

MASTERARBEIT im Fachbereich Physik

**Photonen- und Elektronen-Emission
von relativistischen Schwerionen
beim Durchgang durch Materie**

Am Helmholtz-Institut Jena

vorgelegt von
Marc Oliver Herdrich, B. Sc.
aus Frankfurt am Main

zur Erlangung des akademischen Titels
Master of Science in Physics

Physikalisch-Astronomische Fakultät
Friedrich Schiller Universität Jena

Abgabe Dezember 2015

*»In der Wissenschaft gleichen wir alle
nur den Kindern, die am Rande des Wissens
hier und da einen Kiesel aufheben,
während sich der weite Ozean des Unbekannten
vor unseren Augen erstreckt.«*

Sir Isaac Newton

Erstgutachter: **Prof. Dr. Thomas Stöhlker**

Zweitgutachter: **Dr. Günter Weber**

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen, als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Alle Ausführungen, die fremden Quellen wörtlich oder sinngemäß entnommen wurden, sind kenntlich gemacht. Die Arbeit war in gleicher oder ähnlicher Form noch nicht Bestandteil einer Studien- oder Prüfungsleistung.

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Masterarbeit für die öffentliche Benutzung im Universitätsarchiv zur Verfügung zu stellen.

Ort, Datum

Marc Oliver Herdrich

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, die mir in den vergangenen Monaten bei der Erstellung meiner Masterarbeit geholfen und mich dabei unterstützt haben. Besonderer Dank gilt...

- Prof. Dr. Thomas Stöhlker, der meine Masterarbeit am Helmholtz-Institut Jena ermöglicht und mich im Verlauf der Arbeit mit Anregungen, diversen Quellen und Daten unterstützt hat.
- Dr. Günter Weber, der mir bei der Wahl des Themas dieser Arbeit geholfen, meine Arbeit durchgehend, intensiv betreut und angeleitet und selbst spät nachts noch meine Fragen beantwortet hat.
- Dr. Andrey Surzhykov, who let me use his Mathematica script for RR-calculations and also answered a lot of questions concerning the basis of the theory behind it.
- Robert Alexander Müller, M. Sc., der mir sein Programm zur Bremsstrahlungsbe-rechnung zur Verfügung gestellt, mit mir einige Details über theoretische Ansätze dieser Arbeit diskutiert und mir viele Fragen beantwortet hat.
- Toni Mattis, M. Sc., der meine Arbeit auf strukturelle Fehler Korrektur gelesen und mich oft bei Fragen zu statistischer Datenanalyse und Implementierungsde-tails beraten hat.
- Christopher Hubbard, who helped me with the translations of my abstract into the English language.
- Meinem Vater Dr. Klaus Herdrich, der mir mein Studium ermöglicht und meine Arbeit Korrektur gelesen hat.
- Meiner Freundin Johanna C. Engel, die mich die Zeit über mental unterstützt und große Geduld mit mir aufgebracht hat, während ich meine Arbeit geschrieben habe.

Zusammenfassung

Die geplante FAIR-Anlage auf dem Gelände des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung eröffnet eine große Bandbreite an neuen experimentellen Möglichkeiten insbesondere im Bereich der Schwerionenphysik. Für das Regime relativistischer Stoßenergien sind vor allem die Bestrebungen von großer Bedeutung, neben reinen Proton-Antiproton-Kollisionen auch Messungen mit relativistischen Schwerionen am Hochenergie-Speicherring HESR der FAIR-Anlage durchführen zu können. Dies erweitert die für atomphysikalische Untersuchungen zur Verfügung stehenden Optionen in einen bisher unzugänglichen Energiebereich, sodass an der zukünftigen Anlage die Durchführung von Kollisionsexperimenten von intensiven, genau definierten Ionenstrahlen nahezu aller Energie- und Ladungszustände mit einem variablen gasförmigen Target durchgeführt werden können. Die in den Wechselwirkungen freigesetzten Elektronen und Photonen lassen eine detaillierte Beobachtung und Analyse atomarer Strukturen und Vorgänge innerhalb des Stoßsystems zu.

Für die Planung zukünftiger Experimente ist es unabdingbar, mit einer möglichst pragmatischen und präzisen Beschreibung die Querschnitte der wichtigsten Wechselwirkungen abschätzen zu können, die zur Emission von Photonen und Elektronen in Ion-Atom-Stößen führen. Im Rahmen dieser Arbeit wird zuerst ein allgemeiner Überblick über relevante Wechselwirkungsprozesse für Kollisionen im neu erschlossenen Energiebereich $> 500 \text{ MeV/u}$ kurz dargestellt und die theoretische Beschreibung der Emissionscharakteristika unter Zuhilfenahme bereits bestehender Arbeiten zusammen getragen. Anschließend werden diese verwendet, um für einzelne Prozesse in einem weiten Parameterbereich Datensätze über energie- und winkeldifferenzielle Querschnitte der Prozesse, sowie deren Polarisationsverhalten zu berechnen und in einer Datenbank zusammenzufassen. Die Datensätze werden mit den Ergebnissen anderer Arbeiten verglichen, um ihre Güte abzuschätzen.

Im zweiten Teil der Arbeit wird die Planung eines möglichen Experiments am HESR durchgeführt, um die praktische Nutzbarkeit der erstellten Datensätze für zukünftige Experimente zu demonstrieren. Zum anderen könnte das vorgeschlagene Experiment bereits kurz nach Inbetriebnahme des Speicherrings durchgeführt werden, um die Funktionalität der Anlage in einer ersten Messung zu testen und den bisher - aufgrund unzureichender experimenteller Möglichkeiten - nicht messbaren Effekt der negativ polarisierten Röntgenstrahlung aus dem Radiativen Elektroneneinfangprozess erstmals nachzuweisen. Neben der reinen Optimierung der Experimentparameter auf Basis der Datenbank werden abschließend in *Geant4* mehrere Simulationen durchgeführt, die zum einen die Effizienz eines möglichen Detektors, sowie die Nachweisbarkeit des Effekts selbst unter den ermittelten experimentellen Bedingungen abschätzen sollen. Zum anderen werden Analysen über den Anteil des Strahlungshintergrunds am Gesamtsignals durch ebenfalls emittierte Elektronen und deren Interaktionsprodukte mit dem Experimentaufbau durchgeführt. Die gewonnenen Erkenntnisse zeigen, dass die Messung des Polarisierungseffekts am neuen Speicherring möglich erscheint, dass jedoch neue Probleme und Herausforderungen durch die hohen Energien der emittierten Teilchen entstehen. Zum Beispiel erreichen Binary-Encounter-Elektronen kinetischen Energien im MeV-Bereich und erzeugen entsprechend hochenergetische sekundäre Bremsstrahlung. Dies muss bei der Planung der neuen Wechselwirkungskammer, neuer Detektoren und dem Aufbau zukünftiger Experimente berücksichtigt werden.

Abstract

The planned FAIR-complex on the site of the GSI Helmholtz-Center for Heavy-Ion Research establishes a broad bandwidth of new experimental opportunities especially in the area of heavy-ion physics. New efforts to not only use its high-energy storage-ring HESR for proton-antiproton collisions, but also to open it up for experiments with relativistic heavy ions, are of great importance for the regime of relativistic collisions. They extend the options for atomic-physical studies into so far unreached areas of energy. This allows collision experiments of intensive, well-defined ion beams with virtually the full range of both energy and charge states with a variable gas-target. Electrons and photons released in those interactions lead the way to detailed observations and analysis of atomic structures and processes within the collision system.

The planning of future experiments requires preferably pragmatic and precise methods of describing the cross-sections of the most important interaction-processes that lead to the emission of electrons and photons in ion-atom-collisions. In the frame of this work a basic overview of relevant interaction processes of collisions in the new energy range made available beyond 500 MeV/u is summarized. Furthermore the theoretical description of their emission characteristics is collected from already existing work, and used to calculate the energy and angle differential cross-sections and polarisation behaviours for a few processes in a wide range of parameters. The data sets are condensed into a database and compared to the results of other work, to test their quality.

In the second part of this work the acquired data is used to plan a possible experiment at the HESR. For one, this demonstrates the practical usability of the database for future experiments. But also, the proposed experiment could be conducted in the initial phase of the storage-ring's operation. The functionality of the facility could be checked and the effect of negativ-polarized Röntgen-radiation emitted by the radiative electron capture process, which - because of insufficient experimental capabilities - was not detectable yet, could be measured for the first time. Beyond the sole optimization of the experiment's parameters using the database, several simulations were executed. The efficiency of a possible detector was studied, as well as the detectability of the effect itself under the precalculated experimental conditions. Secondly an analysis of the fraction of the radiation background was performed, that looked at the electrons which are also emitted and their interaction products with the experiment setup. The newly gained insight shows that a measurement of the negative polarization effect at the new storage-ring seems possible, but new problems and challenges arise from the fact that the emitted particles carry much higher energies. For example, binary encounter electrons can reach kinetic energies in the MeV-regime, which may lead to the emission of high energy secondary Brems-radiation. This has to be considered when designing the new target-chamber and detectors, and it is crucial for the planning of experiments to come.

Schlüsselwörter: *FAIR, HESR, relativistische Schwerionen, Gas-Target, Radiativer Elektroneneinfang, Photonenemission, negative lineare Polarisation, Binary Encounter, Bremsstrahlung, Experimentplanung, Compton-Polarimetrie, Simulation, Geant 4*

Keywords: *FAIR, HESR, relativistic heavy-ions, gas-target, radiative electron-capture, photon-emission, negative linear polarization, binary encounter, Brems-radiation, experiment-planning, Compton-polarimetry, simulation, Geant 4*

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 1.1 | Motivation und Zielsetzung dieser Arbeit | 2 |
| 1.2 | Der Speicherring HESR der FAIR-Anlage | 9 |
| 1.2.1 | Ionenspeicherring | 10 |
| 1.2.2 | Kühlung des Ionenstrahls | 11 |
| 1.2.3 | Instrumente zur Strahldiagnose | 12 |
| 1.2.4 | Internes Gas-Target | 13 |
| 2 | Physikalischer Hintergrund | 15 |
| 2.1 | Allgemeine Definitionen | 16 |
| 2.1.1 | Wechselwirkungsquerschnitt | 16 |
| 2.1.2 | Polarisation von Photonen | 17 |
| 2.2 | Transformationen | 20 |
| 2.2.1 | Relativistische Grundlagen | 20 |
| 2.2.2 | Geometrische Grundlagen | 22 |
| 2.3 | Wechselwirkungen relativistischer Ionen in Materie | 24 |
| 2.3.1 | Radiativer Elektroneneinfang | 24 |
| 2.3.2 | Radiative Target-Ionisation (Bremsstrahlung) | 27 |
| 2.3.3 | Nicht-Radiative Target-Ionisation (Binary Encounter) | 30 |
| 2.3.4 | Projektilionisation | 31 |
| 2.3.5 | Weitere Effekte | 33 |
| 2.4 | Wechselwirkungen für den Nachweis von Röntgenstrahlung | 37 |
| 2.4.1 | Compton-Streuung | 37 |
| 2.4.2 | Photoionisation | 38 |
| 3 | Berechnung der Wechselwirkungscharakteristika | 39 |
| 3.1 | Methoden | 40 |
| 3.1.1 | Lorentz-Transformationen | 40 |
| 3.1.2 | Impulsapproximation | 45 |
| 3.1.3 | Emissionscharakteristika des Radiativen Elektroneneinfangs | 46 |
| 3.1.4 | Emissionscharakteristika der Radiativen Target-Ionisation | 49 |
| 3.1.5 | Differenzieller Querschnitt des Binary Encounters | 49 |
| 3.1.6 | Gesamtquerschnitt der Projektilionisation | 51 |
| 3.2 | Ergebnisse der Berechnungen | 53 |
| 3.2.1 | Radiative Rekombination | 53 |
| 3.2.2 | Binary Encounter | 57 |
| 3.2.3 | Bremsstrahlung | 59 |
| 3.2.4 | Projektilionisation | 62 |
| 3.2.5 | Schlussfolgerungen | 63 |
| 4 | Planung eines Experiments am HESR | 65 |
| 4.1 | Röntgenpolarimetrie | 66 |
| 4.1.1 | Halbleiter-Detektor für die Compton-Polarimetrie | 66 |
| 4.1.2 | Näherungsformel für die Detektoreffizienz | 67 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 4.1.3 | Modell für die Analyse der Polarimeterdaten | 69 |
| 4.2 | Optimierung der Experimentparameter | 72 |
| 4.2.1 | Experimentelle Vorgaben | 72 |
| 4.2.2 | Optimierungsverfahren | 73 |
| 4.2.3 | Auswertung der Optimierung | 75 |
| 4.3 | Monte-Carlo-Simulation | 78 |
| 4.3.1 | Partikelquellen | 78 |
| 4.3.2 | Compton-Polarimetrie | 79 |
| 4.3.3 | Elektronenhintergrund | 87 |
| 5 | Ergebnisse und Fazit | 91 |
| 5.1 | Diskussion der Ergebnisse | 92 |
| 5.2 | Allgemeine Fehlerabschätzung | 94 |
| 5.3 | Ausblick | 96 |

Kapitel 1

Einleitung

In diesem Kapitel wird einführend eine kurze Einordnung der vorliegenden Arbeit in das Forschungsumfeld gegeben. Ausgehend von den aktuellen Entwicklungen im Bereich zukünftiger Schwerionensspeicherringe sowie Detektoren zur Röntgenspektroskopie und -polarimetrie wird zunächst die Motivation zur Durchführung dieser Arbeit dargelegt. Anschließend folgt im zweiten Teil dieses Kapitels eine Übersicht zu den wichtigsten Aspekten des geplanten Hochenergie-Speicherrings (HESR) der FAIR-Anlage (Facility for Antiproton and Ion Research), welcher für diese Arbeit als zentrale Experimentieranlage gewählt wurde und dessen Betriebsparameter die Randbedingungen für die Betrachtungen und Berechnungen der folgenden Kapitel abstecken.

1.1 Motivation und Zielsetzung dieser Arbeit

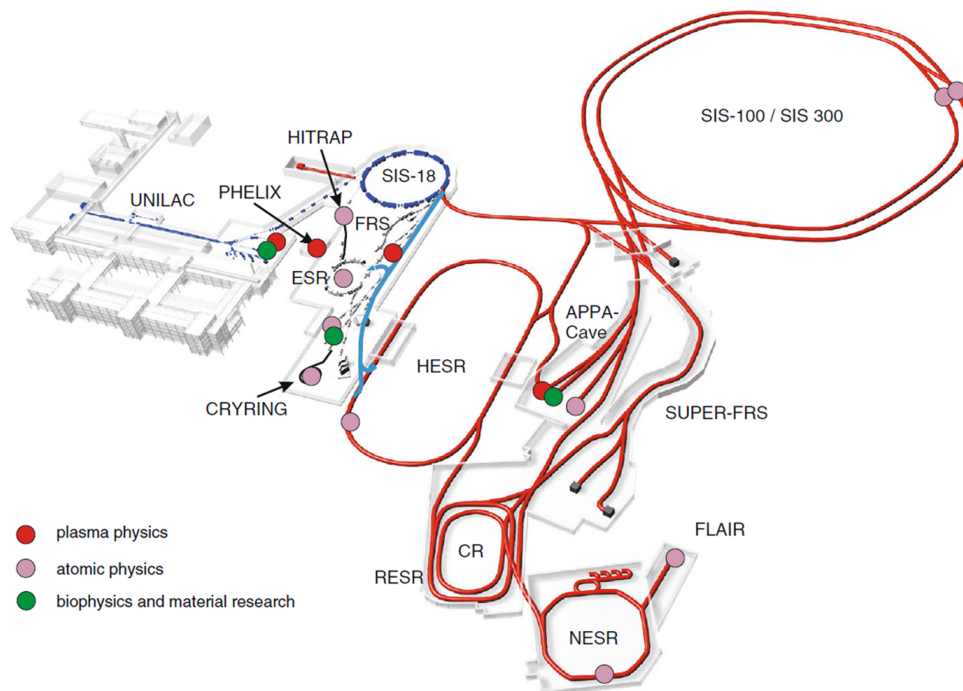


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der FAIR-Anlage mit den neuen Beschleunigeranlagen (rot) und den wichtigsten Experimentierplätzen der Forschungssäule APPA [1] sowie der bereits existierenden GSI-Anlage (dunkelblau). Eine mögliche zusätzliche Strahlführung (hellblau) ist eingezeichnet, durch die der HESR mit einem SIS18-Strahl ohne Durchgang durch den SIS100 betrieben werden könnte [2].

Die Forschung an schweren Ionen mittels Beschleunigeranlagen, wie sie vor allem am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt durchgeführt wird, ermöglicht es, detaillierte Erkenntnisse über die Struktur der Materie zu erhalten und Wechselwirkungsmechanismen sowohl im Makrobereich (Plasma- und Biophysik) als auch bis hinunter zu atomaren Skalen sowie dem Bereich der Kernphysik zu studieren. Mit Baubeginn des FAIR-Projekts (Facility for Antiproton and Ion Research) auf dem Campus der GSI (siehe Abbildung 1.1) wurde der Grundstein gelegt, für eine erweiterte Forschungsanlage, deren Beschleuniger und Speicherringe höchste Strahlintensitäten in einem weiten Energiebereich sowohl mit stabilen als auch instabilen schweren Ionen für Experimente zur Verfügung stellen [2]. Zusammen mit der bestehenden GSI-Anlage wird die neue Einrichtung den gesamten Energiebereich für schwere Ionen von kleinsten kinetischen Energien nahe des Nullpunkts bis zu hochrelativistischen Energien im Bereich mehrerer GeV/u abdecken.

Für die vorliegende Arbeit sind insbesondere die neuen Bestrebungen relevant, den geplanten HESR (High-Energy Storage-Ring) nicht nur für die zunächst geplanten Experimente mit Protonen und Antiprotonen (PANDA, [3]) zu nutzen, sondern auch mit Schwerionen betreiben zu können [4]. Dies eröffnet den Energiebereich von 500 MeV/u bis zu einigen GeV/u (ca. 70 – 90% der Lichtgeschwindigkeit) und erwei-

tert damit unter anderem die Bandbreite der möglichen atomphysikalischen Untersuchungen an Schwerionen mit beliebigen Ladungszuständen auf den hochrelativistischen Bereich [2]. Dieser Energiebereich konnte bisher nur am Bevalac-Beschleuniger des Lawrence Berkeley Laboratory in Kalifornien, USA untersucht werden, der allerdings bereits seit mehr als zwanzig Jahren stillgelegt ist. Die Untersuchung von in Ion-Atom-Stößen auftretenden Prozessen wurde am Bevalac mittels Single-Pass-Experimenten an Festkörper-Targets durchgeführt (siehe zum Beispiel [5]). Aufgrund der hohen Materialdichte der als Target verwendeten Metallfolien waren diese Messungen oftmals mit großen Untergrundbeiträgen behaftet. Für den HESR hingegen ist - wie bereits beim bestehenden Experimentierspeicherring (ESR) der GSI realisiert - als zentrale Experimentiereinrichtung ein internes Gas-Target geplant, an welchem die Ionen mit neutralen Gasatomen wechselwirken können. Die Verwendung eines Gas-Targets im Vergleich zu einem Feststoff-Target ermöglicht Messungen mit deutlich geringeren Untergrundbeiträgen sowie einer viel höheren Sensitivität und Präzision bei der Untersuchung der Wechselwirkungsprodukte aus den Ion-Atom-Stößen (siehe beispielsweise [6]).

Die geplante Schwerionenphysik am HESR umfasst dabei Kollisionsstudien gekühlter Ionenstrahlen mit genau definierten Parametern mit Elektronen, Photonen und Atomen. Dazu kommt die Möglichkeit durch Laser sehr starke elektromagnetische Felder überlagern zu können. Dies erlaubt zukünftig die Analyse der Quantenelektrodynamik gebundener Zustände, Paarerzeugung und Einfänge aus dem negativen Kontinuum sowie relativistischer Effekte in Photon-Materie-Interaktionen, Elektroneneinfängen und -Emissionen und vielem mehr [7]. In dem neu erschlossenen Energiebereich des HESR sind die auftretenden Prozesse bisher nur spärlich untersucht und verstanden [8], da der ESR und der vergleichbare Speicherring CSR (Cooler Storage Ring) am Institute for Modern Physics in Lanzhou, China nur bis ca. 400 MeV/u genutzt werden können. Für die Planung und Analyse von Experimenten in dem am HESR neu erschlossenen Energiebereich ist es erforderlich einen umfassenden Überblick über mögliche Wechselwirkungen zu erstellen. Benötigt wird insbesondere eine pragmatische Beschreibung der wesentlichen Emissionsprozesse von Photonen und Elektronen aus der Wechselwirkung relativistischer Schwerionen mit Materie, um beispielsweise die Beiträge von konkurrierenden Prozessen oder den Strahlungsuntergrund mit wenig Aufwand abschätzen zu können. Neue Herausforderungen können aus der Tatsache entstehen, dass die erzeugten Wechselwirkungsprodukte deutlich höhere Energien haben als bei vergleichbaren Experimenten am ESR. Die bisher verwendeten Abschirmungen könnten nicht mehr ausreichen, Detektoren an die Grenze ihres Nachweisbereichs gelangen und Zählraten zu untersuchender Prozesse unter Umständen verschwindend gering werden. Aktuelle Monte-Carlo-Codes behandeln die relevanten Prozesse im betrachteten Energiebereich meistens nur in stark eingeschränkter Form und können daher nicht für eine Analyse verwendet werden. Im ersten Teil dieser Arbeit werden deshalb auf Basis der bestehenden theoretischen Ergebnisse anderer Arbeiten umfangreiche Datensätze zu relevanten Wechselwirkungen und deren Charakteristika erstellt und mit den Resultaten theoretischer Untersuchungen sowie Messungen verglichen (siehe Kapitel 3).

Über diese Beschreibung der Wechselwirkungsprozesse in Ion-Atom-Stößen für den Nachweis der Wechselwirkungsprodukte hinaus ist auch die Charakterisierung der weiteren Interaktionen in den Detektoren sowie in den Abschirmungen oder anderen Teilen des experimentellen Aufbaus von großer Wichtigkeit, um die Randbedingungen zukünftiger Experimente am HESR abschätzen zu können. Vor allem um die Qualität und

praktische Nutzbarkeit der im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Datenbank zu demonstrieren, wird daher im zweiten Teil der vorliegenden Arbeit exemplarisch und unter Verwendung der im ersten Teil erzeugten Datensätze, ein konkretes Experiment geplant. Dieses soll die neuen experimentellen Möglichkeiten des HESR ausnutzen, um einen bisher aufgrund von Versuchsanlagen mit unzureichenden Leistungsparametern noch nicht beobachteten Effekt nachzuweisen. Da die FAIR-Anlage in mehreren Ausbaustufen geplant wurde und beispielsweise aufgrund der noch nicht fertiggestellten Antiprotonenquelle nicht von Anfang an das gesamte Leistungsspektrum für Experimente zur Verfügung stehen wird [4], sollte das zu planende Experiment möglichst als *Day-Zero-Experiment* konzipiert sein. Somit wäre eine Messung direkt nach Inbetriebnahme des HESR möglich, um die experimentellen Einrichtungen wie Gas-Target und eingesetzte Detektoren unter Betriebsbedingungen zu testen. Der Prozess des Radiativen Elektroneneinfangs (REC) stellt dabei ein optimales Untersuchungsobjekt für ein solches Experiment dar. Zum einen ist er ab einer Strahlenergie von einigen 100 MeV/u der dominante Prozess, der zur Röntgenemission in Ion-Atom-Stößen führt (siehe Abbildung 1.2). Gleichzeitig ist er dann der wichtigste Umladungsprozess der Projektionen und bestimmt somit auch die Strahllebensdauer. Beim Elektroneneinfang trägt das emittierte Photon nicht nur die kinetische Energie des Elektrons sondern zusätzlich die Bindungsenergie des Einfangorbitals. Aus diesem Grund liegen die Peaks der REC-Strahlung deutlich höherenergetisch im Strahlungsspektrum der Wechselwirkungen der Ion-Atom-Stöße als zum Beispiel die Radiative Target-Ionisation eines vergleichbaren Stoßsystems. Die Radiative Elektroneneinfang tritt somit nicht nur als dominanter Prozess sondern auch spektral isoliert auf und erfüllt damit wichtige Bedingungen für eine Messung in einem *Day-Zero-Experiment*.

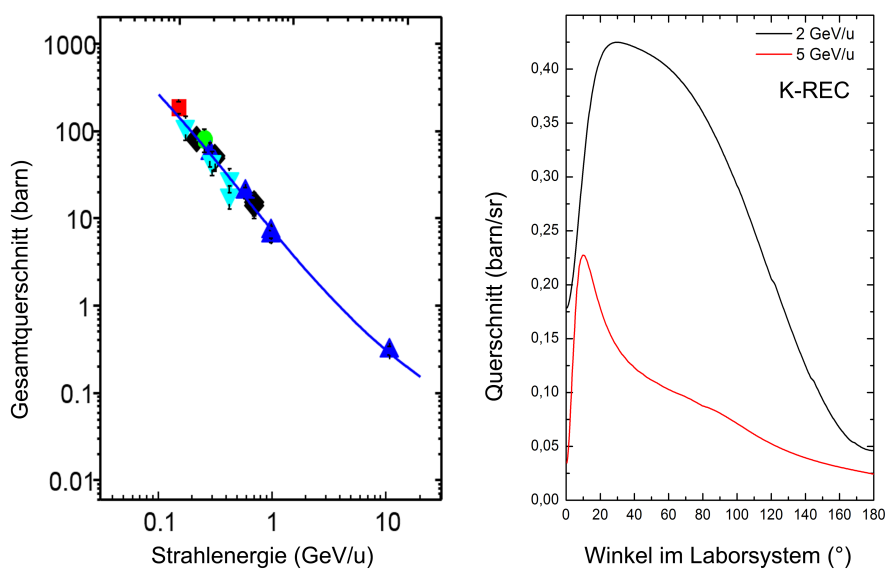


Abbildung 1.2: Links: Dargestellt ist die exakte Rechnung (blau) des Gesamtquerschnitts des REC-Prozesses abhängig von der Strahlenergie für Au^{79+} -Ionen zusammen mit Messergebnissen [9]. Rechts: Dargestellt sind die winkeldifferenziellen Querschnitte des Einfangs in den Grundzustand (K-REC) von U^{92+} -Ionen für 2 und 5 GeV/u Strahlenergie. Deutlich zu erkennen sind die vergleichsweise großen Querschnitte im Bereich großer Emissionswinkel [10].

Zum anderen lässt sich der REC-Prozess in guter Näherung als zeitinverser Prozess zur Photoionisation beschreiben und ist daher von grundlegender Bedeutung für das Verständnis von Photon-Materie-Wechselwirkungen. Des Weiteren zeigt der REC-Prozess gerade im Bereich relativistischer Stoßenergien einige interessante Charakteristika. Bei der Beschreibung des REC-Prozesses fällt auf, dass im Emittersystem eine energieabhängige Retardierung des winkeldifferenziellen Querschnitts zu Rückstreuwinkeln zu beobachten ist. In erster Näherung hebt diese die durch die Lorentz-Transformation des Querschnitts aus dem bewegten Emittersystem in das Laborsystem erzeugte Vorwärtverschiebung der Winkelverteilung gerade auf und es zeigen sich dipolähnliche Emissionscharakteristika. Daher werden selbst bei relativistischen Strahlenergien bis 5 GeV/u noch signifikante Emissionsquerschnitte in Rückwärtsrichtung erwartet [9] (siehe Abbildung 1.2). Für Experimente stellt dies, insbesondere auch im Vergleich zum Studium der Photoionisation, bei der die Elektronen für hohe Photonenenergien im MeV-Bereich nur in einem sehr schmalen Winkelbereich in Vorwärtsrichtung emittiert werden, einen bedeutenden experimentellen Vorteil dar. Subtile Effekte wie zum Beispiel der sogenannte Spin-Flip-Beitrag, die bevorzugt in einem bestimmten Winkelbereich auftreten, aber für den Gesamtquerschnitt nur eine marginale Bedeutung haben, lassen sich daher ausschließlich mittels der Untersuchung der REC-Winkelverteilung nachweisen (siehe dazu Abbildung 1.3 sowie [11]).

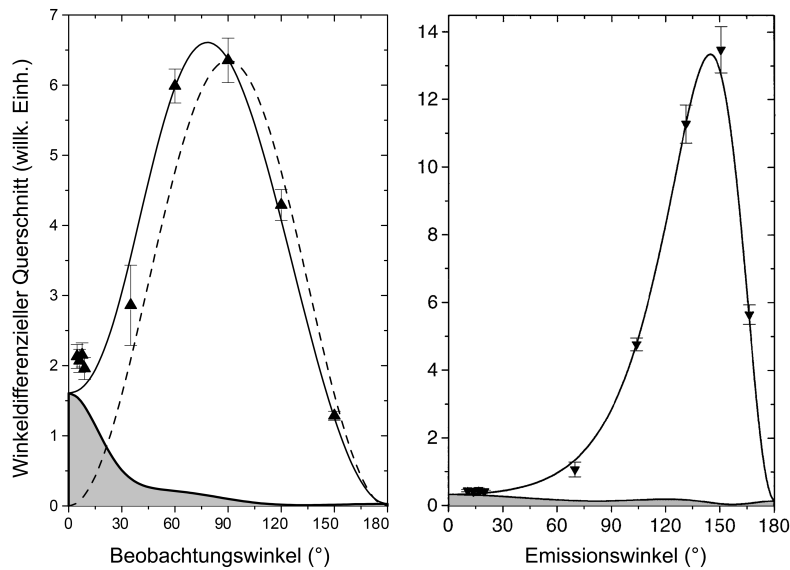


Abbildung 1.3: Links: Dargestellt ist der winkeldifferenzielle Querschnitt des K-REC-Prozesses von U^{92+} -Ionen mit 309,7 MeV/u auf ein Stickstoff-Target (durchgezogene Linie) im Vergleich mit der nicht-relativistischen Approximation (gestrichelte Linie) und Messergebnissen (Symbole). Es ist zu erkennen, dass der Querschnitt im Bereich kleiner Winkel fast ausschließlich auf den sogenannten Spin-Flip-Anteil (graue Fläche) zurückzuführen ist. Rechts: Im Vergleich dazu ist der gleiche Verlauf im Emittersystem dargestellt, was dem Fall der Elektronenemission durch Photoionisation entspricht (der Elektronenemissionswinkel wurde invertiert). Hier ist der Spin-Flip-Anteil kaum nachweisbar (jeweils entnommen aus [12]).

Neben dem winkeldifferenziellen Querschnitt ist auch die winkelabhängige lineare Polarisation der REC-Strahlung von großem Interesse. Im Gegensatz zum Querschnitt ist bei dieser Observablen schon für vergleichsweise niedrige Energien eine deutliche Abweichung von der nicht-relativistischen Dipolcharakteristik festzustellen (siehe Abbildung 1.4). Durch den Einsatz eines zweidimensional ortsauflösenden Röntgendetektors als Compton-Polarimeter gelangen Tashenov *et al.* 2006 die bisher einzige veröffentlichte Untersuchung der REC-Strahlung bezüglich ihrer linearen Polarisation [13]. Es existieren mehrere theoretische Abhandlungen über den REC-Prozess, die sowohl dessen Emissions-, als auch Polarisationscharakteristik beschreiben (siehe zum Beispiel [14–16]). Diese Rechnungen sagen voraus, dass bei hinreichend hohen Energien und schweren Kernen beim Einfang der Elektronen Röntgenstrahlung mit negativer linearer Polarisation entsteht. Dies ist darauf zurückzuführen, dass aufgrund der relativistischen Natur der Wechselwirkung magnetische Multipolanteile des Elektroneneinfangprozesses stärker ausgeprägt sind als bei niedrigen Energien und die Abstrahlung der Röntgenstrahlung folglich bevorzugt mit einer Polarisation senkrecht zu der durch die Elektroneneinfangrichtung und das emittierte Photon aufgespannten Wechselwirkungsebene stattfindet. Im Bild der Photoionisation bedeutet das eine Elektronenemission in Richtung der magnetischen Feldkomponente des einfallenden Photons. In der Vergangenheit wurde am ESR eine Messung durchgeführt, die diesen Effekt nachweisen sollte, allerdings war dies aufgrund der eingeschränkten Leistungsparameter und ungenügender Zählraten des ESR im Vergleich zum HESR zu jener Zeit nicht erfolgreich [10]. Mit der Erweiterung der experimentellen Möglichkeiten durch den HESR werden jedoch Energien für Experimente mit REC-Strahlung zur Verfügung stehen, für die die Theorie eine deutliche Ausprägung der negativen linearen Polarisation voraussagt.

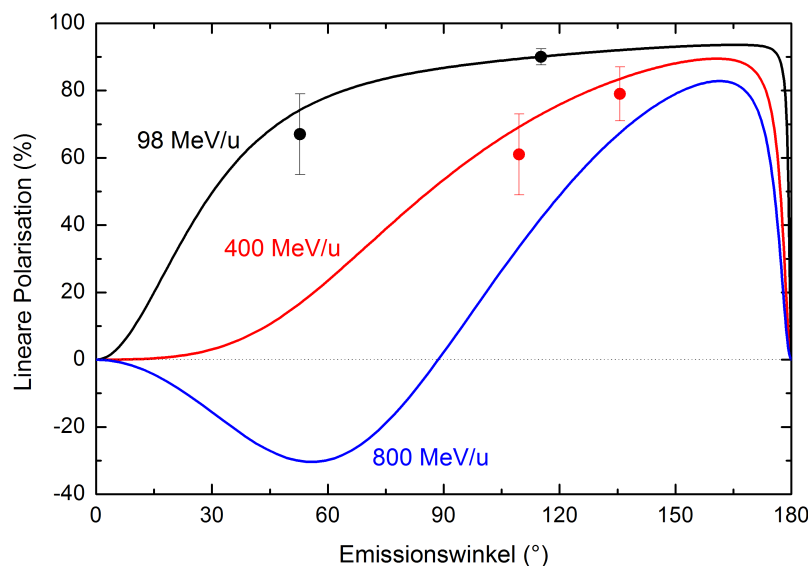


Abbildung 1.4: Dargestellt ist die Abhängigkeit der linearen Polarisation der K-REC-Strahlung vom Beobachtungswinkel im Emittersystem für den Einfang in U^{92+} -Ionen mit verschiedenen Strahlenergien. Der Vergleich der theoretischen Werte mit den Messwerten wurde entnommen aus [13, 17]

Die Polarisation der REC-Strahlung wurde mittels der sogenannten Compton-Polarimetrie gemessen, welche die azimuthale Winkelabhängigkeit der Compton-Streuung von der Richtung der linearen Polarisation der einfallenden Strahlung ausnutzt [18]. In dem oben dargestellten Experiment aus dem Jahr 2006 wurde dazu ein ortsauflösender Germanium-Detektor mit 16 (4×4) Pixeln eingesetzt. Inzwischen stehen für Polarisationsexperimente deutlich leistungsstärkere Halbleiter-Röntgendetektoren mit bis zu mehreren tausend (Pseudo-)Pixeln zur Verfügung (siehe Abbildung 1.5), die bereits in ersten Untersuchungen erfolgreich eingesetzt wurden [19, 20]. Sie haben eine hohe Energie- und Zeitaufösung und eignen sich gut für den Einsatz bei Experimenten mit geringen Zählraten [8], da es die hohe spektrale Auflösung ermöglicht mit entsprechenden Schwellen Hintergrundsignale herauszufiltern. Die Ortsaufösung erlaubt bei bestimmten experimentellen Aufbauten zusätzlich eine Identifikation von unerwünschten Untergrundbeiträgen, die auf eine nicht ausreichende Abschirmung zurückzuführen sind [21]. Aufgrund dieser Eigenschaften lassen sich die neuen Detektoren hervorragend als Compton-Polarimeter einsetzen und wurden erst in jüngster Vergangenheit dazu genutzt, um die Strahlung verschiedener atomare Strahlungsprozesse im Hinblick auf ihre Polarisations-eigenschaften zu untersuchen [19].

Sowohl die vorteilhaften Eigenschaften des REC-Prozesses wie auch die Verfügbarkeit neuer, optimierter Compton-Polarimeter machen daher den Nachweis des „Umklappens“ (Cross Over) der REC-Polarisation von positiven zu negativen Werten zu einem realistischen und attraktiven *Day-Zero-Experiment* am HESR. Notwendig ist für die Experimentplanung zum einen die Optimierung der Experimentparameter unter Zuhilfenahme der Datensätze zu den Emissionscharakteristika aus dem ersten Teil der Arbeit. Zum anderen muss der Anteil des Strahlungsuntergrundes und die Effizienz der eingesetzten Detektoren bei einer potentiellen Messung abgeschätzt werden. Die Analyse der Messdaten, die mit den Compton-Polarimetern gewonnen werden, ist zudem vergleichsweise aufwändig und beruht zu einem bedeutenden Teil auf der Modellierung der Detektorantwortfunktion der einfallenden Röntgenstrahlung [22].

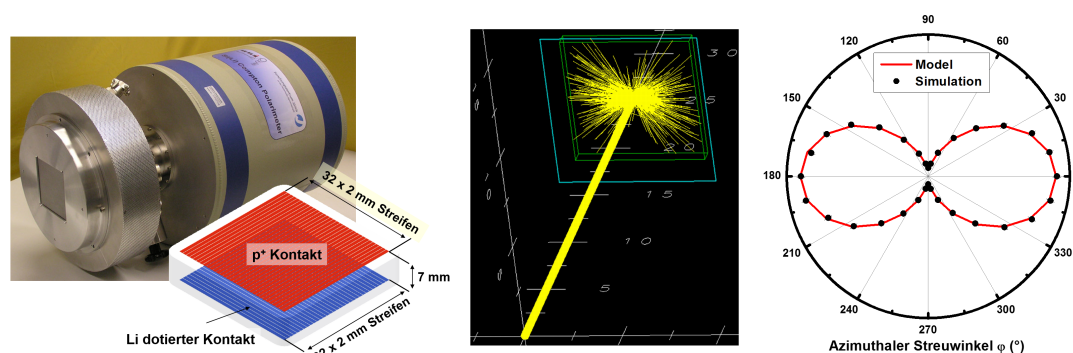


Abbildung 1.5: Das Foto (links) zeigt einen zweidimensional ortsaufgelösten Röntgendetektor, der als Compton-Polarimeter konzipiert wurde [23] sowie eine schematische Darstellung des segmentierten Detektorkristalls. Die EGS-5-Simulation (Mitte) stellt den Einfall eines vollständig linear polarisierten Photonenstrahls auf den Detektor dar. Die Auswertung der Simulation zur Rekonstruktion der Polarisation mittels Anpassung einer Modellfunktion ist rechts gezeigt. Entnommen aus [19].

Neben der reinen Verwendung der aus der Theorie gewonnenen Datensätze zur Abschätzung der Randbedingungen eines Experiments ist für die Planung und Interpretation der Messungen auch der Einsatz von Simulationsumgebungen von großer Relevanz. Diese ermöglichen es Experimente am Computer durchzuführen und wichtige physikalische Wechselwirkungen mittels probabilistischer Verfahren nachzustellen und zu analysieren. Im Gegensatz zum Bereich der Hochenergie-Teilchenphysik gibt es für die atomphysikalischen Prozesse, die bei der Wechselwirkung von energiereichen Schwerionen mit Materie auftreten, keine frei zugänglichen Simulationscodes, die die auftretenden Prozesse umfassend modellieren. Stattdessen ist eine Fragmentierung entsprechend der verschiedenen Anwendungsbereiche von Schwerionenstrahlen festzustellen. So werden beispielsweise im Bereich der Medizinphysik die von Ionenstrahlen in biologischem Material deponierte Energie sowie die emittierten Elektronen aufgrund ihrer Wichtigkeit für Strahlenschäden mit hohem Aufwand behandelt, wohingegen die Emission von Photonen im Röntgenbereich nur grob betrachtet wird. Im Zusammenhang mit der Analyse der Eigenschaften der Röntgenstrahlung wurden bereits in der Vergangenheit Simulationen zur Compton-Polarimetrie durchgeführt [22] (siehe Abbildung 1.5). Da jedoch für diese Simulationen keine Datensätze zur Modellierung der Emissionscharakteristika einzelner Wechselwirkungsprozesse aus dem in dieser Arbeit betrachteten Energiebereich genutzt wurden und das bisher verwendete EGS-5-Simulationsprogramm nicht mehr zeitgemäß ist, sollen im Rahmen dieser Arbeit auch erste Schritte zur Nutzung des wesentlich moderneren Geant4 [24] gemacht werden. Dieses setzt sich zunehmend als neuer Standard durch und soll daher für zukünftige Arbeiten im Bereich der Atomphysik am HESR nutzbar gemacht werden. Das im Rahmen dieser Arbeit noch nicht umgesetzte Fernziel besteht in der Entwicklung eines Ereignisgenerators für sämtliche relevanten atomphysikalischen Prozesse im Bereich der Schwerionenphysik und dessen Integration in einen Multiple-Purpose-Monte-Carlo-Code wie Geant4.

Die vorliegende Arbeit ist im Folgenden so strukturiert: Im zweiten Teil dieses Kapitels folgt ein kurzer Überblick über den Experimentierspeicherring HESR, welcher dessen wichtigste Parameter, Mess- und Diagnosemöglichkeiten zusammenfasst und den Rahmen der in den nachfolgenden Kapiteln betrachteten Wechselwirkungen absteckt. Die Wechselwirkungsprozesse selbst werden in Kapitel 2 dargestellt und es wird kurz auf ihre theoretische Beschreibung eingegangen. Kapitel 3 enthält eine tiefere Analyse der Methoden zur Berechnung der Datensätze sowie die Darstellung und Vergleiche der berechneten Querschnitte und Polarisations-eigenschaften mit den Ergebnissen anderer Arbeiten. In Kapitel 4 werden die erzeugten Datensätze verwendet, um ein Experiment am HESR zu planen und zu simulieren. Kapitel 5 fasst die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen und gibt ein kurzes Fazit sowie einen Ausblick auf mögliche nächste Schritte in naher Zukunft.

1.2 Der Speicherring HESR der FAIR-Anlage

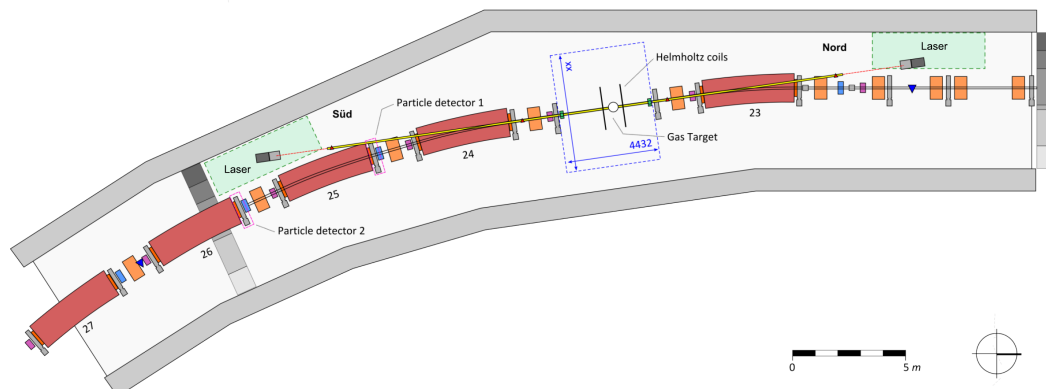


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung der Südwestkurve des HESR mit den Bauteilen der Strahlführung und eingezeichneter möglicher Position für das Gas-Target sowie für das Laser-System.

Der Hochenergie-Speicherring HESR der geplanten FAIR-Anlage soll neben den Protonen-Antiprotonen-Experimenten der PANDA-Kollaboration (Antiproton Annihilation at Darmstadt) auch Experimente der SPARC-Kollaboration (Stored Particles Atomic Research Collaboration) ermöglichen, die im geplanten Energiebereich (bis zu 5 GeV/u für Uranionen) des Rings das gesamte Spektrum möglicher atomphysikalischer Experimente bei verschiedensten Bedingungen zugänglich machen sollen. Mögliche Experimente am internen Target des HESR (siehe Abbildung 1.6) decken dabei zwei Gruppen physikalischer Phänomene ab [2, 7, 25]:

Zum einen sollen Untersuchungen zu Wechselwirkungen in extrem starken elektromagnetischen Feldern durchgeführt werden. Dabei ist die Kollisionsdynamik hoch relativistischer Schwerionen mit Materie interessant, bei denen die auftretenden Feldstärken durch die extrem kurze Pulslänge weit über dem Schwinger-Limit liegen und damit die Leptonen-Paarerzeugung in atomaren und quasi-molekularen Ionenorbitalen ermöglichen. Weiterhin lassen sich Multi-Photonen-Prozesse beobachten, die bisher nicht einmal in ultra-starken Laser-Feldern detektiert werden konnten. Insgesamt erhofft man sich durch die Möglichkeit alle Fragmente genauestens definierter Kollisionen bestimmen zu können, elementare Erkenntnisse atomarer Prozesse zu gewinnen, die weit über die aktuellen Ansätze der Störungstheorie hinausgehen. Die experimentellen Möglichkeiten machen den HESR zu einer Art Mikroskop atomarer Reaktion extremer Regime. Zum anderen sollen laut [2] Interaktionsprozesse zwischen hochgeladenen Schwerionen und Elektronen-Targets untersucht werden. Hierbei erhofft man sich durch die strukturelle Analyse hochgeladener Ionenzustände tiefgreifende Erkenntnisse über quantenelektrodynamische Effekte, aber auch allgemeine Interaktionsprozesse in starken Feldern gewinnen zu können. Die Möglichkeit Messungen an stabilen, wie instabilen Ionen durchführen zu können eröffnet völlig neue Untersuchungsfelder. Dabei können neue experimentelle Methoden wie Laserkühlung genutzt werden um Ionen stark zu kühlen und sehr präzise Messungen zum Testen des Standard-Modells durchzuführen.

Zum besseren Verständnis der experimentellen Umgebung werden im Folgenden einige zentrale technische Aspekte der zukünftigen HESR-Anlage erläutert.

1.2.1 Ionenspeicherring

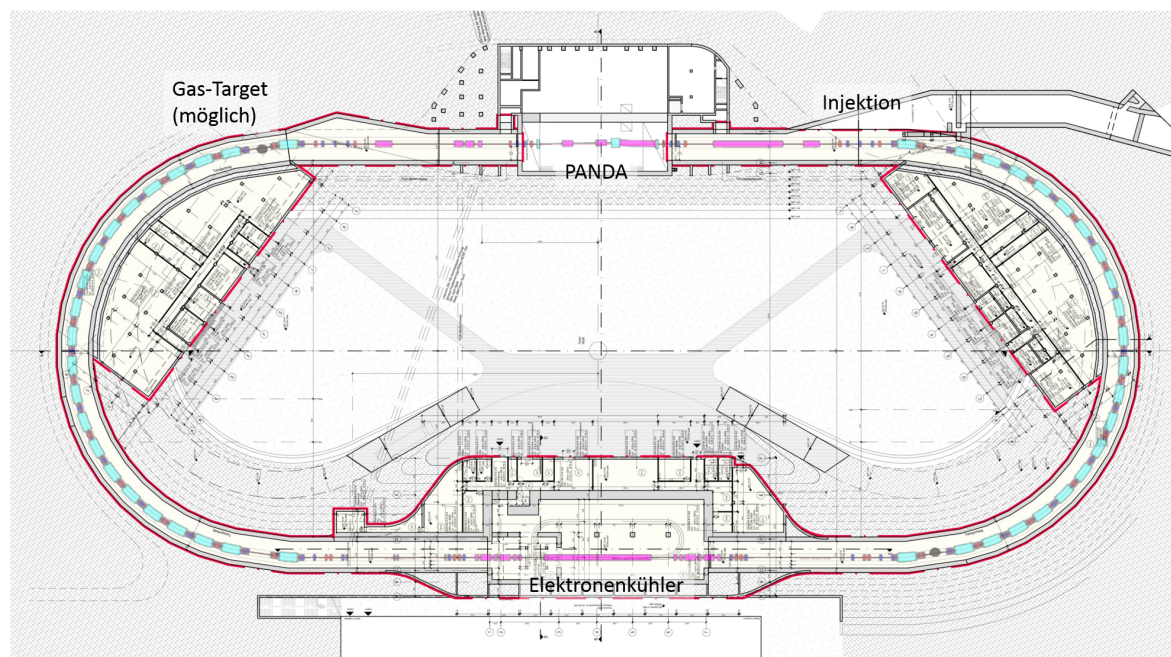
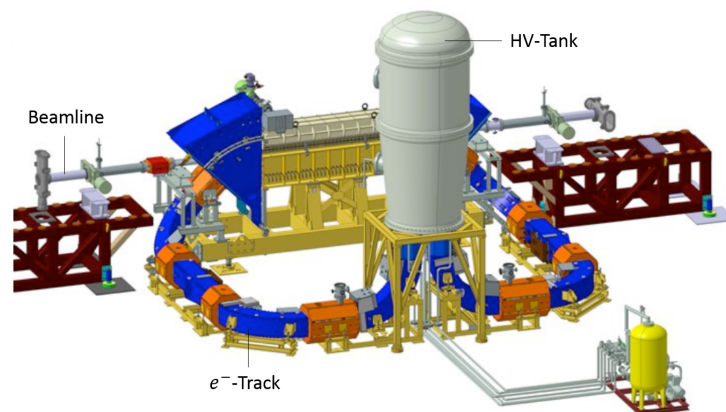


Abbildung 1.7: Schematische Darstellung des Hochenergie-Speicherrings mit den wichtigsten Komponenten. Der Grundriss des Aufbaus [26] wurde mit der technischen Zeichnung der Ringelemente [7] überlagert. Eingezeichnet ist auch eine der beiden möglichen Position für das interne Target des HESR in der Südwestkurve des Rings.

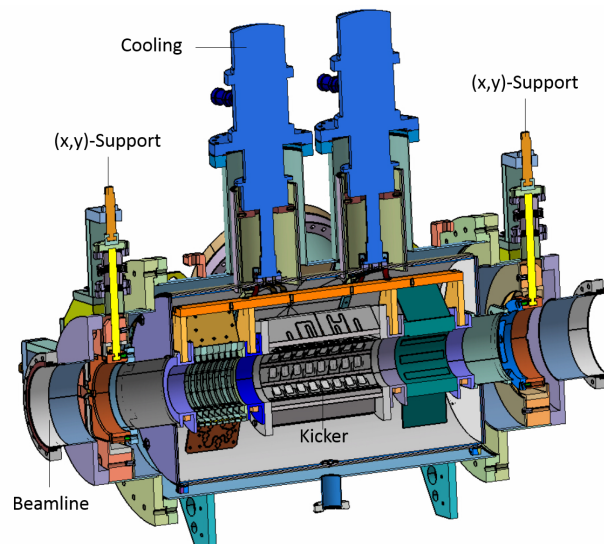
Ein Speicherring ist ein Ringbeschleuniger, der dazu dient beschleunigte Teilchenstrahlen über längere Zeit zu speichern und für am Ring aufgebaute Experimente bereitzustellen. Vorbeschleunigte Ionen werden an einer definierten Stelle mit Hilfe kurzer, sehr starker elektromagnetischer Impulse (Kicker) in den Speicherring injiziert und können dann auf die gewünschte Umlaufgeschwindigkeit beschleunigt oder abgebremst werden. Aus dem Technical Design Report [27] des HESR geht hervor, dass dieser einen Umfang von 574 m haben und in der Lage sein wird, Protonen, Antiprotonen, hochgeladene Schwerionen sowie Strahlen aus instabilen Isotopen zu speichern. Die magnetische Steifigkeit der Dipolmagnete beträgt etwa 50 Tm, was im Falle von Uran U^{92+} -Ionen eine maximale Umlaufenergie von 4,937 GeV/u festlegt. Die Injektionsenergie beträgt 740 MeV/u und es werden Strahlintensitäten bis zu 10^{11} Teilchen nach dem Einschuss im Ring erwartet. Das Gesamtvolumen des Rings von etwa $3,7 \text{ m}^3$ soll mit circa 20 Pumpstationen auf ein Ultrahochvakuum (UHV) im Bereich von 10^{-9} mbar gehalten werden. Entlang des Rings halten 44 Dipolmagnete den Strahl auf der Kreisbahn und 84 Quadrupolmagnete, sowie weitere Ausgleichsmagnete, fokussieren den Strahl auf seiner Achse.

Für die Präparation und Diagnose des gespeicherten Strahls sowie die eigentlichen Experimente stehen eine Reihe von Einrichtungen zur Verfügung, von denen im Folgenden die wichtigsten kurz dargestellt werden.

1.2.2 Kühlung des Ionenstrahls



(a)



(b)

Abbildung 1.8: (a) Schematische Darstellung des 2 MeV Elektronenküblers aus der ersten Aufbaustufe des HESR [4].

(b) Aufrissdarstellung der stochastischen Kühlung des HESR, wie sie als Testkammer am COSY in Jülich verbaut ist [27].

Da der Strahl nach dem Einschuss in den Ring eine sehr breite Impulsverteilung besitzt und später durch die Interaktion mit Restgasteilchen oder mit dem Target eine zusätzliche Verbeitung des Phasenraumvolumens erfährt, muss er gekühlt werden, um für Experimente eine definierte Strahlcharakteristik und möglichst lange Strahllebensdauer zu besitzen. Dazu ist am HESR sowohl die Möglichkeit der stochastischen Kühlung als auch ein Elektronenkühler vorgesehen.

Letzterer (siehe Abbildung 1.8 (a)) besteht aus einer Elektronenquelle und einem Beschleuniger, der die Elektronen so beschleunigt, dass sie eine sehr scharfe Impulsverteilung aufweisen und ihre Geschwindigkeit gleich der gewünschten Ionengeschwindigkeit

ist. Der Elektronenstrahl wird mit Hilfe elektromagnetischer Felder mit dem Ionenstrahl überlagert und fliegt eine gewisse Strecke mit diesem mit. Die Ionen stoßen mit den Elektronen und geben auf diese Weise jeweils einen Teil ihres Impulses an den Elektronenstrahl ab. So bewirken die Elektronen im Durchschnitt eine Verringerung des Phasenraumvolumens der Ionen, bis sich die beiden Strahlen im thermischen Gleichgewicht befinden und der Ionenstrahl damit effektiv gekühlt wurde. Die Elektronen werden anschließend wieder aus dem Ionenstrahl extrahiert. Für den HESR ist ein Elektronenkühler mit einer Energie von 2 MeV geplant, der später auf einen 4,5 MeV-Kühler erweitert werden soll [4]. Eine Kühlung der Ionen ist damit bis etwa 3,5 GeV/u möglich und Simulationen zeigen, dass bei einer Kühlung nahe der Einschussenergie eine Impulsbreite von $\Delta p/p = 7,2 \times 10^{-5}$ für U^{92+} zu erwarten ist. Höhere Energien erfordern eine sehr lange Kühlzeit, weshalb auf lange Sicht das Kühler-Upgrade geplant ist. Für den 4,5 MeV-Kühler werden auch bei höheren Energien in unter 10 s Kühlzeit Impulsbreiten von etwa 4×10^{-5} erwartet [27].

Bei noch höheren Energien kann die sogenannte stochastische Kühlung angewendet werden (siehe Abbildung 1.8 (b)). Die Phasenraumverteilung der Ionen wird an einem Sensor gemessen und an eine entfernte Stelle im Strahlverlauf weitergeleitet, wo sich ein Kicker befindet, der durch gezielte elektromagnetische Impulse das Phasenraumvolumen des Strahl verkleinert. Im statistischen Mittel sorgen die gezielten Impulse dafür, dass der Strahl eine Kühlung erfährt. Im Falle des HESR soll der stochastische Kühler durch zwei transversale Elemente in horizontale und vertikale Richtung und ein longitudinales Kühlerelement, bestehend aus einem sehr schmalen Bandpassfilter (Notch-Filter), realisiert werden. Der stochastische Kühler wird eine Bandbreite von 2 – 4 GHz haben und ist damit auf Energiebereiche über 2 GeV/u beschränkt [27].

1.2.3 Instrumente zur Strahldiagnose

Die geplante Strahldiagnose [27] beginnt in der Strahlführung der Einschusslinie mit einem sogenannten Stripline-Beam-Position-Monitor (BPM). Dieser besteht aus einem Zylinder, in dem entlang der Strahlachse vier Metallstreifen so angebracht sind, dass sich jeweils zwei Streifen gegenüber liegen und diese Paare eine Anordnung in der horizontalen und vertikalen Ebene des Strahls annehmen. Ein vorbeifliegendes Teilchenbündel induziert ein Spannungssignal in den Streifen, wobei das Verhältnis der Spannungsdifferenz zur Summe zweier gegenüberliegender Streifen gerade proportional zur Verschiebung des Strahls zum zentralen Durchlauf ist. Entlang des HESR werden insgesamt 76 solcher BPMs angebracht, sodass die genaue Strahlposition entlang der Strahlführung ermittelt werden kann [28].

Um die gesamte Strahlintensität zu ermitteln ist ein Strahlstromtransformator (BCT) vorgesehen. Dieser besteht aus zwei gegenläufigen Kupferspulen, die um einen Torus um ein Stück nicht leitende Strahlführung gewickelt sind. Wird der Aufbau mit einem oszillierenden Magnetfeld überlagert, so induziert ein konstanter Ionenstrom im Strahlrohr in den Spulen eine wiederum oszillierende Spannung, deren Gleichspannungsanteil proportional zum Stromfluss und damit zur Teilchenzahl der umlaufenden Ionen ist [29]. Die Impulsstruktur der Ionenbündel im Strahlverlauf kann über einen sogenannten Wall-Current-Monitor (WCM) beobachtet werden. Eine sehr schnelle Ladung erzeugt ein Magnetfeld, welches wiederum die Bildladungen der Ionen in der Wand der Strahl-

führung zu einem konstanten Stromfluss in entgegengesetzte Richtung anregt. Wird die Strahlführung durch einen Nichtleiter wie Keramik unterbrochen und mit Widerständen überbrückt, dann ist die Spannung, die über diese abfällt nach dem Ohmschem Gesetz gerade proportional zum Ionenstrom. Zusammen mit einem Tiefpass aus Ferrit-Kernen um den Spalt in der Strahlführung kann aus dem WCM-Signal die zeitliche Bündel-(Bunch)-Struktur der gespeicherten Ionen ermittelt werden [29].

Das Impulsspektrum der Ionen wird mit Hilfe eines Schottky-Pickups ausgelesen, dass im Wesentlichen aus zwei senkrecht zueinander angeordneten Plattenkondensatoren entlang der Strahlführung besteht. Jedes geladene Teilchen induziert in diesen einen kurzen Spannungsimpuls, dessen Frequenz direkt mit der Umlauffrequenz des Teilchens im Ring korreliert. Aus der spektralen Analyse des Gesamtsignals in Kombination mit einer hochfrequenten Resonanzeinstellung des Pickups auf die Umlauffrequenz der Teilchen lässt sich so die Impulsverteilung des Ionenstrahls ermitteln [30].

Ein weiterer geplanter Monitor ist der Beam-Profile-Monitor basierend auf der Ionisation der Restgasteilchen (IPM). Die umlaufenden Ionen stoßen mit den im Strahlverlauf verbleibenden Restgasteilchen und ionisieren diese zu Elektronen-Ionen-Paaren. In einem elektrischen Feld einer Hochspannungsquelle und einem überlagerten magnetischen Feld, welches die Effekte des Ionenstrahls ausgleicht, können die geladenen Produkte der Ionisation ungestört in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt werden bis diese auf oberhalb und unterhalb angebrachte Multi-Channel-Plates treffen. In diesen Arrays von Photoverstärker-Detektoren erzeugen sie ein orts aufgelöstes Muster, welches das räumliche Strahlprofil widerspiegelt [31].

Weiterhin sollen insgesamt 118 Beam-Loss-Monitore (MBL) in Form von einfachen Ionisationskammern helfen den Strahlverlust zu charakterisieren und die Magnetereinstellungen zu optimieren. Zusammen mit in den Strahlverlauf fahrbaren Schwermetalkeilen (Scraper) können sie ebenfalls zur Diagnose des Strahlprofils genutzt werden. Letztlich sollen die Diagnoseelemente noch Detektoren zur Überwachung und Einstellung der Betatron-Oszillation des Strahls und zum Beispiel dessen Polarisation beinhalten [27].

1.2.4 Internes Gas-Target

Das interne Target des HESR soll nach dem Vorbild des Targets des Experimentier-Speicherrings (ESR) der bestehenden GSI-Anlage gebaut werden [32]: Es handelt sich um ein Gas-Target, bei dem das Target-Gas durch eine Düse unter sehr hohem Druck durch die Wechselwirkungskammer geschossen wird und dort mit dem Ionenstrahl kreuzt (siehe Abbildung 1.9). Um in der Wechselwirkungskammer das Ultrahochvakuum der Strahlführung aufrecht zu erhalten, sind über- und unterhalb der Kammer differenzielle Pumpstufen angebracht. Jede Pumpstufe besteht aus einer Kammer, einer Turbomolekularpumpe (TMP) und einer schmalen Öffnung (Skimmer) zur nächsten Kammer. Wird die unterste Kammer geflutet, so saugt die TMP einen Teil des Gasballastes ab, während der Rest in die nächste Kammer überläuft. Auf diese Weise verringert sich der Restdruck von Kammer zu Kammer, bis er endlich das Vakuum-Niveau des HESR erreicht. Um das Target herum sind unter verschiedenen Winkeln Flansche angebracht, an denen Detektoren um den Wechselwirkungspunkt herum aufgestellt werden können.

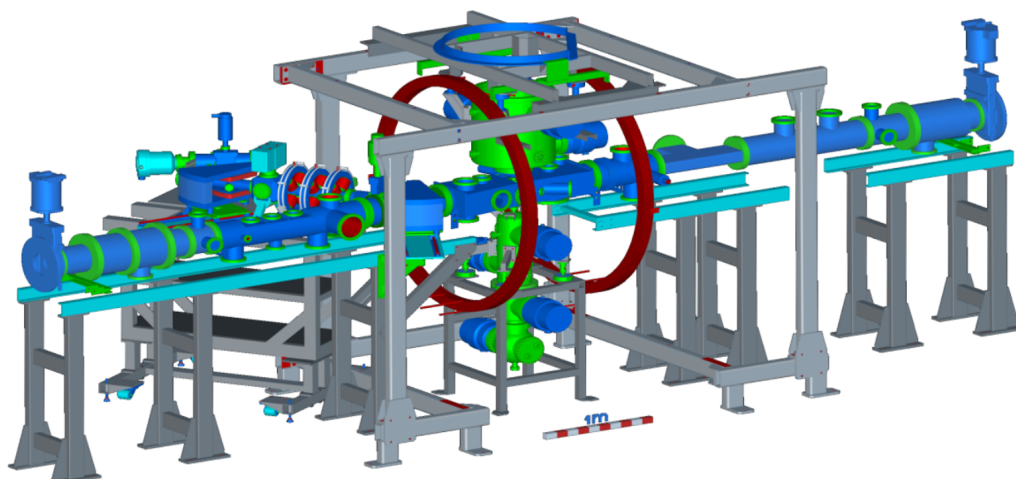


Abbildung 1.9: Dargestellt ist das CAD-Modell des internen Targets des ESR [4].

Das Gas-Target ist in der Lage Gase von Wasserstoff bis Xenon (H_2 , He, N_2 , Ar, Kr, Xe) als Target für die Ionen-Wechselwirkung bereitzustellen. Die Düse, durch welche die Gase expandiert werden, kann auf eine Temperatur bis 4 K herunter gekühlt werden, was dem Kondensationspunkt des Heliums entspricht. Es werden Flächendichten des Targets von 10^{10} cm^{-2} bis 10^{14} cm^{-2} erwartet und die Wechselwirkungsstrecke des Gasstrahls soll maximal 1 mm betragen. Ein kleinräumiger Wechselwirkungsbereich ist unter anderem von Vorteil, um die bei relativistischen Energien in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel jeweils auftretende Doppler-Verschiebung und Verbreiterung zu begrenzen. Diese Spezifikationen übertreffen Vergleichsdaten des aktuellen ESR-Targets um einen Faktor fünf und gehen auf die Tests und Verbesserungen aus den Erfahrungen mit dem ESR-Target zurück. Die gesamte Target-Bühne soll dreidimensional verfahrbar sein, um den Ionenstrahl immer optimal kreuzen zu können. Außerdem sind variable Einlass-Aperturen für den Gasstrahl geplant. Um das Target möglichst ohne Verzögerung an- und abschalten zu können ist weiterhin ein pneumatischer Verschluss des Gasstrahls in der dritten Einschussskammer vorgesehen.

Die Betriebsparameter des HESR und des internen Targets erschließen bisher noch nicht erreichte Bereiche der Energie, Intensität und Präzision. Sowohl bei der Betrachtung allgemeiner Wechselwirkungen der Schwerionen mit Materie in den Kapiteln 2 und 3, als auch bei der Planung eines konkreten Experiments am HESR in Kapitel 4 werden die hier dargestellten Randbedingungen daher eine zentrale Rolle spielen.

Kapitel 2

Physikalischer Hintergrund

In diesem Kapitel werden die für das Verständnis der Arbeit notwendigen Konzepte und physikalischen Prozesse erläutert. Zunächst werden die Definition des Wechselwirkungsquerschnitts sowie Grundlagen zur Photonpolarisation erläutert. Dann werden für spätere Berechnungen benötigte relativistische und geometrische Transformationen eingeführt. Anschließend folgt ein kurzer Überblick über die wichtigsten in asymmetrischen Ion-Atom-Stößen auftretenden Prozesse. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Emission von hochenergetischen Elektronen und Röntgenphotonen. Den Abschluss bildet eine kurze Diskussion der für den Nachweis von Röntgenstrahlung zentralen Wechselwirkungen.

2.1 Allgemeine Definitionen

2.1.1 Wechselwirkungsquerschnitt

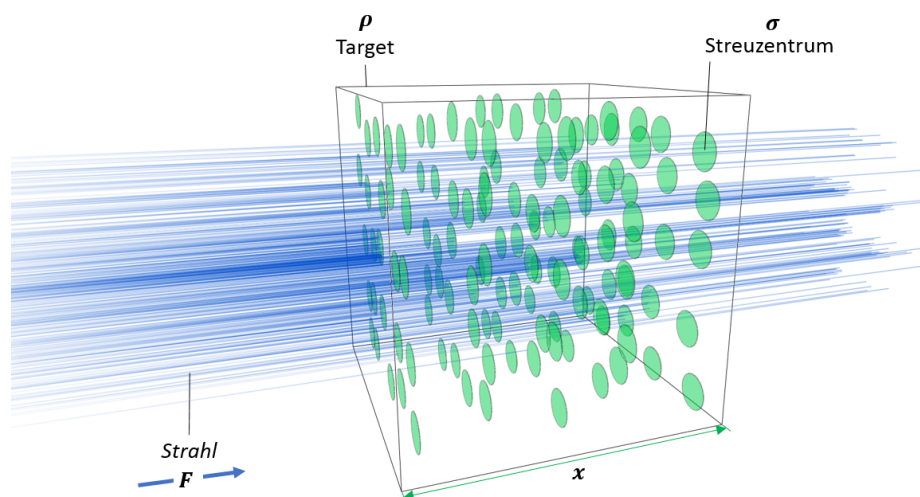


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines Teilchenstrahls mit Fluss F , der von links nach rechts ein Target mit der Dichte der Streuzentren ρ und Länge x durchdringt. Die Streuzentren (grün) des Targets absorbieren die Projektile (blau) aus dem Strahl und repräsentieren den Absorptionsquerschnitt σ durch eine entsprechende Zielfläche.

Bei der Charakterisierung der Wechselwirkungsprozesse zwischen Projektilionen und atomaren Targets wird meistens der sogenannte (totale) Wechselwirkungsquerschnitt σ beziehungsweise der winkel- oder energiedifferenzielle Querschnitt $d^2\sigma/d\Omega dE$ angegeben. Der Gesamtquerschnitt einer Wechselwirkung hat die Dimension einer Fläche und lässt sich als Wahrscheinlichkeitsmaß für das Auftreten des jeweiligen Prozesses verstehen. Bildlich betrachtet gibt der Querschnitt eine gedachte Zielfläche - gleich der einer Zielscheibe - an, die einfliegende Teilchen im Bezug auf den jeweiligen Prozess sehen. Je größer die Trefferfläche, desto wahrscheinlicher ist es, dass es zu einer Wechselwirkung kommt (siehe Abbildung 2.1). Um bei Wechselwirkungsprozessen, die ein oder mehrere auslaufende Teilchen aufweisen, den winkeldifferenziellen Querschnitt experimentell zu ermitteln, benötigt man den Fluss der einfallenden Teilchen F_{in} als Teilchen pro Zeit und Fläche sowie die Menge der betrachteten Teilchen N_{out} die in Folge der Wechselwirkung in ein bestimmtes Raumwinkelstück $d\Omega$ emittiert werden [33]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{out}}{F_{in}} \quad (2.1)$$

Werden mehrere Teilchen pro Wechselwirkung emittiert, so wird die Zahl der in ein bestimmtes Raumwinkelstück emittierten Teilchen für jedes Wechselwirkungsprodukt separat betrachtet und der Querschnitt nach allen Raumwinkelelementen differenziert angegeben. Interessiert man sich nur für ein spezielles Teilchen so muss der Querschnitt zuerst über die Raumwinkelelemente der übrigen Teilchen aufintegriert werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_i} = \int_{\Omega} \prod_{k \neq i} d\Omega_k \frac{d^N \sigma}{\prod_{j \neq i} d\Omega_j} \quad (2.2)$$

Der Querschnitt ist ein materialunabhängiges Maß, das nur von dem jeweils betrachteten Target beziehungsweise Stoßsystem abhängt. Um die tatsächliche Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines Teilchens in einem Material zu errechnen, wird zusätzlich die Dichte der Streuzentren n benötigt. Die Zahl der Streuzentren pro Volumeneinheit $n = \rho \cdot N_A / M$ wird durch die Massedichte ρ sowie die Avogadro-Konstante N_A und die molare Masse der Teilchen des Target-Materials M ausgedrückt. Die Wahrscheinlichkeit P pro Wegstrecke im Target ergibt sich dann für ein infinitesimal dünnes Materialstück dx zu:

$$dP = \sigma n dx \quad (2.3)$$

Wenn man davon ausgeht, dass ein einfliegendes Teilchen nach einer erfolgten Wechselwirkung aus dem Teilchenstrahl ausscheidet, ist es weiterhin günstig die Abschwächung μ einzuführen, die ein Teilchenstrahl in Materie durch einen bestimmten Prozess erfährt. Dazu betrachtet man die aus der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit resultierende Teilchenzahl des einfallenden Strahls $-dN = N \sigma n dx$ als Funktion der Eindringtiefe. Die Lösung der Differenzialgleichung beschreibt die Menge der Teilchen, die nach durchdringen der Materie mit einer Dicke x noch keine Wechselwirkung vollzogen haben. Entsprechend erhält man die Abschwächung des Teilchenstrahls als:

$$N(x) = N_0(1 - \exp(-\mu x)) \quad \text{mit} \quad \mu = \sigma \cdot n \quad (2.4)$$

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit $P(x) = 1 - N(x)/N_0$ als Verhältnis der gestreuten Teilchenzahl zur eingestrahnten Gesamtteilchenzahl N_0 gibt also an, wie wahrscheinlich es ist, dass ein Teilchen im Material nach einer bestimmten Eindringtiefe den beschriebenen Prozess vollzogen hat. Da häufig mehrere Prozesse beteiligt sind, muss man die Eintrittswahrscheinlichkeit des Einzelprozesses noch mit dem Verhältnis des betrachteten Querschnitts zum summierten Querschnitt aller Prozesse gewichten:

$$P_i(x) = \exp\left(-\left(\sum_k \sigma_k\right) \frac{N_A \rho}{M} x\right) \frac{\sigma_i}{\sum_k \sigma_k} \quad (2.5)$$

2.1.2 Polarisation von Photonen

Propagiert eine Welle durch ein Feld mit vektoriellm Charakter, so zeigt der Feldvektor während der Ausbreitung in verschiedene Richtungen. Genauer beschreibt er periodische Bahnen in der Frequenz der Ausbreitungsperiode, die als Polarisation bezeichnet werden. Photonen sind Energiequanten, die als diskrete Anregungszustände elektromagnetischer Wellenmoden verstanden werden und daher eine Polarisation tragen können. Für Photonen unterscheidet man zwischen den Fällen, in denen der Vektor nur entlang einer Achse schwingt und so, in die Ebene senkrecht zur Ausbreitung projiziert, eine Linie beschreibt (lineare Polarisation) und den Fällen in denen er auf Kreisbahnen dreht (zirkuläre Polarisation), deren Drehrichtung durch die sogenannte Helizität mit positivem oder negativem Vorzeichen angegeben wird (siehe Abbildung 2.2). Die Überlagerung linearer und zirkularer Zustände führt zu sogenannten elliptischen Polarisationen.

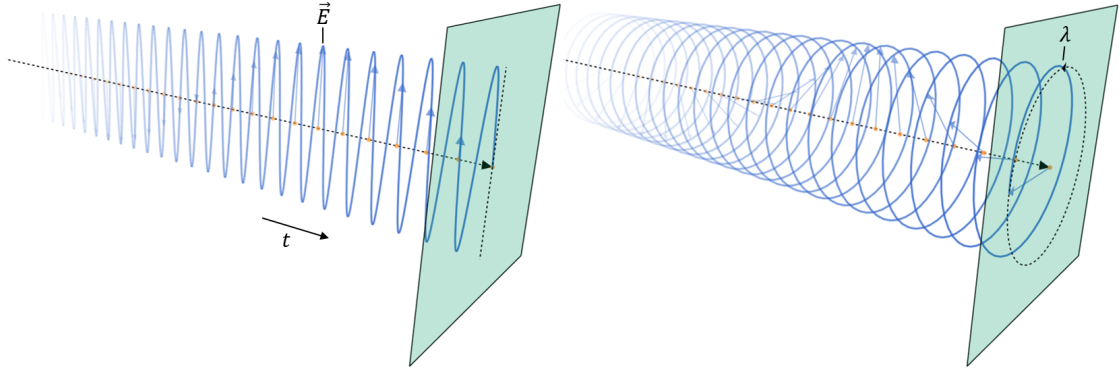


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines polarisierten Teilchens (orange) in mehreren Zeitschritten, das von links nach rechts propagiert. Das Teilchen trägt eine lineare (links) Polarisation (blau) in y -Richtung und eine zirkuläre (rechts) Polarisation mit negativer Helizität λ . Diese ist jeweils durch den Wellenvektor zu den verschiedenen Zeiten angedeutet. Die Schnittebene senkrecht zur Bewegungsrichtung verdeutlicht die Form der Polarisation.

Elektromagnetische Wellen lassen sich durch ein Vektorpotential \mathbf{A} und ein Skalarpotential Φ beschreiben, wobei für die Verknüpfungen mit den daraus hervorgehenden elektrischen und magnetischen Feldern \mathbf{E} und \mathbf{B} definitionsgemäß gilt:

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.7)$$

Üblicherweise wird für die Charakterisierung des Polarisationszustandes eines Photons die Ausrichtung des elektrischen Feldvektors verwendet (siehe Abbildung 2.2). Die Polarisation \mathbf{u} eines Photons kann durch Überlagerung von Zuständen einer zweidimensionalen Basis dargestellt werden. Häufig geschieht dies mit den Basisvektoren $|+\rangle$ und $|-\rangle$, welche die zirkuläre Polarisation mit positiver und negativer Helizität (Drehrichtung) beschreiben.

In einem Ensemble von mehreren Photonen ist die Angabe eines Polarisationszustandes als einheitlicher quantenmechanischer Eigenzustand des Systems nur dann sinnvoll, wenn der Zustand aller Photonen kohärent ist und jedes Photon den gleichen Zustand trägt. Um dennoch gemischte Zustände beschreiben zu können ist es hilfreich dies durch den Dichteoperator $\hat{\rho}$ zu tun, der in seiner Matrixdarstellung bezüglich der Helizität folgende Form hat [34]:

$$\langle k\lambda | \hat{\rho} | k\lambda' \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_3 & -P_1 + iP_2 \\ -P_1 - iP_2 & 1 - P_3 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Die auftretenden drei Parameter P_1 , P_2 und P_3 heißen Stokes-Parameter und werden benutzt, um den Polarisationszustand des Ensembles bezüglich eines kartesischen Referenzsystems beschreiben zu können. Sie definieren sich über das Verhältnis transmittierter Intensitäten zur Gesamtintensität eines Photonenstrahls beim Durchgang durch jeweils perfekte Polarisationsfilter für lineare und zirkuläre Polarisationen:

$$P_1 = \frac{I_{0^\circ} - I_{90^\circ}}{I} \quad (2.9)$$

$$P_2 = \frac{I_{45^\circ} - I_{135^\circ}}{I} \quad (2.10)$$

$$P_3 = \frac{I_+ - I_-}{I} \quad (2.11)$$

Es sind dabei I die Gesamtintensität des einfallenden Strahls (häufig auch als Parameter $P_0 = I$ bezeichnet) und I_ϕ die transmittierten Intensitäten. Dabei wird der lineare Polarisationsanteil durch senkrechte (0° und 90°) und diagonale (45° und 135°) Polarisationszustände bezüglich der Wahl des gewählten Koordinatensystems definiert und zirkularen Zustände (\pm) bezüglich der Drehrichtung im mathematischen Sinn angegeben. Weiterhin kann ein Parameter P_L eingeführt werden, der richtungsunabhängig den Grad der linearen Polarisation des Photonenstrahls angibt:

$$P_L = \sqrt{P_1^2 + P_2^2} \quad (2.12)$$

In den folgenden Kapiteln wird insbesondere im Zusammenhang mit der Strahlung der Radiativen Rekombination die Polarisation betrachtet, für die das Referenzsystem so gewählt wurde, dass gilt: $P_2 = 0$. Da es einen sehr großen Messaufwand darstellt für Röntgenstrahlung die zirkulare Polarisation P_3 zu bestimmen wird sie im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter betrachtet und kann daher ebenfalls vernachlässigt werden ($P_3 = 0$). Der verbleibende Parameter P_1 ist festgelegt durch $|P_1| = P_L$ und liegt zwischen ± 1 . Für die Grenzfälle $|P_1| = 1$ spricht man von einem reinen Zustand, da dann alle Photonen je nach Vorzeichen entweder entlang der x- oder y-Achse polarisiert sind. Für $|P_1| < 1$ findet man Zustände deren Polarisationsgrad abnimmt, bis im Falle von $P_1 = 0$ keinerlei lineare Polarisation mehr im Ensemble vorliegt. Dies entspricht einem Photonenstrahl, in dem alle möglichen Polarisationsrichtungen gleichverteilt vorkommen.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird die Charakterisierung der Polarisation von Photonen, die in Wechselwirkungen relativistischer Schwerionen mit Materie emittiert werden, von besonderem Interesse sein. Insbesondere der Zusammenhang 2.8 zwischen Stokes-Parametern und Dichtematrix spielt daher eine wichtige Rolle bei der Verknüpfung der experimentell messbaren Polarisation und der theoretischen Beschreibung der zugrunde liegenden Prozesse.

2.2 Transformationen

2.2.1 Relativistische Grundlagen

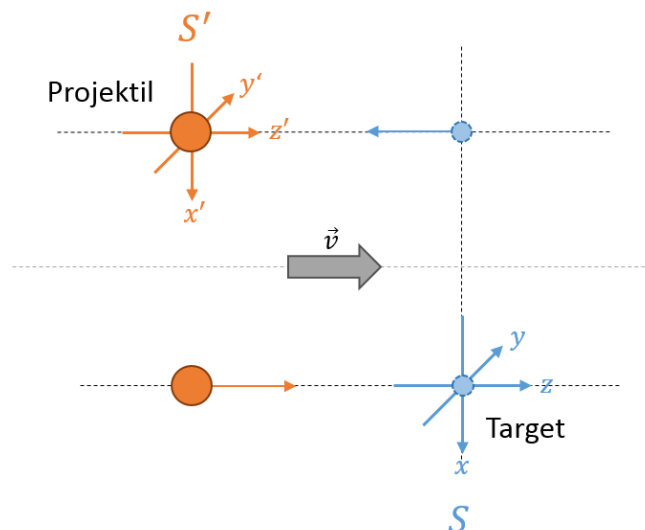


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines relativistischen Teilchens (orange) mit Geschwindigkeit v im als ruhend angenommenen Laborsystem S (blau) im Vergleich zu dessen Ruhesystem S' .

Da die im Nachfolgenden betrachteten Projektilgeschwindigkeiten relativ zum Target nicht mehr klein gegenüber der Lichtgeschwindigkeit sind, ist es im Sinne einer korrekten Behandlung der Transformationen zwischen Emittersystem und Laborsystem unerlässlich, eine relativistische Beschreibung zu verwenden. Die Beschreibung der physikalischen Größen erfolgt im Rahmen der Relativitätstheorie in einem flachen, vierdimensionalen Raum, der auch Minkowski-Raum genannt wird. In diesem wird dem dreidimensionalen Ort noch die Zeit als vierte Dimension zugeordnet. Punkte in der vierdimensionalen Raumzeit werden als sogenannte Vierer-Vektoren beschrieben: x^μ , $\mu \in \{0..3\}$, wobei $x^\mu = (ct, x, y, z)$.

Viele Rechnungen bezüglich Emissionsquerschnitten, Stoßwinkeln oder Energien bestimmter Wechselwirkungsprodukte sind im Ruhesystem oder Massen-Mittelpunkt-System der Dynamik deutlich einfacher zu beschreiben als im statischen Laborsystem, da in ersterem der Impuls des betrachteten Projektilsystems verschwindet. Um die Resultate dieser Berechnungen jedoch mit Messergebnissen von in Ruhe befindlichen Detektoren vergleichen zu können, müssen diese mit Hilfe der Lorentz-Transformation in das Laborsystem zurücktransformiert werden (vergleiche Abbildung 2.3).

Als Lorentz-Transformation Λ wird die lineare Abbildung verstanden, die zwei Raum-Zeit-Koordinaten in folgender Weise verbindet

$$x'^\mu = \Lambda^\mu_\nu x^\nu \equiv \sum_\nu \Lambda^\mu_\nu x^\nu \quad (2.13)$$

und dabei die Abstände in der Minkowski-Metrik erhält:

$$x'^\nu x'_\nu = x^\mu x_\mu \quad (2.14)$$

An dieser Stelle soll keine allgemeine Betrachtung der Lorentz-Transformation folgen sondern lediglich eine beispielhafte Rechnung, mit deren Hilfe alle Transformationen durchgeführt werden, die in den folgenden Kapiteln benötigt werden. Es sei S' das mitbewegte Inertialsystem eines Teilchen in einem Ionenstrahl, welches eine Geschwindigkeit \vec{v} entlang der z' -Achse (im Folgenden die Strahlachse) besitzt. S sei das zugehörige inertielle Laborsystem, dessen z -Achse kollinear zur z' -Achse ist und dessen x - und y -Achse parallel zu x' und y' stehen. Die ungestrichenen Koordinaten des Laborsystems können dann mit Hilfe folgender Lorentz-Transformation aus den Koordinaten des Ruhesystems des Teilchens berechnet werden [35]:

$$\begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & \beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Hierbei sind der Lorentz-Faktor γ und die reduzierte Geschwindigkeit β gegeben durch:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{und} \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} = \frac{v}{c} \quad (2.16)$$

Die Konstante c ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Eine weitere hilfreiche Beziehung zwischen den beiden Größen ist gegeben durch:

$$\gamma^2 \beta^2 + 1 = \frac{\beta^2}{\sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1-\beta^2}{1-\beta^2} = \gamma^2 \quad (2.17)$$

Gleichung 2.15 gilt auch für andere Vierer-Vektoren innerhalb des Minkowski-Raums und führt zum Beispiel bei der später wichtigen Energie-Impuls-Vektor-Transformation auf folgende Beziehung des Vierer-Impulses \mathbf{p} :

$$\mathbf{p} = \begin{pmatrix} \gamma(E' + vp'_z) \\ p'_x \\ p'_y \\ \gamma(p'_z + \frac{vE'}{c^2}) \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Bei der relativistischen Beschreibung der Wechselwirkungsprodukte unterscheidet man zwischen masselosen Teilchen und massebehafteten Teilchen. Die relativistische Gesamtenergie E des massebehafteten Teilchens, wie etwa eines Ions oder Elektrons, ist gegeben durch:

$$E = \sqrt{E_0^2 + p^2 c^2} = \gamma m c^2 \quad (2.19)$$

Die Ruheenergie E_0 des Teilchens, resultierend aus dessen Ruhemasse m und die kinetische Energie E_{kin} sind dabei folgendermaßen definiert:

$$E_0 = m c^2 \quad (2.20)$$

$$E_{\text{kin}} = E - E_0 \quad (2.21)$$

Und zuletzt ist der relativistische Impuls p des Teilchens definiert durch:

$$p = m \gamma v \quad (2.22)$$

Aus Gleichung 2.19 kann folgende Beziehung zwischen dem Lorentz-Faktor und der kinetischen Energie des Teilchens abgeleitet werden:

$$\frac{E_{kin}}{E_0} = (\gamma - 1) \quad (2.23)$$

Für Ionen wird üblicherweise nicht die Teilchengeschwindigkeit angegeben sondern die Strahlenergie E_{proj} . Diese wird zumeist in der Einheit MeV/u angegeben, die die kinetische Energie der Projektilionen auf die atomare Masseneinheit bezieht. Mit Hilfe der atomaren Masseneinheit $amu = 931,501600 \text{ MeV}/c^2$ folgt bei Verwendung der atomaren Einheiten:

$$\frac{E_{kin}}{E_0} \equiv \frac{E_{proj}}{amu} \quad (2.24)$$

Hieraus kann eine Gleichung aufgestellt werden, die die Projektilenergie in MeV/u und die Teilchengeschwindigkeit in Relation setzt:

$$\beta = \frac{\sqrt{1 + 2 \frac{amu}{E_{proj}}}}{1 + \frac{amu}{E_{proj}}} \quad (2.25)$$

Für masselose Teilchen findet man, dass die Ruheenergie $E_0 = 0$ verschwindet, woraus sich folgende Energie-Impuls-Beziehung ergibt:

$$E = pc \quad (2.26)$$

Diese Grundlagen werden in Kapitel 3.1.1 für konkrete Transformationen der Emissionscharakteristika aus dem Projektil- in das Laborsystem verwendet.

2.2.2 Geometrische Grundlagen

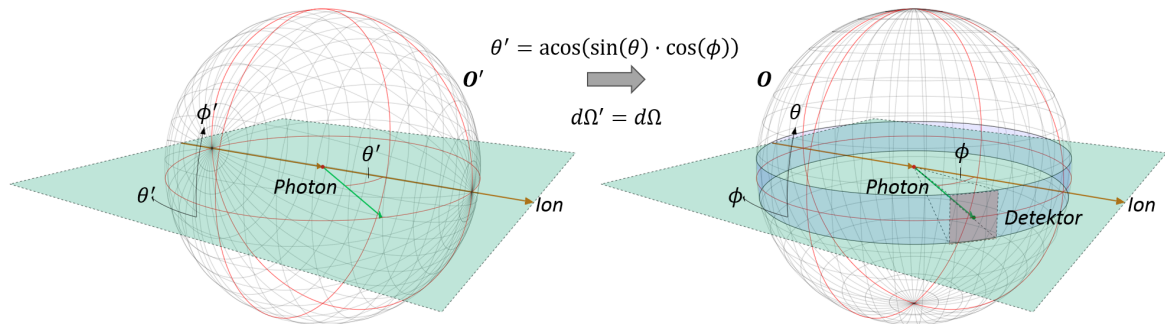


Abbildung 2.4: Vergleich des Koordinatensystems O' zur einfachen Beschreibung der Stoßgeometrie mit den Koordinaten O zur natürlichen Beschreibung der Detektorgeometrie.

Zur Beschreibung des winkeldifferenziellen Wechselwirkungsquerschnitts wird in der Regel das durch die Stoßrichtung definierte Kugelkoordinatensystem O' verwendet, in dem die z' -Achse mit der Flugrichtung des Projektils identifiziert wird und in dem dann der Polarwinkel θ' den Streuwinkel der Teilchen in der Stoßebene beschreibt.

Möchte man nun über die aktive Fläche eines Detektors integrieren, der unter einem Beobachtungswinkel θ'_0 aufgestellt ist, um die mittleren Eigenschaften der detektierten Teilchen zu bestimmen, so gestaltet sich die Beschreibung der Fläche in diesen Koordinaten aufgrund der Polstruktur als schwierig. Vielmehr würde es sich daher anbieten die Koordinaten O zu verwenden, in denen der Detektor um den Azimutalwinkel ϕ gedreht wird, da dessen Fläche dann unabhängig vom Beobachtungswinkel ϕ_0 beschrieben werden kann. Die beiden Systeme gehen durch Rotationen um jeweils 90° um die x' - und y' -Achse ineinander über. Anschließend identifiziert man die kartesischen Achsen der zugrundeliegenden Koordinatensysteme und findet:

$$\sin \theta' \cos \phi' = x' \equiv y = \sin \theta \sin \phi \quad (2.27)$$

$$\sin \theta' \sin \phi' = y' \equiv z = \cos \theta \quad (2.28)$$

$$\cos \theta' = z' \equiv x = \sin \theta \cos \phi \quad (2.29)$$

Es wurde hier angenommen, dass die Stoßgeometrie symmetrisch entlang der Strahlachse und daher isotrop in azimuthaler Richtung ist. Aus Gleichung 2.29 folgt die einfache Umrechnung der Detektorwinkel in die ursprüngliche Stoßgeometrie mit:

$$\theta' = \arccos(\sin \theta \cos \phi) \quad (2.30)$$

$$\phi' = \arccos\left(\frac{\sin \theta \sin \phi}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi}}\right) \quad (2.31)$$

Für einen rechteckigen Detektors mit Kantenlänge $w_0 \times w_1$ ergibt sich der mittlere Querschnitt über die Detektorfläche durch:

$$\sigma_{det} = \int_{\frac{\pi - \Delta\theta}{2}}^{\frac{\pi + \Delta\theta}{2}} \int_{\phi_0 - \frac{\Delta\phi}{2}}^{\phi_0 + \frac{\Delta\phi}{2}} d\theta d\phi \cdot \sin \theta \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\theta' = \arccos(\sin \theta \cos \phi)} \quad (2.32)$$

Die Öffnungswinkel $\Delta\phi$ und $\Delta\theta$ sind durch die Kantenlängen w_i und den Detektorabstand d gegeben durch:

$$\Delta\chi_i = 2 \arctan\left(\frac{w_i}{2d}\right) \quad (2.33)$$

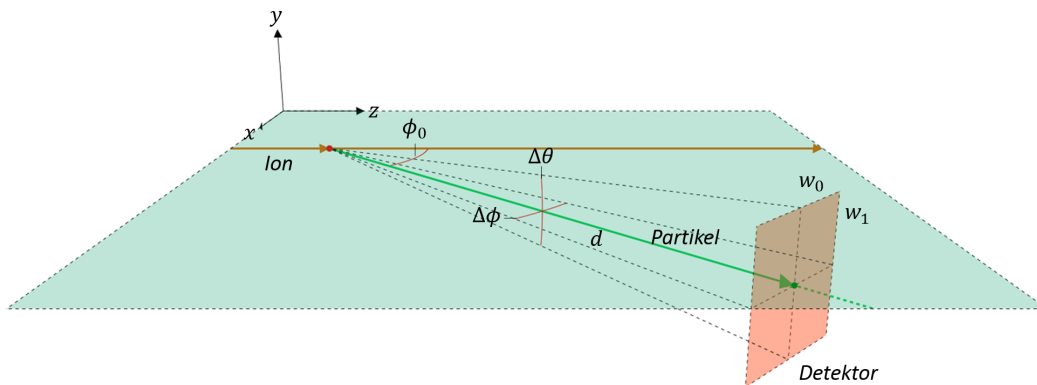


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Wechselwirkungsgeometrie mit Detektor mit Kantenlängen $w_0 \times w_1$ unter Beobachtungswinkel ϕ_0 .

Diese Koordinatensystemtransformation wird insbesondere in Kapitel 4 für die Optimierung und Simulation eines möglichen Experiments am HESR benötigt.

2.3 Wechselwirkungen relativistischer Ionen in Materie

Bei der Wechselwirkung von hochenergetischen Schwerionenstrahlen mit atomaren Targets stehen uns auf Seiten des Projektils wenige, sehr stark gebundene Elektronen sowie ein schwerer Kern mit großer Ladung und großer Relativgeschwindigkeit zum Target zur Verfügung, während auf Seiten des Targets verhältnismäßig schwach gebundene Elektronen und ein leichter Kern zu finden sind. In den nachfolgend beschriebenen Prozessen werden jeweils nur bestimmte Kombinationen dieser potentiellen Wechselwirkungspartner berücksichtigt. Seitens der die Wechselwirkung vermittelnden Kräfte wird die Beschreibung auf elektromagnetische Interaktionen beschränkt, da sich diese Arbeit auf atomphysikalische Effekte konzentriert. Kern-Kern-Wechselwirkungen treten nur bei sehr geringen Abständen zwischen den Stoßpartnern auf und haben entsprechend geringe Querschnitte. Ihr Beitrag zum Strahlungsuntergrund bei der Untersuchung atomphysikalischer Prozesse ist aus diesem Grund vernachlässigbar.

Da die exakte theoretische Beschreibung von Mehrelektronensystemen nicht möglich ist, müssen Näherungsverfahren angewendet werden. Welche Näherungsmethode jeweils zur Beschreibung der Wechselwirkung geeignet ist, hängt wesentlich vom Verhältnis der mittleren Geschwindigkeit des betrachteten Elektrons im gebundenen Zustand v_e zur Stoßgeschwindigkeit v_P oder von den Kernladungszahlen Z_T und Z_P von Target beziehungsweise Projektil ab. Liegt, wie im Rahmen dieser Arbeit für alle Stöße angenommen, v_P deutlich über v_e , so kann sich der Anfangszustand des Elektrons nicht adiabatisch an die Veränderung des Potentials während des Stoßes anpassen und es ist von einer abrupten Wechselwirkung auszugehen. Der Anfangszustand des betrachteten Elektrons kann in diesem Falle ohne Berücksichtigung der herannahenden Ladung beschrieben werden. Ist gleichzeitig Z_P klein gegenüber Z_T und damit die Bindung des Elektrons an das Target stärker als das Projektilpotential, so kann von einer kleinen, abrupten Störung ausgegangen werden (perturbatives Regime). Ist stattdessen $Z_P \gg Z_T$, wie es ebenfalls im Folgenden der Fall sein soll, so kann die Bindung des Elektrons im Anfangszustand vernachlässigt werden und es findet nur eine Wechselwirkung mit dem Projektilpotential statt. Dabei kann die ursprüngliche Bindung des Elektrons im Target im Rahmen der sogenannten Impulsapproximation näherungsweise berücksichtigt werden, indem man für das freie Elektron eine Impulsverteilung annimmt, die identisch zu der des gebundenen Zustandes ist (siehe dazu 3.1.2).

2.3.1 Radiativer Elektroneneinfang

Der Radiative Elektroneneinfang (Radiative Electron Capture, REC) beschreibt den Prozess, bei dem ein vorbeifliegendes Projektilion unter Emission eines Photons ein Elektron aus der Hülle eines Target-Atoms in einen gebundenen Zustand einfängt. Bei hinreichend großen Stoßenergien zwischen Projektilionen und Target-Atomen kann entsprechend der Impulsapproximation die Bindungsenergie der Elektronen im Target als vernachlässigbar klein angenommen werden, sodass der Stoßprozess näherungsweise als Wechselwirkung zwischen Ionen und freien Elektronen stattfindet. In diesem Fall spricht man vom Prozess der Radiativen Rekombination (RR), welcher wiederum der zeitinverse Prozess der Photoionisation (PI) ist (siehe Abbildung 2.6):

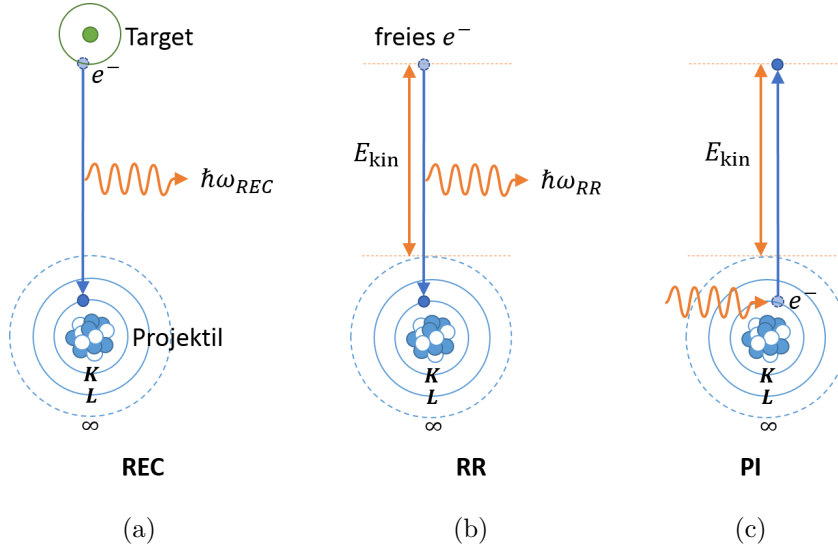


Abbildung 2.6: (a) Schematische Darstellung des Radiativen Einfangprozesses, bei dem unter Aussendung eines Photons ein Target-Elektron durch das Projektil eingefangen wird (REC). (b) Vergleichend dazu der Radiative Rekombinationsprozess, bei dem das einzufangende Elektron als frei angenommen wird (RR). (c) Sowie der dazu zeitinverse Photoionisationsprozess (PI).

$$Z_P^{q+} + Z_T \rightarrow Z_P^{(q-1)+} + Z_T^+ + \hbar\omega_{REC} \quad (2.34)$$

$$Z_P^{q+} + e^- \leftrightarrow Z_P^{(q-1)+} + \hbar\omega_{RR} \quad (2.35)$$

Die Energie der RR-Strahlung lässt sich im Projektilsystem in guter Näherung durch die Summe der kinetischen Energie des eingefangenen Elektrons und der freigesetzten Bindungsenergie des Einfangorbitals darstellen. Die Bindungsenergie des Target-Elektrons kann vernachlässigt werden, da sie im Vergleich zu diesen Energien klein ist. Sie muss daher für den REC-Prozess nicht weiter berücksichtigt werden. Allerdings führt die endliche Impulsverteilung der Target-Elektronen zu einer spektralen Aufweitung der nahezu monoenergetischen Energie der RR-Strahlung. Hinzu kommt noch die Lorentz-Transformation der Photonen in das Laborsystem (siehe Kapitel 3.1).

Neben einfachen Näherungsformeln zur Berechnung des totalen Wechselwirkungsquerschnitts, wie der Stobbe-Formel, führten A. Ichihara und J. Eichler sehr früh Rechnungen mit Hilfe der Übergangsmatrix des Photoionisationsprozesses durch und überführten diese dann mittels detailliertem Gleichgewicht in den winkeldifferenziellen Querschnitt der Radiativen Rekombination [14]. Die Berechnung der Querschnitte des REC-Prozesses kann anschließend mit Hilfe der Impulsverteilung der Elektronen durchgeführt werden, wenn man im Rahmen der Impulsapproximation davon ausgeht, dass die freien Elektronen die gleiche Impuls-Charakteristik aufweisen, als wären sie im Target gebunden. Eine detaillierte Beschreibung der Umrechnung erfolgt in Kapitel 3.1.2.

A. Surzhykov *et al.* [15,16] berechnen den RR-Querschnitt mit Hilfe des Dichte-Matrix-Formalismus unter Verwendung des elektromagnetischen Übergangsoperators

$$\hat{R}(\mathbf{k}) = \boldsymbol{\alpha} \cdot \hat{\mathbf{u}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.36)$$

wobei $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ eine ebene Welle mit Wellenvektor \mathbf{k} , $\boldsymbol{\alpha}$ die Vektorform der Dirac-Matrizen und $\hat{\mathbf{u}}$ den Einheitsvektor der Polarisation beschreiben. Der Initialzustand $|\mathbf{p}m_e\rangle$ des Systems, der mittels der Dichtematrix $\hat{\rho}_i$ ausgedrückt werden kann, beschreibt ein (quasi-)freies Elektron mit Impuls \mathbf{p} und Spinprojektion m_e . Die Dichtematrix des Endzustandes $\hat{\rho}_f$ kann dann wie folgt aus dem Initialzustand berechnet werden:

$$\hat{\rho}_f = \hat{R}^\dagger \hat{\rho}_i \hat{R} \quad (2.37)$$

Der Endzustand beschreibt ein emittiertes Photon mit Wellenvektor \mathbf{k} und Spinprojektion λ (Helizität) und den gebundenen Elektronenzustand $|J_b\mu_b\rangle$ mit Gesamtdrehimpuls-Quantenzahl J_b und Spindrehimpuls-Quantenzahl μ_b . Unter Verwendung des Projektionsoperators $\hat{P}_{\mathbf{k}}$ mit

$$\hat{P}_{\mathbf{k}} = \sum_{m_e\lambda\mu_b} |\mathbf{p}m_e\rangle |J_b\mu_b\rangle \langle J_b\mu_b| \langle \mathbf{p}m_e| \quad (2.38)$$

in die jeweilige Wellenausbreitungsrichtung \mathbf{k} können die Endzustände einer Winkelverteilung zugeordnet werden:

$$\text{Tr}(\hat{P}_{\mathbf{k}}\hat{\rho}_f) = \frac{1}{2} \sum_{m_e\lambda\mu_b} \left| \langle J_b\mu_b, \mathbf{k}\lambda | \hat{R}^\dagger | \mathbf{p}m_e \rangle \right|^2 \quad (2.39)$$

Der Vorteil des Dichtematrix-Formalismus ist, dass er flexibel einsetzbar und auch auf Mehrelektronensysteme anwendbar ist. Aus der Dichtematrix für das Photon $\hat{\rho}_{ph} = \text{Tr}\hat{\rho}_f$ kann direkt die Photonenpolarisation bestimmt werden. Ein Vergleich mit Gleichung 2.8 liefert die Verknüpfung mit den Stokes-Parametern:

$$\langle \mathbf{k}\lambda | \hat{\rho}_{ph} | \mathbf{k}\lambda' \rangle = \sum_{\mu_b m_s m'_s} \langle \mathbf{p}m_s | \hat{\rho}_i | \mathbf{p}m'_s \rangle \langle J_b\mu_b, \mathbf{k}\lambda | \hat{R}^\dagger | \mathbf{p}m_e \rangle \langle \mathbf{p}m'_s | \hat{R} | J_b\mu'_b, \mathbf{k}\lambda' \rangle \quad (2.40)$$

Die Berechnung der benötigten Matrix-Übergangselemente mittels der Elektronenwellenfunktion ψ für den freien und gebunden Zustand

$$\langle J_b\mu_b, \mathbf{k}\lambda | \hat{R}^\dagger | \mathbf{p}m_e \rangle = \int d^3r \psi_{J_b\mu_b}^\dagger(\mathbf{r}) \boldsymbol{\alpha}^\dagger \cdot \hat{\mathbf{u}}_\lambda^* \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \psi_{\mathbf{p}m_s}(\mathbf{r}) \quad (2.41)$$

kann durch eine Aufspaltung in Multipole des emittierten Strahlungsfeldes sowie einigen geometrischen Überlegungen vereinfacht werden. Außerdem hilft es den Kontinuumszustand des freien Elektrons mittels einer Partialwellenzerlegung durch Eigenzustände $|E_{\kappa jm_s}\rangle$ des Projektilsystems auszudrücken:

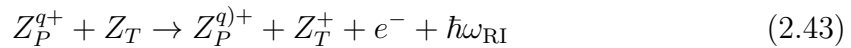
$$|\mathbf{p}m_s\rangle = \sum_{\kappa} i^l e^{i\Delta_\kappa} \sqrt{4\pi(2l+1)} \langle l0 \frac{1}{2} m_s | jm_s \rangle |E_{\kappa jm_s}\rangle \quad (2.42)$$

Summiert wird über die Drehimpuls-Quantenzahl $\kappa = \pm(j+1/2)$ der Dirac-Wellenfunktion. Es ist $l = j \pm 1/2$ die nicht-relativistische Bahndrehimpuls-Quantenzahl mit der Gesamtdrehimpuls-Quantenzahl j und Δ_κ bezeichnet den Coulomb-Phasenversatz, der aus der Fernfeld-Näherung der Lösung der korrespondierenden Dirac-Gleichung unter Verwendung des Coulomb-Potentials resultiert.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Berechnung der RR-Querschnitte sowie der Polarisation mit Hilfe eines Mathematica-Skripts durchgeführt (siehe Kapitel 3.1.3), welches von A. Surzhykov *et al.* bereitgestellt wurde [36].

2.3.2 Radiative Target-Ionisation (Bremsstrahlung)

Beim Stoß zwischen Projektil und Target stellt das Ion aufgrund seiner großen Ladung ein sehr starkes Potential für das schwach gebundene Target-Elektron dar. Eine perturbative Beschreibung der Wechselwirkung ist daher nur für große Stoßparameter möglich. In Bezug auf Elektronenstreuprozesse ist dies beispielsweise im Fall der Projektionisation (siehe Kapitel 2.3.4) zutreffend. Für kleinere Stoßparameter hingegen kann die Berechnung des Querschnitts ähnlich zum zuvor beschriebenen REC-Prozess durchgeführt werden. Das Target wird durch das Projektil ionisiert, jedoch wird das herausgeschlagene Elektron anschließend nicht durch das Ion eingefangen, sondern an dessen Potential gestreut. Dies geschieht entweder strahlungslos (siehe Kapitel 2.3.3) oder unter Emission eines Photons. Im Gegensatz zum REC-Prozess, bei dem das Elektron durch den Einfang zusätzlich seine Bindungsenergie abgibt, wird nur die Differenz der kinetischen Energien vor und nach dem Stoß abgestrahlt. Dieser Prozess wird Radiative Ionisation (RI) des Targets genannt:



Wird analog zur Betrachtung des RR-Prozesses die Impulsapproximation angewendet, so geht der RI-Prozess in den Fall der Bremsstrahlung mit inverser Kinematik über, bei dem ein initial freies Elektron in einen Kontinuumszustand des Projektils eingefangen wird (siehe Abbildung 2.7):

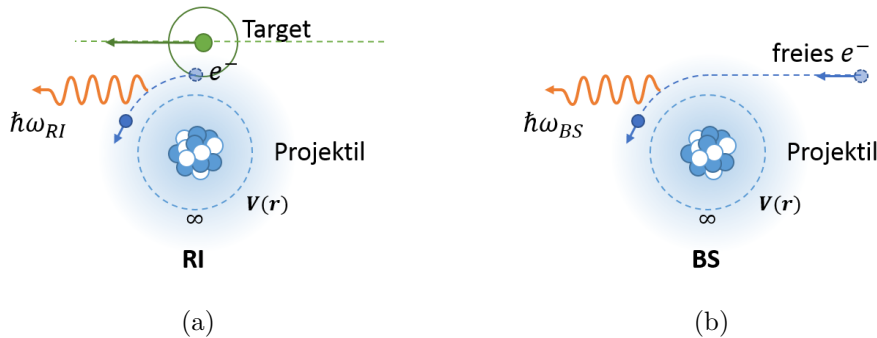


Abbildung 2.7: **(a)** Schematische Darstellung des Radiativen Target-Ionisationsprozesses, bei dem ein Elektron des Target-Atoms durch das Potential des Projektilions ionisiert und in einen Kontinuumszustand des Projektils eingefangen wird (RI). **(b)** Vergleichend dazu der Bremsstrahlungsprozess in inverser Kinematik, bei dem ein freies Elektron in einen Kontinuumszustand des Projektils eingefangen wird (BS).

Die Energie der Bremsstrahlung ist im Projektilsystem aufgrund der Energieerhaltung durch die Differenz zwischen initialer und finaler Elektronenenergie festgelegt. Dieses kann durch den Stoß maximal auf die Geschwindigkeit des Ions beschleunigt oder im Bild des Projektils vollständig abgebremst werden. Analog zum REC-Prozess kommen noch die Effekte der Impulsapproximation hinzu.

Wird ein geladenes Teilchen in einem elektromagnetischen Potential abgelenkt, so erfolgt eine Bahnänderung, der eine Beschleunigung zugrunde liegt. Die Beschleunigung von geladenen Teilchen führt zur Abstrahlung elektromagnetischer Wellen, welche im Bereich der Atomphysik allgemein als Bremsstrahlung bezeichnet werden. Am einfachen Beispiel eines relativistisch bewegten und beschleunigten, geladenen Punktteilchens kann dies demonstriert werden, wenn man sich das durch dieses erzeugte Liènard-Wiechert-Potential anschaut [37]:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta})}{\gamma^2 (1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^3 |\mathbf{r}|^2} + \frac{q\mathbf{n} \times ((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}})}{c(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})^3 |\mathbf{r}|} \right) \quad (2.45)$$

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{n}}{c} \times \mathbf{E} \quad (2.46)$$

Hierbei sind q die Ladung des Teilchens, $\boldsymbol{\beta}$ die Geschwindigkeit und $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ die Beschleunigung normiert mit der Lichtgeschwindigkeit. Der Vektor \mathbf{r} ist der Positionsvektor des Feldes, in dessen Ursprung das Punktteilchen sitzt und \mathbf{n} gibt den korrespondierenden Einheitsvektor an. Berechnet man aus den Feldvektoren den Poynting-Vektor $\mathbf{S} \propto \mathbf{E} \times \mathbf{B}$, so stellt man fest, dass für eine nicht verschwindende Beschleunigung Energiefluss-Terme auftreten, die in Abbildung 2.8 für verschiedene Parameter dargestellt sind. Bei der abgestrahlten Energie handelt es sich um die beschriebene Bremsstrahlung.

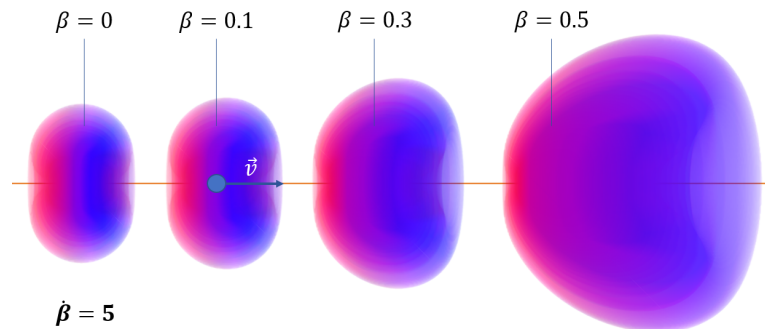


Abbildung 2.8: Dargestellt ist das dreidimensionale Poynting-Vektor-Feld resultierend aus dem Liènard-Wiechert-Potential für Teilchen mit verschiedenen Geschwindigkeiten β , die in Richtung ihrer Bewegung beschleunigt werden, wobei die Voxeltransparenz die Feldstärke repräsentiert. Die Vektorkomponente parallel zur Beschleunigung wurde auf den Rot-Kanal, Anteile senkrecht dazu auf den Blau-Kanal abgebildet. Man erkennt deutlich dass die beschleunigte Ladung einen Energiefluss (Bremsstrahlung) erzeugt, der mit steigender Geschwindigkeit immer stärker in Ausbreitungsrichtung gestreckt wird.

Die Berechnung der Querschnitte für den Bremsstrahlungsprozess gestaltet sich, wie von Yerokhin *et al.* [38] beschrieben, ähnlich zu jener der RR-Querschnitte, da man den Prozess ebenfalls als Einfang in das Projektilion auffassen kann: Der Dichteoperator $\hat{\rho}_i$ des Zustandes vor der Ablenkung beschreibt das einfliegende Elektron mit Impuls \mathbf{p}_i und Spin-Projektion m_{si} , während der Dichteoperator $\hat{\rho}_f$ nach der Streuung

sowohl das auslaufende Elektron mit Impuls \mathbf{p}_f und Spin-Projektion m_{sf} , als auch das abgestrahlte Photon mit Wellenzahl-Vektor \mathbf{k} und Helizität λ beschreibt. Die beiden Dichteoperatoren lassen sich mit Hilfe der Dichtematrizen zueinander in Relation bringen:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{k}\lambda | \hat{\rho}_f(\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_f) | \mathbf{k}\lambda' \rangle &= \sum_{m_{si} m'_{si} m_{sf}} \langle \mathbf{p}_i m_{si} | \hat{\rho}_i | \mathbf{p}_i m'_{si} \rangle \\ &\cdot \langle \mathbf{p}_i m_{si} | \boldsymbol{\alpha} \mathbf{u}_\lambda e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} | \mathbf{p}_f m_{sf} \rangle^* \\ &\cdot \langle \mathbf{p}_i m'_{si} | \boldsymbol{\alpha} \mathbf{u}_{\lambda'} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} | \mathbf{p}_f m_{sf} \rangle \end{aligned} \quad (2.47)$$

Hierbei wird über die Elektronen-Spinzustände summiert, da der Elektronen-Spin im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter betrachtet wird.

Die auftretenden Matrix-Übergangselemente $\langle \mathbf{p}_i m'_{si} | \boldsymbol{\alpha} \mathbf{u}_\lambda e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} | \mathbf{p}_f m_{sf} \rangle$ stellen den Übergang zwischen den zwei freien Elektronenzuständen mittels elektromagnetischem Wellenoperator dar, der das Bremsstrahlungsphoton repräsentiert. Sie können für die Berechnung in eine geeignetere Form überführt werden, indem beide freien Zustände sowie die ebene Welle in ihre Partialwellendarstellung zerlegt werden. Auf diese Weise zerfallen die Terme zu Summen über die Quantenzahlen der Drehmomente und Multipole sowie radiale Integrale über die Lösungen der Dirac-Gleichungen für das Zentralfeldproblem des Potentials des Projektilions. Dieses wird angenähert durch das Kernpotential eines ausgedehnten Kerns V_{nuc} und einem Screening-Potential der umgebenden Elektronen mit Dichte ρ bei einer atomaren Ausdehnung R_0 :

$$V(r) = V_{nuc}(r) + \alpha \int_0^{R_0} dr' \frac{1}{\max(r, r')} \rho(r') \quad (2.48)$$

Da im weiteren Verlauf dieser Arbeit hochgeladene Ionen betrachtet werden, für die Screening-Effekte vernachlässigbar sind, werden diese im Folgenden nicht weiter berücksichtigt. Eine detaillierte Darstellung der benötigten Schritte für die Berechnung der Bremsstrahlungseigenschaften ist sehr kompliziert und übersteigt den Rahmen dieser Arbeit. Es wird daher an dieser Stelle auf die Literatur [38, 39] verwiesen.

Der dreifach differenzielle Querschnitt, der sowohl das Photon und dessen Energie, als auch das Elektron berücksichtigt kann aus der Dichtematrix einfach berechnet werden:

$$\frac{d\sigma^3}{dk d\Omega_k d\Omega_p} = \frac{1}{128\pi^2} \frac{k^2}{p_i^2} \frac{\alpha}{Z^2} \sum_\lambda \langle \mathbf{k}\lambda | \hat{\rho}_f(\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_f) | \mathbf{k}\lambda \rangle \quad (2.49)$$

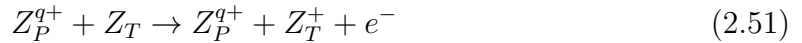
Um die Polarisation der Bremsstrahlung zu bestimmen, wird die Dichtematrix des Photons mit den Stokes-Parametern verglichen:

$$\frac{\langle \mathbf{k}\lambda | \hat{\rho}_f(\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_f) | \mathbf{k}\lambda' \rangle}{\sum_{\tilde{\lambda}} \langle \mathbf{k}\tilde{\lambda} | \hat{\rho}_f(\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_f) | \mathbf{k}\tilde{\lambda} \rangle} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_3 & P_1 - iP_2 \\ P_1 + iP_2 & 1 - P_3 \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

Die Implementierung der nötigen Berechnungen für den doppelt und dreifach differenziellen Querschnitt der Bremsstrahlung wurde von R. A. Müller *et al.* [39] durchgeführt und liegt als c++-Quellcode vor.

2.3.3 Nicht-Radiative Target-Ionisation (Binary Encounter)

Auch im Falle der nicht strahlenden Target-Ionisation ist aufgrund des großen Potentialunterschieds zwischen Projektil und Target eine perturbative Behandlung in weiten Stoßparameterbereichen nicht sinnvoll, weshalb eine analoge Beschreibung wie in den vorangehenden Kapiteln verwendet wird. Wird das als frei angenommene Target-Elektron durch das Projektilion weder in einen gebundenen, noch freien Zustand eingefangen, sondern lediglich elastisch (also ohne Energieübertrag) am Potential des Projektils gestreut, so ist der Prozess strahlungsfrei und es handelt sich um den Fall der Nicht-Radiativen Target-Ionisation beziehungsweise Binary Encounter (BE):



Im Rahmen der Impulsapproximation betrachtet man die Streuung eines freien Elektrons am Potential des Projektilions. Der Prozess stellt das Infrarotlimit des Bremsstrahlungsprozesses dar und lässt sich als Rutherford-Streuung (relativistisch korrekt als Mott-Streuung, siehe dazu [40]) beschreiben (siehe Abbildung 2.9):

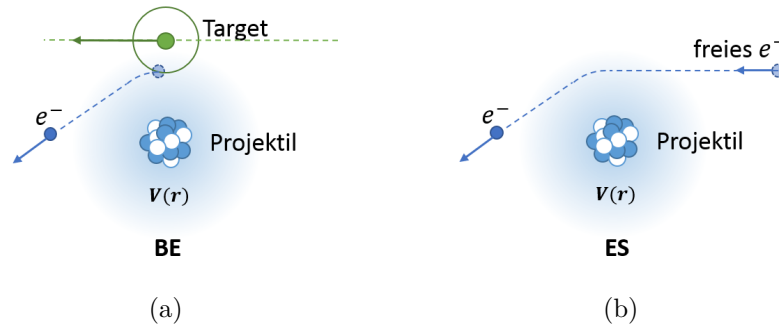


Abbildung 2.9: **(a)** Schematische Darstellung des Binary-Encounter-Prozesses, bei dem ein Elektron des Target-Atoms durch das Potential des Projektilions ionisiert und elastisch gestreut wird (BE). **(b)** Vergleichend dazu der elastische Elektronenstreuungsprozess, bei dem ein (quasi-)freies Elektron elastisch gestreut wird (ES).

Die kinetische Energie der Elektronen ändert sich durch den Stoß im Projektilsystem nicht und sie werden mit Projektilgeschwindigkeit emittiert. Im Falle des Binary Encounters kommt zusätzlich noch der initiale Impuls der Target-Elektronen hinzu. Die Darstellung der Berechnung des winkeldifferenziellen Querschnitts der Elektronenstreuung wurde an die Herleitungen von F. Salvat *et al.* [41] angelehnt: Es sind im Folgenden f die Amplitude der gestreuten Welle deren Spin-Richtung unverändert bleibt und g die Amplitude der gestreuten Spin-Flip-Welle, resultierend aus der Spin-Bahn-Kopplung. Der Winkel θ beschreibt den Streuwinkel:

$$\frac{d\sigma_{ES}}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2 \quad (2.53)$$

Die Amplituden beschreiben asymptotische Lösungen der Dirac-Gleichung für das Zentralfeldproblem des Projektilions $V(r)$ für große Abstände vom Streuzentrum und stellen die einlaufende ebene Welle mit Überlagerung der am Streuzentrum emittierten Kugelwelle dar. Durch eine Partialwellenzerlegung erhält man die Ausdrücke:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} [(l+1) [\exp(2i\delta_{k=-l-1}) - 1] + l [\exp(2i\delta_{k=l}) - 1]] P_l(\cos \theta) \quad (2.54)$$

$$g(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} [-\exp(2i\delta_{k=-l-1}) + \exp(2i\delta_{k=l})] P_l^1(\cos \theta) \quad (2.55)$$

Die auftretenden Quantenzahlen l und κ beschreiben den Bahndrehimpuls und die relativistische Quantenzahl κ ist definiert als $\kappa = (j-l)(2j+1)$, wobei j der Gesamtimpuls ist. P_l und P_l^1 sind die Legendre-Polynome und assoziierten Legendre-Funktionen. Der Phasenversatz δ_κ trägt die Informationen über das Streupotential. Indem man die Dirac-Funktion für das Zentralpotentialproblem löst, erhält man die Zustände der Form:

$$\psi_{E\kappa m} \frac{1}{r} \begin{pmatrix} P_{E\kappa} \Omega_{\kappa m} \\ iQ_{E\kappa} \Omega_{-\kappa m} \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

Die Dirac-Spinoren $\Omega_{\kappa m}$ drücken das sphärische Verhalten des Zustandes aus und die Radialterme $P_{E\kappa}$ und $Q_{E\kappa}$ müssen die gekoppelten Differenzialgleichungen für das Zentralfeld erfüllen:

$$\frac{dP_{E\kappa}}{dr} = -\frac{\kappa}{r} P_{E\kappa} + \frac{E - V + 2m_e c^2}{c\hbar} Q_{E\kappa} \quad (2.57)$$

$$\frac{dQ_{E\kappa}}{dr} = \frac{\kappa}{r} Q_{E\kappa} - \frac{E - V}{c\hbar} P_{E\kappa} \quad (2.58)$$

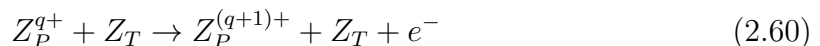
Es sind E die Energie des Zustandes, V die Stärke des Potentials und r der Abstand vom Zentrum. Anschließend kann das Fernfeld-Verhalten der Lösung dieses Gleichungssystems dargestellt werden als

$$P_{E\kappa}(r) \approx \sin\left(kr - l\frac{\pi}{2} + \delta_\kappa\right) \quad (2.59)$$

und somit ein Ausdruck für δ_κ gefunden werden, der dieses mit dem Zentralfeldproblem des Projektilions verknüpft. Für die numerische Auswertung der differenziellen Querschnitte steht eine große Zahl an Potentialapproximationen, Screening-Methoden für Hochenergie-Stöße und Dirac-Wellen-Approximationen zur Auswahl. Die beschriebenen Berechnungen wurden im Programm ELSEPA implementiert [41], das in den folgenden Kapiteln zur Berechnung der Querschnitte benutzt wird (siehe Kapitel 3.1.5). Abschließend müssen die errechneten Streuquerschnitte analog zum REC-Fall noch mit der Impulsverteilung der gebundenen Target-Elektronen gefaltet werden, um den Target-Ionisationsquerschnitt zu berechnen.

2.3.4 Projektilionisation

Ebenso, wie das Projektil bei der Wechselwirkung mit dem Target dieses ionisieren kann, ist es möglich, dass das Projektilion durch das Coulomb-Feld des Target-Atoms weiter ionisiert wird:



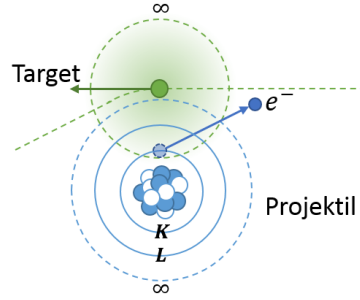


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung des Prozesses der Projektilionisation, bei dem eine Elektron des Projektilions durch das Potential des Target-Atoms ionisiert wird. Im Gegensatz zur Ionisation des Targets wird für die stark gebundenen Elektronen des Projektils ein perturbativer Ansatz genutzt.

Zur Berechnung der Projektilionisation stellt man sich wiederum die inverse Geometrie vor, in der das Target auf das Projektilion geschossen wird. Im Gegensatz zum Fall der Target-Ionisation kann aufgrund der starken Bindung der Restelextronen an das Projektilion sowie der relativ geringen Ladung des Target-Kerns beziehungsweise der Elektronen von einer schwachen Störung des Projektilpotentials ausgegangen werden und die Störungstheorie in erster Ordnung ist anwendbar. Außerdem es ist wichtig, dass die Elektronengeschwindigkeit des zu ionisierenden Elektrons im Projektilion wesentlich kleiner ist, als die Relativgeschwindigkeit des Targets und sich dann gemäß der Bornschen-Näherung die Bewegungen von Kern und Elektronen um den Kern getrennt betrachten lassen. Wenn zusätzlich die Annahme getroffen wird, dass sich die Trajektorie des Projektils durch den Stoß nicht signifikant ändert, kann das einlaufende Elektron als ebene Welle beschrieben werden. Man spricht dann von einer Plain-Wave Born Approximation (PWBA).

Wie von R. Rice *et al.* gezeigt kann der Gesamtquerschnitt als Integral über alle möglichen kinetischen Energien der freigesetzten Elektronen ϵ und alle möglichen Impulsüberträge durch das Projektil auf das Target-Elektron q dargestellt werden [42]:

$$\sigma_{\text{ION}} = 8\pi a_0^2 \left(\frac{Z_T \alpha}{\beta} \right)^2 \int_0^\infty d\epsilon \int_{q_0}^\infty dq \left| \langle \epsilon | \exp \left[\frac{i\mathbf{q}\mathbf{r}}{\hbar} \right] | s \rangle \right|^2 \quad (2.61)$$

Die Integration der Impulsüberträge beginnt bei dem minimalen für die Ionisation benötigten Impuls q_0 . Die Zustände $|\epsilon\rangle$ und $|s\rangle$ beschreiben den ungebundenen Elektronenzustand mit kinetischer Energie ϵ und den gebundenen Zustand in der Schale $s \in \{1s1/2, 2s1/2, \dots\}$. Die Konstante α ist hier die Feinstrukturkonstante und a_0 ist der Bohrsche Atomradius. Das Integral kann durch tabellierte Werte in [43, 44] approximiert werden (siehe Kapitel 3.1.6).

Da die Projektilionen im Rahmen dieser Näherung nur durch eine kurze Fluktuation des Potential ionisiert werden, findet durch den Stoß kein großer Impulsübertrag auf sie statt. Im Projektilsystem weisen sie daher nur eine kleine kinetische Energie auf und fliegen somit aus Sicht des Laborsystem auch nach der Ionisation mit dem Ionenstrahl mit.

2.3.5 Weitere Effekte

Im Folgenden werden der Vollständigkeit halber weitere, bei Schwerionen-Atom-Stößen auftretende Umladungs- und Emissionsprozesse kurz dargestellt. Diese werden jedoch im weiteren Verlauf der Arbeit nicht mehr betrachtet.

Vakuum-Einfang

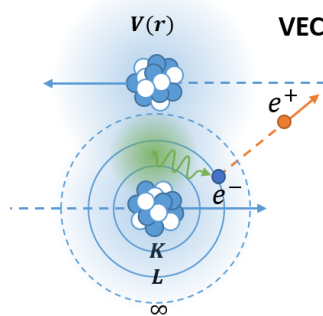


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung des Vakuum-Einfangprozesses, bei dem die Potentiale zweier sehr schwerer Ionen so weit überlappen, dass im gemeinsamen Potential ein virtuelles Photon entsteht und in ein gebundenes Elektron und ein Positron zerfällt.

Ein weiterer möglicher Einfangprozess, der bei noch höheren Energien eine Rolle spielt ($\sigma_{\text{VEC}} \approx 1 \text{ pB} \cdot Z_P^5 Z_T^2 \cdot \log \frac{\gamma}{10}$) [45], der Vollständigkeit halber jedoch erwähnt werden soll ist der sogenannte Vakuum-Elektroneneinfang (VEC) [46]: Beim Überlapp zweier sehr schwerer Ionen können für kurze Zeit quasi-molekulare Verbundorbitale mit extrem hohe Feldstärken entstehen, die aufgrund ihrer hochrelativistischen Natur nicht mehr wesentlich von photonischen Zuständen unterschieden werden können. Daher kann man sie theoretisch auch als virtuelle Photonen behandeln, die im Sinne der Paarerzeugung im Beisein eines schweren Kerns, der den Rückstoß absorbiert, in ein Elektron und ein Positron zerfallen. Da für den Einfang eines freien erzeugten Elektrons alle geltenden Resonanzbedingungen erfüllt sein müssen, ist es wesentlich wahrscheinlicher, dass das Elektron direkt in einen gebundenen Zustand erzeugt wird. Das Positron wird in einen freien Zustand emittiert und kann später mit einem anderen Elektron annihilieren (siehe Abbildung 2.11):



Nicht-Radiativer Einfangprozess

Neben dem Elektroneneinfang unter Emission eines Photons, gibt es auch die Möglichkeit des Nicht-Radiativen Einfangs (NRC) [47]: Wenn Target und Projektil eine sehr geringe Relativgeschwindigkeit zueinander haben, kann es passieren, dass ein Elektron des Targets strahlungslos in einen Projektilzustand übergeht, wenn der Überlapp der Impulsverteilung von Quell- und Ziel-Orbital unter Berücksichtigung der Stoßgeschwindigkeit hinreichend groß ist (siehe Abbildung 2.12). Der Impulsrückstoß des Übergangs

des Elektrons wird vom Target-Atom aufgefangen. Bei hohen Stoßgeschwindigkeiten ist dieser Prozess nur für schwere Targets und stark gebundene Elektronen relevant, für die ein nicht verschwindender Überlapp der Impulsverteilungen existiert:

$$\sigma_{\text{NRC}} \propto \frac{Z_P^5 Z_T^5}{E_{\text{kin}}^5} \quad (2.63)$$

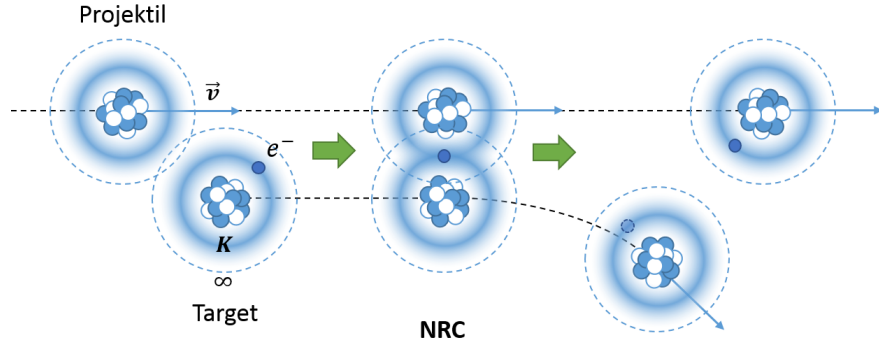


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung des Nicht-Radiativen Elektroneneinfangprozesses, bei dem die Impulsprofile der Orbitale zweier sehr schwerer Ionen so weit überlappen, dass ein stark gebundenes Elektron strahlungslos von einem auf das andere Ion übergehen kann und dabei seinen Impuls an das Target überträgt.

Dielektrische Rekombination

Weiterhin kann der zeitinverse Auger-Prozess (auch Dielektrische Rekombination - DR genannt) auftreten. Dieser bezeichnet, dass ein (quasi-)freies Elektron durch das Projektilion eingefangen wird und die Bindungsenergie der Rekombination nicht in Form eines Photons emittiert wird, sondern relaxiert, indem ein weiteres gebundenes Elektron in einen höherenergetischen Zustand übergeht. Da für diese Art der Energieübertragung die Resonanzbedingung des Übergangs erfüllt sein muss und sie folglich nur bei einer diskreten Menge von Energien stattfinden kann, ist der Prozess im Vergleich zur strahlenden Rekombination eher von geringer Bedeutung. Er eignet sich jedoch gut dazu die Struktur der Ionen zu untersuchen, da man durch gezielte Anregung der Dielektrischen Rekombination die Energieniveaus präzise vermessen kann, weil die angeregten Zustände nach kurzer Zeit zerfallen und spektroskopisch vermessen werden können [48] (siehe Abbildung 2.13).

Bei den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten kinetischen Energien der eingefangenen Elektronen ist es nahezu unmöglich, dass der DR-Prozess überhaupt auftritt, da alle Elektronen Energien haben, die die Ionisationsenergie der Projektile deutlich übersteigen. Stattdessen spielt der nahe verwandte Prozess der Negativ-Kontinuums-Dielektrischen Rekombination (NCDR) eine zunehmend wichtige Rolle. Er beschreibt, dass ein freies Elektron in einen gebundenen Zustand des Projektilions eingefangen wird und die dabei frei werdende Differenz aus kinetischer Energie und Bindungsenergie groß genug ist, um ein Elektron-Positron-Paar zu erzeugen. Der Vorstellung nach wird das Elektron aus einem negativen Kontinuumszustand des Dirac-Sees in einen Bindungszustand des Ions angehoben und das Positron wird abgestrahlt [49, 50].

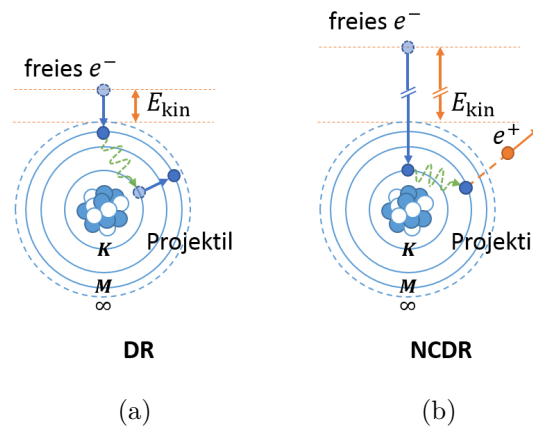


Abbildung 2.13: **(a)** Darstellung des Dielektrischen Rekombinationsprozesses, bei dem ein (quasi-)freies Elektron eingefangen wird und die Bindungsenergie nicht emittiert, sondern auf ein weiteres gebundenes Elektron übertragen wird, welches dann in einen höheren gebundenen Zustand übergeht (DR). **(b)** Darstellung des Negativ-Kontinuum-Dielektrischen Rekombinationsprozesses, bei dem die freiwerdende Energie aus dem Einfang eines freien Elektrons ausreicht, um ein Elektron aus dem Dirac-See in einen gebundenen Zustand anzuheben. Das Positron aus der Paarerzeugung wird emittiert (NCDR).

Charakteristische Röntgenstrahlung

Bei der Abstrahlung charakteristischer Röntgenstrahlung handelt es sich im Kontext der betrachteten Ion-Atom-Stöße um einen sekundären Emissionsprozess, der einer Anregung der Projektionen oder des Targets durch einen primären Wechselwirkungsprozess folgt [51]: Wird zum Beispiel in einem atomaren System mit mehreren Elektronen, ein kernnahes Elektron durch Ionisation aus dem System entfernt, so entsteht eine Vakanz, in die ein verbleibendes, weniger stark gebundenes Elektron relaxieren kann. Auch nachdem ein Elektroneneinfang in einen angeregten Zustand eines hochgeladenen Ions stattgefunden hat, geht des eingefangenen Elektron nach sehr kurzer Zeit in einen energetisch günstigeren Zustand über und füllt somit ebenfalls eine kernnahe Vakanz. Die dabei jeweils frei werdende Energie entspricht der Differenz der Bindungsenergien der beteiligten Zustände des relaxierenden Elektrons und wird in Form eines Röntgenphotons abgestrahlt (siehe Abbildung 2.14).

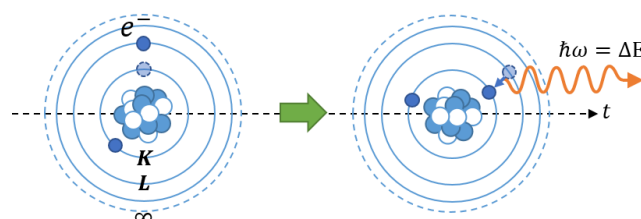


Abbildung 2.14: Darstellung des Emissionsprozesses charakteristischer Röntgenstrahlung, die entsteht, wenn ein angeregtes atomares System in einen energetisch günstigeren Zustand übergeht.

Die emittierten Röntgenphotonen tragen eine charakteristische Energie, die durch den erzeugenden Übergang genau definiert ist. Aufgrund der nahezu monoenergetischen Natur der Strahlung einzelner Übergänge ist sie für spektroskopische Untersuchungen der atomaren Struktur gut geeignet (siehe zum Beispiel Abbildung 2.15 sowie [52]), jedoch für die Betrachtungen im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter relevant.

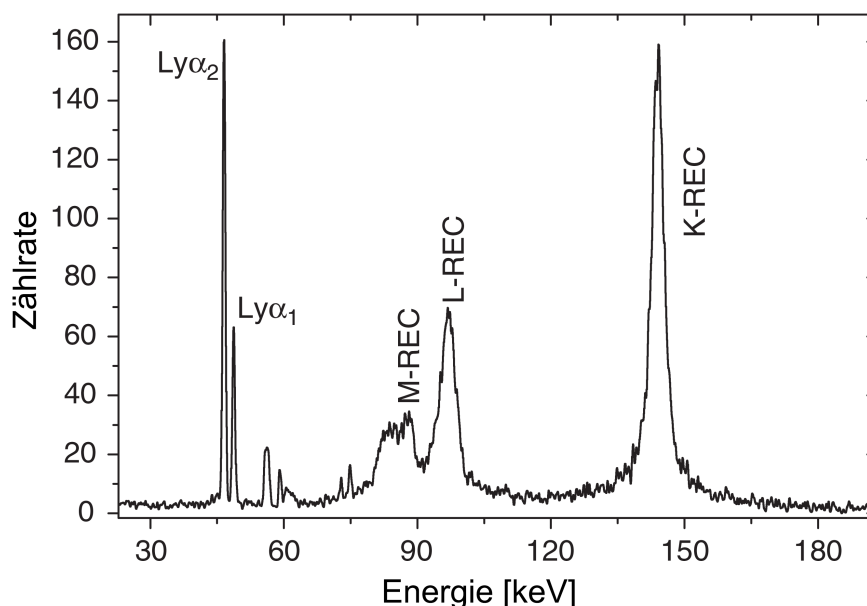


Abbildung 2.15: Dargestellt ist das gemessene Röntgenspektrum aus der Kollision von U^{92+} -Ionen mit 310 MeV/u-Strahlenergie auf ein Stickstoff-Target bei einem Beobachtungswinkel von etwa 150° im Laborsystem. Das Spektrum wurde in einer Koinzidenzmessung mit dem Auftreten von U^{91+} -Ionen aufgenommen, sodass ausschließlich Röntgenphotonen berücksichtigt wurden, die mit dem Einfang eines Elektrons in das Projektilsystem einhergehen. Das Spektrum zeigt neben den REC-Peaks auch die charakteristischen Röntgenübergänge der L-Schalen-Elektronen mit $j = 1/2$ ($Ly\alpha_1$) und $j = 3/2$ ($Ly\alpha_2$) in die K-Schale. Die Energie der Linien der charakteristischen Übergänge ist im Emittersystem nur durch den Unterschied der Bindungsenergien festgelegt, während die REC-Linien zusätzlich von der Projektilenergie abhängen. Entnommen aus [9].

Nachdem nun die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse von relativistischen Schwerionen in Materie kurz dargestellt wurden, können die erläuterten theoretischen Verfahren zur Berechnung ihrer Querschnitte und Charakteristika im Folgenden Kapitel 3 verwendet werden, um umfangreiche Datensätze daraus zu erstellen und mit den Ergebnissen anderer Arbeiten zu vergleichen. Dieses Kapitel wird abgeschlossen mit einer Abhandlung über die beiden für diese Arbeit relevanten Prozesse zum Nachweis von Röntgenstrahlung in Detektoren.

2.4 Wechselwirkungen für den Nachweis von Röntgenstrahlung

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird die Planung und Simulation eines Röntgenpolarimetrie-Experiments durchgeführt (siehe Kapitel 4). Die Charakterisierung und Analyse des verwendeten Polarimeters spielt dabei eine zentrale Rolle. Daher werden nachfolgend noch die für den Nachweis der Röntgenphotonen im Detektor wichtigen Wechselwirkungsprozesse in diesem Kapitel kurz erläutert.

2.4.1 Compton-Streuung

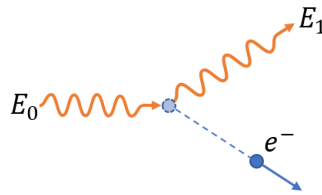


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung des Compton-Effekts, bei dem ein Photon nicht-elastisch an einem (quasi-)freien Elektron gestreut wird und dabei einen Teil seiner Energie an das Elektron abgibt.

Der Compton-Effekt beschreibt den Vorgang, bei dem ein hochenergetisches Photon an einem schwach gebundenen und damit quasi-freien Elektron gestreut wird und dabei ein Energieübertrag auf das Elektron stattfindet (siehe Abbildung 2.16). Obwohl dieser Prozess nicht unmittelbar für die Betrachtung möglicher Wechselwirkungen von Schwerionen in atomaren Targets eine Rolle spielt, ist er doch als Nachweisprozess für Röntgenstrahlung für die Betrachtungen in den folgenden Kapiteln wichtig und wird daher beschrieben.

Die Querschnitte des Compton-Effekts sind gut bekannt und werden durch die Klein-Nishina-Formel unter Verwendung des klassischen Elektronenradius r_e berechnet [53]

$$\frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \left(\frac{E'}{E} \right)^2 \cdot \left(\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi \right) \quad (2.64)$$

Die Energie E bezeichnet dabei die Photonenenergie vor dem Stoß, während E' die Energie nach dem Stoß ist und folgendermaßen errechnet werden kann:

$$E'(E, \theta) = E \cdot \xi(E, \theta) \quad \text{mit} \quad \xi(E, \theta) \equiv \frac{1}{1 + \epsilon (\cos \theta - 1)} \quad \text{und} \quad \epsilon \equiv \frac{E}{m_e c^2} \quad (2.65)$$

Die Polarisation des Photons mit linearem Polarisationsgrad P_L und Verkipfungswinkel bezüglich der Stoßebene ϕ_0 kann berücksichtigt werden, indem man die ϕ -Abhängigkeit folgendermaßen anpasst:

$$\cos^2 \phi \rightarrow \frac{1}{2} (1 - P_L) + P_L \cdot \cos^2 (\phi + \phi_0) \quad (2.66)$$

Diese Abhängigkeit der azimuthalen Streuerverteilung von der linearen Polarisierung des einfallenden Strahls lässt sich für die sogenannte Compton-Polarimetrie nutzen (siehe zum Beispiel [18]). Die Winkelverteilung der Wechselwirkung im Detektor lässt sich dabei durch den orts aufgelösten Nachweis des abgelenkten Photons sowie des Rückstreu-elektrons rekonstruieren (siehe Kapitel 4.1.1)).

Durch Integration über θ und ϕ findet man den Gesamtquerschnitt für den Compton-Effekt gegeben durch folgenden Ausdruck:

$$\sigma_{\text{KN}} = 2\pi r_e^2 \left(\frac{1 + \epsilon}{\epsilon^2} \left[\frac{2 + 2\epsilon}{1 + 2\epsilon} - \frac{\ln(1 + 2\epsilon)}{\epsilon} \right] + \frac{\ln(1 + 2\epsilon)}{2\epsilon} - \frac{1 + 3\epsilon}{(1 + 2\epsilon)^2} \right) \quad (2.67)$$

2.4.2 Photoionisation

Abschließend soll noch der Photoionisationseffekt (PI) betrachtet werden. Dieser beschreibt den Prozess, bei dem ein Photon in Materie eindringt und von einem gebundenen Elektron absorbiert wird. Ist die Energie des Photons größer als die Bindungsenergie, so kann das Elektron aus dem Atom ionisiert werden und geht in einen freien Zustand mit kinetischer Energie $E_{\text{kin}} = \hbar\omega - E_{\text{bind}}$ über.

Der Querschnitt des Vorgangs kann angegeben werden mit Hilfe der Matrixübergangselemente $M_{p,n}$ mit p dem Impuls des freien Zustandes und n der Hauptquantenzahl des gebundenen Zustandes [54]:

$$M_{p,n}(m_s, \lambda, \mu_n) = \int \psi_{p,m_s}^\dagger(\mathbf{r}) \boldsymbol{\alpha} \hat{\mathbf{u}}_\lambda \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \psi_{j_n, \mu_n}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (2.68)$$

Der Parameter λ ist die Helizität des einlaufenden Photons, μ_n sind die Drehmomentprojektionen des gebundenen Zustandes und m_s seine Spin-Ausrichtung. Der Vektor $\boldsymbol{\alpha}$ bezeichnet erneut die Dirac-Matrizen und $\hat{\mathbf{u}}$ und \mathbf{k} beschreiben die Polarisierung und den Wellenvektor des Photons. Der Querschnitt lässt sich durch Aufsummieren über alle möglichen Parameter finden als:

$$\frac{d\sigma_{\text{PI}}}{d\Omega} = \frac{\alpha m_e c^2}{4\hbar\omega} \frac{\lambda_c}{2(2j_n + 1)} \sum_{\mu_n} \sum_{m_s} \sum_{\lambda} |M_{p,n}(m_s, \lambda, \mu_n)|^2 \quad (2.69)$$

Die Konstante λ_c ist die Compton-Wellenlänge und j_n das Gesamtdrehmoment des gebundenen Zustandes. Allgemein findet man eine näherungsweise Abhängigkeit des Querschnitts von der Energie E und der Ordnungszahl Z des zu ionisierenden Elements gegeben durch [33]:

$$\sigma_{\text{PI}} \propto Z^n E^{7/2} \quad (2.70)$$

Der Exponent n liegt je nach Element zwischen 4 und 5.

Bei der Photoionisation wird die gesamte Energie des einfallenden Photons im Absorber deponiert, sodass sich dieser Prozess gut für den spektral aufgelösten Nachweis von Röntgenstrahlung eignet. Je nachdem, ob die deponierte Energie hauptsächlich in Photonen, Elektron-Loch-Paare oder thermische Anregung konvertiert wird, unterscheidet man die Detektorkonzepte des Szintillators, Halbleiter-Detektoren sowie (Mikro-)Kalorimeter.

Kapitel 3

Berechnung der Wechselwirkungscharakteristika

In diesem Kapitel werden die Algorithmen beschrieben, die verwendet wurden, um für einige der im vorangegangenen Kapitel dargestellten Prozesse winkel- und energiedifferenzielle Querschnitte zu berechnen. Dazu wird auf bestehende Näherungsmethoden, Algorithmen und Datenbanken zurückgegriffen und diese werden auf die Anforderungen dieser Arbeit angepasst. Anschließend folgt eine kurze Auswertung der erzeugten Daten sowie der Vergleich der Datensätze mit den Ergebnissen anderer theoretischer und experimenteller Arbeiten.

3.1 Methoden

3.1.1 Lorentz-Transformationen

Lorentz-Transformation der Photonen

Im weiteren Verlauf des Kapitels werden die Berechnung zu Emissionsenergien und -Querschnitten emittierter Teilchen jeweils im Ruhesystem des Projektils durchgeführt und müssen daher anschließend mit Hilfe einer Lorentz-Transformation in das Laborsystem überführt werden. Im Ruhesystem des Projektils ergibt sich für emittierte Photonen bei einem Emissionswinkel θ (Abweichung von der Strahlachse in Strahlrichtung) folgender Vierer-Impuls

$$\mathbf{p}' = \begin{pmatrix} \hbar\omega' \\ \frac{\hbar\omega'}{c} \sin \theta' \\ 0 \\ \frac{\hbar\omega'}{c} \cos \theta' \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Es wurde aufgrund der Rotationssymmetrie der Geometrie der Azimutalwinkel ϕ' gleich Null gesetzt. Um die Photonenenergie im Laborsystem auszudrücken, muss die Lorentz-Transformation (Gleichung 2.18) angewendet werden (siehe dazu Abbildung 3.1):

$$E = \gamma(E' + vp'_z) = \gamma E' \cdot (1 + \beta \cos \theta') \quad (3.2)$$

Die relativistischen Größen γ und β beziehen sich auf die Projektilgeschwindigkeit v . Um den Emissionswinkel zu transformieren, wird der Impuls zuerst im Laborsystem ausgedrückt

$$p_x = p'_x = \frac{\hbar\omega'}{c} \sin \theta' \quad (3.3)$$

$$p_z = \gamma \left(p'_z + \frac{vE'}{c^2} \right) = \gamma \frac{\hbar\omega'}{c} (\cos \theta' + \beta) \quad (3.4)$$

und anschließend daraus der Emissionswinkel θ im Laborsystem berechnet:

$$\tan \theta = \frac{p_x}{p_z} = \frac{\sin \theta'}{\gamma(\beta + \cos \theta')} \quad (3.5)$$

$$\cos \theta = \frac{cp_z}{E} = \frac{\beta + \cos \theta'}{1 + \beta \cos \theta'} \quad (3.6)$$

Um den winkeldifferenziellen Querschnitt im Laborsystem ausdrücken zu können wird die Transformation des Raumwinkelements, definiert durch $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$, benötigt. Mit Hilfe der Umformung $\sin \theta d\theta = d(\cos \theta)$ und der Tatsache, dass keine Verzerrung des ϕ -Element stattfindet, kann die Transformation des Raumwinkelements angegeben werden durch:

$$\frac{d\Omega'}{d\Omega}(\theta) = \frac{d \cos \theta'}{d \cos \theta} \quad (3.7)$$

Aus der Umkehrung der Winkeltransformation (Auflösung nach $\cos \theta'$) folgt

$$\cos \theta' = \frac{\beta - \cos \theta}{\beta \cos \theta - 1} \quad (3.8)$$

und somit ergibt sich die Transformation des Raumwinkelements zu:

$$\frac{d\Omega'}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{\gamma(\beta \cos \theta - 1)^2} \quad (3.9)$$

Die Transformation des winkeldifferenziellen Querschnitts der Photonenemission kann dann folgendermaßen berechnet werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta(\theta')) = \left| \frac{d\Omega'}{d\Omega}(\theta(\theta')) \right| \cdot \frac{d\sigma'}{d\Omega'}(\theta') \quad (3.10)$$

Wird der doppelt differenzielle Querschnitt in Winkel und Energie betrachtet, so muss auch die Transformation des spektralen Elements dE' beachtet werden. Durch auflösen der Energie-Transformation nach E' und anschließend ableiten nach E erhält man folgenden Ausdruck (vergleiche Gleichung 3.2):

$$\frac{dE'}{dE} = \frac{1}{\gamma \cdot (1 + \beta \cos \theta')} \quad (3.11)$$

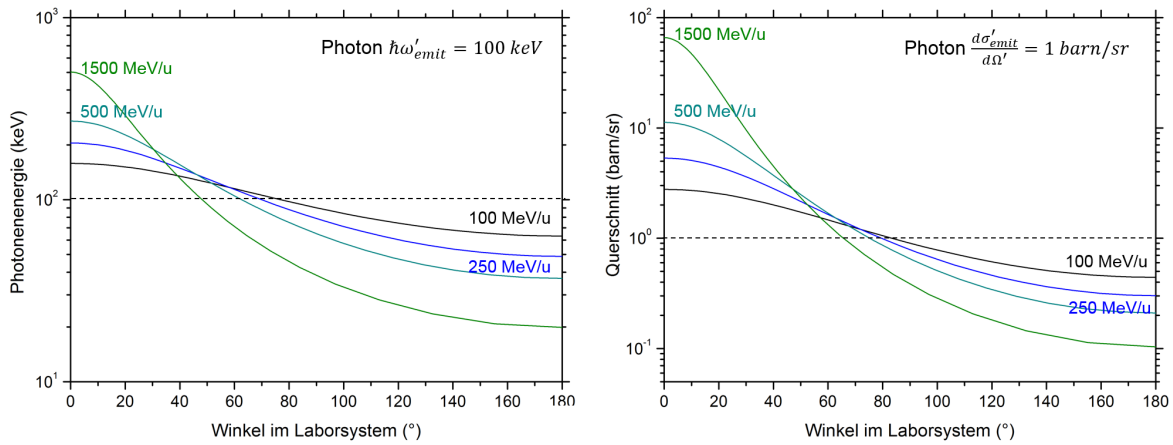


Abbildung 3.1: Dargestellt sind, exemplarisch für eine Lorentz-Transformation in das Laborsystem, die Energie (links) und der Emissionsquerschnitt (rechts) eines Photons abhängig vom Emissionswinkel im Laborsystem. Das Photon wird im Emittersystem mit einer Energie von 100 keV und mit einem Emissionsquerschnitt von 1 barn/sr isotrop abgestrahlt (gestrichelte Linie). Das Emittersystem hat verschiedene Energien zwischen 100 MeV/u und 1500 GeV/u.

Lorentz-Transformation der Elektronen

Neben masselosen Photonen emittieren die beschriebenen Prozesse auch massebehaftete Elektronen, für die ebenfalls eine Lorentz-Transformation durchgeführt werden muss. Es sei, wie in Abbildung 3.2 beispielhaft gezeigt, ϕ der Emissionswinkel eines gestreuten Elektrons im Ruhesystem des Projektils. Man erhält für das emittierte Elektron einen Vierer-Impuls gegeben durch:

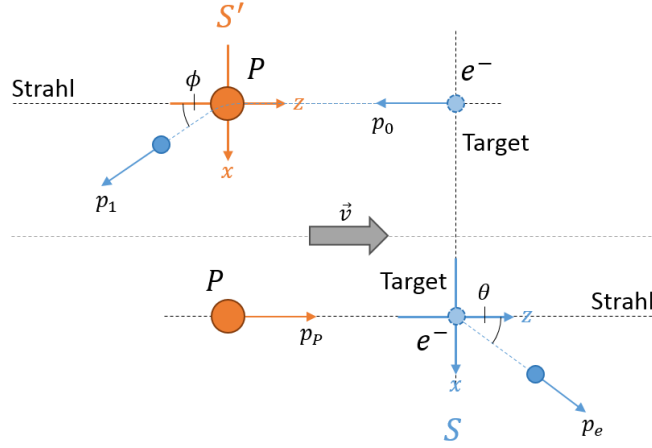


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Geometrie der Elektronenemission am Beispiel der elastischen Elektronenstreuung sowohl im Ruhesystem des Projektils, als auch im Laborsystem.

$$\mathbf{p}' = \begin{pmatrix} E'_e \\ p'_e \sin \phi \\ 0 \\ -p'_e \cos \phi \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Im Falle einer Elektronenstreuung lässt sich für initial ruhende Elektronen deren Energie $E'_e = \gamma m_e c^2$ und Impuls $p'_e = \gamma m_e v$ im Projektilsystem durch die Projektilgeschwindigkeit v und den korrespondierenden Lorentz-Faktor γ ausdrücken. Dies entspricht einer Elektronenemission im Emittersystem mit der Geschwindigkeit der Ionen. Wendet man nun die Lorentz-Transformation auf den Vektor an, so ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\begin{pmatrix} E_e \\ p_{ex}, p_{ey}, p_{ez} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma (E'_e + v p'_{ez}) \\ p'_{ex} \\ 0 \\ \gamma (p'_{ez} + \frac{v E'_e}{c^2}) \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

$$= \begin{pmatrix} m_e c^2 \gamma^2 - m_e v^2 \gamma^2 \cos \phi \\ m_e v \gamma \sin \phi \\ 0 \\ -m_e v \gamma^2 \cos \phi + m_e v \gamma^2 \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

$$= \begin{pmatrix} E'_e \cdot \gamma (1 - \beta^2 \cos \phi) \\ p'_e \sin \phi \\ 0 \\ p'_e \cdot \gamma (1 - \cos \phi) \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

Unter Berücksichtigung der Ausrichtung der Winkel findet man im Laborsystem den korrespondierenden Emissionswinkel θ als Abweichung von der Strahlachse durch den Zusammenhang:

$$\tan \theta = \frac{p_{ex}}{p_{ez}} \curvearrowright \theta(\phi) = \arctan \frac{\sin \phi}{\gamma (1 - \cos \phi)} \quad (3.16)$$

$$\cos \theta = \frac{p_{ez}}{\sqrt{p_{ex}^2 + p_{ez}^2}} \curvearrowright \cos \theta = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\sin^2 \phi}{\gamma^2(1 - \cos \phi)^2}}} \quad (3.17)$$

Letzteres kann noch mit Hilfe des Zusammenhangs $\sin^2 \phi = 1 - \cos^2 \phi = (1 - \cos \phi)(1 + \cos \phi)$ umgeformt und dann nach $\cos \phi$ aufgelöst werden:

$$\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{\gamma^2} \frac{1 + \cos \phi}{1 - \cos \phi}}} \curvearrowright \cos \phi = \frac{\gamma^2 (\cos^2 \theta - 1) + \cos^2 \theta}{\gamma^2 (\cos^2 \theta - 1) - \cos^2 \theta} \quad (3.18)$$

Die Raumwinkel-Transformation für den Übergang ins Laborsystem kann also berechnet werden durch folgende Gleichung

$$\frac{d\Omega'}{d\Omega}(\theta) = \frac{d \cos \phi}{d \cos \theta} = -4 \frac{\cos \theta}{\gamma^2 (1 + \beta^2 \cos \theta)^2} \quad (3.19)$$

Äquivalent zum Photonen-Fall kann damit der winkeldifferenzielle Querschnitt der Elektronenemission transformiert werden. Bei der Umrechnung wird algorithmisch zuerst der Querschnitt im Projektilsystem in das Laborsystem transformiert und anschließend nicht mehr dem ursprünglichen Winkel sondern dem ebenfalls transformierten Winkel zugeordnet.

Die Elektronenenergie E_e sowie die kinetische Energie T im Laborsystem kann direkt aus der Transformation abgelesen und angegeben werden als:

$$\begin{aligned} E_e &= m_e c^2 \cdot \gamma^2 (1 - \beta^2 \cos(\phi)) \\ &= m_e c^2 \cdot \gamma^2 \beta^2 (1 - \cos(\phi)) + m_e c^2 \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\curvearrowright T_e = m_e c^2 (\gamma^2 - 1) \cdot (1 - \cos(\phi)) \quad (3.21)$$

Die Elektronen im Target wurden bei den bisherigen Betrachtungen als initial ruhend angenommen, können aber im Allgemeinen vor dem Stoß einen eigenen Impuls tragen, wodurch ihre Geschwindigkeit im Projektilsystem nicht, wie angenommen, gleich der Projektilgeschwindigkeit im Laborsystem sein muss. Dies gilt auch ganz allgemein für die Emission eines Elektrons mit beliebiger Energie aus dem Emittersystem (siehe Abbildung 3.3). Infolge dessen muss die Lorentz-Transformation für diese Fälle allgemeiner aufgestellt werden:

$$\begin{pmatrix} E_e \\ p_{ex}, p_{ey}, p_{ez} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma (E'_e - \beta \sqrt{E_e'^2 - E_0^2} \cos \phi) \\ p_e p'_{ex} \\ 0 \\ \gamma \left(\frac{\beta E'_e}{c} - p_e \cos \phi \right) \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

Analog zum speziellen Fall ($v = v_e$) kann die Transformation des Winkels und des Winkелеlements durch die geometrische Beziehung der Impulse in beiden System berechnet werden zu:

$$\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{\gamma^2} \frac{1 - \cos^2 \phi}{(d - \cos \phi)^2}}} \quad (3.23)$$

$$\frac{d\Omega'}{d\Omega} = - \frac{2d \cos^2 \theta + \frac{(1+d^2) \cos^2 \theta + (1-d^2) \gamma^2 \sin^2 \theta}{\sqrt{\cos^2 \theta + (1-d^2) \gamma^2 \sin^2 \theta}}}{\gamma^2 (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \quad (3.24)$$

Der Koeffizient $d = v/v_e$ stellt das Verhältnis der Geschwindigkeiten von Projektil und Elektron dar. Es kann leicht gezeigt werden, dass die allgemeine Winkel-Transformation für $d \rightarrow 1$, wie erwartet, in den speziellen Fall übergeht (siehe Gleichung 3.19). Für $d > 1$ enthält die Raumwinkeltransformation eine Singularität am Grenzwinkel der Verteilung. Diese ist auf die Idealisierung eines Strahls monoenergetischer Elektronen zurückzuführen und tritt im winkeldifferenziellen Querschnitt nicht auf, wenn eine endliche Impulsverteilung der Target-Elektronen angenommen wird [55].

Weiterhin findet man analog zum Photonen-Fall die allgemeine Transformation des spektralen Elements gegeben durch:

$$\frac{dE'}{dE} = \frac{1 + \frac{E_e \beta \cos \phi}{c \sqrt{p_e^2 - p_0'^2 \sin^2 \phi}}}{\gamma (1 - \beta^2 \cos^2 \phi)} \quad (3.25)$$

Der Referenzimpuls $p_0' = \gamma \beta E_0$ ist der Impuls eines Elektrons, das sich im Projektilsystem mit der Geschwindigkeit $-v$ bewegt hat. Es gilt zu beachten, dass p_e im speziellen Fall ruhender Target-Elektronen nicht in p_0' übergeht, da es sich um Energie und Impuls der Elektronen im Laborsystem handelt.

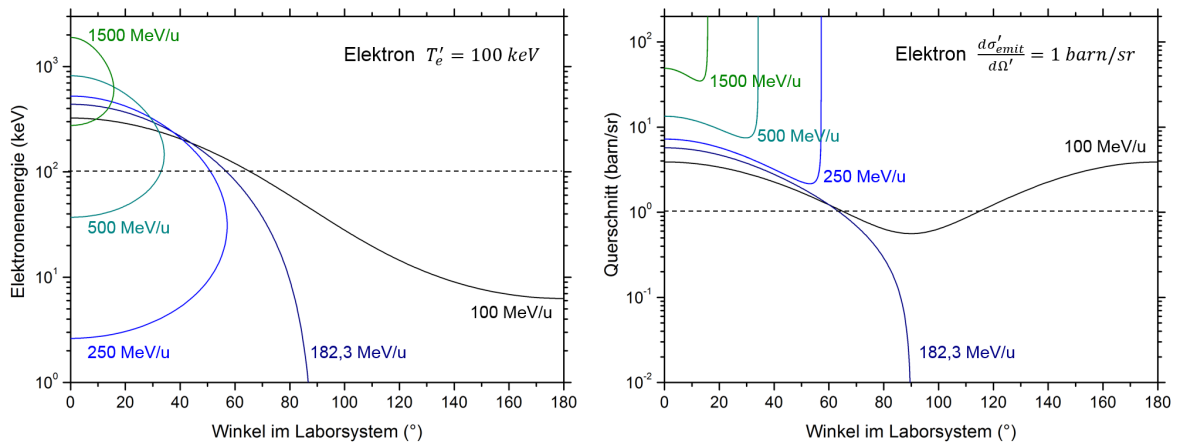


Abbildung 3.3: Dargestellt sind, exemplarisch für eine Lorentz-Transformation, die Energie (links) und der Emissionsquerschnitt (rechts) eines Elektrons abhängig vom Emissionswinkel im Laborsystem. Das Elektron wird im Emittersystem mit einer kinetischen Energie von 100 keV und mit einem Emissionsquerschnitt von 1 barn/sr isotrop abgestrahlt (gestrichelte Linie). Für 100 MeV/u ist die Elektronengeschwindigkeit v_e größer als die der Ionen v_p und im Laborsystem können Emission bei $\theta > 90^\circ$ beobachtet werden. Bei 182,3 MeV/u ist $v_e = v_p$, sodass bei $\theta = 90^\circ$ das emittierte Elektron im Laborsystem gerade ruht. Für $v_e < v_p$ ist nur noch eine Vorwärtsemission möglich und der Verlauf der Elektronenenergie spaltet sich je nach Abstrahlung mit oder entgegen der Strahlrichtung auf.

3.1.2 Impulsapproximation

In Kapitel 2 wurden mehrere Wechselwirkungen in relativistischen Schwerion-Atom-Stößen erläutert, für die aufgrund der großen Potentialunterschiede zwischen Projektilpotential und Bindungsenergie des Target-Elektrons in weiten Stoßparameterbereichen eine perturbative Beschreibung der Emissionsquerschnitte nicht anwendbar ist. Für diese Prozesse wurde die Berechnung durch die Verwendung der Impulsapproximation genähert. Dies bedeutet, dass in der Wechselwirkung das Target-Elektron als (quasi-)frei angenommen wird, jedoch ein Impulsprofil aufweist, welches dem des jeweils gebundenen Zustandes im Target entspricht.

Um die zunächst monoenergetischen, initialen Energien der Target-Elektronen auf eine endlich ausgedehnte spektrale Verteilung aufzuweiten, werden die Wechselwirkungsquerschnitte mit dem sogenannte Compton-Profil $J(p)$ der Target-Atome gefaltet. Das Compton-Profil beschreibt die Impulsverteilung der Elektronen in ihrem gebundenem Zustand und liegt tabellarisch vor [56] (siehe Abbildung 3.4). Aufgrund der großen Stoßgeschwindigkeit kann die Impulskomponente der Target-Elektronen transversal zur Strahlachse vernachlässigt und nur die Projektion des Gesamtimpulses auf die Wechselwirkungsrichtung betrachtet werden.

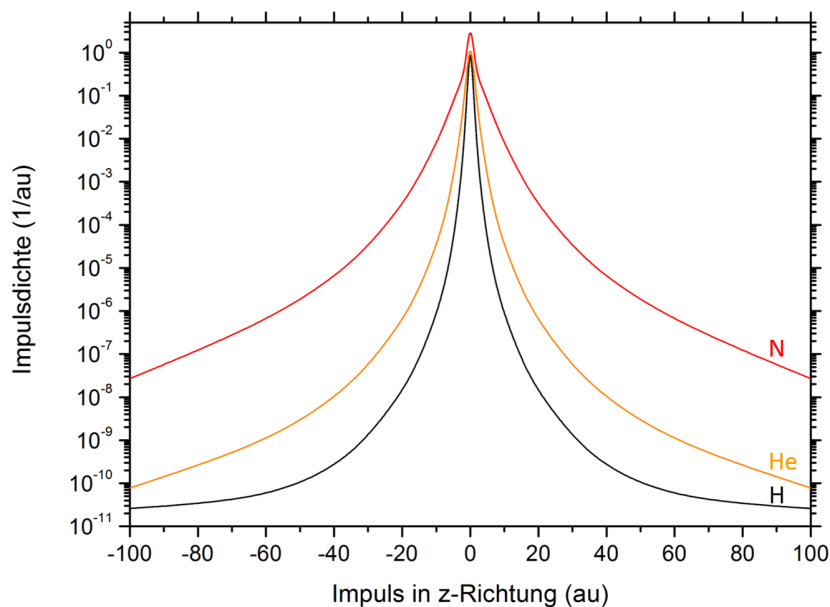


Abbildung 3.4: Die Darstellung zeigt die Compton-Profil verschiedener Target-Gase in Abhängigkeit des Elektronenimpulses des gebundenen Zustandes in Strahlrichtung in atomaren Einheiten (au) [56]. Die Profile sind normiert auf die Zahl der Elektronen pro Gasatom und stellen jeweils das Gesamtprofil aller Elektronen im Gasatom dar.

Weiterhin benötigt man den Impuls der Elektronen im Ruhesystem des Projektils $p' = \gamma(p_z - vE/c^2)$, um jedem Impuls der Impulsverteilung einen winkeldifferenziellen Querschnitt zuordnen zu können. Der Impuls p_z entspricht dabei der Projektion des Gesamtimpulses des Target-Elektrons auf die Stoßrichtung (hier z -Achse). Die Energie des gebundenen Elektrons wird als Bindungsenergie und Ruhemasse angenommen $E = E_0 - E_B$, wobei für Mehrelektronen-Systeme eine mittlere Bindungsenergie

über alle Elektronen verwendet wird. Da die Bindungsenergie der betrachteten leichten Target-Gase klein im Vergleich zur durch das Impulsprofil erzeugten spektralen Breite der resultierenden Strahlung ist, kann sie für die Berechnung zunächst vernachlässigt werden. Daher ist es auch möglich sowohl die Kern- als auch Valenz-Elektronen des Targets im Folgenden gleich zu behandeln.

Nachdem alle Impulsdaten der Verteilung zugeordnet sind, werden sie in Energien umgerechnet und anschließend verwendet, um durch zum Beispiel ELSEPA den korrespondierenden Datensatz zu berechnen oder diesen durch Interpolation der bestehenden Datensätze - wie zum Beispiele für RR-Querschnitte der Fall - zu erzeugen. Alle so generierten Daten werden aggregiert, indem die Querschnitte für jeden Winkel über die Impulsverteilung zusammengefasst werden. Die Umrechnung des Impulsspektrums in ein Energiespektrum erfolgt dann, indem das Spektrum durch die Ableitung der Energie-Impuls-Beziehung geteilt wird [57]:

$$E'_f = \gamma(E_B - vp_z) \curvearrowright \frac{dp_z}{dE'_f} = \frac{1}{v\gamma} \quad (3.26)$$

Mit Hilfe der winkeldifferenziellen Querschnitte, für jeweils eine Elektronenenergie können dann die Spektren aus der Überlagerung der Querschnitte mit den Impulsprofilen der Target-Elektronen errechnet werden:

$$\frac{d^2\sigma'}{d\Omega'dE'}(T'_f(p_z),\theta) = \frac{1}{m_e c \alpha \cdot \gamma v} F(p_z) \frac{d\sigma'}{d\Omega'}(T'_i(p_z),\theta) \quad (3.27)$$

Im Falle der Bremsstrahlung liegen die Daten bereits als Spektrum vor, sodass die Datensätze nicht einfach zusammengefasst sondern über die Eingangsenergie der Elektronen integriert werden müssen. Anschließend wird, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, eine Lorentz-Transformation in das Laborsystem durchgeführt.

3.1.3 Emissionscharakteristika des Radiativen Elektroneneinfangs

Für den RR-Prozess wurden bisher nur von Ichihara und Eichler systematische Datensätze für einen weiten Parameterbereich (Stoßenergie, Kernladungszahl) vorgelegt. Publiziert wurden Daten zu den totalen Querschnitten [54] sowie die Winkelverteilung [14] der emittierten Strahlung. Diese Datensätze sind jedoch nur auf einem sehr weiten Raster berechnet, um mittels Interpolation für den abgedeckten Parameterbereich die Charakteristika der RR-Strahlung auf einige Prozent Genauigkeit zu ermitteln. Zudem fehlen Daten zu den Polarisationsseigenschaften der emittierten Photonen. Daher soll es ein Ziel dieser Arbeit sein, eine umfangreiche Datenbank mit Querschnitten und Polarisierungen für RR/REC-Prozesse zu erstellen, aus der dann in kürzester Zeit beliebige Datensätze durch Interpolation berechnet werden können. Die Daten können dann genutzt werden um Experimente zu planen und Effekte abzuschätzen, die bei Schwerionenstößen in Hochenergie-Speicherringen auftreten.

Die in Kapitel 2 beschriebenen Berechnungsmethoden zur Bestimmung der winkeldifferenziellen Querschnitte und Polarisierungen des Radiativen Rekombinationsprozesses wurden durch A. Surzhykov *et al.* in einem Mathematica-Skript implementiert [15], das für die Datenerzeugung im Rahmen dieser Arbeit genutzt wurde. Das Skript nimmt

als Eingabeparameter neben den Parametern des Stoßsystems sowie des Endzustands des eingefangenen Elektrons (kinetische Energie E_{proj} , Einfangorbital (n, κ) und Projektil-Ordnungszahl Z) einen Maximalwert κ_{max} für den Abbruch der Partialwellenzerlegung der freien Zustände sowie einen Maximalwert ν_{max} für den größten zu verwendenden Term der Multipol-Entwicklung des Wechselwirkungspotentials entgegen.

Erste Datensätze für eine RR-Datenbank wurden von Hao Ding im Rahmen seiner Masterarbeit [58] berechnet, allerdings nicht systematisch und für nur wenige Parameter ohne hinreichende Kenntnis der benötigten maximalen Partialwellenordnung. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit eine vollständige Automatisierung der nötigen Vorberechnungen entwickelt, mittels derer es möglich ist, umfangreiche Datensätze zum RR/REC-Prozess zu erstellen.

Maximale Partialwellenordnung

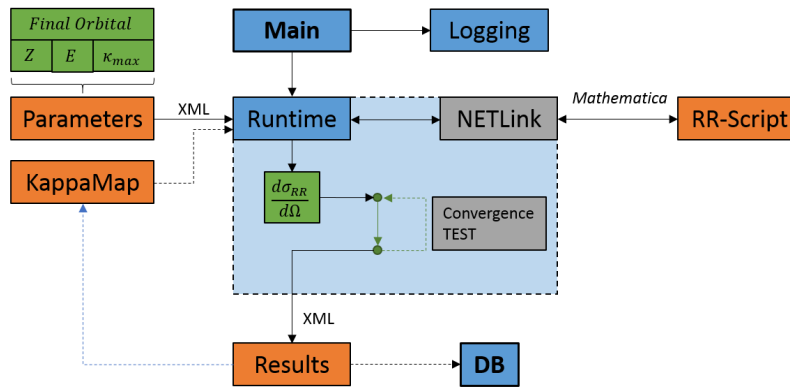


Abbildung 3.5: Das Blockdiagramm zeigt den konzeptionellen Aufbau des Programms für die Erzeugung der RR-Datensätze. Orangefarbene Elemente sind externe Systeme, grüne Elemente repräsentieren Daten, blaue Elemente sind interne Systeme und graue Elemente Hilfssysteme und Methoden.

Für die Berechnung der RR-Daten eines beliebigen Stoßsystems muss dem Programm die maximale Partialwellenordnung κ_{max} übergeben werden. Der Parameter κ_{max} muss für jede Ausgangskinetik so angepasst werden, dass gerade genügend Partialwellen für die Berechnung verwendet werden, da ansonsten im Falle einer Unter-, wie Überschätzung des Parameters der Datensatz beginnt numerisch stark zu oszillieren [59]. Da der Parameter nicht von vorne herein für jedes System bekannt ist muss er in einem zeitaufwändigen Verfahren jeweils ermittelt werden. Um effektiv ein optimales κ_{max} finden zu können wird zuerst ein Konvergenzkriterium festgelegt, das punktweise nach der größten relativen Änderung zweier Datensätze mit aufeinanderfolgenden κ_{max} sucht:

$$\alpha_{\text{max}}(\kappa) = \max_{\theta} \left| \frac{\frac{d\sigma_{\kappa+1}}{d\Omega} \Big|_{\theta}}{\frac{d\sigma_{\kappa}}{d\Omega} \Big|_{\theta}} - 1 \right| \quad (3.28)$$

Es werden solange Datensätze mit jeweils einer weiteren Partialwelle erzeugt, bis $\alpha_{\text{max}}(\kappa)$ unter einen Schwellwert $\alpha = 0.01$ fällt, sich also kein Datenpunkt um mehr

als 1% im Vergleich zur Rechnung mit weniger Partialwellen ändert. Um die Berechnung der RR-Datensätze zu beschleunigen wird dieses Verfahren genutzt um eine Karte von maximalen Partialwellenordnungen über ein Gitter von Projektilenergien und Ordnungszahlen in einem weiten Parameterbereich zu berechnen (siehe Abbildung 3.6). Für jedes Projektil wird die Energieabhängigkeit des Parameters durch ein Polynom sechsten Grades approximiert:

$$\kappa_{\max}(Z; E) \approx \sum_{i=0}^6 a_i(Z) \cdot E^i \quad (3.29)$$

Die Koeffizienten $a_i(Z)$ können über die Methode der kleinsten Quadrate angepasst und anschließend als Datenbank abgespeichert werden. Die Auflösung der Karte wird iterativ verbessert, indem jeweils Parametersätze mit kleineren Abständen berechnet werden. Der Vorteil der Karte besteht darin, dass κ_{\max} für unbekannte Systeme mit Parametern innerhalb der Karte durch lineare Interpolation der umliegenden Gitterpunkte abgeschätzt werden kann. Auf diese Weise muss die Suche nach der optimalen Partialwellenordnung nicht jedes mal von vorne begonnen werden, sondern startet bereits in der Nähe des gesuchten Wertes. Im besten Falle müssen nur jeweils drei aufeinander folgende Datensätze berechnet werden, um eine Über- und Unterschätzung auszuschließen. Ansonsten werden im Schnitt maximal zwei bis drei zusätzliche Datensätze benötigt, um κ_{\max} von oben oder von unten anzunähern.

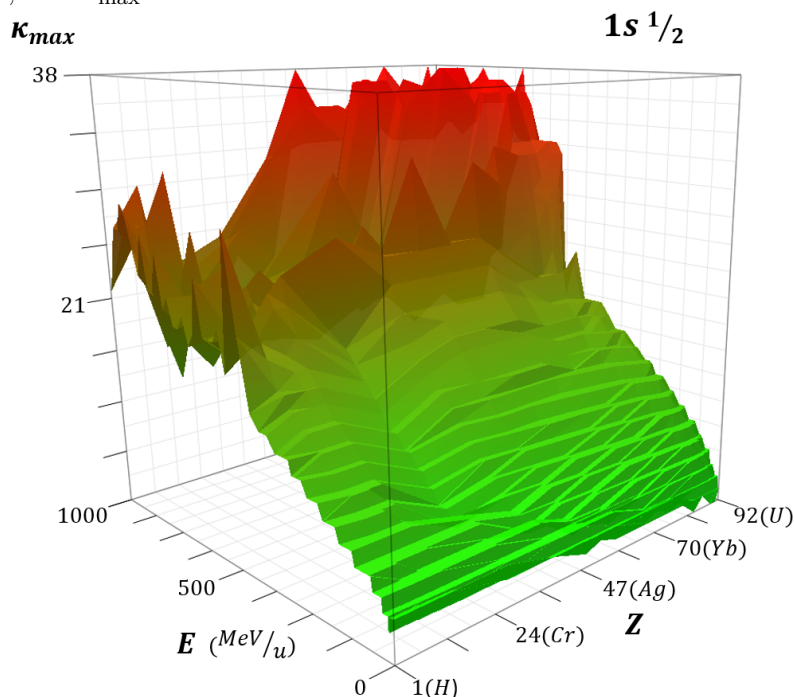


Abbildung 3.6: Darstellung der durch das Konvergenzkriterium ermittelten maximalen Partialwellenordnungen für das Einfangorbital $1s_{1/2}$, abgetragen über den Eingangsparametern Ordnungszahl und Energie.

Die Erzeugung der Datensätze und Parameterkarten wurde in ein automatisiertes Programm ausgelagert, welches das Skript via API anspricht und intern die Konvergenzsuche und Verwaltung der Ergebnisdatenbank durchführt. Es kann über eine XML-Schnittstelle gesteuert werden und erzeugt fast vollständig autonom sämtliche benötigten Datensätze auf einem leistungsfähigen Server. Im Rahmen dieser Arbeit wurden

innerhalb eines Jahres die Datensätze des K- und L-REC in einem Energiebereich zwischen 1 MeV/u und 1 GeV/u mit etwa 128 Zwischenschritten für 15 Elemente zwischen Wasserstoff und Uran berechnet. Für Energien über etwa 1,5 GeV/u müssen durchschnittlich deutlich mehr als 36 Partialwellen berücksichtigt werden. Dies hat zum einen zur Folge, dass Berechnungen in diesem Bereich teilweise deutlich länger als einen Tag pro Parametersatz auf einen Intel-Core-i7 Desktop-PC benötigen. Zum anderen addieren sich die numerischen Fehler der Partialwellen zu einer starken Oszillation auf, die die Kurven insbesondere im Bereich kleiner Winkel überlagern. Dieses Problem lässt sich durch Erhöhen der numerischen Präzision zu höheren Energien verschieben, was jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt wurde. Eine Hochenergierechnung mit $E > 1$ GeV/u könnte daher der nächste Schritt für zukünftige Arbeiten sein, um den gesamten Energiebereich des HESR (maximal 5 GeV/u für U^{92+}) abdecken zu können.

3.1.4 Emissionscharakteristika der Radiativen Target-Ionisation

Auch wenn die primäre Bremsstrahlung aus der Wechselwirkung der Ionen mit dem Target in einem Energiebereich liegt, der sich unterhalb der erwarteten Energie der Strahlung aus dem REC-Prozess befindet, ist es dennoch wichtig den Prozess näher zu betrachten, da zum einen die Elektronen und Photonen aus dem Bremsstrahlungsprozess zur Totzeit des Detektors beitragen, zum anderen aber insbesondere die sekundäre Bremsstrahlung aus der Wechselwirkung der Binary-Encounter-Elektronen mit dem Messaufbau Photonen erzeugt, deren Energie mit jener der REC-Photonen überlappt. Die Berechnung der Bremsstrahlungscharakteristika wird mit Hilfe eines `c++`-Programms durchgeführt, das von R. A. Müller bereit gestellt wurde [39, 60]. Das Vorgehen bei der Ermittlung der Querschnitte und Energien ist nahezu identisch mit dem zur Berechnung der REC-Charakteristika. Der Hauptunterschied besteht lediglich darin, dass neben der maximalen Partialwellenordnung des einlaufenden Elektrons auch diejenige der auslaufenden Elektronen ermittelt werden muss, da es sich in beiden Fällen um Kontinuumszuständen handelt.

3.1.5 Differenzieller Querschnitt des Binary Encounters

Weiterhin ist die Elektronenemission der Wechselwirkungsprozesse relativistischer Schwerionen in Materie interessant, da Elektronen bei Polarimetrie- oder Spektroskopie-Experimenten an Photonen den Hauptuntergrund des Signals ausmachen. Zum einen sind die meisten Photonendetektoren hochempfindlich auf Elektronenbeschuss (da sie ihrerseits Elektronentransportprozesse als Signalquelle nutzen), zum anderen hat jeder Detektor eine gewisse Totzeit, in der keine Messung möglich ist, während der Detektor das aktuelle Signal verarbeitet. Deshalb beeinflusst jede zusätzliche Störquelle die Statistik der Messung negativ und muss vor der Durchführung des Experiments genau untersucht und möglichst minimiert werden. Außerdem können gerade hochenergetische Elektronen im gesamten Aufbau des Experiments Bremsstrahlung erzeugen, die, falls sie in den entsprechenden Energiebereich fällt, nicht mehr vom eigentlichen Signal zu unterscheiden ist und dieses somit verfälscht.

Eine der wichtigsten Elektronenquellen ist die Target-Ionisation oder Binary Encounter, da sie im Vergleich zu den anderen beschriebenen Elektronenemissionsprozessen zum einen die höchste Auftretswahrscheinlichkeit bei hohen Energien aufweist und zum anderen aufgrund ihrer Kinematik die einzige Quelle von Partikeln ist, deren Energie in einem vergleichbaren Bereich zur REC-Strahlung liegt. Die Berechnung des Streuquerschnitts wird mit Hilfe des durch F. Salvat *et al.* bereitgestellten Programms ELSEPA durchgeführt [41]. Dieses wird über ein Steuerprogramm angesprochen, um größere Parameterbereiche automatisch abzurufen und in eine Datenbank übertragen zu können.

Elektronenenergie und Querschnitt

Die Elektronenenergie im Projektilsystem ergibt sich direkt aus der Projektilgeschwindigkeit (äquivalent zum RR/REC-Prozess) sowie im Falle der Impulsapproximation zusätzlich aus dem Elektronenimpuls und der Bindungsenergie des betrachteten Target-Atoms. Die Berechnung der Querschnitte durch ELSEPA erfolgt je Energie im Projektilsystem und wird durch Anwenden der Lorentz-Transformation in das Laborsystem überführt. Es ist zu beachten, dass eine Rückwärtsstreuung der Elektronen ausgeschlossen ist, sofern die Elektronen im Target als ruhend angenommen werden, da die stoßenden Projektile einen reinen Vorwärtsimpuls tragen. Der Winkelbereich wird daher durch die Transformation eingeschränkt und es werden keine Elektronen bei Detektorwinkeln über 90° erwartet (siehe Abbildung 3.7).

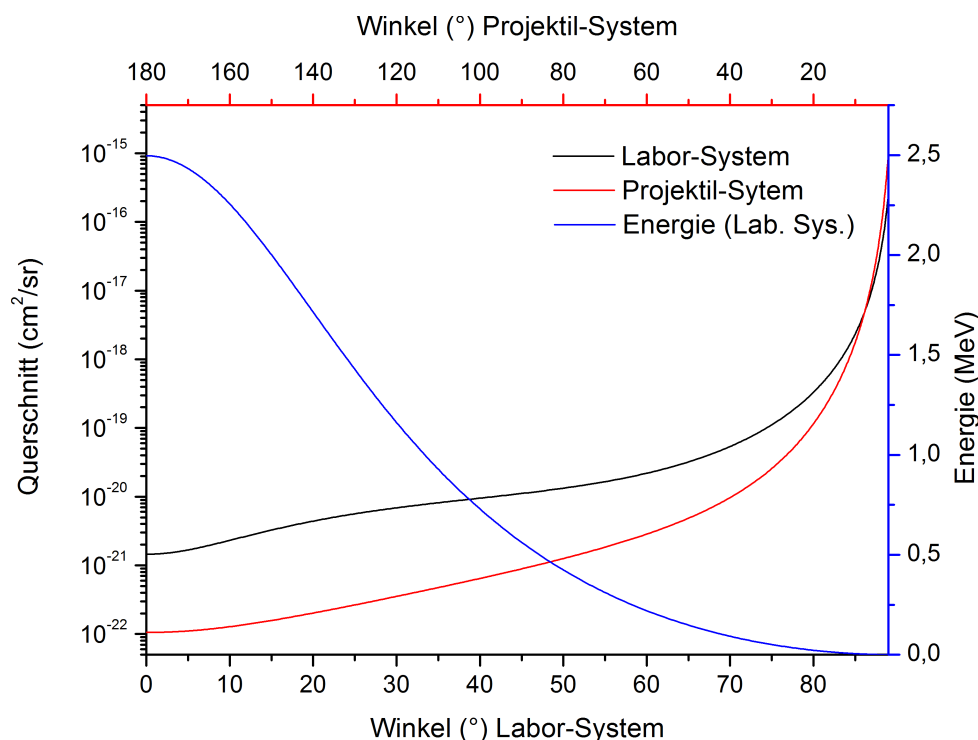


Abbildung 3.7: Verglichen werden der winkeldifferenzielle Querschnitt elastisch gestreuter Elektronen im Projektilsystem und im Laborsystem. Weiterhin eingezeichnet ist die Energie der Elektronen im Laborsystem. Verwendet wurde ein U^{92+} -Projektil bei 800 MeV/u Strahlenergie.

Um mit Hilfe der Impulsapproximation aus den winkeldifferenziellen Querschnitten Spektren berechnen zu können, werden gemäß der Ausführungen von D. Jakubaßa-Amundsen [61] die energie-integrierten Querschnitte aus ELSEPA verwendet und mittels folgendem Zusammenhang in Spektren des Laborsystems überführt:

$$\frac{d^2\sigma_{BE}}{d\Omega dE} \propto \frac{E_p p_p}{\gamma v c^2} \frac{1}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \left(\frac{1}{\gamma_p'^2} \frac{d^2\sigma'_{ES}}{d\Omega' dE'} \right) \Bigg|_{S' \rightarrow S} \quad (3.30)$$

Die benötigten Spektren des Projektilsystems werden wie in Gleichung 3.27 beschrieben ermittelt und anschließend in das Laborsystem transformiert. Es müssen dabei die allgemeinen Lorentz-Transformationen verwendet werden, da die Elektronen im Target nicht mehr ruhen, sondern durch die Impulsverteilung des Compton-Profiles beschrieben werden. Der Faktor γ_p' ist der relativistische Faktor der Elektronen im Projektilsystem und E_p und p_p sind die Energie und der korrespondierende Impuls der Elektronen im Laborsystem an der Position des spektralen Peaks.

Es ist anzumerken, dass Elektronen mit nicht verschwindendem initialen Impuls nach der Streuung den vollen Winkelbereich abdecken können, also auch Elektronen für Detektorwinkel größer 90° beobachtet werden können. Dies ist intuitiv klar, wenn man sich vorstellt, dass diese Elektronen einen so großen Impuls hatten, dass sie auch nach dem Stoß entgegen der Strahlrichtung weiter fliegen. Wenn man nicht ruhende Target-Elektronen jedoch im Kontext der Impulsapproximation betrachtet stellt man fest, dass beliebig große Elektronenimpulse auch beliebig unwahrscheinlich sind und die Querschnitte der Elektronen, die eine Rückstreuung erfahren entsprechend gering im Vergleich zu den vorwärts gestreuten Elektronen sind. Andererseits trifft dies auch auf Elektronen zu, deren initialer Impuls groß genug ist, dass es zu gar keiner Streuung kommt, weil die Elektronen schneller als das Projektil sind.

Bei der Betrachtung der Querschnitte ist weiterhin zu beachten, dass ELSEPA pro Stoß nur ein Elektron berücksichtigt. Gerade wenn schwerere Targets verwendet werden, stehen mehr als ein Elektron des Targets für den Prozess zur Verfügung und Zwei- oder Mehrelektronen-Stöße sind ebenfalls wahrscheinlich, werden aber im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt. ELSEPA erlaubt die Eingabe eines beliebigen Ladungszustandes der stoßenden Projektilionen. Dies ist jedoch für die Betrachtungen im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter relevant, da die Elektronen mit hohen kinetischen Energien unter großen Ablenkungswinkeln emittiert werden, die wiederum eine Streuung mit geringem Stoßparameter voraussetzen. Target-Elektronen, die nahe am Projektilkern streuen, werden durch die Abschirmung möglicherweise vorhandener Elektronen im Ion daher nur sehr schwach beeinflusst.

3.1.6 Gesamtquerschnitt der Projektilionisation

Die Projektilionisation stellt eine weitere Quelle hochenergetischer Elektronen dar. Allerdings ist der Streuquerschnitt des Effekts einige Größenordnungen kleiner als jener des Binary Encounter bei vergleichbarem Stoßsystem. Die emittierten Elektronen haben eine geringe Geschwindigkeit relativ zum Ion und fliegen deshalb nach der Ionisation mit dem Projektil mit und werden nicht in die Wechselwirkungskammer abgestrahlt. Der Ionisationsprozess der Projektilionen trägt daher ebenfalls nicht signifikant zum Strahlungsuntergrund bei.

Gesamtquerschnitt

Der Coulomb-Anteil des Gesamtquerschnitts der Projektionisation kann, wie von R. Anholt *et al.* [45] beschrieben, mit Hilfe der tabellierten Übertragungsfunktion F_s [43, 44] approximiert werden durch:

$$\sigma_{\text{coul}} = \sigma_0 \cdot \frac{1}{\theta_s} F_s \left(\frac{\eta_s}{\theta_s^2}, \theta_s \right) \quad (3.31)$$

Die dimensionslose Größe θ_s beschreibt die auf wasserstoffartige Systeme normierte Bindungsenergie und geht daher für die betrachteten hochgeladenen Schwerionen mit höchstens einem verbleibenden Elektron über zu $\theta_s \rightarrow 1$. Der normierte relativistische Energieübertrag η_s durch einen Stoß mit einer relativistischen Geschwindigkeit β wird berechnet durch den Ausdruck:

$$\eta_s = \left(\frac{\beta}{\alpha Z_P} \right)^2 \quad (3.32)$$

Zusammen mit der Normierung σ_0 ergibt sich der Coulomb-Anteil des Querschnitts zu:

$$\sigma_0 = 4\pi a_0^2 \cdot \frac{Z_T^2}{Z_P^4} \quad \rightarrow \quad \sigma_{\text{coul}} = 4\pi a_0^2 \cdot \frac{Z_T^2}{Z_P^4} \cdot F_s \left(\beta^2 / (\alpha^2 Z_P^2) \right) \quad (3.33)$$

Im Folgenden wird die Berechnung der totalen Querschnitte auf die Ionisation der K-Schalen-Elektronen des Projektils beschränkt.

Ein weiterer Effekt muss beachtet werden, wenn die Projektilgeschwindigkeit relativistisch wird, da in diesem Fall die Beschreibung der Störung nicht mehr durch ein reines Coulomb-Potential möglich ist, sondern ebenfalls mit Hilfe eines Liènard-Wiechert-Potentials geschehen muss. Es ergibt sich neben der rein elektrischen Feldebetrachtung ein transversaler, magnetischer Zusatzterm, der im Rahmen der Bornschen-Näherung durch folgenden Term abgeschätzt werden kann [45]:

$$\sigma_{\text{trans}} = 0,523 \times 10^4 \text{ b} \cdot \left(\frac{Z_T}{Z_P} \right)^2 \cdot \frac{\ln(\gamma^2) - \beta^2}{\beta^2} \quad (3.34)$$

Der totale Querschnitt für die Projektionisation ergibt sich dann wie folgt:

$$\sigma_{\text{ION}} = \sigma_{\text{coul}} + \sigma_{\text{trans}} \quad (3.35)$$

Die Berechnung der Gesamtquerschnitte erfolgt mit Hilfe eines selbst geschriebenen Programms, welches sowohl die nötigen Berechnungsquerschnitte als auch die Tabelle der Übertragungsfunktion für die K-Schalen-Ionisation bereitstellt.

3.2 Ergebnisse der Berechnungen

Nachdem beschrieben wurde, wie die Datensätze zu den Emissionscharakteristika der Wechselwirkungsprozesse in Ion-Atom-Stöße berechnet werden, folgt eine Darstellung der Ergebnisse dieser Rechnungen. Außerdem werden die berechneten Daten mit den Ergebnissen anderer Arbeiten verglichen. Sofern nicht anders bezeichnet, beziehen sich alle Werte auf das Laborsystem.

3.2.1 Radiative Rekombination

Darstellung der RR-Resultate für verschiedene Stoßsysteme

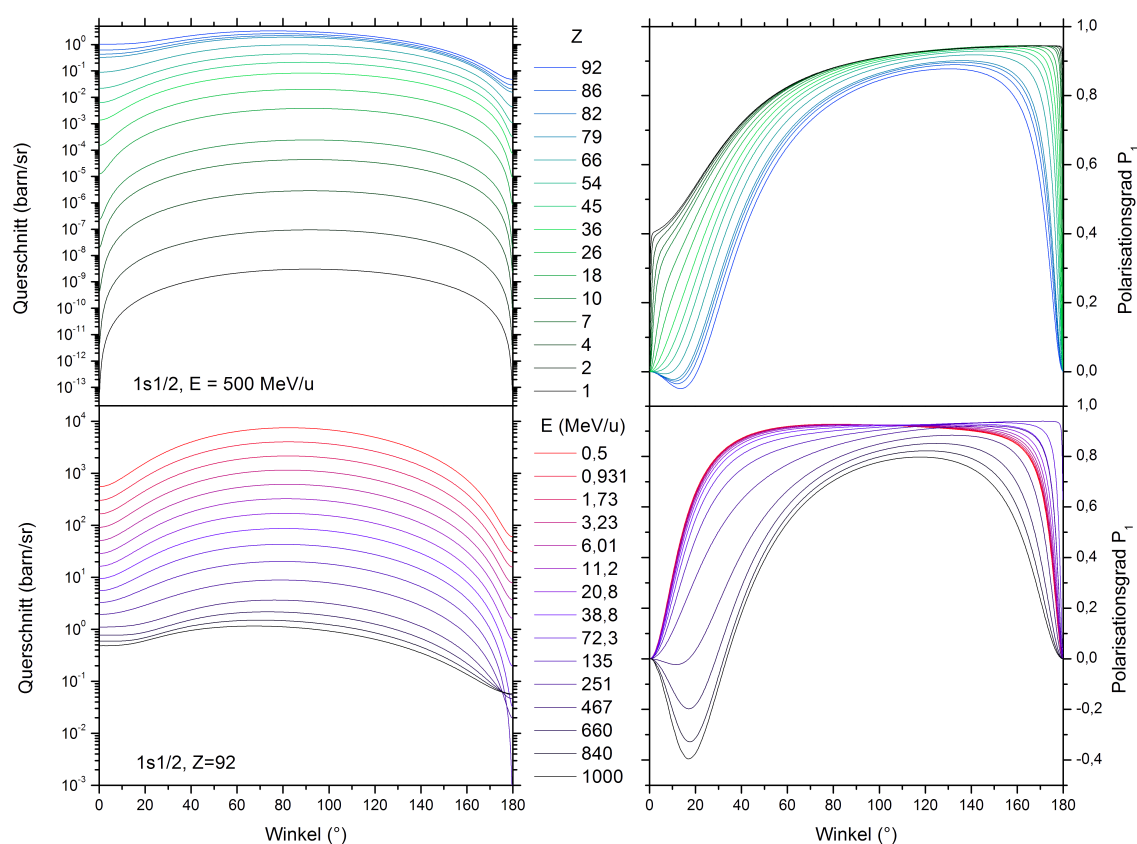


Abbildung 3.8: Dargestellt sind die winkelabhängigen Querschnitte (links) und Polarisationsgrade (rechts) des K-REC-Prozesses für verschiedene Energien (für U^{92+} -Ionen) und Ordnungszahlen der verwendeten Projektionen (bei 500 MeV/u).

Die winkeldifferenziellen Querschnitte und Photonpolarisationen der RR-Strahlung sind für verschiedene Projektile, Projektilenergien und Einfang-Orbitale in den Abbildungen 3.8 und 3.9 dargestellt. Ein Maximum der Emissionswahrscheinlichkeit ist für Detektorwinkel nahe 90° zu beobachten, da die energieabhängige Retardierung der Querschnitte im Emittersystem zu größeren Emissionswinkeln durch die Lorentz-Transformation in das Laborsystem näherungsweise gerade aufgehoben wird.

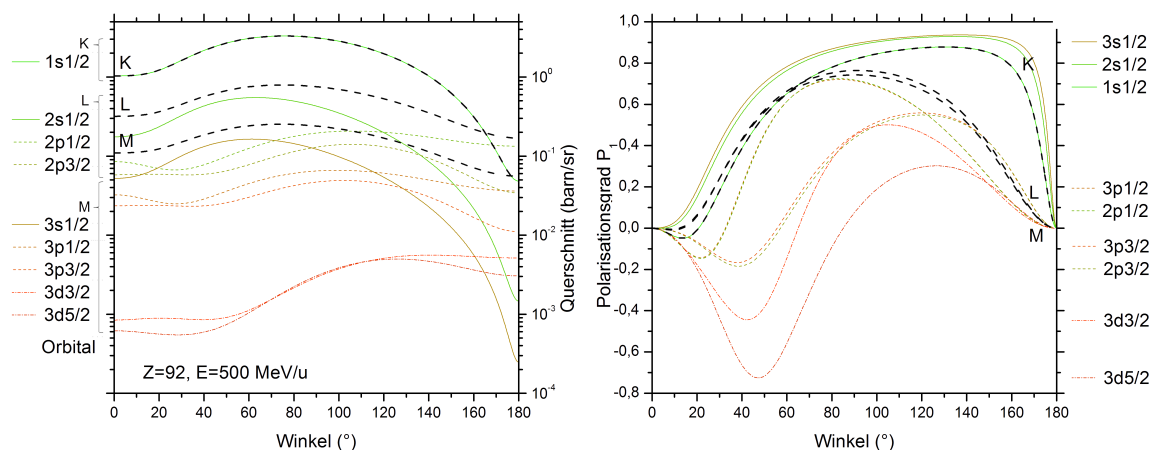


Abbildung 3.9: Dargestellt sind die winkelabhängigen Querschnitte (links) und Polarisationsgrade (rechts) des REC-Prozesses für verschiedene Einfangorbitale, abgetragen über dem Beobachtungswinkel. Die Gesamtorbitale K, L und M sind jeweils in schwarz eingezeichnet. Der Einfang geschieht in U^{92+} -Ionen mit 500 MeV/u Strahlenergie.

Der Querschnitt steigt mit zunehmender Ordnungszahl der Projektile an, während er mit wachsender Energie sinkt. In einer nicht-relativistischen Betrachtung entspricht die Polarisationscharakteristik der eines Dipolstrahlers und ist winkelunabhängig gleich Eins. Bei höheren Stoßgeschwindigkeiten und anwachsender Projektilordnungszahl müssen immer mehr Multipolelemente berücksichtigt werden und es entstehen Abweichung. Der Einfluss magnetischer Multipolelemente nimmt zu und es kann RR-Strahlung mit negativer linearer Polarisation emittiert werden. Dies entspricht im Bild der Photoionisation einer Emission der Elektronen entlang des magnetischen Feldvektors der einfallenden Strahlung. Da dieser Effekt bisher noch nicht beobachtet werden konnte, wurde in Kapitel 4 ein mögliches Nachweisexperiment am HESR geplant.

Für steigende Drehimpulse der Einfangorbitale wird der Effekt der negativen Polarisation deutlicher, da mit aufsteigenden Unterschalen die möglichen Übergänge in höheren Multipol-Ordnungen wahrscheinlicher werden und somit immer mehr magnetische Anteile hinzukommen. Es zeigt sich allerdings auch, dass für steigende Einfangschalen der Querschnitt deutlich abfällt und eine mögliche Messung der negativen Polarisation trotz stärkerer Ausprägung des Effekts selbst durch geringere Nachweisraten in höheren Einfangorbitalen schwerer sein wird.

Darstellung REC-Resultate

Dem winkel- und energiedifferenziellen Spektrum in Abbildung 3.10 ist die grundlegende Struktur der REC-Spektren zu entnehmen. Zu erkennen ist, dass die Peak-Energie der Spektren, welche den Punkt markiert, an dem die einfliegenden Elektronen sich in Ruhe befanden, bei kleinen Emissionswinkeln beginnend aufgrund der Lorentz-Transformation immer weiter absinkt, bis sie im Falle einer Emission entgegen der Strahlachse auf den Wert der Bindungsenergie abgefallen ist. Bei festgehaltenem Winkel ist in Energierichtung das Compton-Profil der eingefangenen Target-Elektronen wieder zu erkennen. Der Verlauf der Peak-Höhe in Winkelrichtung spiegelt den aus Abbildung 3.8 bekannten winkeldifferenziellen Querschnitt der RR-Strahlung wieder.

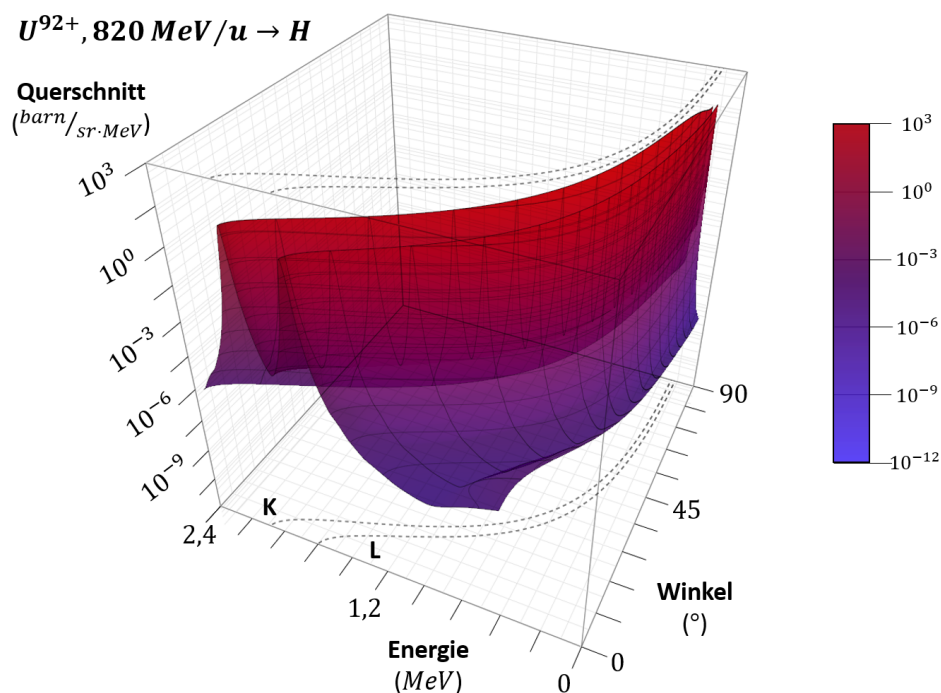


Abbildung 3.10: Dargestellt ist das winkeldifferenzielle Spektrum der Strahlung des K- und L-REC-Prozesses für U^{92+} -Ionen bei 820 MeV/u Strahlenergie auf ein Wasserstoff-Target. Außerdem dargestellt ist der Verlauf der Maxima als Projektion in die x-y-Ebene.

Vergleich der Ergebnisse zum REC-Prozess mit anderen Arbeiten

Um die Qualität der Datenreihen zu überprüfen, werden die Ergebnisse der RR-Berechnungen mit den Ergebnissen von Eichler und Ichihara *et al.* verglichen [14] (siehe Abbildung 3.11). Alle zur Verfügung stehenden winkeldifferenziellen Querschnitte, die innerhalb der im Rahmen dieser Arbeit benutzen Parameter lagen wurden berücksichtigt. Dazu wurden die Daten bilinear interpoliert, um sie an die Struktur der Vergleichswerte anzugleichen. Anschließend wurden die durchschnittliche und maximale punktweise Abweichung für alle Querschnitte berechnet. Die durchschnittlichen Abweichungen betragen zwischen 0,03% und 0,70% (0,20% im Mittel), wobei die Abweichungen monoton mit zunehmender Projektilenergie ansteigen. Die maximale punktweise Abweichung liegt zwischen 0,09% und 5,97% (0,57% im Mittel). Die hohe obere Schranke entsteht durch verschwindend geringe Querschnitte im Bereich sehr kleiner und großer Emissionswinkel, die selbst bei geringen Unterschieden zu großen relativen Abweichungen führen. Die Ergebnisse sind damit vergleichbar mit denen der Theorie, können aber durch Verwendung der Datenbank in kürzester Zeit errechnet werden.

Der Vergleich der Ergebnisse der REC-Spektralverteilung unter Berücksichtigung der Impulsverteilung der Target-Elektronen mit den Ergebnissen anderer Arbeiten zeigt eine gute Übereinstimmung der berechneten Werte, sowohl mit theoretischen Berechnungen, als auch mit experimentellen Daten (siehe Abbildung 3.12). Der Vergleich der Daten mit dem Experiment ist ohne Berücksichtigung der endlichen Detektorgröße und Energieauflösung berechnet und zeigt daher leichte Abweichungen der absoluten Werte. Im Falle der theoretischen Rechnung weichen die Spektren über drei bis vier Größenordnungen nicht wesentlich von einander ab.

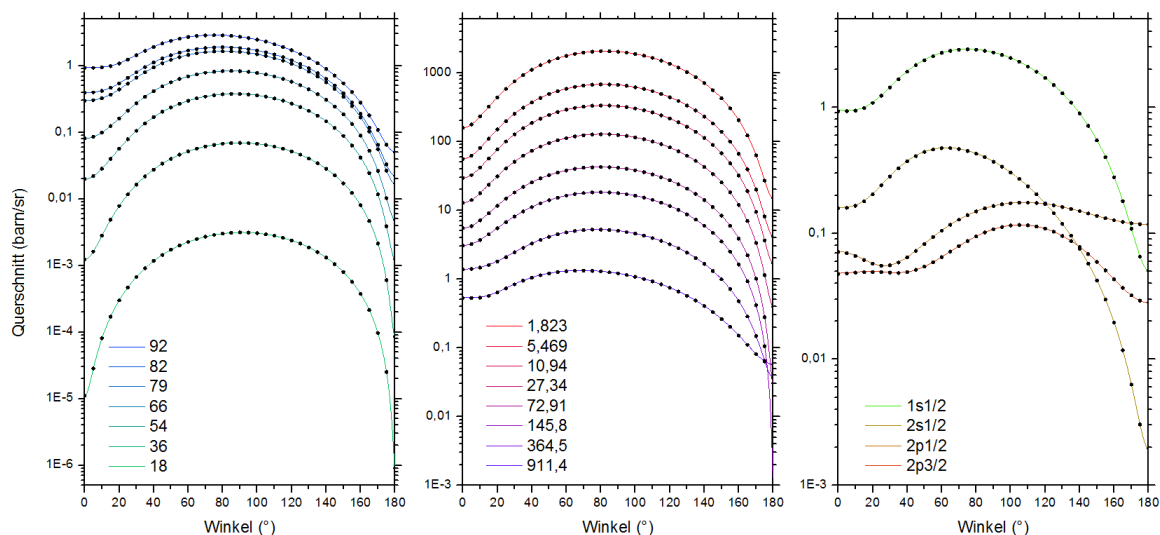


Abbildung 3.11: Die Grafiken zeigen den Vergleich der Spektren der RR-Strahlung aus dieser Arbeit (Linien) mit dem Spektren aus [14] (Punkte). Es wurden jeweils die Kernladungszahl (546,87 MeV/u, K-RR, links), Energie (U^{92+} , K-RR, Mitte) und Einfangschale (U^{92+} mit 546,87 MeV/u, rechts) variiert.

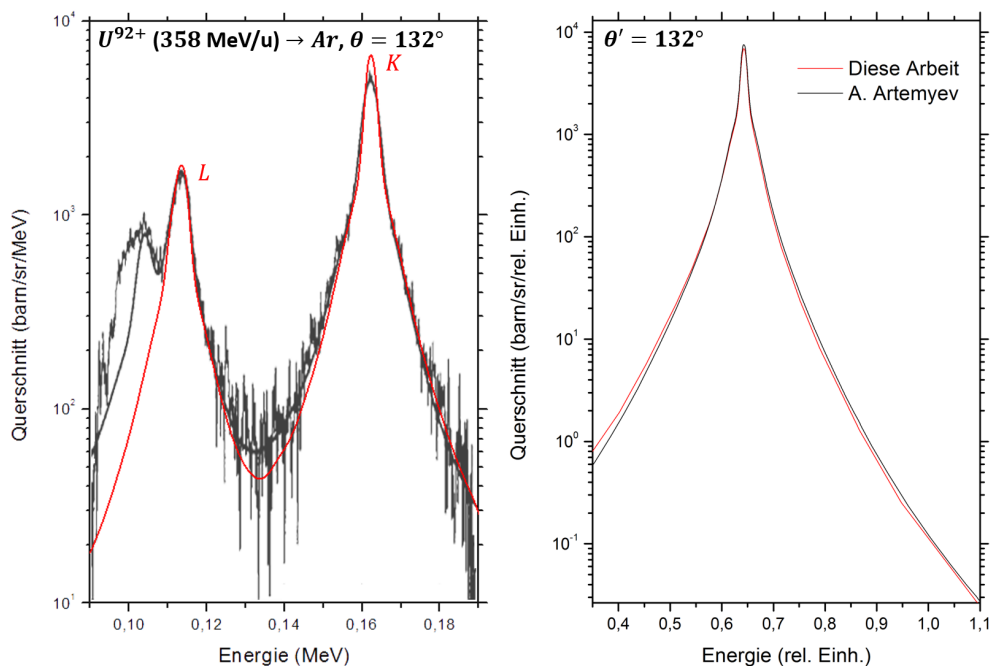


Abbildung 3.12: Die Grafiken zeigen den Vergleich der Spektren der K- und L-REC-Strahlung aus dieser Arbeit (rot), mit vergleichbaren Spektren anderer Arbeiten (schwarz): [62] (links, Experiment) und [63] (rechts, Theorie). Der rechte Graph ist im Projektilsystem berechnet, beide jeweils für U^{92+} bei 358 MeV/u auf ein Argon-Target.

3.2.2 Binary Encounter

Darstellung der Resultate zur Elektronenstreuung

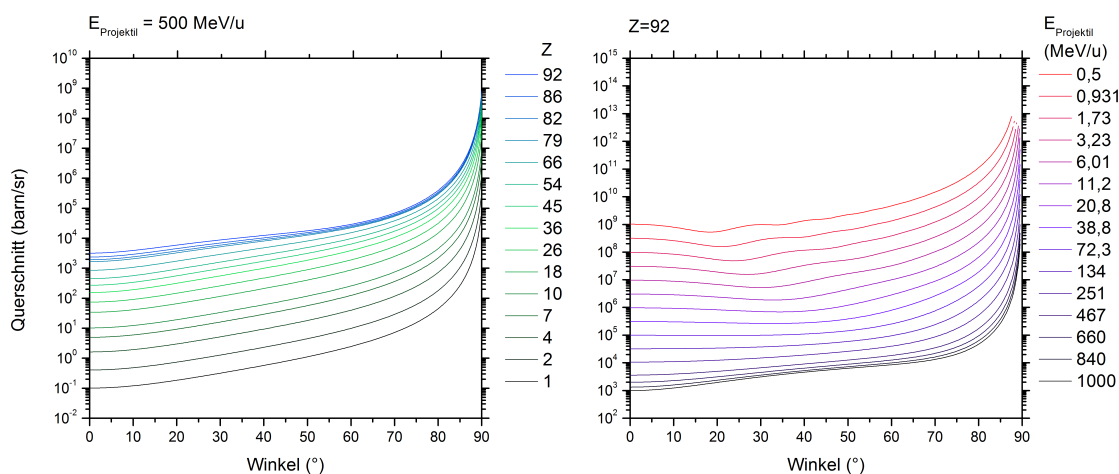


Abbildung 3.13: Dargestellt sind die winkelabhängigen Querschnitte der Elektronenstreuung für verschiedene Ordnungszahlen (links) und Energien (rechts) der verwendeten Projektionen, aufgetragen über dem Beobachtungswinkel im Laborsystem.

Die Querschnitte der Elektronenstreuung weisen ein Maximum bei hohen Detektorwinkeln auf und fallen monoton zu Streuungen mit Winkeln näher zur Strahlachse ab. Dies ist anschaulich klar, da große Detektorwinkel gleichbedeutend mit kleinen Ablenkungen der Elektronen im Projektilsystem und damit beliebig großen Stoßparametern sind. Wie erwartet steigen die Querschnitte mit steigender Ordnungszahl der verwendeten Projektile an und fallen zu größeren Energien ab, da im einen Fall die streuende Ladung steigt und im anderen Fall die Wechselwirkungszeit sinkt. Im Vergleich zu den Querschnitten der RR/REC-Strahlung findet man, dass der Elektronenstreuprozess durchschnittlich drei bis vier Größenordnungen wahrscheinlicher auftritt und damit als wichtige Störquelle identifiziert werden kann.

Darstellung der Resultate zu Binary Encounter

Aufgrund der Stoßkinematik, bei der das Elektron nicht in einen freien oder gebundenen Zustand des Projektils eingefangen sondern elastisch daran gestreut wird, sind finale Elektronenenergien möglich, die deutlich über der Energie liegen, die Elektronen aufgrund der Projektilgeschwindigkeit in den Stoß einbringen. Klassisch betrachtet erhält ein Elektron bei vollständiger Rückstreuung die doppelte Geschwindigkeit und damit die vierfache Energie im Vergleich zu einem nicht gestreuten Elektron. Im Gegensatz zu Elektronen und Photonen aus dem Bremsstrahlungsprozess ist daher ein deutlicher Überlapp der Spektren von Target-Ionisation und REC-Emission zu erwarten. Insbesondere wenn man bedenkt, dass Elektronen aus der Wechselwirkung zwischen Projektil und Target im gesamten Aufbau ihrerseits wieder sekundäre Bremsstrahlung

erzeugen können, bedeutet dies, dass gerade Elektronen mit solchen Energien Photonen freisetzen können, die auch in einer energief aufgelösten Messung nicht mehr einfach von Signal-Photonen aus dem REC-Prozess unterschieden werden können und damit eine echte Verzerrung der Messung verursachen könnten. Aus diesem Grund wird in Kapitel 4 der BE-Prozess als Hauptquelle des Signaluntergrunds behandelt.

Das Spektrum in Abbildung 3.14 spiegelt den generellen Verlauf der Target-Ionisationspektren gut wieder. Erkennbar ist die Winkelabhängigkeit des Querschnitts, wie sie in den winkeldifferenziellen Querschnitten der elastischen Elektronenstreuung beobachtet wurde sowie die peak-artigen Strukturen in Richtung der Elektronenenergie, die aus den Compton-Profilen des verwendeten Targets resultieren.

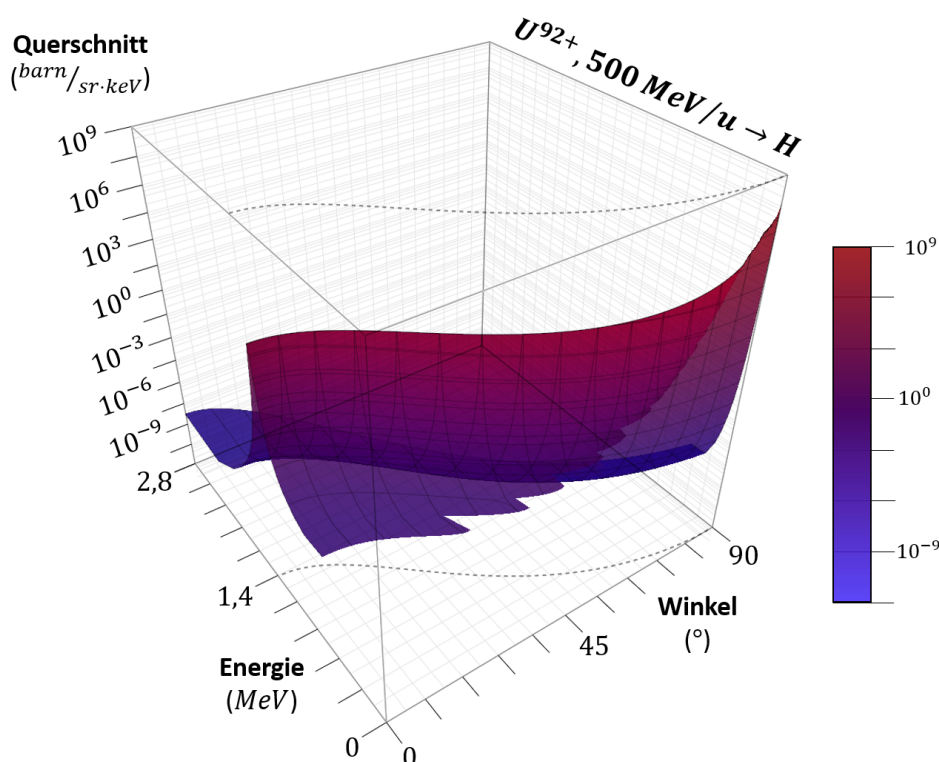


Abbildung 3.14: Dargestellt ist das winkeldifferenzielle Spektrum der Target-Ionisation für U^{92+} -Ionen bei 500 MeV/u Strahlenergie auf ein Wasserstoff-Target. Weiterhin ist die Projektion des Verlaufs des Maximums in die x-y-Ebene eingezeichnet.

Vergleich der Ergebnisse zum BE-Prozess mit anderen Arbeiten

Ein Vergleich mit Messungen und Theorien für verschiedene Energie-, Winkel- und Elementbereiche aus anderen Arbeiten ergibt, dass für hinreichend hohe Projektilenergien [64,65] ($E_p \geq 10$ MeV/u) Form und Höhe der Spektren in der Umgebung des Peaks eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnisse dieser Arbeit aufweisen (siehe Abbildung 3.15). Die Übereinstimmung wird für größere Strahlenergien [61] sogar besser, was auf die in dieser Arbeit vorgenommenen Näherungen zurückzuführen ist. Abweichungen der Peak-Form von den Messungen (und teilweise Theorien) sind größtenteils darin begründet, dass in den entsprechenden Arbeiten nur die Impulsauflösung der Detektoren, nicht jedoch deren endliche Breite berücksichtigt wurde und das Verfahren zur

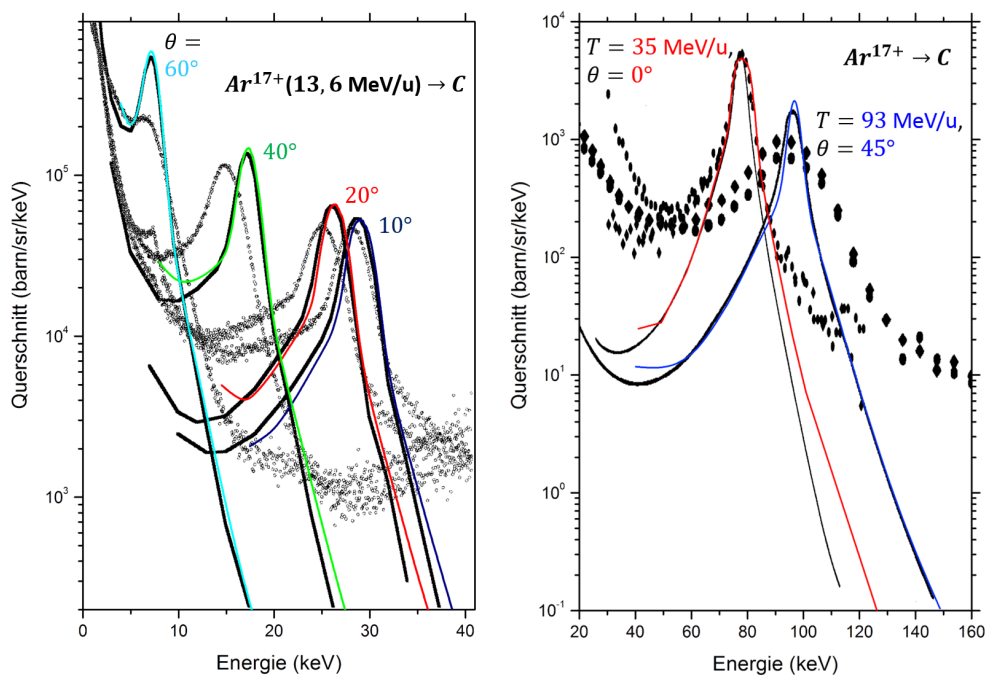


Abbildung 3.15: Die Grafiken zeigen den Vergleich verschiedener Spektren der Target-Ionisation durch elastische Elektronenstreuung dieser Arbeit mit vergleichbaren anderen Arbeiten: [64] (links) und [61] (rechts). Die überlagerten hellen, farbigen Graphen stellen jeweils die eigenen Rechnungen dar, während die schwarzen, beziehungsweise dunklen Graphen aus den fremden Arbeiten übernommen wurden. Symbole markieren teilweise renormierte Messungen bei vergleichbaren Parametern.

Berücksichtigung der Detektoreffekte nicht detailliert beschrieben wurde. Dahingegen zeigen Vergleiche mit Arbeiten für deutlich kleinere Strahlenergien [66], insbesondere bei schweren Target-Atomen, eine deutliche Diskrepanz zwischen Spektren dieser Arbeit und den Vergleichstheorien. Die Näherungen im Bezug auf die Bindungsenergie sind im Bereich ($E \approx 1 \text{ MeV/u}$) nicht mehr anwendbar.

3.2.3 Bremsstrahlung

Die maximale Photonenergie der Bremsstrahlung ist durch die kinetische Energie der Target-Elektronen im Projektilsystem nach oben beschränkt und liegt daher immer unterhalb der Energie der REC-Photonen. Eine direkte Störung der Messung von REC-Photonen durch die im Target entstehende primäre Bremsstrahlung kann daher ausgeschlossen werden. Die Elektronen selbst werden im Gegensatz zum elastischen Streuprozess in einen freien Zustand der Projektilionen eingefangen und erreichen daher maximal die Geschwindigkeit des Projektils im Stoß. Sie erfahren - im Gegensatz zu den BE-Elektronen - keinen zusätzlichen Energieübertrag und können entsprechend zunächst bei der Betrachtung möglicher Störeffekte einer REC-Messung ebenfalls vernachlässigt werden.

Der Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen zu den Querschnitten und Polarisierungen der Bremsstrahlung zeigt eine weitgehend gute Übereinstimmung der Datensätze mit anderen Theorien (siehe Abbildung 3.16 und 3.17). Die doppelt differenziellen Querschnitte für hochenergetische einfallende Elektronen weichen bei geringen Streuwinkeln von den Berechnungen durch Tseng und Pratt [67] leicht ab. Der lineare Polarisationsgrad der Strahlung, der ebenfalls von Tseng und Pratt ermittelt wurde [68], unterscheidet sich weitestgehend weniger als ein Prozent von den Rechnungen dieser Arbeit. Auch der Vergleich der Datensätze mit geringeren Energien ergibt nur im Bereich der Flanken weit entfernt vom Emissionspeak größere Abweichungen der errechneten Daten mit den Ergebnissen von Tseng und Pratt [67]. Insbesondere dort fallen die berechneten Querschnitte dieser Arbeit deutlich stärker ab als die Ergebnisse der Vergleichsrechnungen.

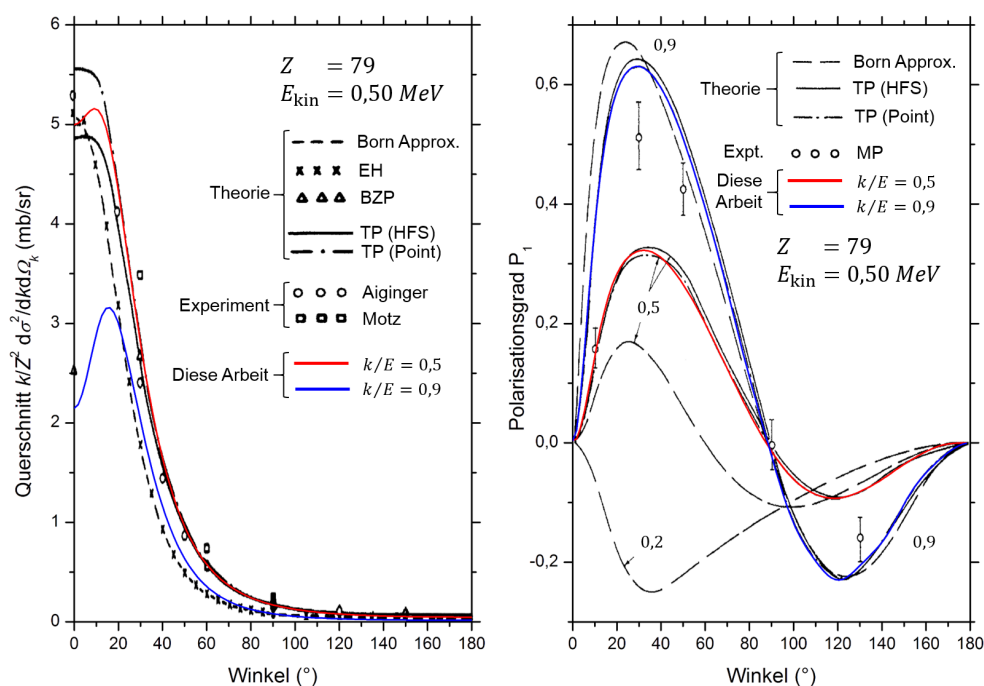


Abbildung 3.16: Die Grafiken zeigen den Vergleich der doppelt differenziellen Querschnitte (links) und des Polarisationsgrades P_1 (rechts) der Bremsstrahlung aus der Wechselwirkung von Elektronen mit $E_{\text{kin}} = 0,500 \text{ MeV}$ auf Silber mit $k/E_{\text{kin}} = 0,5$ und $0,9$ Photonenenergie mit den Ergebnissen anderer Arbeiten zusammengefasst durch Tseng und Pratt [67, 68].

Diese Unterschiede, die insbesondere verglichen mit den dreifach differenziellen Querschnitten aus [69] auch im Bereich des Peaks selbst bis zu einigen 10% betragen können, lassen sich darauf zurückführen, dass die reduzierten Matrixelemente, die für die Berechnungen verwendet wurden, für vollständig ionisierte Targets ermittelt wurden. Sowohl die theoretischen Ansätze von Tseng und Pratt, als auch die Experimente wurden aber jeweils mit neutralen Targets durchgeführt, wodurch die zusätzliche Betrachtung von Abschirmungseffekten (Screening) mitberücksichtigt werden mussten. Im Rahmen dieser Arbeit werden hingegen hochionisierte Projektionen anstatt neutraler atomarer

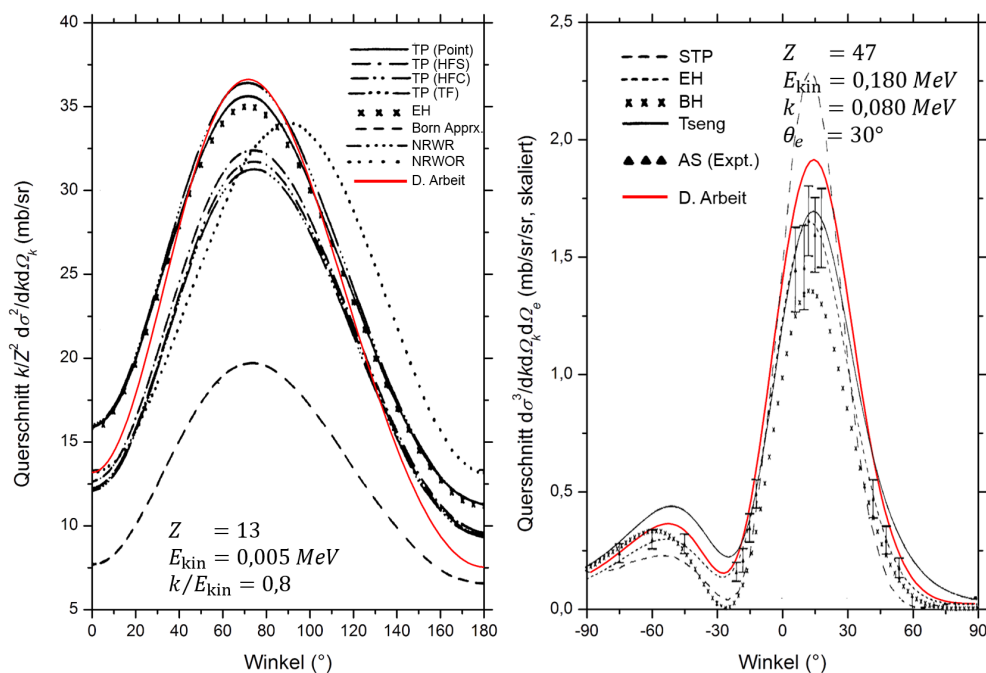


Abbildung 3.17: Die Grafiken zeigen den Vergleich des doppelt differenziellen Querschnitts (links) für ein einfallendes Elektron mit geringer Energie [67] und den dreifach differenziellen Querschnitt aus [69] (rechts) der Bremsstrahlung aus der Wechselwirkung von Elektronen mit verschiedenen Targets.

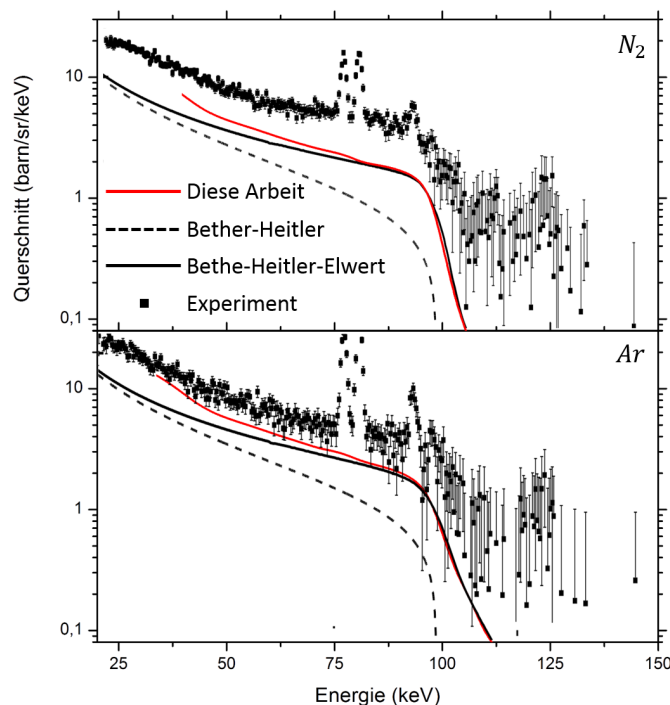


Abbildung 3.18: Die Grafiken zeigen den Vergleich des doppelt differenziellen Querschnitts des Bremsstrahlungsprozesses für U^{90+} -Ionen mit 223,2 MeV/u Strahlenergie auf ein Stickstoff- und ein Argon-Target mit den Ergebnissen aus [70].

Die totalen Querschnitte der Projektionisation liegen mehrere Größenordnungen unter denen der elastischen Elektronenstreuung und der Effekt lässt sich somit ebenfalls als relevante Störquelle für Experimente mit REC-Strahlung ausschließen. Ein Vergleich der totalen Querschnitte der K-Schalen-Projektionisation von wasserstoffartigen *Bi*-Ionen auf verschiedenen Targets mit den Ergebnissen anderer Arbeiten [71] ist in Abbildung 3.19 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die im Rahmen dieser Arbeit berechneten Querschnitte, im betrachteten Bereich, durchgehend oberhalb der Kurven früherer Berechnungen liegen. Dies lässt sich hauptsächlich auf die relativistische Normierung für Schwerionen der dimensionslosen Größen η_s und θ_s erklären. Insgesamt unterschätzen alle theoretischen Berechnungen der totalen Querschnitte die experimentell ermittelten Werte deutlich.

In der Literatur sind keine systematischen Untersuchungen der Querschnitte der Projektionisation im Bereich der Energien des HESR zu finden. Daher musste der Vergleich der Datensätze auf einen niedrigeren Energiebereich beschränkt werden.

3.2.5 Schlussfolgerungen

Im Verlauf dieses Kapitel hat es sich gezeigt, dass in dem durch den HESR für atomphysikalische Experimente neu erschlossenen Energiebereich für schwere Projektile eine signifikante negative Polarisation der Strahlung des K-REC-Prozesses beobachtet werden kann. Es handelt sich also um eine Strahlung, deren lineare Polarisation senkrecht zur Wechselwirkungsebene steht, die durch die Einfangrichtung des Elektrons und das emittierte Photon aufgespannt wird. Dieses Phänomen entspräche im Fall des zeitinversen Prozesses (also der Photoionisation) einer Emission von Elektronen entlang des magnetischen statt des elektrischen Feldvektors des einfallenden Photons und wurde bisher noch nicht beobachtet. Aus diesem Grund wird im nachfolgenden Kapitel 4 ein mögliches Experiment vorgestellt, mit dem insbesondere sehr früh nach Fertigstellung des HESR die Polarisation der REC-Strahlung nachgewiesen werden könnte. Weiterhin wurde der Binary-Encounter-Prozess als Quelle für Elektronen identifiziert, deren Energiebereich den der REC-Strahlung signifikant überlappt. Sie machen damit einen wichtigen Teil des Strahlungsuntergrundes für ein mögliches Nachweisexperiment aus und müssen ebenfalls berücksichtigt werden. Bei der Planung des Experiments werden deshalb die Ergebnisse dieses Kapitels verwendet, um zu demonstrieren, welche Möglichkeiten die Datensätze für die Experimentplanung bieten und wie sie angewendet werden können.

Kapitel 4

Planung eines Experiments am HESR

Nachdem im vorhergehenden Kapitel ein Überblick über die atomaren Wechselwirkungsprozesse bei relativistischen Schwerionenstößen gegeben wurde, soll in diesem Kapitel exemplarisch ein Effekt herausgegriffen werden, für den ein konkretes Experiment am HESR geplant und simuliert wird. Für Energien über 500 MeV wird bei Photonen für den dominanten K-REC-Prozess bei kleinen Winkeln eine lineare Polarisation senkrecht zur durch die Elektroneneinfangrichtung und die Photonenemission aufgespannten Wechselwirkungsebene vorhergesagt.

Im Folgenden wird zunächst das Prinzip der Compton-Polarimetrie mittels zweidimensional ortsauflösender Halbleiter-Detektoren kurz erläutert. Es folgt eine Diskussion der Optimierung der Experimentparameter im Hinblick auf eine optimale Effizienz des experimentellen Aufbaus. Dazu werden die in Kapitel 3 vorgestellten Ergebnisse verwendet. Den Abschluss bildet die Beschreibung der Modellierung des Transports von Elektronen und Photonen sowie deren Wechselwirkungen innerhalb des Versuchsaufbaus am HESR mit Hilfe einer Simulation unter Verwendung des Monte-Carlo-Codes Geant 4.

4.1 Röntgenpolarimetrie

Röntgenpolarimetrie beschreibt ein Verfahren zur Bestimmung der Polarisation einer hochenergetischen Photonenquelle. Im Speziellen soll das Konzept der sogenannten Compton-Polarimetrie beschrieben werden, die die azimuthale Abhängigkeit des Compton-Streuquerschnitts von der Richtung der linearen Polarisation der einfallenden Strahlung ausnutzt. Mit Hilfe ortsauflösender Halbleiter-Detektoren wird dabei die azimuthale Streurichtung der Photonen gemessen und zur Bestimmung ihrer linearen Polarisation verwendet. Eine detaillierte Beschreibung der Compton-Polarimetrie findet sich in [18].

4.1.1 Halbleiter-Detektor für die Compton-Polarimetrie

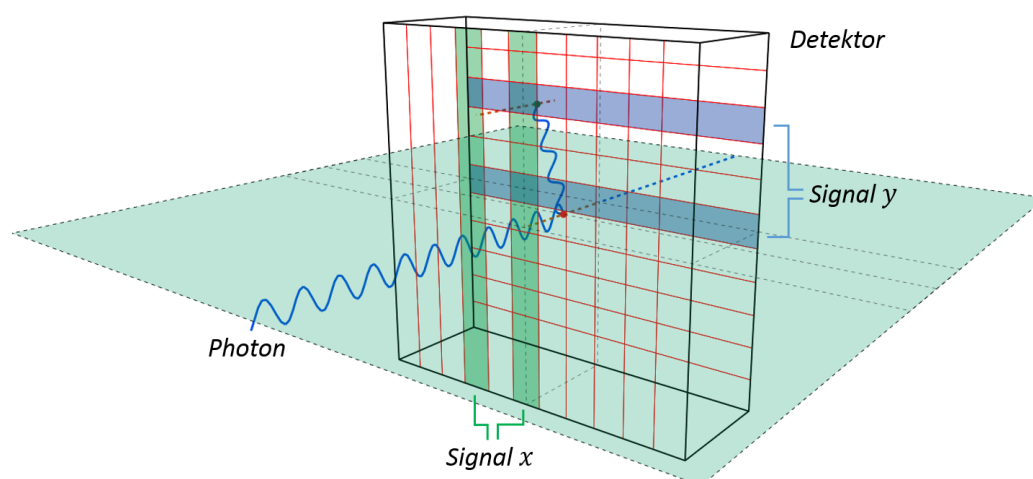


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung eines monolithischen Halbleiter-Compton-Polarimeters mit zweidimensionaler Segmentierung der Elektroden auf Vorder- und Rückseite. Gezeigt wird der aktive Bereich des Detektorkristalls (schwarz) mit einlaufendem Photon, das zuerst eine Compton-Streuung (roter Punkt) und dann eine Photoabsorption (grüner Punkt) vollzieht. Die Aufteilung der Detektoroberfläche in Streifen ist angedeutet sowie die Signalerzeugung an den Wechselwirkungspunkten durch die eingefärbten Streifen.

In den vergangenen Jahren wurden unter maßgeblicher Beteiligung der Abteilung Atomphysik der GSI Halbleiter-Detektoren aus Germanium oder Silizium entwickelt, die für den Einsatz als Compton-Polarimeter sehr gut geeignet sind [20]. Diese bestehen aus einem (oder mehreren) Halbleiterblöcken, die mit Streifenkontakten auf der Vorder- und Rückseite in horizontaler und vertikaler Richtung versehen sind [19] (siehe Abbildung 4.1): Tritt ein Röntgenphoton in eines der Detektorvolumen ein und wechselwirkt dort entweder durch Compton-Streuung oder Photoabsorption, so setzt es ein primäres Elektron im Material frei, das durch weitere Stöße im Inneren des Materials wiederum sukzessive seine Energie abgibt und so größere Ladungswolken aus

freien Elektron-Loch-Paaren erzeugt. Wird von außen ein elektrisches Feld an die einzelnen Streifen angelegt, sodass das Potential von der Vorder- zur Rückseite verläuft, so werden jeweils Ladungswolken aus Elektronen und Löchern zu den Kontakten driften und erzeugen je nach Position im Volumen einen Stromfluss zwischen einem Streifen in jeweils horizontaler und vertikaler Richtung. Je nach Paarung der Streifen auf der Vorder- und Rückseite des Detektors kann anschließend die Projektion der Wechselwirkungsposition im Detektor auf die Eintrittsfläche ermittelt werden. Wenn ein Photon nun im Speziellen zuerst eine Compton-Streuung durchführt und anschließend im Material eine Photoabsorption des gestreuten Photons stattfindet, so gibt das Photon erstens über zwei Stöße seine gesamte Energie an den Detektor ab (die damit eindeutig aus der Summe der Signale bestimmt werden kann) und zweitens kann über die zwei Wechselwirkungspunkte die azimuthale Streurichtung der Compton-Wechselwirkung bestimmt werden. Hierbei wird ein senkrechter Einfall des Photons auf den Detektor vorausgesetzt. Durch die Integration über zahlreiche solcher Compton-Ereignisse kann die azimuthale Streuerverteilung der einfallenden Photon - und somit der Grad sowie die Richtung der linearen Polarisation - ermittelt werden.

Im Falle einer bewegten Quelle ist die Energie der emittierten Photonen abhängig vom Beobachtungswinkel. Bei hohen Strahlenergien führt dies bei Detektoren mit einer endlichen Raumwinkelabdeckung zu einer deutlichen Aufweitung der Spektralen Breite des Signals (Dopplerverbreiterung), welche die Identifikation benachbarter Röntgenlinien deutlich erschweren bis unmöglich machen kann. Eine Korrektur kann vorgenommen werden, wenn die Ortsauflösung des Detektors genutzt wird, um den tatsächlichen Beobachtungswinkel zu bestimmen. Bei hohen Strahlenergien ist es schwierig zwischen gestreutem und initialem Photon zu unterscheiden, da dies weder direkt über eine zeitliche Ordnung möglich ist, noch über die Energieaufteilung zwischen den Ereignissen ermittelt werden kann. Stattdessen ist es vorteilhaft zwei Detektorvolumina hintereinander zu verwenden, da angenommen werden kann, dass der Streuprozess immer im vorderen Volumen stattfindet, weil eine Rückstreuung bei hohen Energien hinreichend unwahrscheinlich ist. Ein Detektor mit mehreren Halbleitervolumina existiert bisher nicht, allerdings wurde ein Detektor mit einer Halterung für einen zweiten Germanium-Block bereits konzipiert und in Auftrag gegeben [10]. Ein weiterer Vorteil mehrerer Detektorvolumina ist, dass sie die Nachweiswahrscheinlichkeit erhöhen, da ein einzelner Detektorkristall meist auf eine Dicke von etwa 1 cm beschränkt ist. Die Nachweiseffizienz des Polarimeters wird im folgenden Abschnitt näher betrachtet und in Kapitel 4.3 im Rahmen einer Simulation analysiert.

Die Definition der genauen technischen Spezifikationen des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Detektors erfolgt in in Abschnitt 4.2.1.

4.1.2 Näherungsformel für die Detektoreffizienz

Für die Planung eines Experiments der Röntgenspektroskopie beziehungsweise -polarimetrie am HESR ist die Optimierung der variablen Experimentparameter (zum Beispiel Strahlenergie, Ionensorte, Target-Gas, Beobachtungswinkel, etc.) von großer Bedeutung. Bei Vorliegen einer Vorhersage der differentiellen Querschnitte und sonstigen Charakteristika des zu untersuchenden Effekts, kann mittels einer Abschätzung der energieabhängigen Effizienz des eingesetzten Detektorsystems beispielsweise eine Strah-

lenergie und ein Beobachtungswinkel gewählt werden, der zu einem optimalen Verhältnis der Signifikanz des zu untersuchenden Effekts sowie der jeweiligen Nachweiseffizienz des Detektors führt. Die Effizienz von Halbleiter-Detektoren kann beispielsweise mittels Monte-Carlo-Simulation abgeschätzt werden [22]. Allerdings ist diese Methode aufgrund der langen Simulationszeit nicht für einen iterativen Optimierungsprozess zahlreicher Parameter geeignet.

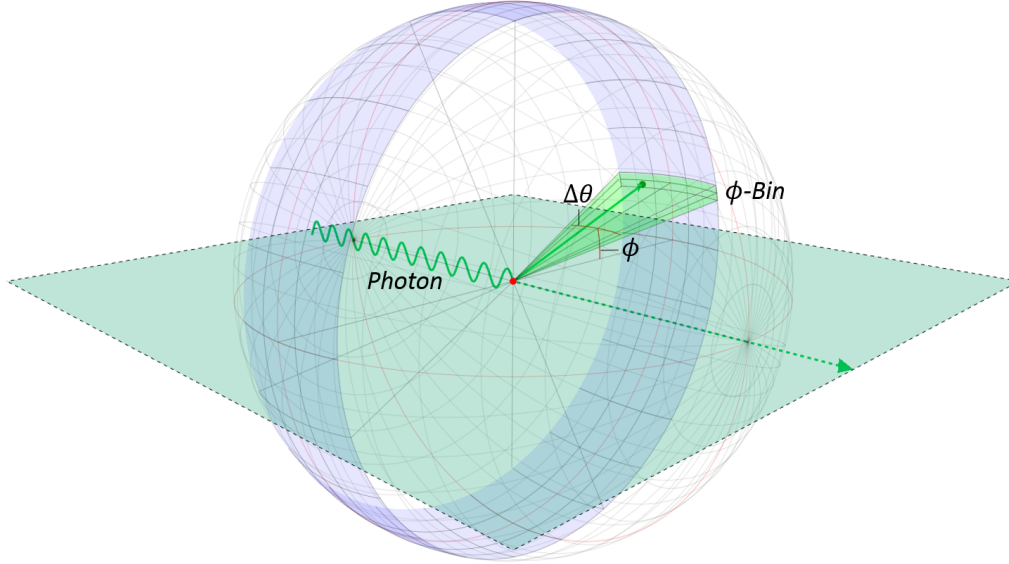


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der zugrundeliegenden Geometrie zur Beschreibung der Compton-Polarimetrie. Ein Photon trifft im Detektorvolumen auf ein Elektron und erfährt eine Compton-Streuung (roter Punkt). Es wird als gemessen gewertet, wenn es in den Bereich $\Delta\theta$ emittiert wird und dann innerhalb des Volumens eine Photoabsorption durchführt (grüner Punkt).

Daher wird im Folgenden eine einfache, analytische Näherungsformel zur Abschätzung der Effizienz eines im vorherigen Abschnitt dargestellten Compton-Polarimeters vorgestellt, welche [72] entnommen wurde: Da für ein auswertbares (Compton-)Ereignis zuerst eine Compton-Streuung des einfallenden Photons gefolgt von der Absorption des gestreuten Photons an einer anderen Stelle im Detektor benötigt wird (siehe Abbildung 4.2), setzt sich die Detektoreffizienz aus den multiplizierten Wahrscheinlichkeiten beider Ereignisse zusammen:

$$P = \mathcal{P}_{cs} \cdot \mathcal{P}_{pa} \quad (4.1)$$

Die Wahrscheinlichkeit für eine Compton-Streuung kann unter Verwendung von Gleichung 2.5 angegeben werden als:

$$\mathcal{P}_{cs} = (1 - \exp(-\sigma_{att}\rho d)) \cdot \frac{\sigma_{cs}}{\sigma_{att}} \cdot \frac{2\pi \int_{\frac{\pi-\Delta\theta}{2}}^{\frac{\pi+\Delta\theta}{2}} d\theta \sin\theta \frac{d\sigma_{cs}}{d\theta}}{\sigma_{cs}} \quad (4.2)$$

Der Querschnitt σ_{att} beschreibt den Gesamtquerschnitt der Abschwächung des einfallenden Photonenstrahls, bestehend aus allen möglichen relevanten Prozessen und folglich ist der erste Faktor des Ausdrucks die Gesamtwahrscheinlichkeit dafür, dass ein Photon in einem Detektor der Dicke d mit Dichte ρ überhaupt eine Wechselwirkung

vollzieht. Der zweite Faktor skaliert die Gesamtwahrscheinlichkeit auf das Verhältnis zwischen dem Querschnitt für den Compton-Effekt zum Gesamtquerschnitt. Der dritte Faktor ist geometrischer Natur. Er berücksichtigt die endliche Dicke des Detektors, aufgrund derer nicht alle Photonen für die Signalerzeugung in Frage kommen, sondern fast ausschließlich solche, die in einen gewissen Winkelbereich $\Delta\theta$ emittiert werden, der zu einer hohen Wahrscheinlichkeit für das Streuphoton führt, noch innerhalb des Detektors über eine Photoabsorption gestoppt (und damit nachgewiesen) zu werden. Die Absorptionswahrscheinlichkeit des gestreuten Photons kann auf ähnliche Weise angegeben werden:

$$\mathcal{P}_{\text{pa}} = (\exp(-\sigma_{\text{att}}\rho w) - \exp(-2\sigma_{\text{att}}\rho w_{\text{px}})) \cdot \frac{\sigma_{\text{pa}}}{\sigma_{\text{att}}} \quad (4.3)$$

Hier wird noch der Tatsache Rechnung getragen, dass zwar alle Wechselwirkungen über die Detektorlänge w relevant sind, aber nur diejenigen für die Auswertung in Frage kommen, die wenigstens einen Pixel der Breite w_{px} vom Ort der ersten Streuung entfernt absorbiert werden. Es muss weiterhin noch beachtet werden, dass die Energie der gestreuten Photonen durch den polaren Streuwinkel θ festgelegt wird (siehe Gleichung 2.65). Um dieser Winkelabhängigkeit der Photonenenergie Rechnung zu tragen, wird noch über den Winkelbereich $\Delta\theta$ integriert und die Energieabhängigkeit der Compton-Streuung $E' = E'(E, \theta)$ eingesetzt:

$$P = \mathcal{P}_{\text{cs}}(E) \cdot \int_{\frac{\pi-\Delta\theta}{2}}^{\frac{\pi+\Delta\theta}{2}} d\theta \sin\theta \cdot \mathcal{P}_{\text{pa}}(E'(E, \theta)) \quad (4.4)$$

4.1.3 Modell für die Analyse der Polarimeterdaten

Um im weiteren Verlauf der Arbeit die Daten einer in Kapitel 4.3 durchgeführten Simulation zur Polarisationsbestimmung eines Photonenstrahls mittels eines Compton-Polarimeters auswerten zu können, werden weitere Grundlagen zur Beschreibung des Detektors benötigt. Im Folgenden wird ein mathematisches Modell vorgestellt, mit Hilfe dessen die azimuthale Verteilung der Compton-gestreuten Photonen im Detektor beschrieben werden können. Dieses Modell kann mit dem Grad und der Richtung der linearen Polarisation als freie Parameter dazu genutzt werden, mittels Anpassung an die simulierten beziehungsweise gemessenen Datensätze die Polarisations-eigenschaften der einfallenden Photonen zu rekonstruieren.

Dazu wird zuerst der winkeldifferenzielle Klein-Nishina-Querschnitt (siehe Gleichung 2.64) für den Compton-Effekt über den interessanten Winkelbereich $\Delta\theta$ (siehe Abbildung 4.2) integriert, der die Compton-Streuung auf die Detektordicke einschränken soll. Mit der Definition des Energiefaktors ξ folgt (siehe Gleichung 2.65):

$$\frac{d\sigma_{\text{kn}}}{d\Omega} = r_e^2 \cdot \int_{\frac{\pi-\Delta\theta}{2}}^{\frac{\pi+\Delta\theta}{2}} d\theta \sin\theta \left(\xi^3(\theta) - 2\xi^2(\theta) \sin^2\theta \cos^2\phi + \xi(\theta) \right) \quad (4.5)$$

$$= A + B \cdot \cos^2\phi \quad (4.6)$$

Die beiden Koeffizienten A und B haben die Darstellung:

$$A = \frac{r_e^2}{2\epsilon} \left(Q_-^2 - Q_+^2 + \log\left(\frac{Q_-^2}{Q_+^2}\right) \right) \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned}
 B = & \frac{2r_e^2}{\epsilon^3} \left(-(1+2\epsilon) \left(-Q_- + Q_+ + \log \left(\frac{Q_-^2}{Q_+^2} \right) + 1 \right) \right. \\
 & \left. + 2Q_+^{-1} - 1 + \epsilon \log \left(\frac{Q_-^2}{Q_+^2} \right) \right) \quad (4.8)
 \end{aligned}$$

Der verwendete Term Q_{\pm} ist definiert durch folgende Gleichung:

$$Q_{\pm} \equiv \frac{1}{1 + \epsilon \left(1 \pm \sin \frac{\Delta\theta}{2} \right)} \quad \text{mit} \quad \epsilon \equiv \frac{E}{m_e c^2} \quad (4.9)$$

Setzt man nun statt $\cos^2 \phi$ den Polarisationsterm $1/2 \cdot (1 - P_L) + P_L \cos^2(\phi + \phi_0)$ mit dem linearen Polarisationsgrad P_L und der Polarisationsdrehung ϕ_0 ein, so erhält man den Ausdruck

$$A + B \cdot \cos^2 \phi \rightarrow A + \frac{B}{2}(1 - P_L) + B \cdot P_L \cdot \cos^2(\phi + \phi_0) \quad (4.10)$$

den man erneut so umformen kann, dass ein linearer Term entsteht:

$$\left(A + \frac{B}{2} \right) + B \cdot P_L \cdot \left(-\frac{1}{2} + \cos^2(\phi + \phi_0) \right) \equiv a_0 + a_1 \cdot x \quad (4.11)$$

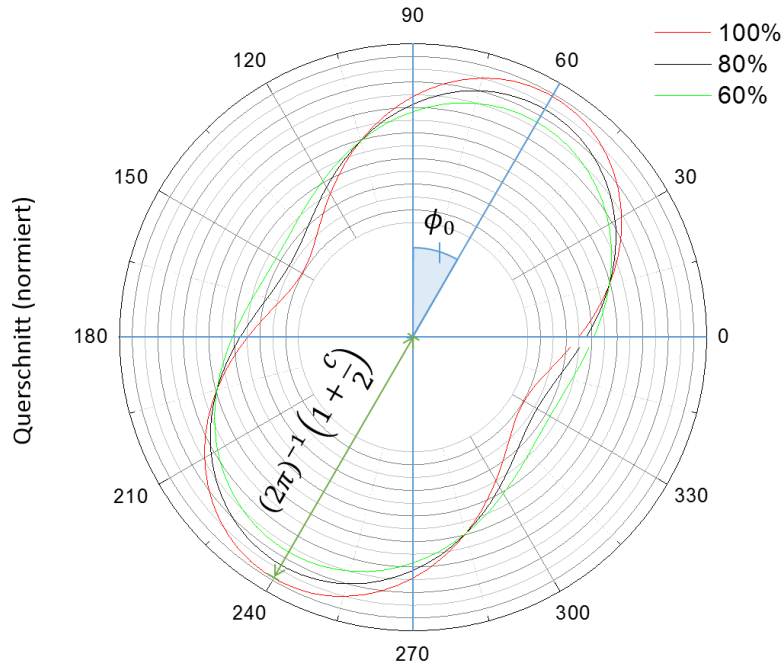


Abbildung 4.3: Darstellung des Compton-Polarimetrie Anpassungsmodells für verschiedene Parameter. Zu sehen ist der Verlauf des (normierten) Querschnitts in Abhängigkeit vom azimuthalen Winkel ϕ in willkürlichen Einheiten, gerechnet für 1.22 MeV Photonen bei einer linearen Polarisation mit Verkippung ϕ_0 um 30° für verschiedene Polarisationsgrade.

Da die Messungen keine direkten Querschnitte sondern Wahrscheinlichkeiten für die Winkelverteilung der Ereignisse liefern, ist es nötig den Gesamtquerschnitt für den vollen Winkelbereich zu berechnen und dann den erwarteten Messbereich darauf zu normieren. Dies geschieht indem zuerst $\Delta\theta = 180^\circ$ gesetzt wird, woraus folgt $Q_+ = (1 + 2\epsilon)^{-1}$ und $Q_- = 1$ und anschließend über ϕ integriert wird:

$$\int_0^{2\pi} d\phi \left(a_0 + a_1 \cdot \left(-\frac{1}{2} + \cos^2(\phi + \phi_0) \right) \right) = 2\pi a_0 \quad (4.12)$$

Es lässt sich aus der Betrachtung also eine Anpassungsroutine für das winkelabhängige Polarimetrie-Signal mit folgender Form ableiten (siehe Abbildung 4.3):

$$F(\phi; c, \phi_0) = \frac{1}{2\pi} \left(1 + c \cdot \left(\cos^2(\phi + \phi_0) - \frac{1}{2} \right) \right) \quad (4.13)$$

Die Drehung der Polarisation zum Referenzsystem lässt sich als ϕ_0 direkt ablesen. Der Polarisationsgrad der linearen Polarisation P_L kann einfach ermittelt werden durch folgenden Zusammenhang:

$$P_L = c \left(\frac{A}{B} + \frac{1}{2} \right) \quad (4.14)$$

Der Faktor c wird über die Anpassung der Messdaten an das Modell ermittelt und A und B sind nur von den experimentellen Parametern abhängig und können daher direkt berechnet oder abgeschätzt werden.

Um die Messkurve mit dem Modell vergleichen zu können muss außerdem berücksichtigt werden, dass die Detektorauflösung aufgrund der endlichen Pixelgröße diskret ist und Zählraten aufgenommen werden, die zuerst in einen normierten Querschnitt umgewandelt werden müssen. Wenn der Detektor in N_b diskrete ϕ -Bins aufgeteilt wird, findet man die Winkel $\phi_i = i \cdot 2\pi/N_b$ und die Zählraten $R_i = N_i/N$, wobei i der natürliche Index der Bins, N_i die Zählrate des i -ten Bins und N die Gesamtzählrate im Detektor ist. Indem der Zusammenhang zwischen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit und Querschnitt nach der Wahrscheinlichkeit aufgelöst wird

$$R = 1 - \exp(-\sigma\rho d) \rightarrow \sigma = -\frac{\ln(1 - R)}{\rho d} \quad (4.15)$$

findet man die Darstellung der Messdaten im Modell, das gerade hergeleitet wurde:

$$F(\phi_i) = -\frac{\ln(1 - R_i)}{\rho d} \frac{N_b}{2\pi N} \quad (4.16)$$

Die hergeleiteten Gleichungen zur Compton-Polarimetrie werden im Abschnitt 4.3 verwendet, um die simulierten Polarimeterdaten auszuwerten und mit dem theoretischen Verlauf vergleichen zu können.

4.2 Optimierung der Experimentparameter

Mit Hilfe des Compton-Polarimetrie-Verfahrens soll die negativ polarisierte Röntgenstrahlung des REC-Prozesses gemessen und nachgewiesen werden. Dies ist unter anderem dann am besten möglich, wenn der Grad der linearen Polarisation hoch ist und gleichzeitig viele Röntgenphotonen im Detektor nachgewiesen werden können. Da beide Bedingungen von verschiedenen Faktoren beeinflusst werden, wird im nachfolgenden Kapitel ein Optimierungsverfahren der Experimentparameter zur Steigerung der Nachweiseffizienz des geplanten REC-Polarimetrie-Experiments am HESR vorgestellt. Es wird dabei angenommen, dass der Aufbau eine ähnliche Struktur und Geometrie aufweist, wie das im folgenden Abschnitt kurz charakterisierte interne Target der bereits bestehenden ESR-Anlage der GSI.

4.2.1 Experimentelle Vorgaben

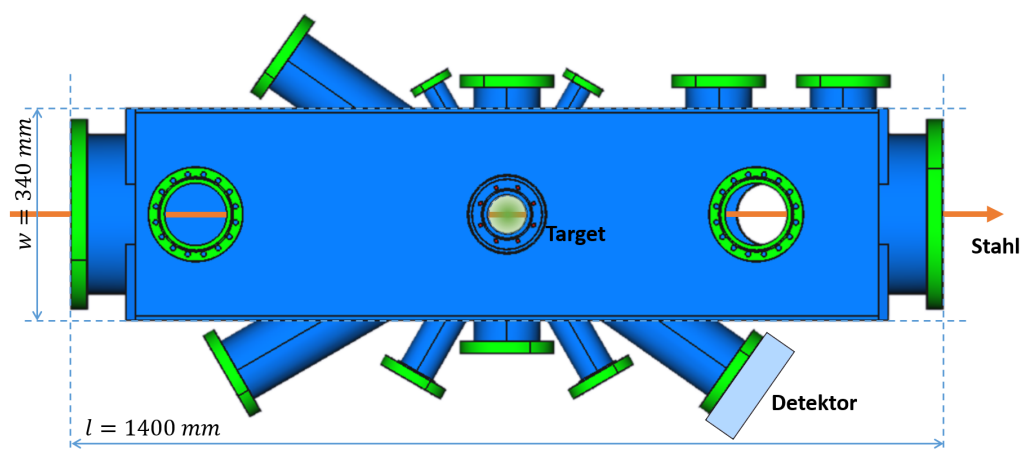


Abbildung 4.4: Draufsicht auf das CAD-Modell der Target-Kammer des internen Targets des ESR. Der Strahlengang (orange), das Gas-Target (grün) sowie der Detektor (hellblau) sind symbolisch eingezeichnet.

Um das Experiment planen zu können werden Daten zu den am bestehenden ESR eingesetzten Target- und Detektor-Systemen genutzt [73, 74]. Die im Folgenden dargestellten Algorithmen können aber auch auf andere Geometrien angewendet werden: Als Gasart wird Wasserstoff angenommen, das eine Teilchendichte von etwa $\rho_A = 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ aufweisen soll, was dem oberen Limit des Targets des ESR entspricht. Die Position des Ansatzrohres, welches die Target-Kammer mit dem Detektor verbindet, wird im Folgenden nicht festgelegt, da diese erst durch den Optimierungsprozess für das neue Target festgestellt werden soll. Die Distanz zwischen dem Mittelpunkt der Wechselwirkung und der Detektoroberfläche wird auf etwa $D = 30 \text{ cm}$ geschätzt. Das Material der Wände der Wechselwirkungskammer sei Edelstahl und die Fenster, welches jeweils das Ringvakuum sowie das Detektorvakuum von der Luft im Laborraum abtrennen, bestehen aus etwa $50 - 100 \mu\text{m}$ (bei aktuellen Versionen des Detektors bis zu $500 \mu\text{m}$) dickem Beryllium. Letztere spielen bei den betrachteten Photonenergien jedoch aufgrund der nur minimalen Absorption keine Rolle.

Der Detektor selbst soll aus (ein bis zwei) Germanium-Blöcken mit einer aktiven Fläche von $w_0 \times w_1 = 56 \times 32$ mm, einer Dicke von $x = 11$ mm und einer Segmentierung in $w_p^2 = 1,165 \times 1,165$ mm große Pixel bestehen (vergleiche [20]). Der Einfachheit halber wurden quadratische Pixel angenommen. Das Raumwinkelement des Detektors $\Omega_{Det} \approx 20$ msr kann angegeben werden, indem folgender Zusammenhang (nach Oosterom-und-Strackee [75]) genutzt wird:

$$\Omega = 4 \cdot \arctan \frac{w_0 w_1}{2D \cdot \sqrt{4D^2 + w_0^2 + w_1^2}} \quad (4.17)$$

Weiterhin wird für das Experiment angenommen, dass ein Messzyklus zwischen zwei Einschüssen in den Speicherring etwa $T_c = 5$ min dauern soll, da dies im Schnitt einen guten Kompromiss zwischen zu erwartender Strahllebensdauer und Nachweisrate des zu untersuchenden Effekts darstellt. Als Experimentzeitraum T_{exp} wird 1 Woche angenommen, wobei davon ausgegangen wird, dass in dieser Zeit das Experiment zu etwa 75% der Zeit läuft.

4.2.2 Optimierungsverfahren

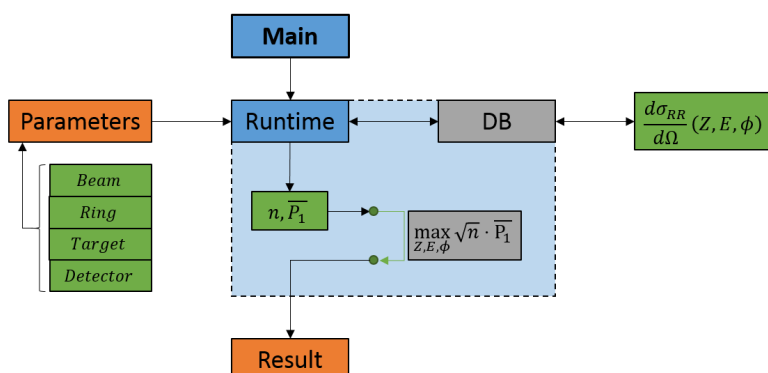


Abbildung 4.5: Das Blockdiagramm zeigt den konzeptionellen Aufbau des Programms zur Optimierung der experimentellen Parameter für die RR/REC-Polarimetrie.

Bei der Optimierung der experimentellen Parameter wird ein ideales Experiment angenommen, in dem nur eine begrenzte Anzahl von Effekten berücksichtigt werden kann. Grundlage der Analyse bilden die im vorherigen Kapitel erzeugten Datensätze und die Annahmen bezüglich der experimentellen Gegebenheiten aus dem vorherigen Abschnitt. Auftretende Hintergrundeffekte und Störungen sollen bei der Betrachtung der REC-Strahlung zuerst vernachlässigt und erst später für einzelne, optimierte Parametersätze hinzugenommen werden. Als Optimierungsparameter kommen die Projektilenergie, das verwendete Element, der Beobachtungswinkel und das Einfangorbital in Frage. Da zwar für Unterschalen mit nicht verschwindendem Bahndrehimpuls der Effekt der negativen Polarisation deutlicher hervortreten scheint, der Querschnitt für den Einfang in selbige jedoch auch deutlich geringer ist als der für den Einfang in die s-Orbitale und weiterhin der Einfang in die K-Schale den größten Querschnitt aufweist,

wird die Betrachtung von Anfang an auf den K-REC-Prozess fokussiert. Damit kommen nur vollständig ionisierte oder wasserstoffähnliche Ionen als Projektil in Frage. Alle weiteren Parameter werden als frei angenommen und stehen für die Optimierung zu Verfügung.

Um die Optimierung selbst durchführen zu können wird ein Gütefaktor für die Effizienz der Messung benötigt, der durch den Prozess maximiert werden soll. Relevant für das Experiment sind zum einen die Stärke des Effekts, den man beobachten möchte, zum anderen die Häufigkeit mit der der Effekt beobachtet werden kann. Letzteres ist besonders wichtig, da kein experimentelles Ergebnis ohne ausreichende statistische Absicherung aufgestellt werden kann.

Wird eine Normalverteilung der Messdaten angenommen, so folgt die Unsicherheit der Messung mit $1/\sqrt{N}$ der Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse N . Um diese abschätzen zu können benötigt man die Gesamtzahl der auf das Detektorelement gestreuten Teilchen, die sich aus dem Produkt des totalen Querschnitt auf die Detektorfläche σ_{det} (siehe Gleichung 2.32), der Flächendichte des Targets ρ_A und der Teilchenzahl im Ionenstrahl errechnen lässt. Letztere ist nicht über den gesamten Messzyklus konstant sondern fällt aufgrund von Strahlverlusten langsam ab. Das liegt daran, dass die Ionen im Strahl bei der Interaktion mit den Target-Atomen durch den Einfang oder die Abgabe von Elektronen umgeladen werden können. In Ringbeschleunigern werden die Ionen durch Magnetfelder unter Einfluss der Lorentz-Kraft auf ihrer Bahn gehalten. Ionen mit geändertem Ladungszustand erfahren nicht mehr benötigte Ablenkung und schlagen in die Beschleunigerwand, wodurch der Strahl langsam zerfällt. Da im betrachteten Energieintervall der REC-Prozess der dominierende Umladungsprozess ist, der zu einem Strahlverlust führt, kann die Strahllebenszeit abgeschätzt werden über die Gleichung [76]

$$N(t) = N_0 \exp(-t\sigma_{REC}\rho_A f) \quad (4.18)$$

Die Größe N_0 beschreibt die eingeschossene Teilchenzahl (10^8 Teilchen werden beim HESR erwartet), σ_{REC} ist der totale Querschnitt des REC-Prozesses, der sich aus der Integration der differentiellen Querschnitte berechnen lässt und f ist die Umlauffrequenz mit der die Ionen am Target vorbei fliegen. Mit Hilfe der Beziehung 2.25 und der Länge des HESR ($l = 574$ m) lässt sich $f = v(E_{proj})/l$ berechnen. Für einen einzelnen Durchflug erhalten wird somit eine gemessene Ereignisrate als Produkt aus der Wahrscheinlichkeit für einen Durchgang multipliziert mit der Umlauffrequenz gegeben durch:

$$\frac{dN_{det}}{dt} = N_0 \exp(-t\sigma_{RR}\rho_A f) \sigma_{det}\rho_A f \quad (4.19)$$

Nach der Integration der Zählrate über die Zeit pro Zyklus T_c erhält man die erwartete Photonenzahl auf den Detektor pro Zyklus als:

$$N_{evt} = N_0 \sigma_{det}\rho_A f \int_0^{T_c} \exp(-t\sigma_{RR}\rho_A f) dt = N_0(1 - c_f) \frac{\sigma_{det}}{\sigma_{RR}} \quad (4.20)$$

Der verbleibende Strahlanteil c_f nach der Zeit T_c ist gegeben durch:

$$c_f = \exp(-T_c\sigma_{RR}\rho_A f) \quad (4.21)$$

Um die tatsächlich gemessene Photonenzahl zu bestimmen muss das Ergebnis noch mit der Detektoreffektivität χ multipliziert werden. Dazu werden die Betrachtungen aus

Abschnitt 4.1.2 zur Effizienz und die mittlere Effizienz auf die Detektorfläche $\bar{\chi}$ verwendet, die aus der Photonenergie E_γ nach Gleichung 3.2 folgendermaßen bestimmt werden kann:

$$\bar{\chi} = \sigma_{\text{det}}^{-1} \cdot \int_{\frac{\pi-\Delta\theta}{2}}^{\frac{\pi+\Delta\theta}{2}} \int_{\phi_0-\frac{\Delta\phi}{2}}^{\phi_0+\frac{\Delta\phi}{2}} d\theta d\phi \cdot \sin\theta \left(\chi(E_\gamma) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Big|_{\theta'=\arccos(\sin\theta \cos\phi)} \quad (4.22)$$

Aus der Gesamtzeit für das Experiment T_{exp} kann dann abschließend N abgeschätzt werden, wenn davon ausgegangen wird, dass das Experiment ohne Unterbrechungen läuft:

$$\bar{N} = N_{\text{evt}} \cdot \bar{\chi} \cdot \frac{T_{\text{exp}}}{T_c} \quad (4.23)$$

Die Stärke des zu beobachtenden Effekts lässt sich einfach aus der mittleren linearen Polarisation auf der Detektorfläche \bar{P}_1 bestimmen, die analog zur mittleren Effizienz berechnet werden kann:

$$\bar{P}_1 = \sigma_{\text{det}}^{-1} \cdot \int_{\frac{\pi-\Delta\theta}{2}}^{\frac{\pi+\Delta\theta}{2}} \int_{\phi_0-\frac{\Delta\phi}{2}}^{\phi_0+\frac{\Delta\phi}{2}} d\theta d\phi \cdot \sin\theta \left(P_1 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Big|_{\theta'=\arccos(\sin\theta \cos\phi)} \quad (4.24)$$

Die Optimierungsgröße, die aus all diesen Bestandteilen zusammengesetzt wird, sieht dann folgendermaßen aus:

$$O(E, Z, \phi) = \left(-\bar{N} \cdot \bar{P}_1 \right) \Big|_{E, Z, \phi} \quad (4.25)$$

Die optimalen Experimentparameter werden gefunden, indem O maximiert wird.

4.2.3 Auswertung der Optimierung

Tabelle 4.1: Vergleich der Optimierungsergebnisse des REC-Experiment für verschiedene Einfangorbitale. Die Optimierungsgröße O wurde auf das Ergebnis des K-REC normiert.

| Orbital | θ ° | Z | $E_{\text{Projekt}}_{\text{il}}$ MeV/u | E_{Photon} MeV | P_1 % | \bar{N} $10^{-3}/s$ | $O/O_{1s_{1/2}}$ % |
|------------|---------------|-----|---|----------------------------|------------|--------------------------|-----------------------|
| $1s_{1/2}$ | 20,7 | 92 | 820 | 1,47 | -27,0 | 84,4 | 100 |
| $2s_{1/2}$ | 18,5 | 92 | 900 | 1,45 | -28,1 | 13,5 | 16,5 |
| $2p_{1/2}$ | 23,7 | 79 | 234 | 0,27 | -7,16 | 87,7 | 27,7 |
| $2p_{3/2}$ | 39,7 | 66 | 203 | 0,19 | -17,1 | 60,0 | 45,0 |

Die Anwendung des Optimierungsalgorithmus auf die K-RR-Prozess-Datenbank ergibt ein Maximum der Optimierungsgröße für ein Experiment mit Uran U^{92+} mit 820 MeV/u Strahlenergie und einen Beobachtungswinkel von 20,7° relativ zur Strahlachse. Unter diesen Bedingungen wird eine mittlere lineare Polarisation $P_1 = -27\%$ bei einer Zählrate von $3,8 \times 10^4$ gemessenen Ereignissen erwartet. Die über die jeweilige Dopplerverbreiterung gemittelte Photonenergie auf den Detektor beträgt $E_{\text{RR}} = 1,47$ MeV. Ein Vergleich mit der Optimierung der L-RR-Prozess-Datenbank zeigt lediglich eine erwartete Messrate von $6,1 \times 10^3$ für $2s_{1/2}$ bei ähnlichem Polarisationsgrad und für $2p_{1/2}$ nur etwa 7% Polarisationsgrad bei vergleichbarer Messrate und ist damit jeweils eine Größenordnung schlechter als das Ergebnis für den K-RR-Prozess.

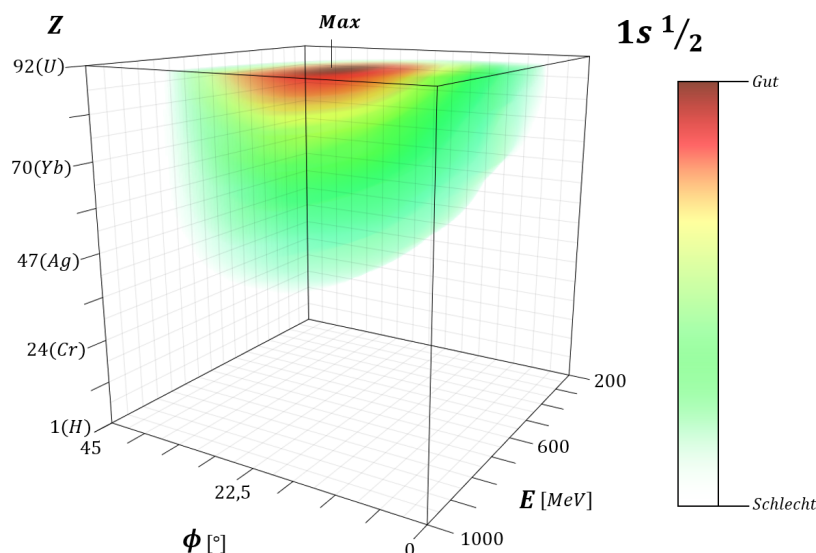


Abbildung 4.6: Darstellung der Optimierungsgröße O in Abhängigkeit von den experimentellen Parametern E , Z und ϕ für den Einfang in die K-Schale eines zuvor vollständig ionisierten Ions. Der Wertebereich der Optimierungsgröße ist willkürlich gewählt.

Auch die Optimierung der $2p_{3/2}$ -Schale ergibt Parameter, die einen guten Kompromiss zwischen statistischer Signifikanz und Ausprägung der negativen Polarisation darstellen. Für eine Messung der Strahlung des Elektroneneinfangs in das $2p_{3/2}$ -Orbital könnten beispielsweise Dy^{60+} -Ionen verwendet werden, deren erste sechs Vakanzen durch Elektronen besetzt sind. Für diese kommt ein Einfang in die K-Schale oder andere Orbitale der L-Schale nicht in Frage, wodurch der spektrale Peak des $2p_{3/2}$ -Einfangs nicht durch die benachbarten Linien des L-REC überlagert werden. Bereits 2008 wurde am Gas-Target des ESR ein Experiment zur Untersuchung der negativen Polarisation der Strahlung aus dem $2p_{3/2}$ -Einfang durchgeführt, allerdings ohne Erfolg [10]. Es wurde an U^{86+} -Ionen mit 380 MeV/u Strahlenergie gemessen, was bezogen auf die Optimierung des K-REC nur 20% der Optimierungsgröße darstellt. Obwohl die Messung der Strahlung des Elektroneneinfangs in dieses Orbital bei deutlich geringeren Strahlenergien optimal ist, wird im Folgenden der K-REC untersucht, da dieser für die Optimierungsgröße einen mehr als doppelt so hohen Wert liefert und durch Verwendung des HESR die benötigte Strahlenergie problemlos erreicht werden kann.

Die Höhe des K-REC-Peaks beträgt etwa 42 barn/sr/MeV. Im Vergleich dazu erhält man für vergleichbare Stoßparameter aus der Datenbank (aus Kapitel 3) ein Spektrum für Binary-Encounter-Elektronen über der gesamten Detektorfläche mit einem Plateau bei etwa 17000 barn/sr/MeV. Es werden damit etwa drei Größenordnungen mehr Elektronen als Photonen erwartet (siehe Abbildung 4.7), die neben der direkten Wechselwirkung mit dem Detektor auch sekundäre Bremsstrahlung im Messaufbau erzeugen könnten. Aus diesem Grund wird im nachfolgenden Kapitel eine Simulation durchgeführt, die zum einen Messdaten eines hypothetischen Compton-Polarimeters erzeugen und zum anderen den Einfluss der hochenergetischen Elektronen auf den Strahlungsuntergrund der Messung untersuchen soll. Um die Simulation für sinnvolle Parameter durchführen zu können werden die Ergebnisse der Kapitel 4.1 und 4.2 als Grundlagen verwendet.

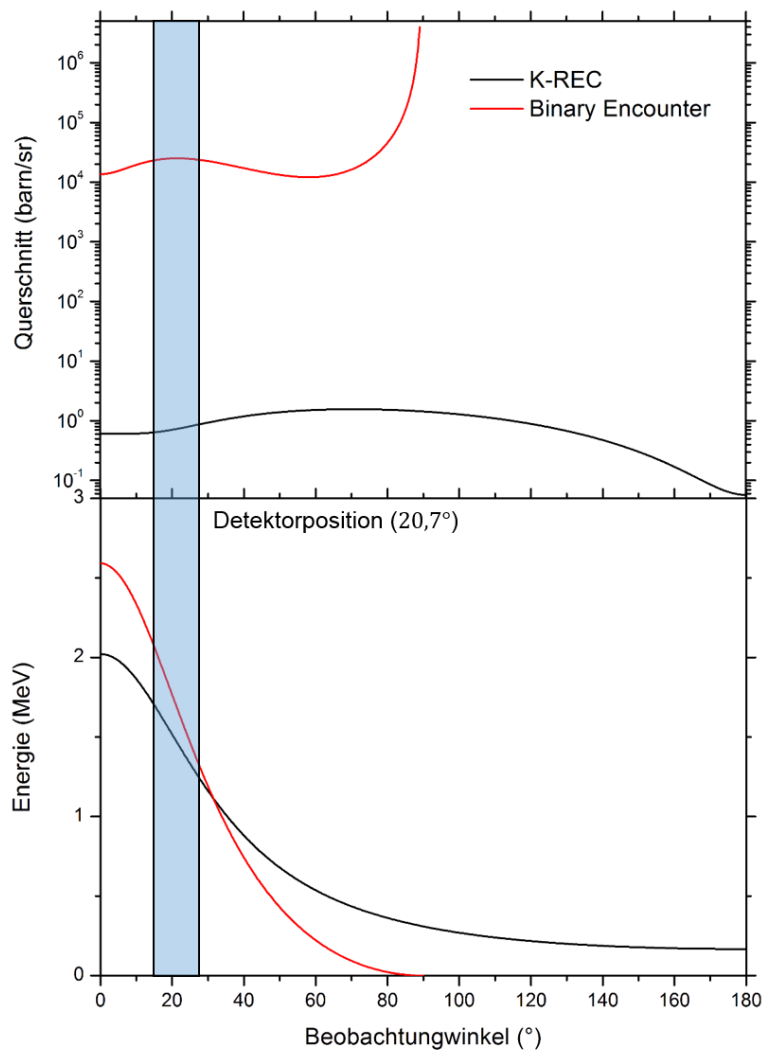


Abbildung 4.7: Dargestellt sind die winkeldifferenziellen Querschnitte (oben) und winkelabhängigen Peak-Energien (unten) der K-REC-Strahlung und Binary-Encounter-Elektronen für U^{92+} -Ionen mit 820 MeV/u Strahlenergie. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Binary-Encounter-Elektronen im Bereich des Detektors (hellblau) eine höhere Peak-Energie aufweisen als die REC-Photonen und einen mehr als drei Größenordnungen höheren Querschnitt haben. Daher ist es wichtig die Einflüsse der Binary-Encounter-Elektronen auf das REC-Signal im Rahmen einer Monte-Carlo-Simulation genauer zu untersuchen, wie es im folgenden Kapitel dargestellt ist.

4.3 Monte-Carlo-Simulation

Nachdem die wichtigsten Größen für das vorgeschlagene Experiment abgeschätzt wurden, können die Daten verwendet werden, um eine detaillierte Simulation durchzuführen. Mittels Monte-Carlo-Code werden die relevanten Effekte und eine vereinfachte Geometrie des tatsächlichen Aufbaus modelliert, um weitere Erkenntnisse über mögliche Probleme oder Phänomene gewinnen zu können. Die Simulation wird unter Verwendung der `Geant4`-Bibliothek durchgeführt und in zwei Gruppen unterteilt. Die ersten Simulationen sollen einen idealen Compton-Detektor untersuchen und die Simulationen der zweiten Gruppe sollen Aufschluss über Effekte und Stärke der Auswirkung der im gleichen Energiebereich abgestrahlten Binary-Encounter-Elektronen beziehungsweise der daraus entstehenden sekundären Bremsstrahlung geben. Diese Untersuchungen sind als erste Schritte zu betrachten, den weit verbreiteten Monte-Carlo-Code `Geant4` unter Integration der in Kapitel 3 aufgeführten Prozesse als Standard-Simulationswerkzeug auch für atomphysikalische Experimente an den FAIR-Speicherringen zu etablieren.

4.3.1 Partikelquellen

Die Simulation der Teilchenquellen ist für beide Simulationsgruppen ähnlich aufgebaut. Aus dem Überlappbereich von Ionenstrahl und Gas-Target in der Wechselwirkungskammer werden die Teilchen konisch über einen vordefinierten Winkelbereich ($\pm 8^\circ$) in Richtung des Detektors emittiert, sodass der Mantel des Konus etwa die Mitte des Ansatzrohres schneidet. Auf diese Weise können möglichst viele Teilchen mit dem Aufbau interagieren, ohne dass der Großteil der Strahlung den Detektor verfehlt und unnötig viele Ereignisse simuliert werden, die zu gar keiner Wechselwirkung im Detektor führen können. Die berechneten Spektren und Charakteristika der betrachteten Prozesse (siehe Kapitel 3.2) werden in die Simulation geladen und direkt für die Teilchenproduktion in der Quelle genutzt. Innerhalb des Öffnungswinkels wird der winkeldifferenzielle Querschnitt in azimuthaler Richtung zwischen den Grenzen des Emissionsbereichs integriert und anschließend mit dem Gesamtquerschnitt normiert, sodass die entstehende Dichtfunktion den bestrahlten Winkelbereich monoton steigend auf Werte zwischen Null und Eins abbildet. Anschließend wird die Dichtfunktion invertiert:

$$\tilde{F}(\theta) = \int_{\theta_0 - \Delta\theta/2}^{\theta_0 + \Delta\theta/2} d\theta \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \sin \theta \quad (4.26)$$

$$F(\theta) = \frac{\tilde{F}(\theta) - \tilde{F}(\theta_0 - \Delta\theta/2)}{\tilde{F}(\theta_0 + \Delta\theta/2) - \tilde{F}(\theta_0 - \Delta\theta/2)} \quad (4.27)$$

$$F(\theta) \in [0, 1] \rightarrow F^{-1}(q) \in [\theta_0 - \Delta\theta/2, \theta_0 + \Delta\theta/2] \quad (4.28)$$

Mit dieser sogenannten inversen kumulierten Dichtfunktion (ICDF) kann eine gleichverteilte Zufallsgröße q , wie sie in `Geant4` zur Verfügung steht, so transformiert werden, dass $F^{-1}(q)$ die Emission auf den vorberechneten Querschnitt abbildet.

Zu jedem Winkel liegt weiterhin ein Spektrum vor, das auf ähnliche Weise in eine ICDF umgewandelt und zur Berechnung der Verteilung der winkelabhängigen Teilchenenergie genutzt werden kann. Im Falle der REC-Simulation werden außerdem die

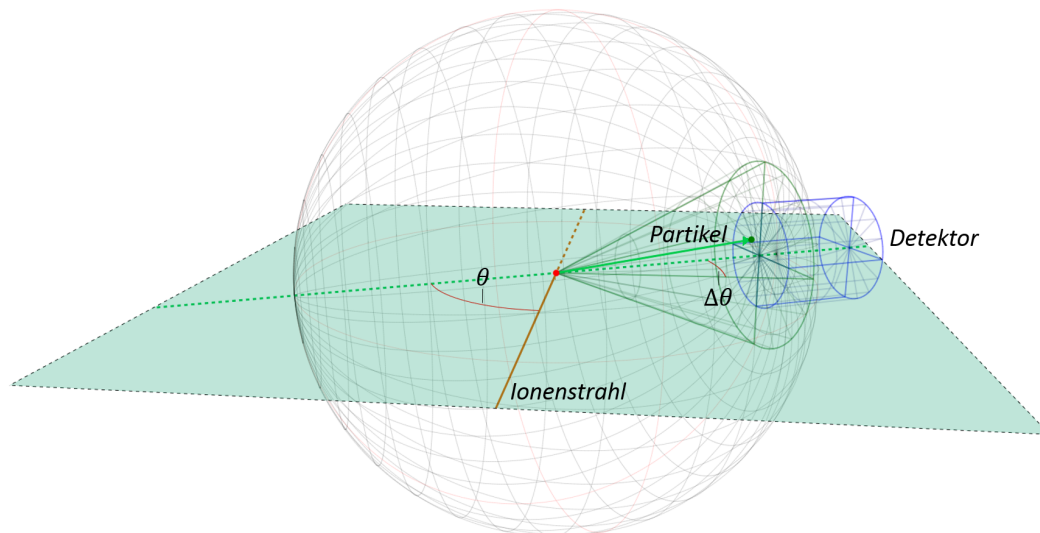


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der Geometrie der Partikelquellen. Die gestrichelte grüne Linie markiert die z -Achse der Simulation.

Polarisationsdaten des K- und L-REC-Prozesses sowie das Verhältnis zwischen dem K-REC-Querschnitt und dem gesamten Querschnitt für beide Einfänge in die Simulation geladen. Abhängig von Winkel und Energie des durch die Quelle erzeugten Teilchens kann mit Hilfe dieses Verhältnisses, wiederum zufällig, ermittelt werden, welcher der beiden Einfänge stattfindet. Die korrespondierende Polarisation des Photons wird entsprechend aus dem Datensatz entnommen.

Um eine Kreisfläche homogen bestrahlen zu können, wird zuerst ein Polarwinkel θ_d innerhalb des Emissionskegels im System des Detektors (siehe Abbildung 2.4) gleichverteilt zufällig ermittelt. Aus θ_d können die Winkelgrenzen des korrespondierenden Polarwinkels θ_i im Stoßsystem des Ions berechnet werden, zwischen denen mit Hilfe der ICDF der eigentliche Stoßwinkel simuliert wird. Aus θ_i und θ_d werden die zugehörigen Azimutalwinkel berechnet, sodass getestet werden kann, ob ein generiertes Winkelpaar θ_d, ϕ_d innerhalb des Kegelvolumens liegt. Mittels Rotation des Stoßsystems gehen θ_i und ϕ_i in das Simulationssystem über, in dem die bestrahlte Fläche gerade ihr Zentrum im Pol des Kugelkoordinatensystems hat (siehe Abbildung 4.8).

4.3.2 Compton-Polarimetrie

Aufbau und Struktur der Simulation

Der stark vereinfachte experimentelle Aufbau des Polarimetrie-Experiments besteht aus einer (zunächst) monoenergetischen Photonenquelle, die linear polarisierte Photonen erzeugt, einem Ansatzrohr aus Edelstahl, das die Verbindung zwischen Detektor und Target-Kammer darstellt sowie einem Beryllium-Fenster und einem Detektor, der durch zwei Germanium-Blöcke angenähert wird (siehe Abbildung 4.9). Das Hauptaugenmerk der Simulation liegt auf der Analyse der im Detektor registrierten Ereignisse, mit der es möglich sein soll die Effizienz eines realen Detektors abzuschätzen.

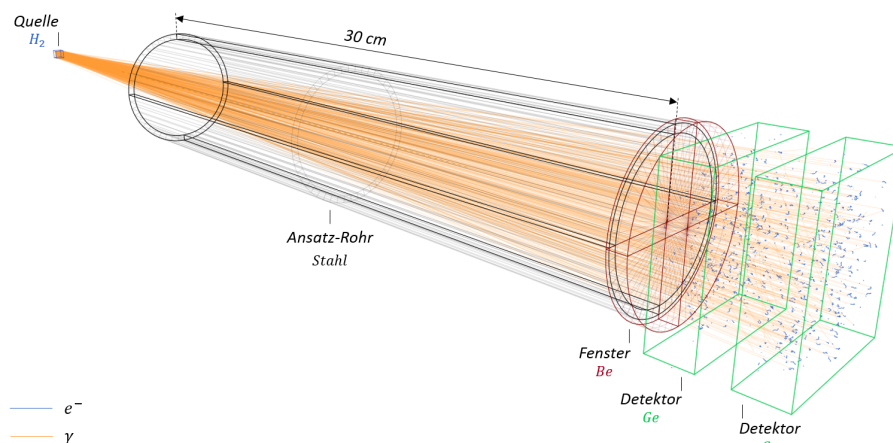


Abbildung 4.9: Darstellung der Ereignisse aus der Simulation zur Compton-Polarimetrie. Zu sehen sind die Elemente des Aufbaus der Simulation sowie die Trajektorien (blau: Photonen, orange: Elektronen) der simulierten Partikel, die zu einer Messung geführt haben. Hier wurde ein Compton-Polarimeter bestehend aus zwei hintereinanderliegenden Germanium-Kristallen angenommen.

Der Detektor in der Monte-Carlo-Simulation wurde zur Vereinfachung der Auswertung mit einer quadratischen aktiven Fläche modelliert und ist als Zustandsmaschine realisiert, die im Detektor registrierte Energiedepositionen nach dem Muster (Compton-Streuung mit nachfolgender Photoabsorption des gestreuten Photons) scannt und die Gesamtstatistik der Ereignisse im Detektor zählt (siehe Abbildung 4.10). Für jeden neuen Durchlauf der Simulation wird in der Quelle ein Photon erzeugt, das in Richtung Detektor emittiert wird und der Detektor wird zurück gesetzt (Zustand $S = -2$). Wenn innerhalb des Durchlaufs kein Ereignis im Detektor registriert wird, also das Teilchen den Detektor vollständig verfehlt, so wird der Durchlauf ignoriert. Sobald ein Teilchen den Detektor trifft wird ein Ereignis ausgelöst und es wird zuerst entschieden, ob es sich um eine Wechselwirkung oder einen Transportprozess handelt. Findet ein Durchflug statt, also keine Interaktion mit dem Detektor, so wird das Ereignis zwar in der Gesamtstatistik der auf den Detektor einfallenden Teilchen gezählt, gilt aber nicht als Signal (Zustand $S = 0$). Wenn hingegen eine Wechselwirkung stattfindet, so wird weiterhin geprüft, welche Interaktion stattgefunden hat. Handelt es sich um eine Compton-Streuung ist die erste Bedingung für den Nachweis einer nützlichen Messung erfüllt (Zustand $S = 1$) und die Simulationsparameter des Teilchens werden gespeichert. Nach der ersten Interaktion wird jedes Ereignis aller Teilchen im Detektor nachverfolgt. Wenn das einfallende Photon nach der Compton-Streuung in genau einem weiteren Ereignis seine Energie im Detektor deponiert, so gilt der Durchlauf als erfolgreich (Zustand $S = 2$), ansonsten wird er als Fehlschlag gekennzeichnet (Zustand $S = -1$). Alle auftretenden Compton-Streu- und Photoabsorptionsprozesse werden in einer Statistik festgehalten und können mit tabellierten Querschnitten verglichen werden, um die Konsistenz der Simulation zu prüfen. Weiterhin werden die deponierte Energie und die Positionen der Wechselwirkungen im Detektor aufgezeichnet und in ein Protokoll abgespeichert, welches zur weiteren Auswertung später eingelesen werden kann. Je nach Einstellung differenziert der Algorithmus noch zwischen echten Messwerten und verfälschten Messwerten (Zustand $S = 3$). Als verfälscht gelten alle Ereignisse,

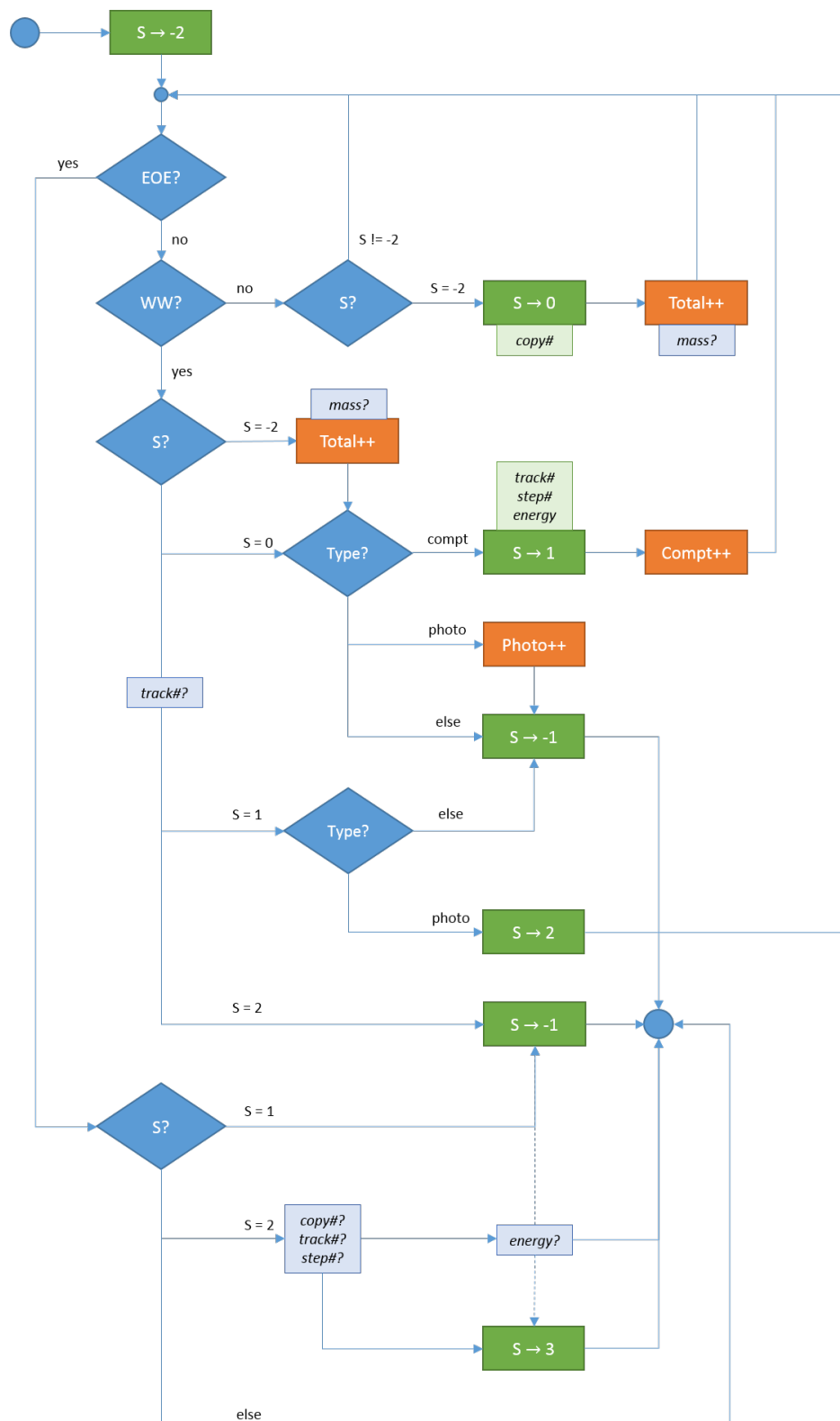


Abbildung 4.10: Blockdiagramm der Detektorlogik des simulierten Compton-Polarimeters. Grüne Rechtecke sind Zuweisungen des Zustandes S , blaue Rauten Verzweigungen, hellblaue Rechtecke Filter des Ablaufs, hellgrüne Rechtecke stellen Zuweisungen von Zustandsvariablen dar (für Filter) und orangefarbene Rechtecke sind Zähler. Der Codepfad eines Durchlaufs verläuft vom oberen zum unteren blauen Kreis.

die entweder nicht ihre volle Energie im Detektorvolumen deponieren oder vor dem Eindringen in den Detektor bereits eine Wechselwirkung vollzogen haben, also nicht ursprünglich aus dem Target-Volumen stammen. Wird mehr als nur ein Kristall als Detektorvolumen verwendet, so wird auch noch die Kristallnummer gespeichert um nachvollziehen zu können, welchen Einfluss ein mehrschichtiger Detektoraufbau auf die simulierten Messdaten hat.

Validierung der Simulation

Um Polarisierungseffekte der Strahlung simulieren zu können wird für die elektromagnetische Wechselwirkung das Paket `EMLivermorePolarizedPhysics` [77] verwendet. Ein Vergleich der Wechselwirkungsstatistik aus einer Simulation mit 10^6 Durchläufen mit einer Energie von 1,22 MeV Energie der Photonen auf einen 1 cm dicken Germanium-Block mit den Daten aus der NIST-Datenbank [78] ergibt das in Tabelle 4.2 zusammengefasste Ergebnis:

Tabelle 4.2: Vergleich der Zählraten für das Auftreten des Compton- und Photoabsorptionseffekts aus der Simulation mit den Daten der NIST-Datenbank [78]. Verwendet wurden 1,22 MeV Photonen auf einen 1 cm dicken Germanium-Block.

| Prozess | Wahrscheinlichkeit (%) | | Abweichung (%) |
|------------------|------------------------|-------|----------------|
| | Geant4 | NIST | |
| Compton-Streuung | 0,237 | 0,236 | 0,12 |
| Photoabsorption | 0,224 | 0,222 | 0,66 |

Es zeigt sich, dass das verwendete EM-Wechselwirkungspaket im betrachteten Energiebereich eine hinreichend gute Übereinstimmung mit den Daten der NIST-Datenbank aufweist. Daher wird als nächstes die Effizienz des Compton-Polarimeters getestet und anschließend das Anpassungsmodell der azimuthalen Streuverteilung (siehe Kapitel 4.1) auf die Ergebnisse der Simulation angewendet.

Simulierte Detektoreffizienz

Weiterhin soll ausgewertet werden, wie gut die durch die vereinfachten geometrischen Annahmen abgeschätzte Detektoreffizienz, die für die Optimierung verwendet wurde, mit den simulierten Daten übereinstimmt und wie gut das Konzept des vorgestellten Compton-Polarimeters für den betrachteten Energiebereich angepasst ist. Dazu wurde in der Simulation zuerst die Gesamtzahl der Interaktionen im Detektor pro Durchlauf gezählt, mit dem Ergebnis, dass bei etwa 1 MeV Photonenenergie durchschnittlich 3,5 Wechselwirkungen im Detektorvolumen der angegebenen Dimensionen stattfinden. Nur etwa 25% der Photonen, die ein Signal im Detektor produzieren, erzeugen das gewünschte Zwei-Interaktionen-Muster. Die durchschnittliche Zahl der Interaktionen konnte reduziert werden, indem man die Detektorfläche verkleinert, was jedoch auch eine drastische Verschlechterung der Gesamteffizienz zur Folge hat und daher keine Lösung des Problems darstellt.

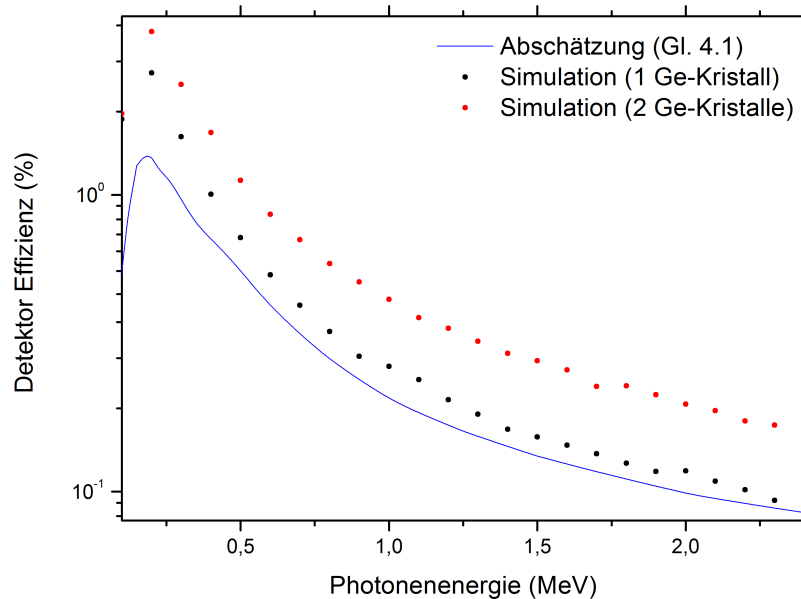


Abbildung 4.11: Vergleich der geschätzten Polarimetereffizienz (siehe Abschnitte 4.1.2) in Abhängigkeit der Energie mit den Resultaten der Simulation eines Compton-Polarimeters bestehend aus einem 1,1 cm dicken Germanium-Block sowie mit zwei hintereinander angeordneten Detektorvolumina.

Zur Bestimmung der Detektoreffizienz selbst wurden die Rohdaten der Simulation durch Anwendung der Energie- und Winkelfilter auf diejenige Teilmenge reduziert, die auch für die eigentliche Messung der Polarisation verwendet wurde. Eine ausführliche Beschreibung dazu findet sich im nächsten Abschnitt. Für den einfachen Detektor, bestehend aus nur einem Germanium-Volumen, zeigt sich, dass im Bereich niedriger Energien nahe der Nachweisgrenze die geschätzte Effizienz deutlich von der Simulation abweicht (siehe Abbildung 4.11). Mit steigender Energie nähern sich die Kurven jedoch einander an und im Bereich um 2 MeV Photonenergie beträgt die relative Abweichung nur noch etwa 10% und ist damit hinreichend klein, um anzunehmen, dass die für die Optimierung getroffenen Schätzungen ausreichend waren. Wird das zweite Detektorvolumen mit berücksichtigt, so zeigt sich, dass der Zuwachs der Zählrate mit wachsender Energie gegen einen Faktor $\times 1,8$ konvergiert, was in etwa der Erwartung entspricht, dass durch den zweiten Detektorblock maximal doppelt so viele Ereignisse nachgewiesen werden können. Die Ereignisse teilen sich zwischen den Volumina im Verhältnis 55% zu 45% auf, da ein Teil der Photonen, die im hinteren Volumen ein Signal erzeugen würden, bereits durch das vordere absorbiert wurde. Da nur Ereignisse mit einem Polarwinkel von maximal $\pm 15^\circ$ berücksichtigt werden entsteht kein Zuwachs durch Wechselwirkungen, die sich über beide Detektorvolumina erstrecken.

Vergleicht man die Effizienz des Gesamtsystems mit und ohne Komponenten zwischen Quelle und Detektor, so ergibt sich ein Effizienzverlust von etwa 10% durch den Aufbau. Eine Messung mit Silizium statt Germanium ergab, wie erwartet, aufgrund der geringeren Elektronendichte, dass die Effizienz eines solchen Detektors 3 bis 4 Größenordnungen geringer wäre als die eines vergleichbaren Germanium-Detektors.

Simulation mit einer monoenergetischen Photonenquelle

Die Auswertung der Rohdaten zur Bestimmung der Polarisation erfolgt in einem externen Programm, das die Daten der Simulation einliest und bezüglich der weiteren Vorgaben filtert: Zum einen werden nur Ergebnisse berücksichtigt, die innerhalb eines $90^\circ \pm 15^\circ$ -Polarwinkelbereichs liegen, da nur Photonen die nahezu senkrecht zur Flugrichtung abgelenkt wurden, eine starke Abhängigkeit des azimuthalen Streuwinkels zur Polarisation aufweisen. Zum anderen wird die durch die Segmentierung des Detektors gegebenen Pixelausdehnung berücksichtigt, indem Messereignisse mit Streulängen unterhalb der Pixelgröße entfernt werden. Die azimuthalen Streurichtungen werden in ein Polarhistogramm übertragen und mittels Gleichung 4.16 in einen Querschnitt überführt und dann normiert. Die Simulation wurde zunächst bei einer Photonenenergie von 1,47 MeV, einer linearen Polarisation in x -Richtung bei 100% sowie in y -Richtung bei 27% Polarisationsgrad und mit jeweils 10^7 Ereignissen durchgeführt. Das Ergebnis ist der Tabelle 4.3 und der Abbildung 4.12 zu entnehmen:

Tabelle 4.3: Dargestellt sind die Ergebnisse der Auswertung zur Simulation der Compton-Polarimetrie für verschiedene Aufbauten und Auswertungsbedingungen. Es sind P_L der Polarisationsgrad, ϕ_0 der Polarisationswinkel und die Größen mit Δx und x_{er} der Standardfehler der Anpassung und die Abweichung vom erwarteten Wert.

| Methode | P_L (%) | ΔP_L (%) | $P_{L_{er}}$ (%) | ϕ_0 (rad) | $\Delta\phi_0$ (%) | $\phi_{0_{er}}$ (%) |
|------------------------|-----------|------------------|------------------|----------------|--------------------|---------------------|
| Reduzierte Umgebung | 100,4 | 2,90 | 0,39 | 1,59 | 1,51 | 1,29 |
| Ohne Polarwinkelfilter | 98,7 | 2,97 | 1,30 | 1,59 | 0,95 | 1,24 |
| Mit vollem Aufbau | 96,7 | 3,07 | 3,04 | 1,60 | 0,96 | 2,07 |
| Aufbau, -27% Pol. | 24,8 | 9,94 | 8,13 | 3,08 | 1,58 | 2,04 |
| Realistische Quelle | 20,1 | 7,63 | 2,88 | 3,12 | 1,16 | 0,57 |

Im Falle einer reduzierten Simulationsumgebung ohne Elemente zwischen Quelle und Detektor kann der Polarisationsgrad mit einer Abweichung zum Referenzwert aus dem Modell von weniger als 0,4% reproduziert werden. Der Standardfehler der Anpassung legt eine deutlich höhere Fehlerschranke fest, wobei die aus der Datenmenge durch $\sqrt{N_i}$ abgeschätzte statistische Unsicherheit bereits bei der Anpassung berücksichtigt wurde. Der Polarisationswinkel kann auf etwa 1,3% Abweichung zum Referenzwert genau bestimmt werden, allerdings wurde für die RR-Geometrie die Polarisation auf die x - beziehungsweise y -Achse festgelegt und die Anpassung in diesem Parameter wird nicht wirklich benötigt. Werden alle Messereignisse in die Anpassung übernommen, also insbesondere auch diejenigen mit kleinem Polarwinkel, so sinkt die Messgenauigkeit ab und es ist nur noch möglich den Polarisationsgrad mit 1,3% Abweichung zum Modell zu bestimmen, was eine Verschlechterung um das Dreifache bedeutet. Eine Vergleichsmessung bei 1,83 MeV zeigte sogar eine Verschlechterung von 0,2% auf 8,5% Abweichung der Messung von der tatsächlichen Polarisation der simulierten Quelle. Dieser Test zeigt wie wichtig die Winkeleinschränkung des Polarwinkels für die Auswertung der Messdaten der Compton-Polarimetrie ist. Wird der restliche Aufbau (Ansatzrohr und Fenster) in der Simulation mit berücksichtigt, so sinkt die Nachweisgenauigkeit auf fast 3% Abweichung (9% bei 1.83 MeV) zum erwarteten Wert ab.

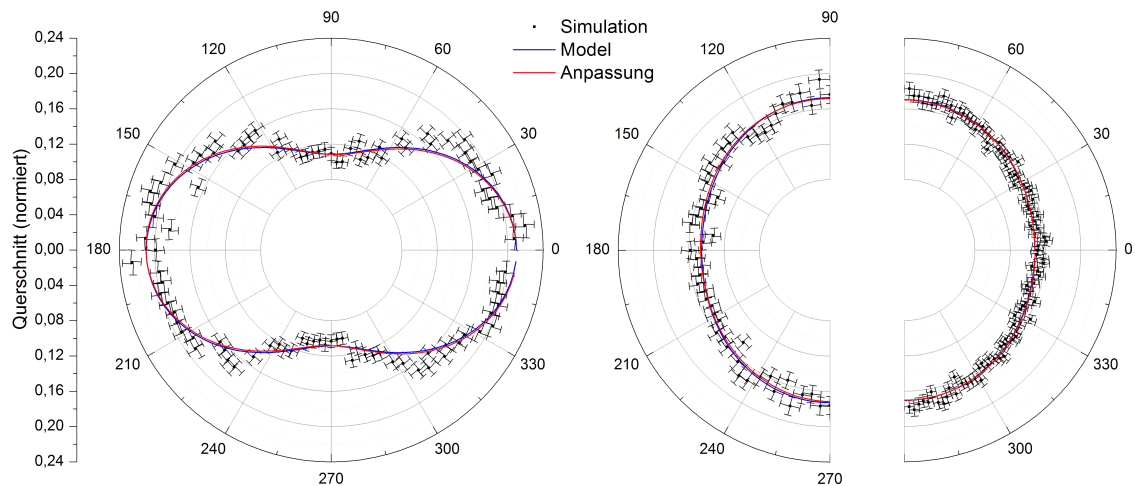


Abbildung 4.12: Vergleich zwischen Simulation und Anpassung mit dem theoretischen Verlauf der Polarisationsdaten für eine reduzierte Umgebung und 100% Polarisierung in x -Richtung (links) sowie für den vollen Versuchsaufbau bei 27% Polarisierung in y -Richtung (Mitte). Außerdem dargestellt ist das Ergebnis der Simulation mit vollem Aufbau und realistischer Quelle (rechts).

Simulation mit einer realistischen K- und L-REC-Photonenquelle

Anschließend wurde die monoenergetische Quelle durch eine realistische Photonquelle ersetzt, welche Energie-, Winkel- und Polarisationsverteilung sowohl des K-, als auch L-REC-Prozesses simuliert. Wie erwartet ist das simulierte Spektrum auf der gesamten Detektorfläche stark verzerrt, sodass teilweise K- und L-REC-Anteile nicht mehr unterscheidbar sind (siehe Abbildung 4.13). Im hochenergetischen Bereich fällt das Spektrum im Vergleich zum theoretischen Verlauf ab, da die Wahrscheinlichkeit die gesamte Energie der Photonen im Detektor zu deponieren mit steigender Energie abnimmt. Alle Ereignisse die während der Messung nicht ihre gesamte Energie im Detektor deponieren erzeugen einen breiten spektralen Untergrund, der sich nahezu gleichverteilt bis hin zu 300 keV erstreckt. Bei noch kleineren Energien ist ein weiterer Peak zu beobachten, der auf das Auftreten weiterer Effekte hindeutet, die jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht wurden, da sie in hinreichender Entfernung zu den betrachteten REC-Peaks auftreten und somit vorerst nicht weiter interessant sind. Die Umrechnung der Zählraten in einen Querschnitt erfolgte, indem das Spektrum zuerst mit dem Integral über alle Energien auf Eins normiert und anschließend mit der totalen Zählrate im Detektor multipliziert wurde. Mit Hilfe des mittleren Querschnitts für die Emission von Photonen in den gesamten simulierten Raumwinkelbereich kann die Zählrate dann in einen Querschnitt umgewandelt werden. Abschließend wurde der Querschnitt noch durch die energieabhängige Detektoreffizienz geteilt. Ein Vergleich der totalen Querschnitte des simulierten und theoretischen Spektrums ergibt einen Wert von 87,3, beziehungsweise 89,8 barn/sr und zeigt damit eine Abweichung von unter 3%. Die Abschätzung durch die Simulation kann damit im einstelligen Prozentbereich als hinreichend aussagekräftig bestätigt werden.

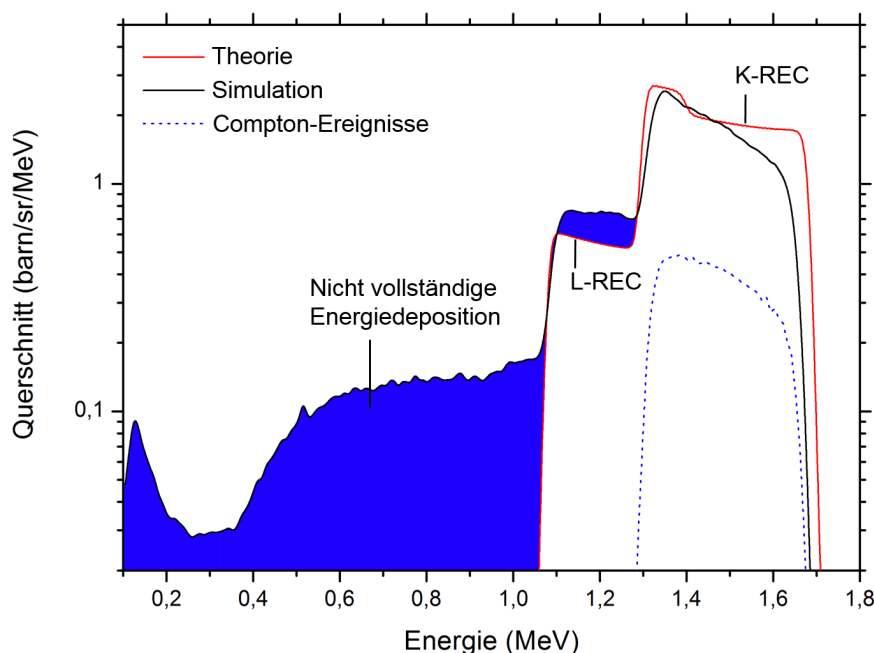


Abbildung 4.13: Dargestellt ist das Energiespektrum der simulierten K- und L-REC-Photonen mit voller Dopplerverbreiterung im Vergleich mit dem theoretischen Verlauf. Ebenfalls eingezeichnet ist das Spektrum der Compton-Ereignisse (gestrichelte Linie) nach Anwenden aller im Text beschriebenen Filter. Der Vergleich dient der Verifizierung der Ergebnisse der Simulation im Bezug auf die errechneten Gesamtquerschnitte.

Für eine Messung mit Berücksichtigung beider Einfangschalen sinkt der erwartete mittlere Polarisationsgrad auf $-20,1\%$ ab, was in der Simulation von 10^8 Ereignissen etwa mit 3% relativer Abweichung bestimmt werden konnte. Um Verzerrungseffekte durch die winkelabhängigen Verteilung der Photonen zu vermeiden, wurden die Ereignisse bei der Erstellung des Polarhistogramms zuerst mit dem inversen Verlauf des Querschnitts je Wechselwirkungsort gewichtet und anschließend beide Hälften des Histogramms entlang der x -Achse gemittelt.

Um die Auswertung im Rahmen dieser Arbeit durchführen zu können wurde darauf verzichtet, weiterhin anzunehmen, dass, wie im tatsächlich Experiment der Fall, nicht zwischen primärem und sekundärem Ereignis im Detektor unterschieden werden kann und die zeitliche Reihenfolge probabilistisch ermittelt werden muss. Ungeachtet dieser Unsicherheit bei der Ermittlung des primären Ereignisses ist das Spektrum eines einzelnen Pixels schmal genug, um K- und L-REC deutlich von einander unterscheiden zu können. Aus diesem Grunde wurde zusätzlich ein Energiefilter auf die Ereignisse angewandt, der alle Messungen verwirft, deren Gesamtenergie kleiner ist, als die vorher ermittelte Energie im Minimum zwischen K- und L-REC-Peak. Auf diese Weise konnte der gemessene Polarisationsgrad auf $-22,6\%$ gesteigert werden. Die Abweichung zum erwarteten Polarisationsgrad des reinen K-REC-Prozesses übersteigt damit immer noch deutlich den abgeschätzten Größtfehler der Messung. Auch mit der Energieschwelle konnten also nicht alle L-REC-Photonen entfernt werden und stellen damit eine nicht verschwindenden Fehlerquelle bei der Messung des K-REC-Polarisationsgrades dar.

4.3.3 Elektronenhintergrund

Aufbau der Simulation

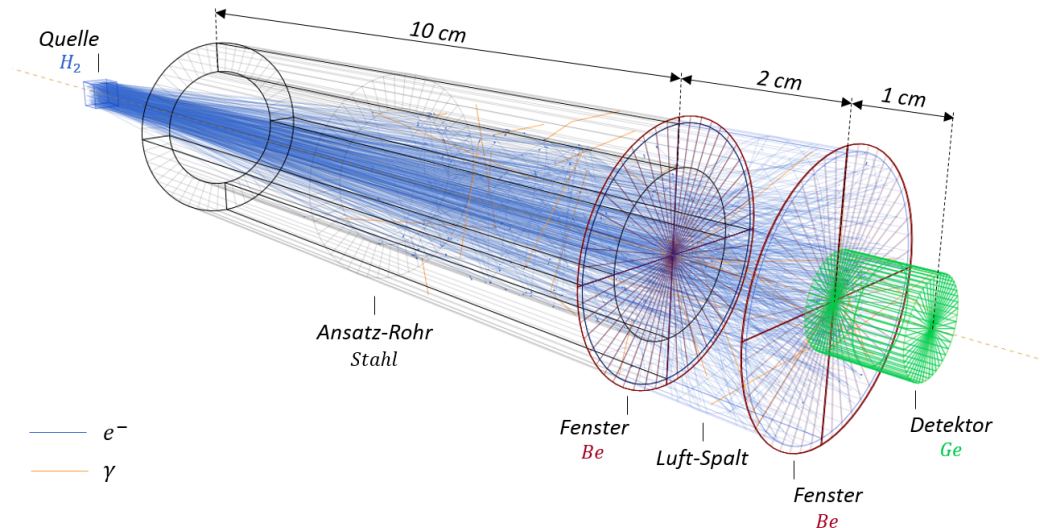


Abbildung 4.14: Darstellung der Ereignisse aus der Simulation zum Strahlungshintergrund hervorgerufen durch Binary-Encounter-Elektronen. Zu sehen sind die Elemente des Aufbaus der Simulation sowie die Trajektorien der simulierten Partikel (blau: Elektronen, orange: Photonen).

Die Simulation zur Betrachtung des Elektronenhintergrunds hat eine ähnliche Struktur wie die für die REC-Photonen. Der Schwerpunkt der Simulation liegt hier allerdings auf dem Aufbau selbst, um mehr Erkenntnisse über die Wechselwirkung der Elektronen mit den einzelnen Bestandteilen zu erhalten. Die Quelle wird durch die BE-Daten aus dem vorhergehenden Kapitel gesteuert. Es folgt ein optionaler Beryllium-Filter, ein Ansatzrohr aus Edelstahl und der Detektor, der in diesem Falle durch einen einfachen Germanium-Zylinder angenähert wird. Der Ansatz und der Detektor werden durch ein weiteres Beryllium-Fenster vom dazwischen befindlichen Luftspalt abgegrenzt, so wie es auch am internen Target des ESR üblicherweise der Fall ist. Im Gegensatz zur Simulation der REC-Daten wird hier auf die Verwendungen eines Physik-Pakets verzichtet, welches die Polarisation der Teilchen mitberücksichtigt. Stattdessen wird das Paket `EMLivermorePhysics` [77] eingebunden, um die Simulation zu beschleunigen.

Auswertung der Simulation

Aufgrund der Tatsache, dass ein deutlich größerer Winkelbereich bestrahlt wird, als es nötig wäre, um die Detektorfläche zu treffen kommt nur ein Teil der Elektronen im Detektor an. Im Falle einer Simulationsumgebung ohne Bauteile zwischen Quelle und Detektor skaliert die relative Zählrate mit dem Verhältnis der Fläche des Detektors und der bestrahlten Fläche in der Detektorebene. Wird zusätzlich die Winkelverteilung der

Elektronen berücksichtigt, so entstehen aufgrund der asymmetrischen Verteilung weitere geometrische Verluste, wenn zum Beispiel deutlich mehr Elektronen in Bereiche emittiert werden, die nicht durch den Detektor abgedeckt sind. Es sollen im Folgenden verschiedene Beobachtungswinkel simuliert werden. Um die verschiedenen Zählraten auszugleichen, wird daher die Zahl der simulierten Ereignisse so angepasst, dass in einer reduzierten Simulationsumgebung bei allen Beobachtungswinkeln jeweils gleich viele Elektronen im Detektor nachgewiesen werden. Nacheinander wurden verschiedene Elemente des Aufbaus in der Simulation berücksichtigt und die Zählraten der Elektronen und Photonen sowie deren Spektren winkelabhängig aufgezeichnet und mit einander verglichen.

Simulation ohne Stopper

Grundlegend ist bei der Auswertung der Elektronenspektren (siehe Abbildung 4.15) zu erkennen, dass durch den Detektor mit endlicher Breite und Effizienz das einstrahlte Spektrum dahingehend verzerrt wird, dass neben dem erwarteten Peak um die BE-Elektronenenergie, ein Untergrund aus Elektronenenergien entsteht, der sich bis zum Peak erstreckt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass nicht alle Elektronen ihre gesamte Energie im Detektor deponieren, wie es auch schon bei den Photonen der REC-Simulation der Fall gewesen ist.

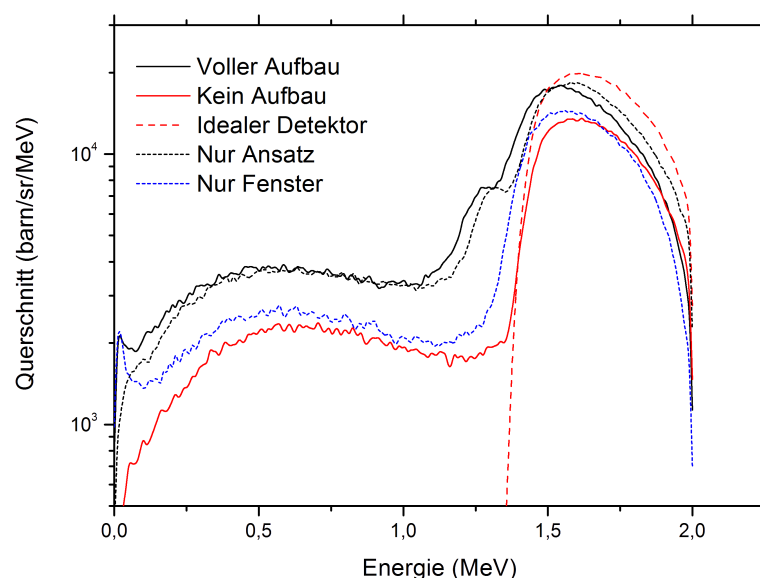


Abbildung 4.15: Dargestellt sind die Spektren der Elektronen aus der Hintergrundsimulation des REC-Experiments. Verschiedene Szenarien werden für eine Detektorposition von $20,7^\circ$ mit einander verglichen.

Bei kleinen Detektorwinkeln ist deutlich zu sehen, dass das verwendete Fenster zwischen Aufbau und Detektor nahezu keinen Einfluss auf das Spektrum hat. Es ist eine leichte Verschiebung des Spektrums zu kleineren Energien zu beobachten sowie eine Photonenemission im Bereich von etwa 5 barn/sr. Erst bei größeren Detektorwinkeln, sind die Elektronen niederenergetisch genug, um durch das Fenster aufgehalten zu werden, so dass der gemessene Querschnitt stark reduziert und ein Anstieg der Photonenmessrate verzeichnet wird.

Das Ansatzrohr hingegen zeigt in beiden Fällen eine deutliche Veränderung des Spektrums: Elektronen stoßen innerhalb des Rohes und werden in Richtung Detektorfläche zurück reflektiert. Es kommt zu einer Erhöhung des Elektronenuntergrundes um bis zu 50% und die Photonenzählrate steigt insbesondere bei kleinen Winkeln auf das 20-fache an. Die detektierten Photonenemissionsquerschnitte sind deutlich größer als der Querschnitt des zu messenden REC-Effekts (etwa 74,3 barn/sr zu 0,9 barn/sr bei $20,7^\circ$), weshalb bei Experimenten mit Strahlenergien im betrachteten Bereich die Verwendung eines Stoppers vorgeschlagen wird, der zwischen Wechselwirkungsort und Ansatzrohr in die Wechselwirkungskammer eingesetzt wird. Um möglichst wenige Photonen zu verlieren wird Beryllium als Material angenommen, da es eine geringe Ordnungszahl hat. Die benötigte Weglänge um Elektronen im Bereich von 2 MeV in Beryllium aufzuhalten beträgt etwa 6 bis 7 mm (berechnet mit Hilfe der NIST ESTAR-Datenbank: [79]).

Simulation mit Stopper

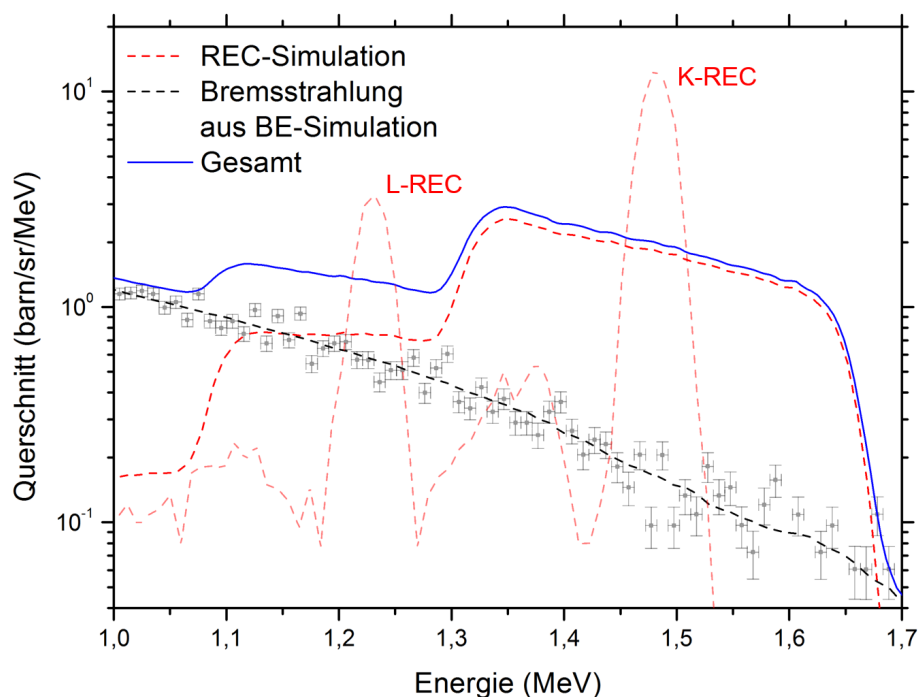


Abbildung 4.16: Dargestellt sind das Spektrum der REC-Strahlung aus der REC-Simulation - einmal für die gesamte Detektorbreite (rot) und einmal nur für die Pixelspalte mittig auf dem Detektor (blass rot) - sowie das Spektrum der Bremsstrahlung aus der BE-Simulation auf der gesamten Detektoroberfläche (schwarz) bei $20,7^\circ$ Beobachtungswinkel (gestrichelte Linien). Das Bremsstrahlungsspektrum wurde durch Glätten der Messpunkte aus der Simulation (Punkte) ermittelt. Außerdem dargestellt ist das Gesamtspektrum (blau) als Summe der REC- und Bremsstrahlungsspektren.

Nach dem Einsetzen des Stoppers sind unabhängig vom Beobachtungswinkel keine BE-Elektronen mehr im Detektor nachweisbar. Der im Stopper erzeugte Bremsstrahlunguntergrund reduziert sich zwar im Vergleich zur Simulation ohne Stopper auf etwa ein

Drittel, hat allerdings im Energiebereich des REC-Spektrums immer noch einen vergleichbaren Querschnitt (siehe Abbildung 4.16). Im Falle des L-REC-Bereichs liegt der Bremsstrahlungsanteil zwischen 40% und 60% des Signals und ist damit sogar teilweise größer als das eigentliche REC-Signal. Erst bei höheren Energien unterschieden sich Bremsstrahlungsuntergrund und Messsignal signifikant, sodass im Bereich der K-REC-Energien der Rauschanteil auf 6% bis 13% absinkt. Dies macht es unumgänglich die im vorherigen Abschnitt beschriebene Energieschwelle zwischen K- und L-REC-Spektrum bei der Auswertung der Polarisation anzuwenden, um neben den überlagerten L-REC-Photonen auch zu große Polarisationsanteile aus der Untergrundbremsstrahlung herauszufiltern. Wird der Vergleich nicht mit dem mittleren REC-Spektrum der gesamten Detektorfläche, sondern mit dem Spektrum einer einzelnen Pixelpalte durchgeführt, so ist zu erkennen, dass aufgrund der deutlich geringeren Dopplerverbreiterung die REC-Peaks deutlicher ausgeprägt sind und folglich auch ein etwa fünf mal besseres Signalverhältnis zu erwarten ist.

Unabhängig davon beträgt der Rauschanteil durch die BE-induzierte Bremsstrahlung im Mittel etwa 9% (das entspricht einen Signal-Rausch-Verhältnis von etwa 48 dB) und stellt damit wie erwartet eine wichtige Störquelle für ein mögliches Experiment dar. Für eine erfolgreiche Messung der negativen Polarisation der REC-Strahlung ist daher eine gute Ortsauflösung des Compton-Polarimeters von großer Wichtigkeit, da diese zur Reduktion der Dopplerverbreiterung und damit einer effektiven Steigerung der Zählraten genutzt werden kann. Eine Koinzidenzmessung der Photonen im Detektor und umgeladenen Ionen im Umladungszähler hinter dem internen Target könnte eine weitere Verbesserung erzielen, da nur dann REC-Photonen zu erwarten sind, wenn ein Elektroneneinfang stattgefunden hat. Die Erzeugung von BE-Elektronen hingegen hat keine Umladung der Ionen zur Folge und sollte auf diese Weise in der Koinzidenzmessung kein Signal erzeugen.

Kapitel 5

Ergebnisse und Fazit

Das abschließende Kapitel dieser Arbeit fasst zuerst die wichtigsten Ergebnisse und Erkenntnisse aus der Erstellung der Datensätze zu den Wechselwirkungsprozessen in Schwerion-Atom-Stößen sowie der Planung eines möglichen Experiments zum Nachweis des „Umklappens“ der linearen Polarisation des REC-Prozesses zusammen. Es folgt eine Diskussion der allgemeinen, systematischen Fehlerquellen, die bei der Berechnung und Simulation der Ergebnisse eine Rolle gespielt haben. Das Kapitel wird abgeschlossen durch einen Ausblick auf zukünftige Möglichkeiten.

5.1 Diskussion der Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit ist es gelungen einen kurzen Überblick über die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse in relativistischen Schwerion-Atom-Stößen zusammenzutragen und mit Hilfe bereits existierender Theorien und Näherungen für alle Prozesse jeweils ein Programm zur Berechnung der Emissionseigenschaften zu erstellen. Es wurde gezeigt, dass für die Emissionsprozesse jeweils Querschnitte (und Polarisatoneigenschaften) berechnet werden können, die bei den betrachteten hohen Energien hinreichend gute Übereinstimmungen mit den Ergebnissen anderer theoretischer Arbeiten und in der Vergangenheit durchgeführter Messungen aufweisen. Insbesondere für den Prozess des Radiativen Elektroneneinfangs konnte im Verlauf dieser Arbeit eine umfangreiche Datenbank für den Einfang in die K- und L-Schale in einem weiten Parameterbereich (zwischen 1 MeV/u und 1 GeV/u für H^+ bis U^{92+}) erstellt werden. Mit Hilfe dieser Datensätze können mittels Interpolation der Datenpunkte winkeldifferenzielle Spektren und Polarisatoneigenschaften binnen weniger Sekunden für nahezu beliebige Stoßsysteme erzeugt werden, wohingegen dedizierte Rechnungen auf einem Desktop-PC bis zu einem Tag dauern. Die Abweichung der Interpolationsmethode zu solchen Rechnungen beträgt im untersuchten Parameterbereich lediglich $< 1\%$. Auch die winkeldifferenziellen Spektren für die Emission von Binary-Encounter-Elektronen können mit guter Übereinstimmung mit vergleichbaren Theorien innerhalb einiger Sekunden berechnet werden. Es wurde im Rahmen dieser Arbeit noch keine zusammenhängende Datenbank für den Binary-Encounter-Prozess erstellt, da die Berechnung insgesamt deutlich weniger zeitaufwändig ist, als für die RR-Datensätze und Ergebnisse daher ohne großen Aufwand direkt ermittelt werden können. Dahingegen konnten im Falle der Bremsstrahlungsberechnung nur wenige Datensätze zu den Emissionseigenschaften ausgewählter Stoßsysteme errechnet werden, weil die Optimierung der Partialwellenordnungen in zwei Parametern wesentlich länger dauert. Die zusammengestellten Programme und Theorien legen jedoch den Grundstein, um in Zukunft auch für die Emissionscharakteristika der weiteren Wechselwirkungsprozesse Datenbanken mit ähnlichem Umfang zu erzeugen.

Im zweiten Teil der Arbeit wurden grundlegende Parameter für experimentelle Möglichkeiten des geplanten HESR der FAIR-Anlage zusammengefasst, auf Basis derer, unter Verwendung der Ergebnisse des ersten Teils, die Optimierung und Planung eines Compton-Polarimetrie-Experiments zum Nachweis der negativ polarisierten Strahlung des Radiativen Elektroneneinfangs bei hohen Energien durchgeführt und getestet wurde. Diese exemplarische Anwendung zeigt die Nützlichkeit und Vielseitigkeit der schon jetzt vorliegenden Datensätze über die Wechselwirkungsquerschnitte und Polarisatoneigenschaften der relevanten Prozesse.

Die Optimierung der Messparameter ergibt, dass eine Messung mit U^{92+} -Ionen bei 820 MeV/u das beste Verhältnis aus Nachweisrate und Effektstärke aufweist. Die Strahlenergie liegt nur knapp über der geplanten Einschussenergie des HESR und sollte bereits kurz nach der Inbetriebnahme des Speicherrings zur Verfügung stehen. Insbesondere ließe sich durch die angedachte direkte Verbindung von HESR und SIS18 das neue Schwerionensynchrotron SIS100 umgehen, da die notwendige Energie bereits im SIS18 erreicht werden kann. Unter optimalen Bedingungen wird ein Ergebnis von durchschnittlich -27% Polarisationsgrad bei etwa 0,08 nützlichen Ereignissen pro Sekunde

erwartet. Eine lange Messdauer ist daher nötig, um ein statistisch aussagekräftiges Ergebnis zu erreichen. Dies ist insbesondere der Tatsache geschuldet, dass die erwartete Photonenenergie im Bereich von 1,47 MeV bereits am oberen Rand der Nachweisgrenze der üblicherweise verwendeten Germanium-Detektoren liegt und sich daher die Detektoreffizienz im Bereich von nur wenigen Promille befindet. Der Einsatz mehrerer hintereinander angeordneter Detektorkristalle innerhalb eines Detektors kann die Nachweisefizienz deutlich steigern, erhöht jedoch sowohl die technologische Komplexität als auch die Anforderungen an die Datenanalyse. Der optimale Beobachtungswinkel beträgt etwa 21° und liegt damit deutlich näher an der Strahlachse als der Großteil der Sichtfenster der Target-Kammer des internen Targets des ESR. Bei der Planung der neuen Target-Kammer der HESR wäre es empfehlenswert, Sichtfenster vorzusehen, die Messungen nahe der Strahlachse möglich machen, um der Tatsache Rechnung zu tragen, dass aufgrund der hohen Stoßenergie die Wechselwirkungsquerschnitte möglicherweise interessanter Prozesse zu deutlich kleineren Stoßwinkeln im Laborsystem verschoben werden als bei Messungen im internen Target des ESR. Mit steigender Ordnungszahl der verwendeten Target-Gase erhöht sich die Zahl der für Wechselwirkungen zur Verfügung stehenden Elektronen und es kommt zu einem linearen Anstieg der Zählraten. Messungen am internen Target des ESR legen jedoch auch nahe, dass die Flächendichte der Targets mit schwereren Gasen abnimmt [32]. Wesentlich kritischer ist jedoch die deutliche Verbreiterung des Impulsprofils mit steigender Ordnungszahl der Target-Gase, die zu einem Verschwimmen der einzelnen Peak-Strukturen führt und außerdem einen höheren Untergrundanteil bedingt, da sich die Peaks über einen breiteren Energiebereich verteilen. Dies hat auch zur Folge, dass Energieschwellen zur Filterung der Ereignisse nicht mehr so effektiv gesetzt werden können wie für Messungen an leichteren Target-Gasen. Für sehr schwere Gas-Targets ist dennoch ein Netto-Zählratengewinn im Vergleich zur Verwendung eines Wasserstoff-Targets zu erwarten. Die Zahl möglicherweise nicht berücksichtigter Seiteneffekte durch Mehrelektronenereignisse wird allerdings ebenfalls ansteigen und einen zusätzlichen Strahlungsuntergrund erzeugen. Die Optimierung zeigt weiterhin, dass der K-REC-Prozess am besten für den Nachweis der negativen Polarisation geeignet ist. Aufgrund der spektralen Breite der REC-Peaks enthält der K-REC-Peak jedoch auch einen Anteil der L-REC-Strahlung, der den Effekt abschwächt. Dieser durch die Dopplerverbreiterung erzeugte Überlapp der Peaks kann jedoch durch den Einsatz ortsauflösender Röntgendetektoren, wie sie bereits für die Compton-Polarimetrie verwendet werden, deutlich vermindert werden.

Im Zusammenhang mit der Planung eines möglichen Experiments wurden erste Schritte im Umgang mit der Simulationsumgebung `Geant4` erarbeitet. Der Monte-Carlo-Code wurde zum einen verwendet, um den Bremsstrahlungsuntergrund aus der Wechselwirkung der Binary-Encounter-Elektronen mit dem Experimentaufbau zu untersuchen sowie zum anderen die Detektorantwort auf die einfallende, polarisierten REC-Strahlung zu modellieren. In der Simulation des Polarimeters, unter Berücksichtigung einzelner Baukomponenten sowie des winkeldifferenziellen Spektrums der K- und L-REC-Strahlung, ließ sich ein Polarisationsgrad von etwa -22% nachweisen. Der Standardfehler der Messung betrug jedoch selbst bei 10^8 simulierten Ereignissen (das entspricht circa 10^5 gemessenen Ereignissen) etwa 8% . Obwohl der Messfehler aufgrund der geringen Zählraten relativ hoch ausfällt, legt das Ergebnis nahe, dass in einem Experiment am HESR der Effekt der negativen Polarisation der REC-Strahlung mit einer Ausprägung von über 20% gemessen werden kann. Die elastisch gestreuten Elektronen aus

der Wechselwirkung der Ionen mit dem Gas-Target (Binary Encounter) werden mit einem deutlich höheren Wechselwirkungsquerschnitt erzeugt als die REC-Photonen. Pro REC-Photon im Detektor werden mehr als tausend Elektronen erwartet, die in einem ähnlichen Energiebereich liegen. Weiterhin erzeugen die Elektronen im Aufbau einen Bremsstrahlungsuntergrund der die REC-Photonen vollständig überstrahlt. Es wird daher die Verwendung eines 7 mm dicken Beryllium-Stoppers vorgeschlagen, der zylinderförmig das Target und den Wechselwirkungsbereich mit dem Ionenstrahl umschließt und die Elektronen abfängt, bevor sie mit dem Aufbau oder dem Detektor interagieren können. Die Simulation der Elektronenemission unter Einbeziehung einiger Baukomponenten sowie des winkeldifferenziellen Spektrums der Binary-Encounter-Elektronen zeigt, dass nach Einsetzen des Stoppers keine Elektronen mehr den Detektor erreichen und der Bremsstrahlungsuntergrund auf etwa 9% Gesamtanteil des K-REC-Photonensignals im Detektor reduziert werden kann. Der Untergrundanteil kann weiter reduziert werden, wenn auch die Ortsauflösung des Detektors berücksichtigt wird. Es liegt nahe zusätzlich eine koinzidente Messung des Detektorsignals mit den Signalen eines Umladungszählers durchzuführen, um sicher zu stellen, dass nur solche Ereignisse berücksichtigt werden, bei denen neben der Photonenemission auch ein Elektroneneinfang stattgefunden hat. Hier ist jedoch zunächst zu prüfen, ob die am ESR erfolgreich eingesetzten Ionendetektoren auch bei den deutlich höheren Strahlenergien am HESR genutzt werden können. Es wäre hier zum Beispiel denkbar, dass es im Bereich des Einschlags der umgeladenen Ionen in die Wand des Speicherrings zu einer starken Aktivierung der Umgebung kommt. Dort angebrachte Detektoren könnten dadurch eine hohe Untergrundzählrate messen. Dazu sind weitere Untersuchungen notwendig.

Die Simulation des Compton-Polarimetrie-Experiments unter Vernachlässigung einiger Randeffekte legt nahe, dass eine Messung der negativen Polarisation am internen Target des HESR möglich erscheint. Es hat sich jedoch auch gezeigt, dass der neu erschlossene Energiebereich neue Herausforderungen mit sich bringt und man zukünftig zum Beispiel über neue Detektoren und Abschirmungen nachdenken muss.

5.2 Allgemeine Fehlerabschätzung

Als Quellen systematischer Fehler können hauptsächlich die zur Bereitstellung der differentiellen Querschnitte, Energien und Polarisationsseigenschaften von Photonen und Elektronen verwendeten Näherungsmethoden identifiziert werden. Zum einen werden die meisten Berechnungen mittels Partialwellenexpansion und Multipolentwicklung durchgeführt, wobei diese jeweils nach einer gewissen Ordnung abgebrochen werden. Eine oberere Fehlerschranke für den dadurch eingeführten Fehler kann durch das angewendete Konvergenzkriterium bei der Suche nach der maximalen Partialwellenordnung auf maximal 1% abgeschätzt werden. Dies wird im Falle der RR-Datensätze durch den Vergleich mit anderen Arbeiten bestätigt, da die maximale Abweichung der Datenpunkte jeweils deutlich weniger als 0,7% beträgt. Zum anderen wird bei fast allen Prozessen eine Impulsapproximation durchgeführt, die insbesondere bei kleineren Stoßenergien einen systematischen Fehler mit sich bringt. Dies wird durch die Tatsache verstärkt, dass die Bindungsenergien von Mehrelektronensystemen nicht im Einzelnen berücksichtigt wurden. Ein Vergleich der REC- und Binary-Encounter-Daten mit denen anderer Arbeiten zeigt nichtsdestotrotz eine sehr gute Übereinstimmung im einstelligen

Prozentbereich. Unstimmigkeiten der spektralen Form sind erst weit vom Hauptpeak entfernt im Elektronenspektrum zu beobachten und damit in einem Bereich, in welchem der Querschnitt mehrere Größenordnung kleiner ist als im Peak-Bereich. Bei der Optimierung der Messparameter ist die Angabe der erwarteten Ereignishäufigkeit aufgrund einfacher geometrischer Überlegungen durchgeführt und ein Vergleich mit der Simulation deutet auf eine systematische Ungenauigkeit im Bereich von bis zu 16% hin.

Da fast alle Datensätze auf einem festen Parametergitter erzeugt wurden und zum Beispiel bei der Anwendung der Compton-Profile viele Werte zwischen den Gitterpunkten benötigt werden, ist es unabdingbar gewesen Interpolationen durchzuführen, um die entsprechenden Datensätze zu approximieren. Auf sehr dicht liegenden, schwach veränderlichen Größen wurden lineare Interpolationen angewendet. Ansonsten wurde ein modifiziertes kubisches Verfahren nach Akima verwendet, das zwischen allen Interpolationsintervallen vollständig monotone Funktionen erzeugt [80]. Die RR-Datensätze liegen in $0,5^\circ$ -Intervallen vor und sind nahezu überall hinreichend glatt, um linear interpoliert zu werden. Die Binary-Encounter-Datensätze werden mit einer variablen Winkeldichte erzeugt, die gerade bei niedrigen Stoßwinkeln eine sehr hohe Auflösung aufweist ($\approx 0,01^\circ$). Auch die Compton-Profile haben eine variable Energieauflösung zwischen 0,05 au nahe des Peaks und 40 au bei etwa 100 au Entfernung dazu. Die Messparameteroptimierung wurde auf dem nicht interpolierten Gitter durchgeführt und hat damit eine Energieungenauigkeit von 20 MeV/u und eine Ungenauigkeit der Ordnungszahl im Bereich von ± 8 . Als Konsistenz-Test wurde für alle totalen und mittleren Querschnitte ein ungewichteter Testparameter mit integriert und mit dem aus der Geometrie erwarteten Raumwinkelement verglichen. Alle Integrationstests zeigen eine relative Abweichung von weniger als 0,01% und liegen somit weit unterhalb der oberen Fehlerschranke.

Ein Vergleich der in der Simulation verwendeten Physikpakete zeigt bezüglich absoluter Zählraten eine gute Übereinstimmung mit den vom NIST bereitgestellten Werten ($< 1\%$ Abweichung maximal). Aufgrund von sehr langen Simulationszeiten im Bereich mehrerer Tage konnten nicht mehr als 10^8 Ereignisse pro Simulation erreicht werden, was die zur Verfügung stehende Zahl der detektierten Ereignisse im Fall der REC-Photonen auf einige 10^5 beschränkt. Bei der Analyse des Bremsstrahlungsuntergrunds ergab sich die Problematik, dass die Bremsstrahlungsemission durch Binary-Encounter-Elektronen einen vergleichsweise geringe Wahrscheinlichkeit hat und daher standen teilweise nicht mehr als 10 nachgewiesene Photonen pro Energie-Bin zur Verfügung, was zu einer starken spektralen Ungenauigkeit bei hohen Energien geführt hat. Ein Vergleich der absoluten Zählraten der Simulation mit den aus der Theorie berechneten Werten ergibt jedoch eine geringe Abweichung von weniger als 3%. In zukünftigen Simulationen besteht die Möglichkeit, den Bremsstrahlungsquerschnitt künstlich zu erhöhen (Interaction Forcing), um mit gleicher Rechenzeit eine höhere Zahl von relevanten Ereignissen zu erzielen. Dieses Verfahren muss jedoch mit großer Vorsicht angewandt werden, was im Rahmen dieser Arbeit aus zeitlichen Gründen nicht mehr möglich war.

Konzeptionelle Fehler bei der Abschätzung der Effekte durch die Simulation sind in der vereinfachten Geometrie des Aufbaus zu finden. Der Einfluss der Target-Kammer wurde mit Ausnahme des Ansatzrohres in Richtung Detektor vernachlässigt und die übrigen Bauteile durch einfache geometrische Elemente angenähert. Auch wurde je-

weils nur ein kleiner Bereich bestrahlt, wodurch insgesamt nur ein Teil der insgesamt zu erwartenden Bremsstrahlung aus dem Aufbau simuliert werden konnte. Insbesondere Rückstreuungseffekte von Teilchen, die entgegengesetzt zum Detektor emittiert wurden, werden vollständig vernachlässigt. Die Totzeit der Detektoren sollte bei ausreichender Schirmung gegen Elektronen keinen großen Einfluss auf die Effizienz des Detektors haben, wurde aber in die Simulation ebenfalls nicht mit eingeschlossen.

Bei der Auswertung wurde die Reihenfolge der Ereignisse aus der Simulation übernommen. Zusätzliche Ungenauigkeiten bei der Auswertung realer Experimente müssen angenommen werden, da üblicherweise die Zeitordnung nur probabilistisch vorgenommen werden kann. Auch etwaige Probleme, die aus der Aufteilung der Detektorfläche in endliche Pixel entstehen, müssen noch beachtet werden.

5.3 Ausblick

Die Arbeit behandelt ein sehr weit gestecktes Feld von Prozessen und beschränkt sich daher häufig darauf nur den ersten Schritt hin zu einer detaillierten Beschreibung der Effekte in einem weiten Parameterbereich zu machen. In Bezug auf die REC-Datenbank können in Zukunft noch Querschnitte und Polarisierungen weiterer Einfangorbitale ergänzt werden, sodass am Ende unter Berücksichtigung vieler Orbitale der quasi-kontinuierliche Verlauf des REC-Spektrums am Übergang zum Kontinuum nachgebildet werden kann, der aus der spektralen Überlagerung beliebig dicht liegender Peaks von Einfängen in höhere Orbitale herrührt. Außerdem sollten noch Daten für den Elektroneneinfang bei mehr als 1 GeV/u-Strahlenergie mit hinreichend guter Konvergenz berechnet und hinzugefügt werden. Da für den HESR Strahlenergien von bis zu 5 GeV/u für Schwerionen möglich sind, ist die momentane Beschränkung der REC-Datenbank unbefriedigend. Für den Bremsstrahlungsprozess könnte in naher Zukunft eine ähnliche Datenbank erstellt werden, sodass nach und nach zusammen mit der elastischen Elektronenstreuung (Binary Encounter) und weiteren Effekten ein immer detailliertes Spektrum aus verschiedenen Prozessen in einem weiten Parameterbereich schnell und einfach zur Verfügung gestellt werden kann.

Bezüglich Geant 4 besteht der nächste Schritt darin, die vereinfachte Annäherung der Geometrie durch CAD-Modelle der tatsächlich verwendeten Bauteile zu ersetzen und so noch detailliertere Erkenntnisse über den Einfluss der Bauteile auf die Messdaten im Detektor zu erhalten. Außerdem ist es ein Langzeitziel, die Ergebnisse der Datenbanken zu den verschiedenen Wechselwirkungsprozessen in Geant 4 verfügbar zu machen und so zum einen die Anzahl der verfügbaren Interaktionsmodelle zu erweitern und zum anderen die teilweise sehr ungenauen Datensätze zu den bestehenden Querschnitten nach und nach zu erneuern. Geant 4 könnte so zu einem noch präziseren Werkzeug bei der Planung und Abschätzung zukünftiger atomphysikalischer Experimente an der FAIR-Anlage werden.

Elementare Erkenntnisse über neue Möglichkeiten und Herausforderungen bei der Verwendung hochenergetischer Schwerionen in Kollisionen mit atomaren Targets sowie der Grundstein einer umfassenden Datensammlung zu den wichtigen Wechselwirkungsprozessen, können in Zukunft helfen, Experimente noch besser planen und zahlreiche Effekte ohne langwierige Berechnung abschätzen zu können.

Kapitel 6

Appendix

Literaturverzeichnis

- [1] Stöhlker T., Bagnoud V., Blaum K., Blazevic A., Bräuning-Demian A., Durante M., Herfurth F., Lestinsky M., Litvinov Y., Neff S., Pleskac R., Schuch R., Schippers S., Severin D., Tauschwitz A., Trautmann C., Varentsov D. und Widmann E. (2015) *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **365**, Part B S. 680–685 DOI 10.1016/j.nimb.2015.07.077
- [2] Stöhlker T., Litvinov Y. A., Bräuning-Demian A., Lestinsky M., Herfurth F., Maier R., Prasuhn D., Schuch R. und Steck M. (2014) *Hyperfine Interactions* **227** S. 45–53 DOI 10.1007/s10751-014-1047-2
- [3] PANDA Collaboration *PANDA TPR - Strong Interaction Studies with Antiprotons* Technical Progress Report GSI
- [4] Stöhlker T., Schuch R., Hagmann S., Litvinov Y. A., Dimopoulou C., Dolinskii A. und Steck M. (2012) *SPARC experiments at the HESR: A Feasibility study*
- [5] Meyerhof W. E., Anholt R., Eichler J., Gould H., Munger C., Alonso J., Thieberger P. und Wegner H. E. (1985) *Physical Review A* **32** S. 3291–3301 DOI 10.1103/PhysRevA.32.3291
- [6] Krämer A. (2000) *Untersuchungen zur Stoßdynamik von schweren, hochgeladenen Ionen am Jettarget des ESR Speicherrings - Die Entwicklung eines H₂-Cluster-Targets* Doktorarbeit, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main
- [7] Stöhlker T., Litvinov Y. A., Bagnoud V., Bechstedt U., Dimopoulou C., Dolinskii A., Geppert C., Hagmann S., Katayama T., Kühl T., Maier R., Nörtershäuser W., Prasuhn D., Schuch R., Steck M. und Stockhorst H. (2013) *Physica Scripta* **2013**(T156) S. 014085 DOI 10.1088/0031-8949/2013/T156/014085
- [8] FAIR (2006) *Experiment Proposals on Atomic, Plasma and Applied Physics (AP-PA)* Baseline Technical Report Volume 5 GSI
- [9] Eichler J. und Stöhlker T. (2007) *Physics Reports* **439** S. 1–99 DOI 10.1016/j.physrep.2006.11.003
- [10] Stöhlker T. (2015) Persönliche Mitteilung

- [11] Klasnikov A. E., Artemyev A. N., Beier T., Eichler J., Shabaev V. M. und Yerokhin V. A. (2002) *Physical Review A* **66** S. 042711 DOI 10.1103/PhysRevA.66.042711
- [12] Stöhlker T., Ludziejewski T., Bosch F., Dunford R. W., Kozhuharov C., Mokler P. H., Beyer H. F., Brinzaescu O., Franzke B., Eichler J., Griegal A., Hagemann S., Ichihara A., Krämer A., Lekki J., Liesen D., Nolden F., Reich H., Rymuza P., Stachura Z., Steck M., Swiat P. und Warczak A. (1999) *Physical Review Letters* **82** S. 3232–3235 DOI 10.1103/PhysRevLett.82.3232
- [13] Tashenov S., Stöhlker T., Banas D., Beckert K., Beller P., Beyer H. F., Bosch F., Fritzsche S., Gumberidze A., Hagemann S., Kozhuharov C., Krings T., Liesen D., Nolden F., Protic D., Sierpowski D., Spillmann U., Steck M. und Surzhykov A. (2006) *Physical Review Letters* **97** S. 223202 DOI 10.1103/PhysRevLett.97.223202
- [14] Ichihara A. und Eichler J. (2001) *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **79** S. 187–222 DOI 10.1006/adnd.2001.0868
- [15] Surzhykov A., Fritzsche S., Stöhlker T. und Tashenov S. (2003) *Physical Review A* **68** S. 022710 DOI 10.1103/PhysRevA.68.022710
- [16] Surzhykov A., Fritzsche S. und Stöhlker T. (2001) *Physics Letters A* **289** S. 213–218 DOI 10.1016/S0375-9601(01)00589-8
- [17] Weber G., Bräuning H., Surzhykov A., Brandau C., Fritzsche S., Geyer S., Hagemann S., Hess S., Kozhuharov C., Martin R., Petridis N., Reuschl R., Spillmann U., Trotsenko S., Winters D. F. A. und Stöhlker T. (2010) *Physical Review Letters* **105** S. 243002 DOI 10.1103/PhysRevLett.105.243002
- [18] Lei F., Dean A. J. und Hills G. L. (1997) *Space Science Reviews* **82** S. 309–388 DOI 10.1023/A:1005027107614
- [19] Weber G., Blumenhagen K.-H., Bräuning H., Ding H., Fritzsche S., Hess S., Martin R., Spillmann U., Surzhykov A., Trotsenko S., Winters D. F. A., Yerokhin V. A. und Stöhlker T. (2015) *Journal of Physics: Conference Series* **583** S. 012041 DOI 10.1088/1742-6596/583/1/012041
- [20] Spillmann U., Bräuning H., Hess S., Beyer H., Stöhlker T., Dousse J.-C., Protic D. und Krings T. (2008) *Review of Scientific Instruments* **79** S. 083101 DOI 10.1063/1.2963046
- [21] Blumenhagen K.-H., Spillmann U., Gaßner T., Gumberidze A., Martin R., Schell N., Trotsenko S., Weber G. und Stöhlker T. 2015 *Physica Scripta* **2015** S. 014032 DOI 10.1088/0031-8949/2015/T166/014032
- [22] Weber G., Bräuning H., Martin R., Spillmann U. und Stöhlker T. (2011) *Physica Scripta* **2011**(T144) S. 014034 DOI 10.1088/0031-8949/2011/T144/014034
- [23] Weber G., Bräuning H., Hess S., Martin R., Spillmann U. und Stöhlker T. (2010) *Journal of Instrumentation* **5** S. C07010 DOI 10.1088/1748-0221/5/07/C07010
- [24] *Geant4: A toolkit for the simulation of the passage of particles through matter* URL <http://geant4.cern.ch/> (Zugriff: 21.11.2015)

- [25] Stöhlker T., Litvinov Y. A. und Collaboration f. t. S. (2015) *Physica Scripta* **2015**(T166) S. 014025 DOI 10.1088/0031-8949/2015/T166/014025
- [26] Litvinov Y. A. (2015) Persönliche Mitteilung
- [27] Maier R., Bechstedt, U. und Esser, F. M. (2008) *HESR Technical Design Report V. 3.1.2* Technical Design Report GSI
- [28] Apsimon R., Bett D., Blaskovic Kraljevic N., Burrows P., Christian G., Clarke C., Constance B., Dabiri Khah H., Davis M., Perry C., Resta López J. und Swinson C. (2015) *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **18** S. 032803 DOI 10.1103/PhysRevSTAB.18.032803
- [29] Denard J.-C. (2009) *CAS - CERN Accelerator School: Course on Beam Diagnostics* (CERN) S. 141–155 DOI 10.5170/CERN-2009-005.141
- [30] Sanjari M. S. (2013) *Resonant pickups for non-destructive single-particle detection in heavy-ion storage rings and first experimental results* Doktorarbeit, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main
- [31] Satou K., Hayashi N., Lee S. und Toyama T. (2006) *Proceedings of EPAC06* S. 1163–1165 XREF TUPCH065
- [32] Grisenti R. E., Petridis N. und Kalinin A. (2012) *Design of the Target@HESR* Technical Design Report SPARC
- [33] Leo W. R. (2012) *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach* (Springer Science & Business Media) ISBN 978-3-642-57920-2
- [34] Blum K. (2012) *Density Matrix Theory and Applications* (Springer Science & Business Media) ISBN 978-3-642-20561-3
- [35] Carroll S. M. (2004) *Spacetime and geometry. An introduction to general relativity* (Addison Wesley) ISBN 978-0-8053-8732-2
- [36] Surzhykov A. (2015) Persönliche Mitteilung
- [37] Landau L. D. (2013) *The Classical Theory of Fields* (Elsevier) ISBN 978-1-4832-9328-8
- [38] Yerokhin V. A. und Surzhykov A. (2010) *Physical Review A* **82** S. 062702 DOI 10.1103/PhysRevA.82.062702
- [39] Müller R. A., Yerokhin V. A. und Surzhykov A. (2014) *Physical Review A* **90** S. 032707 DOI 10.1103/PhysRevA.90.032707
- [40] Gay T. J. und Dunning F. B. (1992) *Review of Scientific Instruments* **63** S. 1635–1651 DOI 10.1063/1.1143371
- [41] Salvat F., Jablonski A. und Powell C. J. (2005) *Computer Physics Communications* **165** S. 157–190 DOI 10.1016/j.cpc.2004.09.006
- [42] Anholt R., Meyerhof W. E., Gould H., Munger C., Alonso J., Thieberger P. und Wegner H. E. (1985) *Physical Review A* **32** S. 3302–3309 DOI 10.1103/PhysRevA.32.3302

- [43] Rice R., Basbas G. und McDaniel F. D. (1977) *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **20** S. 503–511 DOI 10.1016/0092-640X(77)90036-5
- [44] Benka O. und Kropf A. (1978) *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **22** S. 219–233 DOI 10.1016/0092-640X(78)90015-3
- [45] Anholt R. und Becker U. (1987) *Physical Review A* **36** S. 4628–4636 DOI 10.1103/PhysRevA.36.4628
- [46] Becker U., Grun N. und Scheid W. (1987) *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* **20** S. 2075–2080 DOI 10.1088/0022-3700/20/9/018
- [47] Scheidenberger C., Stöhlker T., Meyerhof W. E., Geissel H., Mokler P. H. und Blank B. (1998) *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **142** S. 441–462 DOI 10.1016/S0168-583X(98)00244-4
- [48] Brandau C., Kozhuharov C., Müller A., Shi W., Schippers S., Bartsch T., Böhm S., Böhme C., Hoffknecht A., Knopp H., Grün N., Scheid W., Steih T., Bosch F., Franzke B., Mokler P. H., Nolden F., Steck M., Stöhlker T. und Stachura Z. (2003) *Physical Review Letters* **91** S. 073202 DOI 10.1103/PhysRevLett.91.073202
- [49] Artemyev A. N., Beier T., Eichler J., Klasnikov A. E., Kozhuharov C., Shabaev V. M., Stöhlker T. und Yerokhin V. A. (2003) *Physical Review A* **67** S. 052711 DOI 10.1103/PhysRevA.67.052711
- [50] Artemyev A. N., Shabaev V. M., Stöhlker T. und Surzhykov A. S. (2009) *Physical Review A* **79** S. 032713 DOI 10.1103/PhysRevA.79.032713
- [51] Weber G. (2010) *Study of Radiative Electron Capture in Relativistic Ion-Atom Collisions* Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
- [52] Weber G., Bräuning H., Surzhykov A., Brandau C., Fritzsche S., Geyer S., Grisenti R. E., Hagmann S., Hahn C., Hess R., S Hess, Kozhuharov C., Kühnel M., Martin R., Petridis N., Spillmann U., Trotsenko S., Winters D. F. A. und Stöhlker T. (2015) *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **48** S. 144031 DOI 10.1088/0953-4075/48/14/144031
- [53] Hess S., Bräuning H., Spillmann U., Brandau C., Geyer S., Hagmann S., Hege-wald M., Kozhuharov C., Krings T., Kumar A., Martin R., Protic D., O'Rourke B., Reuschl R., Trassinelli M., Trotsenko S., Weber G., Winters D. F. A. und Stöhlker T. H. (2009) *Journal of Physics: Conference Series* **163** S. 012072 DOI 10.1088/1742-6596/163/1/012072
- [54] Ichihara A. und Eichler J. (2000) *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **74** S. 1–121 DOI 10.1006/adnd.1999.0825
- [55] Yerokhin V. A., Artemyev A. N., Shabaev V. M., Stöhlker T., Surzhykov A. und Fritzsche S. (2015) *Physical Review A* **92** S. 042708 DOI 10.1103/PhysRevA.92.042708
- [56] Biggs F., Mendelsohn L. B. und Mann J. B. (1975) *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **16** S. 201–309 DOI 10.1016/0092-640X(75)90030-3

- [57] Jakubaša-Amundsen D., Müller R., Surzhykov A. und Yerokhin V. (2014) *The European Physical Journal D* **68** DOI 10.1140/epjd/e2014-50574-7
- [58] Ding H. (2014) *Untersuchung zur Anisotropie und linearen Polarisation radiativer Prozesse in energiereichen Ion-Atom-Stößen* Masterarbeit, Friedrich Schiller Universität Jena
- [59] Weber G., Ding H., Herdrich M. O. und Surzhykov A. (2015) *Journal of Physics: Conference Series* **599** S. 12040–12044 DOI 10.1088/1742-6596/599/1/012040
- [60] Müller R. A. (2015) Persönliche Mitteilung
- [61] Jakubaša-Amundsen D. H. (1997) *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **30** S. 365–385 DOI 10.1088/0953-4075/30/2/027
- [62] Stöhlker T., Ludziejewski T., Reich H., Bosch F., Dunford R. W., Eichler J., Franzke B., Kozhuharov C., Menzel G., Mokler P. H., Nolden F., Rymuza P., Stachura Z., Steck M., Swiat P., Warczak A. und Winkler T. (1998) *Physical Review A* **58** S. 2043–2050 DOI 10.1103/PhysRevA.58.2043
- [63] Artemyev A. (2013) Persönliche Mitteilung
- [64] Rothard H., Jakubassa-Amundsen D. H. und Billebaud A. (1998) *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **31** S. 1563–1578 DOI 10.1088/0953-4075/31/7/020
- [65] Jakubassa-Amundsen D. H. (1983) *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* **16** S. 1767–1781 DOI 10.1088/0022-3700/16/10/012
- [66] Lee D. H., Richard P., Zouros T. J. M., Sanders J. M., Shinpaugh J. L. und Hidmi H. (1990) *Physical Review A* **41** S. 4816–4823 DOI 10.1103/PhysRevA.41.4816
- [67] Tseng H. K. und Pratt R. H. (1971) *Physical Review A* **3** S. 100–115 DOI 10.1103/PhysRevA.3.100
- [68] Tseng H. K. und Pratt R. H. (1973) *Physical Review A* **7** S. 1502–1515 DOI 10.1103/PhysRevA.7.1502
- [69] Tseng H. K. (2002) *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **35** S. 1129 DOI 10.1088/0953-4075/35/5/301
- [70] Ludziejewski T., Stöhlker T., Keller S., Beyer H., Bosch F., Brinzaescu O., Dunford R. W., Franzke B., C Kozhuharov, Liesen D., Livingston A. E., Menzel G., Meier J., Mokler P. H., Reich H., Rymuza P., Stachura Z., Steck M., L Stenner, Swiat P. und Warczak A. (1998) *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **31** S. 2601 DOI 10.1088/0953-4075/31/11/020
- [71] Rymuza P., Stöhlker T., Cocke C. L., Geissel H., Kozhuharov C., Mokler P. H., Moshhammer R., Nickel F., C Scheidenberger, Stachura Z., Ullrich J. und Warczak A. 1993 *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **26** S. L169 DOI 10.1088/0953-4075/26/7/004
- [72] Weber G., Bräuning H., Fritzsche S., Gumberidze A., Martin R., Reuschl R., Schwemlein M., Spillmann U., Surzhykov A., Winters D. F. A. und Stöhlker T.

- (2012) *AIP Conference Proceedings* Vol. 1438 (AIP Publishing) S. 73–79 DOI 10.1063/1.4707858
- [73] Kühnel M., Petridis N., Winters D. F. A., Popp U., Dörner R., Stöhlker T. und Grisenti R. E. (2009) *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **602** S. 311–314 DOI 10.1016/j.nima.2008.12.212
- [74] Petridis N., Kalinin A., Popp U., Gostishchev V., Litvinov Y. A., Dimopoulou C., Nolden F., Steck M., Kozhuharov C., Thorn D. B., Gumberidze A., Trotsenko S., Hagmann S., Spillmann U., Winters D. F. A., Dörner R., Stöhlker T. und Grisenti R. E. (2011) *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **656** S. 1–4 DOI 10.1016/j.nima.2011.07.035
- [75] van Oosterom A. und Strackee J. (1983) *IEEE Transactions on Biomedical Engineering* **BME-30** S. 125–126 DOI 10.1109/TBME.1983.325207
- [76] Weber G., Herdrich M. O., DuBois R., Hillenbrand P.-M., Beyer H., Bozyk L., Gassner T., Grisenti R., Hagmann S., Litvinov Y., Nolden F., Petridis N., Sanjari M., Winters D. und Stöhlker T. (2015) *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **18** S. 034403 DOI 10.1103/PhysRevSTAB.18.034403
- [77] *Physics Lists EM constructors in Geant4 10.1*
URL http://geant4.web.cern.ch/geant4/collaboration/working_groups/electromagnetic/physlist10.1.shtml#livpol
(Zugriff: 22.07.2015)
- [78] US Department of Commerce *NIST XCOM: Photon Cross Sections Database*
URL <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm> (Zugriff: 22.07.2015)
- [79] US Department of Commerce *NIST STAR: Stopping-Power and Range Tables: Electrons, Protons, Helium Ions*
URL <http://www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm> (Zugriff: 18.10.2015)
- [80] Steffen M. (1990) *Astronomy and Astrophysics* **239** S. 443 BC 1990A&A...239..443S

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|---|----|
| 4.1 | Vergleich der Optimierungsergebnisse des REC-Experiments für verschiedene Einfangorbitale | 75 |
| 4.2 | Vergleich der Zählraten der Simulation mit den Daten von NIST | 82 |
| 4.3 | Ergebnisse der Auswertung zur Simulation der Compton-Polarimetrie | 84 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Schematische Darstellung der geplanten FAIR-Anlage | 2 |
| 1.2 | Exemplarische Darstellung des Gesamtquerschnitts und winkeldifferenziellen Querschnitts des REC-Prozesses für hohe Energien | 4 |
| 1.3 | Darstellung des Spin-Flip-Anteils des REC- und Photoionisationsquerschnitts | 5 |
| 1.4 | Darstellung des linearen Polarisationsgrades der K-REC-Strahlung für verschiedene Strahlenergien im Vergleich zu Messungen | 6 |
| 1.5 | Foto eines Micro-Strip-Detektors sowie Simulationsdaten aus EGS-5 und die Rekonstruktion der Polarisation daraus | 7 |
| 1.6 | Schematische Darstellung eines Teils des HESR mit eingezeichneter Target-Position | 9 |
| 1.7 | Schematische Darstellung des HESR Speicherrings | 10 |
| 1.8 | Schematische Darstellung des für den HESR geplanten stochastischen Kühlers und Elektronenkühlers | 11 |
| 1.9 | CAD-Modell des internen ESR Targets | 14 |
| 2.1 | Schematische Darstellung des Wechselwirkungsquerschnitts | 16 |
| 2.2 | Schematische Darstellung der Polarisation eines propagierenden Teilchens | 18 |
| 2.3 | Vergleich zwischen Ruhe- und Laborsystem eines relativistischen Teilchens | 20 |
| 2.4 | Vergleich zwischen den Koordinatensystem zur Beschreibung der Stoßgeometrie und Detektorgeometrie | 22 |
| 2.5 | Schematische Darstellung der Wechselwirkungsgeometrie mit rechteckigen Detektor | 23 |
| 2.6 | Schematische Darstellung des REC-, RR- und PI-Prozesses | 25 |
| 2.7 | Schematische Darstellung des RI- und BS-Prozesses | 27 |
| 2.8 | Volumetrische Darstellung des Energieflusses des Liénard-Wiechert-Potentials eines beschleunigten, geladenen Teilchens | 28 |
| 2.9 | Schematische Darstellung des BE- und ES-Prozesses | 30 |
| 2.10 | Schematische Darstellung des Projektilionisationsprozesses | 32 |
| 2.11 | Schematische Darstellung des VEC-Prozesses | 33 |
| 2.12 | Schematische Darstellung des NRC-Prozesses | 34 |
| 2.13 | Schematische Darstellung des DR- und NCDR-Prozesses | 35 |
| 2.14 | Schematische Darstellung der Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung | 35 |

| | | |
|------|---|----|
| 2.15 | Darstellung eines gemessenen Röntgenspektrums zum Vergleich der spektralen Komponenten | 36 |
| 2.16 | Schematische Darstellung des Compton-Effekts | 37 |
| 3.1 | Exemplarische Darstellung der Lorentz-Transformation von Energie und Emissionsquerschnitt eines Photons in das Laborsystem | 41 |
| 3.2 | Schematische Darstellung der Stoßgeometrie der Elektronenemission im Ruhesystem des Projektils und im Laborsystem | 42 |
| 3.3 | Exemplarische Darstellung der Lorentz-Transformation von Energie und Emissionsquerschnitt eines Elektrons in das Laborsystem | 44 |
| 3.4 | Exemplarische Darstellung der Compton-Profile für verschiedene Target-Gase | 45 |
| 3.5 | Blockdiagramm des Programms für die Berechnung der RR-Datensätze | 47 |
| 3.6 | Darstellung der maximalen Partialwellenordnung für die K-RR-Berechnung für verschiedene Stoßparameter | 48 |
| 3.7 | Exemplarische Darstellung der Lorentz-Transformation des Querschnitts elastisch gestreuter Elektronen | 50 |
| 3.8 | Querschnitt und Polarisationsgrad der RR-Wechselwirkung in Abhängigkeit der Ordnungszahl und Energie des Projektils | 53 |
| 3.9 | Querschnitt und Polarisationsgrad der RR-Wechselwirkung in Abhängigkeit vom Einfangorbital | 54 |
| 3.10 | Winkeldifferenzielles Spektrum der REC-Strahlung | 55 |
| 3.11 | Vergleich der Spektren der RR-Strahlung mit anderen Arbeiten | 56 |
| 3.12 | Vergleich der Spektren der K/L-REC-Strahlung mit anderen Arbeiten | 56 |
| 3.13 | Querschnitte der ES-Wechselwirkung in Abhängigkeit der Ordnungszahl und Energie des Projektils | 57 |
| 3.14 | Winkeldifferenzielles Spektrum der Target-Ionisation | 58 |
| 3.15 | Vergleich der Spektren der Target-Ionisation mit anderen Arbeiten | 59 |
| 3.16 | Vergleich der doppelt differenziellen Querschnitte und der lineare Polarisation der Bremsstrahlung mit den Ergebnissen anderen Arbeiten | 60 |
| 3.17 | Vergleich der doppelt und dreifach differenziellen Querschnitte der Bremsstrahlung mit den Ergebnissen anderen Arbeiten | 61 |
| 3.18 | Vergleich der doppelt differenziellen Querschnitte der Bremsstrahlung unter Berücksichtigung des Targets mit den Ergebnissen anderen Arbeiten | 61 |
| 3.19 | Vergleich der totalen Querschnitte der Projektilionisation mit den Ergebnissen anderen Arbeiten | 62 |
| 4.1 | Schematische Darstellung eines monolithischen Halbleiter-Compton-Polarimeters | 66 |
| 4.2 | Schematische Darstellung der zugrundeliegenden Geometrie zur Beschreibung der Compton-Polarimetrie | 68 |
| 4.3 | Darstellung des Compton-Polarimetrie-Anpassungsmodells für verschiedene Parameter | 70 |
| 4.4 | CAD-Modell der Target-Kammer des internen Targets des ESR (Draufsicht) | 72 |
| 4.5 | Blockdiagramm des Programms für die Optimierung der RR/REC-Datensätze | 73 |
| 4.6 | Volumetrische Darstellung der Optimierungsgröße für den K-REC | 76 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.7 | Vergleichende Darstellung des winkeldifferenziellen Querschnitts und der Energie des RR- und ES-Prozesses | 77 |
| 4.8 | Schematische Darstellung der Simulationsgeometrie der Partikelquellen | 79 |
| 4.9 | Darstellung der Simulationsumgebung zur Compton-Polarimetrie mit Trajektorien der simulierten Ereignisse | 80 |
| 4.10 | Blockdiagramm der Detektorlogik des Compton-Polarimeters | 81 |
| 4.11 | Vergleich zwischen simulierter und abgeschätzter Polarimetereffizienz . | 83 |
| 4.12 | Auswertung der Daten zur Simulation der Compton-Polarimetrie | 85 |
| 4.13 | Spektrum der REC-Simulation über den gesamten Detektor | 86 |
| 4.14 | Darstellung der Simulationsumgebung zur Strahlungsuntergrundanalyse mit Trajektorien der simulierten Ereignisse | 87 |
| 4.15 | Darstellung der Elektronenspektren aus der Hintergrundsimulation . . . | 88 |
| 4.16 | Vergleich des REC-Spektrums der Simulation des Compton-Polarimeters mit dem simulierten Bremsstrahlungsuntergrund erzeugt durch Binary-Encounter-Elektronen | 89 |

