für hohe  $Z$  noch eine Diskrepanz besteht.

### 2.5.2. Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen

In einem von *Sommerfeld* und *Maue* 1935 vorgeschlagenen Verfahren [58] wird die Dirac-Gleichung 2.34 so umgeformt, dass eine ähnlich Gl. 2.35 nach  $\alpha Z$  entwickelte Wellenfunktion durch konfluente hypergeometrische Funktionen  $F(a, b, x)$  ausgedrückt werden kann:

$$\psi_{SM} = N e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}} \left( 1 - \frac{i}{2\epsilon} \vec{a} \cdot \nabla \right) F\left(i\frac{\alpha Z}{\beta}, 1, i\mathbf{p}\mathbf{r} - i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}\right) u(\mathbf{p}) \quad (2.43)$$

Der Faktor  $N$  gibt die Normalisierung und  $u(\mathbf{p})$  ist ein vierdimensionaler Spinor. Hier wird ausgenutzt, dass die Schrödingergleichung, die bei nichtrelativistischen Energien gültig ist, für ein Elektron in einem Coulombfeld exakt lösbar ist. Neben diesem als nullte Näherung verwendeten Term wird auch hier nur der lineare Term in  $\alpha Z$  verwendet, um die Übergangsmatrix 2.36 zu berechnen. Die als *Elwert-Haug-Theorie* bezeichnete Methode wird auch von *Jakubaßa-Amundsen* zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten wie in Abb. 2.14(b) verwendet [27]. Die berechneten Wirkungsquerschnitte sind streng genommen nur für niedrige Kernladungszahlen, d.h.  $\alpha Z \ll 1$  gültig oder für große Stoßparameter und damit für hohe Kernladungszahlen bei hohen Energien. Da aber die Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen im Gegensatz zur Born'schen Näherung nicht nach  $\alpha Z/\beta$  entwickelt sind, kann hier der endliche Wirkungsquerschnitt am hochenergetischen Ende beschrieben werden. Es zeigt sich, dass dieser mit  $Z^3$  skaliert und daher an hochgeladenen Ionen wie  $U^{92+}$  besonders gut untersucht werden kann [3][49, S. 74]. Im Gegensatz dazu läuft der Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung für das abgeschirmten Potential eines Atoms am hochenergetischen Ende innerhalb der letzten 5-50 eV gegen null, besitzt dort also keinen endlichen Wirkungsquerschnitt [59]. Einen Vergleich zwischen Sommerfeld-Maue-Theorie und vollrelativistischen Rechnungen zeigen *Jakubaßa-Amundsen und Yerokhin* [60], eine Kombination aus beiden Theorien gibt *Jakubaßa-Amundsen* in [61].

### 2.5.3. Relativistische Wellenfunktionen

Eine numerische Lösung der Dirac-Gleichung für ein freies einlaufendes und ein freies auslaufendes Elektron unter Emission eines Photons in einem Coulomb-Feld ist unter Verwendung der Partialwellenzerlegung möglich. Die folgenden Ausführungen basieren auf der Diplomarbeit von *Kraft* [62], einlaufende Zustände sind hier ohne, auslaufende mit Apostroph gekennzeichnet.

Die Lösung der stationären Dirac-Gleichung

$$H_D \psi(\mathbf{r}) = \epsilon \psi(\mathbf{r}) \quad (2.44)$$

ähnlich Gl. 2.34 mit dem Hamiltonoperator

$$H_D = -i\hbar c \boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + mc^2 \alpha_0 - \frac{Ze^2}{r} \quad (2.45)$$

sei durch  $\psi_{\epsilon\kappa m_j}$  mit dem Energieeigenwert  $\epsilon$  und den Quantenzahlen  $\kappa$  als Maß für den Drehimpuls und  $m_j$  für die Drehimpulsorientierung gegeben [63]. Die Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld des Photons drückt sich durch die ebene Welle eines Vektorpotentials in Coulomb-Eichung ( $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ ) im Hamiltonoperator  $H_{int}$  aus:

$$H_{int} = e \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{A} \quad (2.46)$$

mit

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) \sim \mathbf{u}_\lambda^* e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}. \quad (2.47)$$

Die elektromagnetische Welle mit dem Polarisationsvektor  $\mathbf{u}_\lambda^*$  und der Helizität  $\lambda = \pm 1$  besitzt dabei den Impuls  $\mathbf{k}$ . Stellt die Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld eine kleine Störung dar, so kann der Hamiltonoperator  $H$  nach Störungsparametern  $\bar{\lambda}$  bis zum linearen Term entwickelt werden

$$H = H_D + \bar{\lambda} H_{int}. \quad (2.48)$$

Das Übergangsmatrixelement in der zeitabhängigen Störungstheorie 1. Ordnung ist dann für ein einlaufendes Elektron mit Impuls  $\mathbf{p}$ , auslaufendem Impuls  $\mathbf{p}'$  und Spinprojektionen  $m_s$  und  $m'_s$

$$M_{\mathbf{p},\mathbf{p}'}(m_s, m'_s, \lambda) = \langle \mathbf{p}' m'_s | \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{u}_\lambda^* e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} | \mathbf{p} m_s \rangle. \quad (2.49)$$

Die entsprechenden Wellenfunktionen  $|\mathbf{p} m_s\rangle$  und  $|\mathbf{p}' m'_s\rangle$  können nach Partialwellen entwickelt werden [16]:

$$\begin{aligned} |\mathbf{p} m_s\rangle &= 4\pi \sum_{\kappa m_j} i^l e^{-i\Delta\kappa} \left( l(m_j - m_s) \frac{1}{2} m_s |j m_j\rangle \right) Y_{lm_l}^*(\hat{\mathbf{p}}) |\epsilon \kappa m_j\rangle, \\ |\mathbf{p}' m'_s\rangle &= 4\pi \sum_{\kappa' m'_j} i^{l'} e^{i\Delta'\kappa} \left( l'(m'_j - m'_s) \frac{1}{2} m'_s |j' m'_j\rangle \right) Y_{l'm'_l}^*(\hat{\mathbf{p}}') |\epsilon' \kappa' m'_j\rangle. \end{aligned} \quad (2.50)$$

Dabei wird über das Produkt aus Phasenfaktor  $e^{i\Delta\kappa}$ , Clebsch-Gordan-Koeffizienten, Kugelflächenfunktion  $Y_{lm_l}(\hat{\mathbf{p}})$  und die Lösung der ungestörten Dirac-Gleichung  $|\epsilon\kappa m_j\rangle$  summiert. Das Koordinatensystem ist so ausgerichtet, dass das einlaufende Elektron mit den Impuls  $\hat{\mathbf{p}}$  auf der  $z$ -Achse liegt. Der Clebsch-Gordan-Koeffizient gewichtet die Besetzung verschiedener Zustände mit den Spinprojektionen  $m_s$ , den Bahndrehimpulsquantenzahlen  $l$ , den Gesamtdrehimpulsquantenzahlen  $j$  und deren Projektion  $m_l$  und  $m_j$ . In einer ähnlichen Summe lassen sich die Lösung der ungestörten Dirac-Gleichung  $|\epsilon\kappa m_j\rangle$  und auch das Vektorpotential  $\mathbf{A}(\mathbf{r})$  entwickeln.

Nach Berechnung der Matrixelemente aus Gl. 2.49 ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von den Emissionswinkeln des Elektrons ( $\vartheta'_e, \varphi'_e$ ) und des Photons ( $\vartheta'_\gamma, \varphi'_\gamma = 0$ ) zu [62, Kap. 5.3.2]

$$\frac{d^2\sigma(\vartheta'_e, \varphi'_e, \vartheta'_\gamma)}{d\Omega'_e d\Omega'_\gamma} = \frac{1}{128\pi^2} \frac{k^2}{p^2} \frac{\alpha}{Z^2} \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \cdot \sum_{m_s, m'_s, \lambda} |M_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'}(m_s, m'_s, \lambda)|^2. \quad (2.51)$$

Summiert wird hier über die möglichen Spinprojektionen  $m_s = \pm\frac{1}{2}$  und  $m'_s = \pm\frac{1}{2}$  und über die möglichen Helizitäten  $\lambda = \pm 1$ , da die Polarisation von Elektron und Photon in dieser Betrachtung keine Observable darstellt. Um neben den Winkelabhängigkeiten eine Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes zu bestimmen, muss diese Rechnung einzeln für verschiedene Anfangs- und Endenergien des Elektrons durchgeführt werden. Dabei ist die Quantenzahl  $\kappa$  in der Reihenentwicklung der kritische Parameter, aus dem sich die anderen Quantenzahlen ergeben. Bei der numerischen Berechnung wird jeweils getestet, bis zu welchem Wert von  $\kappa$  die Summe in Gl. 2.50 berechnet werden muss, um ein gegebenes Konvergenzkriterium zu erfüllen. In den hier verwendeten Rechnungen wurde beispielsweise für  $\epsilon = 50$  keV und  $\epsilon' = 1$  keV die Werte  $\kappa = 18$  und  $\kappa' = 8$  verwendet.

Die Genauigkeit der Ergebnisse ist somit nur durch die Anzahl der berechneten Terme in der Reihenentwicklung bestimmt. Die Methode ist aber im Gegensatz zur Sommerfeld-Maue-Theorie nicht auf einen bestimmten Bereich von Kernladungszahlen oder Elektronenenergien beschränkt.

Die Berechnung der Bremsstrahlung durch Partialwellenzerlegung wurde zuerst von *Pratt und Tseng* durchgeführt [64, 65, 66] und später von *Kissel et al.* umfangreich tabelliert [67, 59]. Die Ergebnisse wurden jetzt durch neuere Rechnungen von *Surzhykov und Yerokhin* bestätigt und darüber hinaus ausgeweitet. So sind unter anderem Berechnungen zur Polarisation des emittierten Photons [6] und Vergleiche von Elektron- und Positron-Bremsstrahlung [68] veröffentlicht. Zu beachten ist, dass die Wirkungsquerschnitte von *Surzhykov und Yerokhin* wie auch bei *Pratt* skaliert mit der Energie des auslaufenden Photons  $k = \epsilon - \epsilon'$  und der Ordnungszahl  $Z$  als  $\sigma(k)$  angegeben werden [6, Gl. 3]:

$$\sigma(k) \equiv \frac{k}{Z^2} \frac{d\sigma}{dk}. \quad (2.52)$$

## 2.6. Kinematik und Lorentztransformation

Zur vollständigen Untersuchung des Elementarprozesses der Bremsstrahlung ist es notwendig, einen dreifachdifferentiellen Wirkungsquerschnitt  $d^3\sigma/dE_e/d\Omega_e/d\Omega_\gamma$  als Funktion des Elektronenwinkels  $\vartheta_e$ , des Photonenwinkels  $\vartheta_\gamma$  und der Elektronenenergie  $E_e$  oder der Photonenenergie  $E_\gamma$  zu messen (Kap. 2.4). Sind theoretische Wirkungsquerschnitt im Projektilsystem gerechnet, müssen sie ins Laborsystem transformiert werden. Die folgende Darstellung orientiert sich an [16, Kap. 3.6].

Ein Projektil bewege sich mit der kinetischen Elektronenenergie  $E_0$  (vgl. Gl. 2.2), d.h. mit der Geschwindigkeit

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \quad (2.53)$$

und dem Lorentzfaktor

$$\gamma = 1 + \frac{E_0}{m_e c^2}. \quad (2.54)$$

Dann besitzt ein Elektron mit einer kinetischen Energie im Projektilsystem von  $E'_e$ , das parallel zur Flugrichtung des Projektils emittiert wird, im Laborsystem die kinetische Energie

$$E_e = (\gamma - 1)m_e c^2 + \gamma E'_e + \gamma\beta\sqrt{E_e'^2 + 2E'_e m_e c^2}. \quad (2.55)$$

Die inverse Transformation der Energie ist

$$E'_e = (\gamma - 1)m_e c^2 + \gamma E_e - \gamma\beta\sqrt{E_e^2 + 2E_e m_e c^2}. \quad (2.56)$$

Eine transversale Emission erfährt keinen Lorentzboost, und so gilt bei einem Emissionswinkel im Laborsystem von  $\vartheta_e$

$$E'_{e_\perp} = E_{e_\perp} = E_e \sin^2 \vartheta_e. \quad (2.57)$$

Dies ist z.B.  $E'_{e_\perp} = 61$  eV für  $E_e = 50$  keV und  $\vartheta_e = 2^\circ$ , also weit unterhalb der Energieauflösung des Spektrometers und damit in diesem Fall vernachlässigbar.

Die Energie  $E'_\gamma$  eines Photons für den Emissionswinkel  $\vartheta_\gamma$  wird transformiert durch

$$E_\gamma = \frac{E'_\gamma}{\gamma(1 - \beta \cos \vartheta_\gamma)}. \quad (2.58)$$

Der Emissionswinkel des Elektrons im Laborsystem  $\vartheta_e$  entspricht im Projektilsystem

$$\vartheta'_e = \pi - \arctan \left[ \frac{\sin \vartheta_e}{\gamma(\cos \vartheta_e - p_0/p)} \right], \quad (2.59)$$

mit dem Impuls  $p = \sqrt{E_e^2/c^2 + 2m_e E_e}$ , bzw. für den Cusp-Impuls  $p_0$  entsprechend. Ein Spektrometer, das im Laborsystem Elektronen mit  $0^\circ \leq \vartheta_e \leq \vartheta_{max}$  sieht, sieht im Projektilsystem für  $E_e < E_0$  Elektronen mit  $0^\circ \leq \vartheta'_e \leq \vartheta_{max}'$  und für  $E_e > E_0$  Elektronen mit  $\vartheta'_{max} \leq \vartheta'_e \leq 180^\circ$  (vgl. Abb. 2.16).

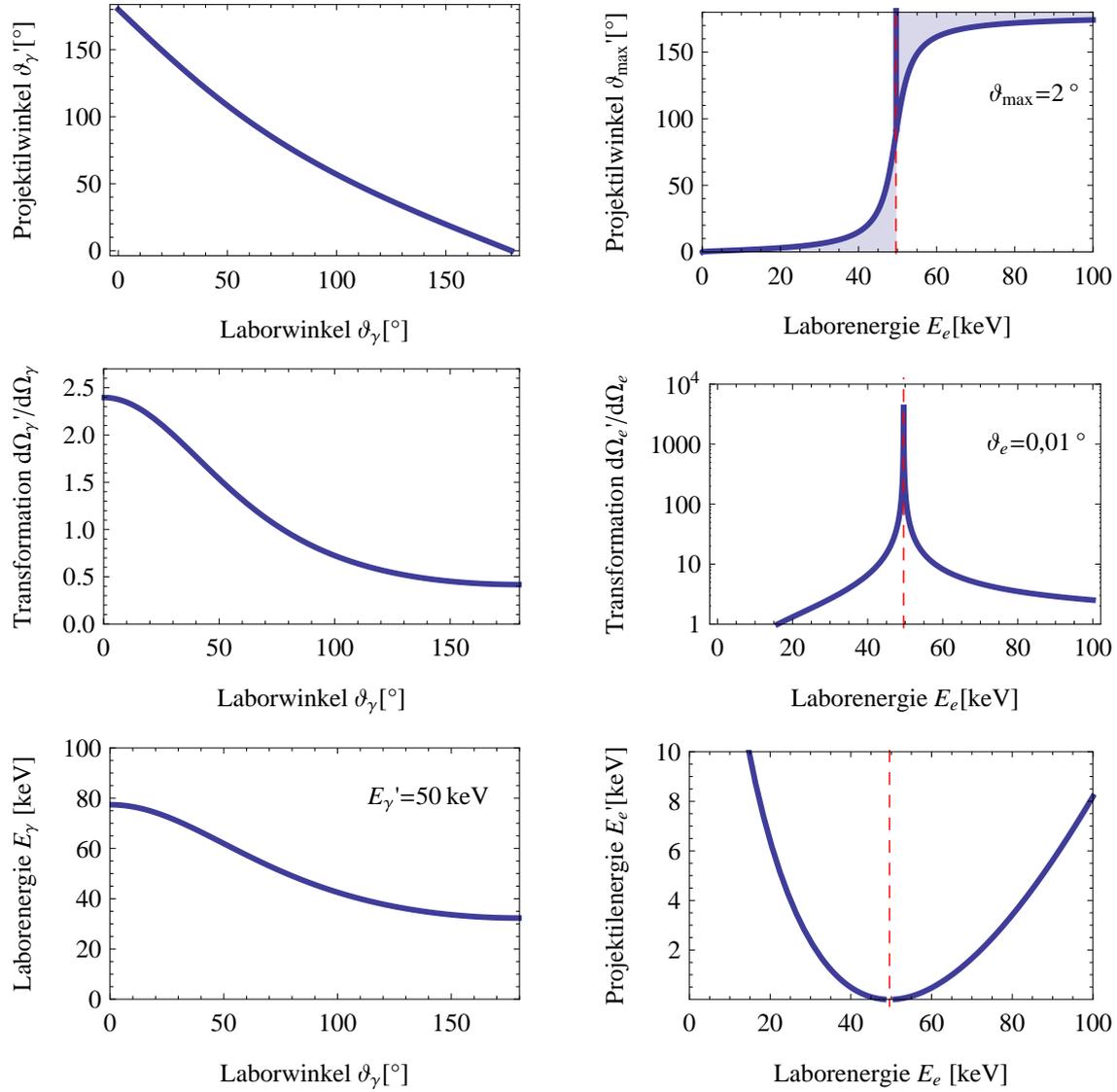


Abb. 2.16.: Transformation des Emissionswinkels  $\vartheta'_{\gamma,e}$ , des Raumwinkels  $d\Omega'_{e,\gamma}/d\Omega_{\gamma,e}$  und der Laborenergie  $E_{\gamma,e}$  für Photon (links) und Elektron (rechts) bei  $E_p = 90$  MeV/u.

Für den Streuwinkel des Photons gilt

$$\vartheta'_\gamma = \pi - \arccos \left[ \frac{\cos \vartheta_\gamma - \beta}{1 - \beta \cos \vartheta_\gamma} \right]. \quad (2.60)$$

Allgemein lässt sich die Transformation des dreifach-differentiellen Wirkungsquerschnittes vom Projekttil- ins Laborsystem schreiben als

$$\frac{d^3\sigma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\gamma} = \frac{dE'_e d\Omega'_e d\Omega'_\gamma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\gamma} \frac{d^3\sigma}{dE'_e d\Omega'_e d\Omega'_\gamma}. \quad (2.61)$$

Dabei gilt für die Energie des Elektrons

$$\frac{dE'_e}{dE_e} = \gamma - \frac{\beta\gamma(E_e + m_e c^2)}{\sqrt{E_e^2 + 2E_e m_e c^2}}, \quad (2.62)$$

und für dessen Raumwinkel

$$\frac{d\Omega'_e}{d\Omega_e} = \frac{\sin \vartheta'_e d\vartheta'_e}{\sin \vartheta_e d\vartheta_e} \quad (2.63)$$

mit  $\vartheta'_e$  aus Gl. 2.59. Für den Raumwinkel des Photons ist

$$\frac{d\Omega'_\gamma}{d\Omega_\gamma} = \frac{1}{\gamma^2(1 - \beta \cos \vartheta_\gamma)^2}. \quad (2.64)$$

Leider divergiert die Raumwinkeltransformation  $d\Omega'_e/d\Omega_e$ , genauer der Term  $\sin \vartheta'_e/\sin \vartheta_e$  für  $\cos \vartheta_e = p/p_0$ , also für  $\vartheta_e = 0^\circ$  und  $p = p_0$ . Anschaulich lässt sich dies dadurch erklären, dass sich für Impulse  $p$  um den Cusp-Impuls  $p_0$  bei kleinen Änderungen des Laborraumwinkels  $d\Omega_e$  um  $\vartheta_e = 0^\circ$  der Projektilraumwinkel  $d\Omega'_e$  maximal ändert und so das Verhältnis  $d\Omega'_e/d\Omega_e$  gegen unendlich läuft. Dies entspricht der bekannten Divergenz von theoretischen energie- und winkeldifferenziellen Wirkungsquerschnitten für den Elektronencusp (vgl. Abb. 2.16 und Abb. 2.7(b)).

### 2.6.1. Transformation theoretischer Wirkungsquerschnitte

Experimentell unterliegen gemessene Wirkungsquerschnitte immer einer endlichen Energie- und Winkelaufösung. Für eine endliche, nicht weiter auflösbare Winkelakzeptanz  $\vartheta_e = 0 \dots \vartheta_{max}$  geschieht der Vergleich zwischen Experiment und Theorie über (vgl. [27, Gl. 3.2])

$$\left. \frac{d^3\sigma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\gamma} \right|_{exp} = \frac{1}{1 - \cos \vartheta_{max}} \int_0^{\vartheta_{max}} \left. \frac{d^3\sigma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\gamma} \right|_{theo} \sin \vartheta_e d\vartheta_e. \quad (2.65)$$

Die Integration über  $\vartheta_e$  ist jedoch aufgrund der beschriebenen Divergenz schwierig. Der Wirkungsquerschnitt kann aber im Projektilsystem integriert werden:

$$\left. \frac{d^3\sigma(E_e, \vartheta_\gamma)}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\gamma} \right|_{exp} = \frac{1}{1 - \cos \vartheta_{max}} \frac{dE'_e}{dE_e} \frac{d\Omega'_\gamma}{d\Omega_\gamma} \int_0^{\vartheta'_{max}(\vartheta_{max})} \left. \frac{d^3\sigma(E'_e(E_e), \vartheta'_\gamma, \vartheta'_e)}{dE'_e d\Omega'_e d\Omega'_\gamma} \right|_{theo} \sin \vartheta'_e d\vartheta'_e. \quad (2.66)$$

Für die Integration über den Winkel ergibt sich  $\vartheta'_{max}(\vartheta_{max})$  aus

$$\vartheta'_{max} = \pi - \arctan \left[ \frac{\sin \vartheta_{max}}{\gamma(\cos \vartheta_{max} - p_0/p)} \right]. \quad (2.67)$$

Die Integration führt dazu, dass die Energieverteilung der Elektronen im Laborsystem nur sensitiv auf das Verhältnis von der Winkelverteilung innerhalb und außerhalb der Winkelakzeptanz ist.

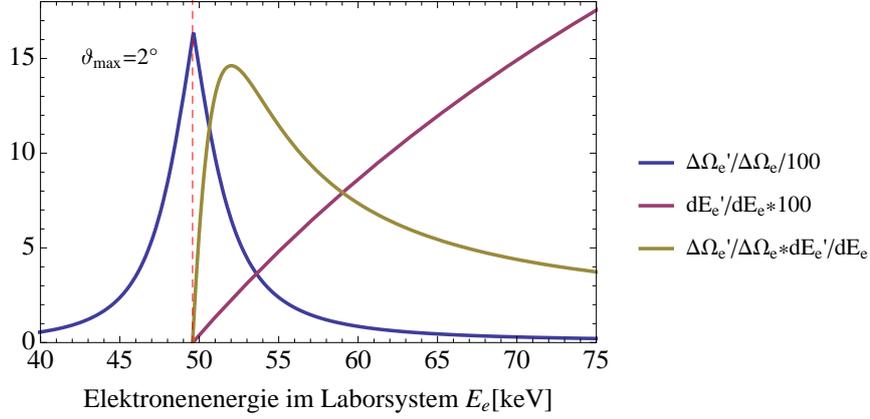


Abb. 2.17.: Modellierung der Elektronenverteilung für  $E_0 = 49.6$  keV.

Wie aus Abb. 2.18(b) ersichtlich ist die Bremsstrahlung am hochenergetischen Ende nahezu energieunabhängig, und somit ist auch der Energieverteilung der Elektronen im Projektilsystem im gemessenen Energiebereich  $E'_e = 0 \dots 8$  keV als nahezu konstant anzunehmen. Zumindest kann die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes innerhalb des zu integrierendem Winkels  $\vartheta'_e = 0 \dots \vartheta_{max}$  vernachlässigt werden.

Wird die Energie- und Winkelverteilung der Elektronen im Projektilsystem als konstant angenommen, kann das Integral trivial ausgeführt werden. Zusammenfassend ergibt sich

$$\begin{aligned} \left. \frac{d^3\sigma(E_e, \vartheta_\gamma)}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\gamma} \right|_{exp} &= \frac{dE'_e}{dE_e} \cdot \frac{\Delta\Omega'_e}{\Delta\Omega_e} \cdot \frac{d\Omega'_\gamma}{d\Omega_\gamma} \cdot \left. \frac{d^3\sigma(\vartheta'_\gamma)}{dE'_e d\Omega'_e d\Omega'_\gamma} \right|_{theo} \\ &= \left( \gamma - \frac{\beta\gamma(E_e + m_e c^2)}{\sqrt{E_e(E_e + 2m_e c^2)}} \right) \frac{1 - \cos \vartheta'_{max}}{1 - \cos \vartheta_{max}} \frac{1}{\gamma^2 (1 - \beta \cos \vartheta_\gamma)^2} \left. \frac{d^3\sigma(\vartheta'_\gamma)}{dE'_e d\Omega'_e d\Omega'_\gamma} \right|_{theo} \end{aligned}$$

Die Form der Elektronenverteilung wird im Wesentlichen durch  $dE'_e/dE_e \cdot \Delta\Omega'_\gamma/\Delta\Omega_\gamma$  bestimmt, wie Abb. 2.17 zeigt.

## 2.6.2. Wirkungsquerschnitte nach Kissel

In [67] und [59] sind von *Kissel et al.* tabellierte Bremsstrahlungsquerschnitt gegeben, die mittels Partialwellenzerlegung berechnet wurden (s. Kap. 2.5.3). Für den Fall der Streuung eines Elektrons an einem Atom (!) werden doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte  $d^2\sigma/dE'_\gamma/d\Omega'_\gamma$  angegeben, die in inverser Kinematik dem Wirkungsquerschnitt im Projektilsystem entsprechen:

$$\frac{d^2\sigma}{dE'_\gamma d\Omega'_\gamma} = Z_t \cdot \frac{Z_p^2}{\beta^2 E'_\gamma} \cdot \hat{\sigma} \cdot S(\vartheta'_\gamma) \quad (2.68)$$

Dabei gibt  $\hat{\sigma}$  den skalierten absoluten Wirkungsquerschnitt an und die *shape function*  $S(\vartheta'_\gamma)$  gibt die Winkelverteilung als Summe über Legendre Polynom  $P_i(\cos \vartheta'_\gamma)$  an:

$$S(\vartheta'_\gamma) = \frac{A}{4\pi(1 - \beta \cos \vartheta'_\gamma)^{4.5}} \sum_{i=0}^5 B_i P_i(\cos \vartheta'_\gamma). \quad (2.69)$$

Zum Vergleich mit den Daten wird ein Uranprojektil mit  $Z_p = 92$ , ein Stickstofftarget mit  $Z_t = 7$  und eine Stoßenergie von  $E_0 = 50$  keV angenommen. Die tabellierten Werte für  $E'_\gamma = 0,95E_0$  geben  $\hat{\sigma} = 5,62$  mbarn,  $A = 0,89808$ ,  $B_0 = 1$ ,  $B_1 = -0,65976$ ,  $B_2 = -0,49891$ ,  $B_3 = 0,25747$ ,  $B_4 = -0,03628$  und  $B_5 = 0,00244$ . Das Ergebnis zeigt Abb. 2.18(a), und 2.18(b) zeigt die tabellierte Energieverteilung.

Wie bereits erwähnt wurde, kann für die Energie des Elektrons im Projektilsystem  $E'_e = E_0 - E'_\gamma$  angenommen werden, demnach ist  $dE'_e = -dE'_\gamma$ . So kann die näherungsweise  $1/E'_\gamma$ -Skalierung der Energie des Bremsstrahlungsphotons  $E'_\gamma$  direkt in eine (sehr schwache!)  $1/(E_0 - E'_e)$ -Skalierung umgesetzt werden.

Für die Winkelverteilung der Elektronen wird in sehr grober Näherung angenommen, dass die Elektronen im Projektilsystem isotrop im rückwärtsgerichteten Halbraum emittiert werden:

$$\frac{d^3\sigma}{dE'_e d\Omega'_e d\Omega'_\gamma} = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \frac{d^2\sigma}{dE'_\gamma d\Omega'_\gamma} & E_e > E_0 \\ 0 & E_e \leq E_0 \end{cases} \quad (2.70)$$

Dieser Wirkungsquerschnitt kann durch die beschriebene Raumwinkeltransformation ins Laborsystem umgerechnet werden und mit den experimentellen Daten verglichen werden. Auch wenn in diese Überlegungen einige Vereinfachungen einfließen, lassen sich doch die Strukturen der RECC-Wirkungsquerschnitte begründen und gute Abschätzungen beim Entwurf von Experimenten durchführen.

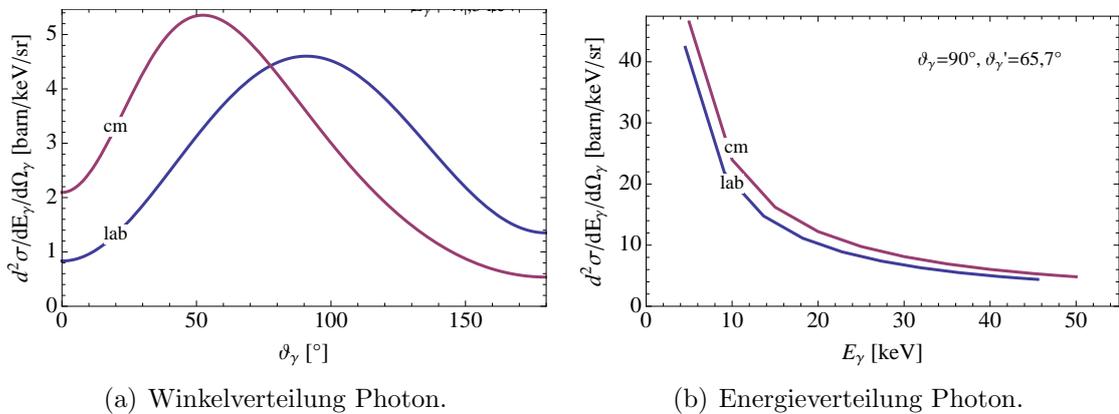


Abb. 2.18.: Wirkungsquerschnitt Bremsstrahlung nach *Kissel et al.* für  $E_0 = 50$  keV im Projektilsystem (cm) und im Laborsystem (lab).

## 2.7. Feldionisation

Zur Messung der Energie der emittierten Elektronen wird hier ein magnetisches Spektrometer verwendet. Bei früheren Cusp-Spektrometern, die durch elektrische oder magnetische Felder die in Vorwärtsrichtung emittierten Elektronen vom Projektilstrahl trennten, wurde teilweise beobachtet, dass diese Felder zur Feldionisation der Projektile führten [69]. Dadurch wurden Elektronen beobachtet, die nicht den zu untersuchenden Prozessen entsprachen. Auch in der Arbeit von *Nofal et al.* [55] wurde ein solcher Beitrag vermutet.

Eine Abschätzung der Feldionisation für die hier verwendete Anordnung soll im Folgenden gegeben werden. Dazu wird die für Rydbergzustände angemessene Näherung des Bohr'schen Atommodells verwendet, nach dem sich das Elektron im Coulomb-Potential des Kerns mit der (effektiven) Ladung  $Ze$  im Abstand  $r$  bewegt:

$$V_C(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} \quad (2.71)$$

Auf das Elektron, das sich im Laborsystem mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  bewegt, wirkt im Magnetfeld  $\vec{B}$  eine Lorentzkraft, die im Projektilsystem zum Potential

$$V_L(r) = -e\gamma(\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{r} = -e\gamma v B r \quad (2.72)$$

führt. Dabei ist  $\vec{v} \perp \vec{B} \perp \vec{r}$ . Die Bedingung für ein Maximum des Potentials im Abstand  $r_0$  vom Kern ist

$$\frac{\partial V(r_0)}{\partial r} = \frac{\partial [V_C(r_0) + V_L(r_0)]}{\partial r} = 0, \quad (2.73)$$

was gleichbedeutend ist mit  $V_C(r_0) = V_L(r_0)$ . Aus

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r_0^2} - e\gamma v B = 0 \quad (2.74)$$

ergibt sich der Feldionisationsradius

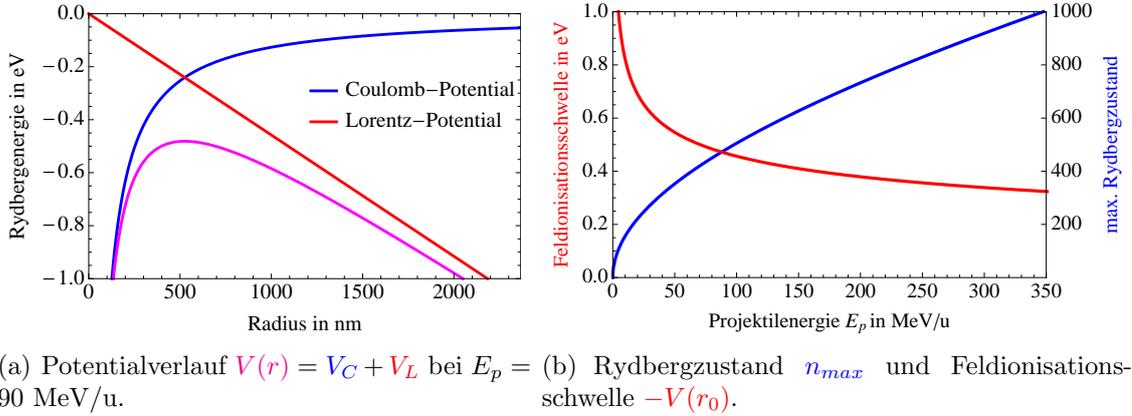
$$r_0 = \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze}{\gamma v B}}. \quad (2.75)$$

Im Laborsystem wird das nötige Magnetfeld  $B$  über den Sollbahnradius  $\rho_0$  des Dipols und den Impuls  $p$  mittels  $B\rho_0 = p/e$  bestimmt. Damit ist die Ionisationsschwelle für Feldionisation  $V(r_0) = V_C(r_0) + V_L(r_0)$  dann

$$V(r_0) = -2\sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} Ze^3\gamma v B} = -2\sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} Ze^2\gamma v \frac{p}{\rho_0}}. \quad (2.76)$$

Der entsprechende Rückbergzustand ergibt sich mit

$$V(r_0) = -13.6 \text{ eV} \frac{Z^2}{n_{max}^2} \quad (2.77)$$



(a) Potentialverlauf  $V(r) = V_C + V_L$  bei  $E_p = 90$  MeV/u. (b) Rydbergzustand  $n_{max}$  und Feldionisationsschwelle  $-V(r_0)$ .

Abb. 2.19.: Illustration zur Feldionisation.

zu

$$n_{max} = \sqrt[4]{(13.6 \text{ eV})^2 \cdot 4\pi\epsilon_0 \cdot \frac{Z^3 \rho_0}{e^2 4\gamma vp}}. \quad (2.78)$$

Um nur die Abhängigkeit von der kinetischen Elektronenenergie  $E_0$ , bzw. über Gl. 2.2 von der Projektilenergie  $E_p$  zu haben, werden die relativistischen Größen für den Lorentzfaktor  $\gamma$ , die Geschwindigkeit  $v$  und den Impuls  $p$

$$\gamma = 1 + \frac{E_0}{m_e c^2}, \quad v = c \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{\left(\frac{E_0}{m_e c^2} + 1\right)^2}} \quad \text{und} \quad p = \sqrt{(E_0/c)^2 + 2m_e E_0} \quad (2.79)$$

verwendet. Für die Beispielparameter  $\rho_0 = 0.2991$  m (vgl. Tab. 4.1) und  $Z = 88$  zeigt Abb. 2.19(a) den Potentialverlauf  $V(r)$  bei der Projektilenergie  $E_p = 90$  MeV/u. Hier ergibt sich ein Feldionisationsradius von  $r_0 = 526$  nm. Abb. 2.19(b) zeigt die Feldionisationsschwelle  $-V(r_0)$  in eV und den maximalen Rydbergzustand  $n_{max}$  in Abhängigkeit der Elektronenenergie, bei  $E_p = 90$  MeV/u ist  $V(r_0) = -0.48$  eV und  $n_{max} = 468$ .

Würden also in Stößen von hochgeladenen Ionen wie  $U^{88+}$  mit dem Gastarget Elektronen vom Gastarget in Rydbergzustände  $n > 468$  des Projektils eingefangen, so würden sie beim Passieren des Magnetfeldes des Spektrometerdipols vom Projektil abgestreift. Da für diese Ereignisse ebenfalls eine Koinzidenz mit einem Photon, aber keine Umladung zu beobachten ist, würden diese als Beitrag zum Elektronenspektrum des RECC bei einer Energie von  $E'_e < 0.48$  eV erscheinen. Dies entspricht im Laborsystem  $E_e = E_0 \pm 0.32$  keV, ist also weit unterhalb der Auflösung des Spektrometers. Da der Wirkungsquerschnitt pro Energieintervall  $\Delta\sigma_{cap}/\Delta E$  konstant beim Übergang vom Einfang in gebundene Rydberzustände zum Einfang in Kontinuumszustände ist, sind feldionisierte Elektronen nicht von Kontinuumsselektoren zu unterscheiden, sollten aber aufgrund der niedrigen Feldionisationsschwelle keinen wesentlichen Einfluss auf die gemessenen Spektren haben.



## 3. Beschleunigeranlage

Die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente wurden am *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung* (ehemals *Gesellschaft für Schwerionenforschung*) durchgeführt. Dieses besitzt eine in der Welt einmalige Expertise in der Bereitstellung von Strahlen fast jeden Elements in fast jedem Ladungszustand, von Protonenstrahlen bis hin zu vollständig ionisierten Uranionen  $U^{92+}$ . Einen Überblick über die Anlage und ihre Möglichkeiten soll im Folgenden gegeben werden (s. Abb. 3.1).

### 3.1. Primärstrahlkette

Für die Atomphysik dient die Beschleunigung von Schwerionen in erster Linie der Erzeugung hoher Ladungszustände. Dazu durchqueren die beschleunigten Ionen Gasstripper oder Folienstripper, in denen Elektronen vom Projektil "abgestreift" werden. Das Entfernen eines gebundenen Elektrons aus einem Ion mit der Projektilener-

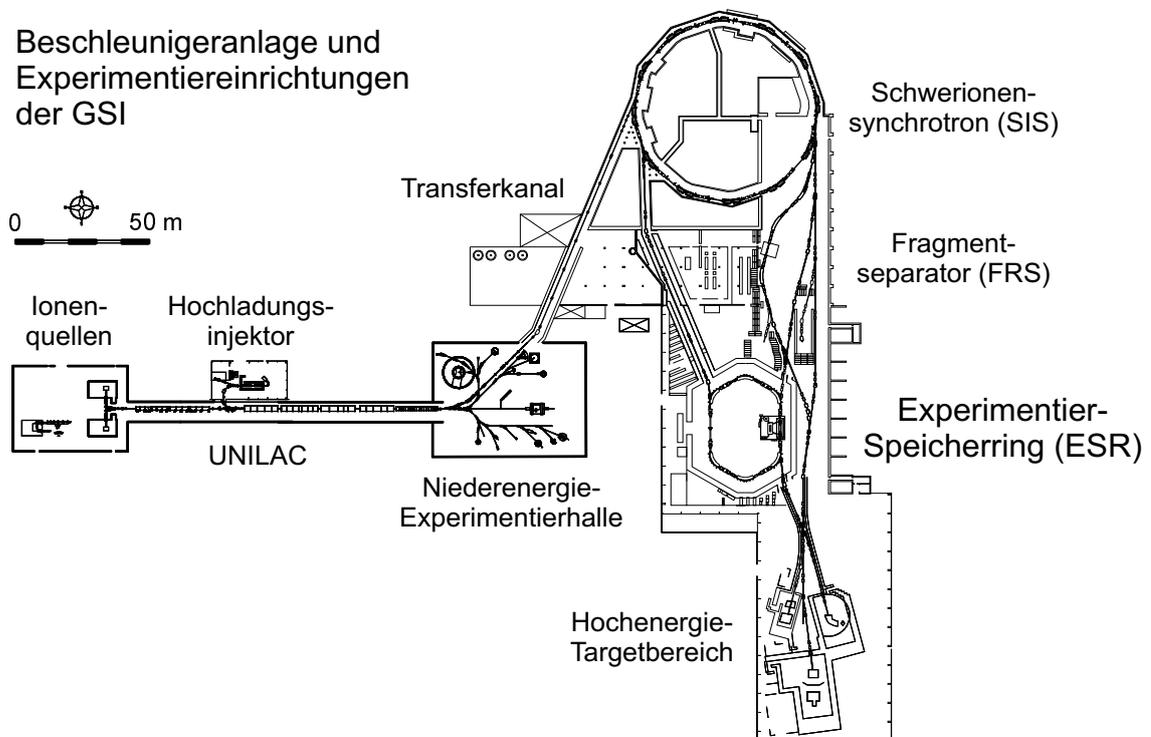


Abb. 3.1.: Übersicht der Anlagen an der GSI.

gie  $E_p^{\text{kin}}$  ist dabei am wahrscheinlichsten, wenn die kinetische Energie des Elektrons  $E_e^{\text{kin}}$  größer ist als seine Bindungsenergie  $E_e^b$ :

$$E_e^{\text{kin}} = \frac{m_e}{u} E_p^{\text{kin}} > E_e^b, \quad (3.1)$$

oder mit Einheiten

$$E_e^{\text{kin}}[\text{keV}] = \frac{E_p^{\text{kin}}[\text{MeV/u}]}{1.823} > E_e^b[\text{keV}]. \quad (3.2)$$

Zum Vergleich: Die Bindungsenergie des  $1s$ -Elektrons in Uran liegt bei etwa 132 keV (s. Tab. 2.1). Höhere Projektilenergien ermöglichen also höhere Ladungszustände. Ionen in höheren Ladungszuständen lassen sich aber auch wirksamer durch elektromagnetische Felder beschleunigen. Deshalb ist ein stufenweises Beschleunigen und Strippen sinnvoll, wie es am Beschleuniger der GSI umgesetzt wird.

Es können hier bis zu drei **Ionenquellen** verschiedenen Typs parallel betrieben werden, unter anderem eine Penning-Quelle, eine MEVVA-Quelle (Metal Vapour Vacuum Arc) und am **Hochladungsinjektor** eine EZR-Quelle (Elektron-Zyklotron-Resonanz). Die meist niedrig geladenen, aus den Quellen extrahierten Ionen (z.B.  $U^{4+}$ ) durchlaufen zunächst den etwa 120 m langen Linearbeschleuniger **UNILAC** (UNIversal Linar Accelerator). Bereits in der Mitte des UNILAC befindet sich ein Gasstripper, durch den bei 1.4 MeV/u typischerweise Uran  $U^{28+}$  erzeugt wird. Die Energie nach dem UNILAC beträgt bis zu 11.4 MeV. Bei dieser Energie wird in einem Folienstripper für Uran der Ladungszustand  $U^{73+}$  erreicht.

Die Ionen des UNILAC können für Experimente in der Niederenergie-Experimentierhalle verwendet werden oder über den **Transferkanal** in das **SIS** (Schwerionen-Synchrotron) eingeschossen werden. Das Synchrotron mit einem Umfang von 216 m und einer magnetischen Steifigkeit von 18 Tm erreicht für  $U^{73+}$  eine Energie von bis zu 1 GeV/u. Erst nach dem SIS können Energien erreicht werden, die in einer weiteren Stripperfolie ein effizientes Erzeugen von vollständig ionisierten Ionen hoher Kernladungszahl wie etwa  $U^{92+}$  ermöglichen. Der SIS-Strahl kann direkt zu Experimenten im Hochenergie-Targetbereich geleitet werden, in den **FRS** (Fragment-Separator) zur Erzeugung exotischer Kerne geführt werden, oder in den **ESR** (Experimentier-Speicherring) eingeschossen werden.

Die ganze Beschleunigeranlage ist so aufgebaut, dass parallel mehrere Experimente (nach dem UNILAC, nach dem SIS, am FRS und am ESR) durchgeführt werden können. Dabei können bis zu drei verschiedene Elemente aus den drei Ionenquellen abwechselnd, d.h. Schuss-für-Schuss beschleunigt werden.

### 3.2. Experimentierspeicherring

Der ESR dient dazu, hochgeladene Ionen im Energiebereich von 4 MeV/u bis 400 MeV/u zu speichern, d.h. sie für eine Zeit in der Größenordnung von Minuten (bis Stunden) im Ring kreisen zu lassen. Möglich ist dies nur durch ein exzellentes Vakuum im Bereich von  $10^{-11}$  mbar. Mit einem Umfang von 108 m ist bei Ionen mit z.B. 30% Lichtgeschwindigkeit die Umlauffrequenz 1 MHz. Dadurch liefert der Ring mit den typischerweise  $10^8$  eingeschossenen Projektilen einen Ionenstrom, welcher um Größenordnung die von Fixed-Target-Experimenten übersteigt. Neben der hohen Luminosität bietet der Ring eine Vielzahl von Möglichkeiten, die sich in einer großen Bandbreite von durchgeführten atom- und kernphysikalischen Experimenten widerspiegelt. Einige Komponenten und Möglichkeiten des Rings werden im Folgenden erklärt.

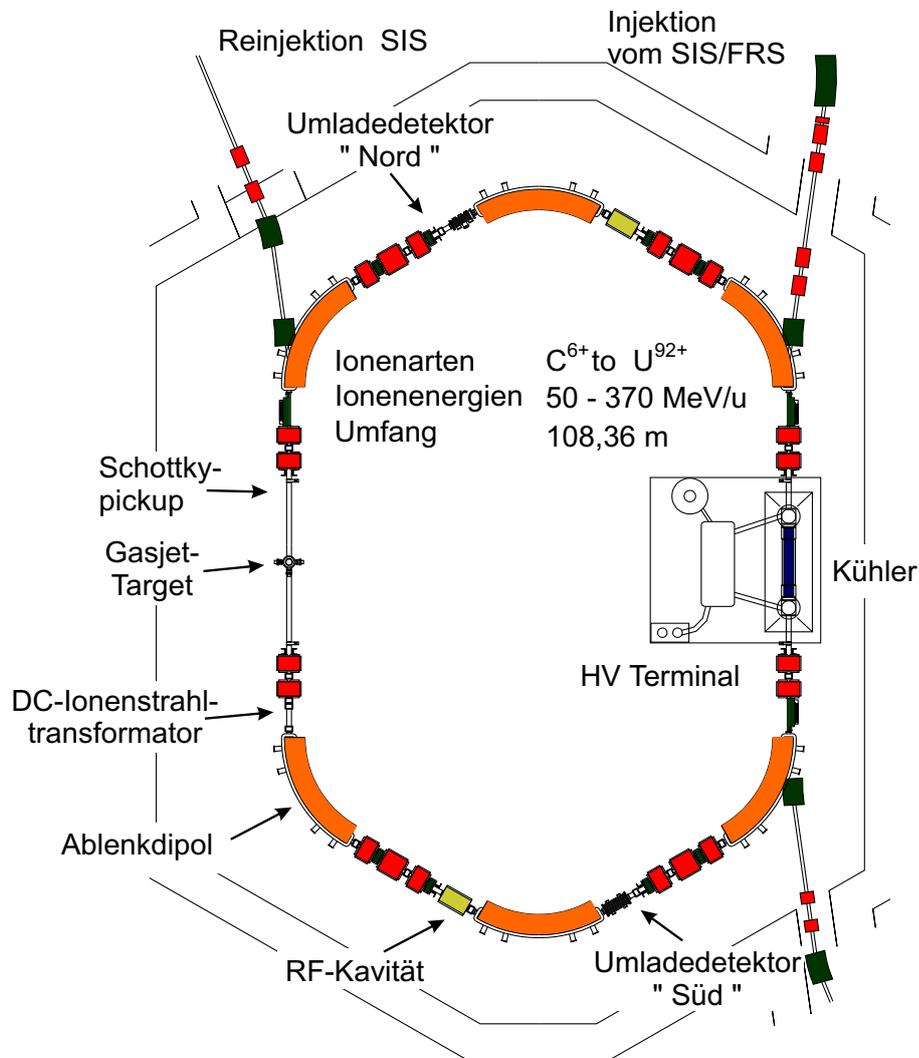


Abb. 3.2.: Übersicht des ESR.

### 3.2.1. Elektronenkühlung

Auf einer 2.5 m langen geraden Sektion des Rings kann der Ionenstrahl mit einem Elektronenstrahl überlagert werden. Der Elektronenstrom beträgt typischerweise 200 mA. Die Elektronen haben dabei genau die Geschwindigkeit der Ionen, jedoch eine sehr viel schmalere Geschwindigkeitsverteilung. Durch Stöße zwischen den Ionen, die den Kühler mit einer Wiederholungsrate im Bereich von MHz durchqueren, und den Elektronen des Kühlers kann die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen verringert werden, der Strahl wird "gekühlt". Während für die Ionen durch wiederholtes Durchlaufen deren transversale und longitudinale Impulsabweichung abnimmt, werden die im Kühlprozess aufgeheizten Elektronen eliminiert und kontinuierlich aus der Elektronenquelle nachgeliefert. Insbesondere nachdem der Strahl aus dem SIS die letzte Stripperfolie passiert, besitzt er beim Einschuss in den ESR eine breite Impulsverteilung. Das Kühlen ermöglicht es, diese auf  $\Delta p/p = 10^{-4}$  zu verringern. Neben der geringeren räumlichen Ausdehnung des Strahls und wohldefinierten experimentellen Bedingung verringert das Kühlen des Strahls vor allem "intra-beam-scattering", d.h. Stöße der Ionen untereinander innerhalb des Strahls. Dies trägt wesentlich zur langen Lebensdauer des Strahls im Ring bei.

Die Energie des Elektronenstrahls bestimmt die Energie des Ionenstrahls (vgl. Gl. 3.2), deswegen ist dessen genaue Kenntnis wichtig. Die Energie des Elektronenstrahls  $E_e$  ergibt sich aus der Kathodenspannung  $U_{Kath}$  und dem Raumladungspotential  $U_{RL}$ <sup>1</sup>

$$E_e = e(U_{Kath} + U_{RL}) \quad (3.3)$$

Das Raumladungspotential verringert die Elektronenenergie, ausgehend von dessen Geschwindigkeit  $\beta_0$ , in Abhängigkeit vom Elektronenstrom  $I_e$ :

$$U_{RL} = -\frac{I_e}{4\pi\epsilon_0\beta_0c} \left( 1 + 2 \ln \frac{R_{Drift}}{R_e} \right) = -0.11215 \frac{\text{V}}{\text{mA}} \cdot \frac{I_e}{\beta_0} \quad (3.4)$$

Hier wurden die für den ESR gültigen Parameter des Radius für die Driftröhre  $R_{Drift} = 10$  cm und des Elektronenstrahls  $R_e = 2.54$  cm eingesetzt. (Details in [70, S. 65])

Beispielsweise betrug im Bremsstrahlungsexperiment dieser Arbeit die Kathodenspannung  $U_{Kath} = 49.630$  kV und der Elektronenstrom  $I_e = 200$  mA. Damit ergibt sich ein Raumladungspotential  $U_{RL} = -0.054$  kV und zusammen eine Elektronenenergie von  $E_e^{\text{kin}} = 49.576$  keV

Der ESR bietet auch die Möglichkeit für Stochastische Kühlung [71, 72]. Diese ist aber nur bei einer Strahlenergie von 400 MeV/u möglich und wurde in den hier behandelten Experimenten nicht verwendet.

---

<sup>1</sup>Über Driftröhren kann die Energie der Elektronen zusätzlich modifiziert werden, diese wurden aber hier nicht verwendet.

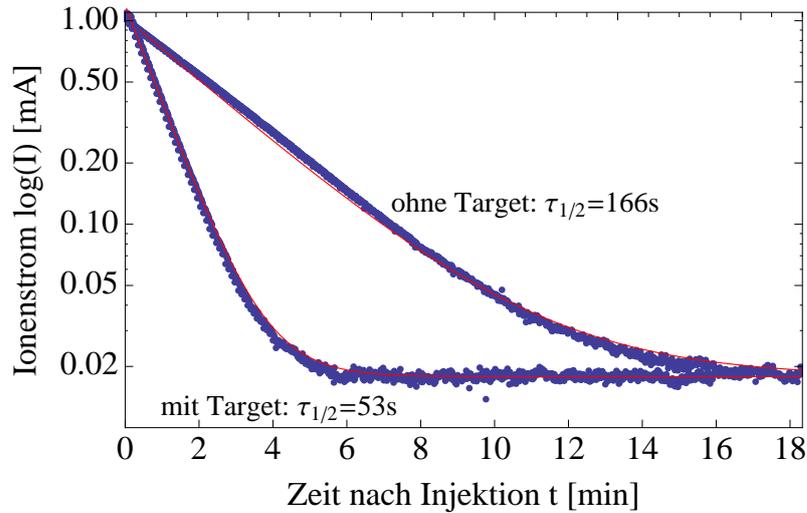


Abb. 3.3.: Strahllebensdauer mit und ohne Gastarget.

### 3.2.2. Strahltransformator

Zur Messung der Intensität des Ionenstrahls ist im ESR ein Strahltransformator (genauer *Direct Current-Current Transformer, DCCT*) installiert [73]. Der Ionenstrahl erzeugt hier in einem ihn umgebenden Ring aus weichmagnetischem Material ein Magnetfeld, das in einer um den Ring gewickelten Spule eine Spannung induziert. Da der Ionenstrom aber nur ein konstantes Magnetfeld erzeugt, ist zum Induzieren einer Spannung der Vergleich mit einem überlagerten periodischen Magnetfeld nötig. Die dazu verwendete Technik ist von *Brandau* in [70, S. 59] beschrieben.

Die gemessene Spannung wird auf einen Spannungs-Frequenzwandler gegeben, dessen Frequenz dann proportional zum Ionenstrom ist.<sup>2</sup> (Details dazu z.B. in [74].) Die Frequenz besitzt einen Offset, der etwa 0.02 mA beträgt, wie Abb. 3.3 zeigt. Dieser Offset muss nach jeder Unterbrechung des Messzyklus neu bestimmt werden, um Unsicherheiten zu minimieren.

### 3.2.3. Gastarget

Für Experimente zur Streuung von hochgeladenen Ionen an Atomen ist im ESR ein Überschall-Gasjet-Target eingebaut [75, 76]. Das unter Hochdruck verdichtete Targetgas wird im Einlass durch eine stickstoff- oder sogar heliumgekühlte Mikrometerdüse in die Vakuumkammer expandiert. Aus der ungerichteten thermischen Geschwindigkeitsverteilung der Gasteilchen vor der Düse entsteht bei der Expansion ins Vakuum ein gerichteter Gasstrahl mit Überschallgeschwindigkeit. Dieser wird in einem vierstufigen differentiellen Pumpsystem (Nomenklatur *E1 – E4*) durch Skimmer zu einem Gasjet geformt, der in der Wechselwirkungszone einen Durchmesser von  $\Delta x = 5$  mm besitzt. Nach dem Passieren der Wechselwirkungszone wird das

<sup>2</sup>Zur Umrechnung wurde das Verhältnis  $Ionenstrom[mA] = 5 \cdot 10^{-6} \cdot Frequenz[Hz]$  verwendet.

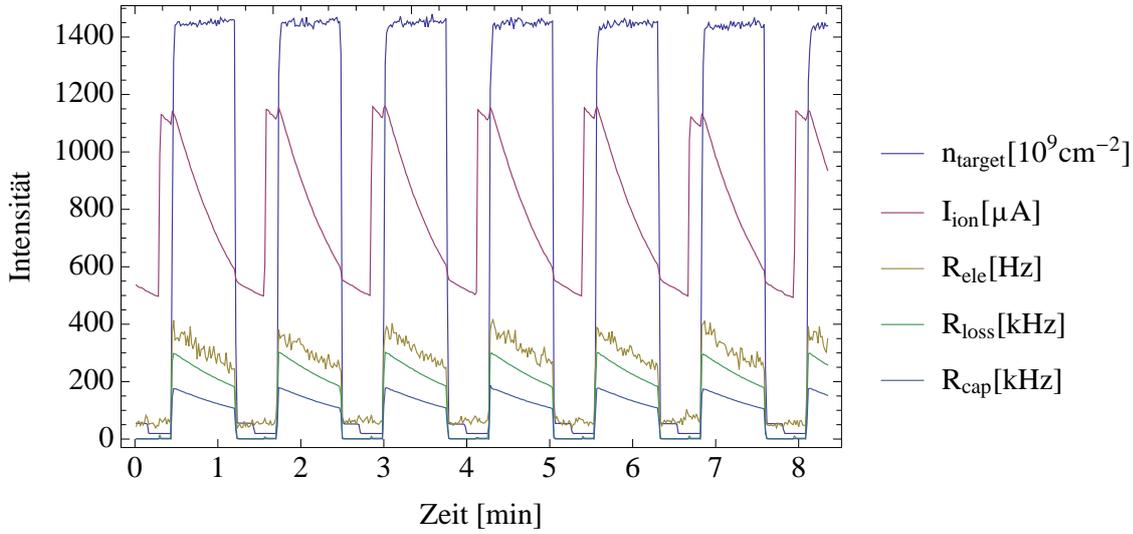


Abb. 3.4.: ESR Zyklus mit der Targetdichte  $n_{\text{target}}$ , dem Ionenstrom  $I_{\text{ion}}$ , der Elektronenrate  $R_{\text{ele}}$ , der Rate des Ionisationsdetektors  $R_{\text{loss}}$  und der Rate des Rekombinationsdetektors  $R_{\text{cap}}$ .

Gas in einem vierstufigen Sumpf (Nomenklatur  $S4 - S1$ ) abgepumpt. Dadurch wird im Wechselwirkungspunkt eine Flächendichte von typischerweise  $10^{12}$  Teilchen/ $\text{cm}^2$ , teilweise sogar bis  $10^{14}$  Teilchen/ $\text{cm}^2$  erreicht (vgl. 3.4), während im Ring ein Vakuum von  $10^{-11}$  mbar (etwa  $10^6$  Teilchen/ $\text{cm}^3$ ) aufrecht erhalten werden kann.

Für das Bremsstrahlungsexperiment wurde das Gastarget mit Stickstoff bei einem Einlassdruck von 22 bar und einer Düsentemperatur von 130 K betrieben. Die Drücke in den vier Sumpfstufen  $S4 - S1$  wurden über Spannungs-Frequenzwandler in der Datenaufnahme mitgeschrieben und ermöglichten eine Berechnung der Targetflächendichte. Die dazu verwendeten Formeln zeigt Anhang A. Details zum Gastarget im ESR finden sich in der Diplomarbeit von Kühnel [75] und in [76].

### 3.2.4. Umladungsdetektoren

Projektile, die im Gastarget (oder im Restgas) umgeladen wurden, besitzen bei gleicher Masse  $m_p$  eine geänderte Ladung  $q$  und damit eine geänderte magnetische Steifigkeit  $B\rho$ . Diese wirkt sich in den Dipolen des ESR in einer von der Sollbahn abweichenden Trajektorie aus. Da der ESR mit einer horizontalen Apertur von 250 mm eine enorme Impulsakzeptanz besitzt, ist es bei Ionen hoher Kernladungszahl möglich, verschiedene Ladungszustände parallel im Ring kreisen zu lassen. Alternativ können an verschiedenen Positionen in den Dipolen von der Seite Umladungsdetektoren in den Ring eingefahren werden, um auf der Ring-Innenseite die ionisierten, bzw. auf der Außenseite die rekombinierten Projektile zu messen (s. Abb. 3.2). Das Einfahren geschieht über elektrisch gesteuerte Antriebe oder über Pressluftantriebe. Letztere bieten aufgrund ihrer Schnelligkeit die Möglichkeit, den

Detektor während der Injektion herauszufahren, wenn der Strahl in dieser Zeit auf einer abweichenden Sollbahn liegt. Gleiches gilt für die sogenannten “Scraper”, die allein dazu dienen, unerwünschte umgeladene Projektile, z.B. hinter dem Elektronenkühler, am Zirkulieren zu hindern.

Zur Messung der ionisierten und rekombinierten Projektile nach dem Gastarget wurden die in [77] beschriebenen Gasdetektoren, genauer Vieldrahtproportionalkammern (multiwire proportional chamber, MWPC) verwendet. Sie bieten keine Energieauflösung, dafür aber eine sehr gute Zeitauflösung und geringe Totzeit. Zählraten von mehreren hundert kHz sind möglich, wie Abb. 3.4 zeigt. Ein ortsauflösender Betrieb ist ebenfalls möglich, wurde aber hier nicht verwendet. Da im Dipolmagneten *alle* ionisierten oder rekombinierten Projektile auf den Detektor treffen, beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit für umgeladene Projektile nach [77] über 99%, solange die Zählrate des Detektors nicht im Bereich der Sättigung liegt.

### 3.2.5. Messzyklus

Den Messzyklus für das Bremsstrahlungsexperiment beschreiben Tab. 3.1 und Abb. 3.4. Dieser Zyklus, von der Injektion in den Speicherring über die Strahlpräparation bis zur aktiven Messzeit wurde vollautomatisch immer wieder durchlaufen. Der sog. *duty cycle*, also das Verhältnis zwischen aktiver Messzeit gesamter Messzeit inklusive Strahlpräparation lag bei 83%.

Die jeweils feste Einstellung der Magnete des Elektronenspektrometers erfolgte immer, bevor das automatische Durchlaufen des Messzyklus gestartet wurde. Ein Scan der Magnetfelder während des Messzyklus war aufgrund der Trägheit der Magnete nicht möglich.

Aus atomphysikalischer Sicht sei hier festgehalten, dass bei einem Projektilestrahl von  $U^{88+}(1s^22s^2)$  bei 90 MeV/u. d.h. bei etwa 50 keV Elektronenenergie und einer Bindungsenergie des 2s-Elektrons von etwa 32 keV (s. Tab. 2.1) der Ionisationskanal gegenüber dem Rekombinationskanal klar dominant ist.

Maschine	Name	Zeit	Funktion
2	HF-Stack	1 s	Injektion
4	Messen 1	3 s	Strahlkühlung
5	Messen 2	2 s	Strahlkühlung
7	Beschleunigung	1 s	Bahnverlagerung von Injektionsorbit auf Messorbit
6	Messen 3	2 s	Teilchendetektoren & Scraper rein, Gastarget an
11	Messen 4	48 s	Messen
14	Reset-Maschine	1 s	Teilchendetektoren & Scraper raus, Gastarget aus
	<i>Summe</i>	58 s	

Tab. 3.1.: Messzyklus für das Bremsstrahlungsexperiment: Die Nummern und Namen der Abschnitte des Zyklus (Maschinen genannt) sind historisch begründet.



## 4. Strahloptik des Spektrometers

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurde ein Elektronenspektrometer verwendet, das wie im Experiment von *Nofal et al.* [55] aus der Anordnung Dipol-Quadrupoltriplett-Dipol besteht (s. Abb. 4.1). Ziel einer solchen Anordnung ist zunächst eine teleskopische Abbildung, welche den Wechselwirkungspunkt auf einen Bildpunkt abbildet. Ein weiteres Ziel kann dabei entweder eine maximale Impulsakzeptanz oder eine maximale Impulsauflösung sein.

Im Vergleich zum Experiment in [55] wurde hier ein neues eisenfreies, und damit hystereseffreies Quadrupoltriplett verwendet. Im Zusammenhang mit dem Einbau des neuen Quadrupoltriplets wurde im Rahmen dieser Arbeit die Strahloptik des Spektrometers umfangreich analysiert, um unter Verwendung der vorhandenen Magnete und unter den gegebenen geometrischen Randbedingungen für das Bremsstrahlungsexperiment die bestmöglichen Bedingungen bereitstellen zu können. Das Spektrometer wurde dann diesen Rechnungen entsprechend für die Experimente umgebaut. Der Weg der Optimierung des Spektrometers bezüglich seiner Abbildungseigenschaften soll im Folgenden beschrieben werden. Zur Berechnung in linearer Näherung werden Transfermatrizen verwendet, wie sie in der Beschleunigertheorie üblich sind.

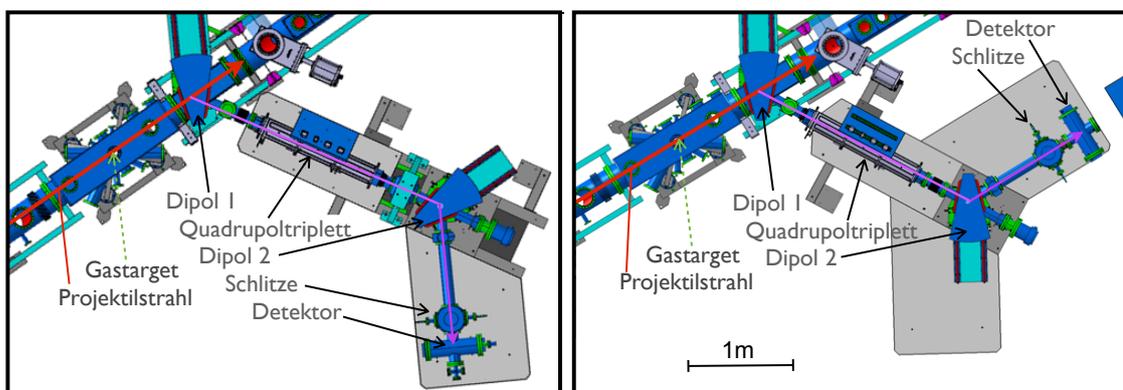


Abb. 4.1.: Mögliche Konfigurationen des Elektronenspektrometers:  
links die  $+60^\circ + 60^\circ$ -Konfiguration, rechts die  $+60^\circ - 60^\circ$ -Konfiguration.

## 4.1. Transfermatrizen

In der Beschleunigertheorie wird zur Berechnung des Strahltransports durch ein gegebenes System jeder optischen Komponente (Dipol, Quadrupol, feldfreie Flugstrecke,...) eine Transfermatrix zugeordnet. Die Optik des Gesamtsystems ergibt sich dann aus dem Produkt der Transfermatrizen. Zur expliziten Multiplikation der Matrizen werden typischerweise Simulationsprogramme verwendet, wie z.B. TRANSPORT [78], MAD [79], oder das an der GSI verwendete MIRKO [80]. Eine Einführung in den Matrixformalismus findet sich u.a. in den Büchern von *Wollnik* [81], *Wille* [74] und *Hinterberger* [82]. Die folgenden Ausführungen verwenden als Basis die Notation von *Hinterberger* [82].

Zur Beschreibung eines Teilchens entlang der optischen Achse eines Stahls wird ein 6-dimensionales Koordinatensystem verwendet, dessen Ursprung auf der Sollbahn liegt. Der Ort eines Teilchens  $\mathbf{x}(s)$  entlang des Strahlwegs  $s$  wird dabei durch die horizontale Ortsabweichung  $x(s)$  und die vertikale Ortsabweichung  $y(s)$  beschrieben. Dabei wird von einer Strahlführung in der horizontalen Ebene ausgegangen, wie es typischerweise der Fall ist. Zusätzlich wird zur Beschreibung des Teilchens noch der jeweilige Winkel verwendet, also  $x'(s) = dx/ds$  für die horizontale und  $y'(s) = dy/ds$  für die vertikale Richtungsabweichung. Weitere Parameter sind die longitudinale Ortsabweichung  $l(s)$  und die Impulsbreite  $\delta(s) = \Delta p(s)/p_0$ , normiert auf den Sollimpuls  $p_0$ . Zusammengefasst mit den jeweiligen Einheiten:

$$\mathbf{x}(s) = \begin{pmatrix} x & [mm] \\ x' & [mrad] \\ y & [mm] \\ y' & [mrad] \\ l & [mm] \\ \delta & [1] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{horizontale Ortsabweichung} \\ \text{horizontale Richtungsabweichung} \\ \text{vertikale Ortsabweichung} \\ \text{vertikale Richtungsabweichung} \\ \text{longitudinale Ortsabweichung} \\ \text{relative Impulsabweichung} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Ist der Teilchenvektor  $\mathbf{x}(0)$  eines Teilchens am Beginn des Systems  $s = 0$  bekannt, so kann in linearer Näherung das Teilchen an einem Ort  $s$  durch Multiplikation mit der Transfermatrix  $R(s)$  beschrieben werden:

$$\mathbf{x}(s) = R(s) \cdot \mathbf{x}(0) \quad (4.2)$$

Die Transfermatrix  $R(s)$  hat dabei die Grundform

$$R = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 \\ R_{51} & R_{52} & 0 & 0 & 1 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Besteht ein System aus  $n$  optischen Elementen, so ergibt sich die Matrix des Gesamtsystems durch Multiplikation der fortlaufenden Elemente  $R_1 = R(0 \rightarrow s_1), \dots, R_n =$

$R(s_{n-1} \rightarrow s_n)$  „von links“:

$$R = R_n \cdots R_1. \quad (4.4)$$

An Gl. (4.3) ist zu sehen, dass die horizontale und die vertikale Komponente  $R_x$  und  $R_y$  entkoppelt sind:

$$R_x = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & R_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

$$R_y = \begin{pmatrix} R_{33} & R_{34} \\ R_{43} & R_{44} \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Beispielsweise entspricht  $R_{11} > 0$  einer Vergrößerung der  $x(s)$ -Komponente proportional zur Ortsabweichung  $x(0)$  und  $R_{12} > 0$  einer Zunahme der Ortsabweichung proportional zum horizontalen Öffnungswinkel  $x'(0)$ . Die Matrixelemente  $R_{21}$  und  $R_{43}$ , also die Winkeländerung in Abhängigkeit von der Ortsabweichung entsprechen über  $f_x = -1/R_{21}$  und  $f_y = -1/R_{43}$  jeweils einer Brennweite. Interessant werden im Folgenden auch die Komponenten  $R_{16}$  und  $R_{26}$  sein, sie stellen den Einfluss der Impulsabweichung auf die horizontale Orts- und Richtungsabweichung dar und beschreiben die Dispersion des Systems. Hingegen sind die Matrixelemente für die longitudinale Ortsabweichung  $R_{51}$ ,  $R_{52}$  und  $R_{56}$  hier nicht relevant.

Die Transfermatrizen der hier verwendeten optischen Elemente sind wie folgt:

- **Driftstrecke**

Eine Driftstrecke hat im Wesentlichen den Effekt, dass sich ein divergenter Strahl entlang der Strecke  $L$  aufweitet, also  $x(L) = x_0 + Lx'_0$  und  $y(L) = y_0 + Ly'_0$ . Als Matrix schreibt sich dies:

$$R = \begin{pmatrix} 1 & L & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & L/\gamma^2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Die longitudinale Ortsabweichung  $R_{56}$  ergibt sich aus der Lorentzkontraktion  $R_{56} = L/\gamma^2$ .

- **Dipol**

Ein homogener Ablenk magnet mit zueinander parallelen Polflächen, in dem das Magnetfeld also nicht vom Ort innerhalb des Magneten abhängt, wird durch den Sollbahnradius  $\rho_0$  und den Ablenk Winkel  $\alpha$  beschrieben. Die effek-

tive Länge ergibt sich durch  $L = \rho_0 \alpha$ . Die Transfermatrix lautet:

$$R = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \rho_0 \sin \alpha & 0 & 0 & 0 & \rho_0(1 - \cos \alpha) \\ -\frac{\sin \alpha}{\rho_0} & \cos \alpha & 0 & 0 & 0 & \sin \alpha \\ 0 & 0 & 1 & \rho_0 \alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\sin \alpha & -\rho_0(1 - \cos \alpha) & 0 & 0 & 1 & \rho_0 \frac{\alpha}{\gamma^2} - \rho_0(\alpha - \sin \alpha) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Die Komponente  $R_{21}$  zeigt hier die fokussierende Wirkung des Dipols mit der Brennweite  $f_x = -1/R_{21} = \rho_0/\sin \alpha$ . Auch zu sehen ist die Orts- und Winkeldispersion  $R_{16}$  und  $R_{26}$  die zu einer Abhängigkeit der Teilchenkoordinaten von der Impulsabweichung  $\delta = \Delta p/p_0$  führt.

Da die Transfermatrix nur Abweichungen von der Sollbahn beschreibt, ist sie unabhängig von der Anregung des Magnetfeldes  $B$  des Dipols. Dieses ergibt sich für ein Elektron mit der Elementarladung  $e$  aus dem Impuls  $p_0$  der Sollbahn zu

$$B \cdot \rho_0 = \frac{p_0}{e} \quad \text{bzw.} \quad B[\text{T}] \cdot \rho_0[\text{m}] = \frac{p_0[\text{keV}/c]}{3 \cdot 10^5}. \quad (4.9)$$

Die Größe  $B\rho$  wird auch „magnetische Steifigkeit“ genannt, Einheit ist [Tm].

Will man eine höhere Präzision bei der Ansteuerung der Magnete erreichen, so wird der Krümmungsradius nicht als konstant angenommen, sondern lediglich der Ablenkwinkel  $\alpha$ . Für einen Dipol wird dann das integrale Magnetfeld  $Bl(I)$  in Abhängigkeit des Stroms  $I$  vermessen und es gilt:

$$\frac{Bl}{\alpha} = \frac{p_0}{e} \quad \text{bzw.} \quad Bl[\text{Tm}] = \alpha \cdot \frac{p_0[\text{keV}/c]}{3 \cdot 10^5}. \quad (4.10)$$

#### • Randfeld Dipol

Verläuft die Sollbahn nicht rechtwinklig zur Magnetfeldkante des Dipols, sondern in einem Winkel  $\beta$  zwischen der x-Achse des Strahls und der Magnetfeldkante, so können die Randfelder des Dipols je nach Geometrie einen zusätzlichen fokussierenden oder defokussierenden Einfluss haben. Die Berechnungen sind nicht ganz einfach, jedoch können hier analytische Näherungen gegeben werden [81]. Diese führen zur Matrix

$$R = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\tan \beta}{\rho_0} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\tan \beta_{eff}}{\rho_0} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.11)$$

In horizontaler Richtung ergibt sich also eine leichte Defokussierung durch  $R_{21}$ . Der Einfluss  $R_{43}$  auf die vertikale Komponente wird zunächst durch  $\tan \beta_{eff}$

ausgedrückt, welches geschrieben werden kann als [82, Gl. 4.79]

$$\tan \beta_{eff} = \tan \beta - \frac{G_0}{\rho_0} \frac{1 + \sin^2 \beta}{\cos^3 \beta} K. \quad (4.12)$$

Hierbei ist  $G_0$  der halbe Polschuhabstand des Ablenkmagneten. Wie man sieht, ergibt sich für ein Randfeldintegral  $K = 0$  eine vertikal fokussierende Wirkung, die näherungsweise zu einem doppelfokussierenden System führt, d.h. zu einem Fokus von x- und y-Komponente am selben Punkt im Strahlverlauf.)

In *Wollnik* [81, S. 200] wird für die Beschreibung des Randfeldes  $K$  ein Integral angegeben (dort  $I_3$  genannt):

$$K = \frac{1}{\pi} \left( 2 \ln \frac{2G_0}{q_1} - \frac{G_0}{D} \arccos \left( 1 - \frac{2D^2}{q_1^2} \right) \right) \quad (4.13)$$

mit

$$q_1^2 = D^2 + (G_0 + G)^2. \quad (4.14)$$

Hier ist (nach *Wollnik*-Notation)  $D$  der Abstand zwischen Dipolkante und Spiegelplatte, sog. Herzogplatte, und  $G$  die halbe vertikale Öffnung der Herzogplatte (s. Abb. 4.2).

In MIRKO wird zur Berechnung der Randfeldeffekte eine leicht andere Definition des Integrals verwendet, die sich eher nach dem in TRANSPORT verwendeten Matricelement [78, S. 131f.]

$$R_{43} = -\frac{1}{\rho_0} \tan \left[ \beta - k_1 \frac{2G_0}{\rho_0} \left( \frac{1 + \sin 2\beta}{\cos \beta} \right) \left( 1 - k_1 k_2 \frac{2G_0}{\rho} \tan \beta \right) \right] \quad (4.15)$$

richtet. Für die Simulation in MIRKO kann in guter Näherung

$$k_1 = -\frac{K}{2} \quad \text{und} \quad k_2 = 0 \quad (4.16)$$

angenommen werden.

- **Quadrupol**

Eine einzelne Quadrupollinse ist je nach Ladungspolarität und Feldgradient entweder horizontal fokussierend und vertikal defokussierend oder umgekehrt. Für eine Linse, die zugleich horizontal und vertikal fokussiert, wird ein Quadrupoltriplett benötigt. Kenngröße für einen Quadrupol ist neben der effektiven Länge  $L$  der Feldgradient  $B' = \partial B_y / \partial x = \partial B_x / \partial y$ , d.h. die horizontale Variation der vertikalen Feldkomponente bzw. die vertikale Variation der horizontalen Feldkomponente. Bei gegebener magnetischer Steifigkeit des Strahls  $B\rho$  wird die Quadrupolkonstante  $k$  definiert als<sup>1</sup>

$$k = \left| \frac{B'}{B\rho} \right| \quad (4.17)$$

---

<sup>1</sup>Achtung: In der Literatur variiert teilweise die Definition von  $k$  (quadratisch oder linear). Die hier verwendeten Definitionen sind konsistent mit MIRKO.

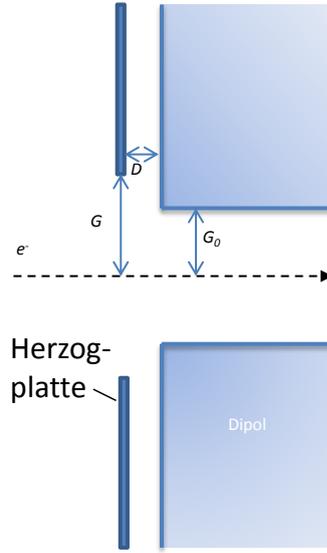


Abb. 4.2.: Dipolkante mit Herzogplatte.

Für einen horizontal fokussierenden, und somit vertikal defokussierenden Quadrupol lautet das Matrixelement

$$R = \begin{pmatrix} \cos \sqrt{k}L & \frac{\sin \sqrt{k}L}{\sqrt{k}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\sqrt{k} \sin \sqrt{k}L & \cos \sqrt{k}L & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh \sqrt{k}L & \frac{\sinh \sqrt{k}L}{\sqrt{k}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{k} \sinh \sqrt{k}L & \cosh \sqrt{k}L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \frac{L}{\gamma^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.18)$$

Für einen horizontal defokussierend, vertikal fokussierenden Quadrupol ergibt sich ein Matrixelement von

$$R = \begin{pmatrix} \cosh \sqrt{k}L & \frac{\sinh \sqrt{k}L}{\sqrt{k}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{k} \sinh \sqrt{k}L & \cosh \sqrt{k}L & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \sqrt{k}L & \frac{\sin \sqrt{k}L}{\sqrt{k}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\sqrt{k} \sin \sqrt{k}L & \cos \sqrt{k}L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \frac{L}{\gamma^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.19)$$

Durch Variation des Feldgradienten  $B'$  lässt sich so der Fokus des Quadrupols einstellen.

## 4.2. Anforderungen an ein Spektrometer

Mit dem im Rahmen dieser Arbeit konzipierten und aufgebauten Elektronenspektrometer sollen Elektronen detektiert werden, die bei Stößen von hochgeladenen Ionen mit den Atomen des Gastargets in einem engen Vorwärtskonus um die Strahlrichtung, und mit einer Geschwindigkeit vergleichbar zur Projektilgeschwindigkeit  $v_e \approx v_p$  emittiert werden. Von Interesse ist hier der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/dp_e/d\Omega_e$ , also sowohl der Impuls der Elektronen  $p_e$ , als auch deren Emissionsrichtung innerhalb eines kleinen kegelförmigen Raumwinkelements  $\Omega_e$  um den Projektilstrahl (mehr dazu in Kap. 6.3). Durch die dispersive Eigenschaft der Dipole können in deren Fokalebene Schlitze positioniert werden, die ein bestimmtes Impulsintervall  $\Delta p$  selektieren. Die Impulsauflösung ergibt sich so durch die Geometrie des Dipols und die Breite der Schlitzöffnung. Hingegen wird der detektierte Raumwinkel durch die Apertur der Strahlführung und die fokussierenden Eigenschaften der Magnete festgelegt. Die Winkelauflösung ergibt sich aus den Eigenschaften des ortsempfindlichen Detektors und aus der Qualität der optischen Abbildung. Impuls- und Winkelauflösung können durch geometrische und chromatische Aberrationen (d.h. impulsunabhängige und impulsabhängige Abbildungsfehler) an Schärfe verlieren, wenn Effekte höherer Ordnung nicht kompensiert werden.

Folgende Größen charakterisieren die Qualität des Spektrometers:

- **Teleskopische Abbildung**

Teleskopische Abbildungen sind solche, die sowohl die Bedingung einer Punkt-zu-Punkt-Abbildung  $R_{12} = R_{34} = 0$ , als auch die Bedingung einer Parallel-zu-Parallel-Abbildung  $R_{21} = R_{43} = 0$  erfüllen (vgl. Gl. (4.3)). Dadurch ist der Ort, an dem das Teilchen die Bildebene trifft, unabhängig vom Winkel, in dem es die Objektebene verlässt, und entsprechend der Winkel in der Bildebene unabhängig vom Ort in der Objektebene. Die Matrizen haben dann die Form

$$R_x = \begin{pmatrix} R_{11} & 0 \\ 0 & R_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_x & 0 \\ 0 & 1/M_x \end{pmatrix}, \quad (4.20)$$

$$R_y = \begin{pmatrix} R_{33} & 0 \\ 0 & R_{44} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_y & 0 \\ 0 & 1/M_y \end{pmatrix}. \quad (4.21)$$

Die Größen  $M_x$  und  $M_y$  sind jeweils der Abbildungsmaßstab in horizontaler und vertikaler Ebene. Von besonderem Interesse sind Teleskope mit  $M_x = \pm 1$  und  $M_y = \pm 1$ , bei denen in linearer Näherung Objektgröße und Bildgröße (bis auf eine eventuelle Spiegelung) identisch sind.

- **Impulsauflösung**

Die dispersive Eigenschaft des Dipols ist definiert durch die Ortsdispersion  $D_x = R_{16} = \rho_0(1 - \cos \alpha)$  und die Winkeldispersion  $D'_x = R_{26} = \sin \alpha$ . In

Abhängigkeit der horizontalen Strahlgröße am Eingang  $\Delta x_E$  berechnet sich die Impulsauflösung an den Schlitzen mit

$$\delta = \frac{\Delta p}{p} = \left| \frac{M_x \Delta x_E}{D_x} \right|. \quad (4.22)$$

Dies entspricht der Bedingung, dass der Strahl nach Durchlaufen des Systems vom Eingang bis zu den Schlitzen einem Abbildungsmaßstab  $M_x$  unterliegt und sich die Strahlflecken der um  $\Delta p$  abweichenden Impulse nicht überlappen, sondern sich gerade tangieren.

Die Impulsauflösung eines optischen Systems ergibt sich insbesondere durch die Geometrie der Dipole. Dabei ist eine bestimmte Konfiguration von Interesse: Ein Dipol habe einen Krümmungsradius  $\rho_0$  und Ablenkwinkel  $\alpha$ , eine Driftstrecke  $L$  vor und nach dem Dipol und einen Kantenwinkel  $\beta$  mit

$$\begin{aligned} \tan \beta &= \frac{1}{2} \tan \frac{\alpha}{2} \\ L &= \frac{\rho_0}{\tan \beta} = \frac{2\rho_0}{\tan \frac{\alpha}{2}}. \end{aligned} \quad (4.23)$$

Dann ergibt sich für das Gesamtsystem  $R_x = R_{Drift} \cdot R_{Rand} \cdot R_{Dipol} \cdot R_{Rand} \cdot R_{Drift}$ :

$$\begin{aligned} R_x &= \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & R_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & \frac{2\rho_0}{\tan[\frac{\alpha}{2}]} & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \frac{\tan[\frac{\alpha}{2}]}{2\rho_0} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos[\alpha] & \rho_0 \sin[\alpha] & \rho_0(1 - \cos[\alpha]) \\ -\frac{\sin[\alpha]}{\rho_0} & \cos[\alpha] & \sin[\alpha] \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &\cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \frac{\tan[\frac{\alpha}{2}]}{2\rho_0} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & \frac{2\rho_0}{\tan[\frac{\alpha}{2}]} & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -1 & 0 & 4\rho_0 \\ -\frac{\sin[\alpha] + 2 \tan[\frac{\alpha}{2}]}{4\rho_0} & -1 & \frac{\sin[\alpha]}{2} + \tan[\frac{\alpha}{2}] \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.24)$$

Es zeigt sich, dass so ein teleskopisches System mit  $M_x = -1$  realisiert wird, dessen Impulsauflösung unabhängig vom Ablenkwinkel  $\alpha$  ist:

$$\left| \frac{D_x}{M_x} \right| = 4\rho_0 \quad (4.25)$$

Diese Impulsauflösung gilt natürlich nur für einen idealen Dipol. Die durch Aberrationen hervorgerufenen Unschärfen können jedoch teilweise durch konkav und konvex gekrümmte Magnetfeldkanten kompensiert werden.

- **Achromatische Eigenschaften**

Systeme mit möglichst hoher Impulsauflösung benötigen also große Werte in den Matrixelementen  $R_{16}$  und  $R_{26}$ . Umgekehrt kann es aber auch möglicherweise Ziel sein, ein System hoher Impulsakzeptanz zu realisieren, mit kleinen Werten für  $R_{16}$  und  $R_{26}$ . Dies führt zu achromatischen Systemen, bei denen also gleichzeitig Orts- und Winkeldispersion verschwinden. Sie lassen sich im Allgemeinen durch entsprechende Anordnungen von Dipolen und Quadrupolen realisieren. Erwähnenswert ist hierbei, dass sich durch Symmetrien geometrische Aberrationen kompensieren können.

### 4.3. Eigenschaften der Spektrometermagnete

- **Dipole**

Tab. 4.1 zeigt die Parameter der zwei identischen Dipole, wie sie im Spektrometer verwendet wurden. Ihr Design richtete sich nach den am ESR bestehenden geometrischen Gegebenheiten. So erklärt sich das etwas untypische Verhältnis von Polschuhabstand und Bahnradius  $G_0/\rho_0$ , bei dem der Polschuhabstand groß im Vergleich zum geringen Bahnradius ist. Anhand der Werte von Tab. 4.1 kann über das Randfeldintegral  $K$  aus Gl. 4.13 unter Verwendung von Gl. 4.16 der für MIRKO relevante Wert  $k_1 = 0.18$  berechnet werden. Dies führt dazu, dass das Randfeld einen vertikal leicht fokussierenden Einfluss hat (vgl. Abb. 4.5 und 4.6). Zum Vergleich: Die Empfehlung für einen Standardmagneten mit  $G_0 \ll \rho_0$  und Rechteckform der Eisenkante ist  $k_1 = 0.45$  [78, S. 78]. Dies kann den Unterschied zwischen einem vertikal fokussierenden oder defokussierenden Randfeld bedeuten!

Ein Vergleich zwischen den Bedingungen aus Gl. 4.23 und den Designparametern zeigt: Für einen  $60^\circ$ -Dipol wäre  $\beta = 16.1^\circ$  und  $L = 794$  mm. Für den

Ablenkwinkel	$\alpha$	60.0	°
Anstellwinkel Magnetkante	$\beta$	16.7	°
effektiver Bahnradius	$\rho_0$	229.1	mm
Halber Polschuhabstand	$G_0$	54.0	mm
Abstand Spiegelplatten	$D$	30.0	mm
Halber Spiegelplattenabstand	$G$	65.0	mm
Maximaler Spulenstrom	$I_{max}$	10.0	A
Maximales Magnetfeld	$B_{max}$	$\approx 17$	mT

Tab. 4.1.: Eigenschaften der Dipole.

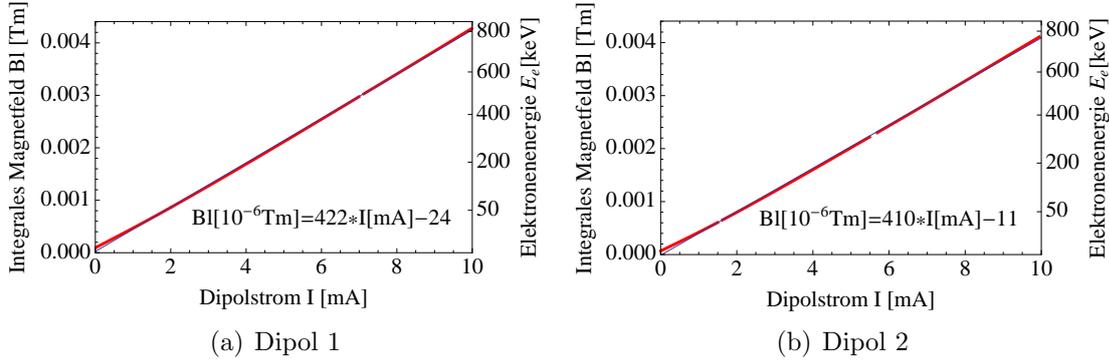


Abb. 4.3.: Integrales Magnetfeld: Messung und linearer Fit.

Dipolmagneten ist dies mit  $\beta = 16.7^\circ$  und einem Abstand  $L = 782$  mm zwischen Quellpunkt und Dipol näherungsweise erfüllt. Oder andersherum: Da sich der Dipol den geometrischen Gegebenheiten des ESR und einer vorgegebenen Position zum Gastarget anpassen musste, ergab sich aus Gl. 4.23 der Bahnradius.

Abb. 4.3 zeigt das für Gl. 4.10 benötigte integrale Magnetfeld  $Bl(I)$ , wie es vermessen wurde. Um die Hystereseurve exakt zu beschreiben, wurde das Magnetfeld durch ein in drei Bereichen stückweise definiertes Polynom 3. Grades beschrieben<sup>2</sup>. Dieses wiederum wurde hier zur Veranschaulichung linear gefittet. Bedingung für die Gültigkeit einer solchen Messung und den Erhalt der Hystereseurve ist, dass der Magnet niemals außerhalb des Messbereichs (hier 0-10A) betrieben wird und der einzustellende Wert immer von unten, also von 0A angefahren wird. Zum Verringern des Magnetfeldes wurden daher nacheinander die Werte 0A - 10A - 0A - 10A - 0A - 10A - 0A abgefahren, um den Magneten zu konditionieren.

#### • Quadrupoltriplett

Während für die Dipole die tatsächliche Feldgröße unabhängig vom angelegten Strom über Hallsonden bestimmt und verifiziert werden kann, ist eine

Gesamtlänge		1125.0	mm
Innenradius		79.0	mm
Wicklungen je Pol	n	120	
Effektive Länge je Pol	$L_{eff}$	$\approx 240$	mm
Maximaler Strom	$I_{max}$	5.33	A
Maximaler Feldgradient	$B'_{max}$	0.095	T/m

Tab. 4.2.: Eigenschaften des Quadrupoltripletts.

<sup>2</sup>Dies entspricht der Standardprozedur der Magnetabteilung an der GSI.

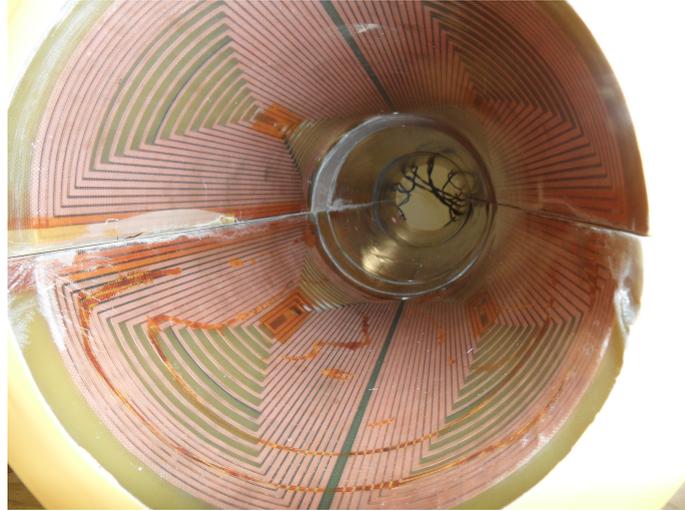


Abb. 4.4.: Blick in das eisenfreie Quadrupoltriplett in  $\cos(2\vartheta)$ -Geometrie:  
Zu sehen sind die Wicklungen der einzelnen Spulen.

äquivalente Prozedur für das Quadrupoltriplett nicht möglich. Daher wurde ein eisenfreies magnetisches Quadrupoltriplett in  $\cos(2\vartheta)$ -Geometrie verwendet [83], bei dem die Feldgradienten des Magnetfeldes allein durch die Geometrie der Spulen erzeugt werden (vgl. Abb. 4.4). Dadurch war ein hysteresefreier Betrieb und eine reproduzierbare Zuordnung von angelegtem Strom und resultierendem Feldgradienten möglich. Einige Parameter sind in Tab. 4.2 aufgelistet. Das Triplet war so verschaltet, dass jeder der drei Quadrupole einzeln stromgeregelt anzusteuern war. Mit Tab. 4.2 ergibt sich für den in Gl. 4.17 benötigten Feldgradienten  $B'(I)$  in Abhängigkeit vom angelegten Strom  $I$

$$B'(I) = \frac{0.095 \text{ T/m}}{5.33 \text{ A}} \cdot I = 0.0178 \frac{\text{T}}{\text{m A}} \cdot I. \quad (4.26)$$

## 4.4. Mögliche Konfigurationen

Unter Verwendung der vorhandenen Magnete (2 Dipole, 1 Quadrupoltriplett) sind grundsätzlich zwei mögliche Konfigurationen denkbar:

### 1. Maximale Impulsauflösung

Es sei eine Strahlfleckgröße von  $\Delta x_E = 2x_0 = 2 \text{ mm}$  am Eingang des Systems, also am Quellpunkt, an welchem Gastarget und Ionenstrahl miteinander überlappen, angenommen ( $\Delta x_E$  Strahldurchmesser,  $x_0$  Strahlradius). Dann kann nach Gl. 4.25 unter Verwendung der Dipolparameter aus Tab. 4.1 eine  $M_x = -1$ -Abbildung realisiert werden, mit einer Dispersion von

$$\frac{\Delta p}{p} = \left| \frac{M_x \Delta x_E}{D_x} \right| = \frac{\Delta x_E}{4\rho} = \frac{1}{458.2} = 2.2 \cdot 10^{-3}. \quad (4.27)$$

Ein Aufbau von 2 Dipolen hintereinander mit entgegengesetzter Polarität, also eine  $+60^\circ - 60^\circ$ -Konfiguration kann theoretisch die Auflösung  $\Delta p/p = 1.1 \cdot 10^{-3}$  erreichen. Idealerweise liegt dabei der Fokus des 1. Dipols genau in der Mitte zwischen den 2 Dipolen und auch in der Mitte des Quadrupoltripletts.

Die Abbildungsmatrix an den Schlitzen aus der MIRKO-Simulation unter Verwendung der Abstände ähnlich Tab. 4.3 ist

$$R = \begin{pmatrix} 1 & 0.000546 & 0 & 0 & 0 & -1818 \\ 0.002888 & 1 & 0 & 0 & 0 & -2.625 \\ 0 & 0 & -1 & 0.00002279 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.002224 & -1 & 0 & 0 \\ -2.625 & -1818 & 0 & 0 & 1 & -4561 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

Hier ist eine teleskopische Abbildung mit  $M_x = 1$  und  $M_y = -1$  realisiert, wobei der mittlere Quadrupol leicht angeregt ist, die äußeren Quadrupole überhaupt nicht. Abb. 4.5 zeigt, dass die Anregung des mittleren Quadrupols zur Fokussierung der vertikalen Komponente nur vom fokussierenden Randfeld der Dipole abhängt. Dies zeigt, wie wichtig die genaue Kenntnis des Randfeldintegrals 4.13 ist.

Die theoretische Impulsauflösung von

$$\frac{\Delta p}{p} = \left| \frac{2x_0}{D_x} \right| = \frac{2 \cdot 1 \text{ mm}}{1818} = 1.1 \cdot 10^{-3} \quad (4.29)$$

kann durch Öffnen der Schlitze zugunsten höherer Zählrate verringert werden.

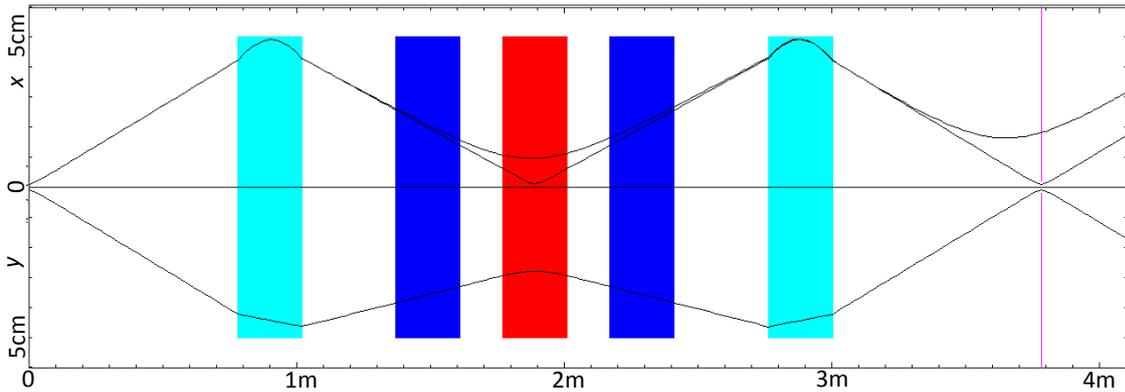


Abb. 4.5.: MIRKO-Ausgabe: Die obere Hälfte zeigt die horizontale Enveloppe, mit  $\Delta p/p = 0$  und  $\Delta p/p = 0.01$ . Die untere Hälfte zeigt die vertikale Enveloppe. (Eingang:  $x_0 = y_0 = 1 \text{ mm}$ ,  $x'_0 = y'_0 = 54 \text{ mrad}$ .)

Das Anregen der äußeren Quadrupole fügt dem System einen zusätzlichen Freiheitsgrad hinzu, der ein Verschieben des horizontalen Fokus bewirkt. Dies entspricht der Vergrößerung des Abstandes zwischen den zwei Dipolen. Dieser Freiheitsgrad wurde bewusst eliminiert, um das System zu vereinfachen.

## 2. Maximale Impulsakzeptanz

Im Unterschied zur  $+60^\circ-60^\circ$ -Konfiguration führt eine  $+60^\circ+60^\circ$ -Konfiguration zu einer maximalen Impulsakzeptanz, d.h. einem achromatischen System mit kleinen Matrixelementen  $R_{16}$  und  $R_{26}$ . Wird der mittlere Quadrupol zusätzlich zur Fokussierung der Impulse in der dispersiven Ebene zwischen den zwei Dipolen verwendet, erreicht man eine Optik wie in Abb. 4.6 mit einer Abbildungsmatrix an den Schlitzen von:

$$R = \begin{pmatrix} 0.9988 & -1.0992 & 0 & 0 & 0 & -7.7 \cdot 10^{-7} \\ 0.0022 & 0.9988 & 0 & 0 & 0 & -1.4 \cdot 10^{-6} \\ 0 & 0 & -1.1892 & 176.6 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.0023 & -1.1892 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -83.01 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.30)$$

Die Abstände entsprechen wieder denen in Tab. 4.3. Es ist eine  $|M_x| = 1$ -Abbildung realisiert, wohingegen die Bedingung der  $|M_y| = 1$ -Abbildung zugunsten der Impulsfokussierung aufgegeben wurde und es sich damit um keine teleskopische Abbildung handelt.

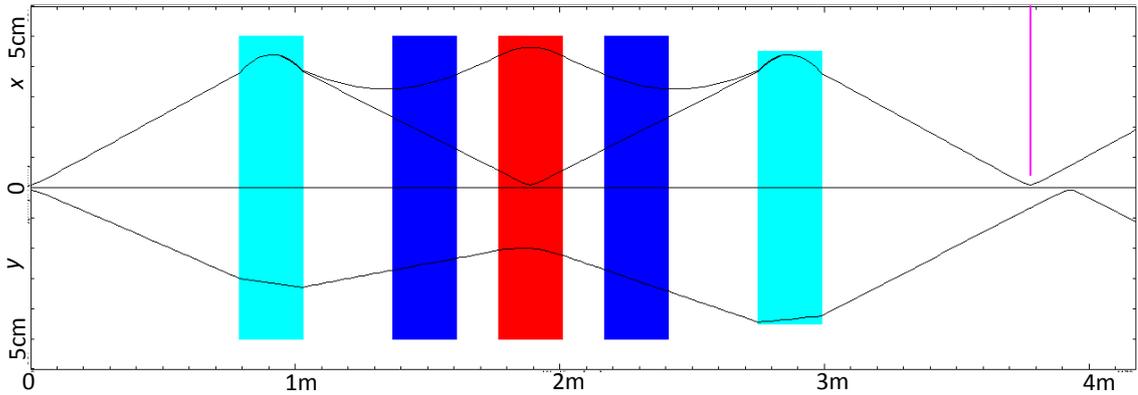


Abb. 4.6.: MIRKO-Simulation für die  $+60^\circ + 60^\circ$ -Konfiguration:

Gezeigt sind die x-Envelope (oben) und y-Envelope (unten) für einen Emissionswinkel von  $x'_0 = 48$  mrad und  $y'_0 = 38$  mrad mit einer Impulsabweichung  $\Delta p/p_0 = 0$  bzw.  $\Delta p/p_0 = 0.05$ .

Die Impulsakzeptanz ist nun nicht mehr durch die Position der Schlitze gegeben, diese sind jetzt überflüssig. Stattdessen ergibt sich die Akzeptanz durch die Apertur  $x_{max} = 50$  mm im mittleren Quadrupol, also rein rechnerisch nach Gl. 4.25

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{x_{max}}{4\rho_0} = \frac{50 \text{ mm}}{4 \cdot 229.1 \text{ mm}} = 0.0546. \quad (4.31)$$

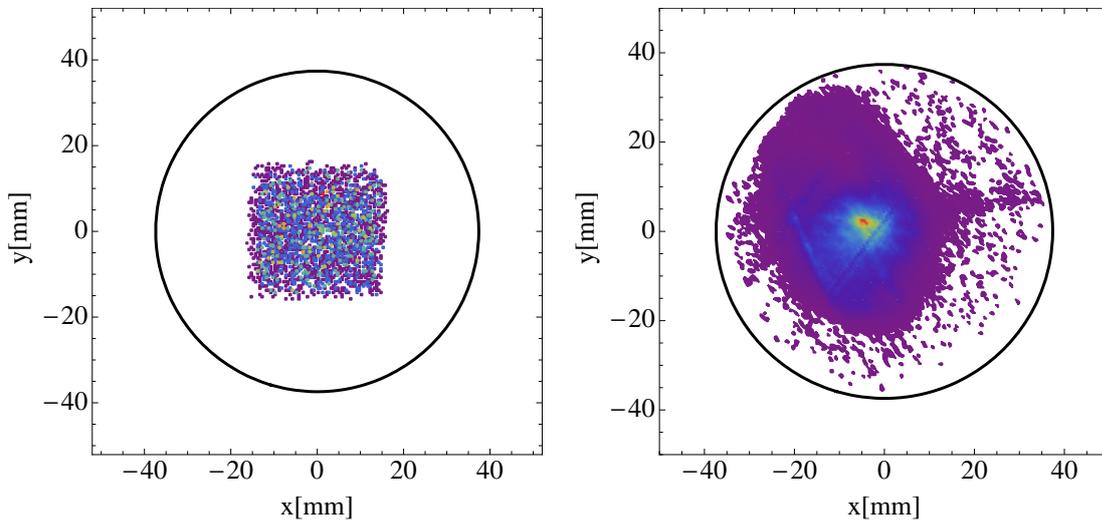
In ihren Abbildungseigenschaften gibt es einen wesentlichen Unterschied zwischen den zwei Konfigurationen: Während für die hochauflösende  $+60^\circ-60^\circ$ -Konfiguration

das Matrixelement  $R_{26}$  einen endlichen, nicht zu vernachlässigenden Wert besitzt (hier nach Gl. 4.28  $R_{26} = -2.625$ , ist dieses Matrixelement nach Gl. 4.30 in der  $+60^\circ + 60^\circ$ -Konfiguration  $R_{26} = 0$ . Ein endlicher Wert führt dazu, dass der Winkel  $x'$  an den Schlitzen vom Impuls abhängig ist. Aus einer breiten Impulsverteilung am Eingang des Systems kann dann zwar durch die Schlitze ein Impulsintervall selektiert werden, innerhalb dieses Intervalls ist der Auftreffort auf dem Detektor jedoch impulsabhängig. Ein System, in welchem der Auftreffort auf dem Detektor allein vom Emissionswinkel am Quellpunkt abhängt, kann nur realisiert werden, wenn dieser impulsunabhängig ist, d.h.  $R_{16} = 0$  und  $R_{26} = 0$  an den Schlitzen. Dies ist nur in der  $+60^\circ + 60^\circ$ -Konfiguration möglich.

## 4.5. Realisiertes Spektrometer

Experimentell zeigte sich, dass die zu untersuchenden Wirkungsquerschnitte insbesondere des RECC verglichen mit der Luminosität des Beschleunigers eine Ereignisrate lieferte, die ein System mit möglichst hoher Impulsakzeptanz erforderte. Nur dadurch war es möglich, die benötigte Statistik in der gegebenen Messzeit zu sammeln (mehr dazu in Kap. 6.3).

Aufgrund der im letzten Kapitel beschriebenen Überlegungen wurde so die  $+60^\circ + 60^\circ$ -Konfiguration realisiert. Diese achromatische Anordnung hilft unter anderem,



(a) Simulation des Detektorbildes für das realisierte Spektrometer ohne Energie- und Winkelverteilung, d.h. für eine isotrope Emission vom Target aus.

(b) Gemessenes Detektorbild des Spektrometers bei  $E_e = E_0$  in Koinzidenz zur Projektionisation ELC.

Abb. 4.7.: Bild des Elektronendetektors: Die Differenz zwischen Simulation und Experiment beinhaltet sowohl eine Winkelverteilung, als auch Abbildungsfehler der Optik.

Element/ Länge:	mechanisch [mm]	optisch [mm]	MIRKO [mm]
Wechselwirkungskammer	700	700	
D1 Eingang	221	88.7	789
D1 Bogen	0	239.9	240
D1 Ausgang	274	142.1	
Ventil	85	85	
Strahlrohr vor QT	70	70	
QT Eingang		42.5	340
Q1		240	240
Übergang		160	160
Q2		240	240
Übergang		160	160
Q3	↓	240	240
QT Ausgang	1125	42.5	
Strahlrohr nach QT	35	35	
Kompensator	150	150.0	
D2 Eingang	245	112.7	340
D2 Bogen	0	239.9	240
D2 Ausgang	245	112.7	
Ventil	85	85	
Strahlrohr	450	450	
Würfel vor Schlitz	141	141	789
Würfel nach Schlitz	84	84	
Isolator	95	95	
CF100-CF160	22	22	
CF160-CF250	45	45	
Detektorkammer vor Detektor	154	154	400
<i>Gesamtlänge</i>	<i>4226</i>	<i>4177</i>	<i>4177</i>

Tab. 4.3.: Strahlführung, wie sie in der  $+60^\circ + 60^\circ$ -Konfiguration realisiert wurde:  
Die Differenz zwischen mechanischer und optischer Länge ergibt sich aus der Krümmung der Sollbahn im Dipol.

geometrische Aberrationen zu kompensieren (s. [81] und [82]). Der impulsselektierende Strahltransport funktioniert hier schon ohne Anregung des Quadrupoltripletts. Dieses kann zur Fokussierung der Impulse und zur Optimierung der vertikalen Abbildung verwendet werden, während es sehr wenig Einfluss auf die horizontale Abbildung hat.

Eine direkte Umrechnung vom Auftreffort auf dem Detektor in den Emissionswinkel am Quellpunkt war im hier durchgeführten Experiment nicht möglich. Dies lag vermutlich daran, dass die Abbildungsfehler höherer Ordnung, insbesondere für die untypische Geometrie der Dipole, zu stark waren und so auch deren fokussierendes Randfeld keine lineare Abbildung ermöglichte. Zur Kompensation von chromati-

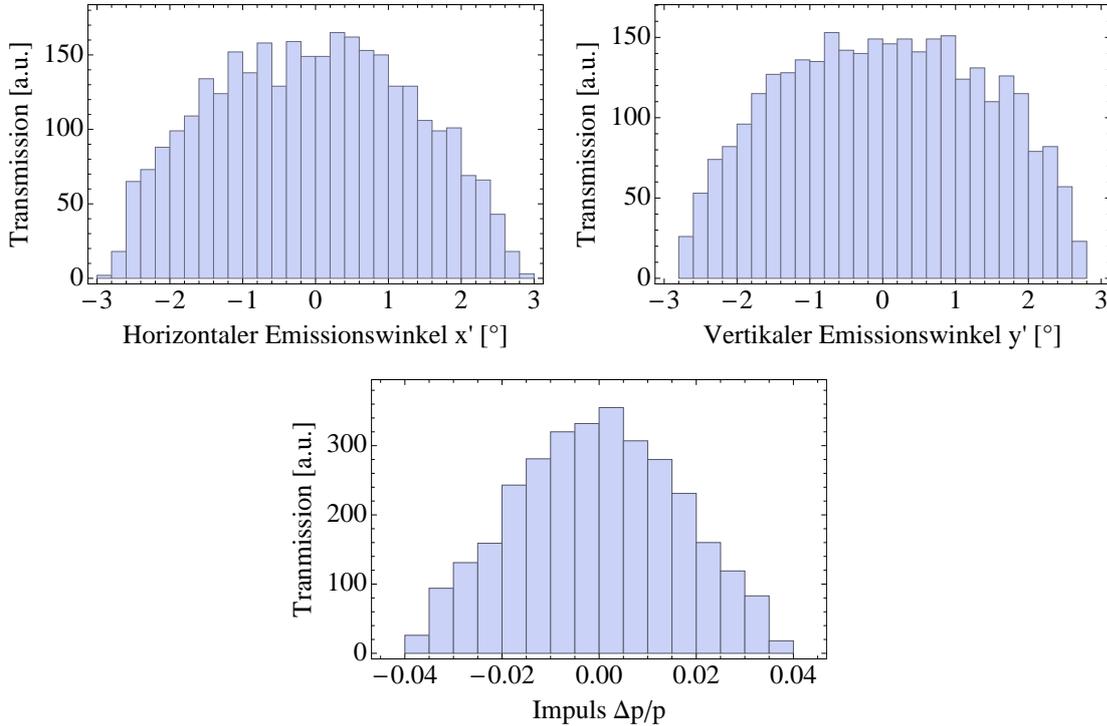


Abb. 4.8.: Simulierte Winkel- und Impulsakzeptanz Elektronendetektors.

schen Aberrationen würden konkav- und konvex gekrümmte Randfelder benötigt, dies war bei den verwendeten Dipolen nicht der Fall. Auch die Präzision der Ansteuerung der Quadrupole ermöglichte zwar ein Optimieren des Spektrometers auf maximale Transmission, nicht jedoch eine direkte Umsetzung der simulierten Strahl-optik.

Einen Vergleich zwischen einem mit *Mathematica* simulierten Ortsbild am Detektor und einem Koinzidenzbild des MCP-Detektor aus dem Experiment zeigt Abb. 4.7. Hierbei wurde versucht, die im Experiment verwendete Optik möglichst gut zu reproduzieren. Jedoch ist in der Simulation keinerlei Information über die untersuchte Physik, d.h. Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen implementiert. Somit wird nur die Größe des Detektorbildes beschrieben, nicht dessen Intensitätsverteilung<sup>3</sup>. Anhand der Simulation lassen sich die Werte für die Impuls- und Winkelakzeptanz begründen, die in der Auswertung der experimentellen Daten (s. Kap. 6.3) verwendet wurden (Abb. 4.8).

<sup>3</sup>Die Tatsache, dass der Strahlfleck auf dem Detektor in dieser Simulation rechteckig ist, liegt nicht an der Annahme rechteckiger Aperturen (es wurden runde angenommen), sondern daran, dass sich die maximale Ausdehnung des Strahls in horizontaler und vertikaler Richtung an unterschiedlichen Stellen entlang des Systems befindet. An diesen Stellen schneidet die Simulation Teilchen, die außerhalb der Apertur liegen ab.

## 5. Experimenteller Aufbau

Während Kap. 3 Instrumente behandelte, die Teil der Infrastruktur des ESR sind, soll jetzt auf instrumentelle Details eingegangen werden, die speziell für die Experimente dieser Arbeit installiert wurden. Die Geometrie des Elektronenspektrometers wurde bereits in Kap. 4.5 ausführlich besprochen. Daher wird hier der Schwerpunkt auf den verwendeten MCP-Detektor für die Elektronen, die Halbleiterdetektoren für die Photonen und die Datenaufnahme gelegt. Eine schematische Übersicht der Detektoren im ESR zeigt Abb. 5.1.

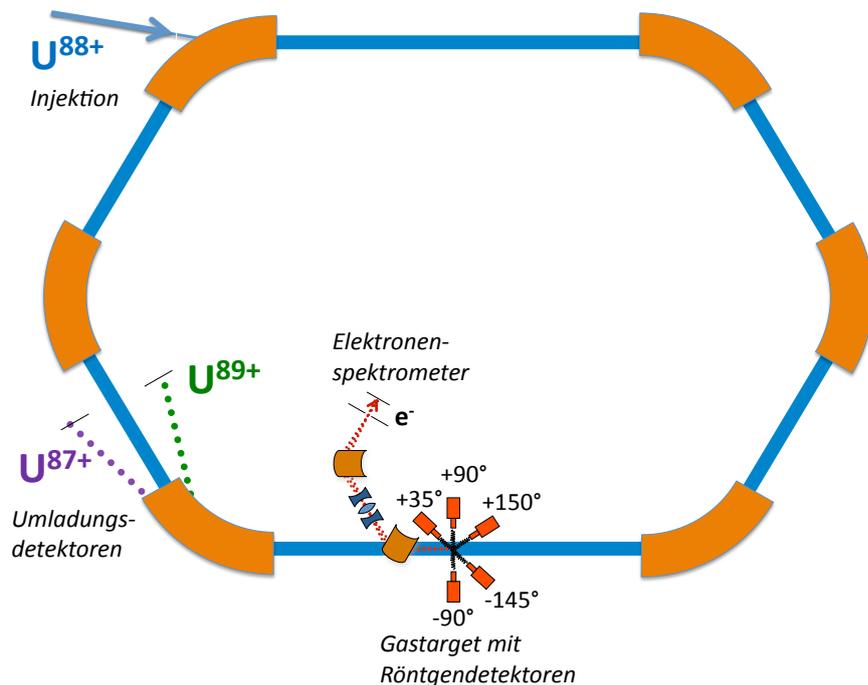


Abb. 5.1.: Der ESR mit den verwendeten Detektoren für Elektronen, Photonen, ionisierte und rekombinierte Projektile.

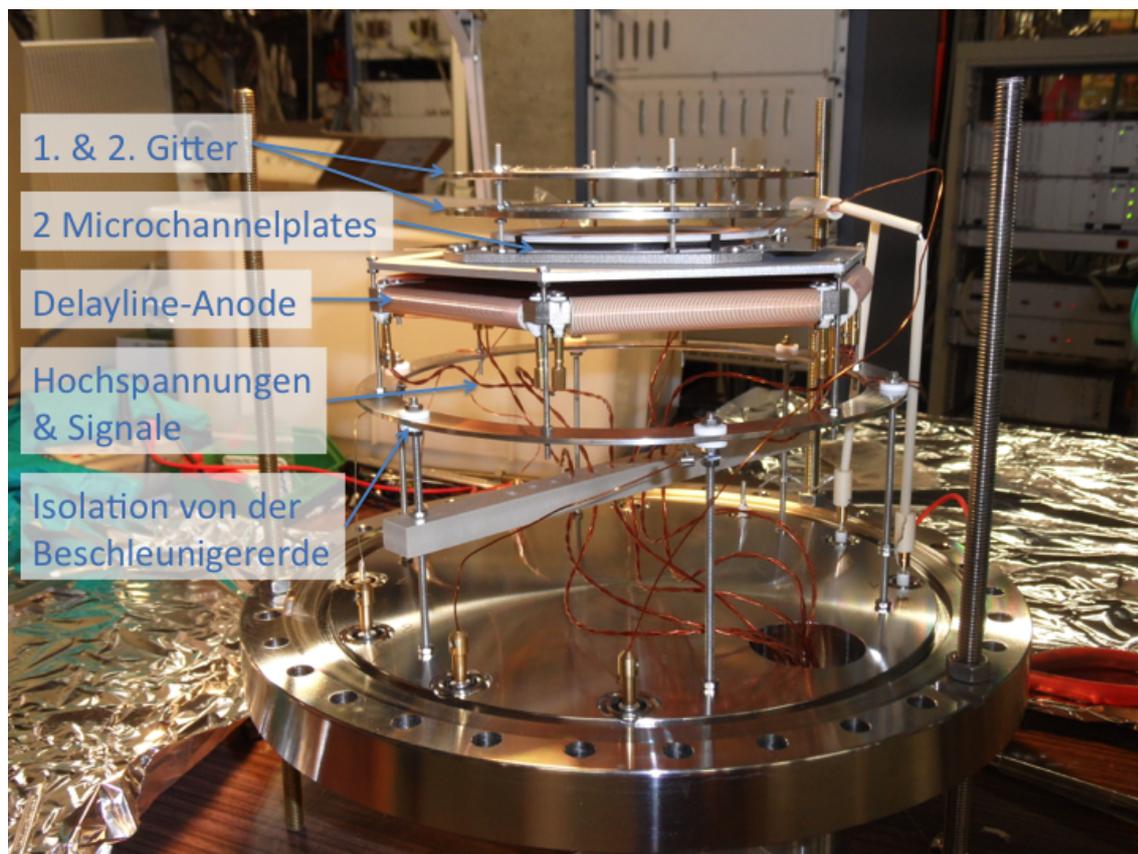


Abb. 5.2.: MCP-Detektor, montiert auf einem CF250-Flansch.

## 5.1. Microchannelplate-Detektor

Zur Messung der Elektronen wurde im Spektrometer ein zweilagiges MCP-stack in Chevron-Konfiguration kombiniert mit einer hexagonalen Delayline-Anode verwendet. Die verwendeten Microchannelplates hatten eine aktive Fläche mit einem Durchmesser von 75 mm. In den 1.5 mm dicken MCPs befinden sich im Abstand von  $32 \mu\text{m}$  halbleiterbeschichtete Kanäle mit einem Durchmesser von  $25 \mu\text{m}$  unter einem Winkel von  $8^\circ$  zur Oberflächennormalen. Chevron-Konfiguration bedeutet, dass zwei MCPs so übereinandergelegt werden, dass ihre Kanäle entgegengesetzte Winkel haben, um Rückkopplungen der zu verstärkenden Elektronen zu vermeiden. Eine zwischen Vorder- und Rückseite angelegte Beschleunigungsspannung führt dazu, dass ein Elektron, das in einen Kanal trifft, dort Sekundärelektronen herauslöst, die dann entlang des Kanals lawinenartig auf etwa  $10^7$  Elektronen verstärkt werden. Das entstehende Signal kann über einen Kondensator von der Hochspannung an der Vorder- oder Rückseite entkoppelt werden. Das Ganze funktioniert auch bei leicht modifizierten Spannungen für Ionen und Photonen, wie von *Jagutzki et al.* in [84] beschrieben.

Hinter den zwei MCPs ist durch ein einzelnes aufgetroffenes Elektron eine ganze

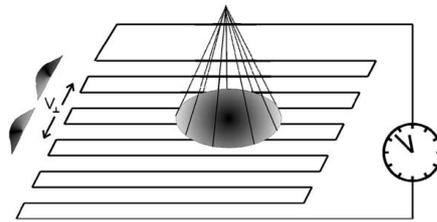


Abb. 5.3.: Prinzip der Delayline-Anode (aus [84]): Mit  $v_{\perp}$  ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Signals transversal zur Wicklungsrichtung des Delayline-Drahtes bezeichnet.

Elektronenwolke entstanden, die auf die Delayline-Anode trifft. Hier sind für jede Koordinate zwei Drähte parallel über einen Rahmen gewickelt. An dem Draht für das Signal liegt dabei für Elektronen gegenüber dem Referenz-Draht eine leicht höhere positive Spannung an. Trifft die Elektronenwolke auf einen Punkt auf der durch die Drähte aufgespannten Ebene, so entsteht entlang des Signaldrahtes ein Puls, der zu den beiden Enden des Drahtes läuft. Verstärkt wird dann die Differenz aus Signal und Referenz, um Rauschen herauszufiltern. Aus der Laufzeit des Signals lässt sich die Position der Elektronenwolke bestimmen (s. Abb. 5.3). Die Summe der Laufzeiten zu den beiden Enden ist für echte Signale konstant. Ein typischer Delayline-Detektor besteht daher aus zwei zueinander um  $90^{\circ}$  gedrehten Drahtebenen. Die hier verwendete hexagonale Anode besteht aus drei zueinander um  $60^{\circ}$  gedrehten Ebenen, die zusammen ein redundantes Signal liefern. Dadurch kann u.a. die Multihitauslese wesentlich optimiert werden (Details dazu s. [85]).

Vor dem MCP wurden in diesem Aufbau zwei Drahtgitter mit einer Transmission von jeweils etwa 95% montiert. Diese dienen zum einen dazu, Elektronen, die während eines Ereignisses von der Vorderseite des MCPs herausfliegen, wieder in das MCP zu reflektieren (sog. *Repellerfunktion*). Dadurch erhöht sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für Primärelektronen. Zum anderen können niederenergetische Elektronen und auch Ionen aus dem Restgas daran gehindert werden, das MCP zu

Gitter 1	0
Gitter 2	-200
MCP Vorderseite	-100
MCP Rückseite	+2100
Detektorrahmen	+2200
Delayline Signal	+2430
Delayline Referenz	+2400

Tab. 5.1.: Spannungen am Elektronendetektor in Volt.

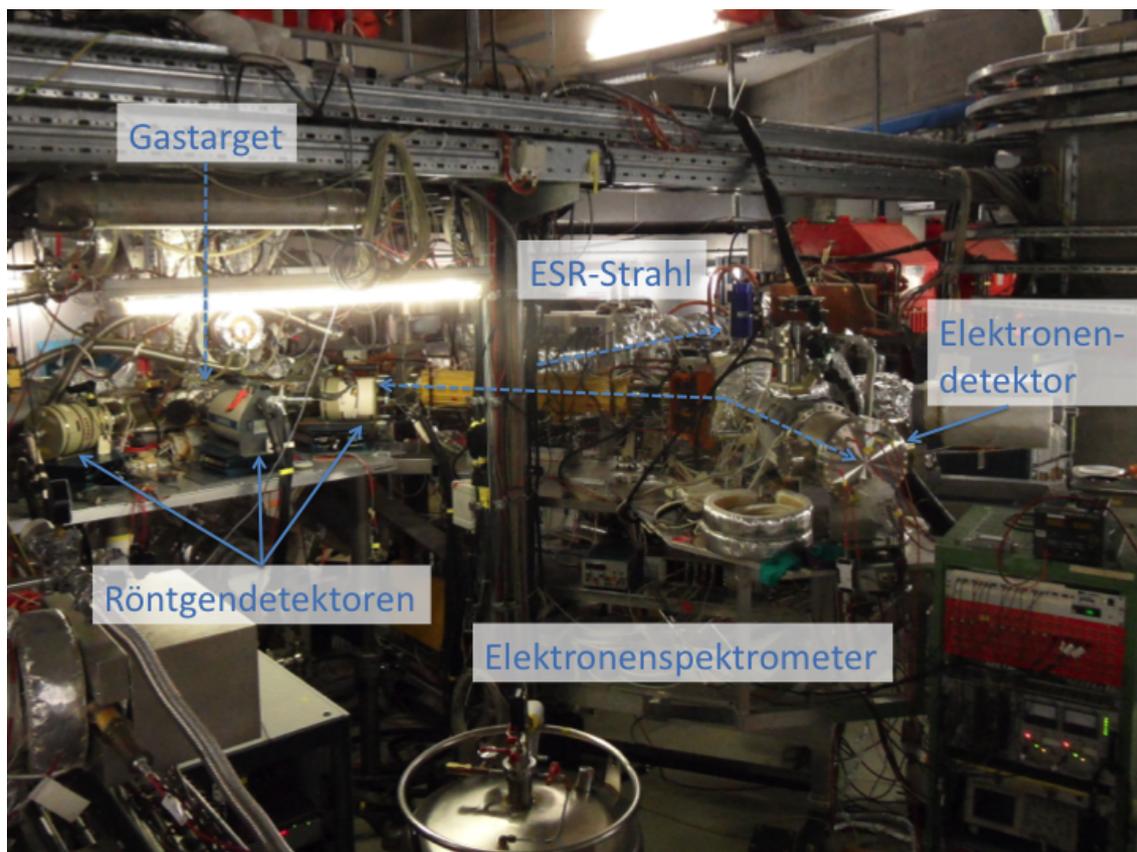


Abb. 5.4.: Experimenteller Aufbau am ESR um das Gastarget.

treffen. Eine Zusammenfassung der angelegten Spannungen zeigt Tab. 5.1. Abb. 5.2 zeigt den Detektor, wie er speziell für dieses Experiment aufgebaut wurde.

Das Zeitsignal des MCP und die Zeitsignale der sechs Enden der Drähte des Delayline-Detektors werden jeweils über Verstärker in einem Constant-Fraction-Discriminator zu logischen Pulsen geformt und an die Datenaufnahme geleitet.

## 5.2. Halbleiterdetektoren

Zur Messung der Energie der Photonen wurden um den Wechselwirkungspunkt, an dem der Ionenstrahl auf das Gastarget trifft, fünf Germaniumdetektoren an verschiedenen Winkeln in der horizontalen Streuebene verwendet. Die mit Stickstoff gekühlten Detektoren bestehen aus einem hochreinen Germanium-Kristall (*hyperpure germanium*, *HPGe*) und bieten aufgrund der kleinen Bandlücke eine gute Auflösung und eine hohe Effizienz für Photonenspektroskopie. Die Energieabhängigkeit der Effizienz wurde für alle Detektoren mit radioaktiven Quellen ( $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ) vermessen (s. Abb. 5.5). Die resultierenden Effizienzkurven wurden in der Analyse verwendet. Mit  $^{241}\text{Am}$  wurde auch die Energiekalibration durchgeführt.

Winkel	Fenster	Absorber	Detektor	Spannung	Durchm.	Aufl.
+35°	Be 100 $\mu\text{m}$	—	Ortec GLP-16-195/10-P	-2500 V	16 mm	416 eV
+90°	Be 100 $\mu\text{m}$	—	CoaxCanberra GX1018	+3500 V	44 mm	789 eV
+150°	Be 100 $\mu\text{m}$	—	Ortec LO-AX-51370/20-P	-3500 V	51.4 mm	600 eV
-90°	Be 100 $\mu\text{m}$	Fe 100 $\mu\text{m}$	Eurisys EGP2000-20-RX	-3000 V	50 mm	934 eV
-145°	Fe 50 $\mu\text{m}$	—	Ortec GLP-25300/13P4	-3200 V	25 mm	446 eV

Tab. 5.2.: Verwendete Ge-Detektoren: Die Auflösung (FWHM) wurde aus der Energiekalibration für die  $^{241}\text{Am}$ -Linie bei 59.54 keV bestimmt.

Eine Übersicht der verwendeten Ge-Detektoren zeigt Tab. 5.2. Die Detektoren wurden außerhalb der Vakuumkammer aufgebaut und schauten durch dünne Beryllium- bzw. Edelstahl-Fenster auf den Wechselwirkungspunkt. Das 100  $\mu\text{m}$  dicke Be-Fenster hat oberhalb von 30 keV eine Transmission von mehr als 99.7%, verringert also nicht die Detektionseffizienz im relevanten Energiebereich, während bei 100  $\mu\text{m}$  Eisen die Transmission für 30 keV bei nur 62.9% liegt. Für das Edelstahlfenster wurde also die geringere Transmission in der Analyse eingerechnet<sup>1</sup>. Photonen im Energiebereich unterhalb 30 keV besitzen eine hohe Intensität und waren für dieses Experiment nicht relevant, so dass ein Fe-Absorber von 100  $\mu\text{m}$  am Detektor mit dem größten Raumwinkel eine unnötige Totzeit in diesem verhinderte.

Das Signal des Vorverstärkers eines Germaniumdetektors wird für die Datenaufnahme typischerweise geteilt: Nach einem schnellen Verstärker wird in einem

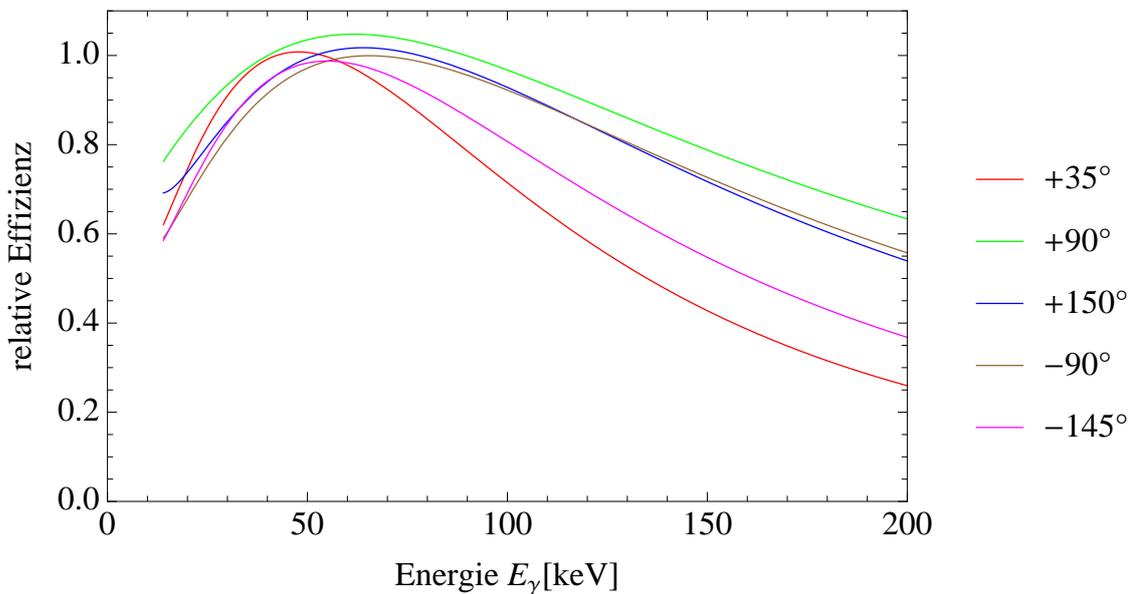


Abb. 5.5.: Relative Effizienzen der verwendeten Ge-Detektoren (vgl. Tab. 5.2) [86].

<sup>1</sup>Tabellen und Programme zur Absorption von Röntgenstrahlung in Materie finden sich in [87] bzw. [88] oder [89].

Constant-Fraction-Discriminator ein logisches Signal geformt, das für Koinzidenzmessungen mit einem Elektron oder einem umgeladenen Projektil den Zeitpunkt des Röntgenereignisses zeigt. Parallel dazu wird in einem Spektroskopieverstärker ein Signal geformt, dessen Intensität die Energie des Photons wiedergibt.

### 5.3. Hallsonden

Da am Elektronenspektrometer die Magnetfelder der Dipole den Impuls, und damit die Energie der gemessenen Elektronen bestimmen, ist deren möglichst genaue Messung wichtig. Aufgrund der Hysterese der Dipole lässt sich das Magnetfeld jedoch nicht mit ausreichender Präzision über den angelegten Strom einstellen. Deshalb wurden zur Messung der eingestellten Magnetfelder temperaturstabilisierte Hallsonden verwendet. Basierend auf dem Hall-Effekt bauen diese eine Spannung auf, die proportional zum Magnetfeld ist. Die Spannung wurde hier so verstärkt, dass 10 V am Ausgang des Verstärkers 20 mT entsprachen, und damit den gesamten Magnetfeldbereich der Dipole abdeckte (vgl. Tab. 4.1). Die Spannung wurde über einen 4.7-M $\Omega$ -Widerstand in einen Strom umgesetzt, der wiederum in einem Strom-Frequenz-Wandler in eine Sequenz logischer Signale umgesetzt wurde. Für jeden der zwei Dipole wurde eine solche Frequenz in der Datenaufnahme mitgeschrieben.

### 5.4. Datenaufnahme

Für die Datenaufnahme wurde ein CAMAC-System (*Computer Automated Measurement And Control*) verwendet. Die einzelnen Module und die Belegung der Kanäle zeigt Tab. 5.3. Die Signale des Experiments wurden in Scalern, TDCs (*Time-to-Digital-Converter*) und ADCs (*Amplitude-to-Digital-Converter*) digitalisiert. Zum Verzweigen und Verzögern von logischen Signalen wurde NIM-Elektronik (*Nuclear Instrument Module*) eingesetzt.

- **Scaler**

In Scalern werden logische Pulse gezählt. Im Vergleich mit dem Zählen der Pulse einer Referenz-Frequenz (hier eine 100-kHz-Uhr) lassen sich Signale aus Strom-Frequenz-Wandlern und Spannungs-Frequenz-Wandlern auswerten. Diese Methode wurde für das Überwachen der Hallsonden, der Gastargetdrücke, des ESR-Stroms und des Elektronenkühlers verwendet.

- **Time-to-Digital-Converter**

In TDCs wird die Laufzeit zwischen einem Startpuls für das gesamte Modul und einem Stopppuls je Kanal gemessen, in den verwendeten Einstellungen z.B. im Zeitintervall von 1  $\mu$ s mit einer Auflösung von 1 ns. Meistens wurde hier das MCP-Signal der Elektronen als Startsignal verwendet, alternativ auch die Zeitsignale der Röntgendetektoren. Beispiele für TDC-Spektren zeigt Abb. 6.6. Aus der Laufzeit der Signale des Delayline-Detektors kann dann

Modul	Slot	Sub- adresse	MBS- Event	Belegung	
Scaler 1	16	0	1	Zeit Bit 0-15	10kHz-Uhr
Borer		1	2	Zeit Bit 16-31	durchlaufend
16 Bit		2	3	Zeit Bit 32-47	
		3	4	—	
Scaler 2	18	0	5	S_MGA	<i>Master Gate Accepted</i>
LeCroy 2551		1	6	S_inhibit	Gastarget an/aus
24 Bit		2	7	S_ele	Elektronendetektor
		3	8	S_cap	Capture-Detektor
		4	9	S_loss	Ionisations-Detektor
		5	10	S_xray1	+35°
		6	11	S_xray2	+90°
		7	12	S_xray3	+150°
		8	13	S_xray4	-90°
		9	14	S_xray5	-145°
		10	15	—	
		11	16	—	
Scaler 3	20	0	17	S_hall1	Hallsonde 1
LeCroy 2551		1	18	S_hall2	Hallsonde 2
24 Bit		2	19	S_helm1	Y-Ablenker
		3	20	—	
		4	21	S_target_S1	
		5	22	S_target_S2	Gastarget
		6	23	S_target_S3	Druck Sumpf 1-4
		7	24	S_target_S4	
		8	25	S_trafo	ESR-Strom
		9	26	S_cool_U	Kühlerspannung
		10	27	S_cool_I	Kühlerstrom
		11	28	S_clock	100 kHz-Uhr
TDC 1	10	header	29		
LeCroy 3377		0	30	T_ele	Zeitsignal Elektron
10 Bit		1	31	X1_ele	
		2	32	X2_ele	
		3	33	Y1_ele	Ortssignal
		4	34	Y2_ele	Elektron
		5	35	Z1_ele	
		6	36	Z2_ele	
	7	37	—		
TDC 2	12	header	38		<i>Zeitsignal:</i>
LeCroy 3377		0	39	T_xray1	+35°
10 Bit		1	40	T_xray2	+90°
		2	41	T_xray3	+150°
		3	42	T_xray4	-90°
		4	43	T_xray5	-145°
		5	44	T_cap	Capture-Detektor
		6	45	T_loss	Ionisations-Detektor
	7	46	—	<i>Energiesignal:</i>	
ADC 1	6	0	47	E_xray1	+35°
Silena		1	48	E_xray2	+90°
12 Bit		2	49	E_xray3	+150°
		3	50	E_xray4	-90°
		4	51	E_xray5	-145°
		5	52	—	
		6	53	—	
		7	54	—	

Tab. 5.3.: Liste der Kanäle der CAMAC-Datenaufnahme.

der Auftreffort des Elektrons bestimmt werden, und aus der Laufzeit bis zum Signal eines Röntgendetektors oder eines Umladungsdetektors wird die Koinzidenz bestimmt (vgl. Kap. 6.3). Damit der Stopppuls immer nach dem Startpuls, aber innerhalb des Zeitfensters des TDCs von  $1 \mu\text{s}$  ankommt, wurden die logischen Signale in Delay-Modulen gegeneinander verzögert.

- **Analog-to-Digital-Converter**

In ADCs wird die Amplitude eines Spannungspulses von bis zu 10 V mit einer Auflösung (bei diesem Modul) von 2.5 mV digitalisiert. Die ADCs wurden ausschließlich zur Aufnahme der Energiesignale der Röntgendetektoren verwendet.

Das CAMAC-System mit allen Modulen und allen Kanälen wurde bei jedem Trigger ausgelesen, bei dem sich das System nicht gerade in einer Totzeit, d.h. in einer Auslesezeit befand. Die Totzeit betrug hier ca. 200 ms, das System hatte also eine maximal detektierbare Ereignisrate von 5 kHz. Als Auslesetrigger wurde meist das MCP-Signal der Elektronen verwendet. Nur bei der Bestimmung der L-REC-Winkelverteilung (s. Kap. 6.1) dienten die Zeitsignale der Röntgendetektoren als Auslesetrigger.

Die ausgelesenen Daten jedes Ereignisses wurden über das GSI-eigene MBS (*Multi-Branch-System*) und einem Computer mit dem unixbasierten Echtzeitbetriebssystem *LynxOS* im Netzwerk gespeichert. Die Dateien im LMD-Format (*List-Mode-Data*) wurden dann mit dem GSI-Framework Go4 (*GSI Object Oriented On-line Off-line system*) Ereignis-für-Ereignis ausgewertet.

## 5.5. Ansteuerung

Die Spektrometermagnete können über die Steuerungssoftware des ESR eingestellt werden. Dazu werden entweder im *ESR-Control* die einzelnen Ströme gesetzt, oder es wird im *ESR-Modi* aus den Beschleunigereinstellungen der Cusp-Impuls berechnet und die Dipole (ESR-Nomenklatur *EITKX1, EITKX2*) können in Bruchteilen des Cusp-Impulses schrittweise durchgefahren werden. Die Quadrupole (ESR-Nomenklatur *EITQT11, EITQT12, EITQT13*) werden dann für ein gesetztes Verhältnis entsprechend der Quadrupolkonstante von Gl. 4.17 skaliert.

Aufgrund seiner weitaus höheren magnetischen Steifigkeit wird der Projektilstrahl nur minimal vom 1. Dipol beeinflusst, während die Elektronen in das Spektrometer geführt werden. Trotzdem war ein Einfluss auf die Lage des Projektilstrahls zu beobachten, der teilweise zu einem veränderten Überlapp mit dem Gastarget führte. Deshalb wurde in die Beschleunigersteuerung ein Zusatz implementiert, bei dem durch Korrekturwicklungen im nachfolgenden ESR-Dipol (ESR-Nomenklatur *EO1KX1*) der Einfluss des Spektrometerdipols auf die Strahllage näherungsweise kompensiert wurde.

## 6. Stoßsystem $U^{88+} + N_2$

Am Experimentierspeicher ESR der in Kap. 3 beschriebenen Beschleunigeranlage unter Verwendung des in Kap. 5 ausgeführten Experimentaufbaus wurde für diese Arbeit während einer 14-tägigen Strahlzeit das Stoßsystem  $U^{88+} + N_2$  bei 90 MeV/u untersucht<sup>1</sup>. Für das zentrale Ziel des Experiments, die Elektronenenergieverteilung der in diesem Stoßsystem emittierten Elektronen für die verschiedenen Reaktionskanäle zu messen, wurden die Magnete des Elektronenspektrometers schrittweise durchgestimmt, so dass jeder Datenpunkt der Spektren einer diskreten Einstellung des Spektrometers und damit einem Elektronenimpuls entsprach. Hingegen konnten die verschiedenen Koinzidenzen und Reaktionskanäle natürlich parallel gemessen werden. Die akkumulierte Messzeit je Datenpunkt betrug typischerweise mehrere Stunden, in denen hunderte von Speicher- und Messzyklen durchlaufen wurden. Abb. 6.1 zeigt die Energieverteilung aller Elektronen, die vom Wechselwirkungspunkt aus

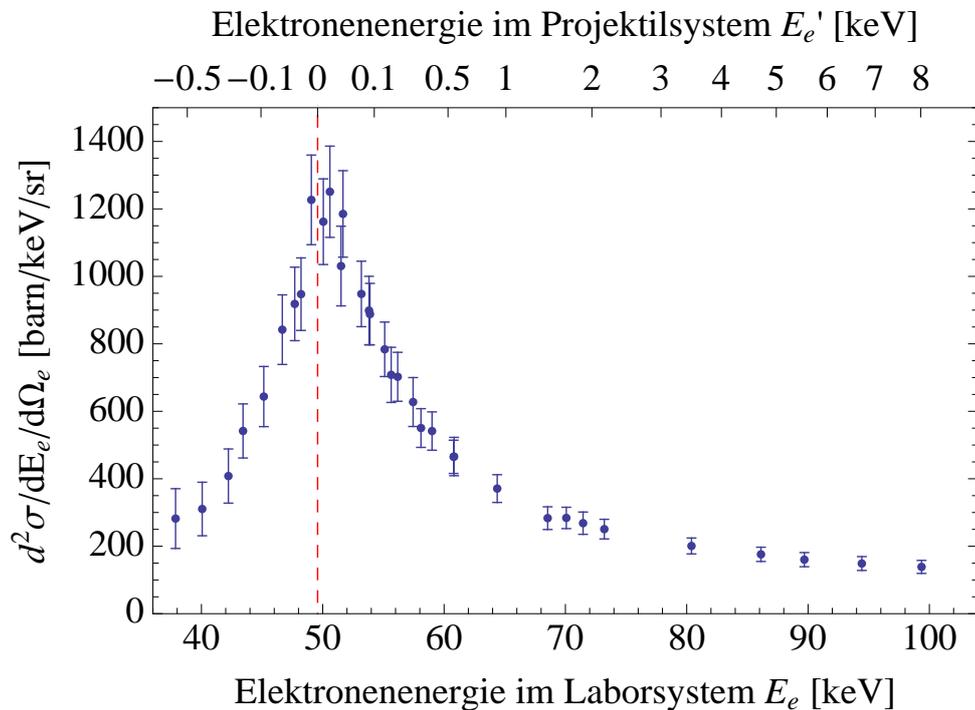


Abb. 6.1.: Elektronenspektrum ohne Koinzidenzbedingung.

<sup>1</sup>Auch wenn das Gastarget aus Stickstoff-Molekülen  $N_2$  besteht, werden im Folgenden alle Wirkungsquerschnitte auf Stöße mit Stickstoffatomen N bezogen. Diese Näherung ist aufgrund der im Vergleich zur Stoßenergie geringen molekularen Bindungsenergie sinnvoll.

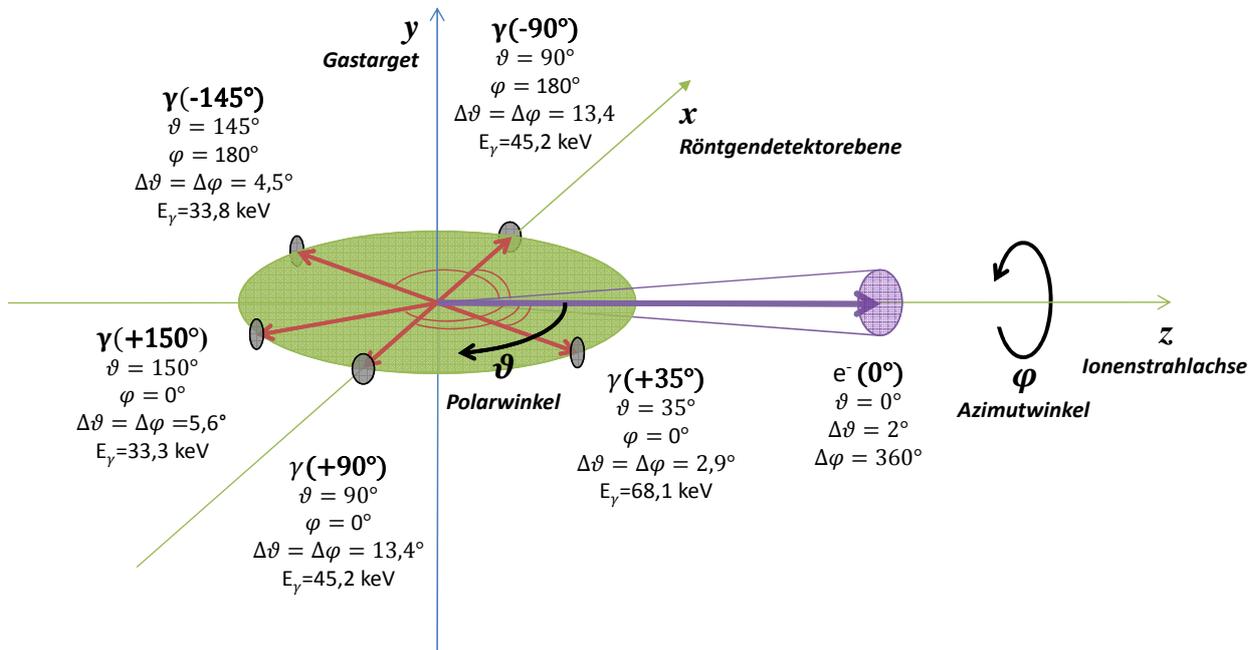


Abb. 6.2.: Geometrie der Röntgendetektoren und des Elektronenspektrometers mit den jeweiligen Raumwinkelakzeptanzen  $\Delta\vartheta$ ,  $\Delta\varphi$  und den Energien des dopplerverschobenen Bremsstrahlungsendpunkts  $E_\gamma$ .

in Strahlrichtung im Streuwinkel  $\vartheta_e = 0 \dots 2^\circ$  beobachtet wurden, ohne jegliche Koinzidenzbedingung (*singles*). Das Maximum der Verteilung liegt bei der Elektronenenergie, bei der die Elektronen die gleiche Geschwindigkeit besitzen wie der Ionenstrahl. Experimentell wird im Speicherring jedoch die Geschwindigkeit des Ionenstrahls genau durch die Geschwindigkeit der Elektronen im Elektronenkühler bestimmt. Deshalb ist das Maximum exakt durch die raumladungskorrigierte Kühlerspannung bestimmt, wie in Gl. 3.4 beschrieben. Die Energieachse der Spektren wurde über die Kühlerenergie kalibriert, sie betrug  $49.58 \text{ keV}$ , was über Gl. 3.2 einer Projektilenergie von  $90.38 \text{ MeV/u}$  entspricht.

Für das Spektrum wurde die Anzahl der detektierten Elektronen für jede Elektronenenergie auf die Ereignisse im Rekombinationsdetektor normiert und die Untergrundzählrate subtrahiert. Näheres dazu später in Kap. 6.3. Die Zählrate im Maximum betrug ca.  $240 \text{ Hz}$ , die Untergrundzählrate, also das Rauschen des MCP-Detektors  $25\text{-}50 \text{ Hz}$ . In Abb. 6.1 ist ein relativer systematischer Fehler von  $10\%$  eingezeichnet, der mit dem statistischen Fehler und der Unsicherheit in der Untergrundzählrate quadratisch addiert wurde. Dass der resultierende Fehlerbalken bei niedrigen Energien größer ist als bei hohen Energien, ist Folge der in Abb. 6.7 dargestellten Dispersionskorrektur, die über den Messbereich um einen Faktor 2 variiert.

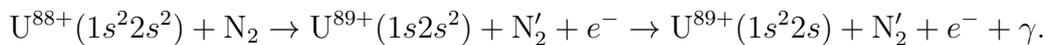
## 6.1. Röntgenspektren

Zur Messung der Elektronenspektren wurde die Datenaufnahme mit dem Signal des MCP-Detektors getriggert, d.h. es wurden jeweils nur solche Ereignisse aufgenommen, bei denen ein Elektron das impulsselektierende Spektrometer passierte (oder das MCP einen Dunkelpuls lieferte). Um jedoch zu verstehen, welche Photonen aus dem Röntgenspektrum in der Elektron-Photon-Koinzidenz sichtbar werden, wurde auch ein röntgengetriggertes Spektrum gemessen. Hierbei wurde jedes Ereignis aufgenommen, bei dem ein emittiertes Photon in einem der fünf Röntgendetektoren registriert wurde.<sup>2</sup>

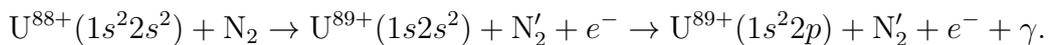
Abb. 6.4 zeigt Röntgenspektren, wie sie mit den in Tab. 5.2 aufgelisteten Detektoren aufgenommen wurden. Eine Übersicht über die Geometrie der Detektoren zeigt Abb. 6.2. Die effektive Messzeit, d.h. die Summe der aktiven Messzeiten innerhalb des Messzyklus (Maschine 11 in Tab. 3.1), betrug für diese Spektren 3 Stunden, die tatsächliche Messzeit betrug wegen des in Kap. 3.2.5 beschriebenen Messzyklus und kurzen Strahlunterbrechungen etwa 4.5 Stunden. Während der Messung betrug die durchschnittliche Teilchenzahl im Ring  $5.8 \cdot 10^7$ , und die durchschnittliche Targetdichte war  $3.4 \cdot 10^{12}$  Atome/cm<sup>2</sup>, was zu einer für dieses Experiment überdurchschnittlichen Luminosität von 145/barn/s führte.

Die Röntgenspektren in Abb. 6.4 zeigen Ereignisse ohne Koinzidenzbedingung und jeweils mit Koinzidenzbedingung auf 1. das rekombinierte Projektil, 2. das ionisierte Projektil, 3. Ereignisse ohne Umladung und 4. ein detektiertes Elektron.

1. Die Koinzidenz auf das **rekombinierte Projektil** selektiert Ereignisse, bei denen ein Elektron radiativ in einen gebundenen Zustand des Projektils eingefangen wird. Für die Detektion des umgeladenen Projektils wird stets eine Effizienz von 100% angenommen [77]. Der radiative Einfang in die L-Schale (L-REC) wurde verwendet, um über den in Abb. 2.5 dargestellten theoretischen Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess die absolute Normierung durchzuführen. Dabei wurden auch die in Abb. 5.5 dargestellten relativen Effizienzen und Korrekturen für die Absorber eingerechnet.
2. Die Koinzidenz auf das **ionisierte Projektil** zeigt dominant Ereignisse mit Emission eines  $K\alpha_2$ -Photons. Dies sind Prozesse, die mit einer K-Schalen-Ionisation einhergehen:



Der Übergang von  $2s$  nach  $1s$  ist zwar für Ionen mit hoher Kernladungszahl über die Emission eines  $M1$ -Photons möglich, alternativ kann der Prozess aber auch über die simultane Anregung des zweiten  $2s$ -Elektrons geschehen:



<sup>2</sup>Aufgrund der relativ langen Totzeit der CAMAC-Datenaufnahme (s. Kap. 5.4) war es nicht möglich, gleichzeitig elektronen- und röntgengetriggerte Spektren aufzunehmen. Da der Schwerpunkt der Messung auf Elektron-Photon-Koinzidenzen lag, wären diese Daten nicht eindeutig interpretierbar gewesen.

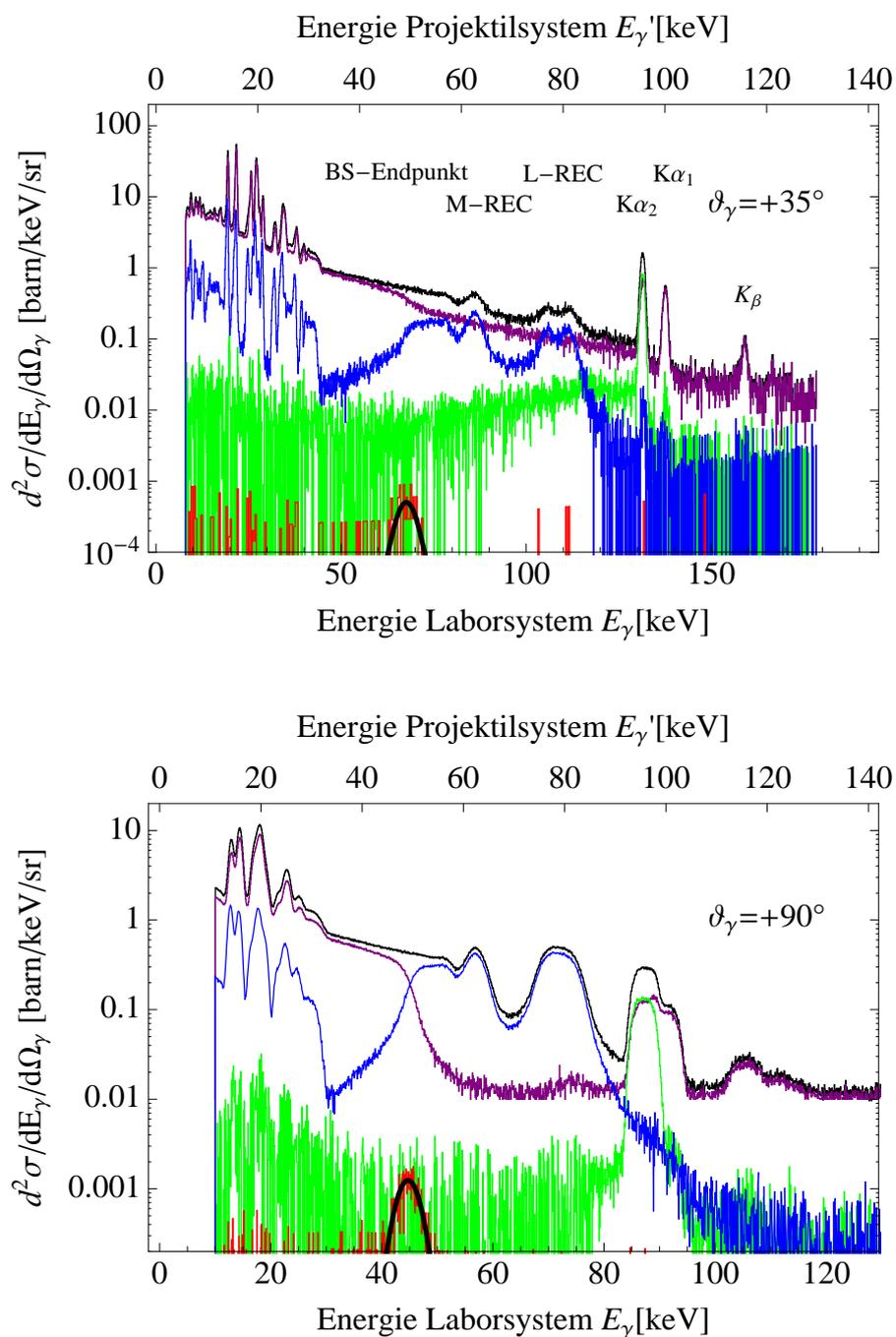


Abb. 6.3.: Röntgenspektren für die Winkel  $\vartheta_\gamma = +35^\circ$  und  $\vartheta_\gamma = +90^\circ$  ohne Koinzidenz (schwarz) und in Koinzidenz mit Rekombination (blau), Ionisation (grün), Cusp-Elektron (rot) (inkl. Gaußfit bei 53.2 keV) und antikoinzident (violett) (d.h. ohne Umladung des Projektilions).

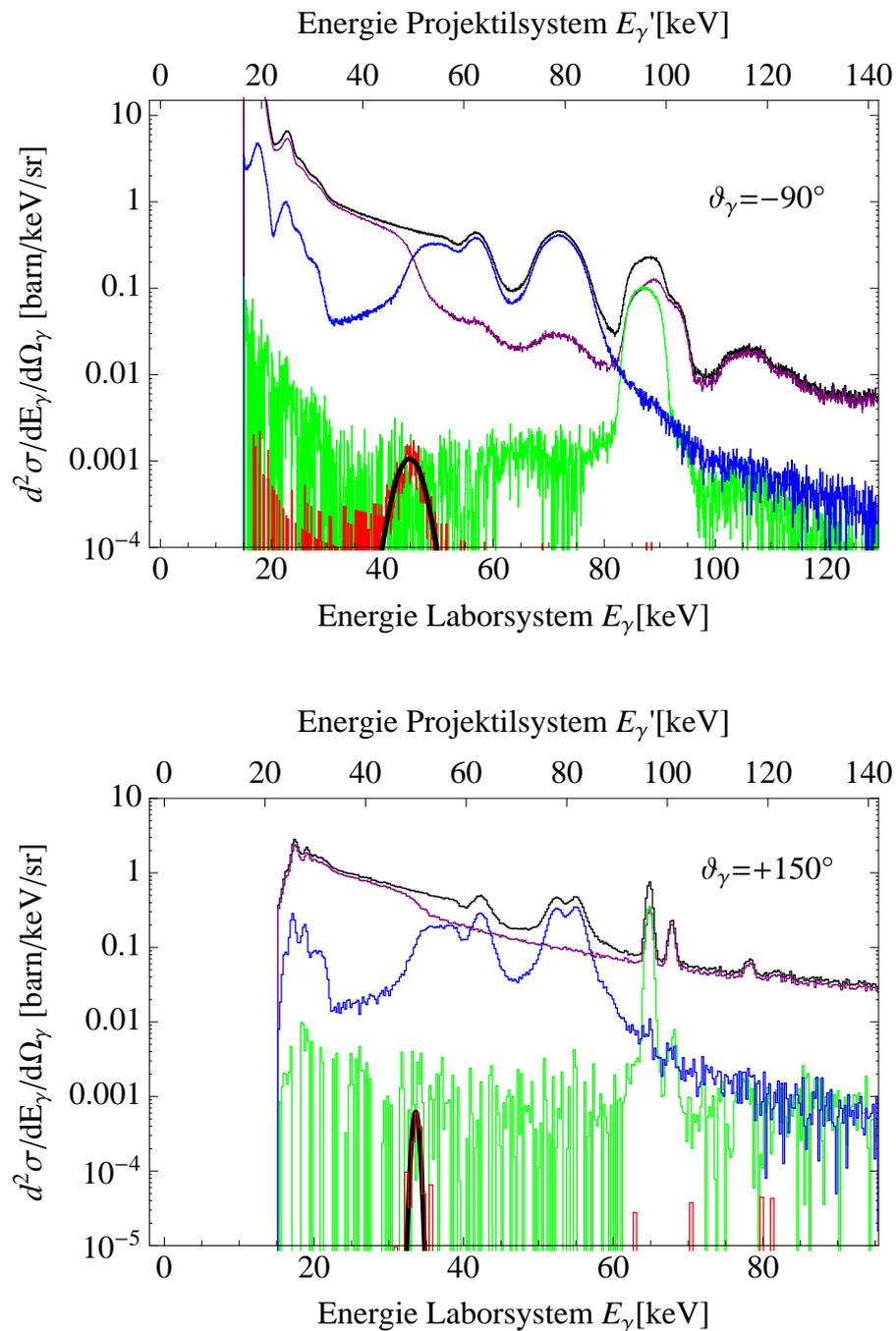


Abb. 6.4.: Röntgenspektren für die Winkel  $\vartheta_\gamma = -90^\circ$  und  $\vartheta_\gamma = +150^\circ$  ohne Koinzidenz (schwarz) und in Koinzidenz mit Rekombination (blau), Ionisation (grün), Cusp-Elektron (rot) (inkl. Gaußfit bei 53.2 keV) und antikoinzident (violett) (d.h. ohne Umladung des Projektilions).

Dieser als *Two-Electron-One-Photon TEOP* bezeichnete Prozess wurde von *Trotsenko* untersucht [90]. Eine Anregung  ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$  benötigt nur 280 eV, eine Anregung  ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$  benötigt 4.5 keV, daher unterscheidet sich der Zerfall des  $1s2s^2$ -Zustandes mit und ohne Anregung nur um eine sehr kleine Energiedifferenz im emittierten Photon [40]. Das Verzweungsverhältnis dieses Prozesses zu messen ist Teil aktueller Forschung. Die Tatsache, dass während der K-Schalenionisation nicht gleichzeitig ein  $2s$ -Elektron angeregt wird (sogenannte selektive K-Schalenionisation), zeigt sich experimentell darin, dass im Koinzidenzspektrum praktisch keine Photonen oberhalb der  $K\alpha_2$ -Linie zu sehen sind. Eine theoretische Begründung gibt [90].

3. Die **Anti-Koinzidenz** enthält alle Ereignisse, bei denen keine Umladung detektiert wurde. Damit enthält dieses Spektrum alle Ereignisse, in denen eine Projektilanregung stattfand und alle Ereignisse unter Emission eines Bremsstrahlungsphotons. Im Vergleich von rekombinations-koinzidentem und anti-koinzidentem Röntgenspektrum zeigt sich klar der Übergang vom Elektroneneinfang in gebundene Zustände des Projektils hin zum Elektroneneinfang in das Kontinuum des Projektils unter Emission eines Bremsstrahlungsphotons, dem RECC. Die Breite dieses Übergangs ist physikalisch von der Breite des Compton-Profiles des  $N_2$ -Target und zusätzlich experimentell durch die Auflösung des Röntgendektors bzw. die Dopplerverbreiterung gegeben.
  
4. Die Koinzidenz auf das detektierte **Elektron** selektiert Photonen an genau diesem Übergang vom Einfang in gebundene Zustände zum Einfang ins Projektilkontinuum. Elektronen an diesem Übergang besitzen im Laborsystem die Geschwindigkeit des Projektils, also in diesem Fall eine Energie von  $E_0 = 49.58$  keV. Photonen besitzen dort dieselbe Energie im Projektilsystem, d.h. nach Gl. 2.58 im Laborsystem beispielsweise unter  $\vartheta_\gamma = 90^\circ$  die Energie  $E'_\gamma = 45.20$  keV. Da aber, wie sich in Kap. 6.5 zeigen wird, das Maximum der koinzidenten Elektronenverteilung bei etwas höheren Energien liegt, wurde für diese Messung das Spektrometer auf eine Energie von  $E_e = 53.23$  keV eingestellt. Die Tatsache, dass die Zahl der Elektron-Photon-Koinzidenzen um mehrere Größenordnungen unter der Intensität der anderen Koinzidenzen liegt, ergibt sich aus der geringen Impulsakzeptanz und dem endlichen Raumwinkel des Spektrometers und aus der geringen Detektoreffizienz des MCP-Detektors für hochenergetische Elektronen (Details s. Kap. 6.3). Die Elektron-Photon-Koinzidenzen wurden mit einer Gaußfunktion gefittet. Es ergibt sich z.B. für den  $\vartheta_\gamma = -90^\circ$ -Detektor ein Schwerpunkt der Verteilung bei  $E_\gamma = 44.95$  keV und eine Breite (FWHM) von 5.1 keV. Diese ist von der Dopplerverbreiterung von etwa 4 keV dominiert, also der Variation der dopplerverschobenen Energie innerhalb der Raumwinkelakzeptanz des Detektors. (Um maximale Detektionseffizienz zu erzielen wurden keine Kollimationsschlitze verwendet.) Die reine Detektorauflösung liegt nach Tab. 5.2 bei nur 0.9 keV.

## 6.2. Ortsspektren des Elektronendetektors

In Abb. 6.5 sind Beispiele für die Onlinespektren des in Kap. 5.1 beschriebenen ortsempfindlichen Elektronendetektors gezeigt. Zur Orientierung: Der Durchmesser der aktiven Fläche betrug etwa 75 mm. Das Ortsbild wurde in erster Linie dazu verwendet, die magnetische Optik des Elektronenspektrometers, insbesondere das Quadrupoltriplett einzustellen und zu überwachen. So konnte sichergestellt werden, dass beim Durchstimmen des Spektrometers und der linearen Skalierung der Magnete alle transmittierten Elektronen stets vollständig vom Detektor erfasst wurden. Bemerkenswert ist, dass kein Unterschied in der Elektronenverteilung zwischen Koinzidenzen mit einem unter  $\vartheta_\gamma = +90^\circ$  nach rechts gestreuten und unter  $\vartheta_\gamma = -90^\circ$  nach links gestreuten Photonen zu beobachten ist.

Auch wenn konzeptionell im teleskopischen Spektrometer jeder Ort auf dem Detektor einem Emissionswinkel vom Wechselwirkungspunkt am Gastarget entspricht, ist wie in Kap. 4.5 beschrieben eine differenziertere Interpretation des Ortsbildes auf-

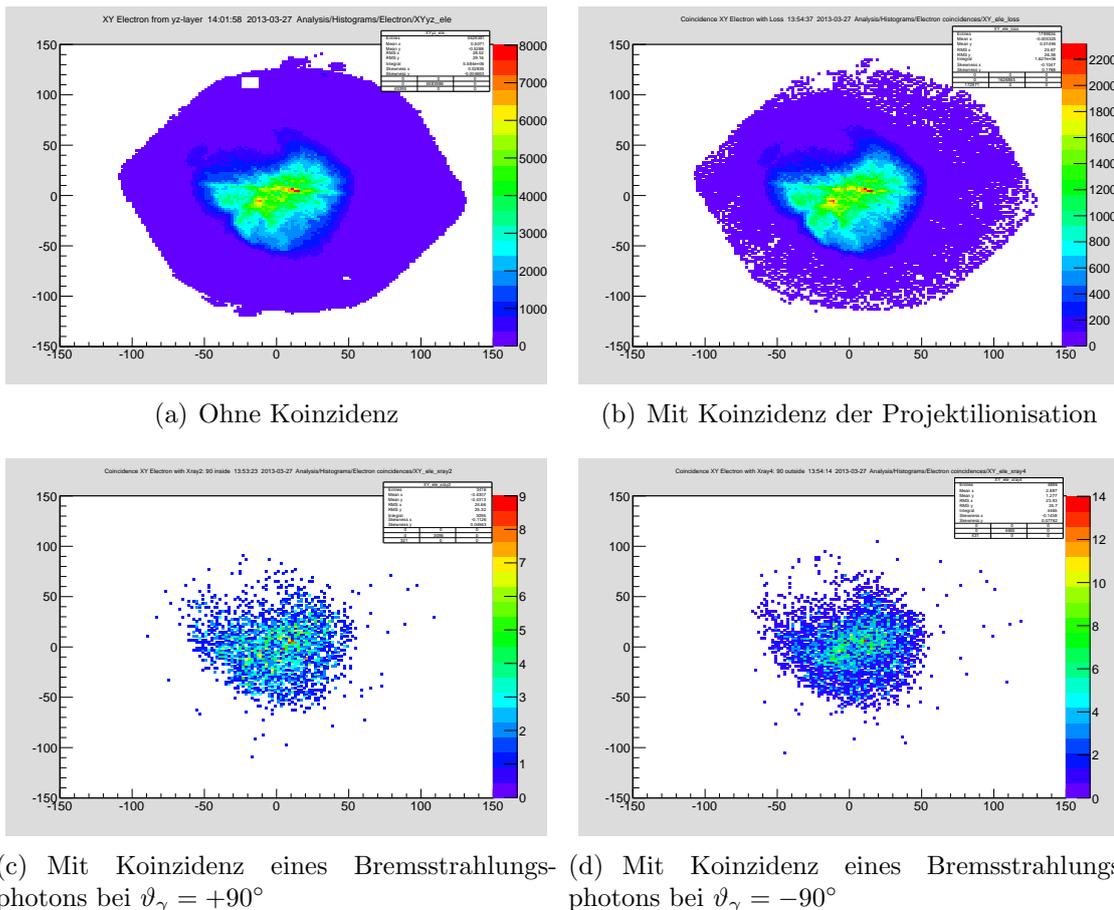


Abb. 6.5.: Onlinespektren des Ortsbildes des Elektronendetektors für verschiedene Koinzidenzen bei der Elektronenenergie  $E_e = 58.1 \text{ keV} = 1.2 \cdot E_0$ .

grund von Abbildungsfehlern der Spektrometernagnete nicht möglich. Im Maximum der Elektronenverteilung reicht dabei auch die Impulsauflösung des Spektrometers nicht aus, um Winkelverteilungen im Projektilsystem zu rekonstruieren, außerhalb des Maximums sind die theoretischen Verteilungen innerhalb der Winkelakzeptanz quasi isotrop (vgl. Kap. 6.4 und Kap. 6.5).

### 6.3. Analyse experimenteller Wirkungsquerschnitte

Für die Energieverteilung der Elektronen wurden aus den Daten Wirkungsquerschnitte berechnet, die differentiell in der Elektronenenergie  $dE_e$ , im Elektronenraumwinkel  $d\Omega_e$  und für den RECC zusätzlich im Photonenraumwinkel  $d\Omega_\gamma$  sind:

$$\frac{d^3\sigma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\gamma}. \quad (6.1)$$

Über die Energie des Photons  $E_\gamma$  wurde hingegen integriert, da es sich im koinzidenten Röntgenspektrum prinzipiell um eine monoenergetische Linie handelt, die nur durch das Comptonprofil und eine endliche Detektorauflösung aufgeweitet wird.

Da es sich hier um ein magnetisches Spektrometer handelt, ist die Ereignisrate eine Funktion des Elektronenimpulses  $p$ , nicht dessen kinetischer Energie  $E$ , und ist proportional zur Impulsauflösung  $\Delta p$ . Mit  $p(E) = \sqrt{E^2/c^2 + 2mE}$  ergibt sich für das Produkt aus der impulsabhängige Dispersionskorrektur und der Impuls-zu-Energie-Transformation

$$\frac{d\sigma}{dE} = \left[ \frac{d\sigma}{dp} \Delta p \right] \cdot \frac{dp}{dE} \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{1}{\Delta p/p} = \left[ \frac{d\sigma}{dp} \Delta p \right] \cdot \frac{E + mc^2}{E^2 + 2Emc^2} \cdot \frac{1}{\Delta p/p}. \quad (6.2)$$

Die Impulsakzeptanz  $\Delta p/p$  ist durch das Spektrometer vorgegeben. Die gemessene Ereignisrate ist proportional zu  $d\sigma/dp \cdot \Delta p$ . Die Dispersionskorrektur ist in Abb. 6.7 veranschaulicht. Sie führt zu einer vergrößerten Energie- und Impulsakzeptanz bei höheren Energien und damit zu einer gesteigerten Zählrate.

Der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt für den ELC berechnet sich aus den experimentell gemessenen Ereignissen nun folgendermaßen:

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dE_e d\Omega_e} \right|_{ELC} = \frac{N_{e-loss}}{N_{cap}} \sigma_{cap} \frac{N_{ele}}{N_{trig}} \frac{1}{\epsilon_e \Delta\Omega_e} \cdot \frac{E + mc^2}{E^2 + 2Emc^2} \cdot \frac{1}{\Delta p/p} \quad (6.3)$$

und der dreifach-differentielle Wirkungsquerschnitt für den RECC über

$$\left. \frac{d^3\sigma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\gamma} \right|_{RECC} = \frac{N_{e-\gamma}}{N_{cap}} \sigma_{cap} \frac{N_{ele}}{N_{trig}} \frac{1}{\epsilon_e \Delta\Omega_e} \frac{1}{\epsilon_\gamma \Delta\Omega_\gamma} \cdot \frac{E + mc^2}{E^2 + 2Emc^2} \cdot \frac{1}{\Delta p/p}. \quad (6.4)$$

Die Terme im Einzelnen:

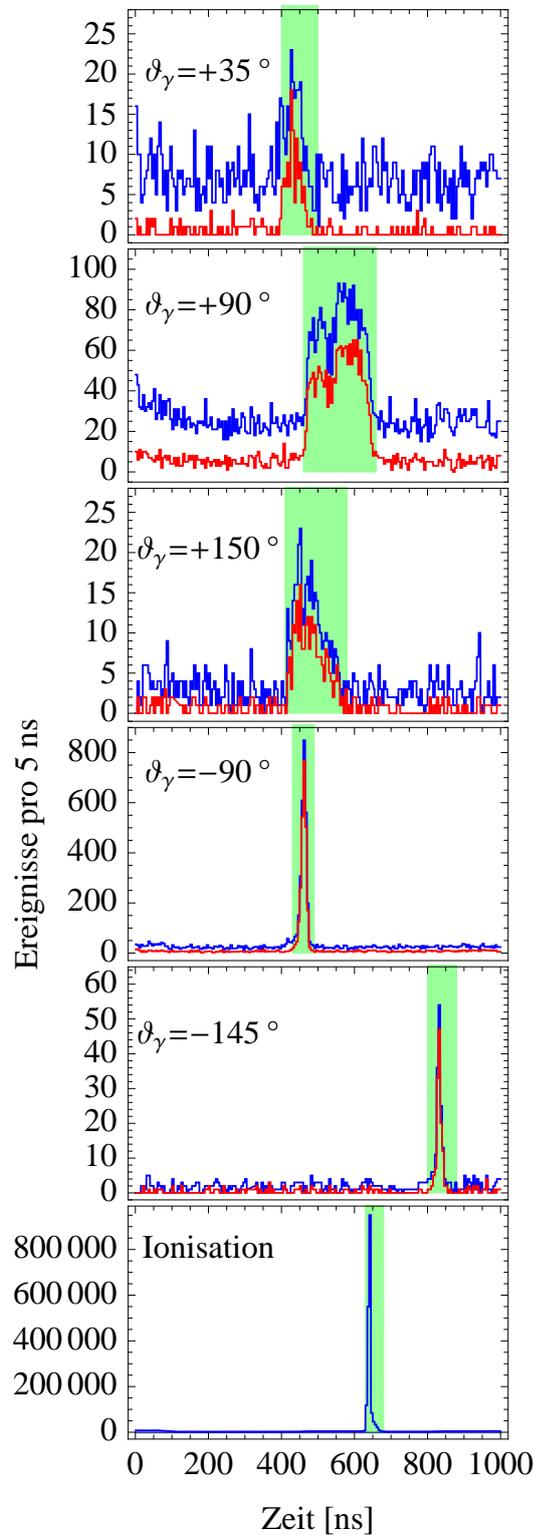


Abb. 6.6.: TDC-Spektren für Röntgen- und Ionisationsdetektor mit und ohne Energiebedingung, bei  $E_e = 51.5$  keV für 7 h effektive Datenaufnahmezeit.

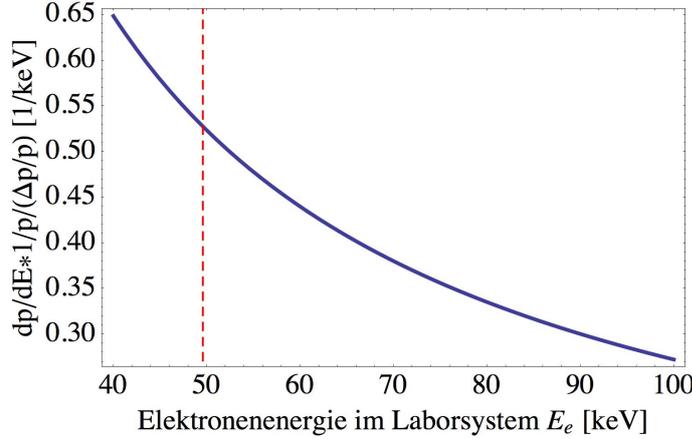


Abb. 6.7.: Produkt aus impulsabhängiger Dispersionskorrektur und Impuls-zu-Energie-Transformation.

- Die **Koinzidenzereignisse**  $N_{e-\gamma}$  ergeben sich aus den Ereignissen im Koinzidenzpeak  $N_{prompt}$  der TDC-Spektren, wobei jeweils Untergründereignisse  $N_{random}$  abgezogen werden. Allgemein berechnet sich die Anzahl der echten Koinzidenzen für einen Koinzidenzpeak von Kanälen  $a$  bis  $b$  und einen Untergrund in Kanälen  $c$  bis  $d$  aus

$$N_{e-\gamma} = N_{prompt} - \frac{b-a}{d-c} \cdot N_{random}. \quad (6.5)$$

Der statistische Fehler dieser Größe  $\sigma_{e-\gamma}$  ist bei einem guten Verhältnis von koinzidenten zu nicht-koinzidenten Ereignissen näherungsweise  $\sigma_{e-\gamma} = \sqrt{N_{e-\gamma}}$ , genauer jedoch

$$\sigma_{e-\gamma} = \sqrt{N_{prompt} + \left(\frac{b-a}{d-c}\right)^2 N_{random}}. \quad (6.6)$$

Abb. 6.6 zeigt Beispiele der TDC-Spektren, welche die Laufzeit zwischen dem (verzögerten) Signal des Elektronendetektors als TDC-Start und den (verzögerten) Signalen der anderen Detektoren als TDC-Stop wiedergibt. Markiert sind die Koinzidenzpeaks. Die unterschiedlichen Breiten der Koinzidenzpeaks ergeben sich aus den unterschiedlichen Zeitaufösungen der Röntgendetektoren und teilweise suboptimalen Einstellungen der Constant-Fraction-Discriminator.

- Die **Capture-Ereignisse**  $N_{cap}$  dienen zur Normalisierung und sind ein Maß für die integrierte Luminosität, d.h. das zeitlich integrierte Produkt aus Ionenstrom und Gastargetdichte während der Messung. Für den Capture-Detektor wird typischerweise eine Effizienz von 100% angenommen, die Detektoreffizienz fließt aber hier nicht in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte ein.

- Der **Capture-Wirkungsquerschnitt**  $\sigma_{cap}$  ergibt sich aus den innerhalb einer Messzeit  $t$  detektierten Capture-Ereignissen  $N_{cap}$  und der integrierten Luminosität  $L_{int}$  mit

$$\sigma_{cap} = \frac{N_{cap}}{L_{int}}. \quad (6.7)$$

Die integriert Luminosität berechnet sich aus

$$L_{int} = \int \frac{I_{ion}(t) \cdot n_{target}(t)}{Ze} dt. \quad (6.8)$$

Die Anzahl der das Gastarget passierenden Projektionen (Ladung  $Ze$ ), d.h. deren Strom  $I_{ion}(t)$  zur Zeit  $t$  wird mit dem Strahltransformator gemessen (s. Kap. 3.2.2). Die Flächendichte  $n_{target}(t)$  wird typischerweise in der Einheit Moleküle/cm<sup>2</sup> angegeben (vgl. Anhang A). Da die Signale beider Größen als Frequenz übermittelt werden, und dann die Pulse erst gezählt werden müssen, wurden  $I_{ion}(t)$ ,  $n_{target}(t)$  und das Produkt  $I_{ion}(t) \cdot n_{target}(t)$  über eine Sekunde "gesamlet" (abgetastet). Die über die Messzeit integrierte Luminosität ist dann die Summe der über eine Sekunde gemittelten Luminositäten.

Der Capture-Wirkungsquerschnitt ist unabhängig von der Spektrometereinstellung. Er wurde daher für jede Messung einzeln bestimmt und dann über alle Messungen gemittelt. Dadurch werden Unsicherheiten, die sich bei der Messung des Ionenstroms und der Gastargetdichte ergeben, herausgemittelt.

- Die **Totzeitkorrektur**  $N_{ele}/N_{trig}$  ergibt sich aus der Anzahl der innerhalb einer Messung detektierten Ereignisse  $N_{ele}$  geteilt durch die Anzahl der ausgelesenen Ereignisse  $N_{trig}$ . Da die Datenaufnahme maximal mit ca. 5 kHz Ereignisse auslesen kann, werden aufgrund der Totzeit beispielsweise bei einer Ereignisrate von typischerweise 250 Hz nur 95% der Ereignisse ausgewertet. Die Anzahlen  $N_{ele}$  und  $N_{trig}$  werden hingegen mit Scalern gezählt, und unterliegen damit keiner Totzeit.
- Die **Effizienz**  $\epsilon_e$  des Elektronendetektors ist für Elektronen dieser Energie leider nicht bekannt. Aus Erfahrungen mit der Effizienz bei niedrigeren Elektronenenergien sollte jedoch für das verwendete doppelte MCP bei 50-100 keV von einer geringen Effizienz ausgegangen werden. Um eine Größenordnung festzulegen wurde mit  $\epsilon_e = 0.1$  gerechnet.
- Der **Raumwinkel**  $\Delta\Omega_e$  des Spektrometers wird für eine Winkelakzeptanz von  $\vartheta_{max} = 2^\circ$  mit  $\Delta\Omega_e = 2\pi(1 - \cos\vartheta_{max}) = \pi\vartheta_{max}^2 = 0.00383$  sr angenommen, basierend auf der in Kap. 4.5 beschriebenen Simulation, insbesondere Abb. 4.8.
- **Effizienz**  $\epsilon_\gamma$  und **Raumwinkel**  $\Delta\Omega_\gamma$  lassen sich aus dem Vergleich röntgengetriggelter Spektren mit dem theoretischen L-REC-Wirkungsquerschnitten (s. Abb. 2.5) recht genau bestimmen. Hinzu kommt eine Effizienzkorrektur, die

das Verhältnis zwischen der Detektoreffizienz bei der Energie der L-REC-Linie und der Bremsstrahlungsendpunkt-Linie angibt (vgl. Abb. 5.5). Darüber hinaus sind teilweise Korrekturen für die Absorber notwendig (vgl. Tab. 5.2).

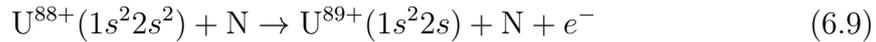
- Die **Impulsakzeptanz** des Spektrometers  $\Delta p/p$  wird aufgrund der in Abb. 4.8 dargestellten Simulation mit  $\Delta p/p = 0.02$  angenommen. Dies entspricht bei  $E_0$  einer Energieakzeptanz von 2 keV. Wie Kap. 6.5 zeigen wird, bestätigt sich diese Annahme auch in der Steilheit der Niederenergieflanke in den Elektronenspektren zum RECC (vgl. Abb. 6.11).

Neben dem **statistischen Fehler** nach Gl. 6.6 wurde ein **systematischer relativer Fehler** von 10% quadratisch addiert. Dieser ergibt sich zum einen aus Unsicherheiten in der relativen Effizienz des MCP-Detektors, dessen Einstellungen aufgrund technischer Defekte zweimal während der Messung geändert werden musste. Zum anderen ergibt sich ein systematischer relativer Fehler aus Unsicherheiten in der Reproduzierbarkeit und Skalierung der Spektromettermagnete.

Der **systematische absolute Fehler** wird durch Unsicherheiten in der absoluten Effizienz  $\epsilon_e$  des MCP-Detektors, der Raumwinkelakzeptanz  $\Delta\Omega_e$  und der Impulsakzeptanz  $\Delta p/p$  des Spektrometers dominiert. Dadurch sind keine aussagekräftigen absoluten Wirkungsquerschnitte aus den Daten zu bestimmen.

## 6.4. Energieverteilung der Elektronen für den ELC

Wie im letzten Kapitel beschrieben wurde über Gl. 6.3 aus den gemessenen Daten der Wirkungsquerschnitt für die Projektionsionisation ELC



berechnet, das Ergebnis zeigt Abb. 6.8. Die Daten wurden im Maximum bei  $E_e = E_0$  durch Multiplikation eines konstanten Faktors von 1.15 auf den von *Voitkiv und Najjari* berechneten Theoriewert normiert [91]. Die Tatsache, dass der Faktor zwischen Experiment und Theorie etwa 1 ist, sollte nicht als Bestätigung der absoluten Intensität des theoretischen Wirkungsquerschnittes gesehen werden, da wie in Kap. 6.3 dargestellt die Aussage absoluter Wirkungsquerschnitten aus den Daten nicht belastbar ist.

In der Theorie wurde die Wahrscheinlichkeit für die Ionisation eines 2s-Elektrons für dieses Stoßsystem berechnet, dessen Bindungsenergie nach Tab. 2.1 bei 32.8 keV liegt. Für das Be-ähnliche Projektil wurde diese dann mit 2 multipliziert. Der verwendete theoretische Ansatz zur Berechnung dieses Ion-Atom-Stoßes geht aus von einem Dreikörper-Problem bestehend aus Projektil- und Target-Kern und dem ionisierten Projektilelektron [32, Kap. 5.11][92]. Der abschirmende Effekt der Targetelektronen kann bei diesen Energien vernachlässigt werden (vgl. Kap. 2.2).

Wie Abb. 6.8 zeigt, ist im Vergleich von Theorie und Experiment eine lineare Diskrepanz zu erkennen. Experimentell würde sich diese nur erklären lassen, wenn

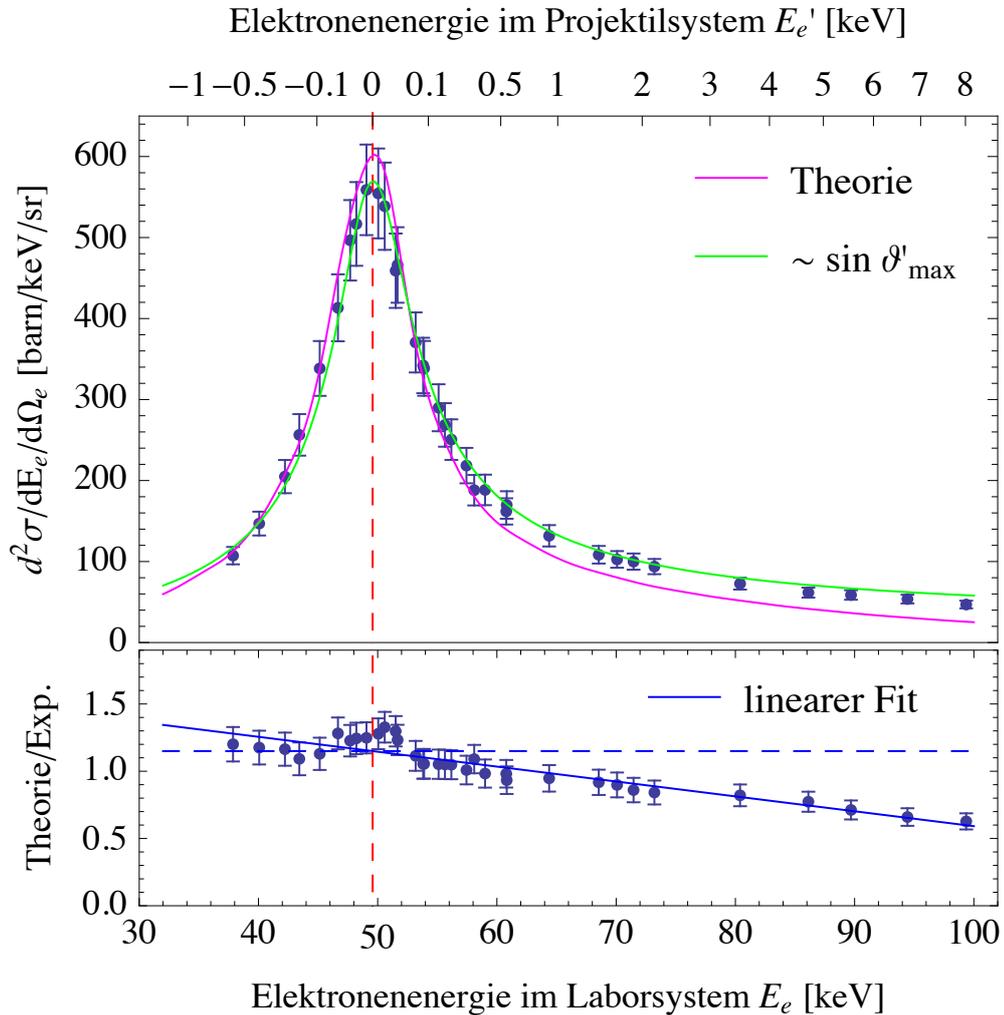


Abb. 6.8.: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt der Projektilionisation:  
Die experimentellen Daten wurden im Maximum auf die von *Voitkiv und Najjari* berechnete Theorie [91] normiert.

die Effizienz des Spektrometers linear zu höheren Energien zunimmt.<sup>3</sup> Dies wäre z.B. dann der Fall, wenn höherenergetische Elektronen weniger durch Streufelder entlang der magnetischen Optik beeinflusst werden. Hingegen sollte die Abnahme der MCP-Effizienz bei höheren Energien einen weitaus größeren Effekt haben. Die Diskrepanz ist also aus experimenteller Sicht nicht eindeutig zu erklären.

Unter der Annahme, dass die experimentelle Energieverteilung richtig ist, unterschätzt die Theorie von *Voitkiv und Najjari* den Anteil der vorwärtsemittierten Elektronen für Energien im Projektilsystem von  $E_e' = 0.5 \dots 8$  keV. Zum Vergleich zeigt Abb. 6.9 die entsprechende Elektronenwinkelverteilung im Projektilsystem.

<sup>3</sup>Höhere Effizienzen führen bei gegebener Ereignisrate zu niedrigeren Wirkungsquerschnitten und umgekehrt.

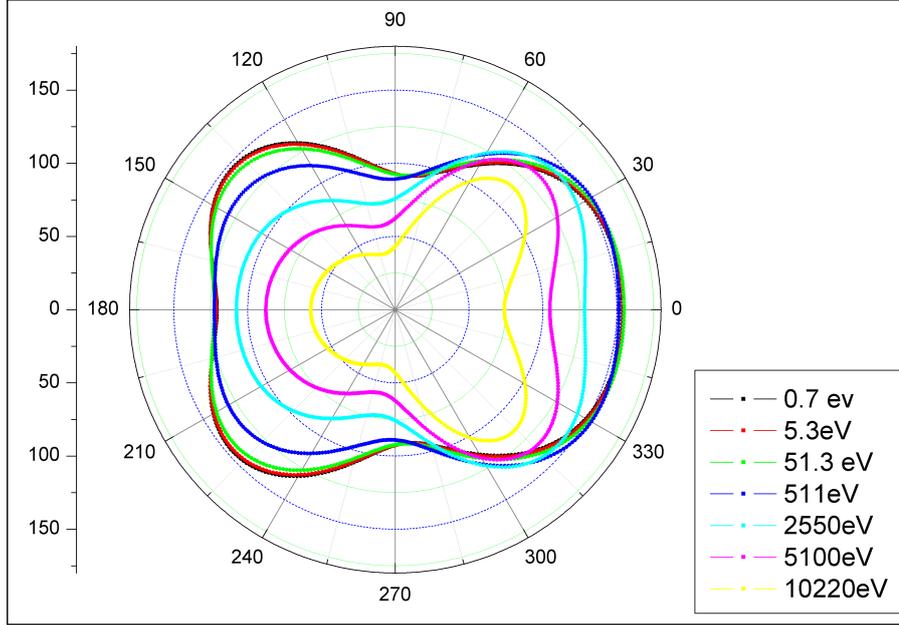


Abb. 6.9.: Elektronenwinkelverteilung des ELC im Projektilsystem für verschiedene Elektronenenergien im Stoßsystem  $U^{88+} + N_2$  @ 90 MeV/u [93].

Diese wird bei der Transformation ins Laborsystem nach Gl. 2.59 um  $180^\circ$  gedreht. Nach Abb. 6.9 sind im Projektilsystem Elektronen in Vorwärtsrichtung dominant, und damit im Laborsystem in Rückwärtsrichtung. Durch die Transformation ergibt sich jedoch eine erhöhte Raumwinkel- und Energieakzeptanz für Vorwärtsemission im Laborsystem. In wieweit sich beide Effekte kompensieren, kann an dieser Stelle nicht beantwortet werden.

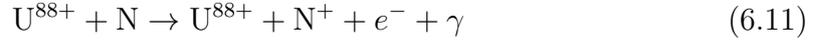
Bemerkenswert ist, dass sich der Verlauf der Energieverteilung auch durch eine einfache  $\sin \vartheta'_{max}$ -Verteilung beschreiben lässt, mit dem energieabhängigen maximalen Elektronenwinkel im Projektilsystem von  $\vartheta'_{max}$  bzw. im Laborsystem von  $\vartheta_{max} = 2^\circ$ , vgl. Gl. 2.59. Nach *Voitkiv* [32, Kap. 4.1.5] entspricht dies der Raumwinkeltransformation

$$\frac{d^2\sigma}{dE_e d\Omega_e} = \frac{\sin \vartheta'_e}{\sin \vartheta_e} \frac{d^2\sigma'}{dE'_e d\Omega'_e} \quad (6.10)$$

Da der Cusp quasi symmetrisch ist, wurde die Verteilung dazu verwendet, die Energieachse der Elektronenspektren anhand des ELC-Maximums auf die Elektronenenergie  $E_0$  zu kalibrieren.

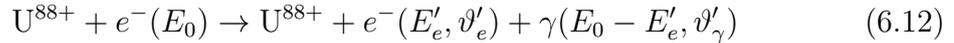
## 6.5. Energieverteilung der Elektronen für den RECC

Ähnlich wie Abb. 6.8 zeigt Abb. 6.11 den über Gl. 6.4 berechneten Wirkungsquerschnitt für den radiativen Elektroneneinfang ins Kontinuum RECC



für fünf verschiedene Emissionswinkel des Photons  $\vartheta_\gamma$ . Für jedes Elektronenspektrum wurde der Quotient aus theoretischer und experimenteller Verteilung gebildet und dieser für  $E_e > E_0$  mit einer konstanten Funktion gefittet (s. Abb. 6.12). Diese Konstante wurde verwendet, um die experimentellen Daten auf die Theorie zu normieren.

Die Theorie von *Surzhykov und Yerokhin* [94] verwendet die in Kap. 2.5.3 beschriebene Methode der Partialwellenzerlegung, um den Fundamentalprozess der Bremsstrahlung



zu berechnen. Die Resultate sind für die vier relevanten Photonenwinkel  $\vartheta_\gamma$  in Abb. 6.10 gezeigt. Aus der in Abb. 6.2 dargestellten Detektorgeometrie ergibt sich, dass für den Vergleich mit den experimentellen Daten der Wirkungsquerschnitt über die Azimutwinkel des Elektrons  $\varphi'_e = \varphi_e$  integriert werden muss, dies ist in Abb.

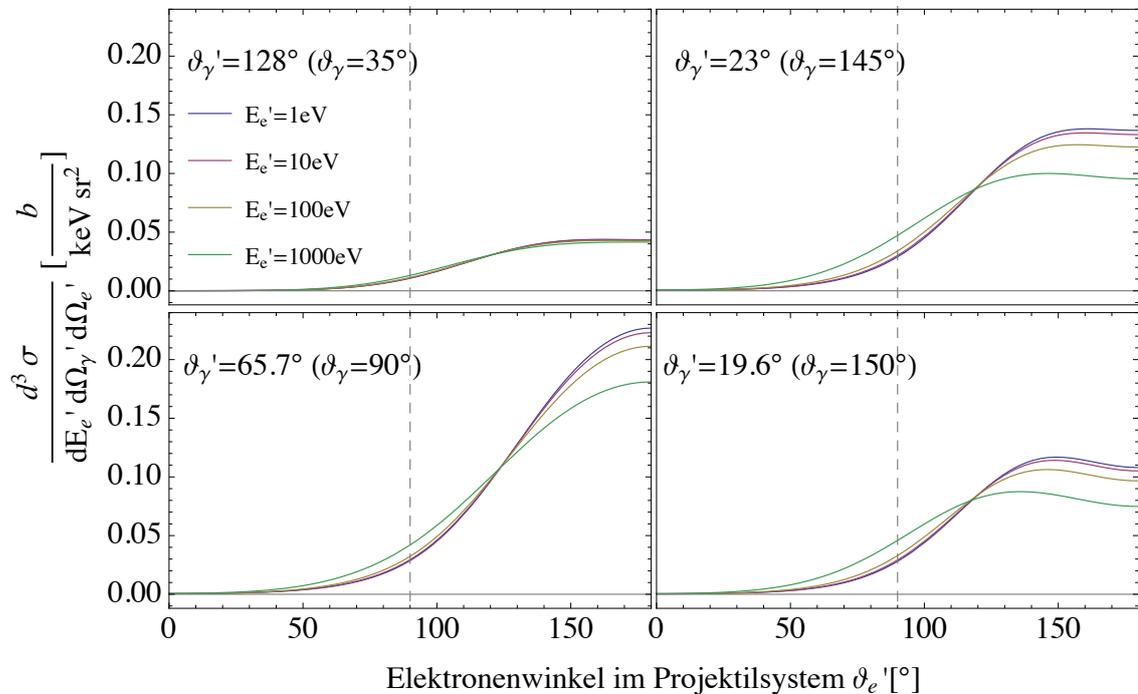


Abb. 6.10.: Theoretische Elektronenwinkelverteilung am hochenergetischen Endpunkt der Bremsstrahlung für verschiedene Photonenwinkel  $\vartheta'_\gamma$  [94].

6.10 bereits eingerechnet. Die Energie des auslaufenden Elektrons  $E'_e$  gibt dabei die Kontinuumsenergie des Elektrons und damit den Abstand zum hochenergetischen Endpunkt der Bremsstrahlung an. Die Berechnung eines Kontinuumszustands von  $E'_e > 1$  keV ist über die Partialwellenzerlegung mit extrem hohem numerischem Aufwand verbunden und war in diesem Rahmen nicht möglich.

Da in diesem Experiment die Bremsstrahlung in inverser Kinematik untersucht wurde, wurden die Wirkungsquerschnitte von Abb. 6.10 im Bereich  $E'_e = 0 \dots 10$  keV inter- und extrapoliert, und über das in Kap. 2.6.1 beschriebene Verfahren vom Projektilsystem in das Laborsystem transformiert. Dabei wurde der Wirkungsquerschnitt mit der Anzahl der Elektronen des Stickstoff  $n=7$  multipliziert. Diese Näherung lässt sich durch eine eher schwache Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Energie des einlaufenden Elektrons von  $\approx 50$  keV begründen, so dass dessen Energieverteilung aufgrund des in Abb. 2.2 dargestellten Compton-Profiles keinen Einfluss hat.

Anschaulich wird bei der Transformation für jede Elektronenenergie im Laborsystem  $E_e < E_0$  die Elektronenwinkelverteilung im Projektilsystem von  $\vartheta'_e = 0^\circ$  bis  $\vartheta'_e = \vartheta'_{max}(E_e)$  und für  $E_e > E_0$  von  $\vartheta'_e = \vartheta'_{max}(E_e)$  bis  $\vartheta'_e = 180^\circ$  integriert. Ersteres entspricht der Vorwärtsstreuung im Projektilsystem, letzteres der Rückwärtsstreuung. Wie Abb. 6.10 zeigt, ist der Wirkungsquerschnitt im gesamten Bereich  $\vartheta'_e = 0 \dots 90^\circ$  sehr viel kleiner als für  $\vartheta'_e = 90^\circ \dots 180^\circ$ . Dies begründet den Verlauf der gemessenen Elektronenverteilung, die praktisch ausschließlich Elektronen für  $E_e > E_0$  zeigt.

Der Vergleich von experimentellen Daten mit den so berechneten theoretischen Wirkungsquerschnitten in Abb. 6.11 zeigt also eine gute Übereinstimmung für alle fünf Photonenwinkel. Die Photonenwinkelverteilung, die sich aus den Spektren ergibt, ist im nächsten Kapitel 6.6 beschrieben.

Die Normierung in Abb. 6.11 unterscheidet sich mit einem Faktor 1.8-2.1 nur leicht von der ELC-Normierung von Abb. 6.8 mit Faktor 1.15. Somit liegt die in Kap. 6.3 abgeschätzte Spektrometereffizienz in der richtigen Größenordnung. Auf welche der beiden Theorien die Diskrepanz zurückzuführen ist, lässt sich aus den Daten nicht erkennen. Auch ein Fehler in der Bestimmung der Röntgendetektoreffizienz würde diese Diskrepanz erklären.

Wie in Kap. 2.6.2 beschrieben, lässt sich die Energieverteilung der Elektronen auch durch Transformation der in [67] tabellierten doppeltdifferenziellen Wirkungsquerschnitte von *Kissel et al.* abschätzen, ohne dass diese eine explizite Winkelverteilung der Elektronen beinhalten. Statt der in Abb. 6.10 dargestellten Elektronenwinkelverteilung im Projektilsystem wird von einer Verteilung ausgegangen, bei der in Vorwärtsrichtung null Emission und in Rückwärtsrichtung eine isotrope Emission angenommen wird (vgl. Gl. 2.70). Dadurch wird eine theoretische Energieverteilung der Elektronen modelliert, die sich für verschiedene Photonenwinkel nur in ihrer Intensität, nicht aber in ihrer Form unterscheidet. Abb. 6.13 zusammen mit den Normierungen Abb. 6.14 zeigen, dass sich auch auf diese Weise die Spektren annähernd erklären lassen. An Abb. 6.14 ist aber zu erkennen, dass für  $\vartheta_\gamma = \pm 90^\circ$  im Maximum der Verteilung die Theorie die experimentellen Daten überschätzt und

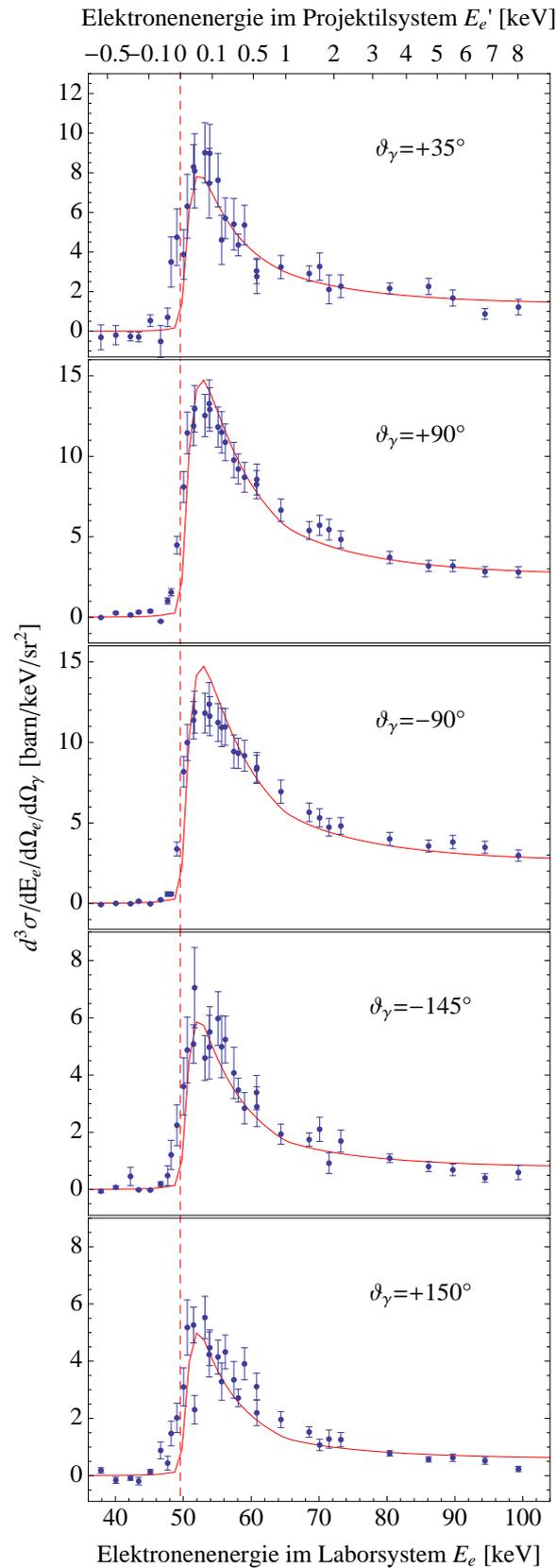


Abb. 6.11.: Experimentelle Wirkungsquerschnitte des RECC im Vergleich zur Theorie von *Surzhykov und Yerokhin* [94].

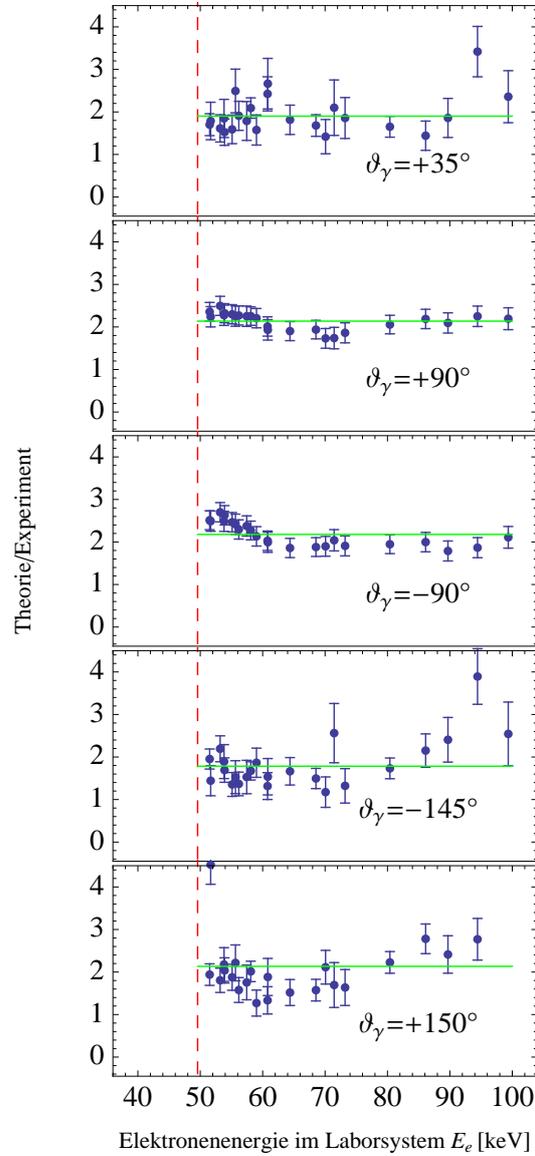


Abb. 6.12.: Quotient aus der Theorie von *Surzhykov und Yerokhin* [94] und den experimentellen Daten. Für den Vergleich in Abb. 6.11 wurden die experimentellen Daten jeweils mit den Normierungsfaktoren des konstanten Fits (grüne Linien) multipliziert.

für Rückwärtswinkel des Photons im Laborsystem unter  $\vartheta_\gamma = -145^\circ$  und insbesondere unter  $\vartheta_\gamma = +150^\circ$  die Form der Energieverteilung nicht richtig wiedergegeben wird.

Hier zeigt sich, dass die Form des Elektronencusps für verschiedene Photonenemissionswinkel nicht als gleich angenommen werden darf. Wie in Kap. 2.4 beschrieben,

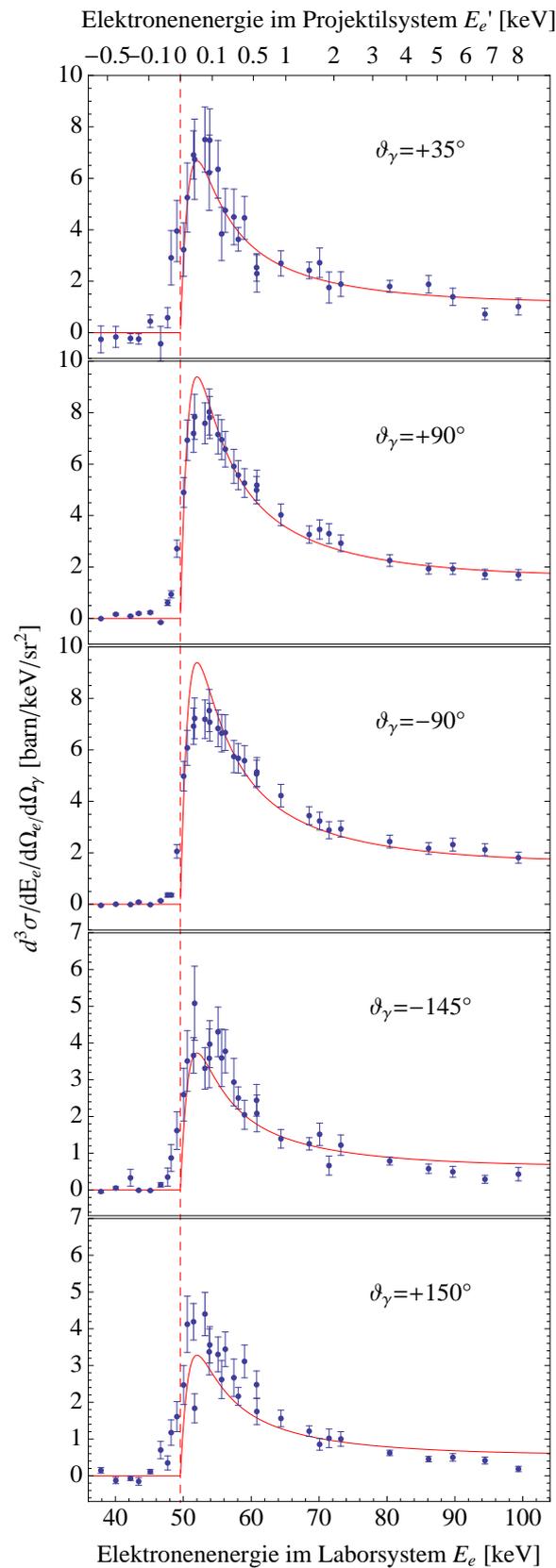


Abb. 6.13.: Experimentelle Wirkungsquerschnitte des RECC im Vergleich zur Theorie von *Kissel et al.* [67], transformiert entsprechend Kap. 2.6.2.

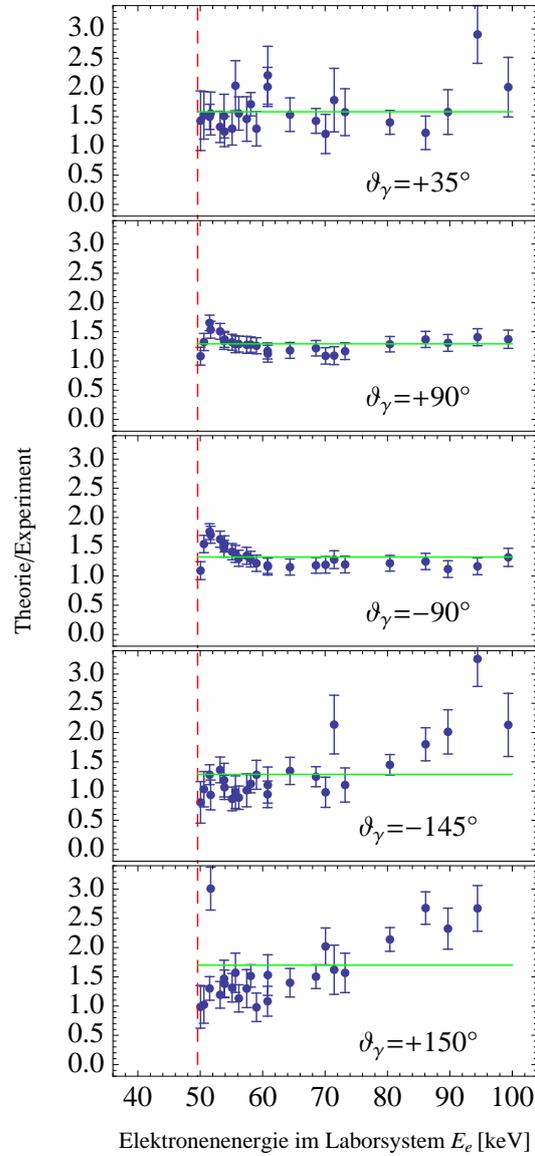


Abb. 6.14.: Quotient aus der Theorie von *Kissel et al.* [67] und den experimentellen Daten. Für den Vergleich in Abb. 6.13 wurden die experimentellen Daten jeweils mit den Normierungsfaktoren des konstanten Fits (grüne Linien) multipliziert.

wird im Bremsstrahlungsprozess stets eine Emission von Photon und Elektron in dieselbe Richtung favorisiert. Daher wird bei einer Vorwärtsemission im Projektilsystem unter  $\vartheta'_\gamma = 23^\circ$  bzw.  $\vartheta_\gamma = 19.6^\circ$ , die als Emission des Photons im Laborsystem unter  $\vartheta_\gamma = 145^\circ$  bzw.  $\vartheta_\gamma = 150^\circ$  erscheint, die Rückwärtstreuung von Elektronen im Projektilsystem teilweise unterdrückt (vgl. Abb. 6.10).

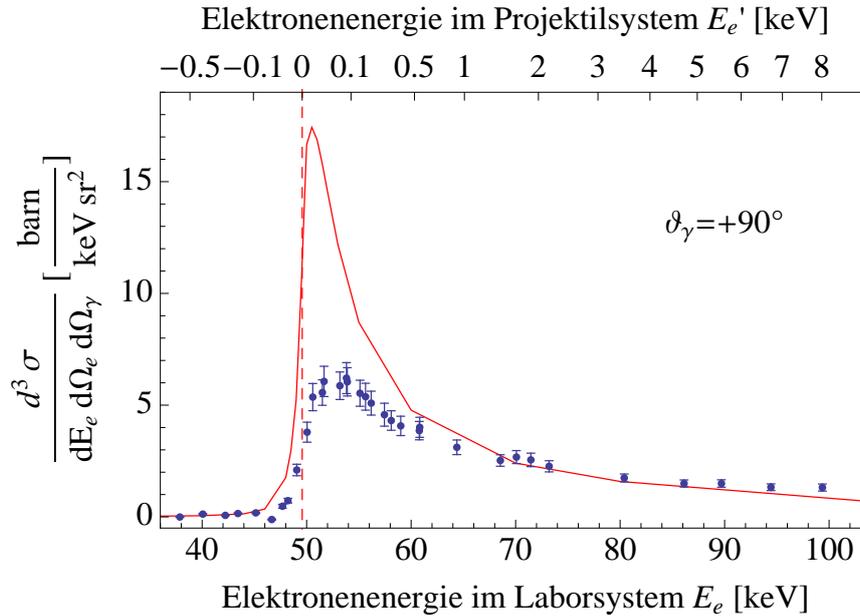


Abb. 6.15.: Experimenteller Wirkungsquerschnitt für den RECC **mit** und **ohne** Faltung der experimentellen Auflösung im Vergleich zur Theorie von *Jakubaša-Amundsen* [95].

Wichtig hierbei ist, dass die in [67] tabellierten Wirkungsquerschnitte für atomare Bremsstrahlung angegeben sind, so dass die Wirkungsquerschnitte bei den hier verwendeten quasi-nackten Projektilen größer ausfallen.<sup>4</sup> So liegen im Vergleich von Abb. 6.11 und Abb. 6.13 die Wirkungsquerschnitte von *Kissel* unter denen von *Surzhykov und Yerokhin*, und die Normierung ist mit dem Faktor 1.3-1.7 für *Kissel* etwas geringer.

Ein weiterer Vergleich lässt sich mit den über Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen berechneten Wirkungsquerschnitten durchführen. Die entsprechende Theorie wurde wie in Kap. 2.5.2 beschrieben von *Jakubaša-Amundsen* berechnet [95] und ist in Abb. 6.15 für den Photonenwinkel  $\vartheta_\gamma = +90^\circ$  dargestellt. Die experimentellen Daten sind hierbei *nicht* auf die Theorie skaliert. Somit gibt die Theorie die richtige Größenordnung wieder, kann aber nicht die Energieverteilung erklären. In [60] vergleichen *Jakubaša-Amundsen* und *Yerokhin* ihre theoretischen Ansätze. Demnach liegen die Wirkungsquerschnitte der Sommerfeld-Maue-Theorie unter denen der vollrelativistischen Theorie, für dieses System bei  $\vartheta_\gamma = 90^\circ$  um etwa einen Faktor 1.46 niedriger [95]. Dies zeigt, dass die Sommerfeld-Maue-Theorie von Näherungen ausgeht, die für das vorliegende Stoßsystem nicht gültig sind. An der Energieverteilung

<sup>4</sup>Der in [59] beschriebene signifikante Unterschied zwischen dem reinem Coulomb-Potential für vollständig ionisierte Ionen und dem abgeschirmten Potential eines Atoms am hochenergetischen Endpunkt der Bremsstrahlung für  $E'_\gamma = E_0 - 5 \dots 50$  eV hat keinen Einfluss auf die Rechnung, da wie in Kap. 2.6.2 beschrieben, der Wirkungsquerschnitt von *Kissel et al.* für  $E'_\gamma = 0.95E_0 = E_0 - 2.5$  keV verwendet wurde (s. Kap. 2.5.2).

zeigt sich auch, dass die Sommerfeld-Maue-Theorie Zustände mit einer niedrigen Energie des auslaufenden Elektrons, die gerade dem hochenergetischen Endpunkt der Bremsstrahlung entsprechen, nicht korrekt beschreibt. So ist auch die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment bei *Nofal et al.* [55] zu erklären (vgl. Abb. 2.14(b)).

## 6.6. Winkelverteilung der Photonen für den RECC

Für das untersuchte Stoßsystem wurde von *Surzhykov und Yerokhin* auch die Winkelverteilung des Bremsstrahlungsphotons am hochenergetischen Ende berechnet, in diesem Fall für  $E'_e = 1$  keV, wobei über die Elektronenwinkelverteilung integriert wurde [94]. Die Datenpunkte in Abb. 6.16 stellen die Abweichung von der theoretischen Winkelverteilung dar, die sich aus den Faktoren von Abb. 6.12 ergeben, wobei diese wiederum auf  $\vartheta_\gamma = 90^\circ$  normiert wurden. Kritisch für die Bestimmung der Winkelverteilung ist also nicht die Effizienz des Spektrometers, sondern die Effizienz der Röntgen-Detektoren, die nach dem in Kap. 6.3 beschriebenen Verfahren bestimmt wurden. Dessen Unsicherheit wurde auf 15% abgeschätzt.

Eine vergleichbare Messung wurde von *Weber et al.* durchgeführt und ist in des-

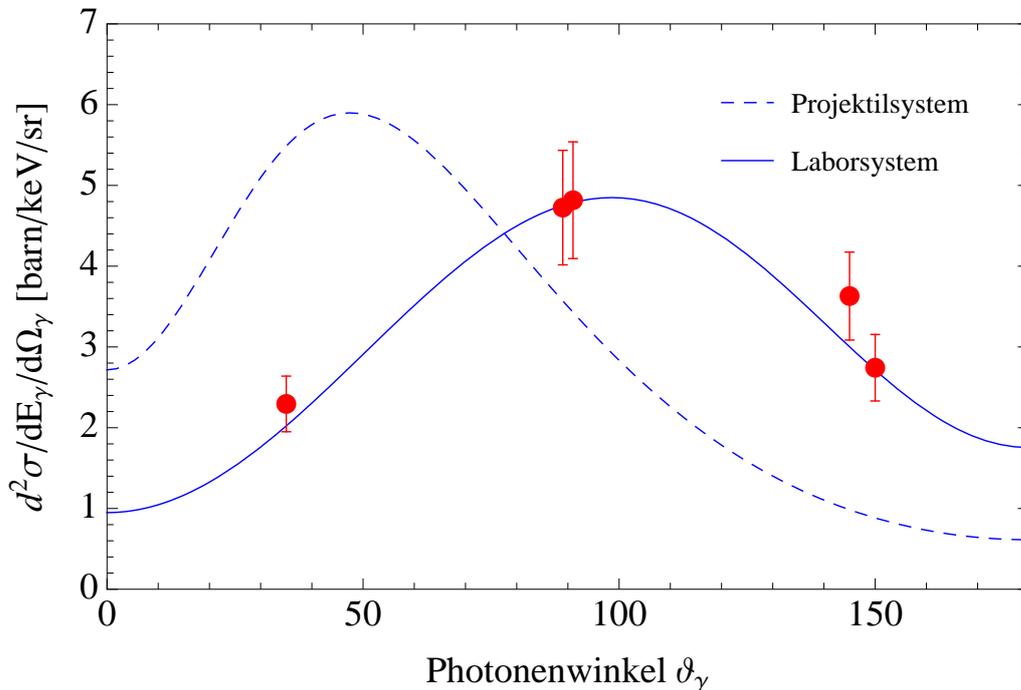


Abb. 6.16.: Winkelverteilung der Bremsstrahlung am hochenergetischen Ende: Die experimentelle Winkelverteilung (rot), die sich aus den Normierungsfaktoren von Abb. 6.12 ergibt, wird mit der Theorie (blau) von *Surzhykov und Yerokhin* für  $E'_e = 1$  keV [94] verglichen.

sen Dissertation [31, Kap. 6.2.2] beschrieben. Allerdings werden dort die Winkelverteilung des Bremsstrahlungsphotons bestimmt, ohne eine Koinzidenz mit dem gestreuten Elektron zu verwenden. Die Daten sind von *Jakubaßa-Amundsen und Yerokhin* in [60, Abb. 2] veröffentlicht worden und werden ebenfalls erst durch die vollrelativistische Theorie richtig beschrieben. Hingegen bestanden bei *Ludziejewski et al.* in vergleichbaren Messungen noch erhebliche Diskrepanzen zwischen Experiment und Theorie [54]. Somit zeigt Abb. 6.16 die erste Koinzidenzmessung für die Winkelverteilung der Bremsstrahlung am hochenergetischen Ende, und damit die erste vollständige Beschreibung dieses Prozesses.

## 6.7. Energieverteilung der Photonen für den RECC

Als Illustration der Tatsache, dass in diesem Experiment der hochenergetische Endpunkt des Bremsstrahlungsspektrums vermessen wurde, wurde für jeden in Abb. 6.11 dargestellten Datenpunkt der Elektronenverteilung das koinzidente Photonenpektrum mit einer Gaußverteilung gefittet, ähnlich Abb. 6.4. Der Schwerpunkt dieser Verteilung ist in Abb. 6.17 jeweils gegen die Elektronenenergie aufgetragen. Die theoretische Photonenergie  $E_\gamma$  ergibt sich aus dem einfachen Zusammenhang

$$E'_\gamma = E_0 - E'_e, \quad (6.13)$$

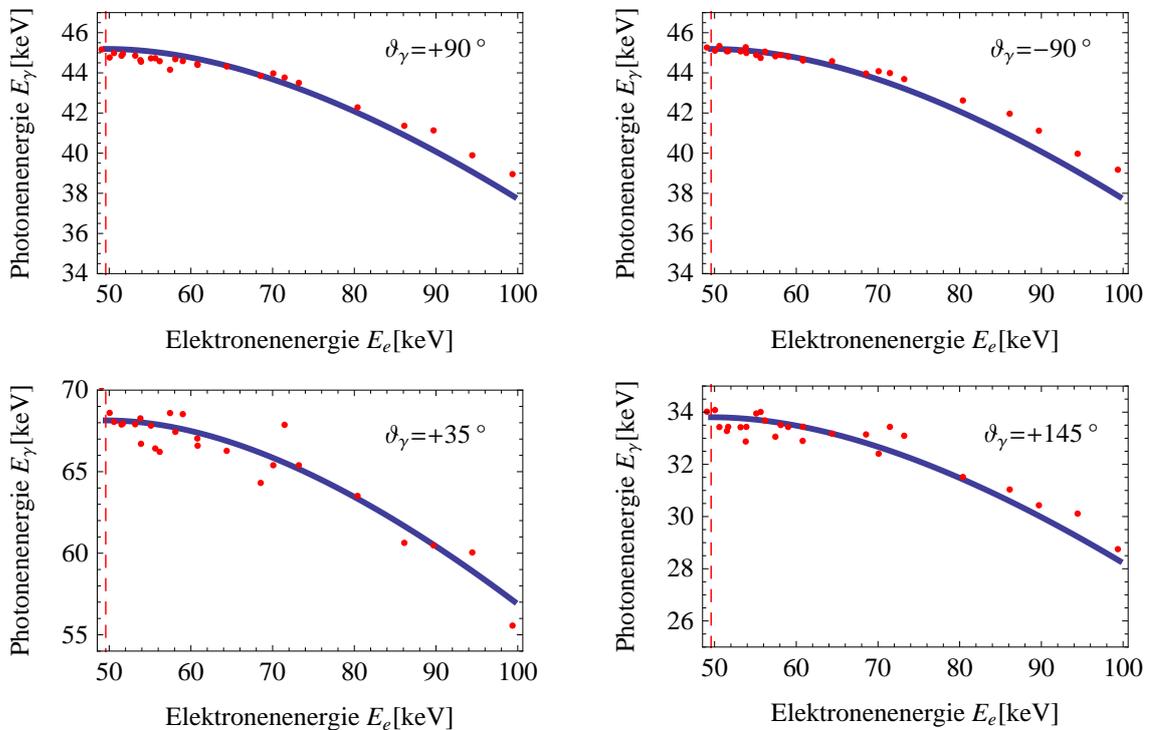


Abb. 6.17.: Mittlere Energie des koinzidenten Bremsstrahlungsphotons  $E_\gamma$  in Abhängigkeit der Energie des detektierten Elektrons.

wobei die Photonenenergie  $E'_\gamma$  und die Elektronenenergie  $E'_e$  jeweils über Gl. 2.58 bzw. Gl. 2.55 vom Projektil- ins Laborsystem transformiert werden müssen.

Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Daten zu dem so berechneten Verlauf. Wie zu erkennen ist, führt die Zunahme der Elektronenenergie zu einer Abnahme der Energie der koinzidenten Bremsstrahlungsphotonen und damit zu einer Zunahme der energetischen Differenz zum hochenergetischen Endpunkt der Bremsstrahlung.

Unsicherheiten ergeben sich neben der Energiekalibration der Röntgendetektoren durch die teilweise mangelnde Statistik der koinzidenten Photonenspektren zur Anpassung einer Gaußverteilung.

## 6.8. Energieverteilung der Elektronen für den ECC

Neben dem radiativen Elektroneneinfang ins Projektilkontinuum (RECC) konnte aus den Daten auch die Energieverteilung für den nichtradiativen Elektroneneinfang ins Projektilkontinuum ECC



gewonnen werden. Da dieser Prozess nur ein Signal im Elektronendetektor liefert, wurde die Verteilung aus dem nicht-koinzidenten untergrundbereinigten (*singles*-) Spektrum abzüglich der koinzidenten Prozesse ELC und RECC bestimmt:

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dE_e d\Omega_e} \right|_{ECC} = \left. \frac{d^2\sigma}{dE_e d\Omega_e} \right|_{singles} - \left. \frac{d^2\sigma}{dE_e d\Omega_e} \right|_{ELC} - \delta \cdot \left. \frac{d^3\sigma(\vartheta_\gamma = 90^\circ)}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\gamma} \right|_{RECC} \quad (6.15)$$

Entsprechend Gl. 6.3 und Gl. 6.4 ist dies:

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dE_e d\Omega_e} \right|_{ECC} = \frac{N_e - N_{bg} - N_{e-loss} - \delta \cdot N_{e-\gamma}}{N_{cap}} \sigma_{cap} \frac{N_{ele}}{N_{trig}} \frac{1}{\epsilon_e \Delta\Omega_e} \cdot \frac{E + mc^2}{E^2 + 2Emc^2} \cdot \frac{1}{\Delta p/p} \quad (6.16)$$

Hierbei sind  $N_e$  die auf dem ortsauflösenden Elektronendetektor rekonstruierten Ereignisse,  $N_{bg}$  die Untergrundereignisse (=Untergrundrate·Messzeit),  $N_{e-loss}$  die koinzidenten ELC-Ereignisse und  $N_{e-\gamma}$  die koinzidenten RECC-Ereignisse. Die weiteren Größen entsprechen denen in Kap. 6.3. Kritisch ist der Faktor  $\delta$ , der das Verhältnis zwischen der im Detektorraumwinkel  $\Delta\Omega_\gamma$  gemessenen Ereignisrate und dem über den gesamten Raumwinkel  $\Omega_\gamma = 4\pi$  integrierten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt angibt:

$$\delta = \frac{\left. \frac{d^2\sigma}{dE_e d\Omega_e} \right|_{ECC}}{\left. \frac{d^3\sigma(\vartheta_\gamma=90^\circ)}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\gamma} \right|_{RECC} \cdot \epsilon_\gamma \Delta\Omega_\gamma} \quad (6.17)$$

Wie Abb. 6.18 zeigt, lässt sich  $\delta$  auch bestimmen, wenn bekannt ist, dass der Wirkungsquerschnitt für den ECC im hochenergetischen Bereich gegen null geht (vgl. Abb. 2.7(b)) [26, Abb. 5]. So wurde hier jeweils für  $\vartheta_\gamma = +90^\circ$  und  $\vartheta_\gamma = -90^\circ$  das  $\delta$  aus Datenpunkten zwischen 65 und 100 keV auf  $\delta_{+90^\circ} = 1195$  bzw.  $\delta_{-90^\circ} = 755$

bestimmt und daraus die Energieverteilung für den ECC errechnet. Abb. 6.18 zeigt, dass beide Wege zu einem sehr ähnlichen Ergebnis führen. Zur Berechnung der Fehlerfortpflanzung wurden die Beiträge aus den statistischen Fehlern der einzelnen Prozesse und dem relativen systematischen Fehler für die *singles*-Ereignisse, im Faktor  $\delta$  und in der Untergrundrate quadratisch addiert. Dieser Fehler wurde jeweils grob mit 5% abgeschätzt.

Die theoretische Verteilung wurde von *Jakubaßa-Amundsen* mittels Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen berechnet [30]. Die experimentellen Daten sind in Abb. 6.18 auf die Theorie normiert, mit einer Gewichtung der einzelnen Datenpunkte mit deren relativem Fehler. Dies führt im Ergebnis zu einer Normierung im Maximum der Verteilung. Der Normierungsfaktor liegt bei 1.55, könnte aber je nach Gewichtung der Datenpunkte auch geringer sein. Die Gültigkeit der Theorie ist bei dieser Stoßenergie und Kernladungszahl fraglich. Für den RECC wurde in Vergleichen von

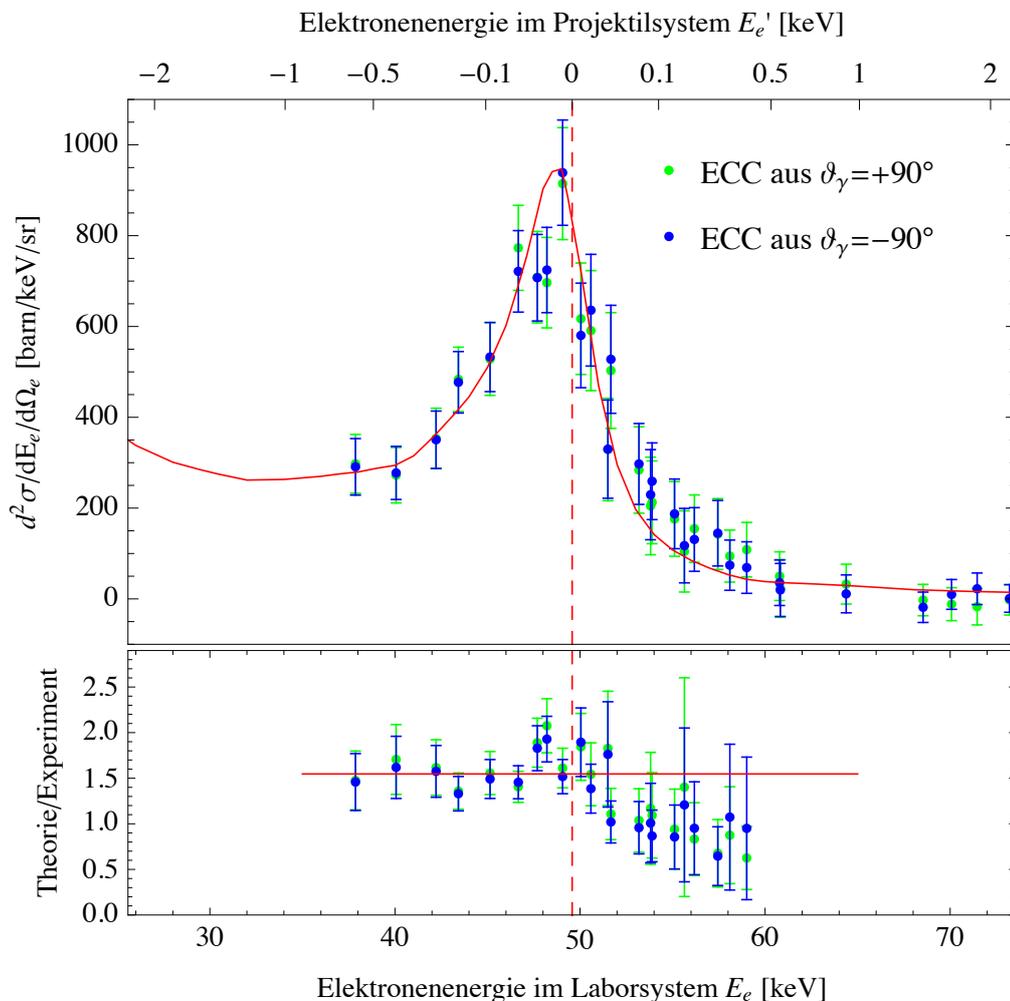


Abb. 6.18.: Experimenteller Wirkungsquerschnitt für den ECC normiert auf die Theorie von *Jakubaßa-Amundsen* [95].

Sommerfeld-Maue zu vollrelativistischen Rechnungen gezeigt, dass die Sommerfeld-Maue-Theorie den Wirkungsquerschnitt etwas unterschätzt [60]. Die berechnete Verteilung beinhaltet auch hier eine Reihe von Näherungen. Unter anderem wird statt einer Integration über die Spektrometerakzeptanz  $\vartheta_e = 0 \dots 2^\circ$  der Wirkungsquerschnitt bei  $\vartheta_e = 1^\circ$  berechnet, um die Divergenz für  $\vartheta_e = 0^\circ$  zu umgehen. Das Be-ähnliche  $U^{88+}$ -Projektil wird, wie auch beim RECC, als reines Coulomb-Feld mit der effektiven Ladung  $Z_{\text{eff}} = 88$  gerechnet. Trotz der Näherungen lassen sich die Daten durch die Theorie, insbesondere die Asymmetrie auf der Niederenergieseite, recht gut beschreiben.

## 6.9. Zusammensetzung des Elektronencusp

Zur Zusammenfassung des Experimentes  $U^{88+} + N @ 90 \text{ MeV/u}$  zeigt Abb. 6.19 alle analysierten Elektronenspektren, für die Singles, den ELC, den ECC und den RECC. Dabei wurde nicht die Normierung auf die theoretischen Wirkungsquerschnitte verwendet. Für den RECC ist hier das Spektrum von  $\vartheta_\gamma = +90^\circ$  auf den gesamten Raumwinkel  $\Omega_\gamma = 4\pi$  extrapoliert, das heißt nach Gl. 6.17 mit dem Faktor  $\delta$  multipliziert:

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dE_e d\Omega_e} \right|_{\text{RECC}} = \delta_{+90^\circ} \cdot \epsilon_\gamma \Delta\Omega_\gamma \cdot \left. \frac{d^2\sigma(\vartheta_\gamma = +90^\circ)}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\gamma} \right|_{\text{RECC}} \approx 75.9 \cdot \left. \frac{d^2\sigma(\vartheta_\gamma = +90^\circ)}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\gamma} \right|_{\text{RECC}}.$$

Hierbei ist  $\delta_{+90^\circ}$  wie in Kap. 6.8. Für  $\epsilon_\gamma \Delta\Omega_\gamma$  ist der über die L-REC-Normierung berechnete Wert verwendet, wie in Kap. 6.3 beschrieben.

Im Vergleich der Verteilungen des RECC und des ECC bestätigt sich die in Kap. 2.1.2 dargestellte entgegengesetzte Asymmetrie der beiden Prozesse, bei der im Projektilsystem für den RECC die Rückwärtsstreuung und für den ECC die Vorwärtsstreuung dominiert. Die Daten zeigen, dass das Experiment bei genau der Projektilenergie durchgeführt wurde, bei der für das Stoßsystem  $U^{88+} + N$  die doppeldifferentiellen Wirkungsquerschnitte der drei Prozesse fast gleich sind. Das (untergrundbereinigte) Singles-Spektrum setzt sich somit für  $E_e < E_0$  jeweils etwa zur Hälfte aus ELC und ECC, und für  $E_e > E_0$  etwa zur Hälfte aus ELC und RECC zusammen. So ist das Singles-Spektrum erst aufgrund des etwa gleichen Verhältnisses von ECC und RECC symmetrisch.

Von *Jakubaßa-Amundsen* wurden unter anderem umfangreiche Rechnungen durchgeführt, um für verschiedene Stoßsysteme die Projektilgeschwindigkeit  $v_{cr}$  zu berechnen, bei der sich die Wirkungsquerschnitte der beiden Prozesse RECC und ECC mit ihrer verschiedenen Energieabhängigkeit kreuzen (*crossing velocity*) [30, 26]. Unterhalb  $v_{cr}$  ist der ECC dominant und damit hat der nicht koinzidente Elektronencusp eine flache Niederenergieflanke und eine steile Hochenergieflanke. Oberhalb von  $v_{cr}$  ist der RECC dominant und der nicht koinzidente Elektronencusp besitzt die entgegengesetzte Asymmetrie. Nach [30] skaliert der Wirkungsquerschnitt des RECC etwa mit  $Z_p^{2.3}$  und der des ECC etwa mit  $Z_p^{2.4-2.6}$ . Damit ist der Verhältnis von RECC zu ECC nur schwach von der Projektilladung abhängig, und  $v_{cr}$  im Wesentlichen eine

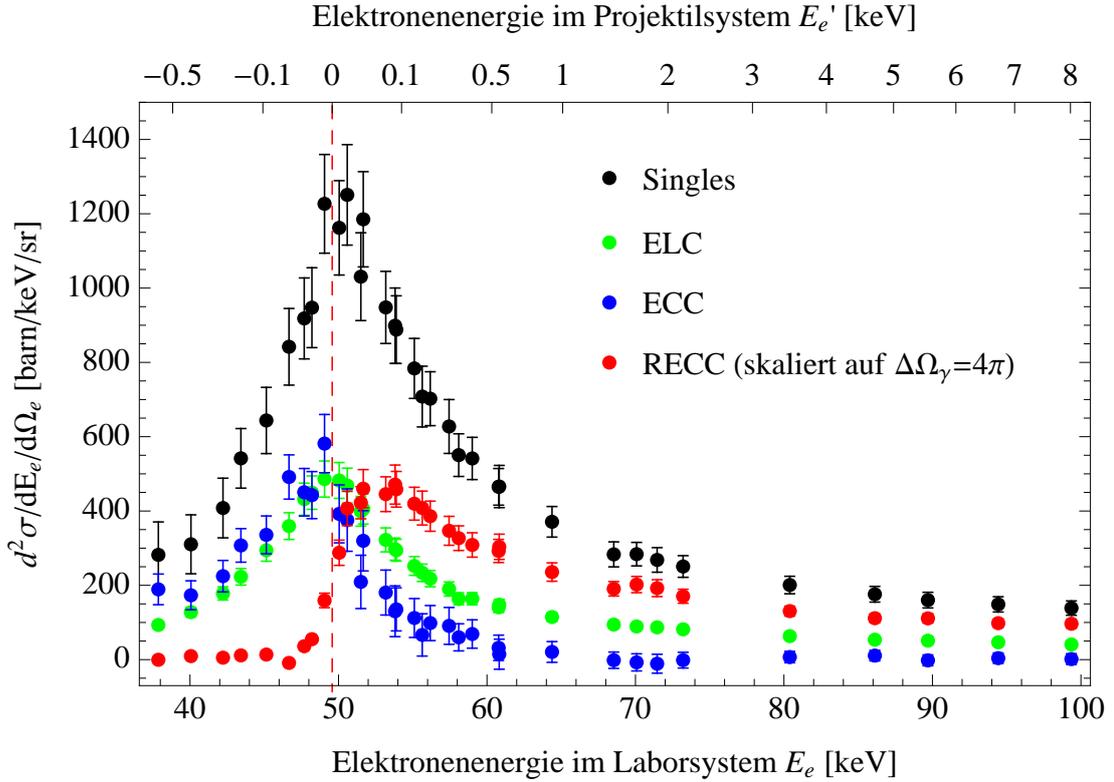


Abb. 6.19.: Zusammenfassung aller Prozesse, die zur Beobachtung eines Cusp-Elektrons im Stoßsystem  $U^{88+}+N$  @ 90 MeV/u beitragen.

Funktion der Target-Kernladungszahl. In [26, Kap. 2.4] ist für Stöße  $U^{88+}+N$  eine Projektilgeschwindigkeit von  $v_{cr} = 72.64$  a.u. angegeben, was einer Projektilenergie von  $E_p = 167$  MeV/u entspricht. Wie Abb. 2.7(a) darstellt, müsste demnach bei 90 MeV/u (mit Rechtecken markiert) der ECC noch etwa eine Größenordnung über dem RECC liegen. Jedoch wurde für diesen Plot das Verhältnis von RECC zu ECC aus den experimentellen Daten von *Nofal* [8] bestimmt. Einen Plot mit ähnlicher Aussage, in den keine experimentellen Daten einfließen, zeigt [30, Abb. 6]. Im Vergleich zu den experimentellen Daten dieser Arbeit in Abb. 6.19 ergibt sich also eine Diskrepanz. So könnte es sein, dass die Abweichungen, die sich durch Verwendung von Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen ergeben, unterschiedlich stark in der Berechnung der beiden Prozesse ausfallen.



## 7. Stoßsysteme $U^{28+} + H_2, N_2, Xe$

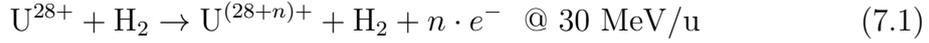
Neben der Strahlzeit mit  $U^{88+}$  wurden in einer weiteren Strahlzeit Elektronenspektren für die Ionisation von  $U^{28+}$  in Stößen mit verschiedenen Gasen gemessen. Das Vielelektronensystem  $U^{28+}$  besitzt im Grundzustand die Konfiguration  $[Kr]4d^{10}4f^{14}5s^25p^2$ . Das Interesse an diesem System wird zur Zeit dadurch motiviert, dass an der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR  $U^{28+}$ -Ionen in den Synchrotrons SIS18 und SIS100 auf Energien von mehreren GeV/u beschleunigt werden. Der niedrige Ladungszustand verringert Raumladungseffekte und ermöglicht dadurch höhere Strahlintensitäten, als es zur Zeit für die Beschleunigung von  $U^{73+}$  in SIS18 der Fall ist.

Um die Strahllebensdauern der  $U^{28+}$ -Ionen abzuschätzen, werden Umladungswirkungsquerschnitte benötigt, die in Simulationen verwendet werden, um die Effekte des dynamischen Vakuums im Beschleuniger abzuschätzen [96]. Dafür wurden Experimente zur Ionisationswahrscheinlichkeit in Stößen mit verschiedenen Gasen durchgeführt, unter anderem von *Weber et al.* [97]. Die Skalierung totaler Umladungsquerschnitte mit der Projektilladung, der Targetordnungszahl und der Kollisionsenergie für  $U^{28+}$  und ähnliche Vielelektronensysteme wurde von *DuBois et al.* untersucht [98]. Parallel dazu wurden umfangreiche theoretische Rechnungen zu Ionisations- und Einfangquerschnitten von *Shevelko et al.* [99, 100] und von *Baur et al.* [101] durchgeführt. Diese verwenden in Störungstheorie erster Ordnung die Born'sche Näherung (*plane-wave Born approximation, PWBA*) zur Berechnung von nicht-relativistischen und relativistischen totalen Ionisationswirkungsquerschnitten. Ein Vergleich zu der von *Voitkiv und Najjari* verwendeten vollrelativistischen Theorie (*symmetric eikonal model* [102]) zeigt für hochgeladene Einelektronensysteme die Unzulänglichkeiten der ersten Born'schen Näherung [99, Fig. 6][103]. Eine Anwendung dieser Theorie auf das Vielelektronensystem  $U^{28+}$  wurde bisher nicht durchgeführt und soll durch diese Messungen motiviert werden.

Nach den Rechnungen in Born'scher Näherung von *Song et al.* [104, Abb. 4] ist beispielsweise bekannt, dass für Stöße von  $U^{28+} \rightarrow Ar$  bei Energien von mehreren MeV/u neben Einfachionisation  $n = 1$  die Mehrfachionisation  $n \geq 2$  einen deutlichen Beitrag zur gesamten Umladungswahrscheinlichkeit liefern kann. (Die Zahl  $n$  steht hierbei für die Anzahl der ionisierten Elektronen.) Hingegen sind nach [100, Abb. 5] für  $U^{28+}$  die Wirkungsquerschnitte für den Elektroneneinfang ab etwa 10 MeV/u gegenüber dem Ionisationskanal vernachlässigbar. Nach [99] findet ab etwa 10 MeV/u die Ionisation dominant aus der  $4f^{14}$ -Schale statt, gefolgt von der  $4d^{10}$ -Schale und der  $4p^6$ -Schale (s. Abb. 7.4). Es ist davon auszugehen, dass differentielle Wirkungsquerschnitte deutlich unterschiedliche Energie- und Winkelverteilungen für die emittierten Elektronen aus den verschiedenen Schalen aufweisen.

Auch indirekte Ionisationsprozesse mit Anregung oder Innerschalenionisation und anschließender Autoionisation treten vermutlich auf [105].

Mit dem Elektronenspektrometer ergab sich nun die Möglichkeit, die Elektronenenergieverteilung in Stößen von  $U^{28+}$  mit verschiedenen Gasen zu vermessen. Folgende Systeme wurden untersucht:



Wie auch bei  $U^{88+}$  sind im Folgenden alle Wirkungsquerschnitte für atomare, nicht molekulare Stöße angegeben. Die Projektilenergie ist am ESR durch die hohe magnetische Steifigkeit der niedriggeladenen  $U^{28+}$ -Ionen beschränkt, und auch eine Koinzidenz mit umgeladenen Projektilen war dadurch nicht möglich. So werden im Folgenden nur nicht-koinzidente Spektren gezeigt. Diese wurden berechnet aus der Anzahl der Ereignisse auf dem Elektronendetektor  $N_e$ , normiert auf die integrierte Luminosität  $L_{int}$ :

$$\frac{d^2\sigma}{dE_e d\Omega_e} = \frac{N_{ele} - N_{bg}}{L_{int}} \frac{1}{\epsilon_e \Delta\Omega_e} \cdot \frac{E + mc^2}{E^2 + 2Emc^2} \cdot \frac{1}{\Delta p/p} \quad (7.4)$$

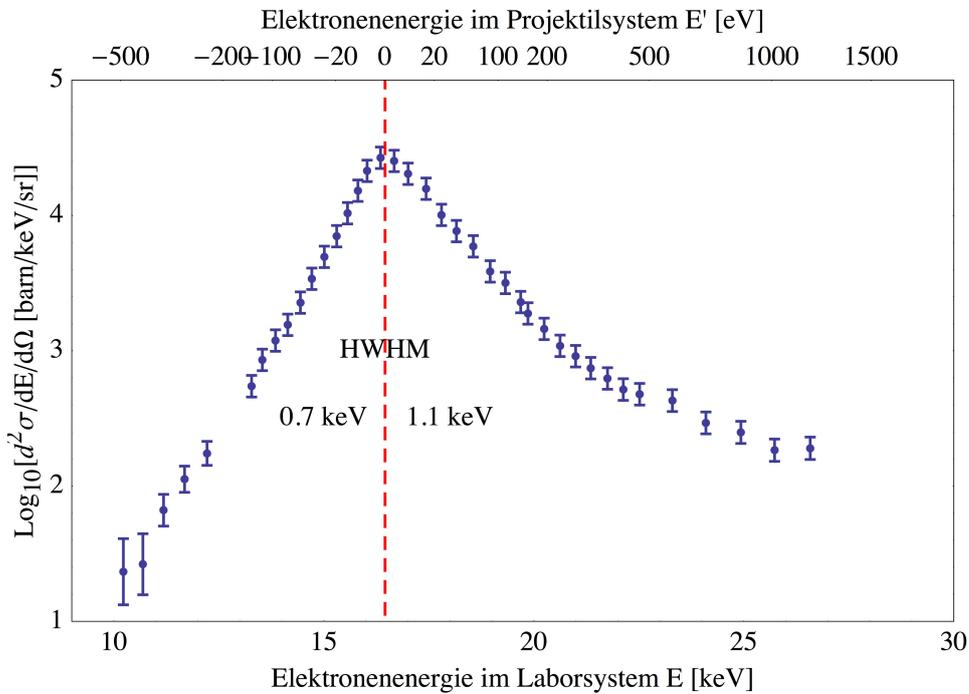


Abb. 7.1.: Energieverteilung der Elektronen im System  $U^{28+} + H_2 \rightarrow U^{(28+n)+} + H_2 + n \cdot e^- @ 30 \text{ MeV/u}$ .

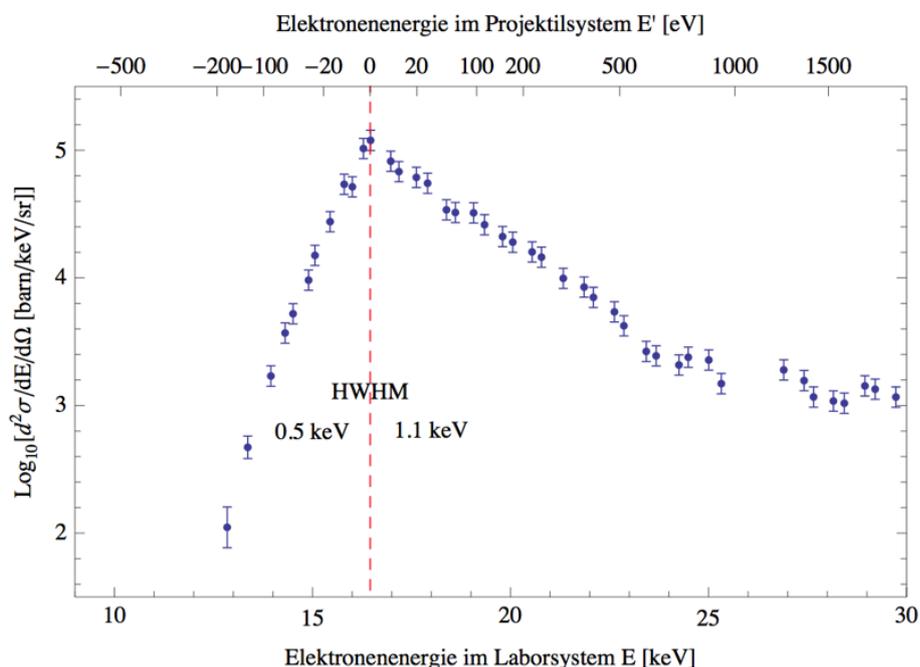


Abb. 7.2.: Energieverteilung der Elektronen im System  
 $U^{28+} + N_2 \rightarrow U^{(28+n)+} + N_2 + n \cdot e^- @ 30 \text{ MeV/u.}$

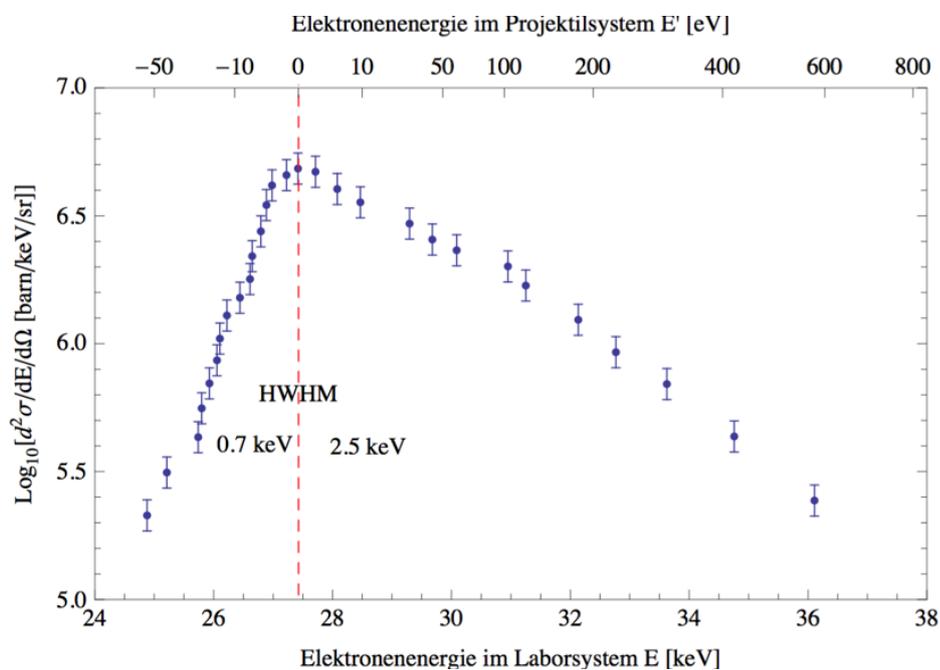


Abb. 7.3.: Energieverteilung der Elektronen im System  
 $U^{28+} + Xe \rightarrow U^{(28+n)+} + Xe + n \cdot e^- @ 50 \text{ MeV/u.}$

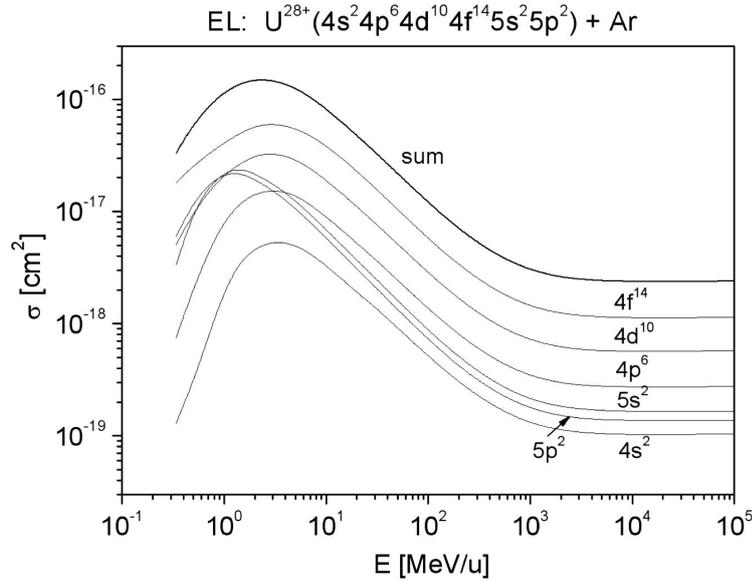


Abb. 7.4.: Beiträge der verschiedenen Unterschalen zum Ionisationswirkungsquerschnitt von  $U^{28+}$  in Stößen mit Ar [99].

Die Untergrundereignisse  $N_{bg}$  je Datenpunkt ergeben sich aus der Untergrundrate und der Messzeit. Für die Effizienz  $\epsilon_e \Delta \Omega_e$  des Spektrometers und die Impulsakzeptanz  $\Delta p/p$  sind dieselben in Kap. 6.3 beschriebenen Größen angenommen, die auch für  $U^{88+}$  verwendet wurden, auch wenn beispielsweise die Effizienz des MCP bei den geringeren Elektronenenergien höher sein sollte. Die Unsicherheiten führen dazu, dass die Spektren zwar absolute Wirkungsquerschnitte zeigen, diese aber bestenfalls die richtige Größenordnung angeben. Da es sich nicht um eine Koinzidenzmessung handelt, ergibt sich der relative systematische Fehler aus Unsicherheiten in der Reproduzierbarkeit von Ionenstrom und Targetdichte und einer möglichen Energieabhängigkeit der MCP-Effizienz. In den Spektren ist ein relativer Fehler eingezeichnet, der sich aus der quadratischen Addition von statistischem Fehler, die Unsicherheit beim Abzug des Untergrundes und einem systematischen Fehler von 20% zusammensetzt. Der statistische Fehler ist gering, da selbst bei Messzeiten der einzelnen Datenpunkte von wenigen Minuten durch eine Zählrate im Maximum von 950 Hz, 1250 Hz und 8300 Hz für  $H_2$ ,  $N_2$  und Xe und einem Untergrund von 14.5 Hz genügend Ereignisse gesammelt werden konnten.

Abb. 7.1, 7.2 und 7.3 zeigen die gemessenen Spektren in logarithmischer Darstellung, jeweils mit der linken und rechten Halbwertsbreite HWHM. Zu erkennen ist, dass sich insbesondere das Verhältnis dieser beiden Größen zwischen den Spektren deutlich unterscheidet. Eine derart variierende Asymmetrie lässt sich nicht durch die Theorien erster Ordnung beschreiben. Je nach Stoßsystem tragen hier die verschiedenen aufgefüllten Unterschalen des  $U^{28+}$  unterschiedlich zur Energie- und Winkelverteilung der emittierten Elektronen bei. Ein entsprechendes theoretisches Modell steht bisher nicht zur Verfügung.

## 8. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine konsistente Beschreibung von experimentellen und theoretischen Daten für den Fundamentalprozess der Elektron-Kern-Bremsstrahlung am hochenergetischen Endpunkt dargestellt. Es konnte gezeigt werden, dass sich in inverser Kinematik Koinzidenzmessungen zwischen dem gestreuten Elektron und dem emittierten Photon durchführen lassen, auch wenn das einlaufende Elektron seine gesamte kinetische Energie an das Photon überträgt. Der übereinstimmende Vergleich zur Theorie gelang nur durch die Verwendung der vollrelativistischen Partialwellenzerlegung und einer Transformation der für das Projektilsystem berechneten Wirkungsquerschnitte ins Laborsystem. Es zeigte sich, dass der Verlauf der Elektronenenergieverteilung im Laborsystem von dieser Transformation dominiert wird und nur eine schwache Abhängigkeit von der Winkelverteilung der Elektronen im Projektilsystem besitzt. Die Form der Elektronenenergieverteilung weißt auch nur eine schwache Abhängigkeit vom Emissionswinkel des Photons auf, lediglich die Intensität variiert mit der Winkelverteilung des Photons.

In der Messung der Elektronenenergieverteilung für den ELC zeigt sich im Vergleich zur Theorie eine etwa linear mit der Energie zunehmende Diskrepanz. Die Tatsache, dass diese Diskrepanz nicht in den Spektren des RECC und des ECC zu beobachten ist, deutet auf Ungenauigkeiten in den theoretischen Rechnungen hin. Hier sind weitere Untersuchungen nötig. Die experimentellen Ergebnisse für den ECC lassen sich innerhalb der experimentellen Unsicherheiten gut beschreiben.

Auf das vorgestellte Experiment zur Bremsstrahlung aufbauend wäre ein nächster logischer Schritt die Messung der Polarisation der emittierten Bremsstrahlungspotonen in Koinzidenz mit dem gestreuten Elektron. Hierbei ergeben sich aber einige Herausforderungen. Zur Messung der Polarisation von Röntgenstrahlung stehen mittlerweile Compton-Polarimeter zur Verfügung, die jedoch ihre optimale Effizienz bei einer Röntgenenergie um  $E_\gamma \approx 100$  keV besitzen [106, 107]. Dies würde, verglichen mit dem jetzigen Experiment, eine Messung bei doppelter Projektilenergie voraussetzen, was nach der groben Skalierung von Gl. 2.52 eine Halbierung der Wirkungsquerschnitte bedeutet. Wie aus der dargestellten Analyse hervorgeht, werden im Maximum der Elektronenverteilung Bremsstrahlungspotonen aus einem großen Streuwinkelbereich im Projektilsystem  $\vartheta'_e = \vartheta'_{max} \dots 180^\circ$  und  $\varphi'_e = 0 \dots 360^\circ$  vom Spektrometer erfasst. Da die Polarisation des emittierten Photons stark abhängig ist von diesen Parametern [62, Kap. 6.2], insbesondere dem relativen Azimutwinkel  $\varphi'_e = \varphi_e$  zwischen dem gestreuten Elektron und dem emittierten Photon ( $\varphi_\gamma = 0^\circ$ ), wäre eine aussagekräftige Messung schwierig. Benötigt würde hierfür die teleskopische Eigenschaft des Spektrometers, die den azimutalen Streuwinkel exakt auf den ortsempfindlichen Detektor abbildet. Außerdem wäre eine Messung außerhalb des

Maximums der Elektronenenergieverteilung sinnvoll, da dort das Spektrometer einen kleineren Bereich des Winkels  $\vartheta'_e = \vartheta'_{max} \dots 180^\circ$  erfasst.

Neben der Bremsstrahlung wurden in Kap. 2.3 eine Reihe von Prozessen vorgestellt, die sich mittels Elektronen- und auch Positronenspektroskopie untersuchen lassen. Neue experimentelle Möglichkeiten werden sich demnächst durch die geplanten Speicherringe an der Beschleunigeranlage FAIR bieten. So wird der für den ESR gegebene Energiebereich von etwa 10-400 MeV/u (für  $U^{92+}$ ) durch den CRYRING im Bereich 0.3-14 MeV/u und den HESR im Bereich 200-5000 MeV/u ergänzt werden. An CRYRING wird es somit erstmals möglich sein, Experimente mit hochgeladenen Ionen bei extrem niedrigen Energien, und damit hohen Einfangquerschnitten, durchzuführen. Die entsprechenden Energien der Cusp-Elektronen von 0.2-7.6 keV sind eher zur Untersuchung mit einem elektrostatische Spektrometer oder einem Reaktionsmikroskop geeignet [34]. Am HESR hingegen können Projektilenergien erreicht werden, bei denen es in Stößen mit einem Target zur dynamischen Bildung von Elektron-Positron-Paaren kommt, entsprechende Koinzidenzmessungen sind nur mit einem magnetischen Elektronen-Positronenspektrometer möglich [43]. Details zur Elektronenspektroskopie an CRYRING sind in Referenz [108] beschrieben, Experimente am HESR beschreibt Referenz [109].

# A. Berechnung der Gastargetflächendichte

Für das Gastarget lässt sich aus den Werten, die in der Datenaufnahme für die vier Vakuummessröhren im Sumpf S1-S4 mitgeschrieben werden, die absolute Targetflächendichte  $n\Delta x$  in der Einheit Teilchen/cm<sup>2</sup> berechnen, wobei mit Teilchen je nach Target Atome oder Moleküle gemeint sind. Die entsprechenden Formeln werden hier kurz zusammengestellt, eine ausführliche Beschreibung der Größen findet sich z.B. in der Diplomarbeit von Kühnel [75].

## Auslese der Vakuummessröhren ([75, S. 45])

- Stromfrequenzwandler: Spannung  $U$  aus Frequenz  $f$

$$U = [\log(f) - 2] \cdot 3 \cdot \frac{10 \text{ V}}{12} = [\log(f) - 2] \cdot \frac{5}{2} \text{ V} \quad (\text{A.1})$$

- Vakuummessröhre  $a$  (Ionivac ITR 90): Druck  $p_{E1}, p_{E2}, p_{E3}, p_{S1}, p_{S2}$

$$p_a = 10^{(U[\text{V}] - 7.75)/0.75} \text{ mbar} \quad (\text{A.2})$$

$$= 10^{-17} \cdot f^{10/3} \text{ mbar} \quad (\text{A.3})$$

- Vakuummessröhre  $b$ : Druck  $p_{E4}, p_{S3}, p_{S4}$

$$p_b = 10^{U[\text{V}] - 12} \text{ mbar} \quad (\text{A.4})$$

$$= 10^{-17} \cdot f^{5/2} \text{ mbar} \quad (\text{A.5})$$

## Teilchendichte

- Targetflächendichte  $n\Delta x$  aus Druck  $p_{\text{Sumpf}} = p_{S4} + p_{S3} + p_{S2} + p_{S1}$ :

$$n\Delta x = C \frac{p_{\text{Sumpf}}}{v} \quad (\text{A.6})$$

- Proportionalitätsfaktor  $C$  aus Saugleistung  $S_{\text{Sumpf}}$  und Düsentemperatur  $T$ :

$$C = \frac{4S_{\text{Sumpf}}}{\pi k T \Delta x} \quad (\text{A.7})$$

- Geschwindigkeit  $v$  aus Düsenöffnung  $x_i$

$$v = \sqrt{\frac{2x_i}{x_i - 1} \cdot \frac{kT}{m}} \quad (\text{A.8})$$

- Kompaktformel mit Messröhreneffizienz  $\epsilon_{Sumpf}$

$$n\Delta x = \frac{C}{v} p_{Sumpf} = \frac{S_{Sumpf} \epsilon_{Sumpf}}{\pi \Delta x} \cdot \sqrt{\frac{x_i - 1}{x_i} \cdot \frac{8m}{(kT)^3}} \cdot p_{Sumpf} \quad (\text{A.9})$$

- Einheiten

$$n\Delta x \left[ \frac{1}{\text{cm}^2} \right] = \frac{C}{v} \cdot \frac{1}{100} \cdot p_{Sumpf} [\text{mbar}] \quad (\text{A.10})$$

- Parametersätze ( $\Delta x = 5\text{mm}$ , Düsenteperatur  $T$  muss abgelesen werden!)

	$S_{Sumpf}$ [l/s]	$\epsilon_{Sumpf}$	$C$	$m$ [u]	$m$ [kg]	$x_i$	$T$ [K]	$v$ [m/s]	$C/v/100$ [ $10^{17}$ ]
Helium	1320	5.90	4.793E+21	4.00	6.65E-27	1.66	300	1770.12	27.062
Wasserstoff	1050	2.40	1.551E+21	1.00	3.33E-27	1.41	300	2925.23	5.299
Stickstoff	1100	1.00	6.769E+20	14.01	4.65E-26	1.40	300	789.30	8.572
Argon	1000	0.78	4.800E+20	39.95	6.63E-26	1.67	300	557.78	8.601
Krypton	880	0.50	2.708E+20	83.80	1.39E-25	1.68	300	383.42	7.059
Xenon	880	0.35	1.895E+20	131.29	2.18E-25	1.66	300	309.07	6.130

- Formel zur Implementierung in Datenanalyseprogramme

$$n\Delta x \left[ \frac{1}{\text{cm}^2} \right] = \begin{cases} 27.062 \\ 5.299 \\ 8.572 \\ 8.601 \\ 7.059 \\ 6.130 \\ \dots \end{cases} \times \begin{cases} f_{S1}^{10/3} + f_{S2}^{10/3} + f_{S3}^{10/3} + f_{S4}^{10/3} [\text{Hz}] \\ f_{S1}^{5/2} + f_{S2}^{5/2} + f_{S3}^{5/2} + f_{S4}^{5/2} [\text{Hz}] \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

- Evtl. Abzug Untergrund ( $< 1\%$ )

# Literaturverzeichnis

- [1] A. Einstein. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik*, 322(1905):132–148. URL <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19053220607>.
- [2] U. Fano, H. W. Koch, J. W. Motz. Evaluation of Bremsstrahlung Cross Sections at the High-Frequency Limit. *Physical Review*, 112(1958):1679–1683. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.112.1679>.
- [3] U. Fano. High-Frequency Limit of Bremsstrahlung in the Sauter Approximation. *Physical Review*, 116(1959):1156–1158. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.116.1156>.
- [4] K. W. McVoy, U. Fano. Bremsstrahlung and the Photoelectric Effect as Inverse Processes. *Physical Review*, 116(1959):1168–1184. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.116.1168>.
- [5] R. Y. Yin, O. V. Gabriel, R. H. Pratt. High-energy atomic photoelectric effect and bremsstrahlung. *Physical Review A*, 36(1987):1207–1219. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.36.1207>.
- [6] V. A. Yerokhin, A. Surzhykov. Electron-atom bremsstrahlung: Double-differential cross section and polarization correlations. *Physical Review A*, 82(2010):062702. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.82.062702>.
- [7] E. Haug, W. Nakel. *The Elementary Process of Bremsstrahlung*. World Scientific, 2004.
- [8] M. Nofal. *Projectile continuum electrons and the short wavelength limit of electron-nucleus Bremsstrahlung studied in the collision of 90 MeV/u  $U^{88+}$  with  $N_2$  target*. Dissertation, Goethe-Universität, Frankfurt, 2007. URL <http://www-alt.gsi.de/documents/DOC-2007-Apr-10-1.pdf>.
- [9] W. Johnson, G. Soff. The lamb shift in hydrogen-like atoms,  $1 \leq Z \leq 110$ . *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 33(1985):405–446. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0092-640X\(85\)90010-5](http://dx.doi.org/10.1016/0092-640X(85)90010-5).
- [10] A. N. Artemyev, V. M. Shabaev, V. A. Yerokhin, G. Plunien, G. Soff. QED calculation of the  $n=1$  and  $n=2$  energy levels in He-like ions. *Physical Review A*, 71(2005):062104. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.71.062104>.
- [11] J. Sapirstein, K. T. Cheng. S-matrix calculations of energy levels of the lithium isoelectronic sequence. *Physical Review A*, 83(2011):012504. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.83.012504>.

- [12] G. C. Rodrigues, P. Indelicato, J. P. Santos, P. Patté, F. Parente. Systematic calculation of total atomic energies of ground state configurations. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 86(2004):117–233. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.adt.2003.11.005>.
- [13] A. Gumberidze, T. Stöhlker, D. Banaś, K. Beckert, P. Beller, H. F. Beyer, F. Bosch, S. Hagmann, C. Kozhuharov, D. Liesen, F. Nolden, X. Ma, P. H. Mokler, M. Steck, D. Sierpowski, S. Tashenov. Quantum Electrodynamics in Strong Electric Fields: The Ground-State Lamb Shift in Hydrogenlike Uranium. *Physical Review Letters*, 94(2005):223001. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.223001>.
- [14] F. Biggs, L. B. Mendelsohn, J. B. Mann. Hartree-Fock Compton profiles for the elements. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 16(1975):201–309. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0092-640X\(75\)90030-3](http://dx.doi.org/10.1016/0092-640X(75)90030-3).
- [15] C. Brandau, C. Kozhuharov, A. Müller, W. Shi, S. Schippers, T. Bartsch, S. Böhm, C. Böhme, A. Hoffknecht, H. Knopp, N. Grün, W. Scheid, T. Steih, F. Bosch, B. Franzke, P. H. Mokler, F. Nolden, M. Steck, T. Stöhlker, Z. Stachura. Precise Determination of the  $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$  Splitting in Very Heavy Lithiumlike Ions Utilizing Dielectronic Recombination. *Physical Review Letters*, 91(2003):073202. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.073202>.
- [16] J. Eichler, T. Stöhlker. Radiative electron capture in relativistic ion–atom collisions and the photoelectric effect in hydrogen-like high-Z systems. *Physics Reports*, 439(2007):1–99. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2006.11.003>.
- [17] T. Stöhlker, T. Ludziejewski, H. Reich, F. Bosch, R. W. Dunford, J. Eichler, B. Franzke, C. Kozhuharov, G. Menzel, P. H. Mokler, F. Nolden, P. Rymuza, Z. Stachura, M. Steck, P. Swiat, A. Warczak, T. Winkler. Charge-exchange cross sections and beam lifetimes for stored and decelerated bare uranium ions. *Physical Review A*, 58(1998):2043–2050. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.58.2043>.
- [18] T. Stöhlker, T. Ludziejewski, F. Bosch, R. W. Dunford, C. Kozhuharov, P. H. Mokler, H. F. Beyer, O. Brinzaescu, B. Franzke, J. Eichler, A. Griegal, S. Hagmann, A. Ichihara, A. Krämer, J. Lekki, D. Liesen, F. Nolden, H. Reich, P. Rymuza, Z. Stachura, M. Steck, P. Swiat, A. Warczak. Angular Distribution Studies for the Time-Reversed Photoionization Process in Hydrogenlike Uranium: The Identification of Spin-Flip Transitions. *Physical Review Letters*, 82(1999):3232–3235. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.3232>.
- [19] T. Stöhlker, X. Ma, T. Ludziejewski, H. F. Beyer, F. Bosch, O. Brinzaescu, R. W. Dunford, J. Eichler, S. Hagmann, A. Ichihara, C. Kozhuharov, A. Krämer, D. Liesen, P. H. Mokler, Z. Stachura, P. Swiat, A. Warczak. Near-Threshold Photoionization of Hydrogenlike Uranium Studied in Ion-Atom Collisions via the Time-Reversed Process. *Physical Review Letters*, 86(2001):983–986. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.983>.
- [20] J. Eichler, A. Ichihara, T. Shirai. Photon angular distributions from radiative electron capture in relativistic atomic collisions. *Physical Review A*, 51(1995):3027–3035. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.51.3027>.

- [21] A. Ichihara, J. Eichler. Cross sections for radiative recombination and the photoelectric effect in the K, L, and M shells of one-electron systems with  $1 < Z < 112$  calculated within an exact relativistic description. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 74(2000):1–121. URL <http://dx.doi.org/10.1006/adnd.1999.0825>.
- [22] A. Ichihara, J. Eichler. Angle-differential cross sections for radiative recombination and the photoelectric effect in the K, L, and M shells of one-electron systems calculated within an exact relativistic description. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 79(2001):187–222. URL <http://dx.doi.org/10.1006/adnd.2001.0868>.
- [23] O. Matula. Private Mitteilung, 2012.
- [24] A. Gumberidze, S. Fritzsche, F. Bosch, D. C. Ionescu, A. Krämer, C. Kozhuharov, Z. Stachura, A. Surzhykov, A. Warczak, T. Stöhlker. Shell- and subshell-resolved projectile excitation of hydrogenlike  $\text{Au}^{78+}$  ions in relativistic ion-atom collisions. *Physical Review A*, 82(2010):052712. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.82.052712>.
- [25] A. Gumberidze, S. Fritzsche, S. Hagmann, C. Kozhuharov, X. Ma, M. Steck, A. Surzhykov, A. Warczak, T. Stöhlker. Magnetic-sublevel population and alignment for the excitation of H- and He-like uranium in relativistic collisions. *Physical Review A*, 84(2011):042710. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.84.042710>.
- [26] D. H. Jakubassa-Amundsen. Radiative ionization: The link between radiative electron capture and bremsstrahlung. In *Radiation Physics Research Progress*, S. 155–191. Novapublishers, New York, 2008.
- [27] D. H. Jakubassa-Amundsen. Radiative electron capture to continuum in relativistic ion-atom collisions. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 36(2003):1971–1989. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/36/10/308>.
- [28] M. E. Rudd, C. A. Sautter, C. L. Bailey. Energy and Angular Distributions of Electrons Ejected from Hydrogen and Helium by 100- to 300-keV Protons. *Physical Review*, 151(1966):20–27. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.151.20>.
- [29] J. Macek. Theory of the Forward Peak in the Angular Distribution of Electrons Ejected by Fast Protons. *Physical Review A*, 1(1970):235–241. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.1.235>.
- [30] D. H. Jakubassa-Amundsen. Competing processes for electron capture to continuum in relativistic ion-atom collisions. *The European Physical Journal D*, 41(2006):267–274. URL <http://dx.doi.org/10.1140/epjd/e2006-00201-5>.
- [31] G. Weber. *Untersuchung zur Anisotropie und linearen Polarisation radiativer Prozesse in energiereichen Ion-Atom-Stößen*. Dissertation, Heidelberg, 2010. URL <http://archiv.ub.uni-heidelberg.de/volltextserver/volltexte/2010/10759>.
- [32] A. Voitkiv, J. Ullrich. *Relativistic Collisions of Structured Atomic Particles*. Nummer 49 in Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics. Springer, 2008 Auflage, 2008.

- [33] A. Surzhykov, S. Fritzsche. Electron angular and energy distributions following the ionization of highly charged projectile ions. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 38(2005):2711–2721. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/38/15/011>.
- [34] H. Kollmus, R. Moshhammer, R. E. Olson, S. Hagmann, M. Schulz, J. Ullrich. Simultaneous Projectile-Target Ionization: A Novel Approach to (e, 2e) Experiments on Ions. *Physical Review Letters*, 88(2002):103202. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.103202>.
- [35] C. R. Vane, H. F. Krause. Atomic collisions at ultrarelativistic energies. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 261(2007):244–247. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2007.04.093>.
- [36] E. De Filippo, G. Lanzanò, H. Rothard, C. Volant, D. H. Jakubaša-Amundsen, S. Aiello, A. Anzalone, N. Arena, M. Geraci, F. Giustolisi, A. Pagano. Absolute cross sections for binary-encounter electron ejection by 95-MeV/u  $^{36}\text{Ar}^{18+}$  penetrating carbon foils. *Physical Review A*, 68(2003):024701. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.68.024701>.
- [37] T. Zouros. Zero Degree Auger Electron Spectroscopy of Projectile Ions,. In *Accelerator-Based Atomic Physics Techniques and Applications*, S. 427–479. AIP, New York, 1997.
- [38] T. Zäpfel, S. Hagmann, H. Rothard, J. Ullrich, G. Kraft, H. Schmidt-Böcking, K. Groeneveld. Experimental study of electron ejection by heavy ion irradiation of solids: Observation of forward and backward emitted electron jets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 193(2002):651–655. URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X\(02\)00881-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X(02)00881-9).
- [39] S. Fritzsche, A. Surzhykov, A. Gumberidze, T. Stöhlker. Electron emission from highly charged ions: signatures of magnetic interactions and retardation in strong fields. *New Journal of Physics*, 14(2012):083018. URL <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/14/8/083018>.
- [40] C. Z. Dong, D. H. Zhang, T. Stöhlker, S. Fritzsche, B. Fricke. Relativity, electron correlation and QED effects in the  $1s2s^2\ ^2S_{1/2}$  state of highly charged Li-like ions. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 39(2006):3121–3129. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/39/14/018>.
- [41] W. Mampe, K. Schreckenbach, P. Jeuch, B. P. K. Maier, F. Braumandl, J. Larysz, T. von Egidy. The double focusing iron-core electron-spectrometer “BILL” for high resolution (n, e-) measurements at the high flux reactor in Grenoble. *Nuclear Instruments and Methods*, 154(1978):127–149. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(78\)90671-7](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(78)90671-7).
- [42] A. Pálffy, Z. Harman. Nuclear-resonant electron scattering. *Physical Review A*, 77(2008):042704. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.77.042704>.

- [43] A. Belkacem. Capture, ionization, and pair-production processes in relativistic heavy-ion collisions in the 1-GeV/nucleon energy range. *Physical Review A*, 56(1997):2806–2818. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.56.2806>.
- [44] A. N. Artemyev, T. Beier, J. Eichler, A. E. Klasnikov, C. Kozhuharov, V. M. Shabaev, T. Stöhlker, V. A. Yerokhin. Negative-continuum dielectronic recombination for heavy ions. *Physical Review A*, 67(2003):052711. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.67.052711>.
- [45] B. Najjari, A. B. Voitkiv, A. Artemyev, A. Surzhykov. Simultaneous electron capture and bound-free pair production in relativistic collisions of heavy nuclei with atoms. *Physical Review A*, 80(2009):012701. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.80.012701>.
- [46] A. N. Artemyev, V. M. Shabaev, T. Stöhlker, A. S. Surzhykov. Negative-continuum dielectronic recombination into excited states of highly charged ions. *Physical Review A*, 79(2009):032713. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.79.032713>.
- [47] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche. *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer, 8. aufl. 2009 Auflage, 2009. URL <http://link.springer.com/book/10.1007/3-540-36686-5/page/1>.
- [48] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics Third Edition*. Wiley, 3 Auflage, 1998.
- [49] W. Nakel. The elementary process of bremsstrahlung. *Physics Reports*, 243(1994):317–353. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(94\)00068-9](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(94)00068-9).
- [50] S. Tashenov, T. Bäck, R. Barday, B. Cederwall, J. Enders, A. Khaplanov, Y. Poltoratska, K.-U. Schässburger, A. Surzhykov. Measurement of the Correlation between Electron Spin and Photon Linear Polarization in Atomic-Field Bremsstrahlung. *Physical Review Letters*, 107(2011):173201. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.173201>.
- [51] S. Tashenov, T. Bäck, R. Barday, B. Cederwall, J. Enders, A. Khaplanov, Y. Fritzsche, K.-U. Schässburger, A. Surzhykov, V. A. Yerokhin, D. Jakubassa-Amundsen. Bremsstrahlung polarization correlations and their application for polarimetry of electron beams. *Physical Review A*, 87(2013):022707. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.87.022707>.
- [52] R. Martin. Polarization Transfer of Bremsstrahlung Arising from Spin-Polarized Electrons. *Physical Review Letters*, 108(2012). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.264801>.
- [53] R. Martin. *Röntgenpolarimetrie angewandt zur Untersuchung der Bremsstrahlung spinpolarisierter Elektronen*. Dissertation, Heidelberg, 2011. URL <http://archiv.ub.uni-heidelberg.de/volltextserver/volltexte/2011/12675>.
- [54] T. Ludziejewski, T. Stöhlker, S. Keller, H. Beyer, F. Bosch, O. Brinzaescu, R. W. Dunford, B. Franzke, C. Kozhuharov, D. Liesen, A. E. Livingston, G. Menzel, J. Meier, P. H. Mokler, H. Reich, P. Rymuza, Z. Stachura, M. Steck, L. Stenner, P. Swiat,

- A. Warczak. Electron bremsstrahlung in collisions of 223 MeV/ u He-like uranium ions with gaseous targets. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 31(1998):2601–2609. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/31/11/020>.
- [55] M. Nofal, S. Hagmann, T. Stöhlker, D. H. Jakubassa-Amundsen, C. Kozhuharov, X. Wang, A. Gumberidze, U. Spillmann, R. Reuschl, S. Hess, S. Trotsenko, D. Banas, F. Bosch, D. Liesen, R. Moshhammer, J. Ullrich, R. Dörner, M. Steck, F. Nolden, P. Beller, H. Rothard, K. Beckert, B. Franczak. Radiative Electron Capture to the Continuum and the Short-Wavelength Limit of Electron-Nucleus Bremsstrahlung in 90 A MeV  $U^{88+}(1s^2 2s^2)+N_2$  Collisions. *Physical Review Letters*, 99(2007):163201. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.163201>.
- [56] H. Bethe, W. Heitler. On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 146(1934):83–112. URL <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1934.0140>.
- [57] G. Elwert. Verschärfte Berechnung von Intensität und Polarisation im kontinuierlichen Röntgenspektrum. *Annalen der Physik*, 426(1939):178–208. URL <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19394260206>.
- [58] A. Sommerfeld, A. W. Maue. Verfahren zur näherungsweise Anpassung einer Lösung der Schrödinger- an die Diracgleichung. *Annalen der Physik*, 414(1935):629–642. URL <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19354140703>.
- [59] C. M. Lee, L. Kissel, R. H. Pratt, H. K. Tseng. Electron bremsstrahlung spectrum, 1-500 keV. *Physical Review A*, 13(1976):1714–1727. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.13.1714>.
- [60] D. H. Jakubassa-Amundsen, V. A. Yerokhin. Relativistic theory for radiative ionization of light atoms by heavy ions. *The European Physical Journal D*, 67(2013). URL <http://dx.doi.org/10.1140/epjd/e2012-30483-7>.
- [61] D. Jakubassa-Amundsen. Electron–heavy-nucleus bremsstrahlung at highly relativistic impact energies. *Physical Review A*, 82(2010). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.82.042714>.
- [62] S. Kraft. *Theoretical studies of electron-ion bremsstrahlung in the short-wavelength limit*. Diplomarbeit, Heidelberg, 2012.
- [63] J. Eichler, W. E. Meyerhof. *Relativistic atomic collisions*. Academic Press, 1995.
- [64] H. K. Tseng, R. H. Pratt. Exact Screened Calculations of Atomic-Field Bremsstrahlung. *Physical Review A*, 3(1971):100–115. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.3.100>.
- [65] H. K. Tseng, R. H. Pratt. Polarization Correlations in Atomic-Field Bremsstrahlung. *Physical Review A*, 7(1973):1502–1515. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.7.1502>.

- [66] R. H. Pratt, H. K. Tseng. Tip region of the bremsstrahlung spectrum from incident electrons of kinetic energy 50 keV—1.84 MeV. *Physical Review A*, 11(1975):1797–1803. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.11.1797>.
- [67] L. Kissel, C. A. Quarles, R. H. Pratt. Shape functions for atomic-field bremsstrahlung from electrons of kinetic energy 1-500 keV on selected neutral atoms  $1 \leq Z \leq 92$ . *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 28(1983):381–460. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0092-640X\(83\)90001-3](http://dx.doi.org/10.1016/0092-640X(83)90001-3).
- [68] V. Yerokhin. Comparative study of the electron-atom and positron-atom bremsstrahlung. *Physical Review A*, 86(2012). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.86.032708>.
- [69] Z. Vager, B. J. Zabransky, D. Schneider, E. P. Kanter, G. Y. Zhuang, D. S. Gemmell. Contribution of Field-Ionized Rydberg Atoms in Observations on Convoy Electrons. *Physical Review Letters*, 48(1982):592–595. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.592>.
- [70] C. Brandau. *Messungen zur Photorekombination hochgeladener lithiumähnlicher Ionen*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität, Giessen, 2000. URL <http://geb.uni-giessen.de/geb/volltexte/2001/407>.
- [71] F. Nolden, K. Beckert, F. Caspers, B. Franczak, B. Franzke, R. Menges, A. Schwinn, M. Steck. Stochastic cooling at the ESR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 441(2000):219–222. URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)01136-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01136-5).
- [72] F. Nolden, K. Beckert, P. Beller, B. Franzke, C. Peschke, M. Steck. Experience and prospects of stochastic cooling of radioactive beams at GSI. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 532(2004):329–334. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2004.06.062>.
- [73] H. Reeg, N. Schneider. Current Transformers for GSI's keV/u to GeV/u Ion Beams - An Overview. In *DIPAC 2001 - Proceedings*. ESRF, Grenoble, France. URL <https://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/d01/html/author.html>.
- [74] K. Wille. *The Physics of Particle Accelerators: An Introduction*. Oxford University Press, 2000.
- [75] M. Kühnel. *Entwicklung einer kryogenen Cluster- und Tröpfchen quelle als internes Target am Experimentierspeicherring ESR*. Diplomarbeit, Frankfurt, 2009.
- [76] M. Kühnel, N. Petridis, D. Winters, U. Popp, R. Dörner, T. Stöhlker, R. Grisenti. Low- internal target from a cryogenically cooled liquid microjet source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 602(2009):311–314. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.12.212>.

- [77] O. Klepper, C. Kozhuharov. Particle detectors for beam diagnosis and for experiments with stable and radioactive ions in the storage-cooler ring ESR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 204(2003):553–556. URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X\(02\)02131-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X(02)02131-6).
- [78] D. C. Carey, K. L. Brown, F. Rothacker. *Third order TRANSPORT with MAD input: A computer program for designing charged particle beam transport systems*. 1998. SLAC-R-0530.
- [79] L. Deniau. MAD - Methodical Accelerator Design. <http://mad.web.cern.ch/mad/>. URL <http://mad.web.cern.ch/mad/>.
- [80] B. J. Franczak, S. Reimann. MIRKO 7.04. <http://www-alt.gsi.de/beschleuniger/groups/BBE/MIRKO/mirko.html>, 2009. URL <http://www-alt.gsi.de/beschleuniger/groups/BBE/MIRKO/mirko.html>.
- [81] H. Wollnik. *Optics of Charged Particles*. Academic Press Inc, 1987.
- [82] F. Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger: und Ionenoptik*. Springer, 1 Auflage, 1997. URL <http://link.springer.com/book/10.1007/978-3-540-75282-0/page/1>.
- [83] S. Russenschuck. *Field Computation for Accelerator Magnets*. Wiley-VCH Verlag, 2011.
- [84] O. Jagutzki, V. Mergel, K. Ullmann-Pfleger, L. Spielberger, U. Spillmann, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking. A broad-application microchannel-plate detector system for advanced particle or photon detection tasks: large area imaging, precise multi-hit timing information and high detection rate. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 477(2002):244–249. URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01839-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01839-3).
- [85] O. Jagutzki, A. Cerezo, A. Czasch, R. Dörner, M. Hattass, M. Huang, V. Mergel, U. Spillmann, K. Ullmann-Pfleger, T. Weber, H. Schmidt-Böcking, G. Smith. Multiple hit read-out of a microchannel plate detector with a three-layer delay-line anode. In *2001 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, Band 2, S. 850 – 854 vol.2. 2001. URL <http://dx.doi.org/10.1109/NSSMIC.2001.1009689>.
- [86] D. Banas. Private Mitteilung, 2013.
- [87] B. L. Henke, E. M. Gullikson, J. C. Davis. X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at  $E = 50\text{-}30,000$  eV,  $Z = 1\text{-}92$ . *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 54(1993):181–342. URL <http://dx.doi.org/10.1006/adnd.1993.1013>.
- [88] B. Henke. X-Ray Interaction With Matter. [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/). URL [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/).

- [89] M. J. Berger, J. H. Hubbell. NIST XCOM: Photon Cross Sections Database. URL <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>.
- [90] S. Trotsenko. *Experimental studies of exotic transitions in high-Z few-electron ions*. Dissertation, Goethe-Universität, Frankfurt, 2008. URL <http://publikationen.ub.uni-frankfurt.de/frontdoor/index/index/docId/7202/>.
- [91] A. Voitkiv, B. Najjari. Private Mitteilung, 2013.
- [92] A. B. Voitkiv. On the relativistic and nonrelativistic electron descriptions in high-energy atomic collisions. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 40(2007):2885. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/40/14/008>.
- [93] A. Surzhykov, S. Fritzsche. Private Mitteilung, 2005.
- [94] A. Surzhykov, V. Yerokhin. Private Mitteilung, 2013.
- [95] D. Jakubassa-Amundsen. Private Mitteilung, 2013.
- [96] C. Omet, P. Spiller, J. Stadlmann, D. H. H. Hoffmann. Charge change-induced beam losses under dynamic vacuum conditions in ring accelerators. *New Journal of Physics*, 8(2006):284. URL <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/8/11/284>.
- [97] G. Weber, C. Omet, R. D. DuBois, O. de Lucio, T. Stöhlker, C. Brandau, A. Gumberidze, S. Hagmann, S. Hess, C. Kozhuharov, R. Reuschl, P. Spiller, U. Spillmann, M. Steck, M. Thomason, S. Trotsenko. Beam lifetimes and ionization cross sections of  $U^{28+}$ . *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 12(2009):084201. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.12.084201>.
- [98] R. D. DuBois, A. C. F. Santos, G. M. Sigaud, E. C. Montenegro. Electron loss from fast heavy ions: Target-scaling dependence. *Physical Review A*, 84(2011):022702. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.84.022702>.
- [99] V. P. Shevelko, I. L. Beigman, M. S. Litsarev, H. Tawara, I. Y. Tolstikhina, G. Weber. Charge-changing processes in collisions of heavy many-electron ions with neutral atoms. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 269(2011):1455–1463. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2011.03.024>.
- [100] V. P. Shevelko, M.-Y. Song, I. Y. Tolstikhina, H. Tawara, J.-S. Yoon. Cross sections for charge-changing collisions of many-electron uranium ions with atomic and molecular targets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 278(2012):63–69. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2012.02.017>.
- [101] G. Baur, I. L. Beigman, V. P. Shevelko, I. Y. Tolstikhina, T. Stöhlker. Ionization of highly charged relativistic ions by neutral atoms and ions. *Physical Review A*, 80(2009):012713. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.80.012713>.
- [102] A. B. Voitkiv. Eikonal model for projectile-electron excitation and loss in relativistic collisions. *Physical Review A*, 72(2005):062705. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.72.062705>.

- [103] A. B. Voitkiv, B. Najjari, J. Ullrich. Electron loss from hydrogenlike, heliumlike, and lithiumlike uranium ions in collisions with atoms at low relativistic impact energies. *Physical Review A*, 76(2007):022709. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.76.022709>.
- [104] M.-Y. Song, M. S. Litsarev, V. P. Shevelko, H. Tawara, J.-S. Yoon. Single- and multiple-electron loss cross-sections for fast heavy ions colliding with neutrals: Semi-classical calculations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 267(2009):2369–2375. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2009.04.004>.
- [105] A. Müller. Electron–ion collisions: Fundamental processes in the focus of applied research. In P. R. B. Ennio Arimondo, C. C. Lin, Hg., *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Band Volume 55, S. 293–417. Academic Press, 2008. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1049250X07550068>.
- [106] U. Spillmann, H. Bräuning, S. Hess, H. Beyer, T. Stöhlker, J.-C. Dousse, D. Protic, T. Krings. Performance of a Ge-microstrip imaging detector and polarimeter. *Review of Scientific Instruments*, 79(2008):083101–083101–8. URL <http://dx.doi.org/doi:10.1063/1.2963046>.
- [107] G. Weber, H. Bräuning, S. Hess, R. Martin, U. Spillmann, T. Stöhlker. Performance of a position sensitive Si(Li) x-ray detector dedicated to Compton polarimetry of stored and trapped highly-charged ions. *Journal of Instrumentation*, 5(2010):C07010. URL <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/5/07/C07010>.
- [108] P.-M. Hillenbrand, S. Hagmann, T. Stöhlker, Y. A. Litvinov, C. Kozhuharov, U. Spillmann, V. M. Shabaev, K. Stiebing, M. Lestinsky, A. Surzhykov, A. Voitkiv, B. Franzke, D. Fischer, C. Brandau, S. Schippers, A. Müller, D. Schneider, D. Jakubassa-Amundsen, A. Artiomov, E. De Filippo, X. Ma, H. Rothard. Future Experiments using Forward Electron Spectroscopy to Study Quantum Dynamics of High-Z Ions at the ESR/CRYRING Storage Rings. In *Physica Scripta (submitted)*. 2013.
- [109] S. Hagmann, T. Stöhlker, Y. A. Litvinov, C. Kozhuharov, P.-M. Hillenbrand, U. Spillmann, V. M. Shabaev, K. Stiebing, M. Lestinsky, A. Surzhykov, A. Voitkiv, B. Franzke, D. Fischer, D. Schneider, D. Jakubassa-Amundsen, A. Artiomov, E. De Filippo, X. Ma, H. Rothard. Few Body Quantum Dynamics of High-Z Ions Studied at the Future Relativistic HESR Storage Ring. In *Physica Scripta (submitted)*. 2013.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei den Personen bedanken, die ihren Teil zum Gelingen dieser Doktorarbeit beigetragen haben.

Mein erster Dank gilt natürlich meinem Betreuer an der GSI, **Prof. Siegbert Hagmann**. Danke für die Aufnahme als Doktorand und die gute und intensive Zusammenarbeit, in der Du dir jederzeit für Fragen und Diskussionen Zeit genommen hast, mir aber auch Freiheit in der Ausgestaltung meiner Arbeit gabst. Besonders die Vielseitigkeit der gestellten Aufgabe hat mich immer wieder motiviert. Ich finde es gut, dass wir uns in unserer Unterschiedlichkeit ergänzen konnten.

Bedanken möchte ich mich auch bei meinen Betreuern der Universität Giessen, **Prof. Alfred Müller** und **Prof. Stefan Schippers** für die finanzielle und auch fachliche Unterstützung. Ich bin froh, dass ich auf diese Weise den guten Kontakt aufrechterhalten konnte.

**Prof. Thomas Stöhlker**, Abteilungsleiter der Atomphysik an der GSI, möchte ich besonders für die großzügig zugeteilten Strahlzeiten danken. Nur dadurch war es möglich, die umfangreichen Messungen dieser Arbeit durchzuführen. Und auch bei ihm möchte ich mich für die finanzielle Unterstützung bedanken.

Stellvertretend für die Graduiertenschule HGS-HiRe möchte ich mich bei **Gerhard Burau** und **Sascha Vogel** für ihren persönlichen Einsatz bei den diversen Lecture-Weeks und Softskill Courses bedanken. Ihnen ist es gelungen, dass die Graduiertenschule nicht einfach ein weiteres administratives Konstrukt ist, sondern spürbar zur fachlichen und persönlichen Weiterentwicklung während der Promotionszeit beiträgt.

Während meiner Arbeiten an der GSI wurde ich beim Umbau des Elektronenspektrometers durch diverse Beschleunigerabteilungen unterstützt. Hervorheben möchte ich die Arbeit der Magnetabteilung mit **Carsten Mühle**, **Franz Klos**, **Thomas Knapp**, **Mischa Weipert**, **Ina Pschorn** und **Torsten Miertsch**. Ihre Arbeit im Entwurf des neuen Quadrupoltripletts, der Vermessung und Justage der Magnete und dem Bau neuer Hallsonden war ein wesentlicher Baustein zum erfolgreichen Betrieb des Spektrometers. Durch die zahlreichen konstruktiven Diskussionen mit ihnen konnte ich viel lernen. Beim Aufbau und Betrieb des Vakuumsystems bin ich dankbar für Unterstützung von **Axel Bardonner** und von **Graziano Savino** und seinem Team. Danke auch an das Team der Großmontage um **Mario Bevcic**, dass durch seinen Einsatz die Umbauarbeiten mehrmals unterstützt hat. Schnell und zuverlässig war auch immer die Hilfe von **Davide Racano** bei den vielen handwerklichen Aufgaben. **Bernhard Rück** aus der Netzgerätegruppe möchte ich für die Arbeiten an der Energieversorgung der Magnete danken. Diese Liste könnte ich noch beliebig fortsetzen....

Auch beim Durchführen der Strahlzeiten haben eine Vielzahl von Personen ihren Teil zum Gelingen beigetragen. **Uwe Spillmann** danke für für einen einwandfreien Betrieb der Röntgendetektoren! Ebenso danke ich **Christophor Kozhuharov** für den fehlerfreien Betrieb der Teilchendetektoren und die Unterstützung bei der Datenaufnahme. Bei **Ulrich Popp** möchte ich mich für den Betrieb des Gastargets bedanken. Danke an **Carl-Michael Kleffner** und **Stephan Reimann** für die Implementierung der Spektrometeransteuerung in die ESR Software. Danke auch an **Markus Steck**, **Fritz Nolden**, **Christina Dimoploulou** und **Sergey Litvinov** für den Betrieb des ESR in dieser Zeit.

Des Weiteren möchte ich mich für diverse Rechnungen der Theorie bedanken. Durch jahrelangen theoretischen Vorarbeiten von **Doris Jakubaša-Amundsen** wurde diese experimentelle Arbeit vorbereitet und das Interesse an den untersuchten Prozessen motiviert. Von **Andrey Surzhykov** wurden innerhalb kürzester Zeit die exakten relativistischen Rechnungen zur Bremsstrahlung durchgeführt, trotz seiner schwierigen Situation in diesem Zeitraum. Danke dafür! Danke auch an **Alexander Voitkiv** für die Rechnungen zum ELC und an **Oliver Matula** für die Berechnungen des L-REC.

Abschließend möchte ich mich bei den Kollegen aus der Atomphysik bedanken, die mir auf vielfältige und unterschiedliche Weise eine Hilfe waren: **Carsten Brandau**, **Yuri Litvinov**, **Alexandre Gumberidze**, **Michael Lestinsky**, **Regina Hess**, **Sergiy Trotsenko**, **Nicolas Winckler**, **Günther Weber**, **Danyal & Natalya Winters**, **Shahab Sanjari**, **David von Lindenfels**, **Max Schwemlein**, **Karl-Heinz Blumenhagen** (Danke für die Hilfe mit Go4!), **Tobias Gaßner** (Danke für die Einführung in Mathematica!), **Wolfgang Enders**, **Tatiana Litvinova**, **Stefanie Lüttges** und vielen mehr.... Thanks also to **Dariusz Banas** for calculating the detector efficiencies!

Special thanks to my chinese colleagues **Weidong Chen**, **Dalong Guo**, **Xinliang Yan (& Xuemei)**, **Weiqiang Wen**, **Xiangcheng Chen** and many others. Thanks for your support inside and outside GSI. It's always fun with you guys!

# Versicherung

Ich erkläre: Ich habe die vorgelegte Dissertation selbständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt, die ich in der Dissertation angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben, die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht. Bei den von mir durchgeführten und in der Dissertation erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der „Satzung der Justus-Liebig-Universität Gießen zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis“ niedergelegt sind, eingehalten.

Gießen, den