



Stephan Otto Volz (Autor)

**Untersuchung der elektrischen Pygmy-Dipolresonanz
in den N=82-Isotonen ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd und
 ^{144}Sm mit Photonenstreuung am S-DALINAC**

Untersuchung der elektrischen
Pygmy-Dipolresonanz in den N=82-Isotonen
 ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd und ^{144}Sm mit
Photonenstreuung am S-DALINAC

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte

Dissertation

von
Dipl.-Phys. Stephan Otto Volz
aus Bad Kreuznach

Oktober 2005

Darmstadt
D 17

<https://cuvillier.de/de/shop/publications/2388>

Copyright:

Cuvillier Verlag, Inhaberin Annette Jentzsch-Cuvillier, Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen,
Germany

Telefon: +49 (0)551 54724-0, E-Mail: info@cuvillier.de, Website: <https://cuvillier.de>

1 Einleitung

Um ein Objekt zu untersuchen, verwendet man Sonden, die eine kleinere Wellenlänge besitzen als das Objekt selbst. Mit einer solchen Sonde ist es möglich, durch Streuung am Objekt, Formen und Strukturen des Objektes aufzulösen. Das zu untersuchende Objekt ist in dieser Arbeit ein Atomkern. Der Atomkern kann durch die Sonde angeregt werden, d.h. in einen energetisch höher liegenden Zustand versetzt werden, und der Zerfall beim Übergang des angeregten Zustandes in einen energetisch tiefer liegenden Zustand kann beobachtet werden. Die Art der Anregung ist u.a. von der Energie der Sonde abhängig. In Abbildung 1 sind verschiedene Substrukturen gezeigt, die mit verschiedenen Energien aufgelöst werden können. Im weiteren werden nur Anregungen in der Energieregion bis 25 MeV betrachtet.

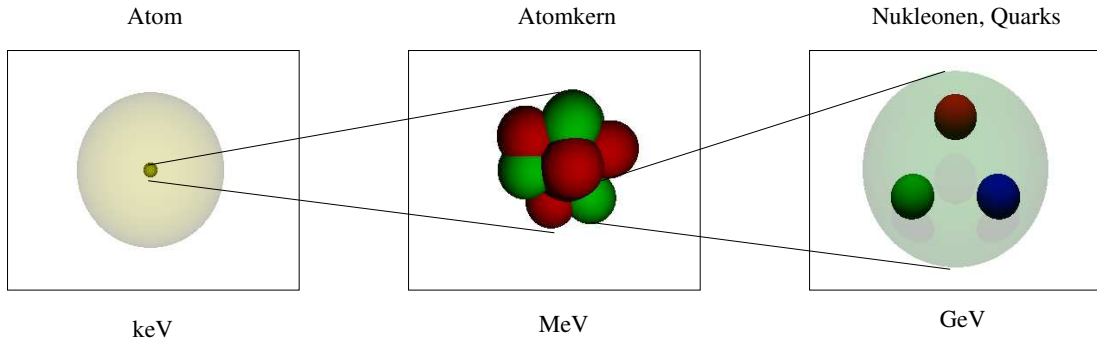


Abbildung 1: Die auflösbaren Strukturen eines Systems sind abhängig von den verwendeten Photonen-/Sondenenergien. Um die Eigenschaften des Atomkerns als Ganzes zu untersuchen, verwendet man Anregungsenergien im MeV-Bereich.

Für die im Rahmen dieser Arbeit am Darmstädter supraleitenden Elektronenbeschleuniger S-DALINAC durchgeführten Experimente dienten Photonen als Sonde. Die elektromagnetische Wechselwirkung mit reellen Photonen führt überwiegend zu isovektoriellen Dipolanregungen des Atomkerns. Das bekannteste Beispiel für eine isovektorielle Anregung stellt die Dipol-Riesenresonanz (Giant Dipole Resonance, GDR) dar. Sie wurde bereits Mitte des letzten Jahrhunderts in zahlreichen Experimenten [Bot37, Bal47, Bal48] untersucht und mit theoretischen Modellen [Mig44, Gol48, Ste50] beschrieben. Im Flüssigkeitsmodell kann die Dipol-Riesenresonanz als eine Schwingung der Protonen- gegen die Neutronenflüssigkeit verstanden werden. Die mittlere Energie der Dipol-Riesenresonanz kann mit

$$E_x = 82 \cdot A^{-\frac{1}{3}} \text{MeV} \quad (1)$$

beschrieben werden, typische Anregungsenergien für die Dipol-Riesenresonanz liegen somit zwischen 14 MeV (Uran) und 26 MeV (Lithium). Eine experimentelle Übersicht findet sich in [Ber75, Die88].

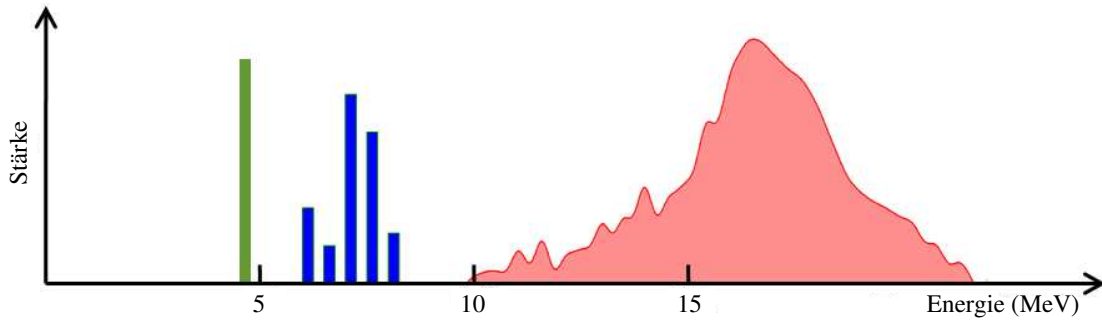


Abbildung 2: Schema verschiedener elektrischer Dipolanregungen. Der energetisch tiefste Zustand ist der Zwei-Phononen-Zustand. Zwischen ca. 5 und 12 MeV liegt die Pygmyresonanz. Bei höheren Energien findet man die Dipol-Riesenresonanz.

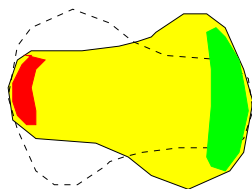
Elementare Schwingungen der Kernoberfläche kann man als Phononen darstellen. Aus der Kopplung einer Quadrupol- und einer Oktupolvibration entsteht ein Quintuplett von Zuständen mit $J^\pi=1^-, \dots, 5^-$. Der 1^- -Zustand kann auch in Photonenstreuung durch elektrische Dipolstrahlung angeregt werden. Dies wurde in sphärischen [Her95b] und deformierten Kernen [Fra98, Pie99] untersucht. Typische Anregungsenergie für den 1_1^- Zwei-Phononen-Zustand ist die Summenenergie $E(1_1^-) \simeq E(2_1^+) + E(3_1^-)$.


Eine neuere Entwicklung zeichnet sich mit der Untersuchung von Halokernen [Tan85, Han87] und der Vorhersage der Pygmy-Dipol-Resonanz (Pygmy Dipole Resonance, PDR), kurz Pygmy-Resonanz genannt, ab [Moh71, Iga86, Suz90]. Für die Existenz der PDR wurden schon sehr früh [Kin53, Bar73, Jol79] und auch in der jüngsten Vergangenheit [End00, End03, Gov98, Har00, Har02, Har04b, Her97, Her99, Las86a, Rye02, Zil02] in verschiedenen Experimenten Hinweise gefunden. Typische Anregungsenergien liegen zwischen 5 und 12 MeV. Dieser Energiebereich ist auch für astrophysikalische Fragestellungen der Photodissoziation von besonderem Interesse [Gor02]. Abbildung 2 zeigt schematisch die E1-Stärkeverteilung in einem Atomkern.

Zur Zeit gibt es unterschiedliche Theorien, die die Entstehung der Pygmy-Resonanz zu erklären versuchen. Das einfachste kollektive Modell beschreibt die PDR als eine Schwingung einer Neutronenhaut gegen einen Rumpfkern (siehe Abbildung 3). Weitere Modelle werden in Kapitel 5 vorgestellt.

Die Untersuchung der Neutronenhaut eines Kerns, hat mit der Entdeckung von Halokernen und der Pygmy-Resonanz neue Bedeutung gewonnen. Jedoch ist es experimentell äußerst schwierig, eine solche Neutronenhaut direkt zu vermessen. Messungen zur Bestimmung der Neutronenhaut wurden z.B. mit Antiprotonen am LEAR-Setup am CERN [Sch98, Sch99, Sch03] und mit Protonenstreuung [Kar02] durchgeführt. Dabei wurde auch

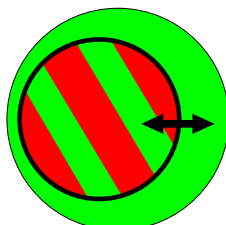
Zwei-Phononen-Zustand



 protonenreich

 neutronenreich

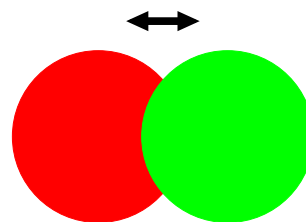
Pygmy-Resonanz



 Rumpfkern

 Neutronenhaut

Dipol-Riesenresonanz



 Protonen

 Neutronen

Abbildung 3: Schematische Darstellung von Zwei-Phononen-Zustand, Pygmy-Resonanz und Dipol-Riesenresonanz.

die Möglichkeit der Existenz einer Protonenhaut für den Kern ^{144}Sm - wenn auch kontrovers - diskutiert [Sch98]. Ein neuerer Vorschlag zur Bestimmung der Neutronenhaut schlägt zur Untersuchung paritätsverletzende Elektronenstreuung vor [Hor01]. Entsprechende Experimente am Jefferson Laboratory sind nach Erfüllung der technischen Voraussetzungen möglich [Ani99, Ani02].

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine systematische Untersuchung der Dipolstärke in $N=82$ Kernen vorgestellt. Aufgrund der magischen Neutronenzahl sind diese Kerne besonders geeignet, um die Pygmy-Resonanz zu untersuchen, da aufgrund der abgeschlossenen Neutronenschalen Neutronen-Einteilchenanregungen energetisch ungünstig sind, was die Zustandsdichte im interessierenden Energiebereich verringert und eine Interpretation des Anregungsspektrums vereinfacht. Eine für die Messung der Dipolstärke ideale Methode ist die Kernresonanzfluoreszenz (KRF), die im folgenden Abschnitt genauer beschrieben wird.

2 Kernresonanzfluoreszenz

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen für die Anregung eines Atomkerns mit reellen Photonen beschrieben. Die Kernresonanzfluoreszenz (KRF) ist eine etablierte Methode, die seit den 60er Jahren eingesetzt wird [Met59, Kne96]. Sie zeichnet sich dadurch aus, dass sie modellunabhängig, sehr sensitiv auf Dipolanregungen und bei Verwendung entsprechender Detektoren energetisch hochauflösend ist.

2.1 Prinzip der Kernresonanzfluoreszenz

Das Prinzip der KRF beruht auf der Anregung des Atomkerns mit Photonen. Ein einlaufender Photonenstrahl regt durch Absorption eines γ -Quants einen Atomkern aus seinem Grundzustand mit Gesamtdrehimpuls J_0 in einen angeregten Zustand mit Gesamtdrehimpuls J und der Energie E_x an (siehe Abbildung 4).

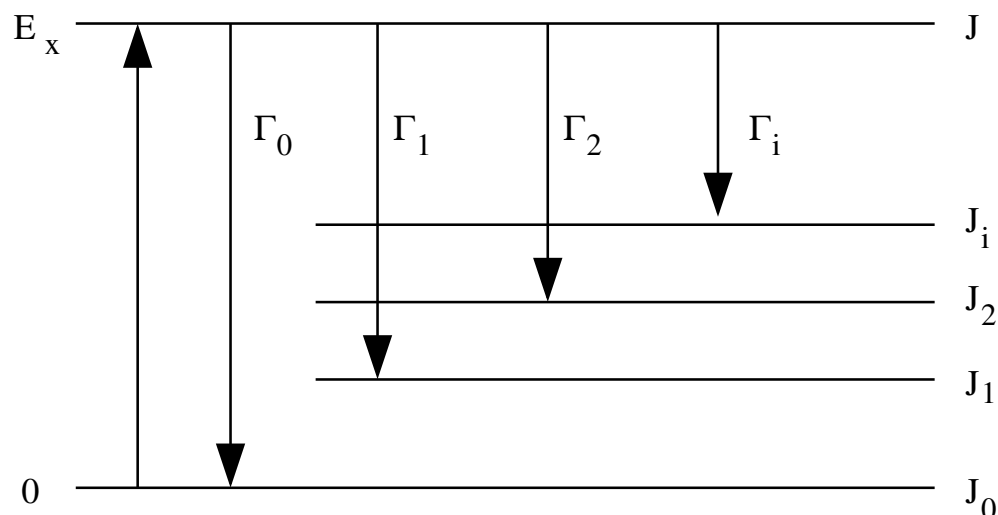


Abbildung 4: Die verschiedenen Energieniveaus eines Atomkerns können aus dem Grundzustand mit Spin J_0 in einen Zustand mit Spin J angeregt werden. Der anschließende Zerfall zurück in den Grundzustand erfolgt entweder direkt mit der Übergangsbreite Γ_0 oder über Zwischenzustände mit der Übergangsbreite Γ_i .

Die Multipolordnung λ der Anregung ergibt sich aus der Dreiecksrelation der Drehimpulse

$$|J - J_0| \leq \lambda \leq J + J_0 \quad (2)$$

und der Multipolcharakter σ aus den Auswahlregeln der Paritäten π_0 des Grundzustands und π des angeregten Zustands:

$$\pi_0 = (-1)^\lambda \pi \quad \text{für E}\lambda\text{-Strahlung,} \quad (3)$$

$$\pi_0 = (-1)^{\lambda+1} \pi \quad \text{für M}\lambda\text{-Strahlung.} \quad (4)$$

Vom Photon werden überwiegend Dipol- und elektrische Quadrupolübergänge induziert. Der angeregte Zustand zerfällt anschließend unter Aussendung von γ -Strahlung mit der Partialbreite Γ_0 wieder direkt oder über Zwischenzustände mit der Partialbreite Γ_i in den Grundzustand. Die totale Linienbreite Γ ist gegeben als die Summe der Partialbreiten, welche mit der Lebensdauer τ des angeregten Zustands durch die Heisenberg'sche Unschärferelation verknüpft ist:

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i = \frac{\hbar}{\tau} \quad (5)$$

Die Größe $b_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma}$ wird als Verzweigungsverhältnis bezeichnet. Für die durchgeführten Experimente ist diese Größe von besonderer Bedeutung, da sie Einfluss auf die Stärkeverteilung besitzt, falls der Zerfall in den Grundzustand über Zwischenzustände erfolgen kann.

Bei der Abstrahlung eines Photons erfährt der Atomkern einen Rückstoß, wodurch sich die Energie des abgestrahlten Photons leicht zu niedrigeren Energien verschiebt. Das abgestrahlte Photon kann so benachbarte Atomkerne nicht mehr anregen und eine Detektion ist einfach möglich. Die Rückstoßkorrektur der Photonenenergie ergibt sich zu [Met59]:

$$\Delta E_R = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}(1 - 2\cos\theta) + O\left(\left(\frac{E_\gamma^2}{Mc^2}\right)^2\right) \quad (6)$$

2.1.1 Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_i für einen Photonenstreuprozess aus dem Grundzustand über einen angeregten Zustand in einen Endzustand mit Drehimpuls J_i ist gegeben durch:

$$\sigma_i(E) = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\hbar c}{E_x}\right)^2 \cdot g \cdot \frac{\Gamma_0 \Gamma_i}{(E - E_x)^2 + \Gamma^2/4} \quad (7)$$

Der Spin-Statistikfaktor g ist definiert als $g = (2J + 1)/(2J_0 + 1)$. Aufgrund der endlichen Energieauflösung von einigen keV der zum Nachweis verwendeten HPGe-Detektoren, ist es sinnvoll, den energieintegrierten Wirkungsquerschnitt zu betrachten:

$$I_i = \int \sigma_i(E, T) dE \quad (8)$$

Die thermische Bewegung der Targetkerne fällt bei einer vernachlässigbaren Selbstabsorption nicht mehr ins Gewicht und wird hier nicht näher betrachtet. Der integrierte Wirkungsquerschnitt ergibt sich damit zu:

$$I_i = \pi^2 \left(\frac{\hbar c}{E_x} \right)^2 g \frac{\Gamma_0 \Gamma_i}{\Gamma} \quad (9)$$

Bei früheren Experimenten mit Photonen, die in einem Reaktor erzeugt wurden, musste die thermische Bewegung der Targetkerne berücksichtigt werden [Ofe59]. Diese verwendeten Streutargets bei unterschiedlichen Temperaturen. Durch Messung der Wirkungsquerschnitte bei unterschiedlichen Temperaturen konnte die Übergangsbreite bestimmt werden [Ofe59].

Die in den Detektoren nachgewiesenen Ereignisse A_i skalieren neben dem Wirkungsquerschnitt und der Messzeit auch mit der Anzahl der auftreffenden Photonen und der Anzahl Targetkerne:

$$A_i = N_T \int_{T_M} \Phi(E_x, E_0, t') \cdot \epsilon(E_i) \cdot I_S^i \cdot W_{eff}^i(\theta) \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} dt' \quad (10)$$

Dabei bezeichnen N_T , T_M , $\Phi(E_x, E_0; t')$ die Anzahl der Targetkerne im Photonenstrahl, die Messzeit und die Anzahl der Photonen pro Energieintervall, Zeit und Fläche. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der verwendeten Detektoren ist mit $\epsilon(E_i)$ bezeichnet. Die Winkelabhängigkeit und die Raumwinkelabdeckung der Detektoren wird durch $W_{eff}^i(\theta) \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi}$ ausgedrückt. Die Anzahl der auf das Target eingestrahlten Photonen können mit Hilfe eines Referenzmaterials simultan mit dem zu untersuchenden Target gemessen werden (siehe Kapitel 2.3.1). Zur Bestimmung der Energieverteilung wurden zusätzlich Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt (siehe Kapitel 2.3.2).

2.1.2 Winkelkorrelation

Betrachtet man einen Kern, der durch sukzessive Aussendungen zweier γ -Quanten zerfällt, so wählt man ein nicht isotropes Ensemble bezüglich des Spins aus, wenn man das erste Quant unter einer festen Richtung \mathbf{k} beobachtet. Das zweite γ -Quant zeigt dann eine Winkelkorrelation zum ersten Quant unter dessen Richtung \mathbf{k} .

Für Experimente mit einem Photonenstrahl zeichnet man eine Richtung durch die Strahlachse aus, d.h. wenn man ein abgestrahltes γ -Quant misst, so ist dieses korreliert zu dem einlaufenden Photonenstrahl. Aus der gemessenen Verteilung kann man auf die Multipolordnung schließen [Fra65]. Die entsprechenden Erwartungswerte für die Winkelkorrelation bei endlichem Öffnungswinkel des Detektors wurden mit dem Programm ANGCORR berechnet [ang87]. Dieses Programm berechnet die Winkelkorrelationsfunktion aus tabellierten Koeffizienten [Fra65].

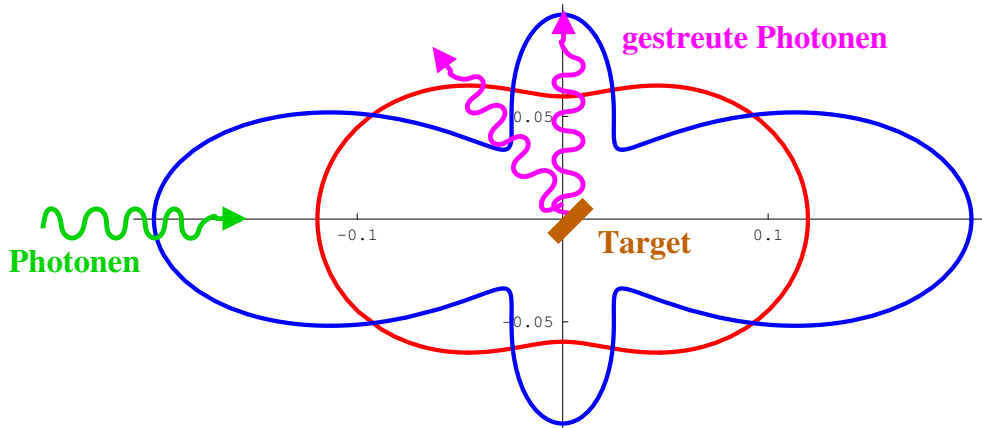


Abbildung 5: Die Winkelkorrelationsfunktion für Dipol- und Quadrupolanregungen der Kaskaden $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ (in rot dargestellt) bzw. $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ (in blau dargestellt) für die Unterzustände mit $m = \pm 1$. Anregende Photonen sind in grün, abregende Photonen in Magenta dargestellt. Quadrupolanregungen weisen unter 90° ein lokales Maximum auf.

Für die im Folgenden vorgestellten Experimente ist es von besonderer Bedeutung Dipol- und Quadrupolstrahlung zu unterscheiden. Die mit ANG CORR berechneten Winkelkorrelationsfunktionen sind in Abb. 5 dargestellt.

Aus der Darstellung wird deutlich, dass sich eine Messung mit Detektoren unter 90° und 127° zum einlaufenden Photonenstrahl besonders eignet, um zwischen den Multipolordnungen zu unterscheiden. Prinzipiell wäre eine Messung auch unter 53° möglich, jedoch ist der Untergrund atomar am Target gestreuter Photonen unter Rückwärtswinkeln niedriger.

Kommt es zu gemischten Multipolaritäten (z.B. $M1/E2$), so definiert man den Mischungsparameter δ als Verhältnis zweier reduzierter Übergangsmatrixelemente. Unter einem Winkel von 127° ist die Winkelkorrelationsfunktion nahezu unabhängig vom Mischungsparameter δ für Übergänge der Kaskade $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2$ (siehe Abbildung 6).

2.1.3 Bestimmung der Parität

Für einen unpolarisierten Photonenstrahl kann die Parität aus der Asymmetrie bei Comptonstreuung bestimmt werden. Jedoch liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit für diesen Effekt beim verwendeten Polarimeter bei Anregungsenergien oberhalb 5 MeV in der Größenordnung von kleiner 5% [Hut01]. Mittels des Polarimeters ist damit der Nachweis nur für Übergänge mit hoher Statistik möglich.

Als Alternative bietet sich der Einsatz eines polarisierten Photonenstrahls an (siehe Abbildung 7). Zur Erzeugung ist die Methode des Compton-Backscatterings besonders geeignet, bei der ein nahezu monoenergetischer polarisierter Photonenstrahl entsteht. Entsprechende Aufbauten für Energien $E_\gamma \sim 5\text{-}10$ MeV stehen in Durham (HIGS - High Inten-