

1. Einleitung

Das Phänomen des Zweiphotonenzerfalles wurde erstmals von Maria Göppert-Mayer im Jahre 1931 in ihrem Artikel "Über Elementarakte mit zwei Quantensprüngen" [1] diskutiert. Bei diesem Prozeß handelt es sich um den Übergang zwischen Quantenzuständen durch simultane Emission zweier Photonen. Die Energien der einzelnen Photonen des Zerfalles weisen eine kontinuierliche Verteilung auf, die Summe der Energien der beiden Photonen entspricht jedoch gerade der Übergangsenergie zwischen den Zuständen. Für diesen Prozeß zweiter Ordnung ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten dieses Effektes stark gegenüber der Emission einzelner Photonen unterdrückt. Bei bestimmten Konstellationen des Anfangs- und Endzustands sind aber Einphotonenübergänge aufgrund von sog. Auswahlregeln (Symmetriebetrachtungen) verboten, so daß höhere Prozesse die einzige Möglichkeit zur Abgabe der Überschußenergie darstellen. So wurde der Zweiphotonenzerfall u.a. auch in $0^+ \rightarrow 0^+$ Kernübergängen in ^{40}Ca , ^{90}Zr [2] und ^{16}O [3] beobachtet. Neben der Emission von zwei E1-Photonen (2E1) tritt in diesen Systemen auch die simultane Emission von zwei M1-Photonen (2M1) in Erscheinung. Mit Hilfe eines 4π Detektors aus 162 NaI(Tl)-Segmenten (Heidelberg-Darmstadt crystal ball) konnte auch die Winkelverteilung der Übergänge bestimmt werden.

Bei atomaren Systemen stand zu Beginn der 2E1-Zerfall des Überganges $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ in Wasserstoff oder wasserstoffähnlichen Ionen mit kleiner Kernladungszahl Z im Vordergrund theoretischer und experimenteller Untersuchungen. Wie in Kapitel 2 erläutert wird, erfordert die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit die Summation über alle gebundenen und (vor allem auch) ungebundenen virtuellen Zwischenzustände des Systems. Diese mathematische Schwierigkeit ist als Hauptgrund anzusehen, daß präzise Berechnungen für Wasserstoff erst 1969 in nichtrelativistischer [4] und 1972 in relativistischer Formulierung [5] gefunden wurden. Erste experimentelle Ergebnisse für den obigen Übergang in He^+ Ionen aus der gleichen Zeit bestätigten die Vorhersagen für die Lebensdauer [6], sowie der Energie- und Winkelverteilung [7]. Im mittleren Kernladungsbereich wurde die erste experimentelle Bestimmung der Lebensdauer des $2s_{1/2}$ Zustandes in H-ähnlichem und des 2^1S_0 Zustandes in He-ähnlichem Argon [8] 1972 mit Hilfe der 'beam foil spectroscopy' beschleunigter Ionen durchgeführt. Auf diese Arbeit aufbauend wurden die Lebensdauern der analogen Zustände in anderen Ionen bis zu einer Kernladungszahl $Z \leq 41$ (Niob) gemessen. Für eine kurze Übersicht sei auf Ref. [9] verwiesen. Daß für schwere Systeme keine Messungen vorliegen,

hat im wesentlichen zwei Gründe. In wasserstoffähnlichen Systemen kann der $2s_{1/2}$ Zustand alternativ zum 2E1-Prozeß auch unter Aussendung eines M1-Photons zerfallen. Im nicht-relativistischen Limit ist der letzte Prozeß zwar verboten, gewinnt aber für größeres Z immer mehr an Gewicht, da die Zerfallsrate proportional Z^{10} anwächst im Gegensatz zu Z^6 für den 2E1-Prozeß. Für sehr schwere, wasserstoffähnliche Ionen ist der 2E1-Zerfall des $2s_{1/2}$ Zustandes zu vernachlässigen. Ein anderer, rein technisch bedingter Grund ist in der limitierten Maximalenergie der Beschleuniger in jener Zeit zu sehen. Mit den meisten verfügbaren Schwerionenbeschleunigern konnte eine maximale kinetische Energie von etwa 10 bis 15 MeV pro Nukleon (MeV/u) erreicht werden, die nur für eine Produktion leichter bis mittelschwerer Wenigelektronensysteme ausreichend ist. Eine Ausnahme bildet hierbei die Bevalac Beschleunigeranlage in Berkeley, deren Maximalenergie zwar ausreichend war, aber die Anforderungen an die Strahlintensität und -qualität zur Untersuchung dieses Effektes nicht erfüllte. Mit der Inbetriebnahme des Schwerionensynchrotrons (SIS) bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt steht seit einigen Jahren ein weiterer Beschleuniger zur Verfügung, der selbst nacktes Uran (U^{92+} Ionen) mit hoher Intensität ($> 10^7$ Ionen pro Sekunde) bereitstellen kann.

Seine besondere Bedeutung erhält der Zweiphotonenzerfall durch den Umstand, daß zu seiner Berechnung die komplette Struktur des Ions benötigt wird. Zur Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit muß über alle möglichen Übergänge zu virtuellen Zwischenzuständen (gebunden oder kontinuierlich) summiert werden. Die benötigten Wellenfunktionen und Energien der Zwischenzustände können innerhalb theoretischer Ansätze berechnet werden. Eine exakte Messung der Energieverteilung erlaubt somit einen Test der theoretischen Vorhersagen. Dies alleine wäre eher ein technischer Effekt. Da aber diese theoretischen Vorhersagen auf Modellen der Natur basieren, kann eine Bestimmung der Energieverteilung damit auch unser Verständnis der Natur testen, d.h. in diesem Falle das der Gesamtstruktur eines schweren Wenigelektronenions.

Aus der Untersuchung des 2E1-Zerfalles des $1s2s\ ^1S_0$ Zustandes in heliumähnlichen Systemen lassen sich wichtige Aussagen von allgemeinem physikalischen Interesse ableiten. Während die Struktur des Wasserstoffs oder analoger Systeme als effektives Zweiteilchenproblem (prinzipiell) analytisch mit der Diracgleichung berechnet werden kann, ist dies im Falle des Heliums und seiner isoelektronischen Reihe als Dreikörperproblem nur noch näherungsweise möglich. Auch läßt sich an einem solchen Zweielektronensystem der Einfluß der Korre-

lationen der Elektronen untereinander (kleines $Z!$) und relativistische Einflüsse im Falle starker Zentralfelder (hohes $Z!$) auf die atomare Struktur des Systems untersuchen.

Trotz der Wichtigkeit solcher Untersuchungen sind bisher nur drei Experimente des 2E1-Zerfalles des $1s2s\ ^1S_0$ Zustandes in mittelschweren, heliumähnlichen Systemen veröffentlicht: Ge^{30+} [10] und Kr^{34+} [11,12]. Um deren Aussage auf eine breitere Basis zu stellen, wurde in dieser Arbeit die entsprechende Energieverteilung für heliumähnliches Nickel ($Z = 28$) gemessen. Für sehr schwere heliumähnliche Systeme mit entsprechend starken Zentralfeldern lagen bis letztes Jahr weder theoretische Vorhersagen der Spektralverteilung noch Experimente vor. In Fortschreibung unserer Untersuchungen des 2E1-Zerfalles des $1s2s\ ^1S_0$ Zustandes zu höherer Kernladungszahlen wurde ein entsprechendes Experiment in heliumähnlichen Gold ($Z = 79$) durchgeführt. Diese Daten sollen mit einer kürzlich erschienenen relativistischen Rechnung [13] verglichen werden.

Neben den bisher betrachteten Wenigelektronensystemen wurde der Zweiphotonenzerfall von Bannett und Freund [14] auch in Vielelektronensystemen mit einer K-Schalenvakanz beobachtet. Zur Berechnung muß man, wie oben erläutert, über alle Zwischenzustände summieren. Guo [15] zeigte, daß die Summation explizit auch über alle besetzte Zustände auszuführen ist und dies nicht im Widerspruch zu dem Pauli-Prinzip ist. Als Folge treten in der Spektralverteilung Resonanzstrukturen auf, was von Ilakovac et al. [16] erstmals experimentell bestätigt wurde. Ziel einer Messung der $2s, 3s, 3d \rightarrow 1s$ Übergänge in Silber war die genauere Vermessung dieser Strukturen unter zwei verschiedenen Winkeln, um auch Aussagen über die Winkelverteilung machen zu können.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert. Kapitel 2 beinhaltet eine kurze Beschreibung des Zweiphotonenzerfalles in H- und He-ähnlichen Systemen sowie in Vielelektronensystemen. Weiterhin werden die wichtigsten Populationsmechanismen zur Besetzung von angeregten Zuständen in heliumähnlichen Ionen diskutiert. Nach einer Beschreibung der Durchführung des Experimentes werden die Ergebnisse der Bestimmung des 2E1-Zerfalles in H- und He-ähnlichem Nickel in Kapitel 3 präsentiert. Kapitel 4 beschreibt die Messung des 2E1-Zerfalles in He-ähnlichem Gold. Die Messungen der 2E1-Übergänge $2s, 3s, 3d \rightarrow 1s$ nach K-Schalenvakanz in Silber werden in Kapitel 5 dargestellt. Abschließend wird in Kapitel 6 eine kurze Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit gegeben.