

Fragmentierung niedrigliegender Dipolmoden in ungeraden Kernen am $N=82$ Schalenabschluß

Von der Fakultät Mathematik und Physik
der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Marcus Scheck
aus Stuttgart–Bad Cannstatt

Hauptberichter: Prof. Dr. U. Kneißl
Mitberichter: Prof. Dr. G. Wunner

Tag der mündlichen Prüfung: 1. April 2005

Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart

2005

*Der Mensch ist,
was er als Mensch sein soll,
erst durch die Bildung.*

Hegel

Inhaltsverzeichnis

Verwendete Symbole	10
Abstract	13
Zusammenfassung	22
1 Einleitung	24
1.1 gg-Kerne bei niedrigen Energien	24
1.2 ug-Kerne bei niedrigen Energien	31
2 Theoretische Grundlagen	37
2.1 Zustände gemischter Symmetrie im IBM	37
2.2 Grundzüge des Quasiparticle Phonon Models	42
2.3 Phasenübergänge im Atomkern	50
3 Experimentelle Grundlagen und Aufbau	54
3.1 Physikalische Grundlagen der KRF	55
3.2 Aufbau und Durchführung	60
4 Datenanalyse und Ergebnisse	66
4.1 ^{135}Ba	68
4.2 ^{137}Ba	74
4.3 ^{139}La	76
4.4 ^{141}Pr	80
5 Diskussion	87
5.1 gg-Kerne am N=82-Schalenabschluß	87
5.1.1 Niedrigliegende 1^- -Zustände	87
5.1.2 Niedrigliegende 1^+ -Zustände	95
5.2 ug-Kerne am N=82-Schalenabschluß	97
5.2.1 ug-Kerne auf dem N=82-Schalenabschluß	101
5.2.2 ug-Kerne neben dem N=82-Schalenabschluß	112
5.2.3 Systematiken der ug-Kerne am N=82-Schalenabschluß	122

6	Der gg-Rotorkern ^{176}Hf	128
6.1	Ergebnisse	130
6.2	Diskussion	134
6.2.1	Dipolanregungen von ^{176}Hf mit $\Delta K=0$	135
6.2.2	Dipolanregungen von ^{176}Hf mit $\Delta K=1$	139
6.2.3	Isolierte Übergänge von ^{176}Hf	143
	Anhang	147
A	Auswertung	147
A.1	Eichungen	147
A.1.1	Energie	147
A.1.2	Halbwertsbreite	147
A.1.3	Detektor-Ansprechwahrscheinlichkeit	148
A.1.4	Tailing	149
A.1.5	Single- und Double- Escapewahrscheinlichkeiten	149
A.1.6	Photonenfluß	150
A.2	Formeln zur Auswertung	151
A.2.1	Winkelverteilungen	151
A.2.2	Streuquerschnitte	151
	Literaturverzeichnis	153
	Eigene Publikationen	169
	Lebenslauf	175
	Danksagung	176

Tabellenverzeichnis

2.1	Gruppenketten im IBM-1	39
2.2	Struktur der RPA-Phononen von ^{144}Sm	46
2.3	Vergleich der X(5)-Signaturen und N=90-Isotone	52
4.1	Strahl- und Probandaten der ug-Kerne	66
4.2	Dipolanregungen von ^{135}Ba	71
4.3	Quadrupolanregung von ^{135}Ba	72
4.4	Alternative Dipolanregungen von ^{135}Ba	72
4.5	Zerfallsverhältnisse von ^{135}Ba	74
4.6	Quadrupolanregungen von ^{137}Ba	75
4.7	Dipolanregungen von ^{137}Ba	76
4.8	Alternative Dipolanregungen von ^{137}Ba	76
4.9	Dipolanregungen von ^{139}La	79
4.10	Alternative Dipolanregungen von ^{139}La	79
4.11	Dipolanregungen von ^{141}Pr	83
4.12	Quadrupolanregungen von ^{141}Pr	83
4.13	Alternative Dipolanregungen von ^{141}Pr	86
5.1	Struktur der RPA-Phononen von ^{136}Ba	95
5.2	Vergleich von ^{139}La und ^{141}Pr mit den Rumpfkernen	111
5.3	B(E1) \uparrow -Stärke von ^{135}Ba	116
5.4	QPM-Rechnungen der Zustände positiver Parität von ^{137}Ba	119
5.5	QPM-Rechnungen der Zustände negativer Parität von ^{137}Ba	119
5.6	Vergleich von $^{135,137}\text{Ba}$ mit den Rumpfkernen	122
5.7	Fragmentationsgrad der ug-Kerne	123
6.1	Strahl- und Probandaten von ^{176}Hf	128
6.2	Quadrupolanregungen von ^{176}Hf	132
6.3	Dipolanregungen von ^{176}Hf	133
6.4	Scherenmode der Kerne $^{176,178,180}\text{Hf}$	141
A.1	^{56}Co -Daten	148

Abbildungsverzeichnis

1.1	Strukturparameter $R_{4/2} = E_{4_1^+} / E_{2_1^+}$	25
1.2	Erweitertes Symmetrie-Dreieck	27
1.3	Theoretisches Niederenergie-Niveauschema	29
1.4	Niveauschema für die schwache Kopplung	32
2.1	Fermiverteilung	44
2.2	Phasenübergangspotentiale	51
2.3	Casten-Symmetrie-Dreieck	52
3.1	KRF-Termschema	56
3.2	Winkelverteilungen	58
3.3	Dynamitron	62
3.4	BGO-Verschaltung	63
3.5	KRF-Spektren von ^{176}Hf	64
4.1	^{135}Ba -Spektren	69
4.2	^{135}Ba – Niederenergie-Termschema	71
4.3	^{135}Ba – Alternative Zerfallsschemata	73
4.4	^{141}Pr -Spektren	81
4.5	Photonenfluß/Schiff-Formel	84
4.6	^{141}Pr – Alternative Zerfallsschemata	85
5.1	Phononenanregungsenergien auf dem N=82-Schalenabschluß	88
5.2	Phononenanregungsenergien der Bariumisotope	90
5.3	Zerfallsverhalten der Zwei-Phononenkopplung	91
5.4	B(E1) \downarrow -Werte am N=82-Schalenabschluß	93
5.5	B(E1) \downarrow -Werte am Z=50-Schalenabschluß	94
5.6	Zerfallsverhalten der Zustände gemischter Symmetrie	96
5.7	Vergleich der Ergebnisse 1992 und 2003 für ^{139}La	102
5.8	Vergleich der Ergebnisse 1992 und 2003 für ^{141}Pr	103
5.9	Stärkeverteilung von ^{139}La und seinen Rumpfkernen	105
5.10	Stärkeverteilung von ^{141}Pr und seinen Rumpfkernen	109
5.11	(γ, γ') -Spektren der Bariumisotopenkette	113
5.12	Stärkeverteilungen von $^{134,135,136,137,138}\text{Ba}$	114
5.13	Vergleich: QPM-Rechnung – Experiment für ^{137}Ba	120
5.14	E_1^- bzw. $\langle E \rangle$ am N=82-Schalenabschluß	123

5.15	$\sum B(E1)\uparrow$ -Werte an der N=82-Isotone	124
5.16	$\sum B(E1)\uparrow$ -Werte an der Z=50-Isotope	125
5.17	Vergleich: ungerade – gerade Kerne	126
6.1	^{176}Hf -Spektrum/K-Zuweisung	129
6.2	Spinzuweisung	131
6.3	Dipolstärkeverteilung von ^{176}Hf	134
6.4	E1-Stärke von ^{176}Hf	136
6.5	E_{1^-} über der Massenzahl	137
6.6	$B(E1)\uparrow$ über der Neutronenzahl	138
6.7	M1-Stärke von ^{176}Hf	140
6.8	δ^2 -Gesetz	142
6.9	$\sum B(M1)\uparrow$ über der Neutronenzahl	143
6.10	Isolierte Anregungen von $^{176,178,180}\text{Hf}$	144

Verwendete Symbole

Allgemeine Konstanten

α_S	$= (137.03599976)^{-1}$	Feinstrukturkonstante
c	$= 2.99792458 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$	Lichtgeschwindigkeit
e	$= 1.60217733 \times 10^{-19} \text{ C}$	Elementarladung
ε_0	$= 8.85418781761 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$	Dielektrizitätskonstante
\hbar	$= 1.05457266 \times 10^{-34} \text{ J s}$	Planck'sches Wirkungsquantum
k_B	$= 1.380658 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$	Boltzmann-Konstante
μ_0	$= 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$	Permeabilitätskonstante
N_A	$= 6.0221367 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$	Avogadro-Zahl
μ_N	$= 3.15245166 \times 10^{-14} \text{ MeV T}^{-1}$	Kernmagneton

Einige wichtige Symbole

A	Massenzahl
β	Kernstrukturparameter
$B(\pi\lambda)$	reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit
χ_{pol}	Polarisationsparameter
χ_{E2}	Parameter des IBM E2-Operators
χ	IBM-Parameter, Kontrollparameter
$C_{jmj'm'}^{\lambda\mu}$	Clebsch-Gordon-Coeffizient
δ	Mischungsparameter, Deformationsparameter
Δ	Energielücke
ϵ_{rel}	relative Nachweiswahrscheinlichkeit
E_0	Endpunktsenergie des Photonenspektrums
E_x	Anregungsenergie
E_γ	Übergangsenergie
$\Phi_{jj'}^{\lambda\mu}$	RPA-Amplitude
f	Wichtungsfaktor
F	F-Spin Quantenzahl

$FWHM$	Halbwertsbreite
γ	Kernstrukturparameter
Γ	Zerfallsbreite
η	Kontrollparameter
I_S	integrierter Streuquerschnitt
i	RPA-Root-Quantenzahl
J^π	Gesamtdrehimpuls und Parität eines Zustands
K	K-Quantenzahl
L	Bahndrehimpuls eines Zustands
λ	Multipolarität
ν	Neutronenindex
N	Bosonenzahl
Ω	Raumwinkelement
\hat{O}^+, \hat{O}	Erzeugungs-, Vernichtungsoperatoren
π	Protonenindex, Parität
P_l	Legendre-Polynome
$ \Psi\rangle$	Zustandsvektor
$\Psi_{jj'}^{\lambda\mu}$	RPA-Amplitude
ρ	Teilchensorte
R	Verzweigungsverhältnis
$R_{4/2}$	Kernstrukturparameter
S	Spinanteil des Drehimpulses eines Zustands
σ	(Totaler) Wirkungsquerschnitt
$d\sigma/d\Omega$	Differentieller Wirkungsquerschnitt
τ	Lebensdauer
t	Tailing
Θ	Streuwinkel
$T_{1/2}$	Halbwertszeit
$W(J, J_0, \Theta)$	Winkelkorrelationsfunktion
ζ	Kontrollparameter
Z	Kernladungszahl

Abkürzungen

ADC	Analog Digital Converter
BGO	$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ Wismutgermanat
CFD	Constant Fraction Discriminator
CQF	Consistent Q Formalismus
DCP	Dipole Core Polarisation Effect
$E(n)$	Euklidische Gruppe in n Dimensionen
GCM	Geometrisches Kollektives Modell
GDR	Dipolriesenresonanz
HPGe	High Purity Germanium
IBFM	Interacting Boson Fermion Model
IBM	Interacting Boson Model
KRF	Kernresonanzfluoreszenz
ms	Zustände gemischter Symmetrie
MCA	Multi Channel Analyzer
NaI(Tl)	Natriumiodid-Szintillator
$O(n)$	Orthogonale Gruppe in n Dimensionen
PR	Pygmyresonanz
QT	Quasiteilchen
QPM	Quasiparticle Phonon Model
RPA	Random Phase Approximation
SCA	Single Channel Analyzer
$SU(n)$	Spezielle Unitäre Gruppe in n Dimensionen
TFA	Timing Filter Amplifier
TPHC	Time-to-Pulse Height Converter
TRM	Two-Rotor-Model
$U(n)$	Unitäre Gruppe in n Dimensionen
W.U.	Weisskopfeinheit
$X(n)$	kritische Punktsymmetrie ungeklärter Struktur in n Dimensionen

Abstract

Introduction

Low-lying dipole modes are of particular current interest in modern nuclear structure physics. While there exists a wide basis of data and they are well understood in even-even mass nuclei, their behavior in odd-mass nuclei is not yet understood. In even-even nuclei different low-lying dipole modes exist. In all deformed nuclei the M1-scissors mode [LoPa78,BoRi84] appears. In the Geometrical Collective Model (GCM) [BoMo75] it can be seen as a toggle of the deformed proton body versus the deformed neutron body. In another approach in the framework of the Interacting Boson Model (IBM) this excitation is explained as a member of the multiplett ($J^\pi=0^+-4^+$) of states created by coupling $[2_1^+ \otimes 2_{ms}^+]$ the first isoscalar 2_1^+ -quadrupole phonon and the first isovector 2_{ms}^+ -quadrupole phonon which is of mixed-symmetry type [PiBe98,SmPi00]. Low-lying electric dipole strength in deformed nuclei can be created by octupole vibrations coupling with the static deformation. Different octupole bands are generated, defined by their K-quantum number. The K=0- and K=1-bands have 1^- -states as bandheads. In spherical nuclei the dynamic first isoscalar 2^+ -quadrupole phonon couples to the first isoscalar 3^- -octupole phonon and creates a quintuplett of states [AnKo01] ($J^\pi=1^--5^-$). The member with the angular momentum $J^\pi = 1^-$ is usually the lowest-lying 1^- -state in spherical nuclei. In heavy even-even nuclei, systematics [FrBe98,PiBe97] for both types of excitations have been obtained by photon scattering experiments. The scattering of real photons off bound states in nuclei is called Nuclear Resonance Fluorescence (NRF) [KnPi97]. NRF is a very sensitive tool for the study of the distribution of dipole strengths in nuclei, because of the low momentum transfer of real photons.

The question to be clarified within this work is the behavior of the dipole modes when coupling an unpaired particle to them. From simple considerations, one can see that coupling $[C_{J_C} \otimes p_{J_p}]_J^{\pi_C \cdot \pi_p}$ ($|J_C - J_p| \leq J \leq |J_C + J_p|$) an unpaired particle p with the angular momentum $J_p^{\pi_p}$ to a collective excitation C of the even-even core nuclei with the angular momentum $J_C^{\pi_C}$ creates a large number of states (see figure 1.4). Further analysis gives the conclusion

that these states with the same angular momentum J^π mix with each other and the wave functions have a far more complicated structure.

By coupling the unpaired particle to the core we can distinguish between two limiting cases [BoMo53]. The case of the weak coupling describes the situation of a spherical core nucleus while the other case of a strong coupling describes the situation of a deformed core nucleus. In the case of the weak coupling one can derive a sum rule [Herz95], which says that we expect in the odd-mass nucleus, summed over the fragments, the same strength as observed for the collective excitation in the core nucleus. The aim of this work is to see if this is fulfilled for odd-mass nuclei on and near the N=82-shell closure. Therefore the odd-mass nuclei ^{135}Ba , ^{139}La and ^{141}Pr have been measured in (γ, γ') -experiments at the bremsstrahlung facility of the 4.3 MV Stuttgart DYNAMITRON accelerator. The proton-odd nuclei ^{139}La and ^{141}Pr have already been measured in 1992 in (γ, γ') -experiments [Herz95]. Both nuclei showed only 40% of the $B(E1)^\uparrow$ -strength, expected by comparing them to their even-even core nuclei. Since that time the sensitivity of the Stuttgart bremsstrahlung facility was raised by a factor of 10. Nowadays, when one is able to measure even very weak transitions, one can clarify the question whether the lack of strength is a nuclear structure effect or if the strength was hidden in the background. The neutron-odd nucleus ^{135}Ba was measured for the first time using the NRF-technique.

Additionally to the odd-mass nuclei, it was possible to get a sample of ^{176}Hf and to perform a (γ, γ') -Experiment on this nucleus. Since ^{176}Hf is a rare isotope, it is very expensive to rent. This well-deformed nucleus was measured to expand the already mentioned systematics of low-lying dipole modes in even-even nuclei in the rare earth region [PiBe97].

Experimental Method and Setup

In nuclear resonance fluorescence experiments real photons of a continuous bremsstrahlung source are scattered off bound states of stable nuclei. NRF is a spin-selective method. Only dipole and electric quadrupole transitions can be induced. NRF spectra offer the possibility to obtain a great deal of data on the excited nuclear levels: First, the excitation energies $E_{\gamma 0}$, secondly the integrated cross sections $I_{s,f}$ which are proportional to the peak areas. The integrated cross section is given by:

$$I_{s,f} = g \left(\pi \frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^2 \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \frac{W(\Theta)}{4\pi} \quad ; \quad g = \frac{2J+1}{2J_0+1}. \quad (1)$$

In this formula Γ_0 is the decay width to the ground state and Γ_f the decay width to a lower-lying excited level. For a pure ground-state transition the total width Γ equals Γ_0 . $W(\Theta)$ is the normalized angular distribution, which can be determined by the comparison of spectra measured under different angles to the incoming bremsstrahlung beam. The so-called spin-factor g depends on the spins of the excited level J and the ground state J_0 . In the case of dipole excitations in an even-even nucleus g is 3.

The reduced ground-state transition width Γ_0^{red}

$$\Gamma_0^{red} = \Gamma_0 / E_\gamma^{2\lambda+1} \quad [meV/MeV^{2\lambda+1}] \quad (2)$$

is related to the dipole transition strength by:

$$\begin{aligned} B(E1) \uparrow \quad [10^{-3}e^2fm^2] &= 0.955 \cdot g \cdot \Gamma_0^{red} \quad [meV/MeV^3] \\ B(M1) \uparrow \quad [\mu_N^2] &= 0.0864 \cdot g \cdot \Gamma_0^{red} \quad [meV/MeV^3]. \end{aligned} \quad (3)$$

If an inelastic transition to a low-lying excited state exists, one has to know the branching ratio to deduce Γ_0 or Γ . The experimental branching ratio R is defined as

$$R = \frac{B(\pi\lambda, J \rightarrow J_f)}{B(\pi\lambda, J \rightarrow J_0)} = \frac{\Gamma_f E_o^3}{\Gamma_0 E_f^3}. \quad (4)$$

Parity assignments can be made by the use of Compton polarimeters in the case of even-even nuclei. For well-deformed rotors a second possibility is the use of an empirical rule using the K-quantum number. The K-quantum number of an excited dipole state can be derived by the Alaga-rule [AlA155]:

$$\begin{aligned} R &= \frac{\langle J_i \lambda K_i K_f - K_i | J_i \lambda J_f K_f \rangle^2}{\langle J_i \lambda K_i K_f - K_i | J_i \lambda J_f K_{fi} \rangle^2} = \frac{B(\pi 1; 1K \rightarrow 2_1^+ 0)}{B(\pi 1; 1K \rightarrow 0_1^+ 0)} \\ &= \begin{cases} 2.0 & \Delta K = 0 \\ 0.5 & \Delta K = 1. \end{cases} \end{aligned} \quad (5)$$

An empirical rule [ZiBr90b], found to be valid in numerous polarimeter experiments, says that transitions with $\Delta K=0$ populate a level with a negative parity and transitions with $\Delta K=1$ populate a level with a positive parity.

For odd-mass nuclei some restrictions have to be made. Due to the nearly isotropic angular distribution of the emitted radiation, spin assignments can only be made for a few cascades. Since in these cases the polarization of the scattered photons is small, no parity assignments can be drawn from present-day NRF experiments.

An overview on the Stuttgart bremsstrahlung facility is given in figure 3.3. The bremsstrahlung beam for the NRF measurements is produced by electrons with energies up to 4.3 MeV incident on a gold radiator target. The electrons are delivered by the 4.3 MV Stuttgart DYNAMITRON accelerator. Electron beam currents up to $300 \mu\text{A}$ (limited by the thermal capacity of the radiator target) are used, resulting in a high photon flux, high enough to run experiments on enriched target quantities of some grams simultaneously at two setups sited behind each other in the experimental area, but well shielded against the bremsstrahlung production target. The first setup is equipped with three high-efficient Ge-detectors installed under 90° , 127° and 150° to the incoming photon beam. Each of them has 100% efficiency compared to a standard NaI crystal. Furthermore, the detector under 127° is equipped with an active anticompton shielding. The second setup consists of two Compton polarimeters at 90° scattering angles and one further Ge-detector with about 40% efficiency at 127° for the angular distribution measurements. The Compton polarimeters are sectored single crystal Ge-detectors, one of them is equipped with an active anticompton shielding, too. The scattering targets are pills of enriched isotopes, sandwiched between ^{27}Al -discs. The aluminium with its well-known excitations allows the calibration of the incoming photon flux.

Experimental Results

The experimentally observed strength distributions of the odd-mass nuclei are compared to the ones of their even-even core nuclei in figures 5.9, 5.10 and 5.12. For the even-even core nuclei additional to the observed states the excitation energies of the first 3^- -octupole phonons are marked. E3 excitations to octupole states are not observable in NRF-Experiments. Furthermore, known spins and parities are ascribed to the excitations of the core nuclei.

In the proton-odd nucleus ^{139}La ($J_0^\pi=7/2^+$) on the magical $N=82$ shell closure, 74 states could be observed, 13 of them showing an inelastic decay to the first excited state at 165.9 keV. Only 13 states were known in the literature [NDS01a] and 20 further states from the already mentioned old (γ, γ')-experiment [Herz95]. The observed strength distribution is shown in figure 5.9. The states with a known positive parity between 1 and 2 MeV are ascribed to be members of the $2^+ \otimes \text{particle/hole}$ -multiplett. However, because of the impossibility of parity assignments in present-day NRF-experiments on odd-mass nuclei for a further discussion one only can make the assumption that all states above 2 MeV have a negative parity. Under the assumption that the states between 2.7 and 4 MeV have a main two-phonon-component

of the type $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \textit{particle/hole}$ in their wave functions, one gets a total summed $B(E1)\uparrow$ -strength of

$$\sum_{2.7 \text{ MeV} < E < 4.0 \text{ MeV}} B(E1) \uparrow = (9.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-3} e^2 fm^2. \quad (6)$$

This value is just about 60% of the E1-strength observed for $[2^+ \otimes 3^-]_{1-}$ -states in the core nuclei ^{138}Ba and ^{140}Ce .

The other magical proton-odd nucleus ^{141}Pr ($J_0^\pi=5/2^+$) showed 61 states in the experiment. 16 of them decayed, in addition to the ground state transition, to the first excited state at 145.4 keV. In the literature [NDS01b] only 16 of the observed states were already known. From the already mentioned old (γ, γ') -experiment [Herz95] 20 further states were known. Many of them showed an inelastic decay, too. The strength distribution is shown in figure 5.10. Below 2 MeV all observed states were known to have a positive parity. Only the state at 1579 keV has a negative parity. Two of the states below 2 MeV can only be excited by a quadrupole transition. If one makes the same assumptions for the states above 2 MeV as made for ^{139}La and assumes the states within the energy range of 2.7 to 4 MeV to be members of the $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \textit{particle/hole}$ -multiplett, one observes a total summed $B(E1)\uparrow$ -strength of

$$\sum_{2.7 \text{ MeV} < E < 4.0 \text{ MeV}} B(E1) \uparrow = (9.2 \pm 1.4) \cdot 10^{-3} e^2 fm^2 \quad (7)$$

for them. Compared to the $[2^+ \otimes 3^-]_{1-}$ -states in the core nuclei ^{140}Ce and ^{142}Nd this value is only 55% of the E1-strength.

The neutron-odd nucleus ^{135}Ba ($J_0^\pi=3/2^+$) was measured for the first time using resonant photon scattering. Two measurements with different endpoint energies ($E_0=2.5$ MeV [Garr01] and $E_0=4.1$ MeV) were performed. Using the combined dataset of both measurements 50 excited states were observed. Many of them showed inelastic decays to low-lying excited states. Only 18 of the observed states were known in the literature [NDS98a] before. The large number of low-lying states caused some problems in the assignment of ground state and inelastic decays. It can be explained by the low-lying 2_1^+ -quadrupole vibrations of the neighboring even-even core nuclei ^{134}Ba ($E_{2^+}=605$ keV) and ^{136}Ba ($E_{2^+}=819$ keV) [AnKo01], which forces most of the members of the $2^+ \otimes \textit{particle/hole}$ -multiplett to low energies below 1 MeV. The obtained spectra of the Barium isotopic chain [HeBa95, MaPi96, PiBe98, ScGa04] are presented in figure 5.11 and the observed strength distributions are shown in figure 5.12. Comparing the strength distributions of the even-even core nuclei one sees that there are two major problems for the interpretation of the

strength distribution of the odd-mass nucleus. First, the excitation energies of the $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -two-phonon states of the core nuclei are close to those of the $[2_1^+ \otimes 2_{ms}^+]_{1^+}$ -scissors-mode states and second the excitation energies of both dipole modes differ in the core nuclei. Remembering the fact that it is impossible to get any parity information in present-day NRF-experiments on odd-mass nuclei, we recognise that we can only compare the total reduced transition widths in a selected energy range. To make some conclusion for the strength of a given multipolarity in the odd-mass nucleus, we can weight the reduced transition width of the considered multipolarity by the total reduced transition width $f = \Gamma_0^{red}(\pi\lambda)/\Gamma_{0,total}^{red}$ in the selected energy range of the core. For the energy range, where the strength was summed, the same region was taken as observed for the pair $^{142,143}\text{Nd}$ [PiHe90,HeZi95]. In ^{143}Nd a comparable summed $B(E1)\uparrow$ -strength was found, as observed for the 1^- -two-phonon state in its core nucleus ^{142}Nd . Due to this, we can assume that most parts of $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{particle}$ -multiplett were observed. The energy range where the $[2_1^+ \otimes 3_1^-] \otimes \text{particle}$ -multiplett was observed was 300 keV above and 600 keV below the 1^- -state of ^{142}Nd . The results obtained by using this range above the highest and below the lowest considered state of the core nucleus are summarised in table 5.3. For both core nuclei a nearly identical $B(E1)\uparrow$ -strength was found in ^{135}Ba . If the E1-strength is equal to that of the core nuclei, the M1-strength must be equal, too. Thus, as already mentioned, we can only consider the total reduced transition widths.

On the well-deformed rotor nucleus ^{176}Hf two measurements with the end-point energies $E_0=2.4$ MeV and $E_0=4.04$ MeV were performed. Detailed spectroscopic data of 59 dipole- and 5 quadrupole-excitations were obtained in the (γ, γ') -experiments. Only 4 dipole- and 3 quadrupole-excitations were known in the literature [NDS98b] before. Using the earlier mentioned empirical rule, parity assignments for numerous states could be suggested. The strength distribution of dipole excitations with $\Delta K=0$, which we assume to have E1 character, is shown in figure 6.4. The lowest lying strong E1-excitation at 1643 keV is the bandhead of the $K=0$ -octupole band. It fits well into the general systematics for the excitation energy (see figure 6.5) and excitation strength (figure 6.6) of the lowest-lying strongly excited 1^- -states. The strength distribution of dipole excitations with $\Delta K=1$, assumed to have M1 character, is shown in figure 6.7. The $K=1$ -states within the energy range from 2.4 to 3.7 MeV are considered to be fragments of the $1_{K=1}^+$ -scissors mode. Summing up over all fragments for ^{176}Hf a total $B(M1)\uparrow$ -strength of

$$\sum_{2.4 \text{ MeV} < E < 3.7 \text{ MeV}} B(M1) \uparrow = 2.56(6) \cdot \mu_N^2 \quad (8)$$

is observed. This result fits well in the general systematics for $B(M1)\uparrow$ -strengths of the 1^+ -scissors-mode (figure 6.9).

Discussion

Since there are only a few stable odd-mass nuclei on and around the N=82 shell closure, only a few data points exist to predict a general behavior of the fragmentation caused by coupling the unpaired particle/hole to a collective excitation of the even-even core nucleus. At the shell closure the isovectorial M1-strength vanishes and only the fragmentation of the isoscalar 2^+_{-} , 3^- -phonons and the $[2^+_{1} \otimes 3^-]_{1^-}$ -two-phonon coupling creates enough strength to be observed by NRF-experiments. Furthermore, there exists the aforementioned uncertainty about the energy range where the fragments are to be expected. Even when parity assignments are possible it is impossible to distinguish between fragments of the $3^- \otimes \textit{particle/hole}$ - and the $[2^+_{1} \otimes 3^-] \otimes \textit{particle/hole}$ -multiplet. Within these uncertainties some experimental observables can be discussed. These observables are the degree of fragmentation (number of states in the assumed energy range) in dependence of the ground state spin, the energy weighted averaged excitation energy $\langle E \rangle$ of the observed multiplets and the total observed E1-strength in the considered energy region.

In table 5.7 the considered energy range ΔE , the ground state spin J_0^π and the number of states N are compared. One notices the qualitative trend that the degree of fragmentation raises with the absolute value of the ground state spin. However this conclusion should be treated with care, because the different experiments can not be compared directly. The experiment on ^{143}Nd [HeZi95,Herz95] was performed using the old Stuttgart NRF-setup with a sensitivity ten times less. This means that in this experiment weak transitions could not be observed and are missing. Furthermore, the endpoint energy ($E_0=4.1$ MeV) of the high energy measurement on ^{137}Ba [Sche00,ScGa04] was too low. The excitation energy of the 1^- -two-phonon state in the neighbouring core nucleus ^{138}Ba is $E_{1^-}=4.026$ keV [HeB95,Herz95,AnKo01]. This has two consequences: First, the higher-lying states could not be excited and second the sensitivity near the endpoint energy becomes less and states connected by weak transitions to the ground state could not be observed.

The energy weighted averaged excitation energy $\langle E \rangle$ is calculated by the formula:

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_i E_i B(\pi\lambda) \uparrow_i}{\sum_i B(\pi\lambda) \uparrow_i}. \quad (9)$$

$\langle E \rangle$ of the odd-mass nuclei is compared in figure 5.14 to the excitation energies of the 1^- -two-phonon states of the core nuclei. One sees that a lowering in energy is a typical behavior for the averaged excitation energy $\langle E \rangle$ in odd-mass nuclei. It can be explained by mixing effects [NePo95,PoBr99] with higher-lying states created by coupling the unpaired particle to multiphonon-excitations of a higher order.

The experimentally observed total summed $B(E1)\uparrow$ -strengths of the $[2_1^+ \otimes 3^-] \otimes \textit{particle/hole}$ -multiplets are plotted in figure 5.15 and figure 5.17. While for ^{143}Nd with one neutron above the closed shell within the errors the same strength was observed as for its core nucleus ^{142}Nd [HeZi95,Herz95,AnKo01], for ^{137}Ba only about 50% of the strength of the 1^- -state in ^{138}Ba was observed, but this can be explained with the experimental reason of the low endpoint energy (compared to the excitation energy of the 1^- -state in ^{138}Ba). Under the assumptions described above, the same strengths were observed for ^{135}Ba as for its core nuclei ^{134}Ba and ^{136}Ba . Both nuclei on the closed shell (^{139}La and ^{141}Pr) show approximately 60% of the strengths of their core nuclei. In the new measurements even when many more states have been observed than in the measurements with the less sensitive setup in 1992, only 50% more strength could be detected. This means that it would be unlikely that a further raise of sensitivity would find sufficient strength to approach the comparable values in the core nuclei. This leads to the conclusion that for the odd-mass nuclei away from the shell the sum rule of the weak coupling is fulfilled. At the same time, the nuclei on the closed shell do not fulfill this rule. Therefore, we are dealing with a nuclear structure effect, which is still not understood.

Zusammenfassung

Niedrigliegende Dipolanregungen der auf bzw. neben dem N=82-Schalenabschluß liegenden ug-Kerne ^{135}Ba , ^{139}La , ^{141}Pr und des deformierten gg-Kerns ^{176}Hf wurden mit Kernresonanzfluoreszenzexperimenten [KnPi96] am Bremsstrahlungsmeßplatz des Stuttgarter 4.3 MV DYNAMITRON Beschleunigers untersucht. Dabei konnten für die Anregungszustände der ungeraden Kerne die Anregungsenergien, Zerfallsbreiten, Verzweigungsverhältnisse und Übergangswahrscheinlichkeiten bestimmt werden. Im gg-Kern konnten zusätzlich die Spins und Paritäten der beobachteten Anregungen zugewiesen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde an ^{135}Ba eine (γ, γ') -Messung mit einer Endpunktsenergie von $E_0=4.1$ MeV durchgeführt. Der dabei gewonnene Datensatz wurde mit dem einer Messung mit der Endpunktsenergie $E_0=2.5$ MeV [Garr01] kombiniert. Insgesamt konnten in beiden Experimenten 50 Zustände beobachtet werden. Davon sind nur 18 in der Literatur [NDS98a] bekannt. Die Summe der fragmentierten $B(E1)\uparrow$ -Stärke der $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Kopplung ergab sich bezogen auf den Rumpfkern ^{134}Ba zu $\sum B(E1)\uparrow = (2.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ und bezogen auf den Rumpfkern ^{136}Ba zu $\sum B(E1)\uparrow = (4.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$. Diese Werte schöpfen 91% (^{134}Ba) bzw. 83% (^{136}Ba) der $B(E1)\uparrow_{1-}$ -Stärken der gg-Rumpfkern aus. Die Summenregel der schwachen Kopplung [Herz95] kann für ^{135}Ba als bestätigt angesehen werden. Desweiteren wurde die Fragmentierung der $[2_1^+ \otimes 2_{ms}^+]_{1+-}$ -Scherenmode gemessen und die M1-Stärken der geraden Kerne reproduziert.

Für den protonenungeraden Kern ^{139}La wurde eine Messung mit der Endpunktsenergie $E_0=4.1$ MeV durchgeführt. Dabei konnten 74 Zustände beobachtet werden. Lediglich 13 der beobachteten Zustände waren bereits in der Literatur [NDS01a] und 20 weitere aus einer früheren KRF-Messung [Herz95] bekannt. Der Summenwert der fragmentierten E1-Stärke ergibt sich zu $\sum B(E1)\uparrow = (9.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$. Dieser Wert schöpft lediglich ca. 60% der Werte der 1^- -Zwei-Phononenzustände der geraden Rumpfkern (^{138}Ba : $B(E1)\uparrow_{1-} = (13.0 \pm 2.8) \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$; ^{140}Ce : $B(E1)\uparrow_{1-} = (16.7 \pm 0.8) \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$) aus.

Der protonenungerade Kern ^{141}Pr wurde mit einer Endpunktsenergie von $E_0=4.1$ MeV gemessen. Es wurden 61 Zustände beobachtet, wovon in der Literatur [NDS01b] 16 Zustände bekannt waren. In einem früheren KRF-Experiment wurden lediglich 20 Zustände beobachtet. Bezüglich dieses Experimentes wurden abweichende Zuordnungen von Grundzustands- und inelastischen Zerfällen zum ersten angeregten Zustand getroffen. Die Streuquerschnitte der in beiden Messungen beobachteten Übergänge stimmen jedoch gut überein. Im Energieintervall von 2.7–4.0 MeV wurde eine totale E1-Stärke von $\sum B(E1)\uparrow=(9.2 \pm 1.4) \cdot 10^{-3}e^2\text{fm}^2$ gemessen. Bezogen auf die E1-Stärken der 1^- -Zwei-Phononzustände der geraden Rumpfkern (^{140}Ce : $B(E1)\uparrow_{1^-}=(16.7 \pm 0.8) \cdot 10^{-3}e^2\text{fm}^2$; ^{142}Nd : $B(E1)\uparrow_{1^-}=(16.3 \pm 2.4) \cdot 10^{-3}e^2\text{fm}^2$) schöpft dieser Wert lediglich 55% aus.

Für die beiden protonenungeraden Kerne ^{139}La und ^{141}Pr konnte gezeigt werden, daß es sich bei der, im Vergleich zur E1-Stärke der 1^- -Zwei-Phononzustände der Rumpfkern, fehlenden E1-Stärke um einen bisher nicht verstandenen Kernstruktureffekt handelt. Die in dieser Arbeit gewonnene Systematik der $\sum B(E1)\uparrow$ -Stärken der stabilen, ungeraden Kerne im Bereich des N=82-Schalenabschlusses sind in den Abbildungen 5.15 und 5.17 dargestellt.

Am gg-Rotorkern ^{176}Hf wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei KRF-Messungen mit den Endpunktsenergien $E_0=2.4$ MeV und $E_0=4.04$ MeV durchgeführt. Aus dem kombinierten Datensatz konnten detaillierte Informationen von 59 Dipol- und 5 Quadrupolanregungen gewonnen werden. In der Literatur [NDS98b] waren davon nur 4 Dipol- und 3 Quadrupolanregungen bekannt. Die totale M1-Stärke in dem zur Scherenmode gerechneten Energiebereich zwischen 2.4 und 3.7 MeV ist $\sum B(M1)\uparrow=(2.56 \pm 0.06)\mu_N^2$. Dieser Wert korrespondiert mit dem Durchschnittswert von $\sum B(M1)\uparrow \approx 2.7\mu_N^2$ für gute Rotoren (siehe Abbildung 6.9). Die experimentell beobachtete tiefliegende E1-Stärke des 1^- -Bandenkopfes der K=0-Bande fügt sich in die allgemeine Systematik (Abbildung 6.6) dieser Massenregion ein.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 gg-Kerne bei niedrigen Energien

Der Atomkern als Vielteilchensystem bietet dem Physiker eine Menge faszinierender Phänomene zum Studium. Die typischen Durchmesser der Atomkerne von einigen Femtometern implizieren die Quantennatur dieses Systems. D. h. im Atomkern sind Quanteneffekte (Pauli Prinzip, Zustandsmischung) von grundlegender Bedeutung. Aufgrund der – bisher noch nicht im Detail verstandenen – Wechselwirkung zwischen den Kernbausteinen kommt es sowohl zu Einteilchen-, als auch kollektiven Anregungen. Zudem ist der Kern ein zweikomponentiges System, bestehend aus Protonen und Neutronen. Dies führt zu isoskalaren Anregungen, d. h. das Gesamtsystem verhält sich beim Vertauschen der Teilchensorte inert und isovektoriellen Anregungen, bei denen das Gesamtsystem unter Vertauschung der Teilchensorte seine Eigenschaften ändert.

Das Schalenmodell [Cast00, Heyd90] und seine Modifikationen, hier sei insbesondere das Nilssonmodell [Nils55] für deformierte Kerne erwähnt, liefern eine gute Beschreibung der Einteilchenanregungen und der Schalenstruktur des Kerns. Ausgehend von einem selbstkonsistenten Feld wird im einfachsten Ansatz lediglich eine starke Spin-Bahn-Wechselwirkung als Restwechselwirkung berücksichtigt. Verläßt man die magischen Zahlen, so wächst mit der Zahl der Valenznukleonen auch die Zahl ihrer möglichen Konfigurationen. Diese erreicht dabei schnell Größenordnungen, die selbst mit modernen Rechnern nicht mehr handhabbar sind.

Der historisch erste theoretische Zugang zu kollektiven Anregungen, wie Vibration oder Rotation des ganzen Kernes, wurde von Bohr und Mottelson mit ihrem Geometrischen Kollektiven Modell (GCM) [BoMo75] vorgeschlagen. Damit gelingt es, sowohl die Vibrationsanregungen sphärischer Kerne, die verschiedenen Vibrationsanregungen deformierter Kerne (γ -, β -Bande)

sowie die auf ihnen aufgesetzten Rotationsbanden zu beschreiben. Gequantelte Vibrationsanregungen werden in den meisten Kernmodellen auch als Phononen bezeichnet.

Die statische Deformation, die bei zunehmender Valenznukleonenzahl einsetzt, ist selbst ein kollektiver Effekt. Sie wird durch die Quadrupol-Quadrupol-Wechselwirkung der Nukleonen untereinander hervorgerufen. Deformierte Kerne lassen sich in axial symmetrische und triaxial deformierte Rotoren unterscheiden. Der Nachweis von im Grundzustand triaxial deformierten Kernen gelang erst kürzlich durch eine Arbeitsgruppe der Universität Bonn [NeBr04]. Die axial symmetrischen Rotoren lassen sich wiederum je nach Verhältnis der Halbachsen in prolat ($a > b = c$) und oblat ($a < b = c$) deformiert unterscheiden. Prolate Kerne haben ein positives intrinsisches Quadrupolmoment, oblate Kerne hingegen ein negatives. Dieser Vorzeichenwechsel des Quadrupolmoments ist normalerweise inmitten einer Schale zu beobachten. D. h. es befinden sich dort Kerne mit verschwindendem intrinsischem Quadrupolmoment. Diese Kerne zeigen in angeregten Zuständen eine Neigung zur triaxialen Deformation und werden als γ -weich bezeichnet.

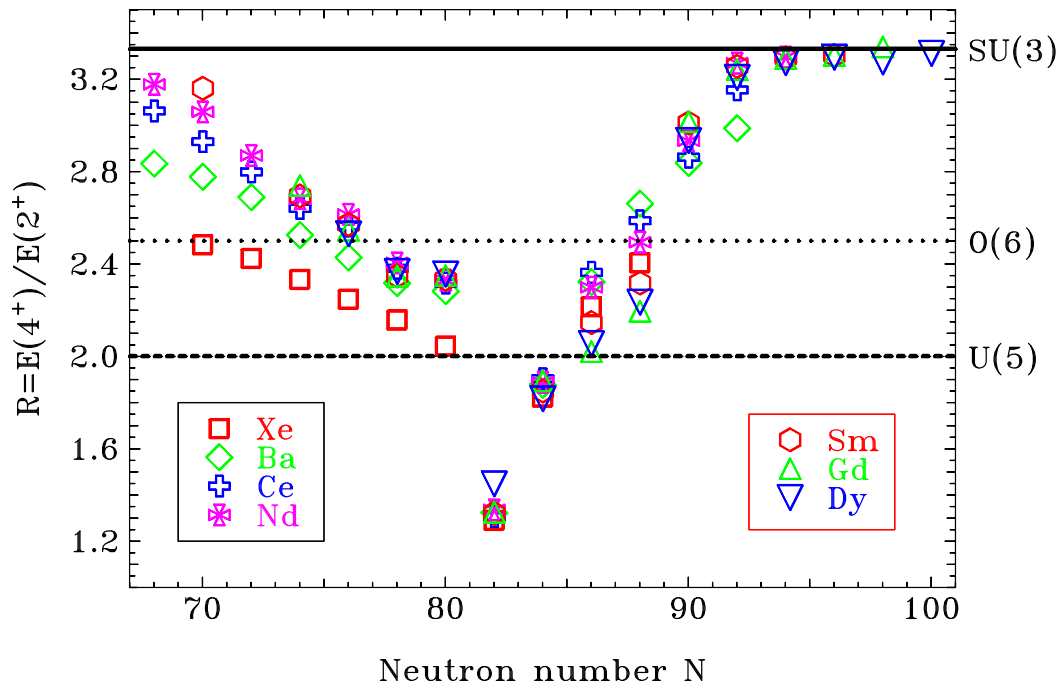


Abb. 1.1: Verhältnis der Anregungsenergien der ersten 2_1^+ und 4_1^+ Yrastanregungszustände. Die markierten Linien entsprechen den Verhältnissen der Limits im IBM (siehe Text).

In der Umgebung von magischen Schalen besitzen Kerne eine sphärische Gestalt. Eine gute Beschreibung kollektiver Anregungen sphärischer Kerne erfolgt im Vibrationsmodell. Dieses ist eine Näherung des Geometrischen Kollektiven Modells für gute Vibratoren. Der Rotationsfreiheitsgrad tritt bei sphärischen Kernen nicht auf.

Lange Zeit waren Kerne in den Übergangsregionen zwischen den drei Phasen (sphärisch, axialsymmetrisch deformiert, γ -weich) mit keinem analytisch lösbaeren Modell beschreibbar. Iachello gelang im GCM durch Modifikation der Potentiale eine analytische Beschreibung [Iach00, Iach01]. Als freier Parameter tritt dabei nur noch das Verhältnis der Anregungsenergien der ersten beiden Yrastzustände ($R_{4/2} = E_{4_1^+}/E_{2_1^+}$) auf.

$R_{4/2}$ ist ein guter Strukturparameter der jeweiligen Kernform. Abbildung 1.1 zeigt dieses Verhältnis für gg-Kerne um die N=82 Isotone. Als Verhältnis der Energien des ersten 4_1^+ - und 2_1^+ -Zustands erwartet man für einen sphärischen Vibrator $R_{4/2} = 2$, einen axialsymmetrischen Rotor $R_{4/2} = 3.33$ und einen γ -weichen Kern $R_{4/2} = 2.5$.

Es zeigte sich, daß sich die Übergänge zwischen den Limits als Phasenübergänge in einem finiten Quantensystem beschreiben lassen, z. B. der Übergang vom Vibrator zum axialsymmetrischen Rotor als Phasenübergang erster Ordnung. Die kritische Punktsymmetrie wird hierbei als X(5) bezeichnet. Noch ist die zugrundeliegende Struktur dieser Symmetrie nicht geklärt. Casten und Zamfir fanden in ^{152}Sm [CaZa01] die vorausgesagten Eigenschaften ($E_{4_1^+}/E_{2_1^+} = 2.91$, $E_{0_2^+}/E_{2_1^+} = 5.67$) des Termschemas erfüllt. Inzwischen gelten weitere Kerne der N=90 Isotone (^{150}Nd [KrAl02], ^{154}Gd [ToDe04]) als potentielle X(5)-Kandidaten. Der Phasenübergang vom Vibrator zum γ -weichen Kern ist von zweiter Ordnung. Als kritische Punkt-Symmetrie ergibt sich eine Euklidische Gruppe E(5). Der Kern ^{134}Ba [CaZa00], der neben ^{196}Pt [BrEb96] bisher als typischer Vertreter der γ -weichen Kerne galt, besitzt ein Termschema, welches die geforderten Verhältnisse ($E_{4_1^+}/E_{2_1^+} = 2.20$, $E_{0_2^+}/E_{2_1^+} = 3.03$) erfüllt. Die Umgebung der N=82 Isotone (siehe Abbildung 1.1) erweist sich als gutes Testfeld der neuen kritischen Punktsymmetrien.

Im Rahmen des Interacting Boson Model (IBM) gelang es Jolie und Mitarbeitern, diesen Sachverhalt [JoCa01] zu bestätigen. Ein Resultat der IBM-Rechnungen war, daß auch zwischen prolater und oblater Phase zu unterscheiden ist. Am Übergang zwischen diesen Phasen befinden sich die γ -weichen Kerne. Als Phasen der Kernmaterie werden folglich oblat deformierte, prolat deformierte und sphärische Kerne angenommen. Die E(5)-Symmetrie befindet sich am Trippelpunkt, an dem alle drei Phasen koexistieren. Ferner gelang es Jolie [JoCe02], diesen Sachverhalt sehr elegant innerhalb der Landau-Theorie [Land65] für Phasenübergänge zu beschreiben.

Das Interacting Boson Modell (IBM) ist ein algebraisches Modell. Es wurde Mitte der siebziger Jahre von Arima und Iachello [ArIa75, IaAr87] entwickelt. Im IBM werden Valenznukleonen paarweise gekoppelt. Die Kopplung kann über die Paarwechselwirkung zwischen zwei gleichartigen Nukleonen von 1.5–2 MeV begründet werden. In der einfachsten Version, dem sd-IBM-1, treten nur $s(J^\pi=0^+)$ - und $d(J^\pi=2^+)$ -Bosonen auf. Diese generieren eine $SU(6)$ -Gruppe. Zerlegt man diese mit der physikalischen Randbedingung, daß die Gruppenkette eine den Drehimpuls repräsentierende $SO(3)$ -Gruppe enthält, so erreicht man nach dem ersten Zerlegungsschritt die Untergruppen: $U(5)$, $O(6)$ und $SU(3)$. Jedes dieser Limits hat ein geometrisches Analogon: $U(5)$ entspricht dem sphärischen Vibrator, $O(6)$ einem γ -weichen Kern und $SU(3)$ den axialsymmetrischen Rotoren. Analytische Lösungen des IBM sind nur in den drei Limits möglich.

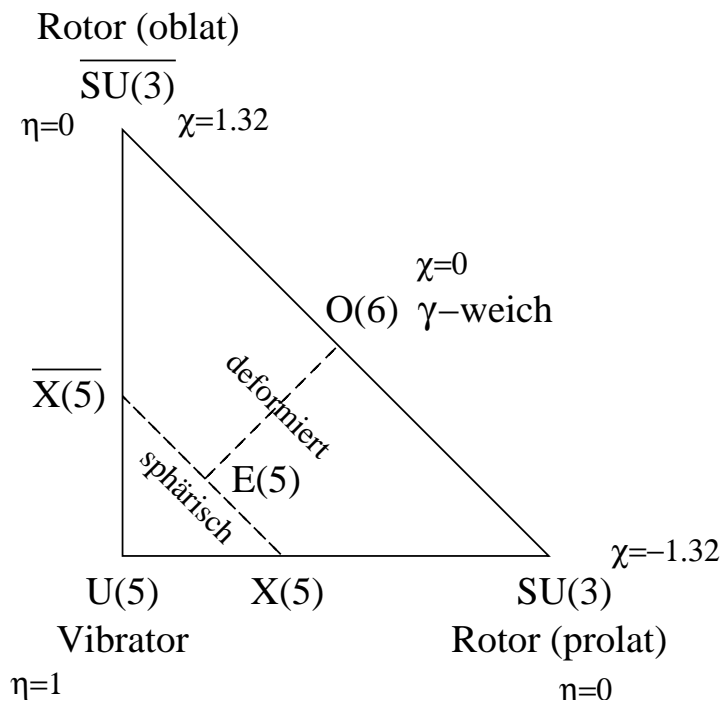


Abb. 1.2: Erweitertes Casten-Symmetrie-Dreieck. Die gestrichelten Linien entsprechen Phasenübergängen erster Ordnung, beschrieben mit $X(5)$ und $O(6)$. Der Berührungspunkt der gestrichelten Linien entspricht einem Phasenübergang zweiter Ordnung, beschrieben durch die $E(5)$ Symmetrie. η und χ dienen als Kontrollparameter.

Im $U(5)$ -Limit gelingt es, eine Phononenanregung durch die Vernichtung eines s -Bosons und der Erzeugung eines d -Bosons zu beschreiben, ebenso können Mehrphononenanregungen durch die Vernichtung entsprechend vieler s - und Erzeugung von d -Bosonen beschrieben werden. Analog zum GCM ist der erste angeregte Zustand die 2^+ -Quadrupolvibration,

es folgen die $[2^+ \otimes 2^+]$ -Zwei-Phononenkopplung mit ihren 0^+ , 2^+ , 4^+ Zuständen, die $[2^+ \otimes 2^+ \otimes 2^+]$ -Drei-Phononenkopplung (0^+ , 2^+ , 3^+ , 4^+ , 6^+), usw. Desweiteren können in beiden Modellen Vorhersagen zu den $B(E2)$ -Übergangswahrscheinlichkeiten getroffen werden. Diese unterscheiden sich lediglich um einen Faktor, der im IBM die endliche Anzahl von Bosonen berücksichtigt. Strukturen dieser Zustände sind inzwischen gut bekannt, insbesondere in den Cd-Isotopen [ApBr87], die als klassischer Vertreter der Vibratoren gelten. Um Oktupolphononen zu beschreiben, führt man ein f-Boson mit $J^\pi = 3^-$ ein. Man erhält damit eine $U(13)$ -Gruppenstruktur. Auch hier wurden Multipletts mit einer Struktur $[3^- \otimes 3^-]$ [Yeh98] beobachtet.

Von besonderem Interesse für diese Arbeit sind Phononenkopplungen, bestehend aus einem Quadrupol- und einem Oktupolphonon des Typs $[2^+ \otimes 3^-]$. Es ergibt sich ein Quintuplett von Zuständen mit den Drehimpulsen 1^- bis 5^- . Lange Zeit wurde nur der 1^- -Zustand in (γ, γ') -Experimenten [Metz78, PiHe90, HeBa95, AnKo01] beobachtet. Inzwischen gelang der Nachweis der anderen Zustände des Multipletts in (p, p') [WiRa96] und (n, n') [BeGa95] Experimenten. Der Zerfall des 1^- -Zustands zum Grundzustand wurde in (γ, γ') -Kernresonanzfluoreszenzexperimenten im letzten Jahrzehnt [AnKo01] systematisch in verschiedenen Massenregionen ($N=20, N=28, Z=50, N=82$) untersucht. Dieser Zerfall ist streng genommen im GCM und auch im IBM verboten, da er die Auswahlregel von $\Delta N_{Phonon} = 1$ verletzt, die in beiden Modellen gelten sollte. Die E1-Stärke des Grundzustandzerfalls des 1^- -Zustands ist direkt korreliert mit der E1-Stärke des $3^- \rightarrow 2^+$ phononenaustauschenden Zerfalls [Piet99]. Dies untermauert die Annahme des Quadrupol-Oktupol-kollektiven Ursprungs dieser E1-Übergänge. Die Anregungsenergie der 1^- -Zwei-Phononenzustände ist in guter Näherung identisch mit der Summenenergie der konstituierenden Phononen ($E([2^+ \otimes 3^-]_{1^-}) \approx E(2^+) + E(3^-)$). Dies kann als Indiz für eine harmonische Kopplung der Phononen gesehen werden. E1-Übergänge sind sehr sensitiv auf ihr reduziertes Übergangsmatrixelement $\langle \Psi_i | \hat{E}1 | \Psi_f \rangle$ und bieten einen ausgezeichneten Test der am Übergang beteiligten Wellenfunktionen Ψ . Der $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zustand ist die tiefstliegende elektrische Dipolanregung in sphärischen Kernen und tritt bei Kernen in der Umgebung abgeschlossener Schalen, typischerweise bei Anregungsenergien von 3 bis 5 MeV, auf.

Weitere kollektive elektrische Dipolanregungen sind die Pygmyresonanz (PR) (5.5 – 8 MeV) [ZiVo02] und die Dipolriesenresonanz (GDR) (10 – 20 MeV) [BaK147]. Die Pygmyresonanz tritt in Kernen mit einem großen Neutronenüberschuß auf und wird in einem geometrischen Modell als Schwingung einer Neutronenhaut gegen einen $N=Z$ -Rumpfkern verbildlicht. Die GDR kann als Schwingung des Protonen- gegen den Neutronenkörper interpretiert werden [GoTe48]. Alle elektrischen Dipolanregungen sind isovektorieller Natur.

Neben den isoskalaren tiefliegenden Phononen sollten auch isovektorielle, d. h. nicht gegen Vertauschung der Teilchensorte inerte, Anregungen möglich sein. Vorhersagen des IBM-2 [ArOt77], das zwischen Neutronen- und Protonenbosonen unterscheidet, sagen für das Quadrupolphonon gemischter Symmetrie 2_{ms}^+ [Iach84] einen schwachen E2-Zerfall zum Grundzustand und einen starken M1-Zerfall zum ersten isoskalaren Quadrupolphonon 2_1^+ voraus. Inzwischen wurden in der Nähe von magischen Schalen zahlreiche Beispiele [HaIr84, Fran00] mit diesem Zerfallsverhalten gefunden.

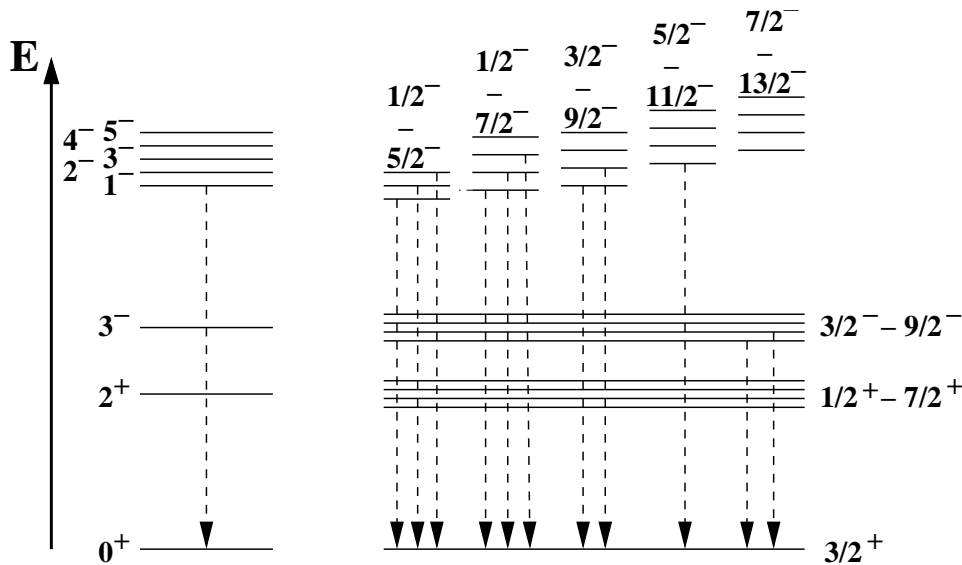


Abb. 1.3: Schematisches, mit dem Interacting Boson Model IBM (siehe Text) erstelltes, Niederenergie-Niveauschema eines gg-Kerns nahe eines Schalenabschlusses. Auf der linken Seite sind die Zustände, die aus der Kopplung mit dem ersten isoskalaren Quadrupolphonon hervorgehen. Die rechte Seite zeigt die Zustände, die aus Kopplungen mit dem ersten isovektoriellen Quadrupol- und Oktupolphonon hervorgehen. Die Einführung der F-Spin Quantenzahl erfolgt in Kapitel 2.1.

Die Kopplung eines gemischt symmetrischen mit einem symmetrischen Quadrupolphonon [$2_1^+ \otimes 2_{ms}^+$] [SmPi00] sollte ein Quintuplett an Zuständen (0^+ – 4^+) bilden. Das prominenteste Mitglied dieses Quintupletts ist der 1^+ Zustand. Er entspricht der Scherenmode. Diese wurde bereits in den sechziger Jahren von Greiner [Grei65] und Faessler [Faes66] im Rahmen von geometrischen Modellen, die den Protonen- und Neutronenkörper mit getrennten Variablen behandeln, vorhergesagt. Lo Iudice und Palumbo [LoPa78] präzisierten diese Vorhersagen einer magnetischen, isovektoriellen Dipolmode in ihrem Two-Rotor-Model (TRM). Allerdings überschätzten diese Modelle sowohl die Anregungsenergie, als auch die Anregungsstärke, so daß der experimentelle Nachweis erst 1983 durch Richter [BoRi84] in einem Elektronenstreuexperiment gelang. Eine Bestätigung erfolgte kurz darauf in Photo-

nenstreuexperimenten [BeBl84]. Als experimentelle Probleme erwiesen sich dabei einerseits, daß auch elektrische Dipolanregungen im interessierenden Energiebereich liegen und andererseits die starke Fragmentierung der Scherenmode. Die Fragmentierung kommt dadurch zustande, daß nahe bei der Anregungsenergie der Scherenmode von ca. 3 MeV viele M1-Anregungen liegen. Die meisten dieser Anregungen entsprechen Teilchenanregungen. Diese Zustände können, sofern sie den gleichen Drehimpuls und Parität wie die Scherenmode ($J^\pi = 1^+$) besitzen, mit dieser mischen [Zilg92].

Die Mischung ist sowohl vom Überlapp der Wellenfunktionen, beschrieben durch ein Mischungsmatrixelement, als auch vom energetischen Abstand der Niveaus abhängig. Systematische Untersuchungen der Scherenmode zeigen eine quadratische Abhängigkeit der Anregungsstärke von der Deformation [ZiRa90]. Diese Beziehung wird als δ^2 -Gesetz bezeichnet. Die Theorie sagt weitere Kopplungen von symmetrischen und gemischtsymmetrischen Phononen voraus. Inzwischen wurde auch eine Kopplung des Typs $[2_{ms}^+ \otimes 3^-]$ gefunden [PiFr03]. Zusammenfassend kann man sagen, daß die tiefliegenden Niedrigspin-Anregungen in sphärischen und beinahe sphärischen Kernen sich inzwischen zu einem einheitlichen Bild zusammenfügen lassen.

In deformierten Kernen kann wegen der statischen Quadrupoldeformation im Grundzustand bereits die Oktupolanregung ein elektrisches Dipolmoment induzieren. Die für prolate Rotoren gültige K-Quantenzahl kann für eine Oktupolanregung vier Werte ($K=0,1,2,3$) annehmen. Es bilden sich vier verschiedene Oktupolbanden [CoZa96] aus. Der minimale Drehimpuls einer Bande entspricht der K-Quantenzahl. Die $K=0,1$ -Banden besitzen 1^- -Zustände als Bandenköpfe, wobei die $K=0$ -Bande in guten Rotoren aufgrund ihrer rein kollektiven Struktur energetisch tiefer liegt und wesentlich stärker angeregt wird.

Beide Modelle, sowohl das GCM als auch das IBM, kommen mit einer relativ kleinen Anzahl an freien Parametern aus. Allerdings besitzen beide den Nachteil, daß sie die fermionische Struktur der Phononen nicht berücksichtigen und so das Pauli Prinzip außer acht lassen. Diesen Nachteil umgeht das von Soloviev entwickelte Quasiparticle Phonon Nuclear Model (QPM) [Solo76, Solo92]. Unter Ausnützung der Random Phase Approximation (RPA) werden die Phononen mikroskopisch aufgebaut. Sie ergeben sich als kohärente Anregung mehrerer Teilchen-Loch-Paare, oder im Quasiteilchenbild als kohärente Überlagerung mehrerer Quasiteilchenpaaranregungen. Allerdings geht bei der Transformation vom Teilchen ins Quasiteilchenbild viel von der physikalischen Anschauung verloren. Zudem benötigt dieses Modell relativ viele freie Parameter, was seine Handhabung schwierig macht. Mit dem QPM gelang eine mikroskopische Beschreibung sowohl des $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zustands [GrSt94, PoSt98], als auch des $[2^+ \otimes 2_{ms}^+]$ -Multipletts [LoSt00, LoSt02].

Ein hervorragendes Werkzeug zur Untersuchung der in diesem Abschnitt erwähnten Dipolmoden sind (γ, γ') -Reaktionen. Die Streuung reeller Photonen mit ihrem geringen Drehimpulsübertrag ist eine spinselektive Methode, die in der Lage ist, auch aus großen Zustandsdichten gezielt Dipolanregungen herauszupicken. In den letzten Jahrzehnten erwies sich dabei die Bremsstrahlungseinrichtung am Stuttgarter DYNAMITRON Beschleuniger als äußerst effizient. Das Stuttgarter DYNAMITRON mit seinen, im Vergleich mit anderen Beschleunigern, hohen Strömen ermöglicht die Messungen der Dipolstärkeverteilung eines Kernes in relativ kurzer Zeit (gg-Kern: $t_{mess} \approx 3$ Tage). So gelang es in den letzten beiden Jahrzehnten einer Kollaboration der Kölner Arbeitsgruppe um von Brentano und der Stuttgarter Arbeitsgruppe um Kneissl, umfangreiche Systematiken der elektrischen [FrBe98] und magnetischen [PiBr95, PiBe97] Dipolanregungen in den schweren Kernen aufzustellen. Im Rahmen dieser Arbeit bot sich die Möglichkeit, den Kern ^{176}Hf zu untersuchen. Aufgrund seines geringen natürlichen Isotopenanteils (5.2%) [Tuli95] ist ^{176}Hf als angereichertes Isotop sehr teuer ($1.764\text{g} \approx 250\text{k}\$$). Die beiden schwereren Isotope $^{178,180}\text{Hf}$ wurden bereits in KRF-Experimenten am Bremsstrahlungsmeßplatz des Stuttgarter Dynamitron Beschleunigers untersucht [PiBe97]. Mit dieser Messung konnte die Systematik der Dipolanregungen in den stabilen gg-Hafniumisotopen vervollständigt werden. Unter besonderem Augenmerk standen sowohl die Fragmentierung der Scherenmode als auch das Verhalten der beiden 1^- -Oktupolbandenköpfe.

1.2 ug-Kerne bei niedrigen Energien

Ausgehend von der bislang erfolgten Einführung in die Konzepte zur Beschreibung niedrigliegender kollektiver Kernanregungen in gg-Kernen soll nun die Ankopplung ungepaarter Nukleonen an diese kollektiven Anregungen im Mittelpunkt stehen.

Wiederum machten Bohr und Mottelson erstmalig den Ansatz [BoMo53, GrMa95] einer theoretischen Beschreibung. Ausgangspunkt ist die Trennung der Anregung des Rumpfkerns $|R\rangle$, beschrieben durch das GCM und der Bewegung des ungepaarten Teilchens $|p\rangle$ im Potential des Rumpfkernes. Der kritische Parameter ist hierbei die Stärke der Kopplung des Teilchens an den Rumpfkern. Geht man von einem sphärischen Rumpf aus, so sollte die Bewegung des Teilchens nur schwach gestört werden. In diesem Grenzfall einer schwachen Kopplung ergeben sich die Gesamtwellenfunktionen durch eine Kopplung der Wellenfunktion des harmonischen Oszillators mit den Einteilchenwellenfunktionen des Schalenmodells. Im zweiten Grenzfall, dem einer starken Kopplung, geht man von einem deformiertem Rumpf aus, was wie aus dem Nilssonmodell bekannt, die Einteilchenwellenfunktionen stark beeinflusst. Die Gesamtwellenfunktion ergibt sich als eine Kombination der aus

dem Rotations-Vibrations-Modell des GCM erhaltenen Rumpfwellenfunktionen und der Nilssonmodellwellenfunktionen des einzelnen Teilchens.

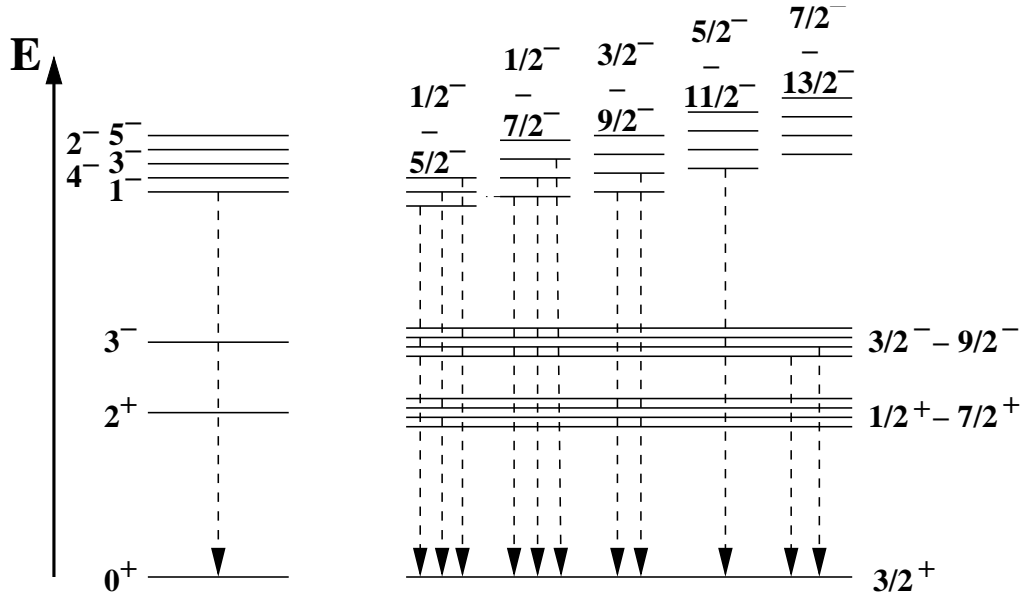


Abb. 1.4: Im Grenzfall der schwachen Ankopplung eines ungepaarten Teilchens in der $J^\pi = 3/2^+$ -Unterschale an die Zustände der $[2^+ \otimes 3^-]$ -Phononenkopplung erwartetes Niveauschema. Links sind die Zustände im gg-Rumpfkern und rechts die aufgespaltenen Zustände gezeigt. Mögliche E1-Übergänge sind eingezeichnet

In Abbildung 1.4 ist die Aufspaltung der Zustände einer $[2^+ \otimes 3^-]$ -Phononenkopplung, hervorgerufen durch ein Teilchen in einer $J^\pi = 3/2^+$ -Unterschale, für den Grenzfall der schwachen Kopplung schematisch dargestellt. Augenfällig ist dabei die große Zahl neuer Zustände, die mit zunehmendem Drehimpuls des ungepaarten Teilchens noch ansteigt, und die daraus folgende große Anzahl an möglichen E1-Übergängen im ungeraden Kern. Im Fall der schwachen Kopplung läßt sich zeigen [Herz95], daß die gesamte $B(E1)$ -Stärke aufsummiert über die einzelnen Fragmente genau der $B(E1)$ -Stärke des 1^- -Zustands im gg-Rumpfkern entsprechen sollte. Ziel dieser Arbeit ist es, diese Summenregel experimentell am N=82-Schalenabschluß zu überprüfen.

Die Situation vor dieser Arbeit war, daß im Bereich der $Z=50$ -Schale [NePo95, BrGo00, BrGo02] die stabilen ug-Kerne eine vergleichbare $B(E1)$ -Stärke wie ihre benachbarten Rumpfkern zeigen. Eine Ausnahme hiervon ist das protonenungerade Isotop ^{123}Sb . Dieses zeigt nur ca. 40% der erwarteten $B(E1)$ -Stärke, wobei als ein möglicher Grund für die fehlende Stärke die in diesem Experiment relativ niedrige Endpunktsenergie angeführt werden kann.

Im Bereich der $N=82$ Isotone zeigt ^{143}Nd mit einem Neutron oberhalb der abgeschlossenen Neutronenschale dieselbe Stärke wie sein halbmagischer Rumpfkern ^{142}Nd [ZiHe93, HeZi95]. Dagegen zeigten die protonenungeraden Kerne ^{139}La und ^{141}Pr mit magischer Neutronenzahl in früheren Experimenten am Stuttgarter Bremsstrahlungsmeßplatz nur ca. 40% der $E1$ -Stärke ihrer geraden Nachbarkerne [Herz95]. Die Fragestellung bei diesen beiden Isotopen war, ob es sich um einen Kernstruktureffekt handelt, oder die $E1$ -Stärke soweit fragmentiert ist, daß viele schwache Übergänge unter dem Sensitivitätslimit der alten Messungen lagen. In den letzten zehn Jahren konnte die Sensitivität des Stuttgarter KRF-Meßplatzes (siehe Abbildung 3.3) um einen Faktor 10 gesteigert werden. Dies geschah durch die Verwendung von Detektoren mit einer dreifach höheren relativen Ansprechwahrscheinlichkeit ($\epsilon_{rel} = 100\%$ anstatt $\epsilon_{rel} = 30\%$), einer aktiven Anticomptonabschirmung des Detektors unter 127° zum einfallenden Photonenstrahl und einer längeren Meßzeit.

Eine analoge Situation war in ungeraden Kernen der seltenen Erden [Nord00] in den letzten Jahren gelöst worden. Dort zeigten (γ, γ') -Experimente am Stuttgarter DYNAMITRON anfangs der neunziger Jahre ebenfalls nur ca. 50% der $B(M1)$ -Stärke, wie sie für die Scherenmode in den benachbarten geraden Rumpfkernen beobachtet wurde. In einer sensitiveren Messung, kombiniert mit einer Fluktuationsanalyse [NoEn03], konnte die fehlende Stärke nachgewiesen werden.

Hier ist allerdings zu bedenken, daß es sich nur oberflächlich betrachtet um das analoge Problem fehlender Stärke handelt. Die betrachteten Massenregionen sind verschieden und folglich auch die kollektive Anregung, an die das ungepaarte Teilchen koppelt. Die in den deformierten Kernen der seltenen Erden untersuchte Scherenmode ist eine Dipolmode positiver Parität, und tiefliegende $M1$ -Einteilchenanregungen können im Rahmen des Schalenmodells generiert werden. Somit findet man in dieser Massenregion eine Vielzahl auch nichtkollektiver Zustände, die mit dem Scherenmoden 1^+ -Zustand mischen können. Allerdings erlaubt das Schalenmodell keine tiefliegenden $E1$ -Anregungen. Der Grund hierfür ist, daß, abgesehen vom Intruderzustand, alle Unterschalen die gleiche Parität besitzen und der Drehimpulsunterschied der anderen Unterschalen zum Intruderniveau mindestens $\Delta J = 2$ ist. Diese Drehimpulsdifferenz kommt dadurch zustande, daß der Intruder

aus der nächsthöheren Schale mit dem Bahndrehimpuls $L + 1$ kommt, und aufgrund der Spin-Bahnwechselwirkung der Zustand mit der Spinkomponente $S = +1/2$ sein muß, also mit $L + 3/2$. Während der Zustand mit maximalem Bahndrehimpuls L und der Spinkomponente $S = +1/2$ der betrachteten Schale selbst als Intruderzustand in die nächste, tiefliegendere Schale abgesenkt wird, so daß als Zustand mit dem höchsten Drehimpuls nur der Zustand mit $L - 1/2$ bleibt. Die vorhandenen E1-Übergänge müssen also aus einer Ankopplung des ungepaarten Teilchens an eine kollektive Anregung mit negativer Parität hervorgehen. Allerdings sind in dem in Abbildung 1.4 gezeigten Schema nur Anregungen des Typs $[2^+ \otimes 3^-] \otimes J_{GZ}^\pi$, also mit dem Teilchen im Grundzustand berücksichtigt. Da ungerade Kerne normalerweise weitere tiefliegende Einteilchen-, bzw. Einlochzustände besitzen, sind auch Kopplungen des Teilchens in einem angeregten Zustand mit der $[2^+ \otimes 3^-]$ -Zwei-Phononenanregung im untersuchten Energiebereich möglich. Desweiteren werden die gekoppelten Zustände, sofern sie gleichen Drehimpuls und Parität besitzen, miteinander mischen. Dies führt zu Änderungen sowohl in der Anregungsenergie als auch der Stärke der Übergänge und ist ohne Kenntnis des Mischungsmatrixelements nicht abschätzbar. Man sieht, daß selbst im simplen Fall der schwachen Kopplung eine quantitative Rechnung sehr schwierig ist.

Neben den bereits erwähnten experimentellen Befunden existiert eine Messung an ^{133}Cs [BeBe97], die verglichen mit dem stabilen Nachbarkern ^{134}Ba wiederum nur 50% der erwarteten E1-Stärke lieferte. Für ^{137}Ba existieren zwei Messungen verschiedener Endpunktsenergien [Sche00, Garr01]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Mittelung der Ergebnisse beider Arbeiten durchgeführt. Dieses Isotop mit einem Neutronenloch unterhalb des $N=82$ -Schalenabschlusses zeigte wiederum nur 50% der im Rumpfkern ^{138}Ba beobachteten B(E1)-Stärke, wofür allerdings experimentelle Gründe ins Feld geführt werden können. Die Endpunktsenergie der Hochenergiemessung lag mit $E_0 = 4.1$ MeV nur wenig über der Anregungsenergie des $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zustands in ^{138}Ba ($E(1^-) = 4026$ keV) [AnKo01], so daß eventuell höher liegende Fragmente nicht gemessen werden konnten. Um den Datensatz der mit (γ, γ') -Experimenten vermessenen ungeraden Kerne im Bereich der $N = 82$ -Isotone sowie der Bariumisotopenkette zu vervollständigen, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Messung mit einer Endpunktsenergie von $E_0 = 4.1$ MeV an ^{135}Ba durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Messung wurden mit den Ergebnissen einer Messung bei einer Endpunktsenergie von $E_0 = 2.5$ MeV [Garr01] kombiniert.

Neben den Ansätzen im GCM liefert das Interacting Boson-Fermion Model (IBFM) [IaSc79, IaIs91] einen weiteren Ansatz zur theoretischen Beschreibung der Ankopplung eines ungepaarten Teilchens an kollektive Zustände. Allerdings ist das IBFM – wie schon das IBM – nahe abgeschlossener Scha-

len nur bedingt aussagekräftig, da dort die Bosonenzahl mindestens einer Nukleonensorte gegen Null geht.

Erfolgreicher erwies sich zur Beschreibung von ungeraden Kernen auf bzw. nahe magischer Schalen das QPM [VdVo85, GaSt88]. Mithilfe von QPM-Rechnungen konnte Ponomarev sowohl für ^{117}Sn [PoBr99] und ^{115}In [NePo95] die experimentell beobachtete Verteilung der E1-Stärke qualitativ gut reproduzieren. Für den in dieser Arbeit behandelten Kern ^{137}Ba wurden QPM-Rechnungen [Tson02, ScGa04] durchgeführt. Die Resultate dieser Rechnungen werden in dieser Arbeit den experimentellen Ergebnissen gegenübergestellt und diskutiert.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Zustände gemischter Symmetrie im IBM

Im Interacting Boson Model (IBM) [ArIa75, IaAr87] ist die Grundannahme, daß jeweils zwei gleichartige Valenznukleonen zu einem Paar koppeln und ein Boson bilden. Dieses kann je nach Drehimpuls und Parität des Valenznukleonenpaares klassifiziert werden. Ein s-Boson besitzt den Drehimpuls und Parität $J^\pi = 0^+$, ein d-Boson $J^\pi = 2^+$ und ein f-Boson $J^\pi = 3^-$. Unterscheidet man Protonen- (π) und Neutronenbosonen (ν), so erhält man 26 Bosonerzeugungs- und 26 Bosonvernichtungsoperatoren der Form:

$$\hat{b}_{\rho lm}^+; \hat{b}_{\rho lm} \quad (2.1)$$

mit $\rho = \pi, \nu$; $l = 0, 2, 3$; $m = 0, \pm 1, \dots, \pm l$. Diese erfüllen die Standardbosonenvertauschungsrelationen:

$$[\hat{b}_{\rho lm}, \hat{b}_{\rho' l' m'}^+] = \delta_{\rho\rho'} \delta_{ll'} \delta_{mm'}. \quad (2.2)$$

Mit den Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren kann man bilineare Kombinationen der Form:

$$\hat{b}_{\rho lm}^+ \hat{b}_{\rho' l' m'} \quad (2.3)$$

bilden. Diese bilinearen Kombinationen generieren eine Lie-Algebra (im Fall des sdf-IBM-2 der Form: $U_\pi(13) \otimes U_\nu(13)$).

Die Teilchenzahloperatoren $\hat{N}_{\rho l} = (\hat{b}_{\rho l}^+ \cdot \tilde{\hat{b}}_{\rho l})$ als Erhaltungsgrößen spielen hierbei eine wichtige Rolle. Der Punkt steht für das Skalarprodukt und $\tilde{\hat{b}}_{\rho lm} = (-1)^{l-m} \hat{b}_{\rho l, -m}$.

Die Gesamtbosonenzahl ergibt sich zu:

$$\hat{N} = \hat{N}_\pi + \hat{N}_\nu = \hat{n}_{s\pi} + \hat{n}_{d\pi} + \hat{n}_{f\pi} + \hat{n}_{s\nu} + \hat{n}_{d\nu} + \hat{n}_{f\nu}. \quad (2.4)$$

\hat{N} ist ein Casimir-Operator, d. h. er vertauscht mit allen anderen Operatoren der Gruppe. Folglich ist die Gesamtteilchenzahl N eine Erhaltungsgröße.

Analog zum Isospin der Protonen und Neutronen läßt sich der sogenannte F-Spin [ArOt77] einführen. Dieser überträgt den Isospinformalismus auf die Bosonen der jeweiligen Teilchensorte. Die z-Komponente des Protonbosons wird als positiv definiert ($F_z(\pi) = 1/2$) und die des Neutronbosons als negativ ($F_z(\nu) = -1/2$). Die maximale z-Komponente des F-Spins ergibt sich somit zu:

$$F_z = \frac{N_\pi - N_\nu}{2}. \quad (2.5)$$

Zustände mit maximaler z-Komponente $F_{z_{max}}$ sind total symmetrisch. Zustände mit $F_z < F_{z_{max}}$ werden gemischt symmetrische Zustände genannt. Sie verhalten sich beim Vertauschen der Teilchensorte nicht invariant, sind folglich isovektorieller Natur.

Die $U_{\pi\nu}(13)$ -Symmetrie kann zerlegt werden in einen $U_{\pi\nu}(6)$ Anteil, der die s- und d-Bosonen enthält, und einen $U_{\pi\nu}(7)$ Anteil der f-Bosonen. Im weiteren soll vorerst nur der $U_{\pi\nu}(6)$ Anteil mit einer Teilchensorte betrachtet werden, da auch im sd-IBM-1 die wesentliche Physik des IBM gut zutage tritt, und die Erweiterungen hier die Darstellung unnötig kompliziert machen würde.

Ausgangspunkt des sd-IBM-1 ist eine $U(6) = U_s(1) \otimes U_d(5)$ Lie-Algebra. Diese kann in Untergruppen zerlegt werden. Die physikalische Randbedingung ist, daß die Gruppenkette eine den Drehimpuls repräsentierende $O(3)$ -Gruppe beinhaltet. Diese Randbedingung läßt drei verschiedene Gruppenketten zu, wovon jede einer dynamischen Symmetrie entspricht.

Die dynamischen Symmetrien, welche sich nach dem ersten Zerlegungsschritt ergeben, besitzen für eine gegen unendlich gehende Bosonenzahl Analogien im Geometrischen Kollektiven Modell GCM. Die $U(5)$ -Symmetrie entspricht dem sphärischen Vibrator, die $SU(3)$ -Symmetrie dem axialsymmetrischen Rotor und die $O(6)$ -Symmetrie einem γ -weichen Kern. In der Nähe der $N = 82$ -Isotone (siehe Abbildung 1.1) finden sich Realisierungen dieser drei Limits.

$$\begin{array}{cccccc}
& \supset & \text{U}(5) & \supset & \text{O}(5) & \supset & \text{O}(3) & \supset & \text{O}(2) \\
& & n_d & & \nu & & n_{\Delta}, L & & M_L \\
\text{U}(6) & \supset & \text{SU}(3) & & & \supset & \text{O}(3) & \supset & \text{O}(2) \\
[N] & & \lambda, \mu & & & & K', L & & M_L \\
& \supset & \text{O}(6) & \supset & \text{O}(5) & \supset & \text{O}(3) & \supset & \text{O}(2) \\
& & \sigma & & \tau & & \nu_{\Delta}, L & & M_L
\end{array}$$

Tab. 2.1: Untergruppenzerlegung der unitären Gruppe U(6) im IBM-1 (siehe Text). Die unterhalb der Gruppen angegebenen Größen bezeichnen deren jeweilige Quantenzahlen.

Der sd-IBM-1 Hamiltonoperator in seiner Multipolform ist:

$$\begin{aligned}
\hat{H} = & E_0 + \epsilon \hat{n}_d + a_0 (\hat{P}^\dagger \cdot \hat{P}) + a_1 (\hat{L} \cdot \hat{L}) + a_2 (\hat{Q}^x \cdot \hat{Q}^x) \\
& + a_3 (\hat{T}^{(3)} \cdot \hat{T}^{(3)}) + a_4 (\hat{T}^{(4)} \cdot \hat{T}^{(4)})
\end{aligned} \tag{2.6}$$

mit:

$$\begin{aligned}
\hat{n}_d &= (d^\dagger \cdot \tilde{d}) && \text{d-Bosonenzahloperator} \\
\hat{P} &= \frac{1}{2} (\tilde{d} \cdot \tilde{d} - s \cdot s) && \text{Pairing-Operator} \\
\hat{L} &= \sqrt{10} [d^\dagger \tilde{d}]^{(1)} && \text{Drehimpulsoperator} \\
\hat{Q}^x &= [d^\dagger s + \tilde{d} s^\dagger]^{(2)} + \chi [d^\dagger \tilde{d}]^{(2)} && \text{Quadrupoloperator} \\
\hat{T}^\lambda &= [d^\dagger \tilde{d}]^{(\lambda)} \text{ für } \lambda = 3, 4 && \text{Oktupol- bzw. Hexadekupoloperator.}
\end{aligned}$$

Die Produkte innerhalb der eckigen Klammern bezeichnen das Tensorprodukt zweier Tensoren vom Rang k, k' .

Eine analytische Lösung des Eigenwertproblems

$$\hat{H}|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle \tag{2.7}$$

mit dem Hamiltonoperator aus Gleichung (2.6) ist nur in den drei Limits der dynamischen Symmetrien [IaAr87] möglich. Dort ist die Lösung allerdings relativ einfach, da sich für jede Symmetrie Erhaltungsgrößen ergeben, die wiederum einen Casimiroperator besitzen.

Mit dem E2-Übergangoperator

$$\hat{T}(E2) = q_{eff}([d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}]^{(2)} + \chi_{E2}[d^\dagger \tilde{d}]^{(2)}) \quad (2.8)$$

kann mit wenigen Parametern das tiefliegende Termschema der symmetrischen Zustände positiver Parität innerhalb der Limits gut beschrieben werden. Zu beachten ist, daß das χ im Quadrupoloperator nicht unbedingt mit dem χ_{E2} des E2-Übergangoperators übereinstimmt, was der physikalischen Intuition widerspricht. Sind beide χ identisch, so bewegt man sich im Consistent Q Formalismus (CQF) [CaWa93].

Die Beschreibung tiefliegender Anregung mit negativer Parität gelingt durch die Einführung von f-Bosonen ($J_f^\pi = 3^-$). Mit dem f-Boson kommt man auf die bereits erwähnte $U(13) = U(1)_s \otimes U(5)_d \otimes U(7)_f$ Symmetrie. Man ist nun in der Lage, eine symmetrische $[2^+ \otimes 3^-]$ -Zwei-Phononenkopplung und somit die niedrigliegende elektrische Dipolanregung einzuführen. Die fünf möglichen Zustände sind symmetrisch und besitzen alle den maximalen F-Spin $F_z = F_{zmax}$.

Der E1-Übergangoperator in seiner einfachsten Variante ergibt sich zu:

$$\hat{T}(E1) = \alpha_\pi \hat{D}_\pi^{(1)} + \alpha_\nu \hat{D}_\nu^{(1)} \quad (2.9)$$

mit

$$\hat{D}_\rho^{(1)} = [d_\rho^\dagger \tilde{f}_\rho + f_\rho^\dagger \tilde{d}_\rho]^{(1)}. \quad (2.10)$$

Allerdings ist dieser Ansatz nicht in der Lage, die experimentell beobachteten E1-Übergangsstärken zu reproduzieren. Um den Rahmen dieser kurzen Einführung nicht zu sprengen, sei an dieser Stelle nur auf weitergehende Literatur und die Zitate darin verwiesen [Piet99, SmPi00].

Im weiteren sollen nun die Zustände mit einem F-Spin von $F < F_{max}$ im Mittelpunkt stehen. Diese Zustände sind nicht mehr gegen die Vertauschung der Teilchensorte invariant. D. h. von nun an muß zwischen Protonen- und Neutronenbosonen unterschieden werden. Von besonderem Interesse sind dabei Zustände mit $F_z = F_{zmax} - 1$. Sie werden als gemischt symmetrische Zustände bezeichnet. Der Einfachheit halber werden wir uns im folgenden wiederum auf das sd-IBM-2 beschränken. Der Hamiltonoperator [Fran00] ist eine Summe der sd-IBM-1 Hamiltonoperatoren aus Gleichung (2.6) \hat{H}_ρ für die jeweilige Teilchensorte ρ und einem Anteil $\hat{V}_{\pi\nu}$, der die Proton-Neutron-Wechselwirkung enthält:

$$\hat{H} = \hat{H}_\pi + \hat{H}_\nu + \hat{V}_{\pi\nu}. \quad (2.11)$$

Die wichtigsten Proton-Neutron-Wechselwirkungen in $\hat{V}_{\pi\nu}$ sind die Quadrupol-Quadrupolwechselwirkung zwischen Protonen- und Neutronenbosonen $\kappa\hat{Q}_{\pi}^{\chi\pi} \cdot \hat{Q}_{\nu}^{\chi\nu}$ und ein Majorana-Operator:

$$\hat{M} = \frac{1}{2}\xi_2[d_{\nu}^{\dagger}s_{\pi}^{\dagger} - d_{\pi}^{\dagger}s_{\nu}^{\dagger}]^{(2)} \cdot [\tilde{d}_{\nu}s_{\pi} - \tilde{d}_{\pi}s_{\nu}]^{(2)} + \sum_{K=1,3} \xi_K[d_{\nu}^{\dagger}d_{\pi}^{\dagger}]^{(K)} \cdot [\tilde{d}_{\pi}\tilde{d}_{\nu}]^{(K)}, \quad (2.12)$$

der nur auf die gemischt symmetrischen Zustände wirkt. Mit der vereinfachenden Annahme $\lambda = \xi_1 = \xi_2 = \xi_3$ ergibt sich der Talmi-Hamiltonoperator [OtAr78]:

$$\hat{H} = \epsilon_{\pi}\hat{n}_{d\pi} + \epsilon_{\nu}\hat{n}_{d\nu} + \kappa\hat{Q}_{\pi}^{\chi\pi} \cdot \hat{Q}_{\nu}^{\chi\nu} + \lambda\hat{M}. \quad (2.13)$$

Die ersten beiden Terme beschreiben analog zum harmonischen Oszillator die Anregungen von Phononen, ϵ_{ρ} ist die Energiedifferenz zwischen einem s_{ρ} -Boson und einem d_{ρ} -Boson.

Interessant für diese Arbeit ist die Kopplung des ersten symmetrischen Quadrupolphonons $|2_1^+\rangle$ und des ersten gemischt symmetrischen Quadrupolphonons $|2_{ms}^+\rangle$. Diese Kopplung besteht aus einem Quintuplett an Zuständen mit den Drehimpulsen $J^{\pi} = 0^+ - 4^+$. Diese Zustände besitzen den F-Spin: $F_z = F_{max} - 1$. Der 1^+ -Zustand als tiefstliegende isovektorielle Dipolmode kann als Scherenmode [BoRi84, KnPi96, PiBe97] identifiziert werden. Der M1-Übergangsoperator ergibt sich als:

$$\hat{T}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}(g_{\pi}L_{\pi,\mu} + g_{\nu}L_{\nu,\mu}). \quad (2.14)$$

Mit dem bisher erläuterten Formalismus ist man in der Lage, sowohl die tiefstliegende elektrische Dipolmode, den $[2^+ \otimes 3^-]_{1-}$ -Zwei-Phonon-Zustand, als auch die tiefstliegende magnetische Dipolmode, die $[2_1^+ \otimes 2_{ms}^+]_{1+-}$ -Scherenmode, zu beschreiben. Man kann mit relativ wenigen Parametern sowohl das Niveauschema (siehe Abbildung 1.3) als auch die zum Quadrat des Matrixelements $|\langle\Psi_f|\hat{T}(\pi\lambda)|\Psi_i\rangle|^2$ proportionalen Übergangsstärken beschreiben.

Die Nachteile des IBM in seinen verschiedenen Varianten sind, daß es abgesehen von der Schalenstruktur die mikroskopischen Eigenschaften des Kerns nicht berücksichtigt. So trifft es keine Aussagen zur mikroskopischen Struktur der Kernanregungen und vernachlässigt das Pauli Prinzip gänzlich. Desweiteren beschreibt es Kerne auf den magischen Schalen nur unzureichend, da die Bosonenzahl einer Nukleonensorte in diesem Fall verschwindet.

Eine Erweiterung des IBM für ungerade Kerne ist das Interacting Boson Fermion Model (IBFM) [IaIs91, IaSc79]. In ihm koppelt man zu den Bosonzuständen des gg-Rumpfkerns das ungepaarte Nukleon. Man hat eine analoge Situation zu dem in der Einleitung erwähnten Modell der schwachen Kopplung [BoMo53] (siehe Abbildung 1.4). Die Grobstruktur ist durch den geraden Rumpfkern gegeben. Die Aufspaltung der Zustände des Rumpfkerns wird durch eine wenig verstandene Boson-Fermionwechselwirkung beschrieben. Für eine detaillierte Einführung sei hier nur auf die Literatur verwiesen.

2.2 Grundzüge des Quasiparticle Phonon Models

Das von Soloviev entwickelte Quasiparticle Phonon Model QPM [Solo76, Solo92] ist in der Lage, die mikroskopische Struktur kollektiver Anregungen aus Quasiteilchenanregungen aufzubauen. Desweiteren gelingt in diesem Modell eine Beschreibung ungerader Kerne ohne die Einführung zusätzlicher freier Parameter.

Als erster Schritt soll der Übergang vom Teilchen- ins Quasiteilchenbild motiviert und vollzogen werden. Mikroskopische Kernmodelle, wie z. B. auch das Schalenmodell, gehen von einer Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung aus, die gemittelt über alle Nukleonen ein selbstkonsistentes Feld bewirkt, in dem sich die Nukleonen unabhängig voneinander bewegen. In den nächsten Schritten werden dann sukzessive weitere Wechselwirkungen berücksichtigt, die das Modell weiter verfeinern.

Im QPM geht man von solch einem selbstkonsistenten Feld aus, in dem bereits die Spin-Bahn-Wechselwirkung enthalten ist. Die sich aus dem Schalenmodell ergebende Niveaufolge der Zustände wird vorausgesetzt. Als weitere Wechselwirkung wird die Paarkraft zwischen zwei gleichartigen Nukleonen berücksichtigt. Experimentelle Evidenzen für die Paarkraft sind sowohl der Massenunterschied zwischen benachbarten gg- und ug-Kernen als auch, daß alle gg-Kerne den Grundzustandsdrehimpuls $J_{GZ}^{\pi} = 0^{+}$ besitzen. Zudem findet man zwischen dem Grundzustand und den ersten nichtkollektiven angeregten Zuständen eine Energielücke von $\Delta=1.5-2$ MeV. Dieser Befund läßt sich mit zwei Effekten erklären. Eine Konfiguration, in der die Drehimpulse zu Null koppeln, hat einen maximalen räumlichen Überlapp der Wellenfunktionen. Dies senkt die 0^{+} -Konfiguration gegenüber den anderen Kopplungen energetisch stark ab. Ferner mischen die 0^{+} -Konfigurationen verschiedener Unterschalen, was die tiefstliegende (die Grundzustandskonfiguration) weiter absenkt und die anderen 0^{+} -Konfigurationen anhebt. Die Mischung bewirkt eine kohärente Überlagerung der Wellenfunktionen. Im Teilchenbild kann man sich die 0^{+} -Konfigurationen so verbildlichen, daß man zwei Teilchen im

gleichen Orbit gegenläufig rotieren läßt. Dabei kann es zu Streuprozessen der beiden Teilchen aneinander kommen. Als Endzustände kommen wegen des Pauli Prinzips nur Zustände oberhalb der Fermienergie μ in Frage, da die tieferliegenden Zustände besetzt sind. Die Teilchenpaare erhalten so eine, wenn auch geringe, Aufenthaltswahrscheinlichkeit in angeregten Zuständen. Dies weicht die Fermikante auf. Im Teilchenbild läßt sich die Paarwechselwirkung schreiben als:

$$\hat{V}_{Paar} = -G \sum_{jj',mm'} \hat{a}_{j'm'}^+ \hat{a}_{j'-m'}^+ \hat{a}_{j-m} \hat{a}_{jm}, \quad (2.15)$$

mit \hat{a}_{jm}^+ , \hat{a}_{jm} als Teilchenerzeugungs-, bzw. Vernichtungsoperatoren und G als Stärkeparameter. Die komplexe Struktur der sich kohärent überlagernden Wellenfunktionen aus mehreren Teilchen-Loch-Paar-Anregungen macht Rechnungen im Teilchenbild schwierig und stellt letztlich die Motivation für die Transformation ins Quasteilchenbild dar.

Die Besetzungswahrscheinlichkeit v_j eines Orbitals j im Teilchenbild ist gegeben durch:

$$v_j = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{1 - \frac{(\epsilon_j - \mu)}{\sqrt{(\epsilon_j - \mu)^2 + \Delta^2}}} \quad (2.16)$$

und die Wahrscheinlichkeit u_j , das Orbital unbesetzt zu finden:

$$u_j = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{1 + \frac{(\epsilon_j - \mu)}{\sqrt{(\epsilon_j - \mu)^2 + \Delta^2}}}, \quad (2.17)$$

wobei μ die Fermienergie und ϵ_j die Einteilchenenergien benennen. ϵ_0 ist reserviert für das der Fermikante am nächsten gelegene Orbital. Zudem muß die Bedingung $v_j^2 + u_j^2 = 1$ erfüllt sein.

Dies führt auf den Zusammenhang:

$$\Delta = G \sum_{ij} u_i v_j, \quad (2.18)$$

welcher die Paarungslücke Δ mit dem Stärkeparameter G der Paarwechselwirkung verbindet.

Wählt man nun anstatt des eigentlichen Grundzustands das Fermi-niveau μ als Bezugssystem, so kann man anstatt der Teilchen-Lochanregungsenergie ohne Paarwechselwirkung ($\epsilon_j - \mu$) die Anregungsenergien mit Paarwechselwirkung als

$$E_j = \sqrt{(\epsilon_i - \mu)^2 + \Delta^2} \quad (2.19)$$

schreiben. E_j ist die Anregungsenergie eines Quasiteilchens (QT). Teilchen und Löcher werden nun durch Quasiteilchen ersetzt. Diese entsprechen teilweise gefüllten Orbitalen. Desweiteren werden Teilchen-Lochanregungen nun durch die Anregung von einem Quasiteilchen und der Vernichtung eines zweiten beschrieben.

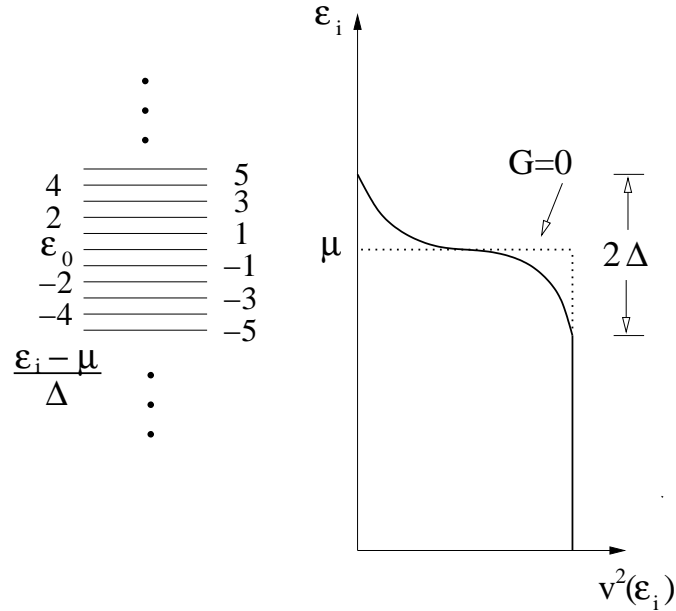


Abb. 2.1: Aufweichen der Fermikante unter dem Einfluß der Paarungswechselwirkung. Der Stärkeparameter G der Paarwechselwirkung dient als Maß für die Aufweicheung der Fermikante. Ohne Paarwechselwirkung ($G=0$) ergäbe sich eine Auffüllung der Niveaus bis zur Fermikante (gestrichelt markierte Kastenverteilung).

Von der Teilchen- zur Quasiteilchenformulierung gelangt man mit der Bogoliubov Transformation:

$$\hat{a}_{jm} = u_j \hat{\alpha}_{jm} + (-1)^{i-m} v_j \hat{\alpha}_{j-m}^\dagger. \quad (2.20)$$

Für die Quasiteilchenerzeugungs- $\hat{\alpha}_{jm}^\dagger$ und Vernichtungsoperatoren $\hat{\alpha}_{jm}$ gelten die Antikommutatorregeln.

Der Quasiteilchenvakuumzustand $|\Phi_0\rangle_{QT}$ ist über die Gleichung

$$\hat{\alpha}_{jm}|\Phi_0\rangle_{QT} = 0 \quad (2.21)$$

definiert und kann durch die Teilchenoperatoren ausgedrückt werden

$$|\Phi_0\rangle_{QT} = \prod_{j,m>0} (u_j + v_j \hat{a}_{jm}^+ \hat{a}_{j-m}^+) |0\rangle. \quad (2.22)$$

Dabei ist $|0\rangle$ der Vakuumzustand in der Teilchenformulierung. Dies verdeutlicht, daß das Quasiteilchenvakuum aus Teilchenzuständen mit den Komponenten $|0\rangle, \hat{a}_{jm}^+ \hat{a}_{j-m}^+, \hat{a}_{j'm'}^+ \hat{a}_{j'-m'}^+, \hat{a}_{jm}^+ \hat{a}_{j-m}^+, \dots$, in denen null, zwei, vier, ... Teilchen vorliegen, besteht. Die Bogoliubov Transformation erhält also nicht die Teilchenzahl. Physikalisch sinnvoll ist es, die mittlere Teilchenzahl festzuhalten.

Die Transformation vom Teilchen- ins Quasiteilchenbild erlaubt es, die Paarwechselwirkung in den Anteil des Hamiltonoperators, der das selbstkonsistente Feld beschreibt, mit einzubeziehen. Das Resultat ist wiederum ein selbstkonsistentes Feld, in welchem sich die Quasiteilchen unabhängig voneinander bewegen.

Im folgenden soll der mikroskopische Aufbau kollektiver Vibrationsanregungen, sogenannter Phononen, diskutiert werden. Mit der Random Phase Approximation (RPA) [Cast00], auf die hier nicht eingegangen werden soll, gelingt es, die kollektiven Anregungen aus Quasiteilchenpaaren aufzubauen. Die Phononenerzeugungsoperatoren \hat{Q}^+ [PoSt98] sind eine Superposition bilinearer Formen der Quasiteilchenenerzeugungs- \hat{a}_{jm}^+ und Vernichtungsoperatoren $\hat{\alpha}_{jm}$:

$$\hat{Q}_{\lambda\mu i}^+ = \frac{1}{2} \sum_{\tau}^{\nu,\pi} \sum_{jj'} \{ \psi_{jj'}^{\lambda i} [\alpha_j^+ \alpha_{j'}^+]_{\lambda\mu} - (-1)^{\lambda-\mu} \phi_{jj'}^{\lambda i} [\alpha_{j'} \alpha_j]_{\lambda-\mu} \}. \quad (2.23)$$

Hierbei koppeln die Quasiteilchen paarweise zum Drehimpuls λ mit der Projektion μ . ψ ist die vorwärtsgerichtete RPA Amplitude und ϕ die rückwärtsgerichtete. Die Amplituden erhält man durch Lösen der Quasiteilchen RPA Gleichungen für die jeweilige Phononmultipolarität. Zudem erhält man dabei die Anregungsenergie $\omega_{\lambda i}$ der Phononen einer Multipolarität. Die Quantenzahl i wird als Root-Quantenzahl bezeichnet. Sie unterscheidet Phononen derselben Multipolarität, aber unterschiedlichen mikroskopischen Aufbaus. Die Phononen sind im unterschiedlichen Grad kollektiv. Das erste Phonon ist rein kollektiver Natur. Die Kollektivität nimmt mit steigender Root-Quantenzahl ab. Energetisch höher liegende Phononen einer Multipo-

larität bestehen letztlich nur noch aus reinen Zwei-Quasiteilchenanregungen (siehe hierzu Tabelle 2.2).

Der Begriff Kollektivität beschreibt das Zusammenspiel verschiedener Zwei-Quasiteilchenkonfigurationen. Dies kann sowohl in Phase als auch in Gegenphase geschehen. Je mehr Komponenten beteiligt sind, desto kollektiver ist das Phonon. Durch das Mischen verschiedener Phononen gleicher Multipolarität werden die tieferliegenden, kollektiveren Phononen in der Energie abgesenkt und können so unter der Paarungslücke auftreten. Dies bedeutet, das ein Zustand aus einer Superposition mehrerer RPA-Phononen besteht.

λ_i^π	ω_{λ_i} [MeV]	Struktur	$B(E\lambda)\uparrow$ [W.u.]
2_1^+	1.700	$4\% \nu[1h_{11/2}2f_{7/2}] + 34\% \pi[2d_{5/2}]^2 + 22\% \pi[1h_{11/2}]^2$ $+ 8\% \pi[2d_{5/2}3s_{1/2}] + 7\% \pi[1g_{7/2}]^2 + 7\% \pi[g_{7/2}2d_{3/2}]$	71.6
2_2^+	2.678	$62\% \pi[d_{5/2}]^2 + 13\% [h_{11/2}]^2 + 10\% [1g_{7/2}2d_{5/2}]$	5.5
2_3^+	2.876	$87\% \pi[1g_{7/2}2d_{5/2}] + 6\% \pi[1h_{11/2}]^2$	1.5
2_4^+	3.146	$87\% \pi[1g_{7/2}]^2 + 10\% \pi[1h_{11/2}]^2$	0.02
3_1^-	1.900	$74\% \pi[2d_{5/2}1h_{11/2}]$	268.8
4_1^+	2.425	$94\% \pi[2d_{5/2}]^2$	53.2
6_1^+	2.767	$98\% \pi[1g_{7/2}2d_{5/2}]$	124.1

Tab. 2.2: Anregungsenergie ω_{λ_i} , Struktur und $B(E\lambda)\uparrow$ Anregungswahrscheinlichkeiten einiger RPA-Phononen von ^{144}Sm . Es sind nur Strukturkomponenten mit einem Anteil vom mehr als 5% aufgeführt. Die Tabelle wurde aus [GrSt94] übernommen.

Die Unterscheidung zwischen Protonen- und Neutronenanregungen in Formel (2.23) ermöglicht es, auch isovektorielle Anregungen zu beschreiben [LoSt00, LoSt02].

Für die Phononenerzeugungs- $\hat{Q}_{\lambda\mu i}^+$ und Vernichtungsoperatoren $\hat{Q}_{\lambda\mu i}$ gelten die Bosonenvertauschungsrelationen:

$$\begin{aligned}
[\hat{Q}_{\lambda\mu i}, \hat{Q}_{\lambda'\mu' i'}^+]_- &= \frac{1}{2} \delta_{\lambda, \lambda'} \delta_{\mu, \mu'} \delta_{i, i'} \sum_{jj'} [\psi_{jj'}^{\lambda i} \psi_{jj'}^{\lambda' i'} - \phi_{jj'}^{\lambda i} \psi_{jj'}^{\lambda' i'}] \\
&- \sum_{jj'j_2}^{mm'm_2} \hat{\alpha}_{jm}^+ \hat{\alpha}_{j'm'} \left\{ \psi_{j'j_2}^{\lambda i} \psi_{jj_2}^{\lambda' i'} C_{j'm'j_2m_2}^{\lambda\mu} C_{jmj_2m_2}^{\lambda'\mu'} \right. \\
&- \left. (-1)^{\lambda+\lambda'+\mu+\mu'} \phi_{j_2}^{\lambda\mu} \phi_{j'j_2}^{\lambda'\mu'} C_{jmj_2m_2}^{\lambda-\mu} C_{j'm'j_2m_2}^{\lambda'-\mu'} \right\}. \tag{2.24}
\end{aligned}$$

$C_{jmj'm'}^{\lambda\mu}$ sind die Clebsch-Gordon Koeffizienten, die bei der Kopplung zweier Quasiteilchen auftreten. Der erste Summand in Formel (2.24) entspricht der idealen Bosonen-Näherung, während der zweite Summand die fermionische Struktur der Operatoren $\hat{Q}_{\lambda\mu i}$, $\hat{Q}_{\lambda\mu i}^+$ aus Gleichung (2.23) berücksichtigt. Geometrische und algebraische Modelle beinhalten keinen vergleichbaren Term. Beide Modelle betrachten Phononen einer Multipolarität als identisch. Dies ist nach dem Pauli Prinzip nicht möglich, da ein zweites Phonon derselben Multipolarität einen anderen fermionischen Aufbau haben muß. Bei Mehrphononenmultipletts führt dies zu Abweichungen der im Experiment beobachteten Anregungsenergien von der Annahme einer harmonischen Kopplung bei der Summenenergie der einzelnen Phononen. Dieses Verhalten wird als Blocking Effekt bezeichnet. Desweiteren ermöglicht der zweite Summand die Antisymmetrisierung der Wellenfunktionen $\Psi_\nu(JM)$.

Die Wellenfunktionen der angeregten Zustände für gg-Kerne ergeben sich als:

$$\begin{aligned}
 \Psi_\nu(JM) = & \left\{ \sum_i R_i(J\nu) \hat{Q}_{JM i}^+ \right. \\
 & + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} P_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(J\nu) [\hat{Q}_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ \times \hat{Q}_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} \\
 & + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2 \\ \lambda_3 i_3}} T_{\lambda_3 i_3}^{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}(J\nu) [[\hat{Q}_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ \times \hat{Q}_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{IK} \times \hat{Q}_{\lambda_3 \mu_3 i_3}^+]_{JM} \\
 & + \dots \left. \right\} \Psi_0.
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

Die Notation $[\hat{O}_1 \times \hat{O}_2]_{JM}$ steht für die Kopplung der Phononen zum Drehimpuls J mit der Projektion M . Ψ_0 bezeichnet das Phononenvakuum, für das gelten muß: $\hat{Q}_{\lambda\mu i} |\Psi_0\rangle = 0$. Die Wellenfunktionen bilden eine orthonormale Basis der angeregten Zustände mit den Drehimpulsen J und der Projektion M . Die Amplituden R , P und T sind hierbei unbestimmt. Sie können mit der Normierungsbedingung $\langle \Psi_\nu | \Psi_\nu \rangle = 1$ berechnet werden.

Für die Wechselwirkung mit externen elektromagnetischen Feldern hat die fermionische Struktur die Konsequenz, daß der Übergangsoperator in zwei Anteile $\hat{M}(\pi\lambda\mu) = \hat{M}(\pi\lambda\mu)^{ph} + \hat{M}(\pi\lambda\mu)^{bf}$ zerfällt. Der erste Term:

$$\hat{M}(\pi\lambda\mu)^{ph} = \frac{1}{2\sqrt{2\lambda+1}} \sum_{ijj'} \langle j | \hat{O}(\pi\lambda) | j' \rangle u_{jj'}^{(\pm)} (\psi_{jj'}^{\lambda i} + \phi_{jj'}^{\lambda i}) [\hat{Q}_{\lambda\mu i}^+ + (-1)^{\lambda-\mu} \hat{Q}_{\lambda-\mu i}] \tag{2.26}$$

beschreibt den Austausch eines Phonons.

Der zweite Term:

$$\hat{M}(\pi\lambda\mu)^{bf} = \frac{1}{\sqrt{2\lambda+1}} \sum_{jj'} \langle j | \hat{O}(\pi\lambda) | j' \rangle v_{jj'}^{(\pm)} [\hat{a}_j^+ \otimes \hat{a}_{j'}]_{\lambda\mu} \quad (2.27)$$

ist der sogenannte bosonenverbotene Teil [PoSt98]. Die Faktoren $u_{jj'}^{(\pm)}$ und $v_{jj'}^{(\pm)}$ sind durch die Bogoliubov Transformation (Gleichung (2.20)):

$$\begin{aligned} u_{jj'}^{(\pm)} &= u_j v_{j'} \pm v_j u_{j'}, \\ v_{jj'}^{(\pm)} &= u_j u_{j'} \pm v_j v_{j'} \end{aligned} \quad (2.28)$$

festgelegt und renormieren das Einteilchenmatrixelement $\langle j | \hat{O}(\pi\lambda) | j' \rangle$. Der zweite Teil des Übergangoperators $\hat{M}(\pi\lambda\mu)^{bf}$ sorgt dafür, daß im QPM auch Mehrphononübergänge, die im GCM bzw. im IBM aufgrund der Auswahlregel $\Delta N_{Phonon} = 1$ verboten sind, beschrieben werden. Ferner können Übergänge, die im idealen Bosonenbild eine Multipolarität besitzen, die dem Drehimpuls des erzeugten bzw. vernichteten Bosons entspricht, auch Beimischungen einer niedrigeren Multipolarität haben. Beispiele hierfür sind die experimentell beobachteten E1-Übergänge: $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_{1-} \rightarrow GZ$ und $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_{1-} \rightarrow 2_1^+$.

Eine weitere wichtige Konsequenz von QPM-Rechnungen an gg-Kernen ist, daß, um die im Experiment beobachtete energetische Lage einer n-Phononenanregung zu beschreiben, auch die Phononenanregung nächsthöherer Ordnung (n+1) miteinbezogen werden muß. Das Zustandsmischen verschiebt die tieferliegende Anregung zu niedrigeren Energien. Zudem kann das Zustandsmischen auch eine Fragmentation der Übergangsstärke in mehrere Übergänge bewirken. Dies sollte in nichtmagischen Kernen stärker als in magischen Kernen der Fall sein, da bei diesen sowohl die Energie der Phononen niedriger und somit die Energiedifferenz der n-Phononen- und n+1-Phononenanregungen geringer ist, als auch deren Kollektivität höher, und somit der wahrscheinliche Überlapp der Wellenfunktionen größer ist.

Um die experimentellen Werte der Übergangswahrscheinlichkeiten für elektrische Dipolübergänge zu reproduzieren, erwies es sich als notwendig, eine effektive Ladung

$$e_{eff}^{E1} = -\frac{1}{2} \left(\tau_z - \frac{N-Z}{A} \right) (1 + \chi_{pol}) \quad (2.29)$$

einzuführen. Der Polarisationsparameter χ_{pol} kann für schwere Kerne im statischen Fall mit $\chi_{pol} \sim 0.7$ angenommen werden [Hama73, Hama93]. Im

dynamischen Fall läßt sich der $(1 + \chi_{pol})$ -Faktor durch die Berücksichtigung des niederenergetischen Ausläufers der Dipolriesenresonanz (GDR) ersetzen. Dies kann zu einer dynamischen Polarisierung des Kernes im betrachteten Energiebereich führen. Dieser Effekt wird als Dipol Core Polarisation Effect (DCP) [AnKo01] bezeichnet.

Nachdem wir die Situation in den gg-Kernen nun beleuchtet haben, wollen wir uns den ug-Kernen zuwenden. Hier steht die Frage der Ankopplung eines Quasiteilchens an die kollektiven Zustände [GaSt88, ScGa04] im Mittelpunkt. Die Vertauschungsrelationen von Quasiteilchen- und Phononenoperatoren lauten:

$$\begin{aligned} [\hat{\alpha}_{jm}, \hat{Q}_{\lambda\mu}^+]_- &= \sum_{j'm'} \psi_{jj'}^{\lambda i} C_{jmj'm'}^{\lambda\mu} \hat{\alpha}_{j'm'}^+, \\ [\hat{\alpha}_{jm}^+, \hat{Q}_{\lambda\mu}^+]_- &= (-1)^{\lambda-\mu} \sum_{j'm'} \phi_{jj'}^{\lambda i} C_{jmj'm'}^{\lambda-\mu} \hat{\alpha}_{j'm'}. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Die Wellenfunktionen $\Psi_\nu(JM)$ der angeregten Zustände mit Drehimpuls J und Projektion M für ug-Kerne sind:

$$\begin{aligned} \Psi_\nu(JM) &= C_J^\nu \left\{ \hat{\alpha}_{JM}^+ + \sum_{\lambda ij} D_j^{\lambda i}(J\nu) [\hat{\alpha}_{JM}^+ \hat{Q}_{\lambda\mu}^+]_{JM} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} F_{jI}^{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}(J\nu) [\hat{\alpha}_{JM}^+ [\hat{Q}_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ \hat{Q}_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{IM_1}]_{JM} + \dots \right\} \Psi_0. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Als Grundzustandswellenfunktion $\Psi_0(JM)$ wird die des gg-Rumpfkerns verwendet. Die Amplituden C_J^ν , $D_j^{\lambda i}(J\nu)$ und $F_{jI}^{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}(J\nu)$ werden über die Normierungsbedingung festgelegt. Die Wellenfunktion $\Psi_\nu(JM)$ enthält Quasiteilchen-, Quasiteilchen \otimes Phonon-, Quasiteilchen \otimes Zwei-Phonon-Anteile und, sofern möglich, Anteile höherer Ordnungen.

Vergleicht man die Wellenfunktionen aus Gleichung (2.31) mit denen der gg-Kerne aus Gleichung (2.25), so ist offensichtlich, daß das Quasiteilchen jeweils an die kollektiven Zustände des gg-Rumpfkernes gekoppelt wird. Analog zum Modell der schwachen Kopplung (siehe Einführung) spielt das Quasiteilchen die Rolle eines Zuschauers, der sich an die kollektiven Anregungen des gg-Rumpfkerns koppelt und sie in die nach den Regeln der Drehimpulskopplung möglichen Zustände aufspaltet. Zudem zeigt der Vergleich beider Wellenfunktionen, daß im QPM für die Beschreibung eines ug-Kernes keine weiteren freien Parameter eingeführt werden müssen.

Es gelang mittels QPM-Rechnungen, sowohl den Energiebereich, die Fragmentierung, als auch die Übergangsstärke einer $[[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen}]$ -Kopplung in den ug-Kernen ^{115}In [NePo95] und ^{117}Sn [PoBr99] im Bereich

des $Z = 50$ -Schalenabschlusses zu reproduzieren. Auch diese Rechnungen zeigten die Notwendigkeit, Kopplungen bestehend aus drei Phononen zu berücksichtigen, um die experimentell beobachtete energetische Lage der Fragmente zu reproduzieren.

2.3 Phasenübergänge im Atomkern

An dieser Stelle wird auf das in den letzten Jahren viel diskutierte Konzept der Phasenübergänge [Cast04, Cast00] im Atomkern eingegangen. Kerne werden klassisch in drei Erscheinungsformen eingeteilt (Vibrator, Rotor, γ -weich). Im Geometrischen Kollektiv Modell (GCM) existieren für jeden Grenzfall eigene Modelle. Im Interacting Boson Model (IBM) ergeben sich die Formen als Limits (siehe Kapitel 2.1) einer $U(6)$ -Symmetrie. Betrachtet man das Verhältnis der Anregungsenergien der ersten beiden Yrastzustände $R_{4/2} = E(4_1^+)/E(2_1^+)$, so erwartet man für die jeweilige Kernform spezifische Verhältnisse. Für Vibratoren ist $R_{4/2}=2$, Rotoren $R_{4/2}=10/3$ und γ -weiche Kerne $R_{4/2}=2.5$. Realisierungen dieser Limits finden sich in der Nähe der $N=82$ -Isotone. In Abbildung 1.1 ist $R_{4/2}$ für Kerne in der Umgebung der $N=82$ -Isotone dargestellt. Für den Übergang vom Vibrator zum Rotor vollzieht sich ein Sprung bei den $N=90$ Isotonen. Im Gegensatz dazu verhält sich der Übergang vom Vibrator zu den γ -weichen Kernen kontinuierlich.

Ausgangspunkt einer theoretischen Beschreibung ist der Bohr-Hamiltonian [Bohr52] des GCM:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & -\frac{\hbar^2}{2B} \left\{ \frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 + \frac{1}{\beta^2 \sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} \right. \\ & \left. - \frac{1}{4\beta^2} \sum_{\kappa} \frac{Q_{\kappa}^2}{\sin^2(\gamma - \frac{2}{3}\pi\kappa)} \right\} + V(\beta, \gamma). \end{aligned} \quad (2.32)$$

Der Parameter β beschreibt eine Elongation des Kernes entlang seiner Symmetrieachse und der Parameter γ eine Verformung hin zu einer triaxialen Gestalt. Durch die Variation der Potentiale läßt sich die jeweilige Kernform reproduzieren. Der Übergang Vibrator zu γ -weich ($IBM : U(5) \Rightarrow O(6)$) mit:

$$V(\beta) = \frac{1}{2}(1 - \eta)\beta^2 + \frac{\eta}{4}(1 - \beta^2)^2 \quad (2.33)$$

und der Übergang Vibrator zu Rotor ($IBM : U(5) \Rightarrow SU(3)$) mit:

$$\begin{aligned}
 V(\beta, \gamma) &= \frac{N\beta^2}{1+\beta^2} \left\{ 1 + \frac{5}{4}\zeta \right\} \\
 &- \frac{N(N-1)}{(1+\beta^2)^2} \zeta \left\{ 4\beta^2 + 2\sqrt{2}\beta^3 \cos 3\gamma + \frac{1}{2}\beta^4 \right\}.
 \end{aligned}
 \tag{2.34}$$

N steht hierbei für die Anzahl an Valenzbosonen. Die Parameter η, ζ bestimmen dabei den Verlauf der Potentiale. Sie dienen als Kontrollparameter des betrachteten Phasenübergangs. Die Entwicklung der Potentiale ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Vergleicht man die Potentiale der kritischen Punkte (gepunktet) beider Phasenübergänge, so gibt es den wesentlichen Unterschied, daß für den Übergang vom Vibrator zum γ -weichen Kern jeweils nur eine statische Deformation β_{min} möglich ist. Die Deformation wächst kontinuierlich an. Beim Übergang vom Vibrator zum Rotor besitzt das Potential am kritischen Punkt zwei gleichberechtigte stabile Minima ($\beta_{min} = 0, \beta_{min} > 0$). An diesem Punkt koexistieren die sphärische und axial symmetrisch deformierte Form.

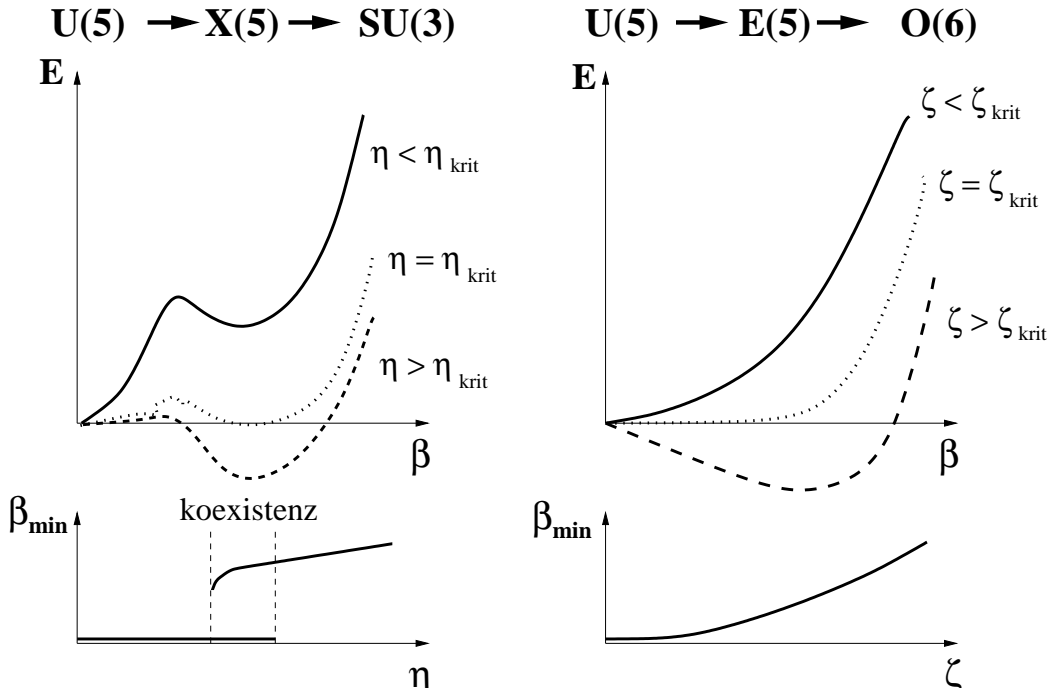


Abb. 2.2: Im oberen Teil der Abbildung sind die bei den Phasenübergängen auftretenden Potentiale dargestellt. Die Potentiale an den kritischen Punkten sind jeweils gestrichelt dargestellt. Im unteren Teil ist die Entwicklung der statischen Deformation β_{min} als Funktion der Kontroll-Parameter η, ζ aufgetragen.

Im unteren Teil von Abbildung 2.2 ist die Entwicklung von β_{min} in Abhängigkeit der beiden Kontroll-Parameter η, ζ dargestellt. Der Übergang vom Vibrator zum γ -weichen Kern ist kontinuierlich. Dieses Verhalten ist typisch für einen Phasenübergang zweiter Ordnung. Im Gegensatz dazu springt beim Vibrator-Rotor-Übergang β_{min} . Es handelt sich hierbei um einen Phasenübergang erster Ordnung. Iachello gelang die analytische Beschreibung der kritischen Punkte mittels neuer Symmetrien. X(5) [Iach01] für den Vibrator-Rotor-Übergang und E(5) [Iach00] für den Vibrator- γ -weich-Übergang. Beide Symmetrien erlauben es, ein Termschema zu erstellen. Dieses ist jeweils bis auf die Skalierung parameterfrei.

	X(5)	^{148}Ce	^{150}Nd	^{152}Sm	^{154}Gd	^{156}Dy
$E(4_1^+)/E(2_1^+)$	2.91	2.86	2.93	3.01	3.01	2.93
$E(0_2^+)/E(2_1^+)$	5.67	4.86	5.18	5.62	5.52	4.90
$E(6_1^+)/E(0_2^+)$	0.96	1.09	1.07	1.03	1.06	1.14

Tab. 2.3: Schlüsselsignaturen des mit der X(5)-Symmetrie gewonnenen Termschemas, verglichen mit Daten der N=90-Isotone [Cast04].

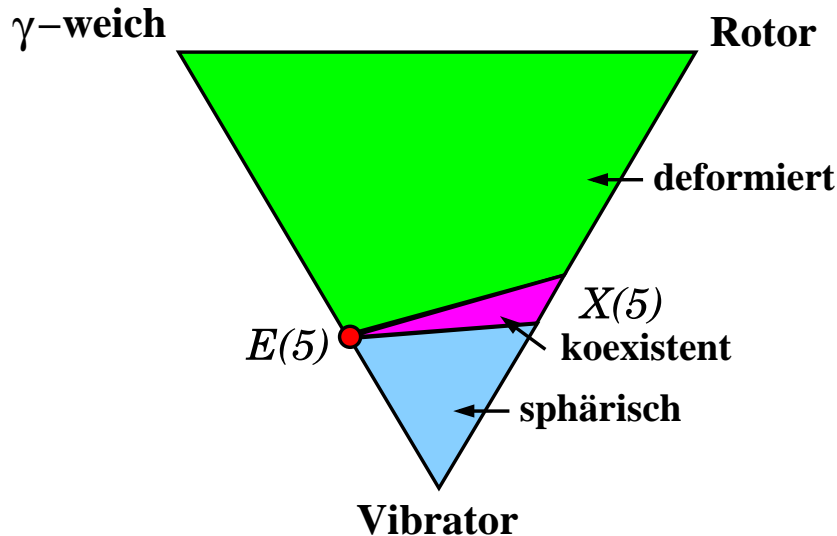


Abb. 2.3: Phasendiagramm, das sich unter Berücksichtigung der kritischen Punktsymmetrien E(5) und X(5) ergibt. X(5) beschreibt einen Phasenübergang erster Ordnung und E(5) einen Phasenübergang zweiter Ordnung.

Kerne, die ein Termschema besitzen, das weitgehend mit dem von der X(5)-Symmetrie vorhergesagten übereinstimmt, finden sich entlang der N=90-Isotone [CaZa01, KrAl02, ToDe04] (siehe hierzu Tabelle 2.3). Die Abweichungen von den theoretischen Werten kommen aus den diskreten Nukleonenzah-

len der Kerne, die nur nährungsweise mit den Kontrollparametern der kritischen Punkte übereinstimmen. So ist z. B. ^{152}Sm , vom kritischen Punkt aus gesehen, zur Rotorseite hin verschoben. Im Termschema von ^{134}Ba [CaZa00] ($E_{4_1^+}/E_{2_1^+} = 2.31, E_{0_2^+}/E_{2_1^+} = 2.91$) sind die vorhergesagten Eigenschaften des Termschemas der $E(5)$ -Symmetrie ($E_{4_1^+}/E_{2_1^+} = 2.20, E_{0_2^+}/E_{2_1^+} = 3.03$) nahezu erfüllt. Die Suche nach weiteren Vertretern der neuen kritischen Punkt Symmetrien ergab weitere Kandidaten [ClCr03, ClCr04] auch in anderen Massenregionen. Ein nach den bisherigen Erkenntnissen erstelltes Phasendiagramm ist Abbildung 2.3 dargestellt.

In Abbildung 2.3 vollzieht sich zwischen den axialsymmetrischen Rotoren und den γ -weichen Kernen kein Phasenübergang. Dieses Problem klärt sich, wenn man zwischen prolat und oblat deformierten Kernen unterscheidet. Im Interacting Boson Model (IBM) werden die Kernformen des GCM durch dynamische Symmetrien beschrieben (siehe Kapitel 2.1). Der sphärische Vibrator besitzt eine $U(5)$ -Gruppenstruktur, der axial symmetrische Rotor eine $SU(3)$ und der γ -weiche Kern eine $O(6)$. Für die Rotoren kann die Unterscheidung zwischen prolatem ($SU(3)$) und oblatem ($\overline{SU(3)}$) Rotor getroffen werden. Betrachtet man diese als Phasen der Kernmaterie, so vollzieht sich ein weiterer Phasenübergang erster Ordnung bei den $O(6)$ -Kernen [JoCa01, JoCe02]. Als freier Parameter dient hierbei das χ des IBM-Quadrupoloperators (siehe Gleichung (2.6)). Der Kontrollparameter χ wird von $-\frac{\sqrt{7}}{2}$ ($SU(3)$) über 0 ($O(6)$) zu $\frac{\sqrt{7}}{2}$ ($\overline{SU(3)}$) variiert. Mit dem sd-IBM-1 Hamiltonian:

$$\hat{H}(N, \eta, \chi) = \eta \hat{n}_d + \frac{\eta - 1}{N} \hat{Q}_\chi \cdot \hat{Q}_\chi, \quad (2.35)$$

ergibt sich das Energiefunktional $E(N, \eta, \chi, \beta, \gamma) = \langle N\beta\gamma | \hat{H}(N, \eta, \chi) | N\beta\gamma \rangle$:

$$\begin{aligned} E(N, \eta, \chi, \beta, \gamma) &= -5(1 - \eta) + \frac{1}{(1 + \beta^2)^2} \left\{ [N\eta - (1 - \eta)(4N + \chi^2 - 8)] \beta^2 \right. \\ &+ 4N(1 - \eta) \sqrt{\frac{2}{7}} \chi \beta^3 \cos 3\gamma \\ &\left. + [N\eta - (1 - \eta) \left(\frac{2N+5}{7} \chi^2 - 4 \right)] \beta^4 \right\}. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Dieses Funktional beschreibt die in Abbildung 1.2 dargestellte Situation. Zwischen den drei Phasen (sphärisch, prolat-, oblat-deformiert) befinden sich Phasenübergänge erster Ordnung, beschrieben mit der $X(5)$ - (sphärisch \Leftrightarrow prolat), $\overline{X(5)}$ - (sphärisch \Leftrightarrow oblat) und $O(6)$ -Symmetrie (prolat \Leftrightarrow oblat). Die $E(5)$ -Symmetrie beschreibt den Triplepunkt, an dem die drei Phasen koexistieren. Dieser Übergang ist von zweiter Ordnung.

Kapitel 3

Experimentelle Grundlagen und Aufbau

Da die Emissions- bzw. Absorptionswahrscheinlichkeit reeller Photonen mit dem Anwachsen des übertragenen Drehimpulses stark absinkt, eignet sich die resonante Streuung reeller Photonen sehr gut, um die in Kapitel 1 und 2 beschriebenen niederenergetischen Dipolanregungen schwerer Kerne zu untersuchen. Die resonante Streuung reeller Photonen wird als Kernresonanzfluoreszenz (KRF) [Metz59, Skor75, BeKn87, KnPi96] bezeichnet. Sie bietet den Vorteil, daß vor allem Dipolübergänge und wesentlich schwächer elektrische Quadrupolübergänge induziert werden. Man hat also eine spinselktive Methode zur Verfügung, bei der nur Zustände mit den Drehimpulsdifferenzen $\Delta J = 1$ und $\Delta J = 2$ zum Grundzustand bevölkert werden. Kombiniert mit hochauflösenden Detektoren bietet die KRF die Möglichkeit, in Energiebereichen und Massenregionen Spektroskopie zu betreiben, in denen die Zustandsdichte derartig hoch ist, daß andere Methoden keine auswertbaren Spektren mehr liefern. Die Anregung aus dem Grundzustand heraus erlaubt bei einem bekannten Photonenfluß die absolute Bestimmung des Streuquerschnitts und somit der Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den beteiligten Zuständen. Diese ist proportional zum Quadrat des Übergangsmatrixelement $|\langle \Psi_f | \hat{O} | \Psi_0 \rangle|^2$, das den Grundzustand $|\Psi_0\rangle$ mit einem angeregten Zustand $|\Psi_f\rangle$ verbindet. Die KRF ist somit ein ausgezeichnetes Testfeld für die Aussagekraft von theoretischen Kernmodellen. Genauer gesagt, da die entsprechenden Operatoren \hat{O} für elektromagnetische Übergänge bekannt sind, eignet sich die KRF hervorragend als direkter Test der beteiligten Wellenfunktionen.

3.1 Physikalische Grundlagen der KRF

Um eine Anregung hervorrufen zu können, müssen Photonen eine Energie besitzen, welche sich aus der Energiedifferenz der beteiligten Zustände und dem Rückstoß, den der Kern bei der Absorption erhält, zusammensetzt. Diese Bedingung kann entweder mit monoenergetischen Photonen der entsprechenden Energie oder mit einem kontinuierlichen Spektrum realisiert werden. Die Methode, die monoenergetische Photonen verwendet, besitzt den Vorteil, daß Übergänge praktisch untergrundfrei vermessen werden können. Allerdings ist für die Erzeugung monoenergetischer Photonen ein hoher technischer Aufwand nötig. Zudem muß die Anregungsenergie des zu untersuchenden Kernzustandes bekannt sein. Hier spielt nun das, auch in den in dieser Arbeit behandelten Experimente verwendete, kontinuierliche Spektrum seine Vorteile aus. Es können simultan die Anregungen in einem großen Energiebereich untersucht werden. Der Nachteil dieser Methode ist ein durch nichtresonante Streuung im Probenmaterial hervorgerufener zu niedrigeren Energien exponentiell ansteigender Untergrund.

Um sich die Stärkeselektivität der Streuung mit reellen Photonen zu verdeutlichen, kann man von der simplen Überlegung ausgehen, daß die angeregten Zustände eine endliche Lebensdauer τ besitzen. Aufgrund der Energie-Zeit-Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$ besitzt dieser Zustand auch eine Breite in der Energie $\Delta E = \Gamma$. Nehmen wir einen kontinuierlichen Photonenfluß mit konstanter Intensität über das komplette Spektrum an, so sollte ein Zustand $|\Psi\rangle$ von einer zu seiner Grundzustandsübergangsbreite Γ_0 proportionalen Anzahl an Photonen angeregt werden. Der Zerfall durch einen Zerfallskanal f zu einem Zustand $|\Psi_f\rangle$ ist proportional zum Verhältnis von dessen partieller Übergangsbreite Γ_f zur totalen Übergangsbreite Γ .

Der Wirkungsquerschnitt für eine derartige Streureaktion wird durch eine Breit-Wigner-Kurve [BrWi36] der Form:

$$\frac{d^2\sigma_f(E)}{d\Omega dE} = \frac{1}{2}\pi\lambda^2 g \frac{\Gamma_0\Gamma_f}{(E - E_{Res})^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} \frac{W(J, J_0, \Theta)}{4\pi} \quad (3.1)$$

mit $\lambda = \frac{\hbar c}{E_\gamma}$ und $g = \frac{2J+1}{2J_0+1}$ beschrieben. Die Winkelkorrelationsfunktion $W(J, J_0, \Theta)$ beschreibt hierbei die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Streuwinkel relativ zu einer Vorzugsachse. Diese ist durch die Richtung des einfallenden Photonenstrahls gegeben. Integriert man nun über den Energiebereich der Resonanz und den Raumwinkel, so erhält man den totalen Streuquerschnitt $I_{S,f}$:

$$I_{S,f} = \pi^2\lambda^2 g\Gamma_0 \frac{\Gamma_f}{\Gamma}. \quad (3.2)$$

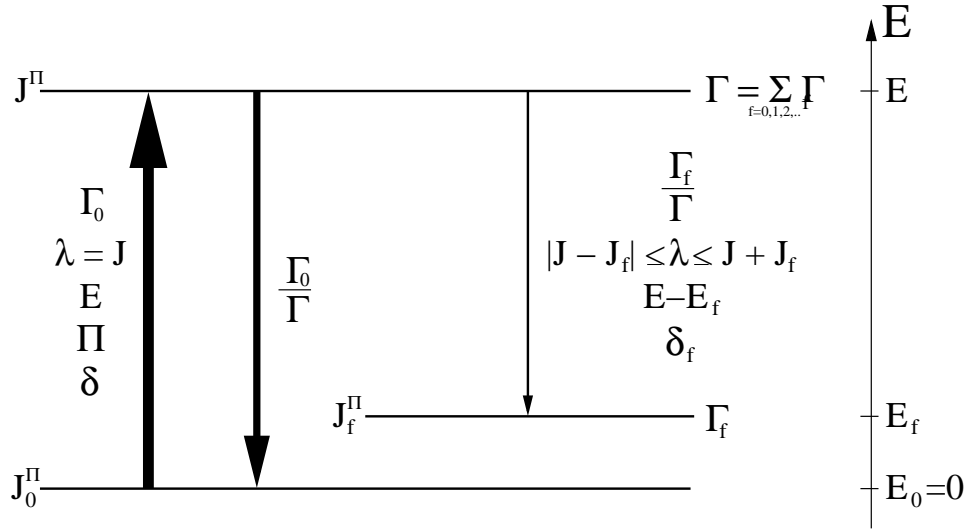


Abb. 3.1: Ein Zustand wird über seine Anregungsenergie E , seinen Drehimpuls J und seine Parität π charakterisiert. Die Anregung erfolgt vom Grundzustand $|\Psi_0\rangle$ aus proportional zu seiner Grundzustandsübergangsbreite Γ_0 . Der Zerfall eines Zustands $|\Psi\rangle$ zu einem energetisch niedrigerliegenden Zustand $|\Psi_f\rangle$ ($f = 0, 1, 2, \dots$) ist gegeben durch seine partielle Zerfallsbreite Γ_f/Γ . Die totale Zerfallsbreite Γ des Zustands ergibt sich als Summe über die partiellen Zerfallsbreiten Γ_f . Die Multipolaritäten (π, λ) der Übergänge ergeben sich nach den bekannten Auswahlregeln. Der Mischungsparameter δ ist ein Maß für die eventuelle Mischung eines magnetischen Dipol- mit einem elektrischen Quadrupolübergang.

Wie in Anhang A.2 gezeigt wird, ist der Streuquerschnitt direkt proportional zu den experimentell ermittelten Peakflächen.

Berücksichtigt man:

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_0} = \frac{I_{S,f}}{I_{S,0}}, \quad (3.3)$$

so ergibt sich Gleichung (3.2) zu:

$$g\Gamma_0 = \frac{1}{\pi^2\lambda^2} \left(1 + \sum_f \frac{I_{S,f}}{I_{S,0}} \right) I_{S,0} \quad f \geq 0. \quad (3.4)$$

Die partielle Grundzustandszerfallsbreite Γ_0 ist mit der reduzierten Übergangsstärke $B(\pi\lambda; J \rightarrow J_0)$ verknüpft:

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_{\pi\lambda} \frac{(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} \frac{(2J_0+1)}{(2J+1)} B(\pi\lambda, J_0 \rightarrow J). \quad (3.5)$$

Mit der Definition der reduzierten Grundzustandsübergangsbreite Γ_0^{red} :

$$\Gamma_0^{red} = \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^{2\lambda+1}} \quad (3.6)$$

ergeben sich für die in der KRF möglichen Übergänge folgende numerische Zusammenhänge:

$$\begin{aligned} E1 : \quad B(E1) \uparrow [10^{-3} e^2 f m^2] &= 0.955 \cdot g \Gamma_0^{red} \quad [meV/MeV^3] \\ M1 : \quad B(M1) \uparrow [\mu_N^2] &= 0.0864 \cdot g \Gamma_0^{red} \quad [meV/MeV^3] \\ E2 : \quad B(E2) \uparrow [e^2 f m^4] &= 1245 \cdot g \Gamma_0^{red} \quad [meV/MeV^5]. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Die in Gleichung (3.1) auftauchende Winkelkorrelationsfunktion $W(J, J_0, \Theta)$ verknüpft die Drehimpulse der an der Kaskade $J_0 \rightarrow J \rightarrow J_f$ beteiligten Zustände mit den aus der Elektrodynamik bekannten Abstrahlungscharakteristiken eines Übergangs der Multipolarität λ .

Für gg-Kerne, die allesamt den Grundzustandsspin $J_0^\pi = 0^+$ besitzen, sind in der KRF für Zerfälle zurück zum Grundzustand nur zwei Winkelkorrelationsfunktionen relativ zur Achse des einfallenden Photonenstrahls möglich:

$$W_{010} = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\Theta) \quad (3.8)$$

$$W_{020} = \frac{5}{4}(1 - 3\cos^2\Theta + 4\cos^4\Theta). \quad (3.9)$$

Wie in Abbildung 3.2 zu sehen ist, unterscheiden sich diese Verteilungen für die Winkel 90° und 127° maximal. Durch Bildung des Verhältnisses der Winkelkorrelationsfunktionen dieser Streuwinkel:

$$\frac{W(90^\circ)}{W(127^\circ)} = \begin{cases} 0.734 & (0 \rightarrow 1 \rightarrow 0) \\ 2.28 & (0 \rightarrow 2 \rightarrow 0) \end{cases} \quad (3.10)$$

kann eine Identifikation des Spins des angeregten Zustands erfolgen.

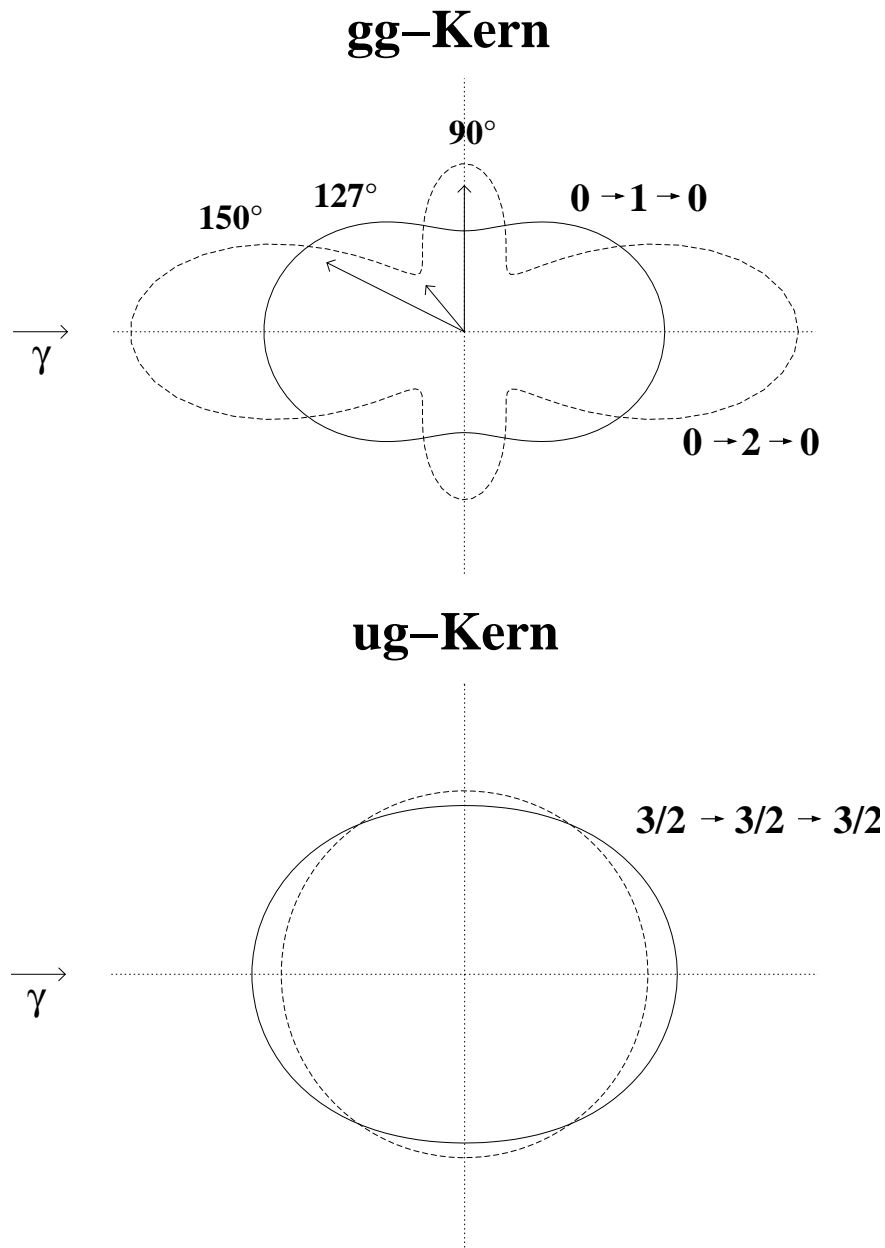


Abb. 3.2: Im oberen Teil sind die beiden in der KRF möglichen Winkelverteilungen eines gg-Kerns dargestellt. Gekennzeichnet sind die Winkel, unter denen in Stuttgarter KRF-Experimenten gemessen wird. Die Vorzugsrichtung ist jeweils durch den einfallenden Photonenstrahl festgelegt. Im unteren Teil ist exemplarisch die Winkelverteilung (durchgezogene Linie) eines Kerns ungerader Massenzahl relativ zur isotropen Abstrahlcharakteristik (gestrichelte Linie) für eine Kaskade mit den Drehimpulsen $\frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$ aufgetragen.

In Kernen mit ungerader Massenzahl ist die Winkelverteilung (siehe Abbildung 3.2) näherungsweise isotrop. Außer für Kaskaden mit dem Grundzustandsdrehimpuls $J_0 = 1/2$ kann im Rahmen der im Experiment auftretenden Fehler ($\approx 10\%$) keine Spinzuordnung getroffen werden.

Übergänge mit gleich ausgerichteter Linearpolarisation können, sofern nicht der maximale Drehimpulsunterschied auftritt, Multipolaritäten mischen. In der KRF ist dies nur für M1- und E2-Übergänge möglich. Nach der Biedenharn-Rose-Konvention [RoBr67] ergibt sich das Mischungsverhältnis δ als Quotient der Übergangsmatrixelemente von Quadrupol- und Dipolübergang:

$$\delta = \frac{\langle \Psi_f | \hat{E}2 | \Psi_i \rangle}{\langle \Psi_f | \hat{M}1 | \Psi_i \rangle}. \quad (3.11)$$

Da in Stuttgarter KRF-Experimenten nur unter drei verschiedenen Winkeln gemessen wird, kann die Winkelverteilung nicht ausreichend gut vermessen werden, um δ zu bestimmen.

Für Zustände, die zusätzlich zum Grundzustandsübergang noch inelastische Zerfälle besitzen, definiert man das Verzweigungsverhältnis R :

$$R = \frac{B(\pi\lambda, J \rightarrow J_f)}{B(\pi\lambda, J \rightarrow J_0)} = \frac{\Gamma_f E_0^3}{\Gamma_0 E_f^3}. \quad (3.12)$$

Handelt es sich beim untersuchten Kern um einen guten Rotor ($E_{4_1^+}/E_{2_1^+} \approx 10/3$), so sind für diesen Kern die Alaga-Regeln [AlAl55] gültig. Das Verzweigungsverhältnis ergibt sich als Quotient der Quadrate zweier Clebsch-Gordon-Koeffizienten:

$$R = \frac{\langle J_i \lambda K_i K_f - K_i | J_i \lambda J_f K_f \rangle^2}{\langle J_i \lambda K_i K_f - K_i | J_i \lambda J_f K_f \rangle^2}. \quad (3.13)$$

Die neu auftauchende Quantenzahl K ist die Projektion des Gesamtdrehimpulses J auf die körpereigene Symmetrieachse des Rotors. Als besonders aussagekräftig ergeben sich bei KRF-Experimenten Zerfälle von Zuständen mit $J = 1$, welche eine Verzweigung zu den ersten angeregten Rotationszuständen mit $J_f = 2^+$ zeigen. Im Spektrum ergibt sich jeweils ein Dublett mit einer Energiedifferenz, die der Anregungsenergie des ersten 2_1^+ -Zustands entspricht. Für nichtgemischte Zustände [ZiBr90b] ergibt sich das Verhältnis der Übergangsstärken mit Gleichung (3.13) zu:

$$R = \frac{B(\pi 1; 1K \rightarrow 2_1^+ 0)}{B(\pi 1; 1K \rightarrow 0_1^+ 0)} = \begin{cases} 2.0 & \Delta K = 0 \\ 0.5 & \Delta K = 1 \end{cases}. \quad (3.14)$$

Bei systematischen Untersuchungen in der Massenregion der seltenen Erden wurde durch die Stuttgarter KRF-Arbeitsgruppe ein empirischer Zusammenhang zwischen K -Quantenzahl und der Parität des angeregten Zustands gefunden. Zuständen mit $K = 1$ wird eine gerade Parität und Zuständen mit $K = 0$ eine ungerade Parität zugeordnet. Modellunabhängige Bestimmungen der Parität können entweder durch den Einsatz von polarisierter γ -Strahlung im Eingangskanal [PiBe02] oder durch Messung der Linearpolarisation der gestreuten Photonen mittels sektorierten Comptonpolarimetern [Mase98] erfolgen. Mit Ausnahme zweier relativ schwacher Übergänge in ^{146}Nd ($E = 3751 \text{ keV}$, $R = 0.5$) [MaHe93] und ^{150}Nd ($E = 2414 \text{ keV}$, $R < 1$) [FrSc92] konnte durch Verwendung von sektorierten Comptonpolarimetern die empirische Regel zur Paritätsbestimmung bestätigt werden. Wie bereits erwähnt, ist bei ungeraden Kernen die Winkelverteilung zu schwach ausgeprägt, so daß als Folge davon die Polarisation der gestreuten Photonen nicht ausreicht, um Paritätszuweisungen treffen zu können.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß mit der KRF jeweils ganze Sätze von Quantenzahlen von Zuständen $\Psi = \Psi(E, J^\pi)$ gewonnen werden:

- geeichtes Spektrum \Rightarrow Anregungsenergie
- Peakfläche \Rightarrow Streuquerschnitt $I_{S,f} \Rightarrow$ Übergangsbreiten Γ_f , reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit $B(\pi\lambda; J_i \Rightarrow J_f)$, Lebensdauer τ
- Winkelverteilungsverhältnis $\frac{W(J, J_0, 90^\circ)}{W(J, J_0, 127^\circ)} \Rightarrow$ Spin J
- Linearpolarisation, Verzweigungsverhältnis $R \Rightarrow$ Parität π , K -Quantenzahl.

3.2 Aufbau und Durchführung

In KRF-Experimenten am Stuttgarter 4.3 MV DYNAMITRON [HaSc75, HaFi79] (siehe Abbildung 3.3) wird ein Bremsstrahlungsspektrum verwendet. Zur Bremsstrahlungserzeugung werden monoenergetische Elektronen auf ein massives sogenanntes Bremsstrahlungstarget geschossen, in welchem sie vollständig abgebremst werden und ihre Energie entweder als Strahlung oder aber als störende Wärme abgeben. Das Bremsstrahlungstarget besteht aus Gold, das aufgrund seiner hohen Kernladungszahl einerseits eine hohe Ausbeute an Bremsstrahlungsquanten und andererseits durch seine gute Wärmeleitfähigkeit einen raschen Abtransport der überschüssigen Wäremenge ermöglicht. Die Abführung der entstandenen Wärme erfolgt über ein Kapillarsystem im Bremstarget, durch das Kühlwasser mit einem

Druck von 50 bar gepumpt wird. Um ein Aufschmelzen des Bremsstrahlungstarget zu vermeiden, darf die darin deponierte Leistung 1 kW nicht überschreiten, was bei einer Energie von 4 MV zu einer Limitierung der verwendbaren Stromstärke auf maximal $250 \mu\text{A}$ führt.

Die Bremsstrahlungsabstrahlung erfolgt mit Dipolcharakteristik. Aufgrund der relativistischen Energien der Elektronen ($E_{e^-} = 4 \text{ MeV} \Rightarrow v_{e^-} \approx 0.99 \cdot c$) werden die "Dipolkeulen" in die Flugrichtung des auftreffenden Elektronenstrahls gekippt. Hinter dem Bremstarget befindet sich ein Strahlhärter aus 3 mm dickem Blei. Er dient dazu, niederenergetische Photonen, insbesondere Röntgenstrahlung, zu unterdrücken. Aus der erzeugten Bremsstrahlung wird mithilfe eines Bohrloches ($\varnothing=10 \text{ mm}$) in einem 1 m dickem Bleikollimator ein Strahl herausgeblendet.

Die Verteilung der Photonen eines Bremsstrahlungsspektrums folgt der Schiff-Formel (siehe Gleichung (A.3) und Abbildung 4.5) [Schi51]. Als freier Parameter der Verteilung dient die Endpunktsenergie E_0 . Diese ist mit der kinetischen Energie E_{e^-} der einfallenden Elektronen identisch. Zur Untergrundsunterdrückung befinden sich das Bremsstrahlungserzeugungstarget und der Messplatz in zwei getrennten Räumen. Die Mauer zwischen den Räumen besteht aus 2 m dickem Schwerbeton.

Die Eichung des Photonenflusses (siehe Anhang A.1.6) erfolgt mit Übergängen von ^{27}Al [PiBa95]. Der Streuquerschnitt der Übergänge des gemessenen Isotops kann, wie in Anhang A.2.2 gezeigt, in Referenz zu den Streuquerschnitten des Aluminiums bestimmt werden. Hierzu wird das Probenmaterial mit dünnen Scheibchen aus Aluminium umgeben. Die Probe selbst besteht aus einigen Gramm eines hochangereicherten Isotops. Dieses Material wird, sofern es pulverförmig ist, zu einer Pille gepresst, die vollständig in den Photonenstrahl eingebracht wird. Ein Nachteil der verwendeten hochangereicherten Isotope ist ihr oft horrender Preis. Dieser wird durch das natürliche Vorkommen des Elements und dem darin enthaltenen Isotopenanteil bestimmt. So belief sich der Wert des im Rahmen dieser Arbeit vermessenen ^{176}Hf auf ca. 250 k\$ für 1.764 g. Da allerdings bei KRF-Experimenten mit Endpunktsenergien unter der Teilchenemissionsschwelle keine Aktivierung des Probenmaterials eintritt, ist es möglich, Targets auch leihweise für einen Bruchteil des Kaufpreises zu bekommen.

Die Energieeichung der γ -Spektren und die Eichung der Detektoreigenschaften (relative Ansprechwahrscheinlichkeit $\epsilon(E)$, Halbwertsbreite $FWHM$, Tailing t , Single- bzw. Double-Escapewahrscheinlichkeit) erfolgt in Stuttgarter KRF-Experimenten mit ^{56}Co [PTB98] als Kalibrierstrahler (siehe Anhang A.1). Dieses Isotop bietet den Vorteil, daß es bis zu einer Energie von 3253 keV eine Vielzahl starker Übergänge bekannter relativer Intensität besitzt und so in einer separaten Messung in kurzer Zeit ($t_{eich} \approx 3 \text{ h}$) eine sichere Eichung über einen weiten Energiebereich ermöglicht.

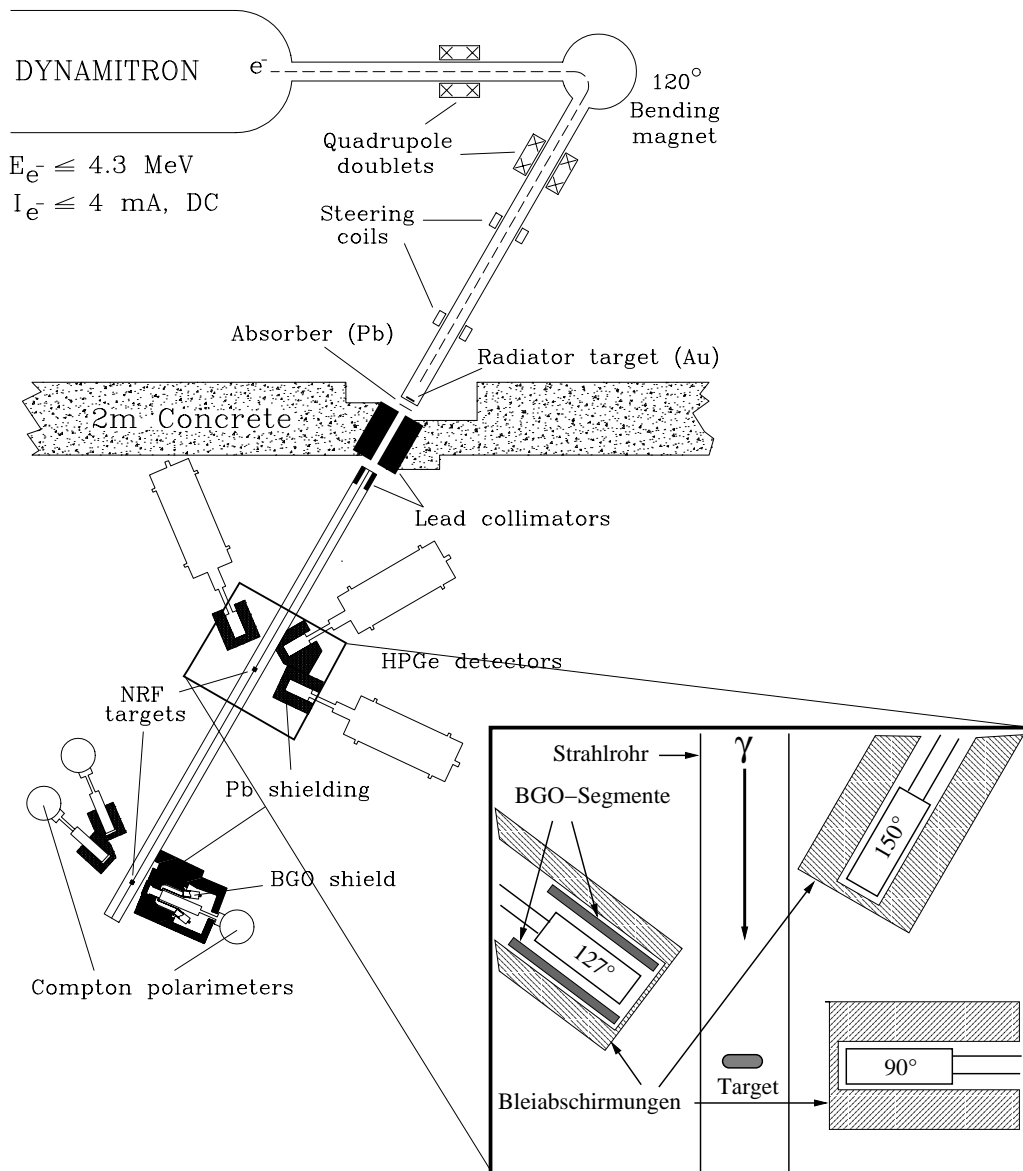


Abb. 3.3: Aufbau der Bremsstrahlungseinrichtung am Stuttgarter Dynamitron Beschleuniger. Der für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente verwendete vordere Meßplatz ist vergrößert dargestellt.

Aufgrund des an der Stuttgarter Bremsstrahlungseinrichtung sehr hohen Photonenflusses (bei $E_0 = 4 \text{ MeV}$ und einer Energie von 3 MeV : 10^9 Photonen pro Sekunde und MeV) ist es möglich, an zwei Aufbauten simultan zu messen. Die Experimente in dieser Arbeit wurden allesamt am vorderen Aufbau durchgeführt. Er besteht aus drei hochreinen Germaniumdetektoren (HPGe) [Knol89].

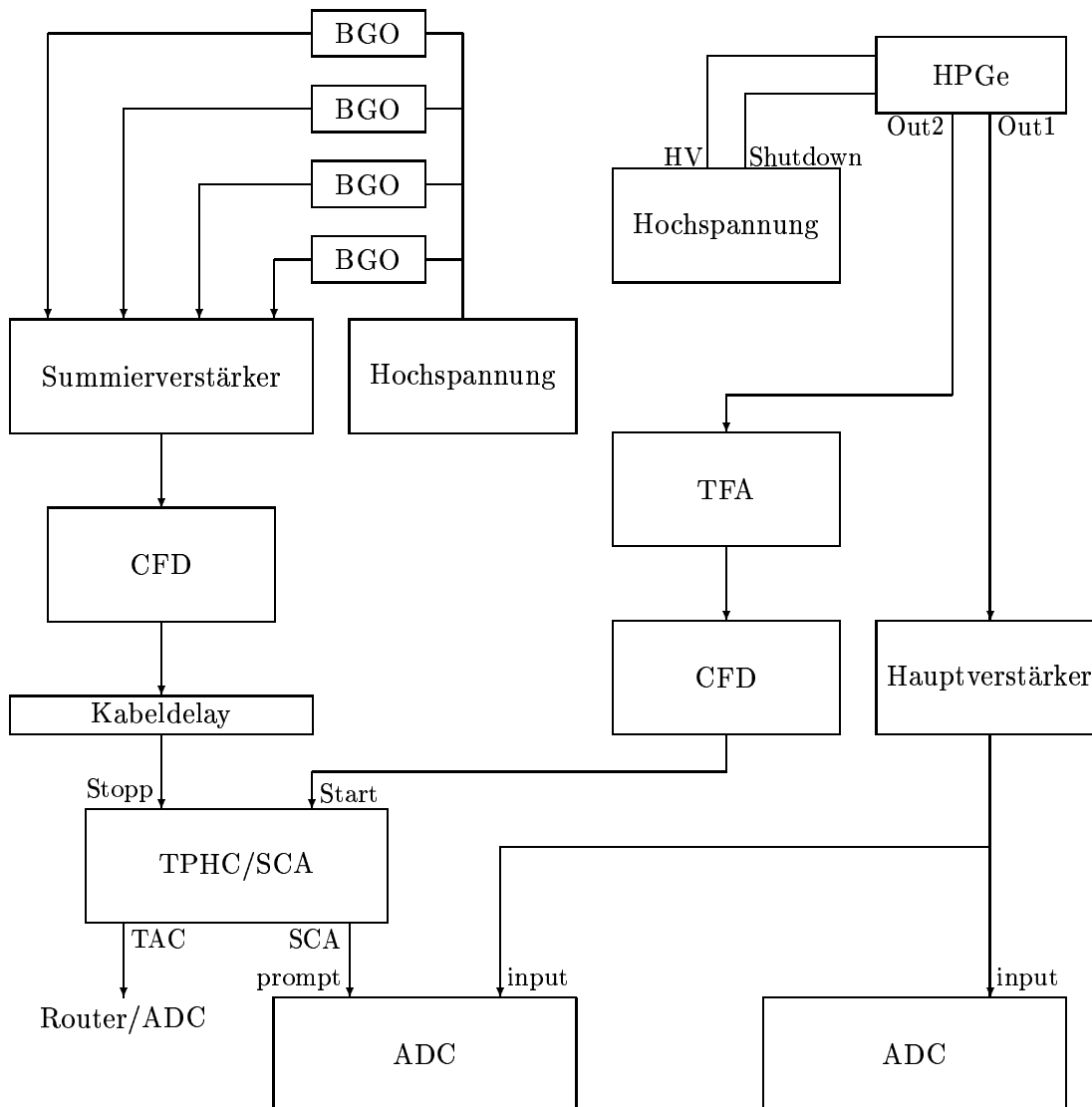


Abb. 3.4: Blockschaltbild der Meßelektronik des mit einer aktiven Anti-comptonabschirmung ausgerüsteten 127° -Detektors. (GeHP:=Reinst Germanium Detektor, BGO:=Wismutgermanatszintillator, TFA:=Time Filtering Amplifier, CFD:=Constant Fraction Discriminator, TPHC:=Time to Pulse Height Converter, ADC:=Analog Digital Wandler)

Die Detektoren besitzen eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 100%, verglichen mit einem Standard $7.6 \text{ cm} \times 7.6 \text{ cm}$ NaI(Tl)-Szintillator¹. Für ein optimales Verhältnis der Winkelkorrelationsfunktionen sind die Detektoren unter Winkeln von 90° , 127° und 150° aufgestellt. Um den niederenergetischen Teil der in der Probe nichtresonant gestreuten Photonen zu unterdrücken und so Pile-up-Ereignisse zu vermeiden, sind vor den Detektoren

¹Im Abstand von 25cm von einer punktförmigen γ -Quelle bei einer Energie von 1.3 MeV

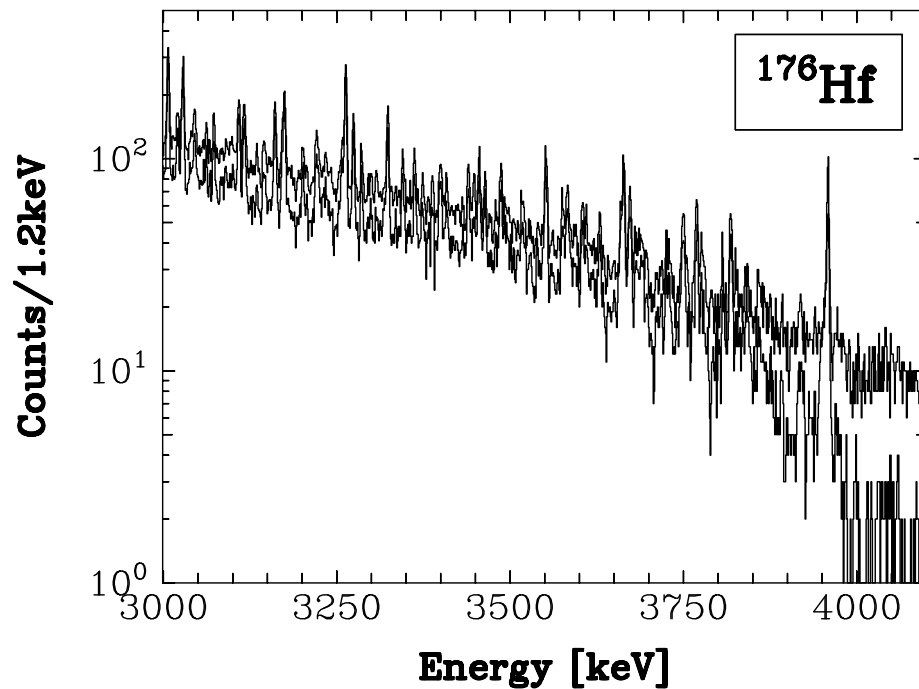


Abb. 3.5: Vergleich eines identischen KRF-Spektrums gemessen unter 127° zum einfallenden Photonenstrahl, mit und ohne aktive Anticomptonabschirmung. Die Abbildung ist mit einem logarithmischen Maßstab versehen. Deutlich zu sehen ist eine Unterdrückung des durch elastische Streuung in der Probe entstandenen Untergrunds mithilfe der aktiven Anticompton-Abschirmung. Oberhalb der Endpunktsenergie von 4.0 MeV tritt eine drastische Reduktion des in diesem Energiebereich aus der kosmischen Höhenstrahlung stammenden Untergrundes auf.

Bleifilter angebracht. Zur weiteren Unterdrückung des Raumuntergrunds sind die Detektoren mit Bleiabschirmungen umgeben. Der Detektor unter 127° ist zusätzlich mit einer aktiven Anticomptonabschirmung ausgestattet. Die aktive Abschirmung besteht aus vier Wismutgermaniumoxidkristallen ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), die um den Detektorkristall angeordnet sind. Sie wird in Antikoinzidenz zum eigentlichen Meßsignal geschaltet und sorgt für eine Unterdrückung des Untergrunds um einen Faktor zwei (siehe Abb. 3.5). Zudem werden Single-Escape-Ereignisse ebenfalls um einen Faktor zwei unterdrückt. Double-Escape-Ereignisse werden im Spektrum praktisch nicht mehr nachgewiesen.

In Abbildung 3.4 ist das elektronische Datenerfassungssystem des 127° Detektors dargestellt. Vom Detektor (HPGe) gehen zwei Meßzweige aus. Der am Ausgang Out 1 startende Zweig ist der Standard Meßzweig. Die Datenaufnahme der Spektren unter 90° und 150° erfolgt mit einer entsprechenden Meßelektronik. Das nach dem Detektorkristall auf maximal 300 mV verstärkte Signal wird durch den Hauptverstärker (Silena Mod. 7618) auf bis

zu 8 V verstärkt. Die Wandlung dieses analogen Signals in eine Binärzahl erfolgt mit einem Analog Digital Converter ADC (Silena Mod. 7423). Die weitere Umsetzung der Meßsignale zu einem Spektrum erfolgt mit einem Vielkanalanalysatorsystem (Target TMCA).

Der Zweig am Ausgang Out2 des 127°-Detektors dient als Startsignal einer Antikoinzidenzschaltung der aktiven Anticomptonabschirmung. Nachdem das Signal durch einen schnellen Verstärker (TFA) nochmals verstärkt wurde, wird es mit einem Constant Fraction Discriminator (CFD) in ein Zeitsignal gewandelt. Dieses startet einen Zeit- zu Pulshöhenwandler (TPHC). Das Stoppsignal bekommt der TPHC durch den Zweig von der aktiven Anticomptonabschirmung. Die von den jeweiligen Segmenten stammenden Signale werden mit einem Summierverstärker gebündelt und verstärkt. Die Wandlung in ein Zeitsignal erfolgt mit einem Constant Fraction Discriminator (CFD). Dieser Zweig wird durch ein Kabeldelay verzögert und schliesslich auf den Stoppeingang des TPHC gegeben. Der verwendete TPHC wird am Ausgang im Einkanalmodus betrieben. Er gibt, sofern die Zeitdifferenz der beiden Signale in einem definierten Fenster liegt, ein digitales Signal an den Veto-eingang eines zweiten Analog-Digital-Wandlers im Zweig des 127°-Detektors. Ein derart Compton-unterdrücktes Spektrum ist in Abbildung 3.5 mit einem nichtunterdrückten Spektrum desselben Detektors verglichen.

Kapitel 4

Datenanalyse und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die experimentell gewonnenen Daten zusammengestellt. Zudem wird auf Besonderheiten der einzelnen Experimente und Auswertungen eingegangen. Die Diskussion der erhaltenen Ergebnisse erfolgt dann in Kapitel 5.

	^{135}Ba	^{137}Ba	^{139}La	^{141}Pr
Endpunktsenergie [MeV]	4.1/2.5	4.1/3.1	4.1	4.1
Meßzeit [h]	146/88	94/105	73	118
Elektronenstrom [μA]	220/320	260/300	200	200
Probenzusammensetzung	BaCO_3	BaCO_3	La_2O_3	Pr_6O_{11}
Targetmasse [g]	3.564	4.317	3.959	2.101
Masse ^{27}Al [g]	1.010	1.013/0.755	1.012	0.505
Anreicherungsgrad [%]	66.3	82.2	99.99	99.99
Verunreinigungen [Isotop(%)]	$^{134}\text{Ba}(8.5)$ $^{136}\text{Ba}(8.9)$ $^{137}\text{Ba}(5.0)$ $^{138}\text{Ba}(11.4)$	$^{138}\text{Ba}(17.5)$		

Tab. 4.1: Strahl- und Probandaten der KRF-Messungen an ^{135}Ba , ^{137}Ba , ^{139}La , ^{141}Pr .

Die physikalischen Grundlagen der Kernresonanzfluoreszenz (KRF) sind in Kapitel 3 erläutert. Der Auswerteformalismus ist in Anhang A beschrieben. Sofern Abweichungen von der normalen Auswertung auftraten, wird in diesem Kapitel kurz dazu Stellung bezogen. Insbesondere, wenn Übergänge nicht eindeutig in ein Termschema eingeordnet werden können, werden die verschiedenen Möglichkeiten anhand der Termschemata erläutert und die möglichen Alternativen in separaten Tabellen angegeben. In KRF-Experimenten ist es gegenwärtig nicht möglich, Kaskaden der inelastischen

Zerfälle zu einem tieferliegenden Zustand und dann weiter zum Grundzustand in Koinzidenz zu beobachten. Da die Übergangswahrscheinlichkeit proportional zu $E_\gamma^{2\lambda+1}$ ist, gehen inelastische Zerfälle bevorzugt zu den tiefstliegenden Zuständen. In den Spektren ist es nicht möglich, den zweiten Zerfall vom tiefliegenden Zustand zum Grundzustand zu beobachten. Der Grund dafür ist, daß diese Energiedifferenz so gering ist, daß diese Übergänge im – zu niedrigen Energien exponentiell ansteigendem (siehe Abb. 4.1) – Untergrund untergehen. Tritt der Fall ein, daß sich mindestens drei gemessene Übergänge jeweils um die Energiedifferenz von Grundzustand und einem tiefliegenden Zustand unterscheiden, so kann nicht mehr eindeutig gesagt werden, ob es sich bei den zwei energetisch tieferliegenden Übergängen um Grundzustands- oder inelastische Zerfälle, oder gar um eine Überlagerung beider handelt. Als Kriterien bleiben die Betrachtung der Energiedifferenzen und der Zerfallsverhältnisse.

Um bei der Auswertung Möglichkeiten ausschließen zu können, wurden jeweils für die Spektren der einzelnen Detektoren die Energiedifferenzen gebildet, und auf den Mittelwert das Kriterium:

$$E_i - (E_f + E_\gamma) \leq 1 \text{ keV} \quad (4.1)$$

angewendet. Dabei bezeichnen E_i die Anregungsenergie des Ausgangszustands, E_f die Anregungsenergie des tiefliegenden Endzustands und E_γ die Übergangsenergie.

Da in der KRF die Übergänge proportional zu $\Gamma_0 \cdot \Gamma_f / \Gamma$ sind (siehe Gleichung (3.2)), ist anzunehmen, daß ein Zustand, der keinen oder nur einen schwachen Grundzustandszerfall zeigt, nicht genügend angeregt werden kann, um einen inelastischen Zerfall zu beobachten. Deshalb wurde für die Verzweigungsverhältnisse (siehe Gleichung (3.12)) als Obergrenze:

$$R \leq 5 \quad (4.2)$$

angenommen.

Der Photonenfluß der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Kerne ^{135}Ba , ^{139}La und ^{141}Pr wurde jeweils mit der Schiff-Formel (siehe Kapitel A.1.6) an die Übergänge von ^{27}Al [PiBa95] bei 2212, 2982 und 3956 keV gefittet. Für den Photonenfluß der beiden Messungen an ^{137}Ba sei an dieser Stelle nur auf die beiden Diplomarbeiten [Sche00, Garr01] verwiesen.

Zur Berechnung des Streuquerschnittes wurde jeweils die Formel (A.6) benutzt. Aufgrund der nahezu isotropen Abstrahlcharakteristik ungerader Kerne wird hierbei die Winkelverteilung $W(J, J_0, \Theta)$ gleich eins gesetzt. Die Berechnung der Folgegrößen $g \cdot \Gamma_0$, $g \cdot \Gamma_0^{red}$, $B(\pi, \lambda)\uparrow$ wurde mit den in Ka-

pitel 3.1 angegebenen Formeln (3.4), (3.6) und (3.7) berechnet. Ist mithilfe der Literatur keine eindeutige Zuordnung des Drehimpulses und der Parität eines beobachteten Überganges möglich, so wird ein Dipolübergang angenommen und für die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit $B(\pi, \lambda) \uparrow$ beide Möglichkeiten angegeben.

4.1 ^{135}Ba

An ^{135}Ba ($J_0^\pi = 3/2^+$) wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Messung mit einer Endpunktsenergie von $E_0 = 4.1$ MeV durchgeführt. Die Resultate wurden mit den Ergebnissen einer Niederenergie-Messung [Garr01] mit einer Endpunktsenergie von $E_0 = 2.5$ MeV kombiniert und in den Tabellen 4.2 und 4.3 aufgelistet. Die Mittelung der Daten erfolgte durch eine fehlergewichtete Mittelung der Streuquerschnitte und anschließender Berechnung der Folgegrößen. Ein Vergleich der in beiden Messungen gewonnenen Spektren ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Für die Niederenergie-Messung ist ein besseres Peak zu Untergrund-Verhältnis offensichtlich.

Sofern aus der Literatur [NDS98a] keine Spin- und Paritätszuordnungen bekannt sind, werden die beobachteten Übergänge als Dipolübergänge betrachtet und in Tabelle 4.2 aufgelistet. Ist allerdings ein beobachteter Zustand in der Literatur als Quadrupolanregung bekannt, so ist er in Tabelle 4.3 aufgeführt. Angegeben sind die Anregungsenergie E_x , der beobachtete Streuquerschnitt I_S^0 , das Produkt des statistischen g-Faktors und der Grundzustandsübergangsbreite $g \cdot \Gamma_0$, das Verzweigungsverhältnis Γ_0/Γ , das Produkt aus g-Faktor und reduzierter Grundzustandsübergangsbreite $g \cdot \Gamma_0^{red}$ und die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(\pi, \lambda) \uparrow$. Ist aus der Literatur der Multipolcharakter des Übergangs bekannt, so ist ausschließlich dieser Wert angegeben.

Wie aus Tabelle 4.1 hervorgeht, enthielt die Probe einen hohen Anteil an anderen Bariumisotopen. Als problematisch erwiesen sich insbesondere die geraden Isotope, deren starke Übergänge das Spektrum dominierten (siehe Abb. 4.1). Da allerdings die Streuquerschnitte der in der Probe enthaltenen anderen Bariumisotope bekannt sind [MaPi96, PiBe98, HeBa95, Sche00, Garr01], konnte auf die zu erwartenden Peakflächen zurückgerechnet und diese direkt bei der Auswertung der Spektren berücksichtigt werden. Der Vergleich der aus früheren KRF-Messungen gewonnenen Daten mit den im Spektrum gemessenen Peakflächen der Übergänge der Verunreinigungen ergab innerhalb der experimentellen Fehler eine gute Übereinstimmung. Dies kann als guter Test für die Qualität des bei der Auswertung verwendeten Photonennflusses angesehen werden.

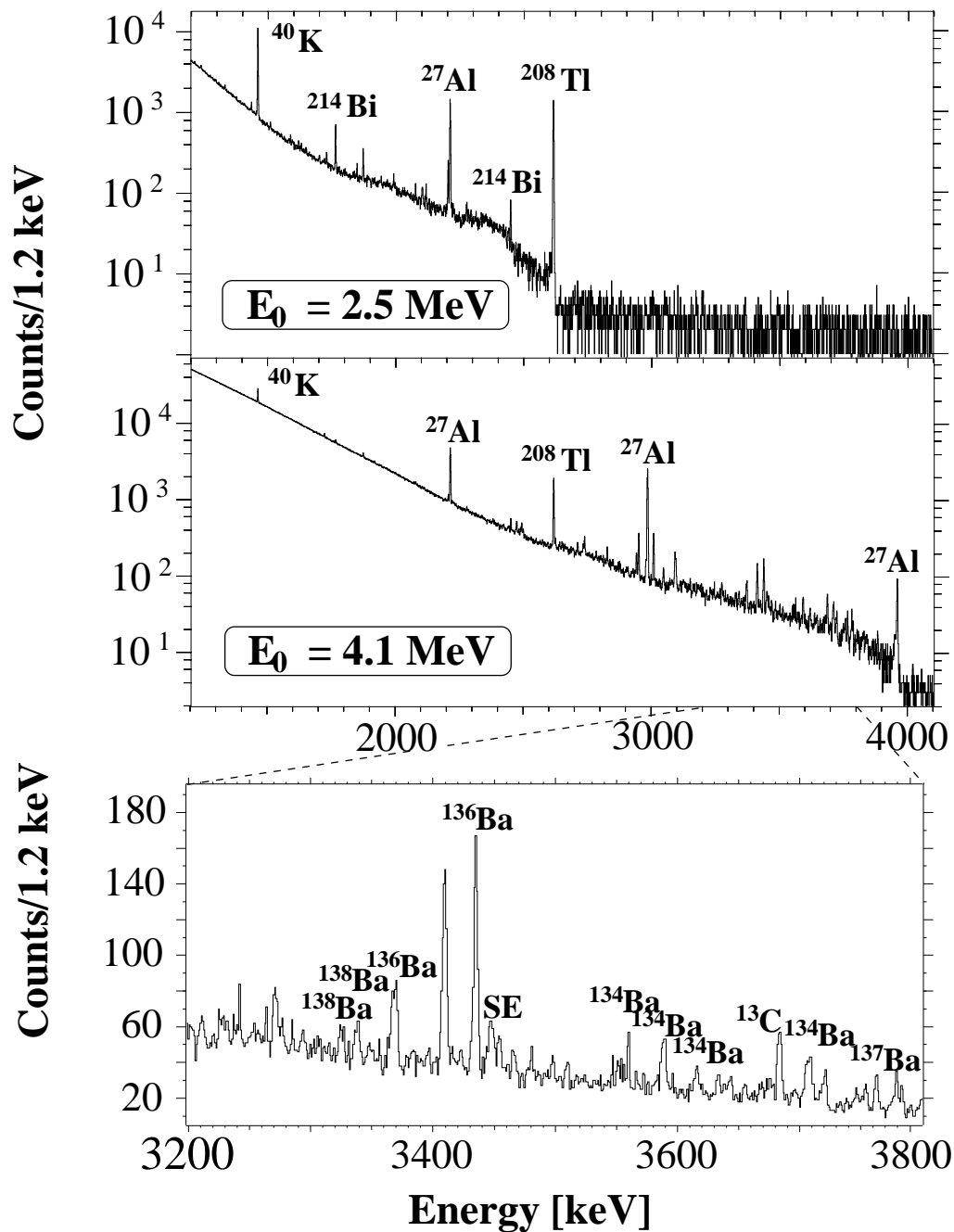


Abb. 4.1: γ -Spektren der beiden Messungen an ^{135}Ba in logarithmischer Darstellung. Um die hervorragende Qualität der Spektren zu verdeutlichen, ist für die Hochenergie-Messung ein Ausschnitt linear dargestellt. Peaks, die aus dem Raumuntergrund, vom Eichisotop ^{27}Al und von Verunreinigungen der Probe mit anderen Isotopen stammen, sind gekennzeichnet.

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	$B(E1)\uparrow$ [10 ⁻³ e ² fm ²]	$B(M1)\uparrow$ [μ_N^2]
980 ^a	9.01(64)	2.78(51)	0.81(9) ^d	2.96(54)		0.255(47)
1214 ^a	1.94(30)	0.92(21)	0.81(6) ^d	0.51(12)	0.49(11)	0.044(10)
1872 ^a	3.54(27)	5.9(16)	0.55(11) ^d	0.89(25)	0.85(24)	0.077(21)
1942 ^b	0.56(15)	2.41(63)	0.23(10) ^d	0.33(9)		0.028(7)
1965 ^a	0.70(17)	2.5(17)	0.28(13) ^d	0.33(23)		0.028(20)
1991 ^b	1.10(18)	4.10(69)	0.28(14) ^d	0.52(9)	0.50(8)	0.045(8)
2077 ^a	1.57(18)	4.5(13)	0.39(7) ^d	0.50(15)	0.48(14)	
2283	0.98(22)	1.33(30)	1	0.11(3)	0.11(2)	0.010(2)
2334	1.25(22)	1.77(32)	1	0.14(3)	0.13(2)	0.012(2)
2420	1.19(21)	1.81(33)	1	0.13(2)	0.12(2)	0.011(2)
2440	1.43(22)	2.22(34)	1	0.15(2)	0.15(2)	0.013(2)
2447 ²	1.79(24)	3.87(84)	0.72(6) ^d	0.26(6)	0.25(6)	0.023(5)
2478	1.28(21)	2.05(33)	1	0.14(2)	0.13(2)	0.012(2)
2485	1.67(23)	2.69(37)	1	0.18(2)	0.17(2)	0.015(2)
2496	1.17(21)	1.90(34)	1	0.12(2)	0.12(2)	0.011(2)
2602 ³	0.95(18)	1.68(32)	1	0.10(2)	0.09(2)	0.008(2)
2621	1.99(23)	3.56(41)	1	0.20(2)	0.19(2)	0.017(2)
2638	1.29(21)	2.33(38)	1	0.13(2)	0.12(2)	0.011(2)
2658	1.08(20)	2.48(93)	0.80(15) ^d	0.13(5)	0.13(5)	0.011(4)
2708 ³	1.18(24)	2.26(45)	1	0.11(2)	0.11(2)	0.010(2)
2710	0.88(22)	10.53(91)	0.16(2)	0.49(5)	0.47(5)	0.043(4)
2730	1.98(24)	6.1(14)	0.63(7) ^d	0.30(7)	0.29(7)	0.026(6)
2781	1.43(21)	2.88(42)	1	0.13(2)	0.13(2)	0.012(2)
2872 ¹	1.38(20)	5.55(68)	0.54(7)	0.23(3)	0.22(3)	0.020(3)
2947	10.48(81)	23.7(18)	1	0.93(7)	0.89(7)	0.080(6)
3092 ¹	4.58(50)	18.3(16)	0.63(6)	0.62(6)	0.59(5)	0.053(5)
3111	1.03(22)	2.60(55)	1	0.09(2)	0.08(2)	0.008(2)
3122	1.05(24)	2.67(61)	1	0.09(2)	0.08(2)	0.008(2)
3126	0.98(22)	8.2(10)	0.31(4)	0.27(3)	0.26(3)	0.023(3)
3148 ²	1.51(23)	7.44(97)	0.52(7)	0.24(3)	0.23(3)	0.021(3)
3163 ⁴	0.60(19)	1.57(50)	1	0.05(2)	0.05(2)	0.004(1)
3182	1.37(21)	3.60(54)	1	0.11(2)	0.11(2)	0.010(2)
3196	1.04(21)	2.76(55)	1	0.09(2)	0.08(2)	0.007(2)
3272 ⁴	2.06(26)	11.6(12)	0.50(5)	0.33(4)	0.32(3)	0.029(3)
3324	0.81(19)	2.32(56)	1	0.06(2)	0.06(2)	0.005(1)
3410 ³	9.43(76)	33.4(24)	0.85(6)	0.84(6)	0.81(6)	0.073(5)
3415	0.91(24)	2.75(73)	1	0.07(2)	0.07(2)	0.006(2)
3422	0.92(21)	2.82(64)	1	0.07(2)	0.07(2)	0.006(1)
3454	1.80(27)	18.3(17)	0.31(3)	0.44(4)	0.42(4)	0.038(3)
3587	0.96(31)	3.2(10)	1	0.07(2)	0.07(2)	0.006(2)
3632	1.06(26)	3.65(91)	1	0.08(2)	0.07(2)	0.007(2)
3656	1.35(28)	10.8(17)	0.44(7)	0.22(4)	0.21(3)	0.019(3)

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	$B(E1)\uparrow$ [$10^{-3}e^2\text{fm}^2$]	$B(M1)\uparrow$ [μ_N^2]
3696	1.25(29)	4.5(10)	1	0.09(2)	0.08(2)	0.008(2)
3708 ³	4.50(50)	29.6(32)	0.54(6)	0.58(6)	0.55(6)	0.050(6)
3720	3.56(42)	12.8(15)	1	0.25(3)	0.24(3)	0.022(3)
3753 ⁴	2.36(43)	8.7(16)	1	0.16(3)	0.16(3)	0.014(3)
3779 ³	3.02(52)	11.2(19)	1	0.21(4)	0.20(3)	0.018(3)
3813	1.87(52)	7.1(20)	1	0.13(4)	0.12(3)	0.011(3)
3881	2.29(47)	9.0(18)	1	0.15(3)	0.15(3)	0.013(3)

Tab. 4.2: Dipolanregungen von ^{135}Ba . Die mit Hochzahlen gekennzeichneten Zustände können auch den in Tabelle 4.4 aufgelisteten alternativen Zerfallsketten zugeordnet werden. Die mit einem hochgestellten Kleinbuchstaben gekennzeichneten Daten wurden: (a) aus den Ergebnissen der Nieder- und Hochenergiemessung gemittelt, (b) nur in der Niederenergiemessung gesehen und (d) aus der Literatur [NDS98a] übernommen.

Als weiteres Problem erwies sich die hohe Zahl an tiefliegenden Zuständen. Das niederenergetische Termschema von ^{135}Ba ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

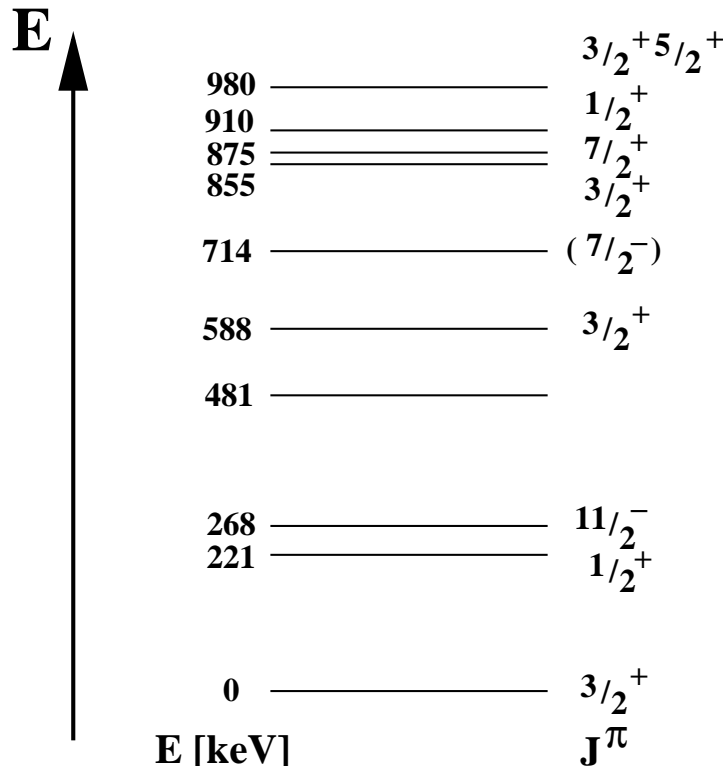


Abb. 4.2: Termschema der tiefliegenden angeregten Zustände von ^{135}Ba , die als Endzustände eines inelastischen Zerfalls in Frage kommen.

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ⁵]	$B(E2)\uparrow$ [e ² fm ⁴]
874	4.52(54)	0.92(12)	0.98(0.01) ^d	1.80(23)	2238(290)

Tab. 4.3: Quadrupolanregung von ¹³⁵Ba. Das mit (d) gekennzeichnete Zerfallsverhältnis wurde der Literatur entnommen [NDS98a]

Da, sofern man die Kernstruktur nicht in Betracht zieht, die Zahl möglicher inelastischer Übergänge proportional zur Anzahl tiefliegenden Zustände anwächst, trifft das bereits erwähnte Problem der nichteindeutigen Zuordenbarkeit eventueller inelastischer Übergänge besonders auf diesen Kern zu. Nach Anwendung der Kriterien aus den Gleichungen (4.1) und (4.2) konnte die Zahl der möglichen Verzweigungen auf die in Abbildung 4.3 angegebenen Varianten beschränkt werden. In Tabelle 4.2 sind die Varianten A angegeben und durch eine Hochzahl gekennzeichnet.

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	$B(E1)\uparrow$ [10 ⁻³ e ² fm ²]	$B(M1)\uparrow$ [μ_N^2]
¹ 2651	0.99(20)	1.81(37)	1	0.10(2)	0.09(2)	0.008(2)
3092	4.58(50)	22.5(17)	0.51(4)	0.76(6)	0.73(6)	0.066(5)
² 2667	0.87(19)	5.62(65)	0.29(3)	0.30(3)	0.28(3)	0.026(3)
3148	1.51(23)	3.90(59)	1	0.13(2)	0.12(2)	0.011(2)
^{3b} 2708	2.09(25)	3.99(47)	1	0.20(2)	0.19(2)	0.017(2)
3410	9.43(76)	28.5(23)	1	0.72(6)	0.69(6)	0.062(5)
3708	4.50(50)	16.1(18)	1	0.32(4)	0.30(3)	0.027(3)
3779	3.02(52)	43.0(48)	0.26(3)	0.80(9)	0.76(9)	0.069(8)
^{3c} 3190	1.24(21)	16.5(14)	0.20(2)	0.51(4)	0.48(4)	0.044(4)
3410	9.43(76)	28.5(23)	1	0.72(6)	0.69(6)	0.062(5)
3708	4.50(50)	29.6(32)	0.54(6)	0.58(6)	0.55(6)	0.050(6)
3779	3.02(52)	11.2(19)	1	0.21(4)	0.20(3)	0.018(3)
⁴ 3163	0.60(19)	6.38(95)	0.25(4)	0.20(3)	0.19(3)	0.017(3)
3753	2.36(43)	26.1(27)	0.33(3)	0.49(5)	0.47(5)	0.043(4)

Tab. 4.4: Alternative Zuordnungen der Übergänge von ¹³⁵Ba (siehe Abbildung 4.3). In dieser Tabelle sind die Varianten B und C aus Abbildung 4.3 aufgelistet.

Die weiteren Varianten sind in Tabelle 4.4 angegeben. Die jeweiligen Zerfallsverhältnisse Γ_i/Γ_0 zusammen mit der Anregungsenergie des Endzustands des inelastischen Zerfalls finden sich in Tabelle 4.5. Denkbar sind auch Zerfallsvarianten, bei denen die angegebenen Termschemata als Grenzfälle dienen. Aufgrund des limitierten Auflösungsvermögens der Germaniumdetektoren ist es nicht möglich, Übergänge zu trennen, die weniger als 1 keV auseinander-

liegen. Ist die Übergangsenergie eines inelastischen Zerfalls mit der Grundzustandsübergangsenergie eines zweiten angeregten Zustandes identisch, so kann ohne Koinzidenzexperimente keine Trennung der Übergänge vorgenommen werden, und die Übergänge erscheinen im Spektrum als ein Peak.

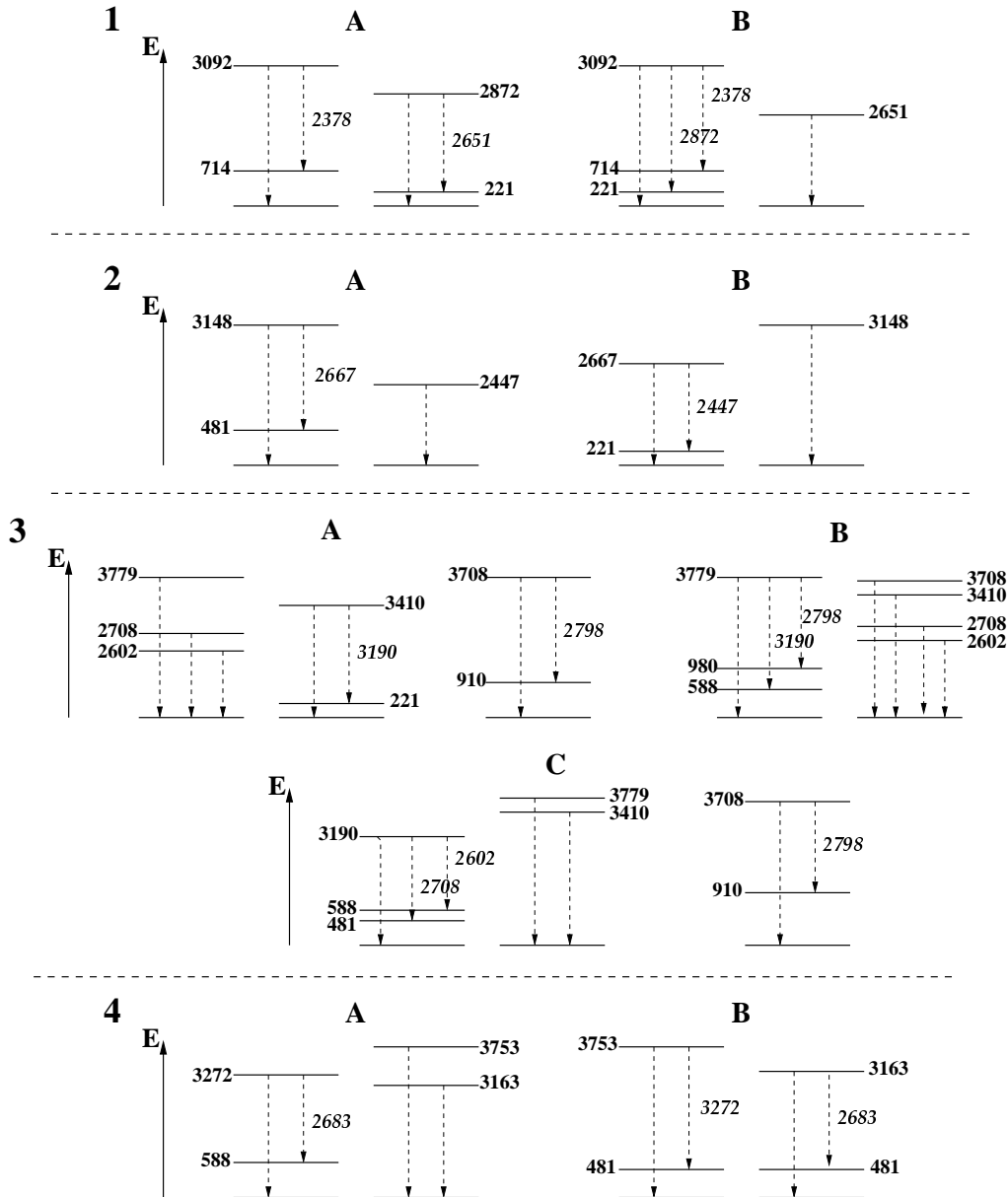


Abb. 4.3: Varianten der Zuordnung von Grundzustands- und inelastischen Übergängen von ^{135}Ba . Für Tabelle 4.2 sind die Varianten A gewählt und die beteiligten Zustände durch eine der Variante entsprechende Hochzahl gekennzeichnet. Die weiteren Varianten sind in Tabelle 4.4 angegeben. Die Verzweigungsverhältnisse Γ_i/Γ_0 und die Energien der Endzustände finden sich in Tabelle 4.5.

Alt.	E_x [keV]	E_{f_i} [keV]	Γ_i/Γ_0	E_{f_j} [keV]	Γ_j/Γ_0
	2710	221	5.25(25)		
1A	2872	221	0.87(30)		
1A	3092	714	0.60(16)		
	3126	480.5	2.27(85)		
2A	3148	480.5	0.91(33)		
4A	3272	588	1.01(30)		
3A	3410	221	0.17(4)		
	3454	480.5	2.27(59)		
	3656	588	1.30(57)		
3A	3708	910	0.83(26)		
1B	3092	221	0.37(9)	714	0.60(16)
2B	2667	221	2.47(88)		
3B	3779	588	1.13(39)	980	1.71(64)
3C	3190	480.5	2.66(76)	588	1.33(48)
3C	3708	910	0.83(26)		
4B	3163	480.5	3.1(15)		
4B	3753	480.5	2.01(62)		

Tab. 4.5: Verzweigungsverhältnisse und Endzustände der Anregungen mit inelastischen Zerfällen. Für die alternative Zuordnungen sei auf Abbildung 4.3 verwiesen.

4.2 ^{137}Ba

An ^{137}Ba ($J_0^\pi = 3/2^+$) wurden ebenfalls zwei Messungen unterschiedlicher Endpunktsenergie durchgeführt. Eine Niederenergie-Messung mit $E_0 = 3.1$ MeV [Garr01] und eine Hochenergie-Messung mit $E_0 = 4.1$ MeV [Sche00]. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte eine Mittelung der Resultate dieser Messungen. In den Tabellen 4.6 und 4.7 ist der vollständige aus diesen Messungen kombinierte Datensatz aufgeführt. Ein alternativer Zerfall ist in Tabelle 4.8 aufgeführt. Da bei dieser Alternative nur zwei Übergänge beteiligt sind, wird auf eine graphische Darstellung verzichtet. Auch gestaltete sich die Zuordnung inelastischer Zerfälle einfacher, da ^{137}Ba , abgesehen vom $h_{11/2^-}$ -Isomer bei 661.6 keV, nur einen tiefliegenden $s_{1/2^+}$ -Lochzustand bei 283.4 keV besitzt und Zerfälle zu Zuständen über einem MeV in Stuttgarter KRF-Experimenten im allgemeinen nicht beobachtet werden.

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ⁵]	$B(E2)\uparrow$ [e ² fm ⁴]
1252	8.88(45)	3.62(19)	1.00	1.18(6)	1467(75)

Tab. 4.6: Quadrupolanregungen von ^{137}Ba .

Die Streuquerschnitte der Hoch- und Niederenergie-Messung stimmten bis auf den Zustand bei 1464 keV im Rahmen der Fehler gut überein. Der Zustand bei 1464 keV ist von einer starken Hintergrundlinie aus dem Zerfall des ^{40}K bei 1460.8 keV überlagert. Dies führte zu einer starken Abweichung der Streuquerschnitte beider Messungen. Die Mittelung erfolgte analog zu der in Kapitel 4.1 beschriebenen Prozedur. Aufgrund der fortbestehenden experimentellen Unsicherheit wurde der Fehler des Zustands bei 1464 keV um 30% des Absolutwertes erhöht.

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	$B(E1)\uparrow$ [10 ⁻³ e ² fm ²]	$B(M1)\uparrow$ [μ_N^2]
1294 ^a	11.72(59)	5.10(26)	1	2.36(12)		0.204(10)
1464 ^a	16.5(59) ^f	9.7(35)	0.95 ^d	3.1(11)		0.261(94)
1481 ^a	2.60(22)	2.47(21)	0.60 ^d	0.76(7)		0.066(6)
1837 ^a	2.16(17)	3.90(50)	0.49(2)	0.63(8)		0.054(7)
1892 ^a	1.99(15)	1.85(14)	1	0.27(2)	0.26(2)	0.024(2)
1899 ^a	1.26(14)	2.31(42)	0.51(4)	0.34(6)		0.029(5)
1907 ^a	3.31(21)	4.67(49)	0.67(3)	0.67(7)		0.058(6)
2041 ^a	2.17(16)	3.57(26)	0.66 ^d	0.42(3)		0.036(3)
2117	1.00(20)	1.17(23)	1	0.12(2)	0.12(2)	0.011(2)
2311 ^a	0.68(10)	0.95(13)	1	0.08(1)	0.07(1)	0.007(1)
2344 ^b	0.58(12)	0.84(18)	1	0.07(1)	0.06(1)	0.006(1)
2373	0.89(16)	1.30(23)	1	0.10(2)	0.09(2)	0.008(2)
2427 ^a	3.60(21)	5.52(32)	1	0.39(2)	0.37(2)	0.033(2)
2571 ^a	0.73(9)	1.26(16)	1	0.07(1)	0.07(1)	0.006(1)
2653 ^b	0.42(10)	0.77(19)	1	0.04(1)	0.04(1)	0.004(1)
2709	0.86(14)	1.64(28)	1	0.08(1)	0.08(1)	0.007(1)
2873	0.70(14)	1.50(29)	1	0.06(1)	0.06(1)	
2905 ^a	5.58(31)	12.26(67)	1	0.50(3)	0.48(3)	0.043(2)
2954 ^a	1.61(13)	5.33(74)	0.62(13) ^e	0.21(3)	0.20(3)	0.018(2)
3037	2.02(20)	4.85(47)	1	0.17(2)	0.17(2)	0.015(2)
3074	11.22(82)	32.5(21)	0.85(11)	1.12(7)	1.07(7)	0.097(6)
3094	0.52(13)	1.28(32)	1	0.04(1)	0.04(1)	0.004(1)
3140	3.47(30)	13.83(96)	0.64(9)	0.45(3)	0.43(3)	0.039(3)
3251	2.77(27)	13.59(98)	0.56(8)	0.40(3)	0.38(3)	0.034(3)
3332	2.15(23)	12.24(93)	0.51(8)	0.33(3)	0.32(2)	
3383	0.82(16)	2.45(46)	1	0.06(1)	0.06(1)	0.006(1)
3453	0.94(17)	2.92(52)	1	0.07(1)	0.07(1)	0.006(1)

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	$B(E1)\uparrow$ [10 ⁻³ e ² fm ²]	$B(M1)\uparrow$ [μ_N^2]
3473	0.84(16)	2.64(52)	1	0.06(1)	0.06(1)	0.005(1)
3525	1.22(19)	10.3(10)	0.38(7)	0.24(2)	0.23(2)	0.020(2)
3563 ¹	1.19(21)	7.71(95)	0.51(13)	0.17(2)	0.16(2)	0.015(2)
3640	3.71(64)	12.8(22)	1	0.27(5)	0.25(4)	
3703	0.76(19)	10.5(13)	0.26(6)	0.21(3)	0.20(2)	
3761	33.5(26)	123.2(95)	1	2.32(18)	2.21(17)	0.200(15)
3778	4.12(41)	15.3(15)	1	0.28(3)	0.27(3)	0.025(3)
3802	2.83(34)	10.7(13)	1	0.19(2)	0.19(2)	0.017(2)
3822	10.64(92)	40.5(35)	1	0.73(6)	0.69(6)	0.063(5)
3846 ¹	2.00(38)	7.7(15)	1	0.14(3)	0.13(2)	0.012(2)
3850	4.02(50)	25.0(25)	0.62(13)	0.44(4)	0.42(4)	0.038(4)
3857	12.3(11)	47.7(41)	1	0.83(7)	0.79(7)	0.072(6)
3894	7.98(77)	31.5(31)	1	0.53(5)	0.51(5)	0.046(5)
3940	3.03(43)	12.2(17)	1	0.20(3)	0.19(3)	0.017(3)
3981	2.12(45)	8.8(19)	1	0.14(3)	0.13(3)	0.012(3)

Tab. 4.7: Dipolanregungen von ¹³⁷Ba. Der durch eine Hochzahl gekennzeichnete Zustand kann auch dem in Tabelle 4.8 erwähnten alternativen Zerfallsschema zugeordnet werden. Die mit einem hochgestellten Kleinbuchstaben gekennzeichneten Daten wurden: (a) aus den Ergebnissen der Nieder- und Hochenergie-Messung gemittelt, (b) nur in der Niederenergie-Messung gesehen, (d) aus der Literatur [NDS97] übernommen, (e) aus der Hochenergie-Messung bestimmt und (f) der Fehler 30% erhöht (siehe Text).

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	$B(E1)\uparrow$ [10 ⁻³ e ² fm ²]	$B(M1)\uparrow$ [μ_N^2]
¹ 3279	0.80(14)	2.23(40)	1	0.06(1)	0.06(1)	0.006(1)
3846	2.00(38)	16.4(21)	0.47(12)	0.29(4)	0.28(4)	0.025(3)

Tab. 4.8: Alternative Zuordnungen der Übergänge von ¹³⁷Ba.

4.3 ¹³⁹La

Am Kern ¹³⁹La wurde eine Hochenergie-Messung mit der Endpunktsenergie $E_0 = 4.1$ MeV durchgeführt. Das Isotop 139 ist das einzige stabile Lanthanid-Isotop [Tuli95]. Dies hat die Vorteile, daß es einerseits günstig zu beschaffen ist und zu 99.99 % rein vorliegt. Der Grundzustandsspin mit $J_0^\pi = 7/2^+$ ist durch ein ungepaartes Proton in der $g_{7/2^+}$ -Unterschale bestimmt. Zudem besitzt es nur einen tiefliegenden angeregten Zustand bei 165.9 keV. Dieser Zustand entspricht einer Einteilchenanregung des Protons in die $d_{5/2^+}$ -Unterschale.

Die Ergebnisse für ^{139}La sind in Tabelle 4.9 zusammengefaßt. Zustände, für die alternative Zerfallsschemata möglich sind, sind darin mit Hochzahlen gekennzeichnet und die Alternativen in Tabelle 4.10 aufgeführt.

Erwähnt werden sollte, daß während dieser Messung die aktive Anticomp-tonabschirmung ausfiel und infolgedessen nicht mit der bestmöglichen Sensitivität gemessen wurde. Zudem war infolge eines Neutronenschadens aus einem vorhergehenden Experiment der nuklearen Astrophysik der Detektor unter 150° stark in Mitleidenschaft gezogen (siehe hierzu Kapitel 4.4, insbesondere Abbildung 4.4). Dies verschlechterte die Auflösung dieses Detektors erheblich.

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	$B(E1)\uparrow$ [$10^{-3}e^2\text{fm}^2$]	$B(M1)\uparrow$ [μ_N^2]
1216 ¹	1.08(30)	0.41(11)	1	0.23(6)	0.22(6)	0.020(6)
1219	1.98(37)	0.85(14)	0.90(15) ^d	0.47(8)		0.041(7)
1420	2.89(33)	1.67(17)	0.91(9) ^d	0.58(6)		0.050(5)
1538 ^a	8.15(61)	7.53(37)	0.67(3) ^d	2.07(10)		0.179(9)
1578 ^a	6.44(51)	4.18(33)	1	1.06(8)	1.02(8)	0.092(7)
1683	1.76(27)	1.33(20)	0.98(15) ^d	0.28(4)		0.024(4)
1714	0.85(21)	1.01(16)	0.64(10) ^d	0.20(3)		0.017(3)
1740	0.66(19)	0.52(15)	1	0.10(3)	0.10(3)	0.009(2)
1854	0.94(18)	0.84(16)	1	0.13(3)	0.13(2)	0.011(2)
1921	0.90(19)	2.68(28)	0.32(13) ^d	0.38(4)	(0.36(4))	0.033(3)
1980	0.63(17)	0.65(18)	1	0.08(2)	0.08(2)	0.007(2)
2059	0.81(15)	3.58(28)	0.25(7) ^d	0.41(3)	0.39(3)	0.035(3)
2136	0.72(18)	0.85(21)	1	0.09(2)	0.08(2)	0.008(2)
2152	0.72(14)	0.87(17)	1	0.09(2)	0.08(2)	0.008(2)
2276	0.88(13)	1.19(18)	1	0.10(2)	0.10(2)	0.009(1)
2313	0.72(13)	1.00(18)	1	0.08(2)	0.08(1)	0.007(1)
2357	0.52(13)	0.75(18)	1	0.06(1)	0.06(1)	0.005(1)
2385	0.93(13)	1.38(19)	1	0.10(1)	0.10(1)	0.009(1)
2440	0.40(11)	0.61(17)	1	0.04(1)	0.04(1)	0.004(1)
2448	0.56(14)	0.88(22)	1	0.06(2)	0.06(2)	0.005(1)
2573	0.39(11)	0.68(18)	1	0.04(1)	0.04(1)	0.003(1)
2600	0.45(12)	0.79(22)	1	0.05(1)	0.04(1)	0.004(1)
2685	0.40(10)	0.75(19)	1	0.04(1)	0.04(1)	0.003(1)
2705	0.46(11)	0.88(21)	1	0.04(1)	0.04(1)	0.004(1)
2712 ²	0.63(16)	1.21(31)	1	0.06(2)	0.06(2)	0.005(1)
2724	0.64(11)	1.23(21)	1	0.06(1)	0.06(1)	0.005(1)
2747	0.70(11)	1.38(22)	1	0.07(1)	0.06(1)	0.006(1)
2774	1.25(14)	2.51(29)	1	0.12(1)	0.11(1)	0.010(1)
2800	0.48(10)	2.10(32)	0.46(14)	0.10(2)	0.09(1)	0.008(1)

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	$B(E1)\uparrow$ [$10^{-3}e^2fm^2$]	$B(M1)\uparrow$ [μ_N^2]
2811	0.47(10)	0.96(21)	1	0.04(1)	0.04(1)	0.004(1)
2828	0.64(10)	1.33(21)	1	0.06(1)	0.06(1)	0.005(1)
2862	7.58(57)	17.7(12)	0.91(17)	0.76(5)	0.72(5)	0.065(5)
2868	0.44(11)	0.94(23)	1	0.04(1)	0.04(1)	0.003(1)
2928 ³	0.51(10)	1.13(23)	1	0.05(1)	0.04(1)	0.004(1)
2964	0.38(9)	0.88(21)	1	0.03(1)	0.03(1)	0.003(1)
2972	0.42(12)	0.98(27)	1	0.04(1)	0.04(1)	0.003(1)
2990	2.24(19)	5.21(44)	1	0.20(2)	0.19(2)	0.017(1)
3043 ²	0.72(12)	2.74(38)	0.63(9)	0.10(1)	0.09(1)	0.008(1)
3053	2.41(20)	5.86(49)	1	0.21(2)	0.20(2)	0.018(2)
3077	0.48(10)	1.17(25)	1	0.04(1)	0.04(1)	0.004(1)
3114	2.69(23)	8.48(65)	0.80(15)	0.28(22)	0.27(2)	0.024(2)
3196 ⁴	0.61(11)	1.62(28)	1	0.05(1)	0.05(1)	0.004(1)
3221	10.00(72)	27.0(20)	1	0.81(6)	0.77(6)	0.070(5)
3252	0.40(12)	1.09(32)	1	0.03(1)	0.03(1)	0.003(1)
3262 ³	1.38(15)	5.96(54)	0.64(13)	0.17(2)	0.16(2)	0.015(1)
3275	0.69(15)	1.92(42)	1	0.06(1)	0.05(1)	0.005(1)
3303	0.59(11)	1.67(31)	1	0.05(1)	0.04(1)	0.004(1)
3351	0.50(12)	1.46(36)	1	0.04(1)	0.04(1)	0.004(1)
3370	4.72(37)	13.9(11)	1	0.36(3)	0.35(3)	0.032(3)
3401	0.83(15)	4.34(59)	0.58(16)	0.11(2)	0.11(1)	0.001(1)
3445	0.52(15)	1.62(45)	1	0.04(1)	0.04(1)	0.003(1)
3458	0.80(12)	6.18(63)	0.40(8)	0.15(2)	0.14(2)	0.013(1)
3475	0.47(14)	1.47(44)	1	0.04(1)	0.03(1)	0.003(1)
3483	3.82(31)	14.9(11)	0.81(15)	0.35(3)	0.34(3)	0.030(2)
3523	1.81(22)	5.84(70)	1	0.13(2)	0.13(2)	0.012(1)
3527 ⁴	0.95(17)	5.67(74)	0.54(14)	0.13(2)	0.12(2)	0.011(2)
3544	1.39(16)	8.39(74)	0.54(10)	0.19(2)	0.18(2)	0.016(1)
3557	9.77(75)	34.4(26)	0.94(30)	0.76(6)	0.73(5)	0.066(5)
3561	1.46(27)	20.3(19)	0.24(5)	0.45(4)	0.43(4)	0.039(4)
3573	14.1(10)	49.7(34)	0.94(19)	1.09(8)	1.04(7)	0.094(7)
3586	2.49(23)	8.33(76)	1	0.18(2)	0.17(2)	0.016(1)
3631	11.74(86)	40.3(30)	1	0.84(6)	0.80(6)	0.073(5)
3664	0.52(13)	1.82(46)	1	0.04(1)	0.04(1)	0.003(1)
3732	0.57(19)	2.07(68)	1	0.04(1)	0.04(1)	0.003(1)
3790	1.35(20)	5.04(75)	1	0.09(1)	0.09(1)	0.008(1)
3799	0.83(18)	3.11(67)	1	0.06(1)	0.05(1)	0.005(1)
3832	1.12(20)	4.28(78)	1	0.08(1)	0.07(1)	0.007(1)
3854	2.02(26)	7.8(10)	1	0.14(2)	0.13(2)	0.012(2)
3878	0.81(22)	3.18(85)	1	0.06(2)	0.05(1)	0.005(1)

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	B(E1) \uparrow [10 ⁻³ e ² fm ²]	B(M1) \uparrow [μ_N^2]
3886	0.71(26)	2.8(10)	1	0.05(2)	0.05(2)	0.004(2)
3919	1.17(28)	4.7(11)	1	0.08(2)	0.07(2)	0.007(2)
3931	3.83(50)	15.4(20)	1	0.25(3)	0.24(3)	0.022(3)
3941	1.39(33)	5.6(14)	1	0.09(2)	0.09(2)	0.008(2)
3963	1.85(46)	7.6(19)	1	0.12(3)	0.12(3)	0.011(3)

Tab. 4.9: Dipolanregungen von ^{139}La . Die mit Hochzahlen gekennzeichneten Zustände können auch den in Tabelle 4.10 aufgelisteten alternativen Zerfallsmöglichkeiten zugeordnet werden. Im Fall der mit (a) gekennzeichneten Zustände sind in der Literatur [NDS01a] zwei eng beieinander liegende Zustände bekannt (siehe Text). Die mit einem hochgestellten (d) gekennzeichneten Daten wurden aus der Literatur entnommen.

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	B(E1) \uparrow [10 ⁻³ e ² fm ²]	B(M1) \uparrow [μ_N^2]
¹ 1381	0	0.68(18)	0.05(1) ^d	0.26(7) ^d	(0.25(7))	0.022(6)
² 2877	0.40(12)	1.66(33)	0.52(10)	0.07(1)	0.07(1)	0.006(1)
3043	0.72(12)	1.74(28)	1	0.06(1)	0.06(1)	0.005(1)
³ 3095	0.65(11)	3.10(40)	0.52(7)	0.11(1)	0.10(1)	0.009(1)
3262	1.38(15)	3.82(40)	1	0.11(1)	0.11(1)	0.010(1)
⁴ 3361	0.64(12)	4.05(52)	0.46(6)	0.11(1)	0.10(1)	0.009(1)
3527	0.95(17)	3.07(55)	1	0.07(1)	0.07(1)	0.006(1)

Tab. 4.10: Alternative Zuordnung der Dipolanregungen von ^{139}La (siehe Text). Das mit einem hochgestellten (d) gekennzeichnete Verzweungsverhältnis wurde der Literatur [NDS01a] entnommen.

Im folgenden werden noch einige Zustände besprochen, bei denen der Vergleich mit der Literatur [NDS01a] neue Aspekte ergab.

Die alternative Zuordnung des bei einer Energie von 1216 keV beobachteten Übergangs als inelastischer Zerfall des Zustandes bei 1381 keV erfolgte nach der Literatur. Als Intensitäten sind hier 100(11)% für den inelastischen und 4.8(5)% für den Grundzustandszerfall angegeben. Ein Zerfall in den Grundzustand konnte hierbei in der KRF-Messung nicht beobachtet werden.

Bei 1538 keV sind in der Literatur zwei Zustände angeführt, die beide mit den bei der KRF möglichen Multipolaritäten angeregt werden können. Die angegebenen Spins und Paritäten der Zustände sind (9/2⁺) bzw. (11/2⁺). Die Anregung des Zustandes mit (9/2⁺) erfolgt über einen gemischten Übergang ($\delta = -0.81(25)$) mit M1- und E2-Anteilen. Der (11/2⁺)-Zustand wird über einen reinen E2-Übergang angeregt. Die Übergänge sind mit der experimen-

tellen Auflösung im Spektrum nicht mehr zu trennen, das heißt es ist wahrscheinlich, daß der beobachtete Peak Anteile beider Übergänge enthält und die angegebene reduzierte Grundzustandsübergangsbreite Γ_0^{red} , gerechnet für einen reinen Dipolübergang, die tatsächliche Breite überschätzt und als oberes Limit angesehen werden kann. Da es nicht möglich ist, die Übergänge zu trennen, wurde auch auf eine Berücksichtigung des Mischungsparameters des gemischten Überganges verzichtet.

Das analoge Problem ergab sich bei der Energie von 1578 keV. In der Literatur sind Zustände bei 1578 keV ($5/2^+, 7/2^+$) und 1580 keV ($9/2$) bekannt, die wiederum beide in der KRF angeregt werden können. Auch hier wurde dieser Peak als einzelner reiner Dipolübergang ausgewertet. Auch diese reduzierte Grundzustandsübergangsbreite Γ_0^{red} kann nur als obere Grenze angesehen werden.

4.4 ^{141}Pr

Das protonenungerade Element Praseodym besitzt nur das stabile Isotop ^{141}Pr [Tuli95], was entsprechend zu ^{139}La die Vorteile hat, daß es günstig zu beschaffen ist und zu 99.99% rein vorliegt. Im Grundzustand von ^{141}Pr ist der Drehimpuls durch das ungepaarte Proton in der $d_{5/2^+}$ -Unterschale bestimmt. Unterhalb von einem MeV gibt es lediglich einen angeregten Zustand bei 145.4 keV. Dieser entspricht einer Anregung des Protons in die $g_{7/2^+}$ -Unterschale. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Hochenergie-Messung mit $E_0 = 4.1$ MeV durchgeführt.

Falls aus der Literatur ein Zustand nicht als ausschließlich durch einen E2-Übergang erreichbar erkennbar ist, wird er als reiner Dipolübergang behandelt und in Tabelle 4.11 aufgelistet. Zustände, bei denen die Literaturdaten nur Anregungen mit reinen E2-Übergängen zulassen, sind in Tabelle 4.12 angegeben. Die alternativen Möglichkeiten für die in dieser Auswertung auftretenden Zerfälle, bei denen eine eindeutige Zuordnung von Grundzustands- und inelastischen Zerfällen nicht möglich war, sind in Tabelle 4.13 angegeben.

Erwähnt werden muß, daß der Detektor unter 150° durch einen Neutronenschaden aus einem vorhergehenden Experiment der Nuklearen Astrophysik beeinträchtigt war. Wie in Abbildung 4.4 gezeigt, verursachten die durch Neutronenbeschuß induzierten Fehlstellen des Germaniumkristalls ein erhöhtes Links-Tailing (siehe Anhang A.1.4). Zudem verschlechterte sich die Auflösung des Detektors gegenüber Messungen vor dem Neutronenschaden um ca. 1 keV.

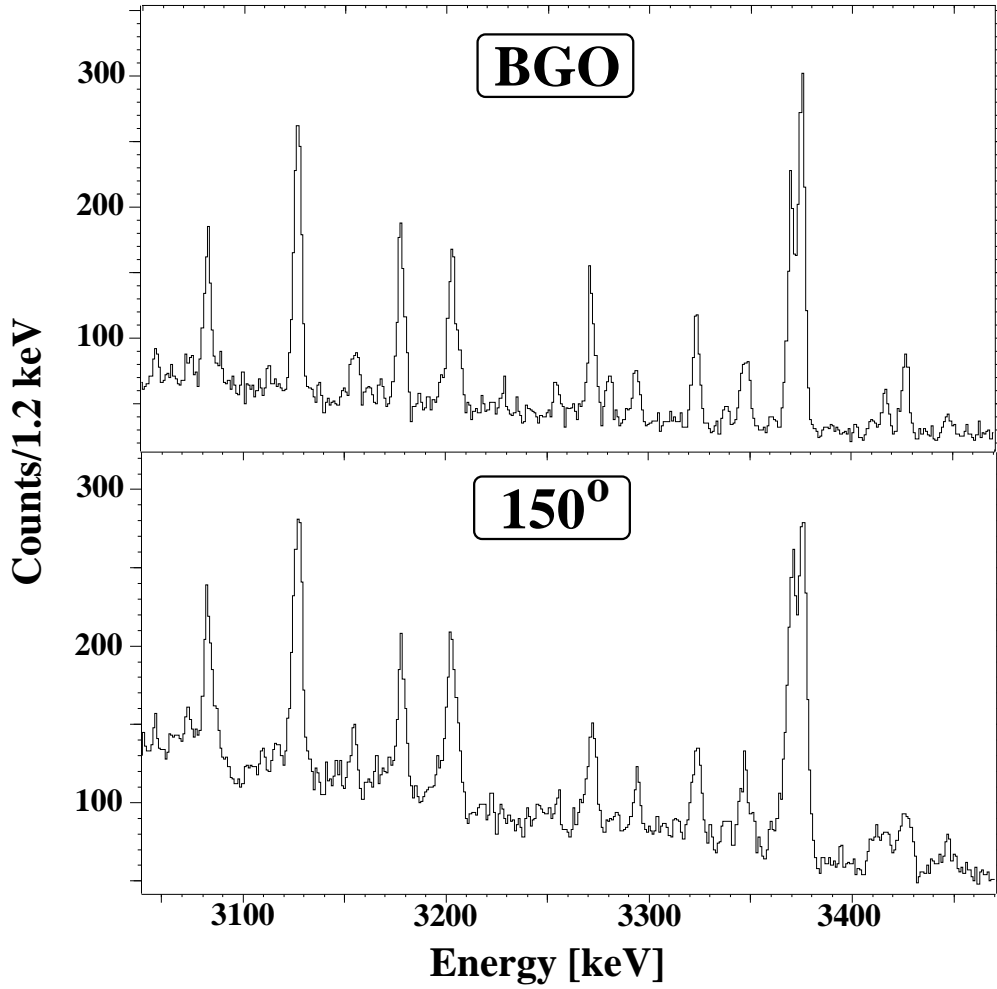


Abb. 4.4: Vergleich der Spektren des mit einer aktiven Anti-Compton-Abschirmung ausgerüsteten Detektors unter 127° und des neutronengeschädigten Detektors unter 150° . Deutlich zu sehen ist das durch den Neutronenschaden hervorgerufene Links-Tailing der Peaks im 150° -Detektor und die schlechtere Energieauflösung.

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	$B(E1)\uparrow$ [$10^{-3}e^2\text{fm}^2$]	$B(M1)\uparrow$ [μ_N^2]
1127	4.04(64)	1.37(21)	0.97(15) ^d	0.96(15)		0.083(13)
1293	2.05(43)	1.49(19)	0.60(7) ^d	0.69(9)		0.060(7)
1436	1.43(47)	1.76(25)	0.44(6) ^d	0.59(9)		0.051(7)
1559	0.99(31)	0.63(20)	1	0.17(5)	0.16(5)	0.014(4)
1579	1.05(31)	2.28(45)	0.30(12)	0.58(11)	0.55(11)	
1608	31.7(35)	21.3(23)	1	5.12(56)		0.443(48)
1786	1.43(30)	1.88(25)	0.63(8) ^d	0.33(4)	(0.32(4))	0.029(4)

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	$B(E1)\uparrow$ [10 ⁻³ e ² fm ²]	$B(M1)\uparrow$ [μ_N^2]
1816	1.04(28)	0.89(24)	1	0.15(4)	0.14(4)	0.013(3)
1842	0.92(29)	1.32(26)	0.61(12) ^d	0.21(4)	(0.20(4))	0.018(4)
1849	1.26(32)	1.12(28)	1	0.18(4)	0.17(4)	0.015(4)
1981	0.83(23)	0.84(23)	1	0.11(3)	0.10(3)	0.009(3)
2106	1.02(26)	3.71(49)	0.32(10) ^e	0.40(5)	0.38(5)	
2135	0.88(23)	1.81(28)	0.58(9) ^d	0.19(3)	0.18(3)	0.016(2)
2248	1.72(29)	2.26(38)	1	0.20(3)	0.19(3)	0.017(3)
2270	1.29(32)	1.73(42)	1	0.15(4)	0.14(3)	0.013(3)
2296	0.67(19)	0.92(27)	1	0.08(2)	0.07(2)	0.007(2)
2354	0.83(20)	1.20(28)	1	0.09(2)	0.09(2)	0.008(2)
2453	17.7(22)	27.8(34)	1	1.88(23)	1.80(22)	0.163(20)
2564	2.59(36)	6.87(75)	0.64(15)	0.41(4)	0.39(4)	0.035(4)
2582	1.81(30)	4.94(64)	0.64(17)	0.29(4)	0.27(4)	0.025(3)
2586	0.84(21)	1.46(37)	1	0.08(2)	0.08(2)	0.007(2)
2602	8.1(10)	17.3(19)	0.82(18)	0.98(11)	0.94(10)	0.085(9)
2646	0.68(16)	2.73(48)	0.45(16)	0.15(3)	0.14(2)	0.013(2)
2722	0.68(17)	1.31(33)	1	0.07(2)	0.06(2)	0.006(1)
2786	0.87(25)	1.76(50)	1	0.08(2)	0.08(2)	0.007(2)
2805	0.85(19)	1.74(39)	1	0.08(2)	0.08(2)	0.007(2)
2837 ¹	2.27(32)	7.80(85)	0.61(13)	0.34(4)	0.33(4)	0.030(3)
2846	1.15(19)	2.42(41)	1	0.11(2)	0.10(2)	0.009(2)
2954	0.70(23)	1.59(51)	1	0.06(2)	0.06(2)	0.005(2)
3016	0.93(18)	2.21(43)	1	0.08(2)	0.08(2)	0.007(1)
3073	0.84(17)	2.06(43)	1	0.07(1)	0.07(1)	0.006(1)
3083	4.45(57)	12.5(15)	0.88(32)	0.43(5)	0.41(5)	0.037(4)
3127 ¹	8.8(11)	45.5(72)	0.49(15)	1.49(24)	1.42(23)	0.129(20)
3155	1.87(27)	6.91(89)	0.70(21)	0.22(3)	0.21(3)	0.019(2)
3203 ²	5.27(73)	16.4(20)	0.86(22)	0.50(6)	0.48(6)	0.043(5)
3206	1.99(40)	5.3(11)	1	0.16(3)	0.15(3)	0.014(3)
3255	0.89(18)	2.46(50)	1	0.07(1)	0.07(1)	0.006(1)
3294	1.76(27)	4.97(76)	1	0.14(2)	0.13(2)	0.012(2)
3324	4.07(53)	31.8(29)	0.37(7)	0.86(8)	0.83(8)	0.075(7)
3338	0.87(18)	2.53(53)	1	0.07(1)	0.07(1)	0.006(1)
3346	1.84(45)	5.4(13)	1	0.14(4)	0.14(3)	0.012(3)
3370	10.4(13)	30.7(37)	1	0.80(10)	0.77(9)	0.069(8)
3376	14.7(18)	43.7(53)	1	1.14(14)	1.08(13)	0.098(12)
3417 ¹	1.86(30)	22.0(23)	0.26(5)	0.55(6)	0.53(5)	0.048(5)
3427	3.27(45)	14.0(16)	0.71(16)	0.35(4)	0.33(4)	0.030(3)
3449	0.79(20)	2.44(62)	1	0.06(2)	0.06(1)	0.005(1)
3495 ²	2.27(34)	15.8(22)	0.46(12)	0.37(5)	0.35(5)	0.032(4)
3508	1.33(24)	4.26(76)	1	0.10(2)	0.09(2)	0.009(2)
3581	1.76(29)	5.88(96)	1	0.13(2)	0.12(2)	0.011(2)
3643	2.25(34)	7.8(12)	1	0.16(2)	0.15(2)	0.014(2)
3659	0.84(22)	2.91(76)	1	0.06(2)	0.06(1)	0.005(1)

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	$B(E1)\uparrow$ [$10^{-3}e^2\text{fm}^2$]	$B(M1)\uparrow$ [μ_N^2]
3706	1.90(33)	6.8(12)	1	0.13(2)	0.13(2)	0.012(2)
3761	0.73(25)	2.67(92)	1	0.05(2)	0.05(2)	0.004(1)
3773	0.99(27)	3.7(10)	1	0.07(2)	0.07(2)	0.006(2)
3791	1.51(34)	5.6(13)	1	0.10(2)	0.10(2)	0.009(2)
3812	2.09(40)	7.9(15)	1	0.14(3)	0.14(3)	0.012(2)
3829	1.69(37)	6.4(14)	1	0.11(3)	0.11(2)	0.010(2)
3879	1.82(43)	12.9(25)	0.55(22)	0.22(4)	0.21(4)	0.019(4)
3913	1.71(52)	6.8(21)	1	0.11(3)	0.11(3)	0.010(3)

Tab. 4.11: Dipolanregungen von ^{141}Pr . Die mit Hochzahlen gekennzeichneten Zustände können auch den in Tabelle 4.13 aufgelisteten alternativen Zerfallsmöglichkeiten (siehe Abbildung 4.6) zugeordnet werden. Die gekennzeichneten Verzweungsverhältnisse wurden entweder ganz (d), oder teilweise (e) (siehe Text) der Literatur [NDS01b] entnommen.

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ⁵]	$B(E2)\uparrow$ [$e^2\text{fm}^4$]
1521	5.50(71)	3.74(43)	0.88(10) ^d	0.46(5)	572(65)
1651	4.58(61)	3.90(43)	0.83(9) ^d	0.32(4)	396(44)

Tab. 4.12: Quadrupolanregungen von ^{141}Pr . Die mit (d) gekennzeichneten Verzweungsverhältnisse wurden der Literatur [NDS01b] entnommen.

Im folgenden sollen noch einige Zustände besprochen werden, für die sich bei der Auswertung Schwierigkeiten ergaben.

Der Zustand bei 2106 keV lag im Spektrum unter einem Single Escape Peak. Er konnte mit der Single-Escape-Eichung (Anhang A.1.5) gefittet werden. In den Spektren zeigt er eine Verzweigung zum tiefstliegenden angeregten Niveau bei 145.4 keV. Diese Verzweigung wurde bei der Auswertung berücksichtigt. Das gemessene Verzweungsverhältnis von $\Gamma_0/\Gamma_{145.4} = 0.63(22)$ steht in guter Übereinstimmung zum Literaturwert von $\Gamma_0/\Gamma_{145.4} = 0.69(12)$. Zudem ist in der Literatur ein Zerfall zum Intruderniveau ($h_{11/2^-}$) bei 1118 keV angegeben. Da dieser Zerfall als niederste Ordnung eine M2-Multipolarität besitzt, kann er in KRF-Experimenten nicht beobachtet werden. Dieses Verzweungsverhältnis wurde aus der Literatur [NDS01b] übernommen und in die Berechnung der Folgegrößen mit einbezogen.

Der Übergang bei 2982(2) keV erwies sich als besonders problematisch. Er fällt mit der Aluminium-Eichlinie bei 2982 keV zusammen. Um einer-

seits einen verlässlichen Fit des Photonenflusses zu garantieren sowie diesen Übergang berücksichtigen zu können, wurden die Flächenverhältnisse des 2982 keV Peak mit dem 2212 keV Peak als auch mit dem 3005 keV Peak gebildet. Dies geschah für diese Messung und die Hochenergie-Messungen an ^{135}Ba , ^{137}Ba und ^{139}La . Da die Endpunktsenergien dieser Messungen nahe beieinander lagen, sollte sich unter Berücksichtigung der Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren ein konstantes Verhältnis der Flächen ergeben.

$$f = \frac{A(2982) \cdot \epsilon(2212/3005)}{A(2212/3005) \cdot \epsilon(2982)} \quad (4.3)$$

Eine Kontrolle der Ergebnisse erfolgte durch das Anfitzen des Photonenflusses mit den bereinigten Peakflächen. Hierbei wurde ein minimales reduziertes χ^2 für den Vergleich verschiedener Verhältnisse gefordert. Es ergab sich, daß die 2212 keV-Linie bei einer Mittelung der aus den Referenzmessungen gewonnenen Faktoren die besten Ergebnisse lieferte, wenn man die einzelnen Detektoren getrennt betrachtete. Das heißt, wenn man für jeden Detektor einen eigenen Wichtungsfaktor f verwendet.

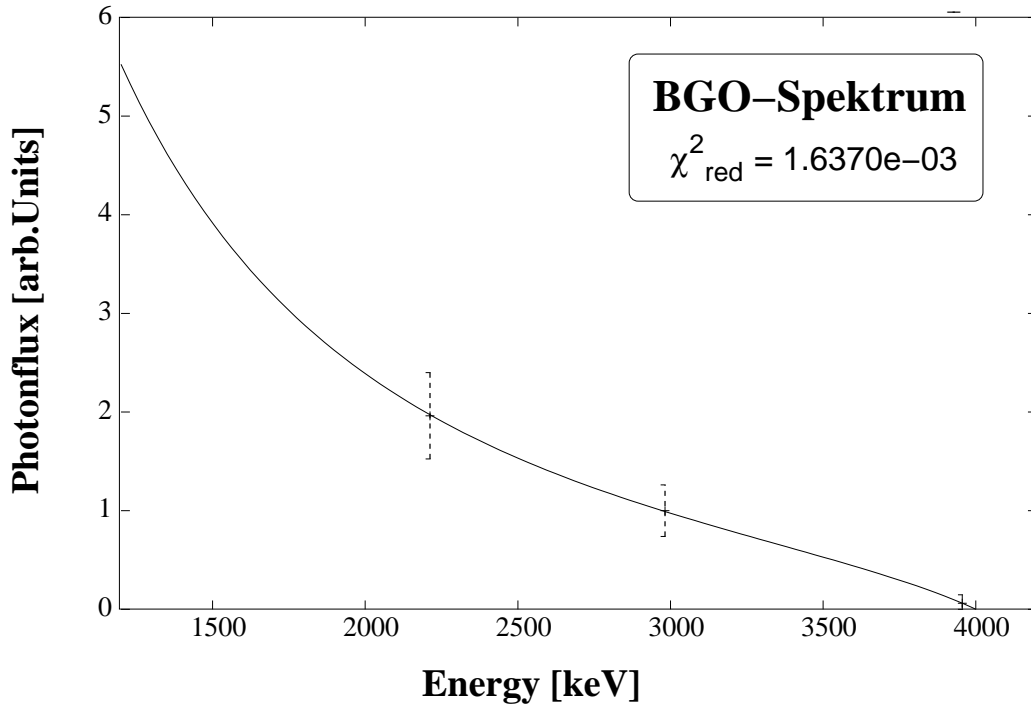


Abb. 4.5: Mit der Schiff-Formel (siehe Formel A.3) gefittete spektrale Verteilung des Photonenflusses. Als Basis für diesen Fit wurden die korrigierte Fläche des Aluminiumpeaks (siehe Text) bei 2982 keV sowie die Flächen der Aluminiumlinien bei 2212 keV und 3956 keV verwendet.

Als Fläche des ^{141}Pr -Peaks wurde die Differenz zwischen gemessener Peakfläche und berechneter Aluminiumfläche genommen. Die Fehler ergeben sich hierbei nach der Fehlerfortpflanzung bzw. bei Mittelungen als die gemittelte Summe der Fehlerquadrate. Ein so gewonnener Photonenfluß des Compton-unterdrückten Spektrums ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Der Fehler des Photonenflusses wurde bei der weiteren Auswertung um 10 % vom Absolutwert erhöht. Dies ergab sich als Obergrenze der Schwankung des Photonenflusses bei 2212 keV nach den verschiedenen angewandten Varianten bei der Korrektur der 2982 keV Linie. Tatsächlich dürfte er allerdings wesentlich geringer sein.

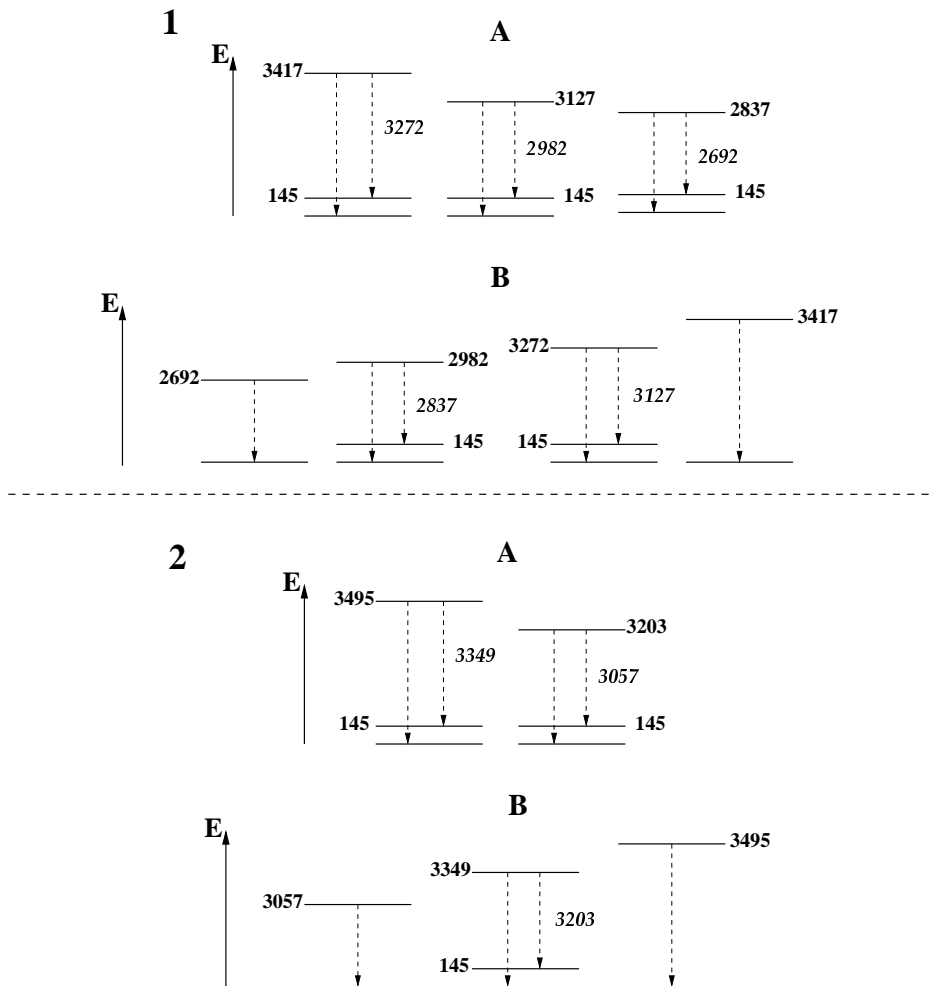


Abb. 4.6: Varianten der Zuordnung von Grundzustands- und inelastischen Übergängen von ^{141}Pr . Für Tabelle 4.11 sind die Varianten A gewählt und die beteiligten Zustände durch eine der Variante entsprechenden Hochzahl gekennzeichnet. Die weiteren Varianten sind in Tabelle 4.13 angegeben.

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	$g\Gamma_0$ [meV]	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	B(E1) \uparrow [10 ⁻³ e ² fm ²]	B(M1) \uparrow [μ_N^2]
¹ 2692	1.27(22)	2.40(41)	1	0.12(2)	0.12(2)	0.011(2)
2982	7.9(23)	24.3(53)	0.75(24)	0.92(2)	0.87(19)	0.079(17)
3272	4.47(57)	41.1(38)	0.30(5)	1.17(11)	1.12(10)	0.101(9)
3417	2.18(56)	6.6(17)	1	0.17(4)	0.16(4)	0.014(4)
² 3057	1.13(26)	2.75(64)	1	0.10(2)	0.09(2)	0.008(2)
3349	2.35(39)	25.2(28)	0.27(6)	0.67(7)	0.64(7)	0.058(6)
3495	2.01(58)	6.4(18)	1	0.15(4)	0.14(4)	0.013(4)

Tab. 4.13: Alternative Zuordnung von Dipolanregungen von ¹⁴¹Pr.

Kapitel 5

Diskussion

Zur Diskussion der in Kapitel 4 aufgelisteten Daten wird zuerst die Situation in den gg-Kernen auf bzw. in der Nähe des N=82-Schalenabschlusses betrachtet. Danach wird das Verhalten der ungeraden Kerne in Bezug auf die gg-Rumpfkern analysiert. Zum Vergleich wird neben dem N=82- auch der Z=50-Schalenabschluß betrachtet. Da durch die Messung von ^{135}Ba fünf der sieben stabilen Bariumisotope am Stuttgarter Bremsstrahlungsmessplatz mit (γ, γ') -Experimenten [MaPi96, PiBe98, HeBa95, ScGa04] vermessen sind und für ^{137}Ba [Tson02, ScGa04] eine Rechnung im Quasiparticle Phonon Model (QPM) [Solo76, Solo92] zur Verfügung steht, soll neben den N=82-Isotonen die Barium-Isotopenkette im Blickpunkt stehen. Im Hinblick auf die aktuell vieldiskutierte Thematik der Phasenübergänge in Atomkernen bietet die Barium-Kette die Möglichkeit, den Übergang [Iach00] vom Vibrator (^{138}Ba) zum γ -weichen Kern (^{130}Ba) zu untersuchen. Von besonderem Interesse ist hierbei ^{134}Ba , das als Kandidat für den kritischen Punkt, beschrieben durch die E(5)-Symmetrie [CaZa00] des Phasenübergangs vom Vibrator zum γ -weichen Kern, behandelt wird.

5.1 gg-Kerne am N=82-Schalenabschluß

5.1.1 Niedrigliegende 1^- -Zustände

Als tiefstliegende elektrische Dipolmode tritt in Kernen auf bzw. in der Nähe eines Schalenabschlusses der 1^- -Zustand der $[2^+ \otimes 3^-]$ -Zwei-Phononenkopplung auf. Diese wurde im letzten Jahrzehnt insbesondere an den Z=50- und N=82-Schalenabschlüssen systematisch untersucht [AnKo01]. Die $[2^+ \otimes 3^-]$ -Zwei-Phononenkopplung bildet ein Quintuplett an Zuständen mit den Drehimpulsen $J^\pi = 1^- - 5^-$. In KRF-Experimenten wird nur der 1^- -Zustand angeregt. Die anderen Zustände können in (n,n')- [BaRe03, BeGa95] und (p,p')-Experimenten [WiRa96] nachgewiesen werden.

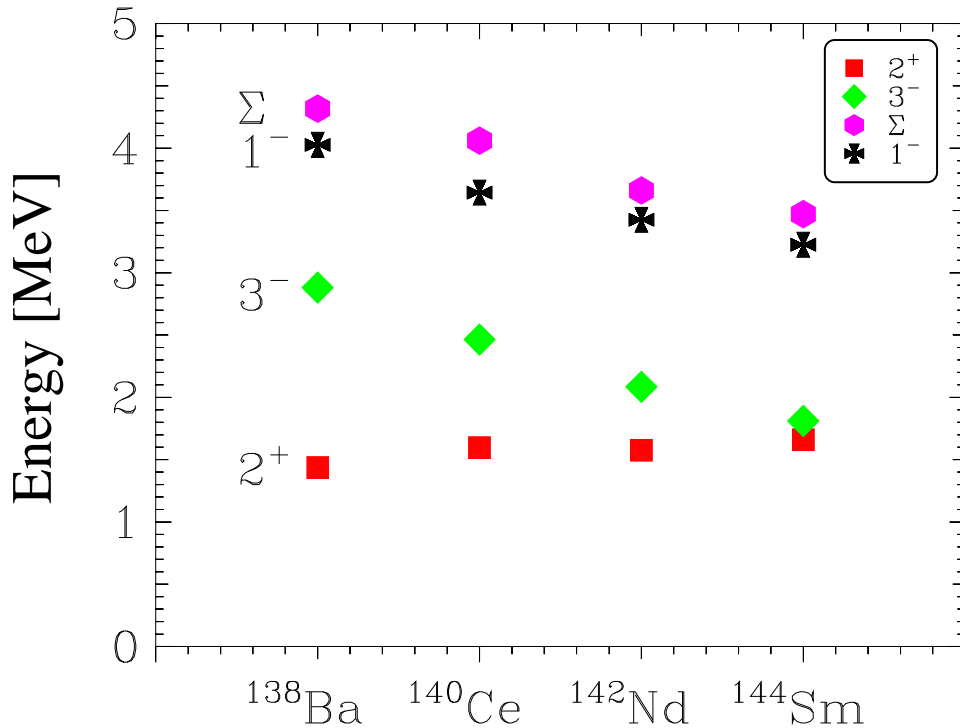


Abb. 5.1: Anregungsenergien der ersten 2^+ -Quadrupolvibration (Quadrat), 3^- -Oktupolvibration (Raute), deren Summe (Hexagon) und des 1^- -Zwei-Phononzustands (Kreuz) in den gg-Kernen [HeBa95] entlang des N=82-Schalenabschlusses.

Geht man von einer harmonischen Kopplung der beiden konstituierenden Phononen (2_1^+ und 3_1^-) aus, so erwartet man im idealen Bosonenbild das Quintuplett bei der Summenenergie der beiden angeregten Phononen. In den Abbildungen 5.1 und 5.2 ist der Zusammenhang zwischen den Anregungsenergien des ersten 2^+ -Quadrupolphonons, des ersten 3^- -Oktupolphonons, deren Summenenergie und der Anregungsenergie des $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zustands für gg-Kerne auf dem N=82-Schalenabschluss [PiHe90, HeBa95, AnKo01] und die geraden Bariumisotope [MaPi96, PiBe98, HeBa95, AnKo01] dargestellt.

Für die N=82-Isotone (Abbildung 5.1) ist das Absinken der Anregungsenergie der Zwei-Phononzustände hin zu den schwereren Kernen durch das Absinken der Anregungsenergie des Oktupolphonons bestimmt. Dieses lässt sich mit der zunehmenden Valenzprotonenzahl erklären. Geht man von dem doppelt magischen Rumpfkern ^{132}Sn mit 50 Protonen und 82 Neutronen aus, so nimmt mit der zunehmenden Valenzprotonenzahl die Zahl der möglichen Konfigurationen zu und somit auch die Kollektivität (siehe Abschnitt 2.2) der tiefliegenden Zustände. Dies führt zu einer Absenkung der Anregungsenergie mit der Valenznukleonenzahl. Die Annahme der zunehmenden Kollektivität

bei zunehmender Valenzprotonenzahl wird auch durch die in Abbildung 5.4 dargestellte reduzierte Abregungswahrscheinlichkeit $B(E1)\downarrow$ des $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zustands zum Grundzustand unterstützt. Die Zerfallsstärke des 1^- -Zustands zum Grundzustand nimmt mit wachsender Massenzahl zu. Zudem bestätigen QPM-Rechnungen [GrDi93, GrSt94] den Trend zu kollektiveren tiefliegenden Anregungen des Protonenkörpers in den schwereren N=82-Isotonen. Beispielhaft sind die nahezu nur aus Protonenanregungen bestehenden Strukturen der RPA-Phononen für ^{144}Sm (siehe Tabelle 2.2).

Die Anregungsenergie des $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zustands folgt dem Trend der Absenkung der Summenenergie, mit der nahezu konstanten Differenz von ca. 300 keV. Dies kann als Evidenz der Quadrupol-Oktupol-kollektiven Natur des 1^- -Zustands gesehen werden. Bei einer vollständig harmonischen Kopplung sollte der 1^- -Zustand exakt bei der Summenenergie der beiden konstituierenden Phononen liegen. Abweichungen davon lassen sich mit den in Kapitel 2.2 besprochenen Gründen erklären. Da sind einerseits die mikroskopische Struktur der konstituierenden Phononen als auch Mischungseffekte mit höherliegenden 1^- -Zuständen zu nennen. Die höherliegenden 1^- -Zustände sind, neben den $[2_i^+ \otimes 2_1^+ \otimes 3_1^-]_{1^-}$ -Drei-Phononenzuständen, der Pygmy-Resonanz zuzurechnen. Die Pygmy-Resonanz wurde entlang der N=82-Isotone [ZiVo02] mit KRF-Experimenten am Darmstädter S-DALINAC-Beschleuniger vermessen. Diese Messungen zeigten für die N=82-Isotone jeweils eine Vielzahl elektrischer Dipolanregungen im Energiebereich zwischen 5 und 10 MeV.

In den Bariumisotopen (Abbildung 5.2) ist das energetische Verhalten des $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zwei-Phononenzustands durch das Absinken der Anregungsenergien sowohl des Quadrupolphonons als auch des Oktupolphonons beim Verlassen der magischen Schale (^{138}Ba) bestimmt. Wiederum kann das Argument der zunehmenden Kollektivität mit zunehmender Valenznukleonenzahl, hier eine zunehmende Anzahl von Neutronenlöchern, angeführt werden. Das Phänomen zunehmender Kollektivität der Phononen in Kernen neben der magischen Schale, verglichen mit denen in ihren magischen Nachbarkernen, wird durch QPM-Rechnungen [PoSt98] bestätigt. Im Gegensatz zu den Kernen auf der magischen Schale, deren RPA-Phononen praktisch nur aus Protonenanteilen (siehe Tabelle 2.2) [GrDi93, GrSt94] bestehen, besitzen die RPA-Phononen der Kerne neben der abgeschlossenen Schale auch Neutronenkomponenten (siehe Tabelle 5.1) [LoSt02].

Für die beiden leichten stabilen Isotope $^{130,132}\text{Ba}$ sind aktuell keine Daten über den $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zwei-Phononenzustand verfügbar. KRF-Messungen konnten an beiden Isotopen nicht vorgenommen werden. Obwohl nur wenig angereichert, sind beide Proben doch nur sehr teuer zu beschaffen.

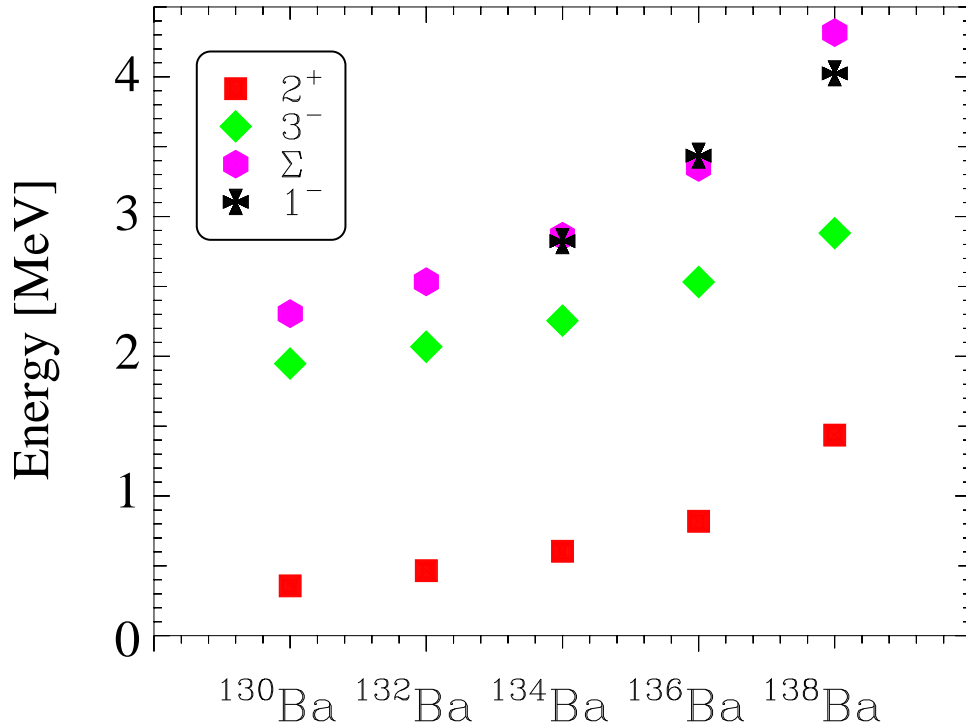


Abb. 5.2: Anregungsenergien der ersten 2^+ -Quadrupolvibration (Quadrat), 3^- -Oktupolvibration (Raute), deren Summe (Hexagon), und die Anregungsenergie des $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zwei-Phononenzustands (Kreuz) der Bariumisotopenkette. Eine Diskussion erfolgt im Text.

Das energetische Verhalten der $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zwei-Phononenzustände [FrBe98, AnKo01] der Bariumisotopenkette ist typisch für Isotopen- und Isotonenkette beim Verlassen einer magischen Schale. Es wird auch in den Neodym- und Samariumisotopenketten [FrBe98, AnKo01] über dem $N=82$ -Schalenabschluß (siehe auch Abbildung 6.5) und für Isotope und Isotone im Bereich der $Z=50$ -Schale [BrGo99, AnKo01, Kohs04] beobachtet.

Nachdem das energetische Verhalten des 1^- -Zustands für die in dieser Arbeit wesentlichen Rumpfkerngeklärt wurde, soll noch das Zerfallsverhalten des 1^- -Zustands erläutert werden.

Im idealen Bosonenbild sollte der $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zwei-Phononenzustand nach der Auswahlregel $\Delta N_{\text{Phonon}}=1$ entweder mit einem E3-Übergang zum ersten 2^+ -Quadrupolphonon oder mit einem E2-Übergang zum ersten 3^- -Oktupolphonon zerfallen, dürfte allerdings mit realen Photonen auch nicht direkt anregbar sein. Tatsächlich wird aber das in Abbildung 5.3 gezeigte Verhalten beobachtet. Mit der KRF-Methode werden nur die mit durchgezogenen Doppelpfeilen gekennzeichneten Übergänge ($|0^+\rangle \leftrightarrow |2^+\rangle$ und $|0^+\rangle \leftrightarrow |1^-\rangle$) beobachtet. Die anderen Übergänge sind im allgemeinen zu

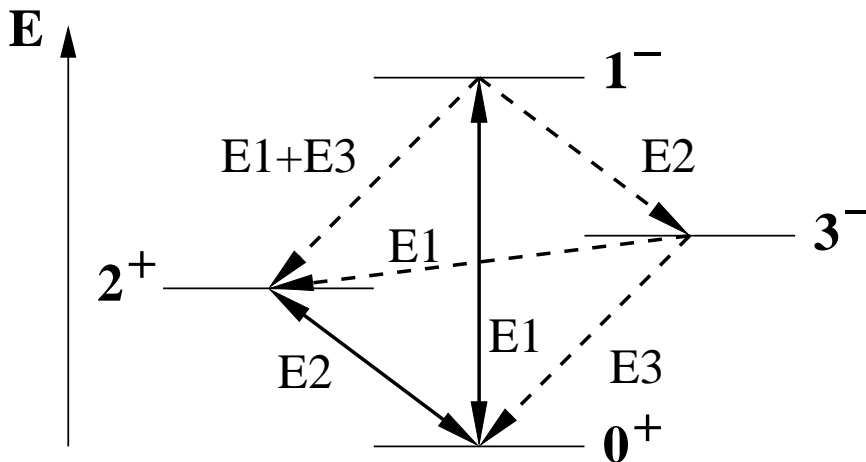


Abb. 5.3: Mögliche Übergänge zwischen dem $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zwei-Phononenzustand, seinen konstituierenden 2^+ - und 3^- -Phononen und dem 0^+ -Grundzustand. Die mit durchgezogenen Linien eingezeichneten Übergänge werden in der KRF beobachtet. Die anderen möglichen Übergänge sind im allgemeinen zu schwach, um im zu niederen Energien exponentiell ansteigenden Untergrund nachweisbar zu sein, konnten aber mit anderen experimentellen Methoden beobachtet werden (siehe Text).

schwach, um mit der KRF-Methode nachgewiesen zu werden. Diese Übergänge verschwinden im zu niederen Energien exponentiell ansteigenden Untergrund. Informationen über ihre Existenz und Multipolarität konnten mit anderen experimentellen Methoden (z. B. (n,n') und (p,p')) [BeGa95, WiRa96, WiKa98] gewonnen werden.

Die das ideale Bosonenbild verletzenden E1-Übergänge $[[2^+ \otimes 3^-]_{1^-} \rangle \rightarrow |0^+\rangle$ und $|3^- \rangle \rightarrow |2^+\rangle$ sowie der starke E1-Anteil des Übergangs $[[2^+ \otimes 3^-]_{1^-} \rangle \rightarrow |2^+\rangle$ können durch die mikroskopische Struktur der Phononen erklärt werden. An dieser Stelle sei nur auf Kapitel 2.2 verwiesen, in dem Rechnungen [PoSt98] im Quasiparticle Phonon Model QPM [Solo76, Solo92] erläutert sind, die diesen Umstand zeigen. Bemerkenswert ist, daß der phononenaustauschende Zerfall vom 3^- -Oktupolphonon zum 2^+ -Quadrupolphonon eine vergleichbare E1-Stärke besitzt wie der Zerfall vom $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zwei-Phononenzustand zum Grundzustand [Piet99]. Dies ist eine deutliche Evidenz der Quadrupol-Oktupol-kollektiven Natur des betrachteten 1^- -Zustands.

Die absoluten $B(E1)\downarrow$ -Werte in Kernen auf bzw. nahe des N=82-Schalenabschlusses sind in Abbildung 5.4 gezeigt. Im oberen Teil sind die $B(E1)\downarrow$ -Werte für den Zerfall des $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zwei-Phononenzustands zum Grundzustand über einem Ausschnitt der Nuklidkarte aufgetragen. Die zu den schwereren Kernen leicht ansteigenden $B(E1)\downarrow$ -Werte entlang der magischen N=82-Isotone wurden bereits mit einer zunehmenden Kollektivität des

konstituierenden Oktupolphonons mit zunehmender Valenzprotonenzahl begründet. Da derselbe Grund für das energetische Verhalten des 1^- -Zwei-Phononenzustands neben dem Schalenabschluß angeführt wurde, ist nun zu klären, weshalb die $B(E1)_{\downarrow}$ -Werte des Grundzustandszerfalls entgegen den Erwartungen absinken und nicht ansteigen. Hier ist zu bedenken, daß die Dipolriesenresonanz mehr als 99% der E1-Stärke eines Kerns beinhaltet. Die Dipolriesenresonanz besitzt E1-Stärke in der Größenordnung von bis zu 20 Weisskopfeinheiten (W.u.). Verglichen damit ist die E1-Stärke des $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zwei-Phononenzustands mit nur einigen 10^{-3} W.u. verschwindend gering. Der niederenergetische Ausläufer der Dipolriesenresonanz ist in der Lage, den Kern dynamisch zu polarisieren. Dies führt zu einem elektrischen Dipolmoment, das mit dem durch die Zwei-Phononen-Kopplung generierten Dipolmoment interferiert. Um die Übergangswahrscheinlichkeiten zu reproduzieren, erwies es sich in den Rechnungen als notwendig, eine effektive Ladung (siehe Gleichung (2.29) und die entsprechende Diskussion in Kapitel 2.2), welche die dynamische Polarisierung durch die Dipolriesenresonanz berücksichtigt, einzuführen [PoSt98]. Dieser Effekt wird als Dipole Core Polarisation Effect (DCP) [AnKo01] bezeichnet.

Die Wellenfunktion des ersten 1^- -Zustands ergibt sich mit der Beimischung der Dipolriesenresonanz zu:

$$\begin{aligned} \Psi(1^-) = & a_1[2^+ \otimes 3^-] + \sum_{\nu=1}^n a_{\nu+1}[1^-]_{GDR} \\ & + \sum_{\nu=1}^n a_{n+\nu+1}[2^+ \otimes 1^-] + O(Ph). \end{aligned} \quad (5.1)$$

Der erste Summand ist der reine Zwei-Phononenanteil. Der zweite Summand beinhaltet die Beimischung der Dipolriesenresonanz $[1^-]_{GDR}$. Der dritte Summand erlaubt die Beschreibung der beobachteten E1-Übergänge $|1^- \rangle \rightarrow |2^+ \rangle$ auch ohne eine detaillierte mikroskopische Betrachtung. Zudem sorgt er für eine Absenkung des 1^- -Zustands um ca. 100 keV. Der vierte Summand berücksichtigt Phononenkopplungen höherer Ordnungen, die, wie in Kapitel 2.2 diskutiert, benötigt werden, um die energetische Lage des 1^- -Zustands zu reproduzieren.

QPM-Rechnungen für ^{144}Sm (N=82) ergaben einen $[2^+ \otimes 3^-]$ -Anteil der Wellenfunktion von 95%. In ^{144}Nd (N=84) beträgt dieser Anteil nur noch 82%. Die Polarisierungen χ_{pol} aus Gleichung (2.29) ergeben sich nach den QPM-Rechnungen [PoSt98] zu $\chi_{pol}=-0.41$ für ^{144}Sm und $\chi_{pol}=-0.65$ für ^{144}Nd . Die Beimischung der GDR geht destruktiv ins Übergangsmatrixelement $\langle \Psi(0_1^+) | \hat{E}1 | \Psi(1^-) \rangle$ ein. Sie reduziert die durch den ersten Summanden aus Gleichung (5.1) generierte E1-Stärke.

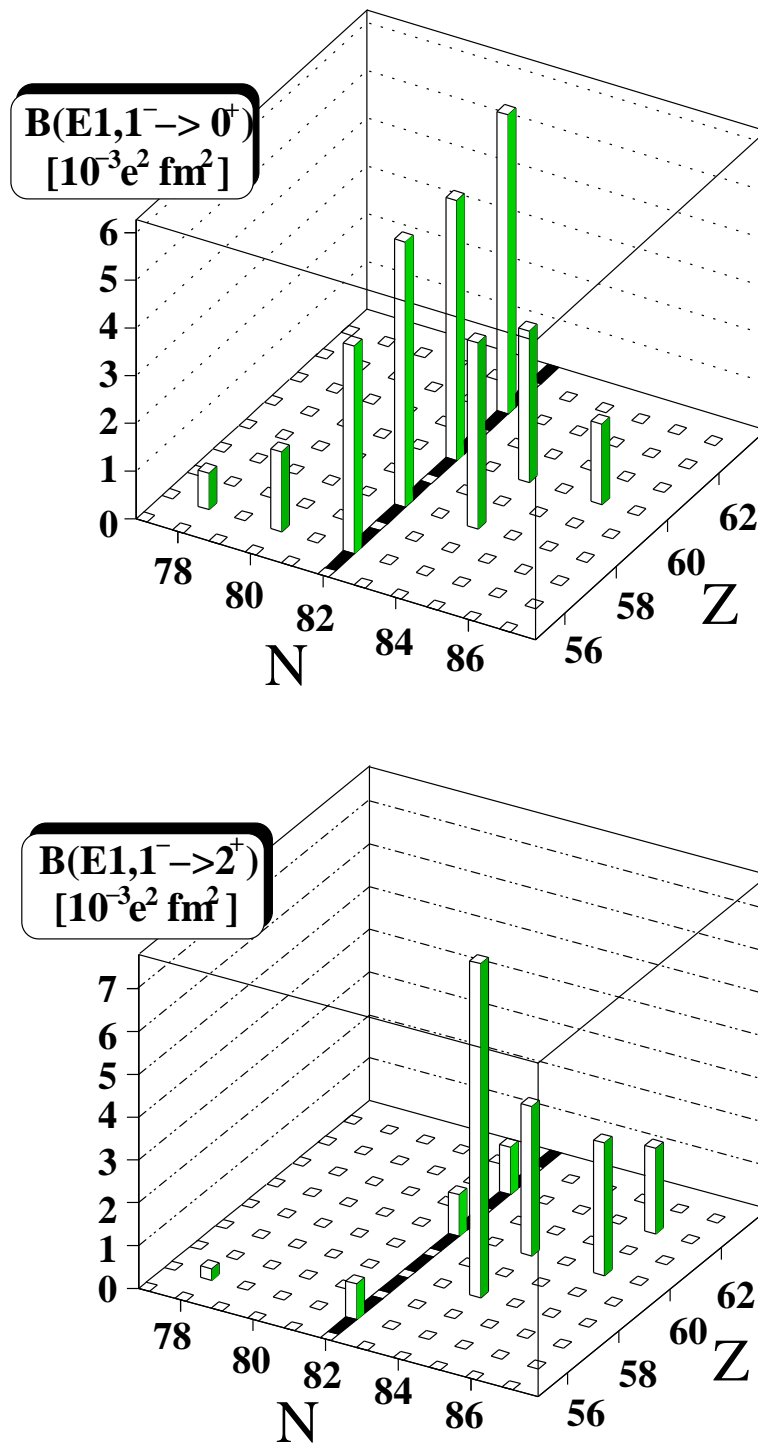


Abb. 5.4: Im oberen Teil der Abbildung sind die $B(E1)_{\downarrow}$ -Werte des Zerfalls vom 1^- -Zwei-Phononzustand zum Grundzustand im Bereich des $N=82$ -Schalenabschlusses über der Isotopentafel aufgetragen. Der untere Teil zeigt die $B(E1)_{\downarrow}$ -Werte für den Zerfall vom 1^- -Zwei-Phononzustand zum ersten 2^+ -Quadrupolvibrationszustand. Die Abbildungen wurde aus [AnKo01] entnommen. Eine Diskussion erfolgt im Text.

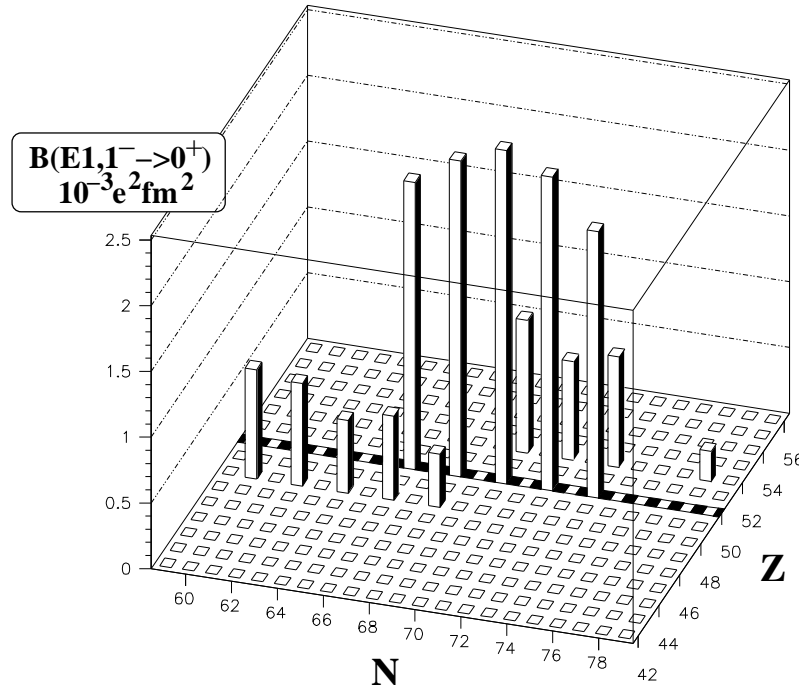


Abb. 5.5: $B(E1)_{\downarrow}$ -Werte des Zerfalls vom 1^- -Zwei-Phononenzustand zum Grundzustand im Bereich des $Z=50$ -Schalenabschlusses. Die Abbildung wurde aus [AnKo01] entnommen.

Das Absinken des reinen Zwei-Phononenanteils und das Anwachsen der Beimischung der GDR im Übergangmatrixelement erklärt das Absinken der $E1$ -Stärke bei Verlassen der magischen Schale.

Im unteren Teil der Abbildung 5.4 sind die $B(E1)_{\downarrow}$ -Werte des Zerfalls $|1_1^- \rangle \rightarrow |2_1^+ \rangle$ aufgetragen. Es zeigt sich ein, verglichen mit dem Grundzustandszerfall des 1^- -Zustands, gegensätzliches Bild: schwache $E1$ -Übergänge in den Kernen auf der magischen Schale und vergleichsweise starke Übergänge in den der Schale benachbarten Kernen. Für diesen Zerfall ist der Beitrag der GDR verschwindend gering. Dies bedeutet, daß für diesen Zerfall die Kollektivität der beteiligten Phononen ausschlaggebend ist. Die Zunahme der $E1$ -Stärke läßt sich mit einer erhöhten Kollektivität der Phononen in den nichtmagischen Kernen verstehen.

In Abbildung 5.5 sind die $B(E1)_{\downarrow}$ -Werte im Bereich des $Z=50$ -Schalenabschlusses über dem Ausschnitt der Isotopentafel aufgetragen. Es zeigt sich ein zum $N=82$ -Schalenabschluß analoges Verhalten. Die bereits öfters erwähnten QPM-Rechnungen [PoSt98] konnten dieses Verhalten wiederum mit dem DCP-Effekt erklären. Für den halbmagischen Kern ^{120}Sn ergab sich für die Polarisierung ein Wert von $\chi_{pol} = -0.34$. Dies ist mit dem Wert des halbmagischen ^{144}Sm vergleichbar.

5.1.2 Niedrigliegende 1^+ -Zustände

Die tiefstliegende kollektive M1-Anregung in geraden Kernen nahe abgeschlossener Schalen ist durch den 1^+ -Scherenmoden-Zustand gegeben. In den Kernen auf dem N=82-Schalenabschluß wird keine tiefliegende M1-Stärke [HeBa95] beobachtet. Wie in Kapitel 1 und 2.1 gezeigt, ergibt sich der 1^+ -Scherenmoden-Zustand aus der Kopplung des ersten symmetrischen 2_1^+ -Quadrupolphonons und des ersten gemischt-symmetrischen 2_{ms}^+ -Quadrupolphonons. Die $[2_1^+ \otimes 2_{ms}^+]$ -Phononenkopplung bildet ein Quintuplett an Zuständen mit den Drehimpulsen $J^\pi=0^+ - 4^+$. Das für KRF-Experimente relevante Zerfallsschema ist in Abbildung 5.6 dargestellt.

Dies wird auch durch QPM-Rechnungen [LoSt02] gestützt, die dem höherliegenden 1^+ -Zustand bei 3370 keV eine Spinflipnatur zuschreiben. Nach diesen Rechnungen besitzt der erste 1^+ -Zustand eine starke $[2_{is}^+ \otimes 2_{iv}^+]$ -Komponente (85%). Die entsprechenden RPA-Phononen sind in Tabelle 5.1 angegeben. Die RPA-Phononen verdeutlichen den unterschiedlichen Charakter von isoskalaren und isovektoriellen Anregungen in Bezug auf das Vertauschen der Neutronen- und Protonenkomponenten. Zudem zeigt der Vergleich mit den RPA-Phononen von ^{144}Sm (Tabelle 2.2) das Anwachsen der Neutronenkomponenten in den Kernen neben der magischen Schale. Das Fehlen der Neutronenkomponenten in den RPA-Phononen der Kerne der N=82-Isotone [GrDi93, GrSt94] erklärt auch, warum für sie keine isovektoriellen Anregungen beobachtet werden.

λ_i^π	ω_{λ_i} [MeV]	Struktur	B(E2) \uparrow [e ² b ²]
2_{is}^+	0.95	$0.76(1h_{11/2})_\nu^2 + 0.72(2g_{7/2})_\pi^2$ $0.24(3s_{1/2}2d_{3/2})_\nu + 0.43(2d_{5/2})_\pi^2$ $0.31(2d_{3/2})_\nu^2 + 0.23(1g_{7/2}2d_{3/2})_\pi$	0.51
2_{iv}^+	2.009	$0.85(1h_{11/2})_\nu^2 - 0.98(1g_{7/2})_\pi^2$ $0.37(2d_{3/2})_\nu^2 - 0.17(2d_{5/2})_\pi^2$ $0.22(3s_{1/2}2d_{3/2})_\nu - 0.1(1h_{11/2})_\pi^2$	0.011

Tab. 5.1: Anregungsenergie ω_{λ_i} , Struktur und B(E2) \uparrow Anregungswahrscheinlichkeiten des isoskalaren (is) und isovektoriellen (iv) RPA-Quadrupolphonons von ^{136}Ba . Es sind nur die Strukturkomponenten mit einem größeren Anteil aufgeführt. Die Tabelle wurde aus [LoSt02] übernommen.

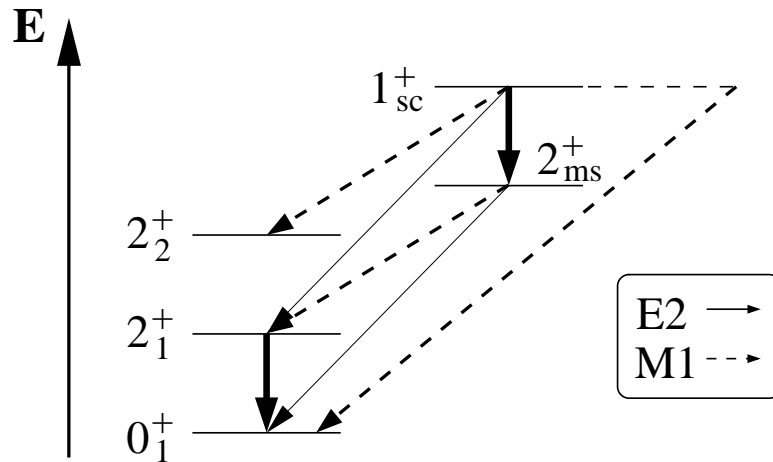


Abb. 5.6: Niveauschema der ersten symmetrischen (2_1^+ , 2_2^+) und gemischt symmetrischen (2_{ms}^+ , 1_{sc}^+) Zustände, die in KRF-Experimenten angeregt werden können. Die erwarteten M1-Übergänge sind gestrichelt und E2-Übergänge durchgezogen eingezeichnet.

In ^{134}Ba [MaPi96] wird ein Zustand bei 2939 keV als Hauptfragment der Scheremode angesehen. Daneben sind noch eine Anzahl an schwächeren Übergängen bekannt, denen ebenfalls eine M1-Multipolarität zugeschrieben werden kann. Die aufsummierte $B(\text{M1})\uparrow$ -Stärke von ^{134}Ba beträgt $\sum B(\text{M1})\uparrow = 0.56 \mu_N^2$. Ein Wert, der nahe bei dem des γ -weichen Kerns ^{196}Pt ($\sum B(\text{M1})\uparrow = 0.69 \mu_N^2$) [BrEb96] liegt.

Für $^{134,136}\text{Ba}$ konnten mit KRF-Messungen [MaPi96, PiBe98] eine Vielzahl der erwarteten Übergänge nachgewiesen werden. Die gemessenen Verteilungen der reduzierten Dipolgrundzustandsübergangsbreite Γ_0^{red} beider Isotope ist zusammen mit denen der anderen Bariumisotope in Abbildung 5.12 aufgetragen. In der Verteilung von ^{136}Ba sind zwei 1^+ -Zustände markiert, wobei der tieferliegende 1^+ -Zustand bei 2694 keV als Hauptfragment der Scheremode angesehen wird. Dieser Zustand zeigt auch einen starken Zerfall zum zweiten symmetrischen 2_2^+ -Quadrupolphonon. Der vierte 2_4^+ -Zustand wurde als gemischt symmetrische 2_{ms}^+ -Quadrupolanregung identifiziert [PiBe98].

In Bezug auf die Thematik der Phasenübergänge in Atomkernen (siehe Kapitel 2.3) [Cast04] ist für die Bariumisotope mit zunehmender Anzahl der Neutronenlöcher ein Anstieg sowohl der M1-Stärke als auch des Fragmentationsgrades der Scheremode festzustellen. Die Bariumisotopenkette vollzieht den Phasenübergang vom sphärischen Vibrator (^{138}Ba) zum γ -weichen Kern (^{130}Ba) [Iach00]. Bedauerlicherweise liegen nur Daten bis zum Kritischen-Punkt-kandidat ^{134}Ba [CaZa00] vor. Da es sich um einen Phasenübergang zweiter Ordnung handelt, kann der Phasenübergang nicht direkt in den Observablen (hier die M1-Stärke) beobachtet werden. Deswegen soll an dieser Stelle auf eine ausführliche Diskussion verzichtet werden.

Ein weiterer Aspekt der stabilen, geraden Bariumisotope, der hier nur der Vollständigkeit wegen erwähnt wird, ist ihre Lage auf der neutronenarmen Seite der N=82-Isotone. Analog zur Cadmiumisotopenkette mit zwei Protonen unterhalb der Z=50-Schale bilden sich Intruderkonfigurationen¹ aus. Dabei wird mindestens ein Nukleonenpaar über den Schalenabschluß gehoben, so daß insgesamt mindestens drei Valenznukleonenpaare vorliegen und der Kern eine zweite niedrigliegende Konfiguration erhält. So findet sich der Intrudergrundzustand 0_{Int}^+ in den Cadmiumisotopen gewöhnlich bei ca. 2 MeV. Intruderkonfigurationen erhöhen die Zahl der möglichen Anregungszustände, so daß mit einer noch stärkeren Fragmentierung der Anregungsmoden zu rechnen ist.

5.2 ug-Kerne am N=82-Schalenabschluß

Im folgenden soll nun das Verhalten der ungeraden Kerne im Bereich der N=82-Isotone diskutiert werden. Dabei steht eine Zuweisung der experimentell beobachteten Anregungen zu den Fragmentierungen der im vorigen Abschnitt beschriebenen kollektiven Anregungen der gg-Rumpfkern im Vordergrund. Als problematisch erweist sich hierbei, daß es in derzeitigen KRF-Experimenten (siehe Kapitel 3) nicht möglich ist, Drehimpuls- und Paritätszuordnungen für die angeregten Zustände zu treffen. Die Zuordnung der durch die Ankopplung eines ungepaarten Teilchens (siehe Kapitel 1.2 und 2.2) an die kollektive Anregung des Rumpfkernes entstandenen Fragmente zu einer Anregung kann nur über die energetische Lage geschehen. Dies ist mit einer hohen Unsicherheit behaftet, insbesondere dann, wenn im Rumpfkern mehrere kollektive Anregungen eng beieinander liegen. In diesem Fall kann im Grunde genommen nur noch eine Aussage über die insgesamt beobachtete Übergangsstärke gemacht werden. Da es für ungerade Kerne nur möglich ist, das Produkt aus statistischem g -Faktor und der Grundzustandsübergangsbreite Γ_0 zu messen, muß für die geraden Rumpfkern ebenfalls dieses Produkt betrachtet werden, oder, um direkt vergleichen zu können, die zu $g \cdot \Gamma_0^{red} = g \cdot \Gamma_0 / E_\gamma^{2\lambda+1}$ proportionale Anregungswahrscheinlichkeit $B(\pi, \lambda) \uparrow$ herangezogen werden, wobei allerdings schon wieder vorausgesetzt wird, daß es sich bei den betrachteten Übergängen um Übergänge derselben Multipolarität handelt.

¹Es ist zu beachten, daß es sich bei diesen Intruderkonfigurationen, obwohl gleich benannt, um einen anderen physikalisch Effekt handelt, als bei den in Kapitel 1 erwähnten Schalenmodell Intruderzuständen.

In Kapitel 1.2 wurden bereits einige Gedanken zur Struktur der aus der Ankopplung eines ungepaarten Teilchens an kollektive Anregungen hervorgehenden Zustände vorgetragen. Diese Überlegungen sollen nun noch weiter verfeinert werden. Dabei soll nicht zwischen Teilchen und Löchern unterschieden werden. Die kollektiven Anregungen $K_j^{\pi_k}$ der gg-Rumpfkerns lassen sich mit ihrem Drehimpuls j und ihrer Parität π_k charakterisieren. Koppelt man daran das Teilchen im Grundzustand $p_l^{\pi_1}$, charakterisiert durch den Grundzustandsdrehimpuls l des Kerns und seine Parität π_1 , so ergibt sich:

$$(K_j^{\pi_k} \otimes p_l^{\pi_1})_J^{\pi_k \cdot \pi_1} \quad \text{mit} \quad |j - l| \leq J \leq |j + l|, \quad (5.2)$$

wobei J der sich bei der Kopplung ergebende Drehimpuls ist. Bedenkt man nun, daß es bei einer Kopplung des Teilchens an eine aus mehreren Zuständen bestehende kollektive Anregung oder an mehrere eng beieinander liegende kollektive Anregungen mehrere Zustände geben kann, die denselben Drehimpuls J und Parität $\pi_k \cdot \pi_1$ besitzen, so muß ein Mischen dieser r Zustände in Betracht gezogen werden. Die Summation muß über alle Zustände mit demselben Drehimpuls erfolgen.

$$\sum_r \alpha_r (K_j^{\pi_k} \otimes p_l^{\pi_1})_{rJ}^{\pi_k \cdot \pi_1} \quad (5.3)$$

Die α_r sind die jeweiligen Mischungsamplituden.

Nun kann allerdings nicht nur das Teilchen im Grundzustand, sondern auch in einem angeregten Zustand mit dem Drehimpuls m und der Parität π_i an die kollektive Anregung des Rumpfkerns koppeln.

$$\sum_i \sum_s \beta_s (K_j^{\pi_k} \otimes p_{m_i}^{\pi_i})_{sL}^{\pi_k \cdot \pi_i} \quad \text{mit} \quad |j - m| \leq L \leq |j + m| \quad (5.4)$$

Die erste Summation zieht die möglichen tiefliegenden Anregungszustände und die zweite Summation das Mischen der s gekoppelten Zustände mit demselben gekoppelten Drehimpuls L in Betracht. Sind die Drehimpulse $J = L$ und Paritäten $\pi_k \cdot \pi_1 = \pi_k \cdot \pi_i$ identisch, so wird es eine weitere Mischung der Konfigurationen geben. Die Gesamtwellenfunktion ergibt sich somit zu:

$$\begin{aligned} \Psi_\nu(J\pi_k \cdot \pi_1) &= \gamma_1 \sum_r \alpha_r (K_j^{\pi_k} \otimes p_l^{\pi_1})_{rJ}^{\pi_k \cdot \pi_1} \\ &+ \sum_{i=2} \gamma_i \sum_s \beta_s (K_j^{\pi_k} \otimes p_{m_i}^{\pi_i})_{sJ}^{\pi_k \cdot \pi_1} \\ &+ \sum_n \delta_n p_J^{\pi_k \cdot \pi_1}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Die Koeffizienten α_r , β_s , γ_i und δ_n sind wiederum die Mischungsamplituden der beteiligten Kopplungen. Der dritte Summand berücksichtigt, daß auch Ein- oder Mehrteilchenanregungen $p_J^{\pi_k \cdot \pi_1}$ mit dem benötigten Drehimpuls und der entsprechenden Parität im für die Kopplung der kollektiven Anregung des Rumpfkerns mit dem ungepaarten Teilchen relevanten Energiebereich liegen können. Auch diese werden mit den gekoppelten Zuständen mischen und tragen so weiter zur Fragmentierung der Übergangsstärke bei.

Betrachtet man die Wellenfunktion $\Psi_\nu(J\pi_k \cdot \pi_1)$ in Gleichung (5.5), so ist die starke Fragmentierung der Anregungsstärke bereits durch die große Anzahl an möglichen Zuständen erklärt. Desweiteren verdeutlicht die komplexe Struktur der Wellenfunktion die Schwierigkeit von quantitativen Rechnungen.

Einen experimentellen Hinweis auf das Mischen der Konfigurationen des Teilchens im Grundzustand $|\Psi_0\rangle$ und angeregtem Zustand $|\Psi_i\rangle$ gibt das experimentelle Verzweigungsverhältnis (siehe Gleichung 3.12) von Grundzustandszerfall und inelastischem Zerfall zum angeregten Zustand:

$$R = \frac{|\langle \Psi_\nu(J\pi_k \cdot \pi_1) | \hat{O}(\pi\lambda) | \Psi_i \rangle|^2}{|\langle \Psi_\nu(J\pi_k \cdot \pi_1) | \hat{O}(\pi\lambda) | \Psi_0 \rangle|^2}. \quad (5.6)$$

Für eine aus mehreren Zuständen bestehende kollektive Anregung in den gg-Rumpfkernen kann man sagen, daß die Zustände mit dem niedrigsten Drehimpuls bevorzugt zum Grundzustand zerfallen werden. Bei dem in dieser Arbeit behandelten $[2^+ \otimes 3^-]$ -Zwei-Phononenquintuplett ist dies der 1^- -Zustand. Für die schwache Kopplung läßt sich zeigen, daß in ungeraden Kernen aufsummiert über alle Fragmente sich die gleiche E1-Stärke ergeben sollte, wie für die Anregung des 1^- -Zustand im gg-Rumpfkern [Herz95]. Um im entsprechenden Energieintervall Spektroskopie betreiben zu können und aus der großen Anzahl der sich bei der Ankopplung des ungepaarten Teilchens an das Zwei-Phononen-Quintuplett ergebenden Zustände selektiv die mit einem E1-Matrixelement zum Grundzustand verbundenen herauszufiltern, ist es sinnvoll, spinselektive Methoden wie die KRF zu verwenden. Wie in Kapitel 3.1 erwähnt, werden durch die resonante Streuung reeller Photonen nur Zustände angeregt, die mit E1-, M1- oder E2-Übergängen vom Grundzustand aus erreichbar sind. Dies schränkt im allgemeinen die Zahl der erreichbaren Zustände auf die mit den Drehimpulsen $J_0 - 2, J_0 - 1, J_0, J_0 + 1, J_0 + 2$ ein. Im speziellen Fall der $[2^+ \otimes 3^-]$ -Zwei-Phononenkopplung, mit ihrer nur E1-Übergänge zulassenden negativen Parität, sind dies sogar nur Zustände mit den Drehimpulsen $J_0 - 1, J_0, J_0 + 1$. Wie in Abbildung 1.4 gezeigt, ist trotz dieser Reduktion eine große Zahl an Übergängen zu erwarten. Dabei ist zu bedenken, daß in Abbildung 1.4 nur die Konfiguration mit dem Teilchen im Grundzustand berücksichtigt ist.

Bisher wurden die Anregungen des Rumpfkerns allgemein behandelt, ohne daß auf ihre Natur eingegangen wurde. Im Folgenden soll geklärt werden, welche der im vorhergehenden Kapitel angesprochenen Anregungen auch nach der durch das ungepaarte Teilchen bedingten Fragmentation genügend Übergangsstärken liefern, so daß im Experiment mit seiner limitierten Sensitivität noch Fragmente beobachtet werden können.

In Kapitel 2.2 wurde gezeigt, daß die Kollektivität der RPA-Phononen mit der Rootquantenzahl abnimmt. Für die sich aus den RPA-Phononen zusammensetzenden Zustände der gg-Kerne hat dies, sofern ihre Hauptkomponente aus dem RPA-Phonon mit der ihrem Index entsprechenden Rootquantenzahl besteht, die Konsequenz, daß die Kollektivität der höherliegenden Anregungen derselben Multipolarität ebenfalls absinkt. Zudem ist in Tabelle 2.2 zu sehen, daß mit steigender Rootquantenzahl die Übergangsstärke der RPA-Phononen und somit auch die der aus ihnen aufgebauten Zustände abnimmt. Als Zustände, an die das ungepaarte Teilchen in den nun zu diskutierenden ungeraden Kernen koppeln und dabei genug Übergangsstärke zum Grundzustand generieren kann, kommen also nur die isoskalare 2_1^+ -Quadrupolvibration und 3_1^- -Oktupolvibration sowie die aus ihnen bestehende $[2_1^+ \otimes 3_1^-]$ -Zwei-Phononenkopplung und die isovektorielle 1^+ -Scherenmode in Frage. Diese Annahme wird auch durch die in den Abbildungen 5.9, 5.10 und 5.12 dargestellten Stärkeverteilungen der gg-Rumpfkerns gestützt. Darin ist für die geraden Rumpfkerns deutlich zu sehen, daß nur der erste 2_1^+ -Zustand stark angeregt wird. Die höherliegenden 2^+ -Zustände liegen bereits in den gg-Kernen an der Nachweisschwelle. Die Anregungsenergien der ersten 3^- -Oktupolanregungen wurden jeweils angedeutet. Die Oktupolanregungen sind in geraden Kernen mit der KRF-Methode nicht nachweisbar. In ug-Kernen ist es allerdings möglich, daß Mitglieder des $3^- \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Multipletts über E1-Übergänge mit dem Grundzustand verbunden sind (siehe hierzu Abbildung 1.4). In Abbildung 5.12 ist für die geraden Bariumisotope ein Anwachsen der Übergangsstärke des isovektoriellen 1^+ -Scherenmodenzustands mit zunehmender Valenzneutronenzahl zu sehen. In den ungeraden Kernen neben einer abgeschlossenen Schale sollte auch die Fragmentation der M1-Stärke beobachtbar sein.

5.2.1 ug-Kerne auf dem N=82-Schalenabschluß

Die protonenungeraden N=82-Kerne ^{139}La und ^{141}Pr wurden bereits Anfangs der neunziger Jahre am Stuttgarter KRF-Meßplatz vermessen [Herz95]. Der Grund (siehe Kapitel 1) für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten erneuten Messungen war, daß beide Kerne in dem zur $[2_1^+ \otimes 3_1^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Kopplung gezählten Energiebereich nur ca. 40% der für den $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_1$ -Zustand der gg-Rumpfkern beobachteten E1-Stärke zeigten. In den letzten 10 Jahren wurde die Sensitivität des Stuttgarter KRF-Meßplatzes um den Faktor 10 erhöht. Mit der erhöhten Sensitivität ist man nun in der Lage, auch schwächere Übergänge nachzuweisen und kann so klären, ob es sich bei der fehlenden E1-Stärke um einen Kernstruktureffekt handelt, oder ob die Stärke so stark fragmentiert ist, daß viele der Übergänge unter dem Sensitivitätslimit der alten Messungen lagen. Ein Vergleich der in den Messungen aus den Jahren 1992 und 2003 erhaltenen Stärkeverteilungen findet sich in den Abbildungen 5.7 und 5.8.

Für ^{139}La ist eine gute Übereinstimmung der beiden Messungen offensichtlich. Desweiteren ist deutlich die große Zahl an weiteren, schwächeren Übergängen festzustellen, die erst durch die erhöhte Sensitivität des verbesserten Aufbaus nachweisbar sind.

Die Verteilungen für ^{141}Pr unterscheiden sich im Energiebereich über 3 MeV deutlich voneinander. Dies kommt durch eine unterschiedliche Zuweisung von Grundzustands- und inelastischen Zerfällen zustande. Vergleicht man die jeweiligen Streuquerschnitte beider Messungen, so ist auch für diese Messungen eine gute Übereinstimmung festzustellen.

Der Vergleich der alten und neuen Messungen zeigt, daß einerseits eine gute Übereinstimmung der Daten beider Messungen besteht und ferner der sensitivere Aufbau des aktuellen Experiments auch schwächere Fragmente der experimentellen Beobachtung zugänglich macht.

Da beide Kerne auf dem N=82-Schalenabschluß liegen, tritt in beiden keine M1-Stärke, hervorgerufen durch die Ankopplung des Teilchens/Loches an den isovektoriellen 1^+ -Scherenmodenzustand, auf.

In ^{139}La ($J_0^\pi=7/2^+$) befindet sich das ungepaarte Proton in der $1g_{7/2^+}$ -Unterschale. Diese ist mit sieben Protonen nahezu gefüllt. Der erste angeregte Zustand befindet sich bei 165.9 keV und entspricht einer Anregung des Protons in die $2d_{5/2^+}$ -Schale. Der $1h_{11/2^-}$ -Isomierzustand befindet sich bei 1420 keV. Daneben sind zwischen einem und zwei MeV eine Vielzahl weiterer Anregungen positiver Parität bekannt. Dies sind entweder Schalenmodellzustände oder sie besitzen eine $2^+ \otimes \text{Teilchen}$ -Struktur.

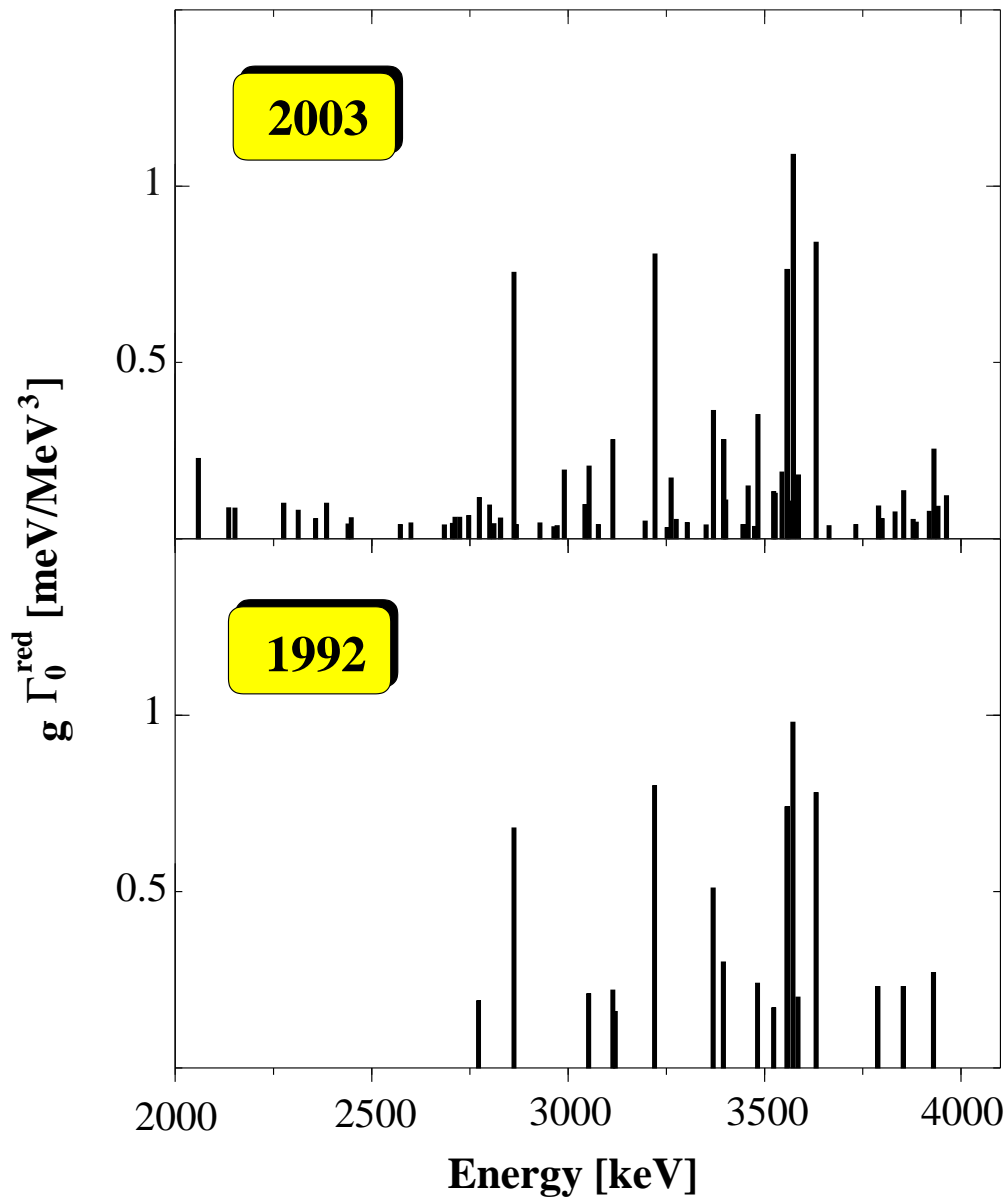


Abb. 5.7: Vergleich der Ergebnisse der KRF-Messungen an ^{139}La in den Jahren 1992 [Herz95] und 2003. Die Abbildung demonstriert die Erhöhung der Sensitivität der Stuttgarter Bremstrahlungseinrichtung in den letzten zehn Jahren. Für die starken Anregungen ist eine gute Übereinstimmung beider Messungen festzustellen. Desweiteren ist in der neuen Messung eine Vielzahl vormals nicht beobachteter schwacher Anregungen identifiziert worden.

Der Grundzustand von ^{141}Pr ($J_0^\pi = 5/2^+$) ist durch ein einzelnes ungepaartes Proton in der $2d_{5/2^+}$ -Schale bestimmt. Der erste angeregte Zustand bei 145.4 keV mit $J^\pi=7/2^+$ entspricht einer Protonenanregung aus der $1g_{7/2^+}$ -

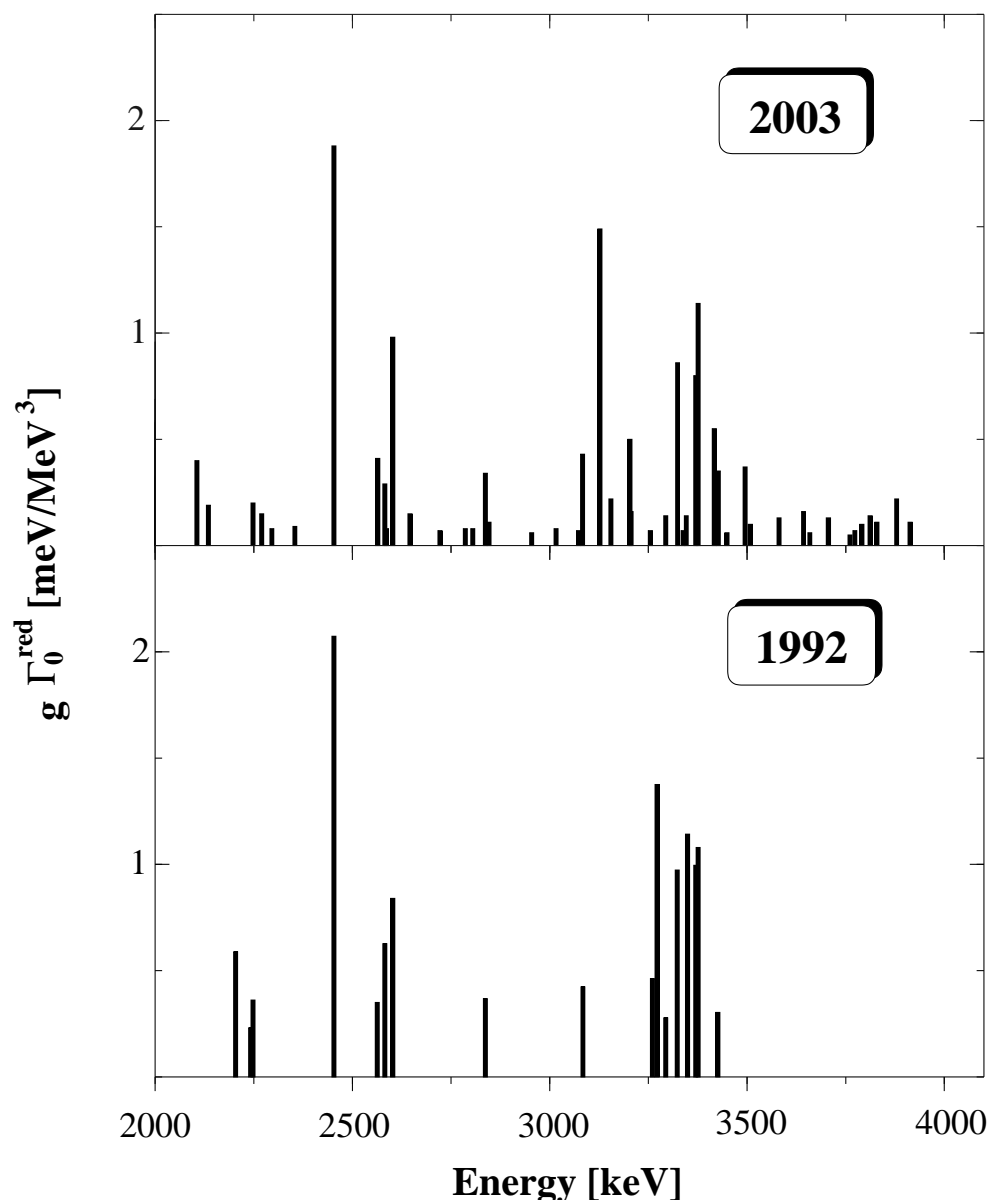


Abb. 5.8: Vergleich der Ergebnisse der KRF-Messungen an ^{141}Pr in den Jahren 1992 [Herz95] und 2003. Die Abbildung demonstriert die Erhöhung der Sensitivität der Stuttgarter Bremsstrahlungseinrichtung in den letzten zehn Jahren. Abweichungen der starken Anregungen beider Verteilungen kommen durch eine unterschiedliche Zuweisung inelastischer Zerfälle zustande. Zudem wurde der starke Übergang bei 2982 keV in der alten Messung nicht ausgewertet (siehe Diskussion in Kapitel 4.4).

in die $2d_{5/2+}$ -Schale und somit einem Protonenloch in der $1g_{7/2+}$ -Schale. Der $1h_{11/2-}$ -Isomierzustand wird bei 1118 keV beobachtet. Auch in diesem Kern sind zwischen ein und zwei MeV eine Vielzahl weiterer Anregungen bekannt. Bis auf eine Ausnahme besitzen sie allesamt positive Parität.

5.2.1.1 Stärkeverteilung von ^{139}La

Im Experiment konnten insgesamt 74 Zustände beobachtet werden, von denen 13 einen Zerfall zum ersten angeregten Zustand zeigten. Davon waren bereits 13 Zustände in der Literatur [NDS01a] und 20 Zustände aus dem bereits erwähnten (γ, γ') -Experiment [Herz95] bekannt. Im Experiment aus dem Jahr 1992 konnten keine Verzweigungen zum ersten angeregten Zustand beobachtet werden.

In Abbildung 5.9 ist die Stärkeverteilung von ^{139}La mit denen seiner geraden Rumpfkern ^{138}Ba und ^{140}Ce verglichen. Um die Anregungsenergien der jeweils ersten 2^+ -Quadrupolvibrationen befindet sich eine Gruppe von Zuständen, die großteils aus der Literatur [NDS01a] bekannt sind. Dort wird ihnen allesamt eine positive Parität zugewiesen. Dies stützt die Annahme, daß es sich bei ihnen um Mitglieder des $2^+ \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Multipletts handelt.

Die Summe der Produkte aus Grundzustandszerfallsbreiten und statistischem Spinfaktor im Energiebereich zwischen einem und zwei MeV ist $\sum_{1\text{MeV} < E < 2\text{MeV}} g \cdot \Gamma_0 = (21.7 \pm 0.7) \text{ meV}$. Die Übergangsstärken zu vergleichen ist problematisch, da diese proportional zur reziproken $(2\lambda+1)$ -ten Potenz der Energie sind. Dies wirkt sich besonders aus, da die meisten beobachteten Übergänge in ungeraden Kernen im Energiebereich zwischen ein und zwei MeV eine gemischte Multipolarität λ mit starkem M1-Anteil besitzen, was einen Vergleich mit dem E2-Grundzustandsübergang der 2^+ -Quadrupolvibration der geraden Rumpfkern verhindert. Desweiteren kann nicht ausgeschlossen werden, daß im betrachteten Energiebereich auch starke Anregungen auftreten, die Einteilchenanregungen entsprechen. Aus diesen Gründen lassen sich effektiv nur das Produkt von Grundzustandszerfallsbreite und statistischem Spinfaktor und die Anregungsenergien vergleichen. Das Produkt der $g \cdot \Gamma_0(2^+)$ in den gg-Rumpfkern ist $g \cdot \Gamma_0(2^+) = (12.4 \pm 1.3) \text{ meV}$ für ^{138}Ba und $g \cdot \Gamma_0(2^+) = (25 \pm 2) \text{ meV}$ für ^{140}Ce [HeBa95, Herz95]. Der Wert von ^{139}La liegt zwischen den Werten beider Rumpfkern.

Die mittlere M1-stärkegewichtete Anregungsenergie der zum $2^+ \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Multiplett gerechneten Zustände von ^{139}La im Energiebereich von ein bis zwei MeV ergibt sich mit:

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_i E_i B(\pi\lambda) \uparrow_i}{\sum_i B(\pi\lambda) \uparrow_i} \quad (5.7)$$

zu $\langle E \rangle = 1556 \text{ keV}$. Dieser Wert liegt zwischen den Anregungsenergien der ersten 2^+ -Quadrupolanregungen der Rumpfkern (^{138}Ba : $E_{2_1^+} = 1436 \text{ keV}$; ^{140}Ce : $E_{2_1^+} = 1596 \text{ keV}$).

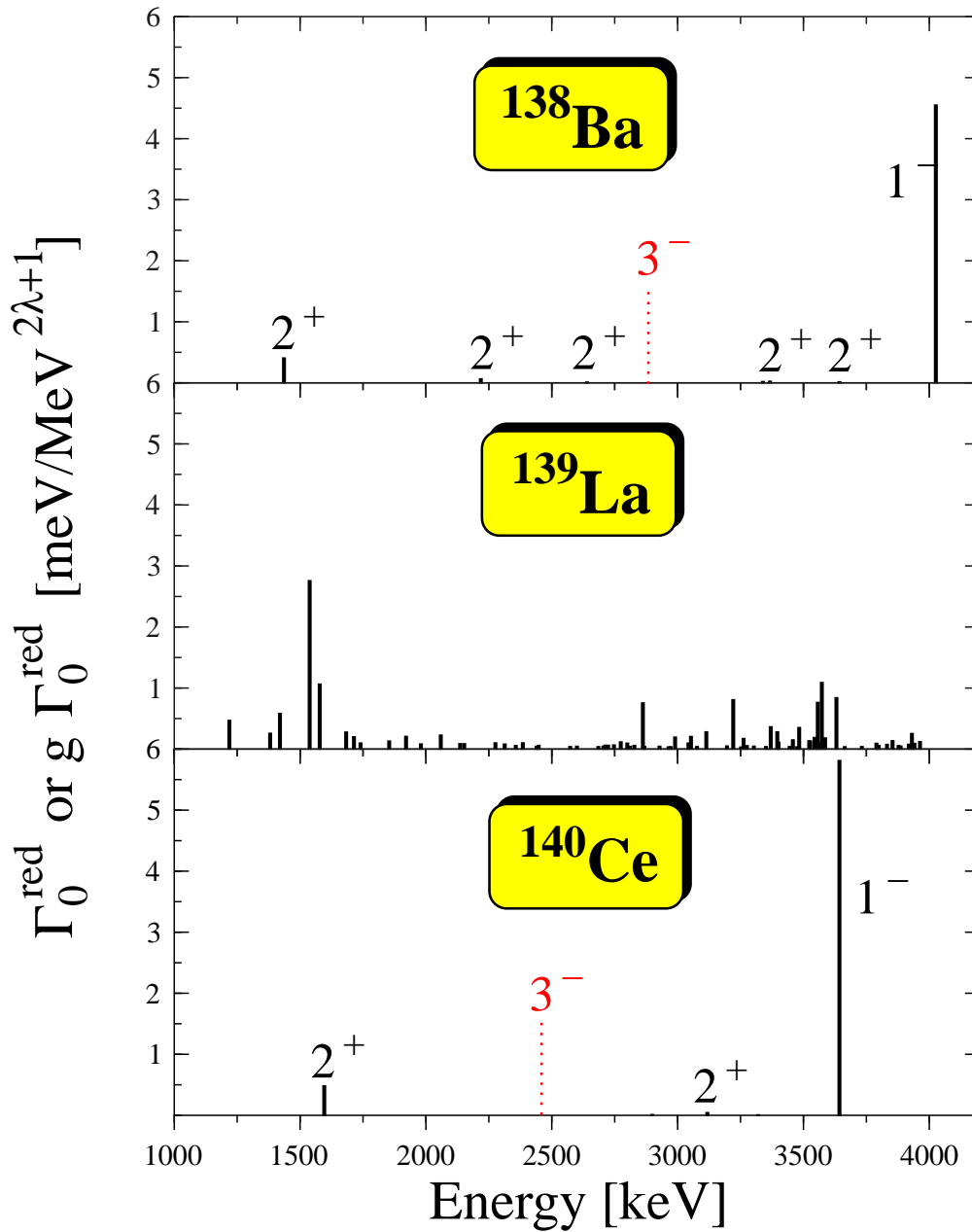


Abb. 5.9: Die experimentell gefundene Stärkeverteilung von ^{139}La verglichen mit den Stärkeverteilungen seiner möglichen Rumpfkern ^{138}Ba und ^{140}Ce [HeBa95]. Zu beachten ist, daß für ^{139}La das Produkt $g \cdot \Gamma_0^{\text{red}}$ und für die gg-Rumpfkern nur Γ_0^{red} aufgetragen ist. Um die Verteilungen vergleichen zu können, müssen die Breiten der gg-Kern mit dem statistischen g -Faktor multipliziert werden. Dieser ist für Quadrupolanregungen $g = 5$ und Dipolanregungen $g = 3$. Zudem wurden die Anregungsenergien der nicht in KRF-Experimenten meßbaren 3^- -Oktupolphononen markiert. Eine Diskussion erfolgt im Text.

Geht man im ungeraden Kern von einem hypothetischen E2-Grundzustandszerfall mit der Übergangsenergie $\langle E \rangle$ aus, so erhält man $g \cdot \Gamma_0^{red} = (2.4 \pm 0.1) \text{ meV/MeV}^5$. Die analogen Werte der E2-Grundzustandszerfälle von den 2_1^+ -Quadrupolphononen der Rumpfkern sind $g \cdot \Gamma_0^{red} = (2.0 \pm 0.2) \text{ meV/MeV}^5$ für ^{138}Ba und $g \cdot \Gamma_0^{red} = (2.4 \pm 0.2) \text{ meV/MeV}^5$ für ^{140}Ce . Trotz der bemerkenswerten Übereinstimmung des Wertes des ungeraden Kerns mit denen seiner Rumpfkern ist dieser Wert mit Vorsicht zu genießen. In den geraden Kernen kann man für den Zerfall vom $[2^+ \otimes 3^-]_{1-}$ -Zwei-Phononenzustand zum 2_1^+ -Zustand obere Grenzen angeben und so die maximale Bevölkerung des tiefliegenden Zustands aus dem höherliegenden abschätzen. Im ungeraden Kern ist dies durch die Vielzahl der hochliegenden Ausgangs- und tiefliegenden Endzustände nicht mehr möglich. Eine Bevölkerung aus höherliegenden Zuständen kann daher nicht ausgeschlossen werden.

Die Anregungsenergien der 3^- -Oktupolvibrationen sind in den Stärkeverteilungen der Rumpfkern markiert. Die Oktupolvibrationen gerader Kerne sind in der KRF wegen der zum Grundzustand zu großen Drehimpulsdifferenz nicht anregbar. In ungeraden Kernen können Zustände des $3^- \otimes \textit{Teilchen/Loch}$ -Multipletts über E1-Übergänge anregbar und folglich auch in der KRF beobachtbar sein.

Als problematisch erweist sich hierbei, daß in der Stärkeverteilung von ^{139}La keine Trennung der Gruppen der Fragmente aus dem $3^- \otimes \textit{Teilchen/Loch}$ -Multiplett und dem $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \textit{Teilchen/Loch}$ -Multiplett festzustellen ist. Um dennoch Aussagen, insbesondere zum $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \textit{Teilchen/Loch}$ -Multiplett, treffen zu können, wird in dieser Arbeit davon ausgegangen, daß alle Zustände über 2 MeV eine negative Parität besitzen. Für die energetische Lage der Multipletts werden die Annahmen getroffen, daß die Zustände zwischen 2 und 2.7 MeV dem $3^- \otimes \textit{Teilchen/Loch}$ -Multiplett und die Zustände über 2.7 MeV dem $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \textit{Teilchen/Loch}$ -Multiplett angehören. In dem für das $3^- \otimes \textit{Teilchen/Loch}$ -Multiplett angenommenen Energiebereich finden sich nur schwache Übergänge. Im Gegensatz dazu werden im Energiebereich, der für das $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \textit{Teilchen/Loch}$ -Multiplett angenommen wird, eine Vielzahl an starken Anregungen beobachtet. Insbesondere unterhalb des $[2^+ \otimes 3^-]_{1-}$ -Zwei-Phononenzustands in ^{140}Ce befindet sich in ^{139}La eine Gruppe mit relativ starken Anregungen. In der unmittelbaren Umgebung des $[2^+ \otimes 3^-]_{1-}$ -Zwei-Phononenzustands von ^{138}Ba finden sich keine stärkeren Anregungen. Dies deutet darauf hin, daß ^{140}Ce sich mit der Kopplung eines Protonenloches besser als Rumpfkern eignet. Summiert man für ^{139}La die reduzierte $B(E1)\uparrow$ -Anregungswahrscheinlichkeit im Energiebereich von 2.7 bis 4 MeV auf, so ergibt sich ein Wert von:

$$\sum_{2.7 \text{ MeV} < E < 4.0 \text{ MeV}} B(E1) \uparrow = (9.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-3} e^2 f m^2. \quad (5.8)$$

Dieser Wert ist etwa 50% höher als der Wert von $\sum_{2.7 \text{ MeV} < E < 4.0 \text{ MeV}} B(E1)\uparrow = (6.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2$, der sich in der Messung aus dem Jahre 1992 [Herz95] ergab. Vergleicht man den neuen $\sum B(E1)\uparrow$ -Wert mit denen des $[2^+ \otimes 3^-]_{1-}$ -Zwei-Phononenzustands der geraden Nachbarkerne (^{138}Ba : $B(E1)\uparrow_{1-} = (13.0 \pm 2.8) \cdot 10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2$; ^{140}Ce : $B(E1)\uparrow_{1-} = (16.7 \pm 0.8) \cdot 10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2$) [HeBa95, AnKo01], so schöpft er bezogen auf ^{138}Ba ca. 70 % und bezogen auf ^{140}Ce ca. 54 % der $B(E1)\uparrow$ -Stärke der Rumpfkern aus. Mittelt man die Werte der gg-Rumpfkern, so ergibt sich ein mittlerer $B(E1)\uparrow$ -Wert von $B(E1)\uparrow = (14.9 \pm 2.9) \cdot 10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2$, und der ungerade Kern zeigt bezogen auf den gemittelten Wert nur ca. 60 % der $B(E1)\uparrow$ -Stärke (siehe hierzu auch die Abbildungen 5.15 und 5.17).

Die gemittelte Anregungsenergie $\langle E \rangle$ der $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Kopplung ergibt sich zu $\langle E \rangle = 3.391 \text{ MeV}$. Die mittlere Anregungsenergie $\langle E \rangle$ wird mit Gleichung (5.7) als erstes Moment der E1-Stärkeverteilung berechnet. Die Absenkung der mittleren Anregungsenergie $\langle E \rangle$ bezogen auf die $[2^+ \otimes 3^-]_{1-}$ -Zwei-Phononenzustände der gg-Rumpfkern (^{138}Ba : $E_{1-} = 4.026 \text{ MeV}$; ^{140}Ce : $E_{1-} = 3643 \text{ keV}$) [HeBa95, Herz95] wurde auch für den neutronenungeraden Kern ^{143}Nd ($\langle E \rangle = 3.294 \text{ MeV}$), bezogen auf den $[2^+ \otimes 3^-]_{1-}$ -Zwei-Phononenzustand seines halbmagischen Rumpfkern ^{142}Nd ($E_{1-} = 3.425 \text{ MeV}$) [ZiHe93, HeZi95], beobachtet.

Es finden sich im Energiebereich über 2.7 MeV 50 Zustände, von denen 13 eine Verzweigung zum ersten angeregten Zustand bei 165.9 keV zeigen. Da für die zur $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Kopplung gezählten Zustände nur für schwächere Übergänge nennenswerte Verzweigungen (siehe Tabelle 4.9) beobachtet werden, kann man für ^{139}La davon ausgehen, daß im wesentlichen nur die Konfiguration mit dem Teilchen bzw. Loch im Grundzustand gekoppelt an die $[2^+ \otimes 3^-]$ -Zwei-Phononenzustände angeregt werden.

5.2.1.2 Stärkeverteilung von ^{141}Pr

In diesem Experiment konnten 61 Zustände beobachtet werden, von denen 16 einen Zerfall zum ersten angeregten Zustand zeigten. Aus der Literatur [NDS01b] waren 16 dieser Zustände bekannt. In der alten KRF-Messung wurden lediglich 20 Zustände beobachtet, die großteils ebenfalls Verzweigungen zum ersten angeregten Zustand zeigten.

Die Stärkeverteilung von ^{141}Pr ist in Abbildung 5.10 mit denen seiner Rumpfkern ^{140}Ce und ^{142}Nd verglichen. Um die Anregungsenergien der 2^+ -Quadrupolvibrationen der Rumpfkern ist für ^{141}Pr eine Gruppe von Zuständen sichtbar. Abgesehen von einer Ausnahme besitzen die Zustände, sofern sie in der Literatur [NDS01b] bekannt sind, alle eine positive Parität. Nur der Zustand bei 1579 keV ist in der Literatur mit $J^\pi = 5/2^-$ als Zustand negativer Parität bekannt. Das Produkt aus Spinfaktor g und Grundzu-

standsbreite Γ_0 der Zustände positiver Parität im Energiebereich bis 2 MeV ist $\sum_{E < 2 \text{ MeV}} g \cdot \Gamma_0 = (40.2 \pm 2.5) \text{ meV}$. Da für ^{141}Pr auch E2-Anregungen im betrachteten Energieintervall liegen, kann eigentlich nach Gleichung (5.7) keine stärkergewichtete mittlere Anregungsenergie bestimmt werden. Vernachlässigt man die E2-Anregungen bei 1521 keV ($g\Gamma_0^{\text{red}} = (0.46 \pm 5) \text{ meV/MeV}^5$) und 1651 keV ($g\Gamma_0^{\text{red}} = (0.32 \pm 4) \text{ meV/MeV}^5$), so ergibt sich nach Gleichung (5.7) die M1-stärkergewichtete mittlere Anregungsenergie zu $\langle E \rangle = 1.541 \text{ MeV}$. Obwohl dieser Wert durch die Vernachlässigung der E2-Übergänge geringfügig zu einer niedrigeren Energie verschoben ist, korrespondiert er sehr gut mit den Anregungsenergien der 2_1^+ -Quadrupolphononen der Rumpfkern (^{140}Ce : $E_{2_1^+} = 1596 \text{ keV}$; ^{142}Nd : $E_{2_1^+} = 1576 \text{ keV}$) [AnKo01]. Betrachtet man, analog zur Vorgehensweise im vorigen Kapitel, das Multiplett als einen einzelnen E2-Übergang mit der Übergangsenergie $\langle E \rangle$, so ergibt sich das Produkt von statistischem g -Faktor und reduzierter Grundzustandsübergangsbreite von ^{141}Pr zu $g \cdot \Gamma_0^{\text{red}} = (4.6 \pm 0.3) \text{ meV/MeV}^5$. Verglichen mit den Rumpfkernen (^{140}Ce : $g \cdot \Gamma_0^{\text{red}}(2_1^+) = (2.4 \pm 0.2) \text{ meV/MeV}^5$; ^{142}Nd : $g \cdot \Gamma_0^{\text{red}}(2_1^+) = (2.0 \pm 0.5) \text{ meV/MeV}^5$) [HeBa95, Herz95, PiHe90] ist dieser Wert deutlich zu groß. Dies kann zwei Gründe haben. Es können neben dem $2^+ \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Multiplett starke Ein- und Mehrteilchenanregungen im betrachteten Energieintervall liegen. Desweiteren ist mit einer Bevölkerung der betrachteten Zustände aus höherliegenden Zuständen zu rechnen. Diese Zerfälle sind im allgemeinen zu schwach, um in Stuttgarter KRF-Experimenten nachgewiesen zu werden. Deshalb ist unklar, von welchen Ausgangszuständen diese Zerfälle starten, und sie können nicht explizit in die Auswertung mit einbezogen werden. Eine experimentelle Möglichkeit, die sogenannte Fütterung tiefliegender Zustände auszuschließen, ist die Durchführung einer zweiten KRF-Messung mit einer Endpunktsenergie nur einige hundert keV über der Anregungsenergie der interessierenden Zustände. Da für ^{141}Pr nur eine Hochenergie-Messung durchgeführt wurde, kann hier keiner der Gründe ausgeschlossen werden.

Die Anregungsenergien der 3^- -Oktupolphononen der gg-Rumpfkern sind in deren Stärkeverteilungen markiert. Im Gegensatz zu ^{139}La (siehe Abbildung 5.9) sind im Energiebereich von 2 bis 2.7 MeV, in dem die $3^- \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Kopplung erwartet wird, einige starke Anregungen vorhanden. Da die 3^- -Oktupolanregungen der gg-Rumpfkern in KRF-Experimenten nicht angeregt werden und in der Literatur keine Daten zur Verfügung stehen, muß auf eine Diskussion der Stärke verzichtet werden.

Für die Zustände im Energiebereich über 2.7 MeV ergibt sich unter der Annahme, daß diese Zustände alle eine negative Parität besitzen, für ^{141}Pr eine gesamte $B(E1)\uparrow$ -Stärke von:

$$\sum_{2.7 \text{ MeV} < E < 4.0 \text{ MeV}} B(E1) \uparrow = (9.2 \pm 1.4) \cdot 10^{-3} e^2 fm^2. \quad (5.9)$$

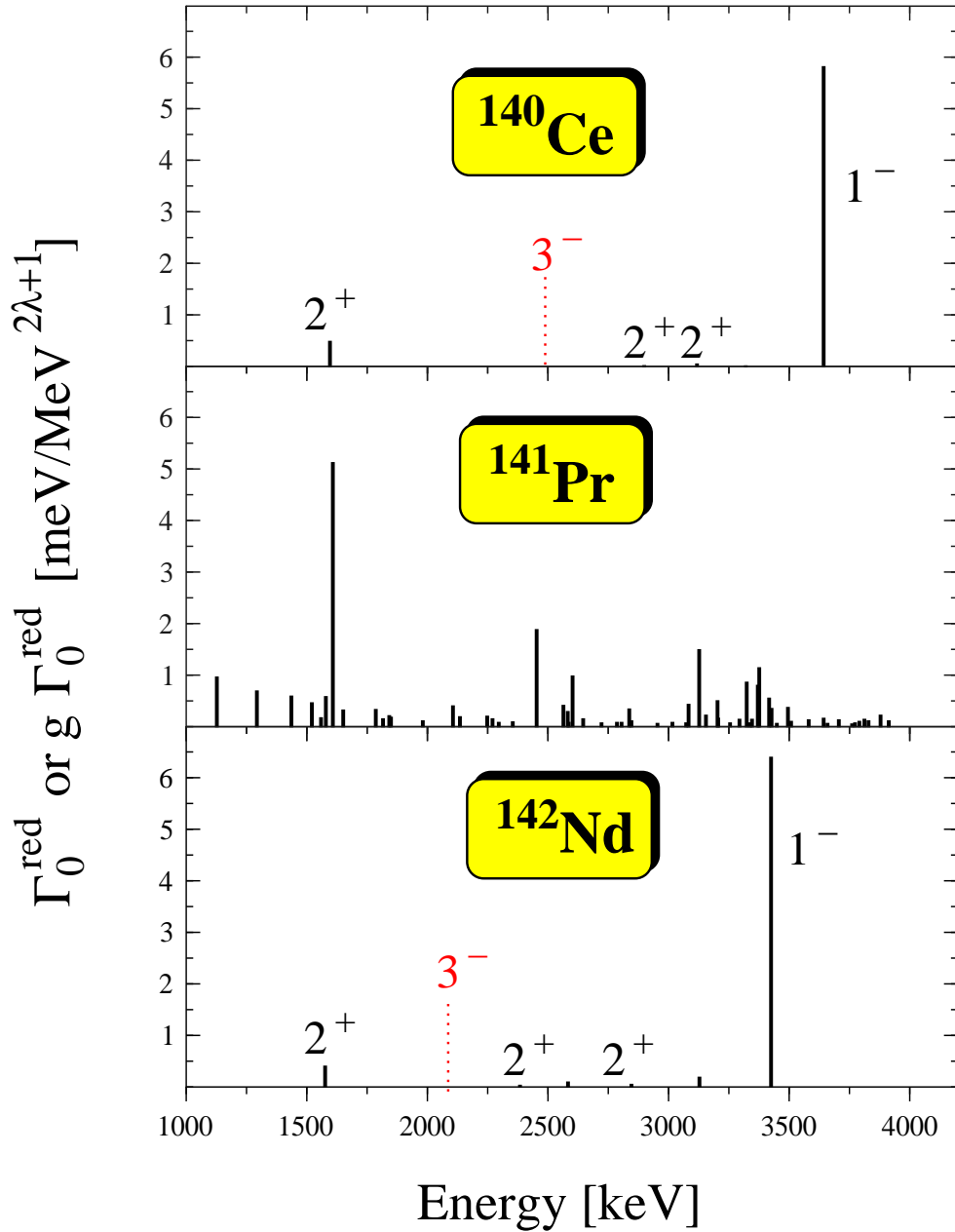


Abb. 5.10: Die experimentell gefundene Stärkeverteilung von ^{141}Pr verglichen mit den Stärkeverteilungen seiner möglichen Rumpfkern ^{140}Ce und ^{142}Nd [HeBa95, PiHe90]. Zu beachten ist, daß für ^{141}Pr das Produkt $g \cdot \Gamma_0^{\text{red}}$ und für die gg-Rumpfkern nur Γ_0^{red} aufgetragen ist. Um die Verteilungen vergleichen zu können, müssen die reduzierten Breiten der gg-Kern mit dem statistischen g -Faktor multipliziert werden. In gg-Kern ist dieser für Dipolanregungen $g = 3$ und Quadrupolanregungen $g = 5$. Zudem wurden die Anregungsenergien der nicht in KRF-Experimenten meßbaren 3^- -Oktupolphononen markiert. Eine Diskussion erfolgt im Text.

Dieser Wert ist nur unwesentlich höher als der Wert der Messung aus dem Jahre 1992 mit $\sum_{2.7 \text{ MeV} < E < 4.0 \text{ MeV}} B(E1) \uparrow = (7.1 \pm 1.9) \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$.

Verglichen mit den $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zwei-Phononenzuständen der Rumpfkern (^{140}Ce : $B(E1) \uparrow_{1^-} = (16.7 \pm 0.8) \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$; ^{142}Nd : $B(E1) \uparrow_{1^-} = (16.3 \pm 2.4) \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$) schöpft der neue experimentelle Wert jeweils nur ca. 55% der $B(E1) \uparrow$ -Stärke aus.

Eine alternative Deutung der Stärkeverteilung in Abbildung 5.10 ist, daß das $3^- \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Multipllett wie in ^{139}La praktisch keine Stärke zeigt, und die $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Kopplung sich im Energiebereich entsprechend der mittleren Absenkung der Anregungsenergie der 1^- -Zustände in den Rumpfkernen zu einer tieferen Energie hin bewegt. Die mittlere Anregungsenergie der 1^- -Zustände der Rumpfkern von ^{139}La ist: $\bar{E}_{1^-} = 3.834 \text{ MeV}$ und von ^{141}Pr : $\bar{E}_{1^-} = 3.534 \text{ MeV}$. Dies hat zur Folge, daß der Energiebereich, über den die $B(E1) \uparrow$ -Stärke zu summieren ist, von 2.4 bis 4 MeV reicht. In diesem Energiebereich ergibt sich für ^{141}Pr eine Gesamtstärke von:

$$\sum_{2.4 \text{ MeV} < E < 4.0 \text{ MeV}} B(E1) \uparrow = (12.8 \pm 2.0) \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2. \quad (5.10)$$

Dieser Wert schöpft ca. 77% der $B(E1) \uparrow_{1^-}$ -Stärke der $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zustände der gg-Rumpfkern aus. Bei diesem Wert könnte man sagen, daß die in den gg-Rumpfkern beobachtete Stärke im ungeraden Kern reproduziert worden wäre. Da die Zustände zwischen 2.4 und 2.7 MeV jedoch wesentlich näher an den Anregungsenergien der 3^- -Oktupolvibrationen der gg-Rumpfkern liegen, wird im folgenden davon ausgegangen, daß ihre Wellenfunktionen im wesentlichen aus $3^- \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Komponenten bestehen. Die weitere Diskussion wird sich auf den Energiebereich von 2.7 bis 4 MeV beschränken.

E1-Stärke kann durch inelastische, nicht im Experiment beobachtete Zerfälle zu den Zuständen des $2^+ \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Multiplletts verloren gehen. Wie der Vergleich der reduzierten Grundzustandszerfallsbreiten der $2^+_{1^-}$ -Zustände der gg-Rumpfkern und der Grundzustandszerfallsbreiten der Zustände mit bekannter positiver Parität von ^{141}Pr zeigte, ist dort ein Überschuß von $g \cdot \Gamma_0^{\text{red}} \approx 2 \text{ meV/MeV}^5$ vorhanden. Dies entspricht einer Zerfallsbreite von $g \cdot \Gamma_0 \approx 20 \text{ meV}$. Aufgrund der Unkenntnis der Ausgangs- und Endzustände und deren Drehimpulse kann keine absolute Abschätzung erfolgen. An dieser Stelle soll nur eine grobe Abschätzung der $B(E1) \uparrow$ -Stärke erfolgen. Unter der Annahme der identischen Breite der Zerfälle vom $2^+ \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Multipllett zum Grundzustand und vom $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Multipllett zum $2^+ \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Multipllett erhält man eine zusätzliche $B(E1) \uparrow_{GZ \rightarrow [[2^+ \otimes 3^-] \otimes p]^-}$ Stärke von: $B(E1) \uparrow \approx 0.5 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$. Zur Berechnung wurde die mittlere Anregungsenergie $\langle E \rangle$ der $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Kopplung aus dem folgenden Absatz verwendet. Da einerseits der Wert relativ klein ist und andererseits die Annahme einer konstanten Breite physikalisch fragwürdig ist, soll auf seine weitere Berücksichtigung verzichtet werden.

Die mittlere E1-stärkegewichtete Anregungsenergie $\langle E \rangle$ der $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Kopplung ergibt sich nach Gleichung (5.7) zu $\langle E \rangle = 3.316$ MeV und zeigt verglichen mit den Rumpfkernen (^{140}Ce : $E_{1^-} = 3.643$ MeV; ^{142}Nd : $E_{1^-} = 3.425$ MeV) [HeBa95, Herz95, PiHe90] eine Absenkung zu einer niedrigeren Energie. Wie schon in Abbildung 5.10 erkennbar, liegt der Schwerpunkt der Verteilung offensichtlich näher an der Anregungsenergie des $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zwei-Phononenzustands in ^{142}Nd . So dürfte analog zu ^{139}La auch in ^{141}Pr die theoretische Beschreibung der Ankopplung eines Protonenloches an die kollektiven Anregungen des schwereren Rumpfkernes bessere Ergebnisse liefern. Betrachtet man die Schalenstruktur der Rumpfkernkerne, so erwartet man, daß ^{140}Ce als Rumpfkern besser geeignet ist. Die Hauptkonfiguration des Grundzustands von ^{140}Ce sollte aus der gefüllten $1g_{7/2}$ -Schale bestehen, an die dann in ^{141}Pr das ungepaarte Proton koppelt.

Kern	$\Delta E_{[[2^+ \otimes 3^-] \otimes p]}$ [MeV]	E_{1^-} bzw. $\langle E \rangle$ [MeV]	$B(E1)_{\uparrow 1^-}$ bzw. $\sum B(E1)_{\uparrow}$ [$10^{-3} e^2 \text{fm}^2$]
^{138}Ba		4.026	(13.0±2.8)
^{139}La	2.7–4	3.391	(9.0±1.0)
^{140}Ce		3.643	(16.7±0.8)
^{141}Pr	2.7–4	3.316	(9.2±1.4)
	2.4–4		(12.8±2.0)
^{142}Nd		3.425	(16.3±2.4)

Tab. 5.2: Vergleich der Ergebnisse der ug-Kerne ^{139}La und ^{141}Pr mit den Daten ihrer gg-Rumpfkernkerne [HeBa95, Herz95, PiHe90]. Aufgelistet sind der für die $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Kopplung angenommene Energiebereich, die Anregungsenergie des $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zustands in den geraden Rumpfkernen bzw. die mittlere Anregungsenergie $\langle E \rangle$ der $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Kopplung berechnet nach Gleichung (5.7) und die jeweiligen $B(E1)_{\uparrow}$ -Stärken.

Im Energiebereich, in dem die Zustände zur $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Kopplung gezählt werden, sind 36 Zustände gemessen worden, von denen 10 einen inelastischen Zerfall zum ersten angeregten Zustand bei 145.4 keV zeigen. Insbesondere die stärker angeregten Zustände zeigen zum Teil erhebliche Verzweigungen (siehe Tabelle 4.11). Nach den zur Struktur der $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Zustände gemachten Gedanken sprechen die starken Verzweigungsverhältnisse für eine starke Beimischung der Konfiguration, bei der das Teilchen im ersten angeregten Zustand an die kollektiven Anregungen ankopplert. Dagegen spricht der experimentell beobachtete Fragmentationsgrad, der für ^{141}Pr geringer ist als für ^{139}La . Da in ^{139}La aufgrund der nur schwachen Verzweigungen davon ausgegangen werden kann, daß der mögliche Konfigurationsraum an $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Zuständen geringer ist, sollte dort auch die Zahl der beobachteten Zustände kleiner sein.

Wobei zu bedenken ist, daß ^{139}La mit seinem Grundzustandsdrehimpuls von $J_0^+ = 7/2^+$, verglichen mit ^{141}Pr ($J_0^+ = 5/2^+$) bei der Ankopplung des Teilchens in der Grundzustandskonfiguration mehr Kopplungsmöglichkeiten an das Zwei-Phononen-Quintuplett besitzt, die mit E1-Übergängen zum Grundzustand zerfallen können. Eine Evidenz für eine stärkere Beimischung ist, daß die Energiedifferenz zwischen gemittelter Anregungsenergie und der Anregungsenergien der 1^- -Zustände in den Rumpfkernen geringer ist als in ^{139}La .

5.2.2 ug-Kerne neben dem N=82-Schalenabschluß

Die beiden neutronenungeraden Bariumisotope ^{135}Ba und ^{137}Ba [ScGa04] wurden im Rahmen zweier Diplomarbeiten [Sche00, Garr01] und dieser Dissertation zum ersten Mal mit (γ, γ') -Experimenten untersucht. Die Endpunktsenergien sind zusammen mit anderen experimentellen Parametern in Tabelle 4 aufgeführt. Ausschnitte der dabei erhaltenen Spektren sind in Abbildung 5.11 zu sehen. Die Spektren der ungeraden Kerne sind in dieser Grafik umgeben von den Spektren ihrer geraden Rumpfkern $^{134,136,138}\text{Ba}$ [MaPi96, PiBe98, HeBa95]. Peaks, die aus dem Photonenflußeichisotop ^{27}Al (2982 keV, 3005 keV und 3956 keV) stammen, sind markiert. Eine weitere, teils logarithmische Darstellung der Spektren von ^{135}Ba findet sich in Abbildung 4.1. Darin sind auch Peaks, die aus den Verunreinigungen (siehe Tabelle 4.1) der Probe durch die geraden Bariumisotope stammen, markiert. Die nach der Auswertung erhaltenen Stärkeverteilungen sind in Abbildung 5.12 dargestellt.

Die ungeraden Bariumisotope bieten die Möglichkeit, die Effekte zu untersuchen, denen die Fragmentation niedrigliegender Dipolmoden bei anwachsender Valenznukleonenzahl unterliegt. Da die zunehmende Valenznukleonenzahl bei nichtmagischen Kernen mit einem Anwachsen der Deformation einhergeht, sollte sich auch die Kopplungsform (siehe Kapitel 1.2) [BoMo53] des ungepaarten Teilchens/Loches an den Rumpfkern ändern. ^{137}Ba mit nur einem Neutronenloch unterhalb der magischen N=82-Schale ist ein klassischer Vertreter der schwachen Kopplung. Hingegen befindet sich ^{135}Ba mit drei Neutronenlöchern unter der N=82-Schale im Übergangsbereich zwischen schwacher und starker Kopplung.

Das Verhalten der kollektiven Anregungen der geraden Rumpfkern wurde bereits in Kapitel 5.1 erläutert. Der $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zwei-Phononenzustand [AnKo01] sinkt mit zunehmender Valenznukleonenzahl in der Anregungsenergie ab (siehe Abbildung 5.2). Zudem sinkt seine Anregungsstärke mit zunehmender Valenznukleonenzahl (Abbildung 5.4).

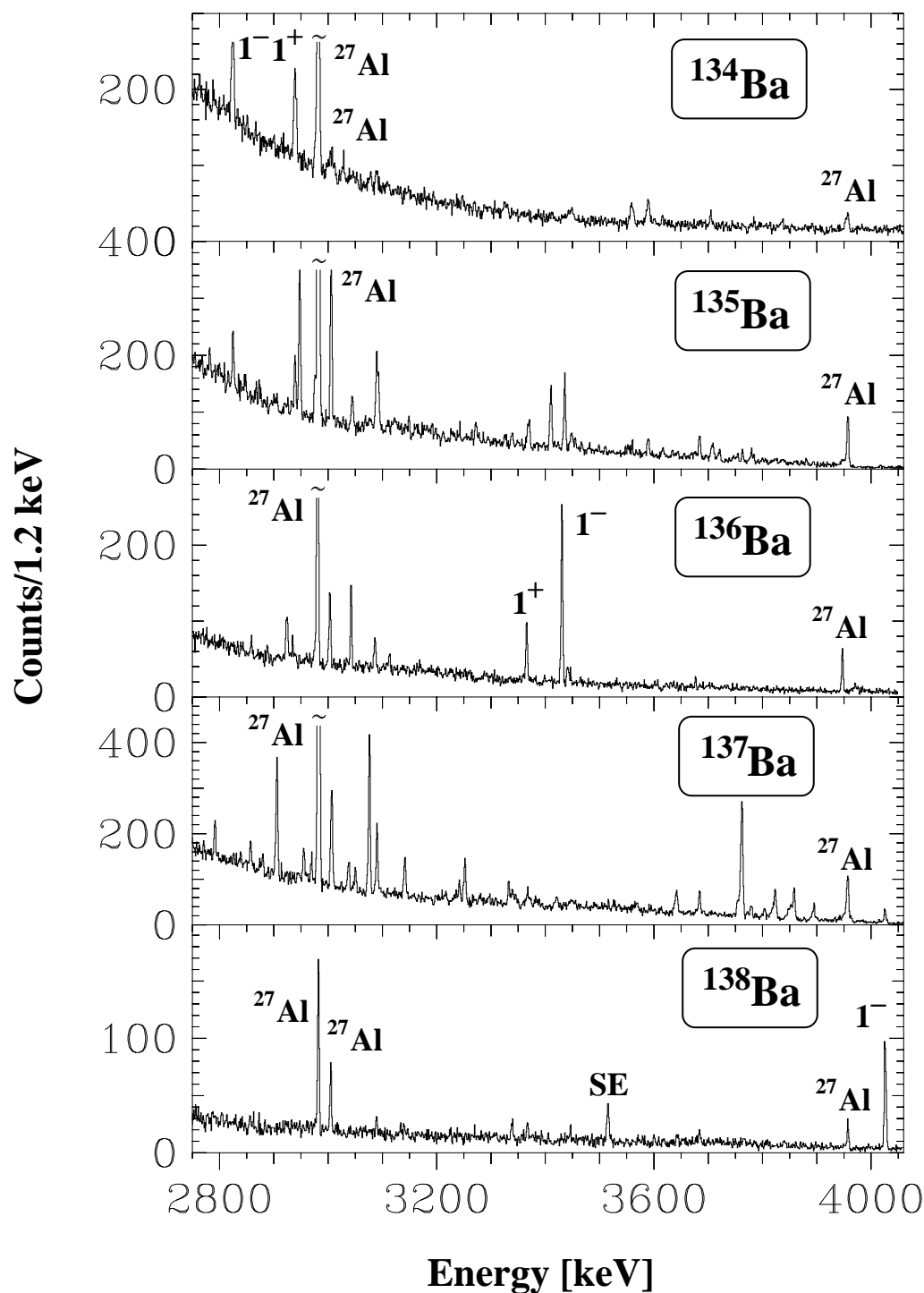


Abb. 5.11: Systematik der (γ, γ') -Spektren von $^{134,135,136,137,138}\text{Ba}$ mit einer Endpunktsenergie von 4.1 MeV. Peaks, die vom Photonenflußisotop ^{27}Al stammen, sind gekennzeichnet. SE kennzeichnet einen Single-Escape-Peak. Die in Kapitel 5.1 diskutierten 1^- - und 1^+ -Zustände der geraden Rumpfkerns sind markiert.

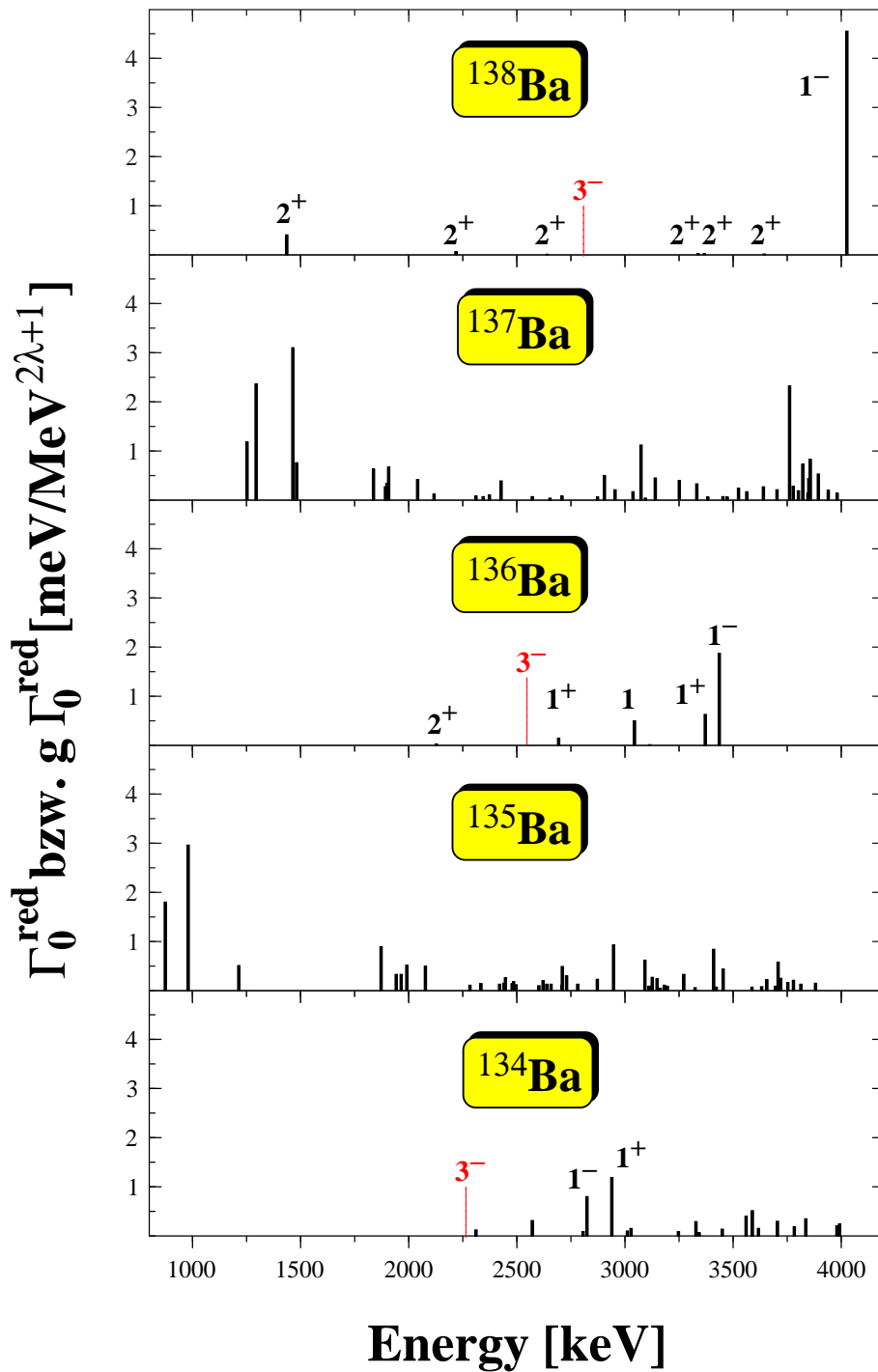


Abb. 5.12: Stärkeverteilungen von $^{134,135,136,137,138}\text{Ba}$. Auf der y-Achse ist für die geraden Isotope die reduzierte Dipolgrundzustandsübergangsbreite $\Gamma_0^{\text{red}} = \Gamma_0/E_\gamma^{2\lambda+1}$ und für die ungeraden Isotope das Produkt $g \cdot \Gamma_0^{\text{red}} = g \cdot \Gamma_0/E_\gamma^{2\lambda+1}$ aufgetragen. Die mit 1^+ gekennzeichneten Anregungen werden über einen M1-Übergang und die mit 1^- gekennzeichneten Anregungen über einen E1-Übergang bevölkert. Zudem wurde in den geraden Isotopen die Anregungsenergie des nicht in KRF-Experimenten nachweisbaren 3^- -Oktupolphonons markiert.

Abseits der magischen Schale ist zudem isovektorielle, magnetische Dipolstärke zu beobachten. Der $[2_1^+ \otimes 2_{ms}^+]_{1+}$ -Scherenmodenzustand [BoRi84, KnPi96, PiBe97, SmPi00] ist bei einer nahezu konstanten Anregungsenergie zu beobachten, die Anregungsstärke steigt mit zunehmender Valenznukleonenzahl und damit verbundener zunehmender Deformation.

Beide ungeraden Bariumisotope haben den Grundzustandsdrehimpuls $J_0^\pi = 3/2^+$. Das ungepaarte Neutron sitzt jeweils in der $2d_{3/2+}$ -Schale. Der erste angeregte Zustand (^{135}Ba : 221 keV; ^{137}Ba : 283 keV) besitzt den Drehimpuls $J^\pi = 1/2^+$. In ^{135}Ba entspricht er einer Anregung des Neutrons als Teilchen und in ^{137}Ba der Anregung eines Neutronenloches in die $3s_{1/2+}$ -Unterschale. Deutliche Energieunterschiede zeigen die $1h_{11/2-}$ -Isomierzustände [Sted05]. In ^{135}Ba tritt er bei 268 keV und in ^{137}Ba bei 661 keV auf. Daneben unterscheiden sich die Niederenergie-Niveauschemata beider Kerne deutlich. ^{137}Ba besitzt unter einem MeV keine weiteren Zustände [NDS97]. Im Gegensatz dazu existiert in ^{135}Ba unter einem MeV eine Vielzahl an angeregten Zuständen (siehe Abbildung 4.2) [NDS98a]. Dieser Umstand läßt sich mit der Absenkung der 2_1^+ -Quadrupolphononen (siehe hierzu Abbildung 5.2) der geraden Nachbarkerne erklären. Für ^{137}Ba sollte der halbmagische Kern ^{138}Ba ein guter Rumpfkern sein. Dessen erste 2_1^+ -Quadrupolanregung liegt bei 1436 keV, so daß auch die Mitglieder des $2^+ \otimes \text{Loch}$ -Multipletts in ^{137}Ba bei einer entsprechend hohen Anregungsenergie zu erwarten sind. Die 2_1^+ -Quadrupolphononen der beiden anderen geraden Bariumisotope sind dagegen in der Energie stark abgesenkt (^{136}Ba : $E_{2_1^+}=819$ keV; ^{134}Ba : $E_{2_1^+}=605$ keV). Da die Zustände, die aus der Kopplung des ungepaarten Neutrons/Neutronenlochs an die erste 2_1^+ -Quadrupolanregung der Rumpfkern hervorgehen, im selben Energiebereich erwartet werden, ist die große Zahl tiefliegender Zustände in ^{135}Ba erklärt.

5.2.2.1 Stärkeverteilung von ^{135}Ba

Aus dem kombinierten Datensatz (siehe Tabellen 4.2 und 4.3) einer Niederenergie- [Garr01] und im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Hochenergie-Messung konnten spektroskopische Informationen von 50 angeregten Zuständen gewonnen werden. In der Literatur [NDS98a] sind davon 18 Zustände bekannt.

Die Stärkeverteilung von ^{135}Ba ist in Abbildung 5.12 mit den Stärkeverteilungen seiner möglichen Rumpfkern ^{134}Ba und ^{136}Ba verglichen. Am niederenergetischen Ende der gemessenen Stärkeverteilung liegen die hochliegenden Zustände des $2^+ \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Multipletts. Da aufgrund des unter einem MeV zu hohen Untergrundes nur die hochliegenden Mitglieder des Multipletts gemessen werden konnten, wird auf eine Diskussion dieses Multipletts verzichtet. Für die Zustände knapp unter 2 MeV

sind in der Literatur ebenfalls positive Paritäten angegeben. Bei diesen Zuständen ist anzunehmen, daß sie starke Einteilchenkomponenten und Beimischungen von Multiphononenanregungen besitzen. Beide Kerne haben bei einer Anregungsenergie von ca. 1.9 MeV jeweils ihren ersten 4_1^+ -Zustand. Die Beimischung von $[1_{SC}^+ \otimes p]$ -Komponenten ist wegen des relativ großen energetischen Abstands zu den 1_{SC}^+ -Scherenmodenzuständen in den Rumpfkernen, wenn überhaupt vorhanden, marginal.

In Abbildung 5.12 ist für die Rumpfkerne zu sehen, daß neben dem 1^- -Zwei-Phononenzustand auch 1^+ -Zustände angeregt werden. Da in derzeitigen KRF-Experimenten keine Paritätszuweisungen für ungerade Kerne getroffen werden können ist bei Energien oberhalb von 2 MeV die Zuordnung eines einzelnen Zustands als Fragment einer bestimmten kollektiven Anregung eines Rumpfkernes nicht möglich. Als Ausweg aus diesem Dilemma bleibt nur, die Gesamtstärke miteinander zu vergleichen und die Stärke des ungeraden Kernes im jeweiligen Energiebereich mit dem Anteil der interessierenden Dipolmode an der Gesamtstärke im Rumpfkern zu gewichten. Für den Energiebereich der jeweiligen Fragmentation wird jeweils ein Energiebereich von 300 keV über dem höchstliegenden betrachteten Zustand des Rumpfkernes und 600 keV unter dem niedrigstliegenden betrachteten Zustand gewählt. Diese Grenzen entsprechen dem Energiebereich um den 1^- -Zustand von ^{142}Nd , in dem für ^{143}Nd die Mitglieder des $[[2^+ \otimes 3^-] \otimes p]$ -Multipletts liegen. ^{143}Nd wurde als Referenzkern gewählt, da er (N=83) neben dem Schalenabschluß liegt. Zudem ist er der einzige Kern in der Nähe der N=82-Isotone, in dem bisher eine identische Stärke der Fragmentation im ungeraden Kern und dem 1^- -Zustand im Rumpfkern gefunden wurde. Somit ist ^{143}Nd der einzige Kern, in dem das $[[2^+ \otimes 3^-] \otimes p]$ -Multiplett vollständig beobachtet wurde.

Kern	ΔE [MeV]	$\sum g \cdot \Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	$f = \frac{g \cdot \Gamma_0^{red}(1^-)}{\sum g \cdot \Gamma_0^{red}}$	$f \cdot \sum g \cdot \Gamma_0^{red}$ [meV/MeV ³]	$\sum B(E1)\uparrow$ [10 ⁻³ e ² fm ²]
^{136}Ba	2.6–3.5	9.42	0.6		(5.4±0.3)
^{135}Ba	2.1–3.8	(7.8±1.0)	0.6	(4.7±0.6)	(4.5±0.6)
^{134}Ba	2.8–3.0	5.97	0.4		(2.3±0.3)
^{135}Ba	2.2–3.2	(5.5±0.7)	0.4	(2.2±0.3)	(2.1±0.3)

Tab. 5.3: Zur Berechnung der $\sum B(E1)\uparrow$ -Werte von ^{135}Ba . Gegeben ist der jeweilige Kern, der Energiebereich, in dem die reduzierte Grundzustandsübergangsbreite Γ_0^{red} aufsummiert wird. Der Wichtungsfaktor f ergibt sich als Anteil $\Gamma_0^{red}(E1)$ des 1^- -Zustands an der gesamten reduzierten Grundzustandsübergangsbreite Γ_0^{red} . Der Gewichtungsfaktor, angewandt auf die gesamte reduzierte Grundzustandsübergangsbreite des ungeraden Kernes, ergibt den Anteil von dessen E1-Stärke.

Die im jeweiligen Energiebereich gefundenen Gesamtstärken stehen in guter Übereinstimmung, so daß folglich auch die E1-Stärke von ungeradem Kern und Rumpfkern übereinstimmen. Verglichen mit ^{136}Ba werden 83% und verglichen mit ^{134}Ba 91% der E1-Stärke gefunden.

Da für beide Rumpfkern die totale reduzierte Übergangsbreite mit der im ungeraden Kern übereinstimmt, kann davon ausgegangen werden, daß auch die totale $B(\text{M1})\uparrow$ -Anregungswahrscheinlichkeit im ungeraden Kern identisch zu der in den geraden Rumpfkernen ist.

Die mittleren stärkegewichteten Anregungsenergien für die zwei betrachteten Energieintervalle sind in Tabelle 5.6 angegeben. Die Wichtung erfolgte mit der reduzierten Grundzustandsübergangsbreite Γ_0^{red} . Ohne die Kenntnis der Paritäten der angeregten Zustände kann keine Zuordnung zu einer der in den Rumpfkernen nahe beieinander liegenden Dipolanregungen getroffen werden. Auf eine Diskussion der mittleren Anregungsenergien $\langle E \rangle$ wird deshalb verzichtet.

In den jeweiligen Energiebereichen wurden 26 (2.2–3.2 MeV) bzw. 40 (2.1–3.7 MeV) Zustände gefunden. Davon zeigten 8 bzw. 13 eine Verzweigung zu einem tiefliegenden, angeregten Zustand. Bedenkt man, daß es sich um jeweils mindestens zwei verschiedene Anregungen des Rumpfkerns handelt, an die das ungepaarte Teilchen ankoppelt, so ist der Fragmentationsgrad deutlich niedriger als in den ungeraden Kernen auf der magischen Schale. Die läßt sich mit den kleineren Drehimpulsen des Grundzustands ($J^\pi=3/2^+$) und des ersten angeregten Zustands ($J^\pi=1/2^+$) von ^{135}Ba verstehen.

5.2.2.2 Stärkeverteilung von ^{137}Ba

Die aus den gemittelten Werte der Nieder- und Hochenergie-Messung [Garr01, Sche00] (siehe Tabellen 4.6 und 4.7) gewonnene Stärkeverteilung von ^{137}Ba ist in Abbildung 5.12 dargestellt.

Betrachtet man die Stärkeverteilung von ^{137}Ba , so liegt eine Gruppe von Zuständen um die erste 2^+ -Quadrupolvibration des halbmagischen Rumpfkerns ^{138}Ba . Eine QPM-Rechnung für ^{137}Ba [Tson02, ScGa04] zeigte, daß diese Zustände jeweils eine große $2_1^+ \otimes \text{Loch}$ -Komponente besitzen. Die für diese Arbeit wesentlichen Ergebnisse der QPM-Rechnung sind in den Tabellen 5.4 und 5.5 zusammengestellt und in Abbildung 5.13 aufgetragen. Das eigentliche Ziel der QPM-Rechnung war es, zu klären, von welchen Anregungszuständen aus Kaskaden starten, die den $1h_{11/2}$ -Isomierzustand bevölkern [Sted05]. Die Wellenfunktionen der QPM-Rechnungen ergeben sich nach Gleichung (2.31). Als Satz der RPA-Phononen wurde der des halbmagischen Kerns ^{138}Ba [PoSt98, GrSt94] verwendet. Es wurden nur Phononenkopplungen bis zur zweiten Ordnung berücksichtigt. Dies führt, wie später noch

diskutiert wird, zu Abweichungen für das $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Loch}$ -Multipllett, ist aber für eine Beschreibung der tiefliegenden Zustände ausreichend.

Den im Experiment beobachteten Zuständen wird in der Literatur [NDS97] bis zu dem Zustand bei 2041 keV allesamt eine positive Parität zugeschrieben. Dies ist ein Indiz dafür, daß es sich bei ihnen um die Mitglieder des $2_1^+ \otimes \text{Loch}$ -Multipletts handelt. Desweiteren zeigt die QPM-Rechnung, daß einige der beteiligten Zustände (z. B. die Zustände bei 1175 und 1247 keV) auch starke Quasiteilchenkomponenten besitzen, die im Grunde genommen Einteilchen- bzw. Einlochanregungen entsprechen.

In Abbildung 5.12 wird deutlich, daß die Endpunktsenergie $E_0=4.06$ MeV der Hochenergie-Messung bezogen auf den $[2^+ \otimes 3^-]_{1-}$ -Zustand des halbmagischen Rumpfkerns ^{138}Ba ($E_{1-}=4026$ keV) [HeBa95] zu niedrig war. Fragmente, die höher liegen, konnten in dieser Messung nicht nachgewiesen werden. Desweiteren ist die Bestimmung des Photonенflusses nahe der Endpunktsenergie schwierig, so daß Zustände in diesem Bereich mit einer vergleichsweise großen Unsicherheit behaftet sind. Auch geht die Sensitivität von KRF-Experimenten im Bereich der Endpunktsenergie zurück. Die Sensitivität wird im Experiment durch den Untergrund und den Photonенfluß bestimmt. Als Folge davon konnten in diesem Experiment keine schwächeren Fragmente nachgewiesen werden. Da der Photonенfluß in der Nähe der Endpunktsenergie sehr gering ist, werden in diesem Bereich nur starke Übergänge beobachtet. Als experimentelle Alternative kommt, da die Endpunktsenergie am oberen Ende des mit dem Stuttgarter DYNAMITRON Beschleuniger zugänglichen Meßbereichs liegt, nur ein Ausweichen auf einen anderen Beschleuniger in Frage. Allerdings sind die Strahlströme, und somit die resultierenden Photonенflüsse der Beschleuniger, an denen derzeit Bremsstrahlungsmeßplätze (S-DALINAC Darmstadt, ELBE Rossendorf) zur Verfügung stehen, zu gering, um in einer realistischen Meßzeit in einem ungeraden Kern mit seiner fragmentierten Übergangsstärke auswertbare Ergebnisse zu erhalten.

Die Zustände mit einer Energie größer als 3.6 MeV wurden zur $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Loch}$ -Kopplung gezählt [Sche00]. In diesem Bereich ergibt sich eine aufsummierte $B(E1)\uparrow$ -Stärke von

$$\sum_{3.6 \text{ MeV} < E < 4.0 \text{ MeV}} B(E1) \uparrow = (6.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-3} e^2 fm^2. \quad (5.11)$$

Dieser Wert schöpft, Verglichen mit dem $B(E1)\uparrow_{1-}$ -Wert des Rumpfkerns ^{138}Ba ($B(E1)\uparrow_{1-} = (13.0 \pm 2.7) \cdot 10^{-3} e^2 fm^2$) [HeBa95], nur ca. 45% der Stärke aus.

J_i^π	E [MeV]	α^+	α^+Q^+	$\Gamma_{J_i \rightarrow g.s.}(E2)$ [meV]	$\Gamma_{J_i \rightarrow g.s.}(M1)$ [meV]
1/2 ⁺	1.797	3s _{1/2} (8.2%)	2d _{3/2} ⊗ 2 ₁ ⁺ (89.7%)	6.96	
1/2 ⁺	2.884	3s _{1/2} (0.2%)	2d _{3/2} ⊗ 2 ₅ ⁺ (99.6%)	6.66	
1/2 ⁺	3.223	3s _{1/2} (< 0.1%)	2d _{3/2} ⊗ 2 ₆ ⁺ (99.9%)	3.35	
3/2 ⁺	1.687	2d _{3/2} (1.7%)	2d _{3/2} ⊗ 2 ₁ ⁺ (95.8%)	6.64	
3/2 ⁺	2.881	2d _{3/2} (< 0.1%)	2d _{3/2} ⊗ 2 ₅ ⁺ (99.8%)	6.66	
3/2 ⁺	3.221	2d _{3/2} (< 0.1%)	2d _{3/2} ⊗ 2 ₆ ⁺ (98.8%)	3.38	
3/2 ⁺	3.298	2d _{3/2} (2.8%)	1g _{7/2} ⊗ 2 ₁ ⁺ (86.1%)		2.31
5/2 ⁺	1.247	2d _{5/2} (46.6%)	3s _{1/2} ⊗ 2 ₁ ⁺ (17.3%)		4.86
5/2 ⁺	1.701	2d _{5/2} (4.4%)	2d _{3/2} ⊗ 2 ₁ ⁺ (82.1%)	6.05	1.16
5/2 ⁺	2.367	2d _{5/2} (11.5%)	2d _{3/2} ⊗ 4 ₁ ⁺ (51.0%)		8.09
5/2 ⁺	2.881	2d _{5/2} (0.1%)	2d _{3/2} ⊗ 2 ₅ ⁺ (99.3%)	6.77	
5/2 ⁺	3.222	2d _{5/2} (< 0.1%)	2d _{3/2} ⊗ 2 ₆ ⁺ (99.0%)	3.4	
5/2 ⁺	3.947	2d _{5/2} (0.9%)	2d _{5/2} ⊗ 2 ₁ ⁺ (63.8%)		2.73
7/2 ⁺	1.175	1g _{7/2} (51.1%)	2d _{3/2} ⊗ 2 ₁ ⁺ (39.3%)	1.0	
7/2 ⁺	1.920	1g _{7/2} (24.9%)	2d _{3/2} ⊗ 2 ₁ ⁺ (57.8%)	5.51	
7/2 ⁺	2.884	1g _{7/2} (0.2%)	2d _{3/2} ⊗ 2 ₅ ⁺ (98.1%)	6.8	
7/2 ⁺	3.221	1g _{7/2} (< 0.1%)	2d _{3/2} ⊗ 2 ₆ ⁺ (97.9%)	3.3	

Tab. 5.4: Ergebnisse der QPM-Rechnung [Tson02, ScGa04] für die Zustände mit einer positiven Parität. Angegeben sind der Drehimpuls J_i^π , die Anregungsenergie E, die Quasiteilchenkomponente α^+ , die Quasiteilchen-Ein-Phonon-Komponente α^+Q^+ und die jeweilige Grundzustandszerfallbreite Γ_0 .

J_i^π	E [MeV]	α^+	α^+Q^+	$\sum_\alpha \alpha^+ \otimes [2_1^+ \otimes 3_1^-]_{1-}$ %	$\Gamma_{J_i \rightarrow g.s.}(E1)$ [meV]
1/2 ⁻	4.045	2p _{1/2} (0.8%)	2d _{3/2} ⊗ 2 ₁ ⁻ (91.6%)	4.1	177.4
1/2 ⁻	4.341	2p _{1/2} (0.6%)	2p _{3/2} ⊗ 2 ₁ ⁺ (74.5%)	22.1	163.8
1/2 ⁻	4.371	2p _{1/2} (0.6%)	2d _{5/2} ⊗ 3 ₁ ⁻ (62.7%)	35.2	156.8
3/2 ⁻	2.701	2p _{3/2} (0.1%)	1h _{11/2} ⊗ 4 ₁ ⁺ (96.1%)	1.7	6.95
3/2 ⁻	3.040	2p _{3/2} (0.7%)	2d _{3/2} ⊗ 3 ₁ ⁻ (82.5%)	8.2	7.00
3/2 ⁻	3.136	2p _{3/2} (< 0.1%)	1h _{11/2} ⊗ 4 ₂ ⁺ (77.9%)	17.6	0.1
3/2 ⁻	3.456	2p _{3/2} (0.1%)	1h _{11/2} ⊗ 4 ₃ ⁺ (97.9%)	1.6	1.00
3/2 ⁻	4.333	2p _{3/2} (2.2%)	2p _{1/2} ⊗ 2 ₁ ⁺ (49.4%)	44.3	62.2
5/2 ⁻	2.748	1f _{5/2} (0.1%)	1h _{11/2} ⊗ 4 ₁ ⁺ (99.8%)	<0.1	0.4
5/2 ⁻	3.134	1f _{5/2} (0.5%)	2d _{3/2} ⊗ 3 ₁ ⁻ (73.9%)	10	5.8
5/2 ⁻	3.210	1f _{5/2} (0.4%)	2d _{3/2} ⊗ 3 ₁ ⁻ (24.4%)	69.7	4.6
5/2 ⁻	4.342	1f _{5/2} (0.2%)	2p _{3/2} ⊗ 2 ₁ ⁺ (99.5%)	0.2	4.5
5/2 ⁻	4.348	1f _{5/2} (0.2%)	2d _{5/2} ⊗ 3 ₁ ⁻ (85.0%)	14.6	6.1

Tab. 5.5: Ergebnisse der QPM-Rechnung [Tson02, ScGa04] für die Zustände mit einer negativen Parität. Angegeben sind der Drehimpuls J_i^π , die Anregungsenergie E, die Quasiteilchenkomponente α^+ , die Quasiteilchen-Ein-Phonon-Komponente α^+Q^+ , die Quasiteilchen-Zwei-Phononen-Komponente $\sum_\alpha \alpha^+ \otimes [2_1^+ \otimes 3_1^-]_{1-}$ und die Grundzustandsübergangsbreite Γ_0 .

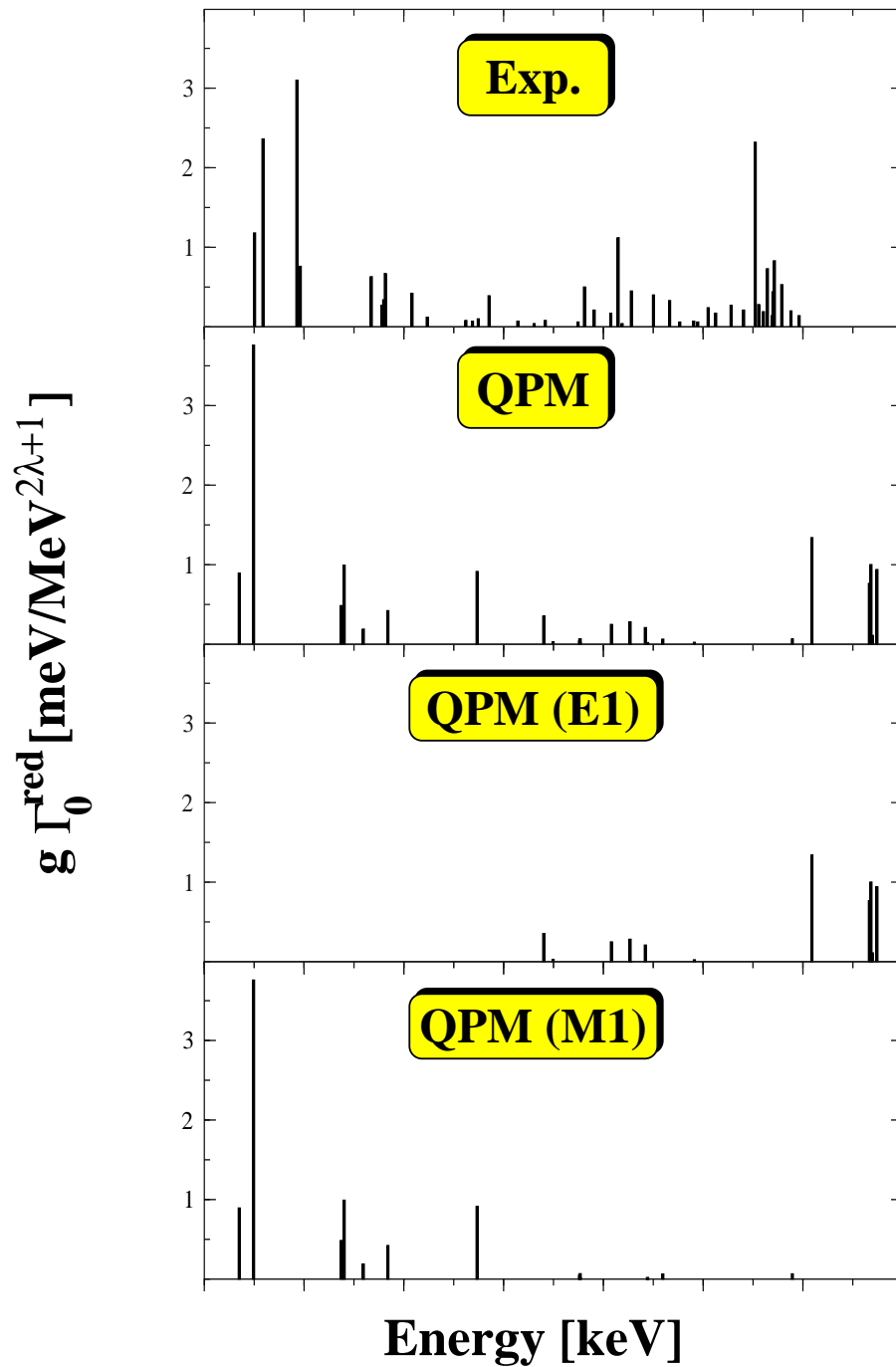


Abb. 5.13: Vergleich der experimentell gefundenen Stärkeverteilung von ^{137}Ba mit der sich aus der QPM-Rechnung [Tson02, ScGa04] ergebenden Verteilung. In den unteren beiden Kästen sind Anregungen mit einem E1 bzw. M1-Anteil getrennt aufgetragen. Ein Diskussion erfolgt im Text.

Verwendet man analog zu den protonenungeraden Kernen ^{139}La und ^{141}Pr einen weiter gefaßten Energiebereich von 2.7–4.0 MeV, so ergibt sich eine summierte $B(E1)\uparrow$ -Stärke von

$$\sum_{2.7 \text{ MeV} < E < 4.0 \text{ MeV}} B(E1) \uparrow = (9.95 \pm 0.9) \cdot 10^{-3} e^2 fm^2. \quad (5.12)$$

Dieser Wert schöpft ca. 77% der Stärke des 1^- -Zustands im Rumpfkern aus.

Die in Abbildung 5.13 dargestellte Verteilung der sich aus der QPM-Rechnung ergebenden E1-Stärkeverteilung zeigt zwei Gruppen von Zuständen, eine Gruppe um 3 MeV, deren Zustände als Hauptkomponente eine $3^- \otimes \text{Loch}$ -Struktur besitzen und nur eine schwache Zwei-Phononen-Teilchen-Komponente haben und eine zweite Gruppe um 4.2 MeV, deren Zustände starke Zwei-Phononen-Komponenten besitzen. Dies deutet darauf hin, daß der Energiebereich von 2.7–4 MeV zu weit genommen ist, da er Zustände beinhaltet, die aufgrund ihrer Struktur eher dem $3^- \otimes \text{Loch}$ -Multiplett zuzurechnen sind. Hier ist allerdings festzustellen, daß die betrachtete QPM-Rechnung von einer nicht ausreichenden Multi-Phononenbasis ausgeht. QPM-Rechnungen für ^{117}Sn [PoBr99] und ^{115}In [NePo95] zeigten die Notwendigkeit, auch Phononenkopplungen mit mindestens drei beteiligten Phononen zu berücksichtigen, um sowohl den Energiebereich als auch den Fragmentationsgrad reproduzieren zu können. Deshalb ist es nicht verwunderlich, daß die Zustände mit den größten Zwei-Phononen-Lochkomponenten bei einer Anregungsenergie um 4.2 MeV in der Energie zu hoch liegen. Erst die Berücksichtigung von Mischungseffekten mit den Drei-Phononen-Lochkomponenten beinhaltenden Zuständen würde die Zwei-Phononen-Loch-Zustände auf den experimentell beobachteten Energiebereich drücken.

Die nach Gleichung (5.7) berechnete E1-stärkegewichtete mittlere Anregungsenergie ergibt sich für den eng gefaßten Energiebereich zu $\langle E \rangle_{3.6-4.0 \text{ MeV}} = 3.806 \text{ MeV}$ und für den weit gefaßten Energiebereich zu $\langle E \rangle_{2.7-4.0 \text{ MeV}} = 3.539 \text{ MeV}$. Vergleicht man diese Werte mit dem Wert von ^{143}Nd : $\langle E \rangle = 3.294 \text{ MeV}$ [ZiHe93, HeZi95] bezogen auf die Anregungsenergie des $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zustands seines halbmagischen Rumpfkernes ^{142}Nd : $E_{1^-} = 3.425 \text{ MeV}$ [HeBa95], so spricht die Energiedifferenz deutlich für den eng gefaßten Energiebereich von 3.6–4 MeV. Dabei ist allerdings zu bedenken, daß eventuell höher liegende und nicht in dieser Messung beobachtete Fragmente beide Werte von $\langle E \rangle$ zu höheren Energien verschieben würden. Wobei diese Verschiebung klein sein dürfte, da oberhalb des 1^- -Zustand des Rumpfkerns wenig Stärke beobachtet wird (siehe hierzu Abbildungen 5.9 und 5.10). Im vergleichbaren Fall ^{143}Nd sind dies nur ca. 20% der gesamten $B(E1)$ -Stärke.

Kern	$\Delta E_{[[2^+ \otimes 3^-] \otimes p]}$ [MeV]	E_{1^-} bzw. $\langle E \rangle$ [MeV]	$B(E1) \uparrow_{1^-}$ bzw. $\sum B(E1) \uparrow$ [$10^{-3} e^2 \text{fm}^2$]
^{134}Ba		2.824	(2.3±0.3)
^{135}Ba	2.2–3.2	2.777	(2.1±0.3)
	2.1–3.8	3.074	(4.5±0.6)
^{136}Ba		3.436	(5.4±0.3)
^{137}Ba	2.7–4.0	3.539	(10.0±0.9)
	3.6–4.0	3.806	(6.0±0.6)
^{138}Ba		4.026	(13.0±2.8)

Tab. 5.6: Vergleich der Ergebnisse der ug-Kerne $^{135,137}\text{Ba}$ mit den Daten ihrer gg-Rumpfkern $^{134,136,138}\text{Ba}$ [MaPi96, PiBe98, HeBa95, AnKo01]. Aufgelistet sind der für die $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Kopplung angenommene Energiebereich, die Anregungsenergie des $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zustands in den geraden Rumpfkernen bzw. die mittlere Anregungsenergie $\langle E \rangle$ der $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}$ -Kopplung, berechnet nach Gleichung (5.7) und die jeweiligen $B(E1) \uparrow$ -Stärken.

Die Diskussion der stärkergewichteten mittleren Anregungsenergien $\langle E \rangle$ ergab, daß der Energiebereich von 3.6–4 MeV den wesentlichen Teil der zur $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Loch}$ -Kopplung gehörenden $B(E1) \uparrow$ -Stärke beinhaltet. Als Grund für die verglichen mit dem 1^- -Zustand in ^{138}Ba fehlende Stärke kann der bereits erläuterte experimentelle Grund der zu niederen Endpunktsenergie der Messung ins Feld geführt werden. Aus diesem experimentellen Grund soll auf eine Diskussion des Fragmentationsgrades und des Zerfallsverhalten der zur $[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Loch}$ -Kopplung gezählten Zustände verzichtet werden, da hochliegende und schwache Übergänge gar nicht angeregt werden konnten.

5.2.3 Systematiken der ug-Kerne am $N=82$ -Schalenabschluß

In diesem Abschnitt sollen noch einmal die Ergebnisse der einzelnen ungeraden Kerne zusammengefaßt und im Bezug zueinander diskutiert werden.

Für den Fragmentationsgrad konnte eine Zunahme der Anzahl der im jeweiligen für die $[[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}]$ -Kopplung angenommenen Energiebereich liegenden Zustände mit einem zunehmendem Grundzustandsdrehimpuls des ungeraden Kerns festgestellt werden. Wenn sich auch, wegen der in den vorigen Abschnitten erläuterten Gründe, keine quantitativen Angaben machen lassen, so ist dieser Trend qualitativ nachvollziehbar.

Kern	J_0^π	ΔE [MeV]	N_{Zust}
^{135}Ba	$3/2^+$	2.2–3.2	26 ¹
^{135}Ba	$3/2^+$	2.1–3.7	40 ¹
^{137}Ba	$3/2^+$	3.6–4.0	12 ²
^{139}La	$7/2^+$	2.7–4.0	50
^{141}Pr	$5/2^+$	2.7–4.0	36
$^{143}\text{Nd}^3$	$7/2^-$	2.9–4.1	13 ⁴

Tab. 5.7: In der Tabelle sind für den jeweiligen Kern der Grundzustandsdrehimpuls J_0^π , der für die $[[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}]$ -Kopplung angenommene Energiebereich und die Anzahl der darin enthaltenen Zustände angegeben. Bei den durch Hochzahlen gekennzeichneten Daten treten folgende Schwierigkeiten auf: (1) Im betreffenden Energiebereich liegen auch Fragmente der M1-Scherenmode, (2) die Endpunktsenergie der Messung war zu nahe an der Anregungsenergie des 1^- -Zustands im Rumpfkern, (3) Werte aus [HeZi95] entnommen, und (4) das Experiment wurde mit einer um den Faktor 10 niedrigeren Sensitivität durchgeführt.

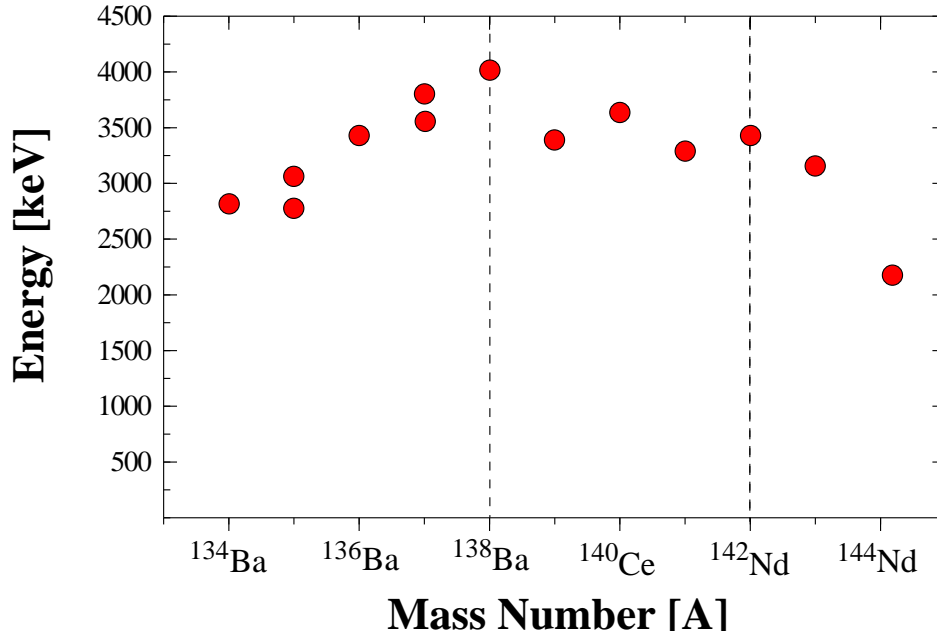


Abb. 5.14: Die mittlere Anregungsenergie $\langle E \rangle$ des $[[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}]$ -Multipletts der ungeraden Kerne bzw. die Anregungsenergie des $[2^+ \otimes 3^-]_{1-}$ -Zustands der gg-Rumpfkern über der Massenzahl aufgetragen. Der Bereich innerhalb der gestrichelten Linien entspricht der N=82-Isotone. Die Bereiche außerhalb entsprechen den Barium- bzw. Neodymisotopenketten.

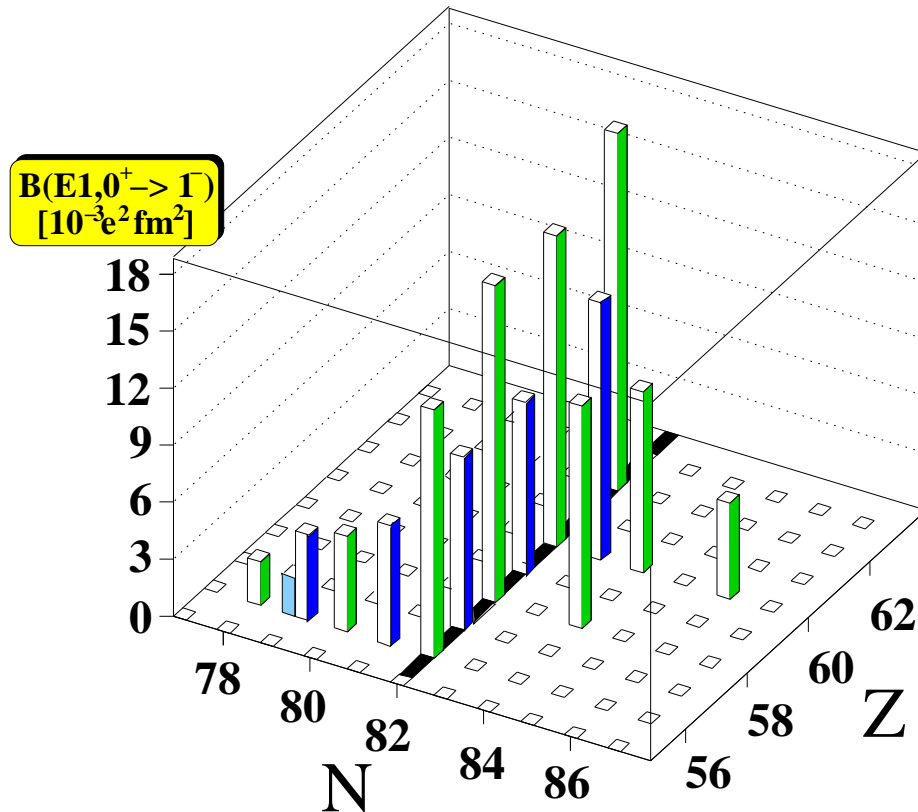


Abb. 5.15: Vergleich der aufsummierten $\sum B(E1)\uparrow$ -Stärke der $[2^+ \otimes 3^-] \otimes$ *Teilchen/Loch*-Kopplungen der ungeraden Kerne auf bzw. an der $N=82$ -Isotone mit der $B(E1)\uparrow$ -Stärke der $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zustände der geraden Rumpfkern. Eine Diskussion erfolgt im Text.

Ebenso ist eine quantitative Erfassung der mittleren Anregungsenergien $\langle E \rangle$ im Vergleich zu den Anregungsenergien E_{1^-} der $[[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zustände der Rumpfkern wegen der bei der Interpretation der Stärkeverteilungen auftretenden Unsicherheiten schwierig. Die entsprechenden, aus den Tabellen 5.2 und 5.6 entnommenen, Werte der mittleren Anregungsenergien $\langle E \rangle$ sind in Abbildung 5.14 mit den Anregungsenergien E_{1^-} der $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zustände der Rumpfkern verglichen. Generell ist eine Absenkung der mittleren Anregungsenergie $\langle E \rangle$ des $[[2^+ \otimes 3^-] \otimes$ *Teilchen/Loch*]-Multipletts gegenüber der Anregungsenergie des 1^- -Zwei-Phononzustands im gg-Rumpfkern festzustellen.

Die gemessenen aufsummierten $B(E1)\uparrow$ -Werte der ungeraden Kerne sind in Abbildung 5.15 zusammen mit den $B(E1)\uparrow$ -Werten der 1^- -Zustände der geraden Kerne über dem Ausschnitt um den $N=82$ -Schalenabschluß der Isotopentafel aufgetragen. Die numerischen $B(E1)\uparrow$ -Werte finden sich in den

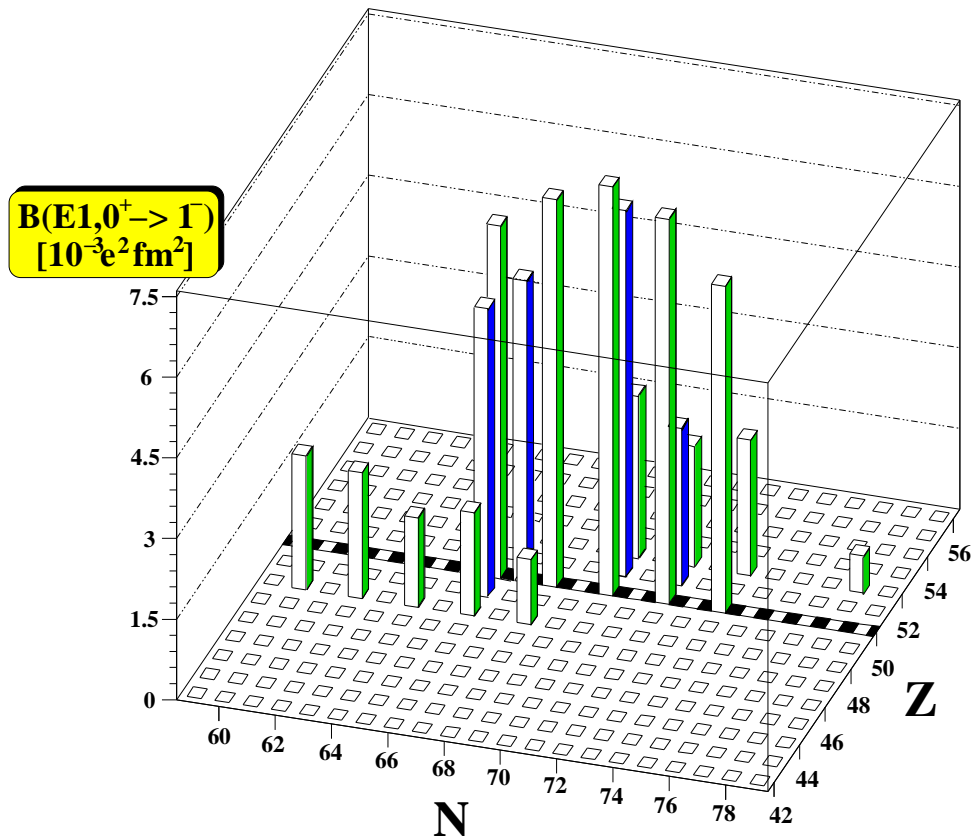


Abb. 5.16: Vergleich der aufsummierten $\sum B(E1)\uparrow$ -Stärke der $[2^+ \otimes 3^-] \otimes$ Teilchen/Loch-Kopplungen der ungeraden Kerne auf bzw. an der Z=50-Isotope mit der $B(E1)\uparrow$ -Stärke der $[2^+ \otimes 3^-]_{1^-}$ -Zustände der geraden Rumpfkern. Eine Diskussion erfolgt im Text.

Tabellen 5.2 und 5.6. Eine zweidimensionale Darstellung der $B(E1)\uparrow$ -Werte ist in Abbildung 5.17 gegeben. Für ^{135}Ba wurden beide Werte zu dem jeweilig betrachteten Rumpfkern hin eingezeichnet. Für ^{137}Ba wurde der Wert des Energieintervalls von 3.6–4 MeV eingezeichnet. Die Werte der beiden protonenungeraden Isotope sind die in dem Energieintervall von 2.7 bis 4.0 MeV gefundenen Summenstärken.

Die in Abbildung 5.15 dargestellte Situation ist, daß für die Kerne neben dem Schalenabschluß, mit Ausnahme von ^{137}Ba , identische Stärken wie in den Rumpfkernen beobachtet wurden. Die, verglichen mit ^{138}Ba , zu geringe E1-Stärke in ^{137}Ba kann mit der im Experiment zu niedrigen Endpunktsenergie erklärt werden. Dagegen ist die zu geringe Stärke in den ungeraden Kernen auf dem Schalenabschluß durch einen bisher nicht verstandenen Kernstruktureffekt bedingt. In beiden protonenungeraden Kernen werden nur ca. 60% der Stärke der 1^- -Zustände ihrer geraden Nachbarkerne nachgewiesen.

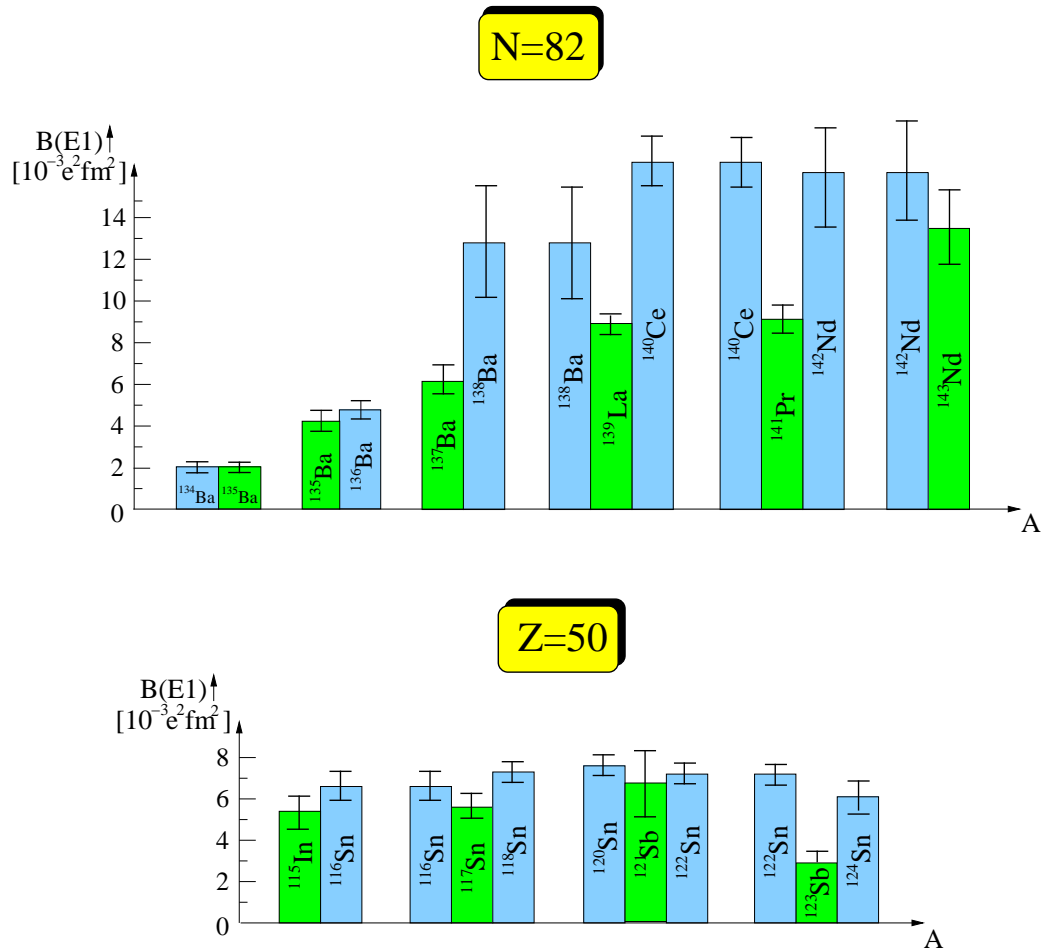


Abb. 5.17: Die in den Abbildungen 5.15 und 5.16 dargestellten Vergleiche in zwei-dimensionaler Auftragung.

Verglichen mit den alten Werten der Experimente [Herz95] aus dem Jahre 1992 konnte zwar jeweils 50% mehr Stärke beobachtet werden, jedoch ist dies zu wenig um eine Übereinstimmung mit den Rumpfkernen zu erzielen. Hierfür läßt sich auch ausschließen, daß eine weitere Erhöhung der Sensitivität des Aufbaus einen wesentlich Zuwachs an E1-Stärke sichtbar machen würde. Sofern noch Zustände unter dem bisherigen Sensitivitätslimit liegen, sind diese so schwach anregbar, daß nur eine große Anzahl von ihnen einen wesentlichen Zuwachs zur Gesamtstärke bringen würde. Im Gegensatz zur Situation bei der Fragmentation der Scherenmode in den ungeraden Kernen der Seltenen Erden [Nord00, NoEn03] ist diese große Anzahl an Zuständen für eine Anregung mit negativer Parität nicht zu erwarten (siehe Erläuterung in Kapitel 1.2). Eventuell könnten QPM-Rechnungen mit einer mindestens Drei-Phononen-Anregungen enthaltenden Basis die Situation in ¹³⁹La und ¹⁴¹Pr klären. Für ¹³⁵Ba sind QPM-Rechnungen extrem schwierig, da dieses

Modell zwar gute Ergebnisse für Kerne nahe bei abgeschlossenen Schalen und gute Rotoren liefert, jedoch sich bei Kernen in den Übergangsbereichen desöfteren als nicht effizient erwiesen hat. Auch bei der theoretischen Beschreibung dürfte die Wahl des Rumpfkernes die Ergebnisse der Rechnung für den ungeraden Kern stark beeinflussen, so daß eigentlich zwei Rechnungen ausgehend von den RPA-Phononen beider möglicher Rumpfkernes wünschenswert sind.

In Abbildung 5.16 ist die Situation der $B(E1)\uparrow$ -Anregungsstärken für Kerne im Bereich des Z=50-Schalenabschlusses dargestellt. In diesem Massenbereich wurden sowohl für ^{117}Sn [BrGo00] auf dem Z=50-Schalenabschluß als auch für die Kerne ^{115}In [NePo95] und ^{121}Sb [BrGo02] neben der magischen Schale eine zur Stärke des 1^- -Zustands der Rumpfkernes [BrGo99] vergleichbare Summenstärke gefunden. Im ungeraden Kern ^{123}Sb [BrGo02] konnten auch nur ca. 50% der Stärke der Rumpfkernes gemessen werden. Die fehlende Stärke kann allerdings über eine zu niedrige Endpunktsenergie (siehe Diskussion zu ^{137}Ba) begründet werden.

QPM-Rechnungen für die Kerne ^{115}In [NePo95] und ^{117}Sn [PoBr99] waren in der Lage, sowohl den Fragmentationsgrad, den richtigen Energiebereich und die Stärke der $[[2^+ \otimes 3^-] \otimes \text{Teilchen/Loch}]$ -Kopplung zu reproduzieren.

Kapitel 6

Der gg-Rotorkern ^{176}Hf

Am gg-Rotorkern ^{176}Hf wurden am Stuttgarter DYNAMITRON Beschleuniger zwei Photonenstreuexperimente mit den Endpunktsenergien $E_0 = 4.04 \text{ MeV}$ und $E_0 = 2.4 \text{ MeV}$ durchgeführt. Ziel dieser Messungen war es, die Systematik niedrigliegender Dipolanregungen in den stabilen geraden Hafniumisotopen $^{176,178,180}\text{Hf}$ [PiBe97, PiBr95] zu vervollständigen. Die Niederenergie-Messung erfolgte um eine möglichst gute Sensitivität über den ganzen Energiebereich zu haben. Desweiteren war aus der Literatur [NDS98b] eine elektrische Dipolanregung bei 1721 keV bekannt. Dieser tiefliegende 1^- -Zustand war bei der Hochenergie-Messung von einem inelastischen Zerfall der Anregung des Photonenfluß Eichistops ^{27}Al bei 2735 keV [PiBa95] überlagert.

Endpunktsenergie [MeV]	4.04/2.4
Meßzeit [h]	70/105
Elektronenstrom [μA]	150/340
chemische Probenzusammensetzung	HfO_2
Targetmasse [g]	1.764
Masse ^{27}Al [g]	1.007
Anreicherungsgrad [%]	76.9
Verunreinigungen [Isotop(%)]	$^{177}\text{Hf}(11.5)$ $^{178}\text{Hf}(6.0)$ $^{179}\text{Hf}(2.1)$ $^{180}\text{Hf}(3.5)$

Tab. 6.1: Strahl- und Probandaten der KRF-Messungen an ^{176}Hf .

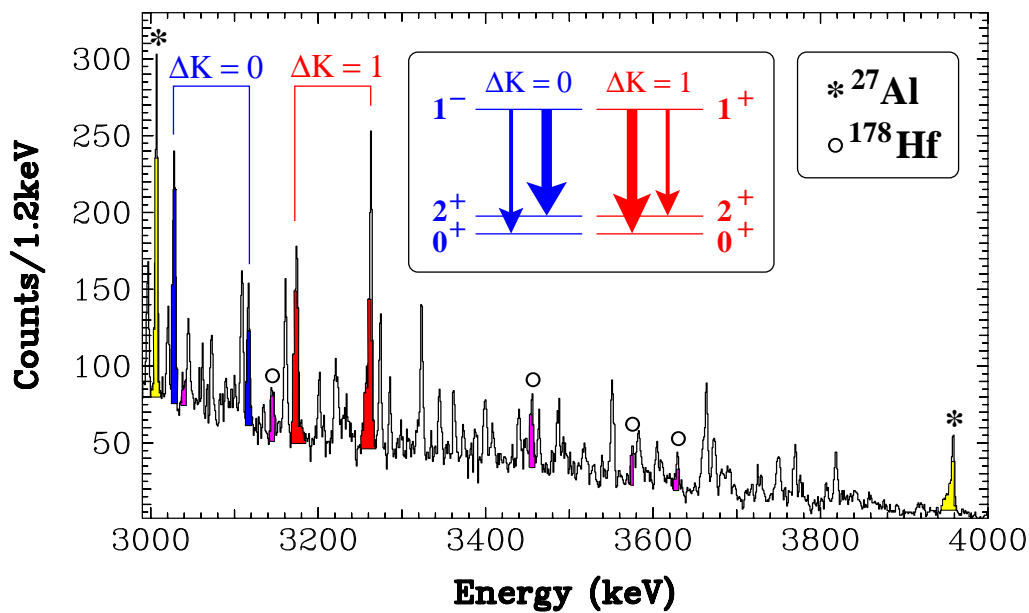


Abb. 6.1: Ausschnitt (3.0–4.0 MeV) aus dem (γ, γ') -Spektrum der Hochenergie-Messung von ^{176}Hf . Peaks, die vom Photonenflußeichisotop ^{27}Al und dem in der Probe enthaltenen ^{178}Hf stammen (siehe Tabelle 6.1), sind gekennzeichnet. Zwei Beispiele für Grundzustandszerfälle und die entsprechende Satellitenlinie des Zerfalls zum ersten angeregten Zustand bei 88.4 keV sind hervorgehoben. Die eingefügten Termschemata zeigen die Zusammenhänge zwischen dem Zerfallsverhalten und der K-Quantenzahl bzw. der Parität der angeregten Dipolmode (siehe Text).

^{176}Hf liegt mit seinen 104 Neutronen exakt in der Mitte zwischen den $N=82$ - und $N=126$ -Schalenabschlüssen. Als gg-Rotorkern ($R_{4/2}=E_{4+}/E_{2+}=3.285$) besitzt er als Anregungszustände unter einem MeV nur die Zustände der Yrastbande. Für Kernresonanzfluoreszenzexperimente hat dies die Konsequenz, daß inelastische Zerfälle nur zum ersten 2^+ -Rotationszustand bei 88.4 keV beobachtet werden können.

Da es sich bei ^{176}Hf um einen gg-Kern handelt, ist die Winkelkorrelationsfunktion genügend ausgeprägt, um Spinzustände für die angeregten Zustände treffen zu können. Ferner sollten für einen Rotor die Alagaregeln (Gleichung (3.13)) in guter Näherung gelten. Mit deren Voraussetzungen kann über das experimentelle Verzweigungsverhältnis R auf die K-Quantenzahl des angeregten Zustands geschlossen werden. Beobachtet man ein Verzweigungsverhältnis $R=2$ bzw. $R=0.5$, besitzt der angeregte Zustand die K-Quantenzahl $K=0$ bzw. $K=1$. Ferner ist mit der in Kapitel 3.1 erläuterten Faustformel eine Paritätszuweisung möglich. Nach dieser Regel haben Zustände mit $K=1$ eine positive Parität und Zustände mit $K=0$ eine

negative. In Abbildung 6.1 sind die erläuterten Zusammenhänge von Zerfallsverhalten mit der K-Quantenzahl und der Parität der angeregten Dipolmode dargestellt. In den hervorgehobenen Beispielen ist das unterschiedliche Intensitätsverhältnis von Grundzustandszerfall und Satellitenlinie deutlich zu erkennen.

Desweiteren sind in Abbildung 6.1 Peaks markiert, die von Anregungen des in der Probe enthaltenen ^{178}Hf stammen. In Tabelle 6.1 sind die Anteile der anderen, in der Probe enthaltenen Hafniumisotope angegeben. Für die geraden Isotope $^{178,180}\text{Hf}$ waren die Streuquerschnitte aus früheren KRF-Messungen [PiBe97] bekannt. Daraus konnten die im Spektrum zu erwartenden Peakflächen berechnet werden, so daß sie direkt bei der Analyse der Spektren berücksichtigt werden konnten. Die Anregungen der ungeraden Isotope $^{177,179}\text{Hf}$ können aufgrund des geringen Anteils in der Probe und der zu erwarteten starken Fragmentierung in dieser Massenregion [BaAr93, NoEn03] vernachlässigt werden. Als sicherer Indikator für Anregungen von ^{176}Hf kann die Dublettstruktur von Grundzustandsübergang und Zerfall zum Niveau bei 88.4 keV angesehen werden.

6.1 Ergebnisse

Aus den Verhältnissen der Peakflächen in den Spektren der Detektoren unter verschiedenen Winkeln (siehe Gleichung (A.4)) kann der Drehimpuls des angeregten Zustands gewonnen werden. Hierzu wurde primär das Verhältnis der Detektoren unter 90° und 127° verwendet. War im Spektrum des Detektors unter 90° aufgrund des in diesem Detektor höheren Untergrunds kein Übergang nachweisbar, wurden die Spektren der Detektoren unter 127° und 150° verwendet. Das gemessene Verhältnis $W(90^\circ)/W(127^\circ)$ der Grundzustandsübergänge ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

Die überwiegende Mehrzahl der beobachteten Zustände besitzt den Drehimpuls $J=1$. Die Zustände, denen eine Dipolnatur zugeordnet ist, sind in Tabelle 6.3 angegeben. Zustände, denen der Drehimpuls $J=2$ zugeordnet ist, sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Ist eine eindeutige Zuordnung im Rahmen des doppelten Fehlers nicht möglich, so ist die Spinzuordnung eingeklammert.

Die Zuweisung der K-Quantenzahl erfolgt mit der Alagaregel (siehe die Gleichungen (3.13) und (3.14)). Kann im Rahmen des doppelten Fehler keine eindeutige Zuordnung zu einem der zwei möglichen Werte ($R=0.5 \Rightarrow K=1$ und $R=2 \Rightarrow K=0$) getroffen werden, so ist der Wert in Klammern gesetzt. Als Grenzwert wird das Verzweigungsverhältnis $R=1$ genommen.

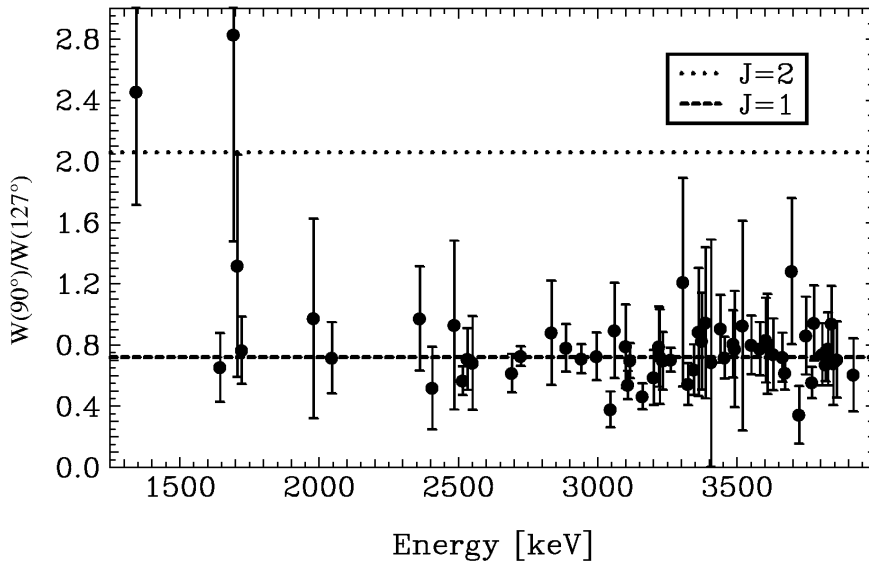


Abb. 6.2: Die nach der Formel (A.4) ermittelten Intensitätsverhältnisse $W(90^\circ)/W(127^\circ)$ der Detektoren unter den Winkeln 90° und 127° . Die unter Berücksichtigung der endlichen Öffnungswinkel der Detektoren berechneten theoretischen Werte sind gekennzeichnet.

Für die Ermittlung der Parität wurde die in Kapitel 3 erwähnte empirische Regel benutzt. Kurz gefaßt sagt sie, daß Übergänge mit $\Delta K=1$ Zustände positiver Parität und Übergänge mit $\Delta K=0$ Zustände negativer Parität anregen. Da hierfür die absolute Sicherheit nicht gegeben ist, werden die Paritätszuweisungen, sofern sie nicht in der Literatur [NDS98b] bekannt sind, in Klammern gesetzt.

Der Photonenfluß der Hochenergie-Messung wird mit der Schiff-Formel [Schi51] (siehe Kapitel A.1.6) an die Übergänge von ^{27}Al [PiBa95] bei 2212, 2982 und 3956 keV gefittet. Da in der Niederenergie-Messung nicht genügend Übergänge von ^{27}Al angeregt werden, muß die Bestimmung des Photonenflusses mit einer Monte-Carlo-Simulation erfolgen. Die Simulationen werden mit dem Programm GEANT (GEometry ANd Tracking) Version 3.21 [Beli01] durchgeführt. Dieses Programm simuliert Wechselwirkungsprozesse von Teilchen und Materie in einem Energiebereich zwischen 10 keV und 10 TeV. Die Normierung des so erhaltenen Photonenflusses erfolgt auf die ^{27}Al -Linie bei 2212 keV.

Die Berechnung des integrierten Streuquerschnitts I_S erfolgt mit Formel (A.6). Dabei werden für die Winkelverteilungen $W(\Theta)$ der Grundzustandsübergänge die theoretischen Werte eingesetzt. Diese werden für die im Experiment vorhandenen endlichen Öffnungswinkel berechnet. Die Winkelverteilungen der inelastischen Zerfälle werden gleich eins gesetzt. Die Folgegrößen Γ_0 , Γ_0^{red} , $B(\pi, \lambda)^\uparrow$ werden mit den in Kapitel 3.1 angegebenen Formeln (3.4), (3.6) und (3.7) aus dem integrierten Streuquerschnitt I_S berechnet.

Für einige Übergänge ergab sich das bereits in Kapitel 4 erwähnte Problem, daß die Energiedifferenzen zwischen mindestens drei Peaks jeweils der Anregungsenergie des ersten 2^+ -Zustands entsprach. Um dennoch eine verlässliche Zuordnung von Grundzustandsübergang und inelastischen Zerfall zu gewährleisten, wurden die experimentellen Winkelverteilungsverhältnisse für die einzelnen Übergänge betrachtet. Zudem wurden die Energiedifferenzen der einzelnen Spektren gebildet (siehe Formel (4.1)) und für den Durchschnitt als maximal zulässige Differenz $\Delta E=1$ keV gefordert. Schließlich wurden noch die möglichen Verzweigungsverhältnisse mit den Voraussagen der Alaga-Regeln verglichen. Mit diesen drei Kriterien war es für ^{176}Hf möglich, alle Zerfallsmöglichkeiten eindeutig zu bestimmen.

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	Γ_0 [meV]	R_{expt}	J^π [\hbar]	K	Γ_0^{red} [meV/MeV ³]	$B(E2) \uparrow$ [e ² fm ⁴]
1341 ^b	7.5(9)	1.4(1)	1.14(19)	2 ⁺	2 ^d	0.31(3)	1952(166)
1692 ^b	1.6(3)	0.2(1)		2 ⁺		0.017(3)	106(21)
1704 ^b	1.7(3)	0.5(1)	1.1(1) ^d	2 ⁺		0.035(4)	218(42)
2280 ^{b,c}	2.1(5)	1.0(2)	0.78(28) ^d	(2)		0.016(3)	98(18)
3695 ^c	5.8(9)	4.1(6)		(2)		0.006(1)	37(6)

Tab. 6.2: Anregungen von ^{176}Hf , bei denen die Winkelverteilung des Grundzustandszerfalls auf einen E2-Übergang schließen läßt. Die mit einem hochgestellten Kleinbuchstaben gekennzeichneten Daten wurden: (a) aus den Ergebnissen der Hoch- und Niederenergie-Messung gemittelt, (b) nur in der Niederenergie-Messung gesehen, (c) im Spektrum des 90°-Detektors nicht nachgewiesen und (d) aus der Literatur [NDS98b] übernommen.

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	Γ_0 [meV]	R_{expt}	J^π [\hbar]	K	Γ_0^{red} [$\frac{meV}{MeV^3}$]	$B(M1) \uparrow$ [μ_N^2]	$B(E1) \uparrow$ [10 ⁻³ e ² fm ²]
1643 ^a	13.0(9)	7.5(4)	1.72(16)	1 ⁻	0	1.68(8)		4.82(23)
1721 ^b	3.0(4)	1.5(2)	1.04(21)	1 ⁻	(0)	0.29(3)		0.82(8)
1978 ^a	3.1(3)	1.1(1)		(1)		0.14(2)	0.036(4)	0.39(4)
2044 ^a	7.5(6)	4.3(3)	0.66(8)	1 ⁽⁺⁾	1	0.50(3)	0.130(8)	
2193	1.3(3)	0.6(1)		1		0.05(1)	0.014(3)	0.15(4)
2361	3.8(7)	1.1(2)		(1)		0.08(2)	0.036(7)	0.40(7)
2405	4.0(6)	2.0(3)		1		0.14(2)	0.037(5)	0.41(6)
2484	2.6(6)	0.8(2)		(1)		0.09(2)	0.023(6)	0.26(6)
2514	12.6(1.2)	9.2(8)	0.37(9)	1 ⁺	1	0.58(5)	0.150(13)	
2530	4.6(6)	4.7(5)	0.94(21)	1	(1)	0.29(3)	0.076(8)	
2548	3.8(7)	4.6(6)	1.27(31)	1	(0)	0.28(3)		0.80(10)
2690	8.9(9)	10.8(8)	1.04(15)	1	(0)	0.56(4)		1.59(12)
2722	43.3(3.3)	39.2(2.3)	0.45(5)	1 ⁽⁺⁾	1	1.95(12)	0.504(30)	
2831	3.3(6)	2.3(0.4)		1		0.10(2)	0.026(5)	0.29(5)
2885	7.8(8)	9.7(8)	0.79(14)	1 ⁽⁺⁾	1	0.40(4)	0.104(9)	

E_x [keV]	$I_{S,0}$ [eV b]	Γ_0 [meV]	R_{expt}	J^π [\hbar]	K	Γ_0^{red} [$\frac{meV}{MeV^3}$]	$B(M1) \uparrow$ [μ_N^2]	$B(E1) \uparrow$ [$10^{-3} e^2 fm^2$]
2940	13.7(1.2)	14.0(1.0)	0.40(7)	1 ⁽⁺⁾	1	0.55(4)	0.143(10)	
2994	6.8(7)	8.5(7)	0.68(12)	1 ⁽⁺⁾	1	0.32(3)	0.082(7)	
3044	6.2(8)	15.9(1.2)	2.4(4)	1 ⁽⁻⁾	0	0.56(4)		1.61(12)
3059	3.9(6)	3.2(5)		1		0.11(2)	0.029(4)	0.32(5)
3098	3.5(6)	2.9(5)		(1)		0.10(2)	0.026(4)	0.28(5)
3107	12.4(1.1)	15.5(1.2)	0.53(9)	1 ⁽⁺⁾	1	0.52(4)	0.134(10)	
3115	11.8(1.1)	25.6(1.7)	1.93(24)	1 ⁽⁻⁾	0	0.91(6)		2.61(16)
3159	11.8(1.1)	15.4(1.2)	0.55(9)	1 ⁽⁺⁾	1	0.49(4)	0.127(10)	
3200	5.3(7)	4.7(6)		1		0.14(2)	0.037(5)	0.41(6)
3218	7.6(9)	6.8(8)		1		0.21(2)	0.053(6)	0.59(7)
3222	4.1(7)	6.0(8)	0.66(18)	1 ⁽⁺⁾	1	0.18(2)	0.046(6)	
3232	4.8(6)	7.0(8)	0.64(17)	1 ⁽⁺⁾	1	0.21(3)	0.053(6)	
3261	33.1(2.6)	52.2(2.9)	0.77(9)	1 ⁽⁺⁾	1	1.51(9)	0.390(22)	
3306	2.9(7)	2.8(7)		(1)		0.08(2)	0.020(5)	0.22(5)
3322	18.0(1.7)	17.3(1.7)		1		0.47(5)	0.122(12)	1.35(13)
3343	7.0(9)	13.7(1.4)	1.11(22)	1	(0)	0.37(4)		1.05(11)
3361	7.8(1.0)	21.7(1.6)	2.01(32)	1 ⁽⁻⁾	0	0.57(4)		1.64(12)
3372	4.2(7)	10.9(1.1)	1.78(38)	1 ⁽⁻⁾	0	0.29(3)		0.82(8)
3385	4.5(8)	7.8(1.0)	0.80(20)	1	(1)	0.20(3)	0.052(7)	
3406	5.3(9)	5.4(9)		(1)		0.14(2)	0.035(6)	0.39(6)
3438	8.5(1.0)	8.7(1.1)		1		0.22(3)	0.056(7)	0.62(8)
3454	10.4(1.2)	10.8(1.2)		1		0.26(3)	0.068(8)	0.751(84)
3485	11.5(1.6)	27.9(3.1)	1.4(3)	1	(0)	0.66(7)		1.89(21)
3490	4.3(1.1)	4.5(1.1)		1		0.11(3)	0.028(7)	0.30(8)
3519	4.2(1.3)	4.5(1.4)		(1)		0.10(3)	0.027(8)	0.30(9)
3550	19.0(2.3)	30.1(2.8)	0.48(8)	1 ⁽⁺⁾	1	0.67(6)	0.174(16)	
3580	11.0(1.5)	12.2(1.7)		(1)		0.27(4)	0.069(10)	0.77(11)
3602	8.1(1.2)	15.6(1.8)	0.8(2)	1	(1)	0.33(4)	0.086(10)	
3608	4.9(1.1)	5.5(1.2)		1		0.12(3)	0.030(7)	0.34(7)
3627	7.0(1.0)	12.6(1.4)	0.61(15)	1 ⁽⁺⁾	1	0.26(3)	0.068(8)	
3662	30.0(3.4)	45.3(4.2)	0.32(6)	1 ⁽⁺⁾	1	0.92(9)	0.239(22)	
3671	15.6(1.5)	25.8(2.4)	0.44(10)	1 ⁽⁺⁾	1	0.52(5)	0.135(12)	
3689 ^c	7.3(1.3)	8.6(1.5)		(1)		0.17(3)	0.045(8)	0.49(8)
3722	5.2(1.0)	6.3(1.2)		(1)		0.12(2)	0.032(6)	0.35(7)
3746	13.4(1.8)	28.9(3.8)	0.84(23)	1	(1)	0.55(7)	0.143(26)	
3767	18.3(1.9)	35.0(2.9)	0.59(10)	1 ⁽⁺⁾	1	0.66(5)	0.170(14)	
3774	9.2(1.2)	11.4(1.5)		1		0.21(3)	0.055(7)	0.61(8)
3805	10.3(1.3)	19.2(2.1)	0.52(12)	1 ⁽⁺⁾	1	0.35(4)	0.090(10)	
3816	27.9(2.6)	47.9(3.9)	0.39(7)	1 ⁽⁺⁾	1	0.86(7)	0.224(18)	
3824	5.9(1.1)	7.5(1.4)		(1)		0.14(3)	0.035(6)	0.39(7)
3838	10.6(1.5)	33.9(3.5)	1.61(33)	1 ⁽⁻⁾	0	0.60(6)		1.72(18)
3844	6.3(1.2)	8.1(1.6)		(1)		0.14(3)	0.037(7)	0.41(8)
3856	8.8(1.6)	11.4(2.1)		(1)		0.20(4)	0.051(9)	0.57(10)
3916	11.5(1.9)	15.2(2.6)		(1)		0.25(4)	0.066(11)	0.73(12)

Tab. 6.3: Beobachtete Dipolanregungen in ^{176}Hf . Die mit einem hochgestellten Kleinbuchstaben gekennzeichneten Daten wurden: (a) aus den Ergebnissen der Hoch- und Niederenergie-Messung gemittelt, (b) nur in der Niederenergie-Messung gesehen, (c) im Spektrum des 90°-Detektors nicht nachgewiesen und (d) aus der Literatur [NDS98b] übernommen.

6.2 Diskussion

Mit dem kombinierten Datensatz beider Messungen konnten 59 Dipol- und 5 Quadrupolanregungen identifiziert werden. Davon waren nur 4 Dipol- und 3 Quadrupolanregungen bereits in der Literatur [NDS98b] bekannt.

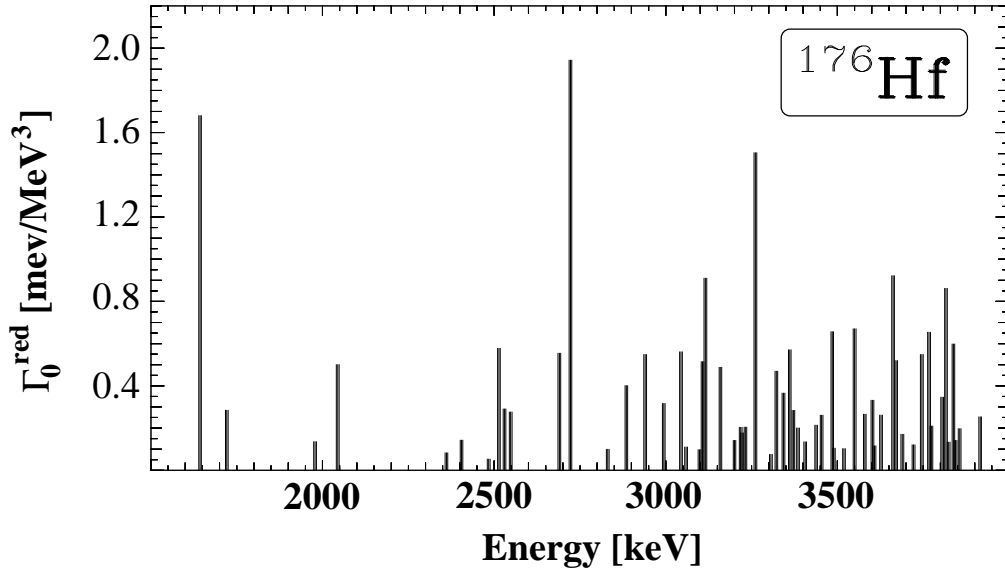


Abb. 6.3: Experimentell beobachtete Dipolstärkeverteilung von ^{176}Hf . Auf der y-Achse ist die reduzierte Dipolgrundzustandsübergangsbreite $\Gamma_0^{\text{red}} = \Gamma_0/E_\gamma^3$ aufgetragen. Diese ist proportional zu den Anregungswahrscheinlichkeiten $B(\pi, 1) \uparrow$.

Der Zustand bei 1341 keV (siehe Tabelle 6.2) ist in der Literatur als der Bandenkopf der $K^\pi=2^+$ γ -Vibrationsbande bekannt. In der Literatur ist seine Halbwertszeit zu $T_{1/2}^{\text{lit}}=0.29(3)$ ps angegeben. Dieser Wert korrespondiert im Rahmen der Fehler gut mit dem gemessenen Wert von $T_{1/2}^{\text{mes}} = \frac{\hbar}{\ln 2 \cdot \Gamma_0} = 0.33(3)$ ps.

Die im Experiment erhaltene Dipolstärkeverteilung ist in Abbildung 6.3 aufgetragen. Im weiteren sollen die Zustände klassifiziert nach ihrem Zerfallsverhalten diskutiert werden: Zustände mit $K=0$ (elektrische Dipolanregungen), $K=1$ (magnetische Dipolanregungen) und Zustände ohne experimentell beobachtete Verzweigung.

6.2.1 Dipolanregungen von ^{176}Hf mit $\Delta K=0$

In den deformierten Rotoren der seltenen Erden treten als tiefstliegende elektrische Dipolanregungen die Bandenköpfe der $K=0$ - und $K=1$ -Oktupolbanden auf [CoZa96]. Im geometrischen Bild wird das elektrische Dipolmoment durch eine Kopplung der dynamischen Oktupolanregung mit der statischen Quadrupoldeformation erzeugt. In KRF-Experimenten kann hier bei insbesondere der $K=0$ -Bandenkopf [FrBe98], aufgrund seiner rein kollektiven Struktur, stark angeregt werden. Die Anregungsstärke des $K=1$ -Bandenkopfes liegt dagegen oft unterhalb der experimentellen Nachweisgrenze.

So ist der tiefstliegende, im Experiment an ^{176}Hf beobachtete, 1^- -Zustand bei 1643 keV in der Literatur [NDS98b] als der $K=0$ -Oktupolbandenkopf bekannt. Dies steht in sehr guter Übereinstimmung mit dem im Experiment beobachteten Verzweigungsverhältnis von $R=1.72(16)$, das eindeutig auf eine Anregung mit $\Delta K=0$ schließen läßt. Im Gegensatz dazu ist in der Literatur der Bandenkopf der $K=1$ -Oktupolbande nicht bekannt. Ein möglicher Kandidat ist der Zustand bei 1721 keV. Sein Drehimpuls ist in der Literatur als $J^\pi=1^-$ angeführt. Wobei das in diesem Experiment beobachtete Verzweigungsverhältnis von $R=1.04(21)$ ($R_{lit}=1.04(17)$) stark von dem für eine Dipolanregung mit $\Delta K=1$ erwarteten Wert von $R=0.5$ abweicht. Dieser Umstand läßt sich allerdings mit einer Mischung des $K=1$ -Zustands mit dem $K=0$ -Bandenkopf erklären. Ein vergleichbares Verhalten wurde für den benachbarten Kern ^{174}Yb ($Z=70, N=104$) [ZiBr90b, Zilg92, Fran97] beobachtet. Ein Argument gegen diesen Zustand als $K=1$ -Oktupolbandenkopf ist, daß dieser Bandenkopf in dieser Massenregion bei niedrigeren Energien [CoZa96] erwartet wird. So konnte der $J_K^\pi=1_1^-$ -Oktupolbandenkopf in einem (γ, γ') -Experiment [PiBe97] an ^{178}Hf bei einer Energie von 1310 keV beobachtet werden.

Abbildung 6.4 zeigt die in (γ, γ') -Experimenten gewonnene Verteilung der Dipolanregungen mit $\Delta K=0$ für die geraden Isotope $^{176,178,180}\text{Hf}$. Im Gegensatz zu ^{176}Hf konnten in den schwereren Isotope $^{178,180}\text{Hf}$ die Bandenköpfe der $K=0$ -Oktupolbande nicht beobachtet werden [PiBe97]. Die tiefstliegenden $J_K^\pi=1_0^-$ -Zustände liegen oberhalb von 2 MeV. Ein entsprechendes Verhalten zeigen die benachbarten Isotope $^{174,176}\text{Yb}$. In ^{174}Yb liegt der $K=0$ -Bandenkopf bei einer Energie von 1711 keV [ZiBr90a]. In ^{176}Yb wird erst über 2 MeV eine Gruppe von $K=0$ -Zuständen beobachtet, von denen keiner sicher als $K=0$ -Bandenkopf identifiziert werden kann.

In Abbildung 6.5 ist die Systematik der Anregungsenergien $E_{1_1^-}$ der tiefstliegenden, stark angeregten 1^- -Zustände im Massenbereich von $134 \leq A \leq 192$ aufgetragen. Das Anwachsen der Anregungsenergie $E_{1_1^-}$

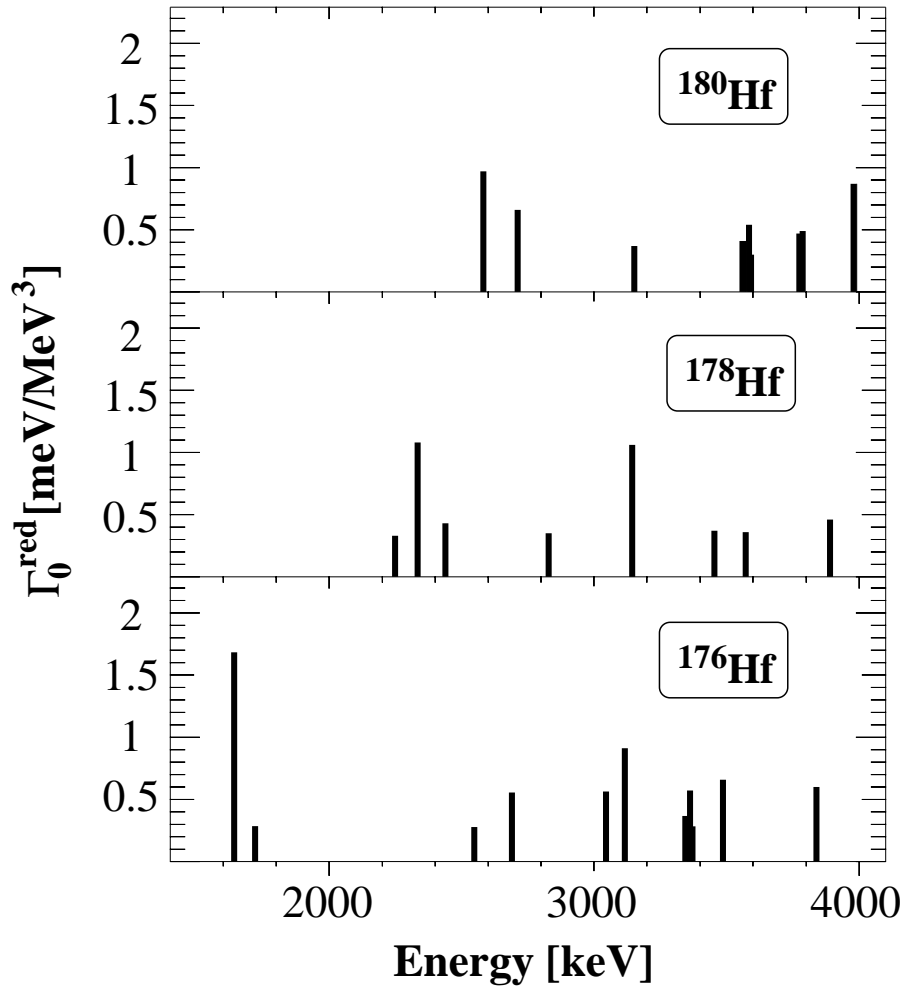


Abb. 6.4: Dipolanregungen mit $\Delta K=0$ der geraden Hafniumisotope $^{176,178,180}\text{Hf}$. An der y-Achse ist die reduzierte Dipolgrundzustandsübergangsbreite $\Gamma_0^{\text{red}} = \Gamma_0/E_\gamma^3$ aufgetragen. Diese ist direkt proportional zur reduzierten Anregungswahrscheinlichkeit $B(E1)\uparrow$. Eine Diskussion erfolgt im Text.

der 1^- -Zustände in den Kernen der seltenen Erden mit der Massenzahl ist bis $A \approx 174,176$ mit dem Ansteigen der Anregungsenergie des $K=0$ -Oktupolbandenkopfes erklärbar.

In dieser Darstellung ist deutlich das ähnliche Verhalten von ^{174}Yb und ^{176}Hf sowie ^{176}Yb und ^{178}Hf zu sehen. Das starke Ansteigen der Energien in den schwereren Ytterbium- und Hafniumisotope legt eine Veränderung in der Kernstruktur nahe. Für die schwereren Isotope kein $K=0$ -Oktupolbandenkopf mehr identifiziert werden. ^{176}Yb und ^{178}Hf liegen jeweils ein Nukleonpaar über der Schalenmitte. Das unterschiedliche Verhalten unter bzw. über der halbgefüllten Schale ist ein generelles Phänomen kollektiver Anregungen [Cast00, Piet96] und wird durch ein unterschiedliches Verhalten von Teilchen- und Lochanregungen bedingt.

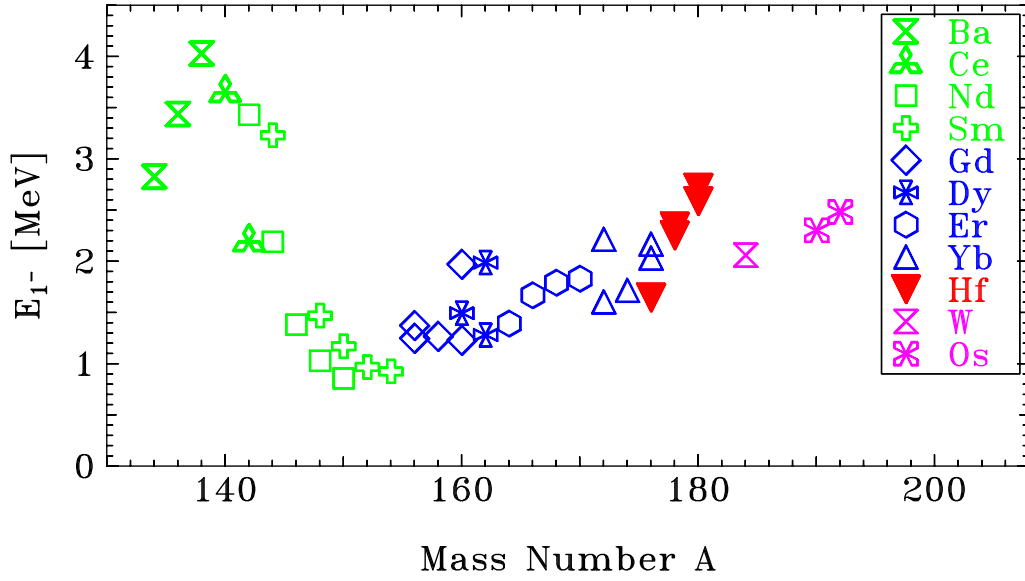


Abb. 6.5: Anregungsenergie E_{1^-} der tiefstliegenden 1^- -Zustände in Abhängigkeit der Massenzahl A .

In den Kernen mit Massenzahlen $A > 178$ ist bisher kein Zustand als $K=0$ -Oktupolbandenkopf [FrBe98] identifiziert worden. Eine Erklärung für das Verschwinden der $E1$ -Stärke des $K=0$ -Oktupolbandenkopfes unter das Sensitivitätlimit von derzeitigen KRF-Experimenten kann die Mischung mit der $K=0$ -Komponente der Dipolriesenresonanz (GDR) sein. Durch die Zustandsmischung wird $E1$ -Stärke der GDR in den tiefliegenden 1^- -Zustand gemischt. Das Mischungsmatrixelement $\langle H_C \rangle$ [ZiBr92, Zilg92]¹ ist gegeben durch:

$$\langle H_C \rangle = |E_{Okt} - E_{GDR}| \cdot \sqrt{\frac{B(E1; 0_1^+ \rightarrow 1_{K=0}^-)}{B(E1; 0_1^+ \rightarrow GDR)}}. \quad (6.1)$$

Kombiniert man die Daten der KRF-Messungen [FrBe98] mit Daten der Dipolriesenresonanz [GuLa81], so erhält man für die Rotoren ($150 \leq A \leq 176$) $\langle H_C \rangle \approx 355$ keV. Für ^{174}Yb ergibt sich ein Wert von $\langle H_C \rangle \approx 270$ keV und für die beiden schwereren Hafniumisotope $^{178,180}\text{Hf}$ ist $\langle H_C \rangle < 125$ keV. Die geringere Mischung mit dem $K=0$ -Anteil der GDR erklärt die abnehmende Stärke des $K=0$ -Oktupolbandenkopfes.

¹In der Veröffentlichung hat sich bei der Berechnung der Mischungsmatrixelemente ein Fehler eingeschlichen. Die angegebenen Werte der Anregungswahrscheinlichkeit der Dipol Riesenresonanz sind um den Faktor 2 zu hoch. Obwohl dies nichts wesentliches an der physikalischen Aussage ändert, sind die in dieser Arbeit verwendeten Werte um den Faktor $\sqrt{2}$ korrigiert.

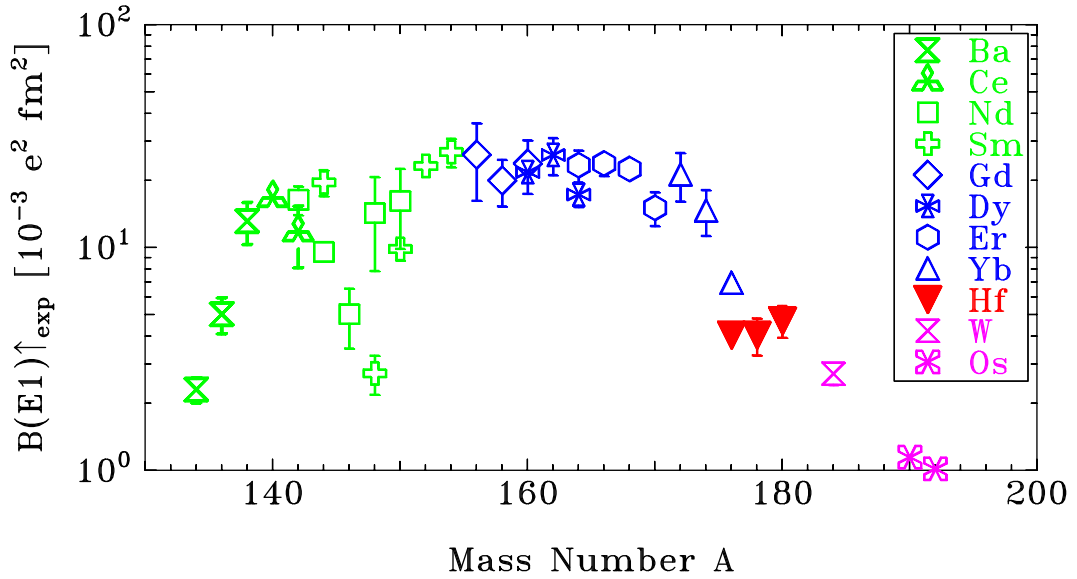


Abb. 6.6: $B(E1)\uparrow$ Anregungsstärke der tiefstliegenden, stark angeregten 1^- -Zustände in Abhängigkeit der Massenzahl A .

Bemerkenswert in Abbildung 6.5 ist das Minimum bei den Kernen der $N=90$ -Isotone (^{150}Nd , ^{152}Sm), die als Vertreter der neuen $X(5)$ -Symmetrie [Iach01, CaZa01, KrAl02] gelten. In den sphärischen Kernen nahe des $N=82$ Schalenabschlusses besteht der erste 1^- -Zustand aus einer Kopplung der dynamischen 2^+ -Quadrupolvibration mit der dynamischen 3^- -Oktupolvibration. Das Anregungsenergie E_{1^-} ist, bei dieser nahezu harmonischen Kopplung, durch die Anregungsenergien der konstituierenden Phononen gegeben. Das Absinken der Anregungsenergie des ersten 1^- -Zustands bei zunehmender Valenznucleonenzahl erklärt sich durch die starke Absenkung der 2^+ -Quadrupolvibration beim Verlassen der magischen Schale (siehe hierzu Kapitel 5.1.1). Von den $X(5)$ -Kandidaten ab, hin zu den schwereren Kernen ($A \approx 176$), ist der tiefliegendste 1^- -Zustand durch die Kopplung des dynamischen Oktupolphonons an die statische Quadrupoldeformation gegeben.

Der Phasenübergang (siehe Kapitel 2.3) vom sphärischen Vibrator zum axial-symmetrischen Rotor bei den Kernen der $N=90$ -Isotone wird auch im Verhalten der Dipolriesenresonanz beobachtet. Innerhalb der Neodym- und Samariumisotopenketten setzt das Deformationssplitting der Dipolriesenresonanz [CaBe71, CaBe74] in den $X(5)$ -Kandidaten der $N=90$ Isotone ein. Dies kann als weiteres Indiz für den $X(5)$ -Phasenübergang gewertet werden.

In Abbildung 6.6 ist die reduzierte Anregungswahrscheinlichkeit $B(E1)\uparrow$ der tiefstliegenden 1^- -Zustände der Massenregion $134 \leq A \leq 192$ aufgetragen. Sind in Abbildung 6.5 für einen Kern zwei 1^- -Zustände markiert, so ist in Abbildung 6.6 die Summe der Stärke beider Zustände aufgetragen. In dieser Abbildung wird nun die Lage der Yb- und Hf-Isotope am Beginn des Übergangs von den prolaten axial-symmetrischen Rotoren zu den γ -weichen Kernen deutlich. Im γ -weichen Kern ^{196}Pt [BrEb96, Piet96] wurde unter 3 MeV keine elektrische Dipolstärke beobachtet. Im Gegensatz dazu findet man in den prolaten axial-symmetrischen Rotoren elektrische Dipolanregungen mit $B(E1)\uparrow$ -Werten um $20 \times 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$. Die geraden stabilen Hafniumisotope inmitten der abfallenden Flanke passen sich sehr gut in diese Systematik ein.

Neben dem Übergang von den prolaten axial-symmetrischen Rotoren zu den γ -weichen Kernen ist in dieser Systematik wiederum der Phasenübergang von den sphärischen Vibratoren zu den prolaten axial-symmetrischen Rotoren zu sehen. An den Kernen der N=90-Isotone vollzieht sich ein Sprung in der reduzierten Anregungswahrscheinlichkeit $B(E1)\uparrow$ von Werten von einigen wenigen $10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ auf ca. $20 \times 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$. Eine ausführliche Diskussion der Gründe des Absinkens der $B(E1)\uparrow$ -Werte beim Verlassen der magischen Schale findet sich in Kapitel 5.1.1.

Neben den tiefstliegenden $J_K^\pi = 1_0^-$ -Zuständen sieht man in Abbildung 6.4 zwischen 2 und 4 MeV weitere Anregungen. Deren Struktur konnte durch Rechnungen im Quasiparticle Phonon Modell (QPM) für die Massenregion der seltenen Erden [Solo76, Solo92] als kohärente Anregung von Quasiteilchenpaaren bestimmt werden. Frühere Rechnungen [SoSu94] konnten zwar die Fragmentierung reproduzieren, überschätzten aber die E1-Stärke um einen Faktor Vier. Neueren Rechnungen [SoSu97] gelang es, neben der Fragmentierung auch die E1-Stärke zu reproduzieren.

6.2.2 Dipolanregungen von ^{176}Hf mit $\Delta K=1$

Die in (γ, γ') Experimenten gemessene Dipolverteilungen der stabilen geraden Hafniumisotope $^{176,178,180}\text{Hf}$ mit einer K-Quantenzahl von $K=1$ sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Offensichtlich besitzen die Anregungen mit $\Delta K=1$ in allen drei Hafniumisotope eine vergleichbare Struktur. Bestehend aus einer starken Anregung bei 2.6 bzw. 2.7 MeV und zwei Gruppen bei ca. 3 MeV und 3.7 MeV.

Für Kerne mit $Z \geq 68$ werden alle Zustände mit $J_K^\pi = 1_1^+$ zwischen 2.4 und 3.7 MeV als Fragmente der Scherenmode [LoPa78, BoRi84] (siehe Kapitel 1.1 und 2.1) betrachtet. Die aufsummierte $B(M1)\uparrow$ -Anregungswahrscheinlichkeit in den geraden Hafniumisotopen in diesem Energiebereich ist in Tabelle 6.4 angegeben.

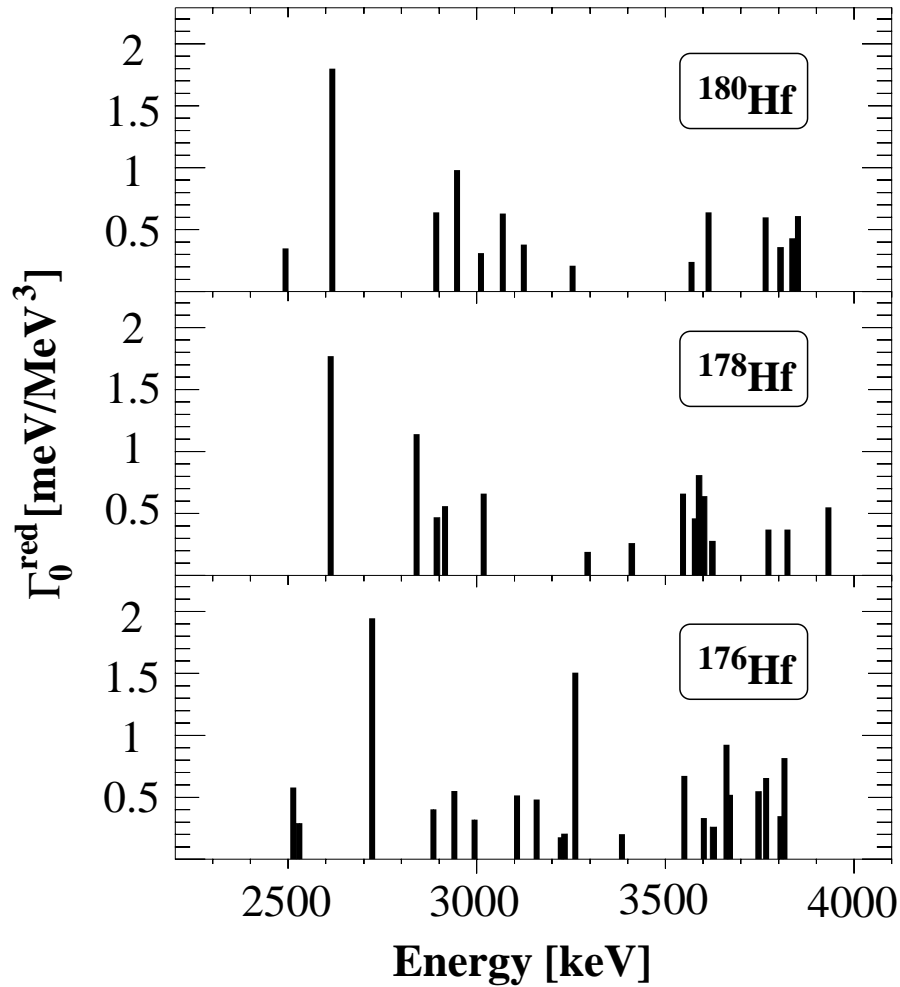


Abb. 6.7: Anregungen in den stabilen geraden Hafniumisotopen $^{176,178,180}\text{Hf}$ mit $J_K^\pi=1_1^+$ im Energiebereich von 2.2 bis 4 MeV. An der y-Achse ist die reduzierte Dipolgrundzustandsübergangsbreite $\Gamma_0^{\text{red}} = \Gamma_0/E_\gamma^3$ aufgetragen. Diese ist direkt proportional zur reduzierten Anregungswahrscheinlichkeit $B(M1)_\uparrow$.

Im geometrischen Bild kann man sich die Scherenmode als Kippschwingung des Protonen- gegen den Neutronenkörper verdeutlichen. Sie besitzt eine Anregungsenergie um ca. 3 MeV [PiBe97] und liegt damit unter der Teilchenemissionsschwelle ($E_{em} \approx 8$ MeV). Der experimentelle Nachweis kann deshalb nicht wie bei der Riesenresonanz über eine $(\gamma, \text{Teilchen})$ -Reaktion geschehen. Allerdings mischt die Scherenmode mit den sie umgebenden Zuständen, die den gleichen Drehimpuls, Parität $J^\pi=1^+$ und K-Quantenzahl ($K=1$) wie sie besitzen. Dies führt zu einer Fragmentierung ihrer Anregungsstärke. Zustände mit dieser Signatur lassen sich in (γ, γ') -Experimenten nachweisen.

Isotop	$\langle E_{SC} \rangle$ [MeV]	$B(E2)\uparrow_{lit}$ [e ² b ²]	$B(M1)\uparrow_{theo}$ [μ_N^2]	$\sum_{SC} B(M1)\uparrow_{exp}$ [μ_N^2]
176	3.14(2)	5.27(10)	2.44	2.56(6)
178	3.11(2)	4.82(6)	2.14	2.04(7)
180	2.95(2)	4.67(12)	2.02	1.61(7)

Tab. 6.4: Gemittelte Anregungsenergie $\langle E_{SC} \rangle$ der Scherenmode (siehe Gleichung (6.2)), die reduzierte Anregungswahrscheinlichkeit $B(E2)\uparrow$ [ADNDT01] des ersten 2^+ -Zustands, die nach Gleichung (6.4) berechneten theoretischen und die aufsummierte experimentelle reduzierte Anregungswahrscheinlichkeit $B(M1)\uparrow$ der Scherenmode in den geraden Hafniumisotopen ^{176,178,180}Hf. Die Werte der Isotope ^{178,180}Hf wurden aus [PiBe97] entnommen.

Detaillierte Beschreibungen der Eigenschaften der Scherenmode finden sich in [KnPi96, Piet96]. Im folgenden soll nur auf die wichtigsten Größen, wie die gemittelte Anregungsenergie $\langle E_{SC} \rangle$, die aufsummierte reduzierte Anregungswahrscheinlichkeit $\sum_{SC} B(M1)\uparrow$ und die Verbindung zur statischen Deformation des jeweiligen Kerns, das δ^2 -Gesetz [ZiRa90] eingegangen werden.

Die stärkegewichtete mittlere Anregungsenergie der Scherenmode wird mit

$$\langle E_{SC} \rangle = \frac{\sum_i E_i B(M1)\uparrow_i}{\sum_i B(M1)\uparrow_i} \quad (6.2)$$

berechnet. Der Fehler ergibt sich dabei nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung. Die in Tabelle 6.4 aufgeführten experimentellen Werte für $\langle E_{SC} \rangle$ stimmen sehr gut mit den aus der Faustformel [Rich86, BeKn87]:

$$E_{SC_{theo}} = 17 \cdot A^{-1/3} [MeV] \quad (6.3)$$

berechneten Wert von ≈ 3.02 MeV ($A=178$) überein.

Die reduzierte Anregungswahrscheinlichkeit $B(M1)\uparrow$ der Scherenmode [LoRi93] ist mit der Deformation, hier beschrieben mit dem Deformationsparameter δ , über die Relation:

$$B(M1)\uparrow_{SC} \simeq 0.004 \cdot \omega \cdot A^{5/3} \cdot (g_\pi - g_\nu) \cdot \delta^2 \cdot \mu_N^2 \quad (6.4)$$

verknüpft. Für die Anregungsenergie ω der Scherenmode wurden die Werte für $\langle E_{SC} \rangle$ aus Tabelle 6.4 verwendet. Die Differenz der orbitalen g-Faktoren läßt sich nähern zu: $(g_\pi - g_\nu) = 2Z/A$. Die Deformationsparameter wurden der Literatur [NDT70] entnommen. Die berechneten Werte sind wiederum in Tabelle 6.4 aufgeführt und stehen in Übereinstimmung mit den experimentell gefundenen. Die Proportionalität zum Quadrat des Deformationsparameters ist eine eindeutige Evidenz für die kollektive Natur der Scherenmode.

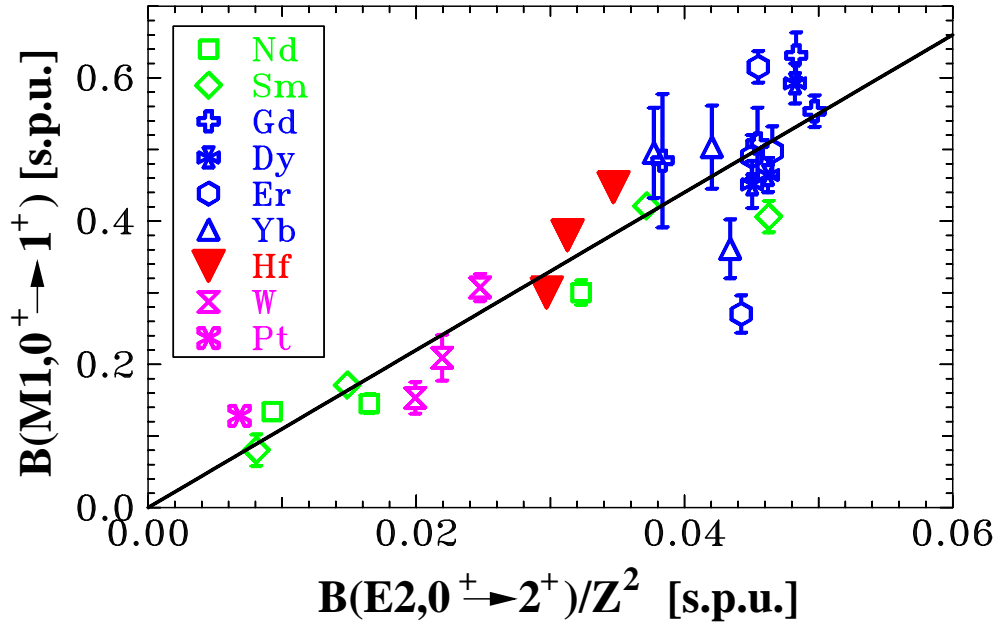


Abb. 6.8: Alternative Auftragung des sogenannten δ^2 -Gesetzes. Die reduzierte Anregungswahrscheinlichkeit $B(M1)\uparrow$ als Funktion der reduzierten Anregungswahrscheinlichkeit $B(E2)\uparrow$ des ersten 2^+ -Zustands dividiert durch Z^2 . Beide Größen sind in Einteilcheneinheiten (siehe Text) aufgetragen. Der durch die Gerade gegebene numerische Zusammenhang ist in Gleichung (6.5) angegeben.

Ein experimentell leichter zugängliches Maß für die Deformation, als der Deformationsparameter δ , ist die reduzierte $B(E2)\uparrow$ Anregungswahrscheinlichkeit des ersten 2^+ -Zustands. Diese ist für ^{176,178,180}Hf in Tabelle 6.4 in Einheiten von e^2b^2 angegeben. Um die reduzierte $B(E2)\uparrow$ Anregungswahrscheinlichkeit des ersten 2^+ -Zustands direkt mit der reduzierten $B(M1)\uparrow$ Anregungswahrscheinlichkeit der Scheremode vergleichen zu können, ist die Angabe beider Größen in Einteilcheneinheiten² (s.p.u.) [BoMo75] vorteilhaft.

Ein Fit an die verfügbaren Daten (siehe Abbildung 6.8) liefert den Zusammenhang:

$$B(M1)\uparrow [s.p.u.] = 11 \cdot \frac{B(E2)\uparrow [s.p.u.]}{Z^2} [s.p.u.]. \quad (6.5)$$

² $B(M1)\uparrow$: 1 [s.p.u.] = 5.37 [μ_N^2]
 $B(E2)\uparrow$: 1 [s.p.u.] = 0.297 · A^{4/3} [$e^2\text{fm}^4$] = 0.297 · 10⁻⁴ · A^{4/3} [e^2b^2]

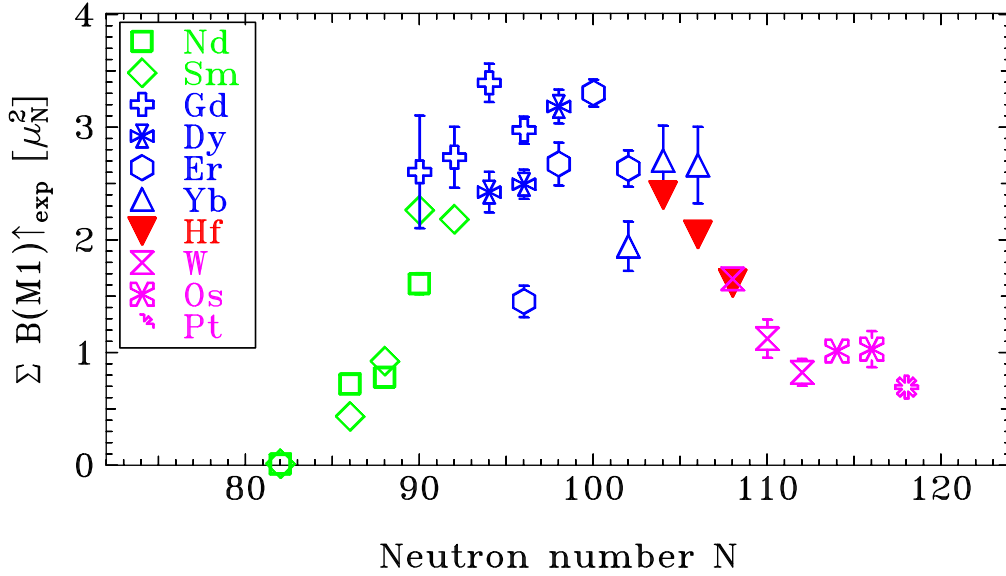


Abb. 6.9: Aufsummierte Anregungsstärke $\sum B(M1)\uparrow$ der 1_{SC}^+ -Zustände der Scherenmode in Abhängigkeit der Neutronenzahl N . Eine Diskussion erfolgt im Text.

Die aufsummierte reduzierte Anregungswahrscheinlichkeit $\sum_{SC} B(M1)\uparrow$ der Scherenmode in den Hafniumisotopen ist in Tabelle 6.4 angegeben und wird in Abbildung 6.9 mit anderen Kernen der $N=82$ – 126 -Schale verglichen. In den sphärischen Kernen auf dem $N=82$ -Schalenabschluß wurde keine tiefliegende orbitale $M1$ -Stärke beobachtet [HeBa95]. Mit zunehmender Valenznukleonenzahl und damit verbundener Zunahme der Deformation steigt die $M1$ -Stärke an. Wie schon in den Systematiken der $\Delta K=0$ -Anregungen (siehe Abb. 6.5 und 6.6) ist auch in Abbildung 6.9 der Phasenübergang erster Ordnung deutlich ausgeprägt. Bei den $N=90$ -Isotopen macht die $B(M1)\uparrow$ -Stärke einen Sprung auf ein Sättigungsniveau mit durchschnittlich $B(M1)\uparrow \approx 2.6 \mu_N^2$.

Die Hafniumisotope befinden sich am Beginn des Übergangs von den Rotoren zu den γ -weichen Kernen. ^{176}Hf liegt noch im Sättigungsgebiet der prolat deformierten Rotoren. In den schwereren Isotopen sinkt die $B(M1)\uparrow$ -Stärke bereits ab, bis sie im γ -weichen Kern ^{196}Pt ein Minimum erreicht.

6.2.3 Isolierte Übergänge von ^{176}Hf

In den Photonenstreuexperimenten zeigten die Hafniumisotope $^{176,178,180}\text{Hf}$ auch Zerfälle, für die keine Satellitenlinie mit einer Energiedifferenz die der Anregungsenergie des ersten 2_1^+ -Zustands entspricht, beobachtet wurde. Im folgenden werden diese Übergänge als isoliert bezeichnet. In Abbildung 6.10 ist die Dipolstärkeverteilung der isolierten Übergänge aufgetragen.

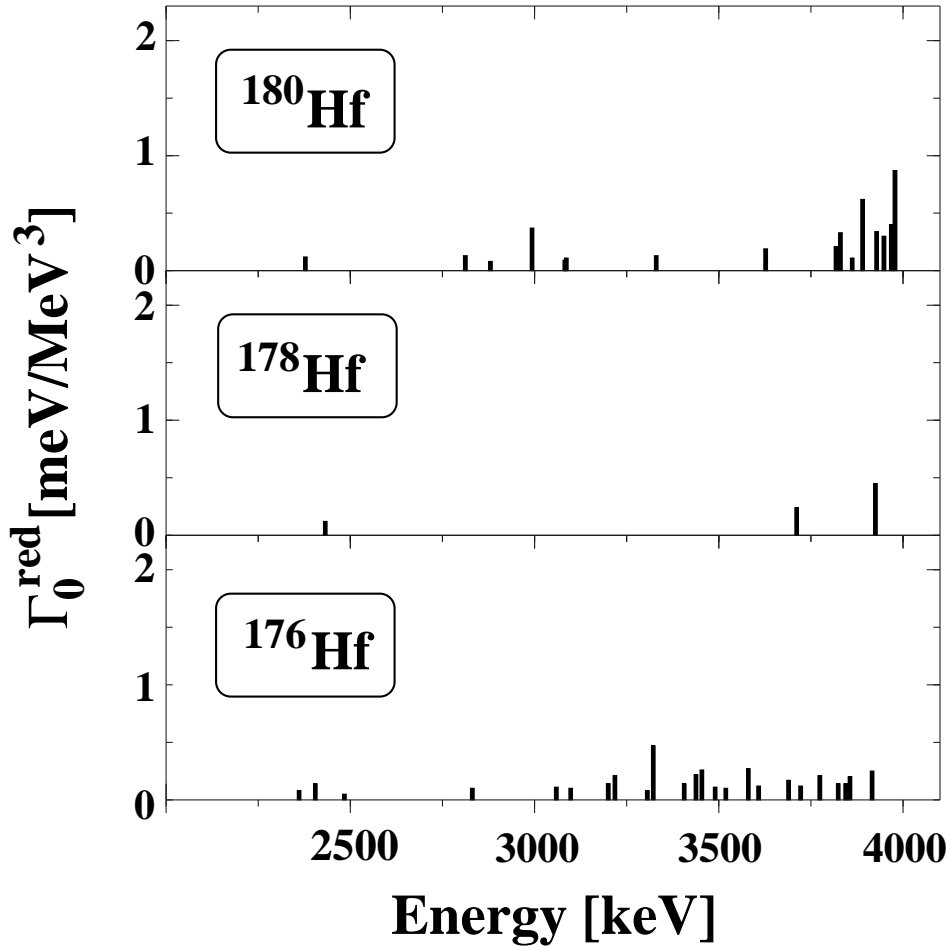


Abb. 6.10: Übergänge der geraden Hafniumisotope $^{176,178,180}\text{Hf}$ mit einer einem Dipolübergang entsprechenden Winkelverteilung, für die keine Satellitenlinie beobachtet wurde. Aufgetragen ist die reduzierte Dipolgrundzustandsübergangsbreite $\Gamma_0^{\text{red}} = \Gamma_0/E_\gamma^3$. Um einen guten Vergleich der Anregungsstärke zu ermöglichen, wurde die Einteilung der y-Achse der Abbildungen 6.4 und 6.7 übernommen.

Nach den Alaga-Regeln (siehe Gleichung (3.13)) sollten, sofern die K-Quantenzahl eine gute Quantenzahl ist, alle Zerfälle eine Dublettstruktur zeigen. Da dies bei den in diesem Kapitel behandelten Zerfälle nicht der Fall ist, sollen nun die Gründe dafür diskutiert werden.

In den schwereren Iostopen $^{178,180}\text{Hf}$ [PiBe97], die, wie in den vorhergehenden Kapitel gezeigt, nicht mehr dem idealen prolaten Rotor entsprechen, kann es Zustände geben, für die K keine gute Quantenzahl mehr ist. Die Alaga-Regeln sind für diese Zustände nicht gültig. Die Zahl dieser Zustände und somit die reduzierte Übergangsbreite $\sum_{\text{isol}} \Gamma_0^{\text{red}}$ der isolierten Übergänge nimmt beim Übergang vom Rotor hin zum γ -weichen Kern zu. Dieser Trend konnte in den Übergangskernen ^{184}W [HeZi93], $^{190,192}\text{Os}$ [FrKr99] bestätigt werden.

Für den guten Rotor ^{176}Hf sollte K jedoch eine gute Quantenzahl sein. Folglich muß die große Zahl der isolierten Übergänge andere Gründe haben. Vergleicht man für ^{176}Hf die in den Abbildungen 6.4, 6.7 und 6.10 aufgetragenen Übergangsbreiten, so sieht man, daß die Anregungen mit isolierten Übergängen, abgesehen vom Zustand bei 3322 keV, vergleichsweise schwach sind. Man kann bei diesen Übergängen davon ausgehen, daß, sofern sie eine Satellitenlinie besitzen, diese im Experiment nicht nachweisbar war. Eine weitere Schwierigkeit ergibt sich dadurch, daß bei schwachen Übergängen der relative Fehler der Flächenbestimmung groß ist, folglich auch der Fehler des Verhältnisses der Winkelverteilungen $W(90^\circ)/W(127^\circ)$ (siehe Gleichung (A.4)). Da der Wert für eine Dipolanregung mit $W(90^\circ)/W(127^\circ)=0.734$ nahe dem für eine isotrope Abstrahlcharakteristik eines inelastischen Zerfalls ($W(90^\circ)/W(127^\circ)=1$) liegt, kann im Rahmen des doppelten Fehlers keine Aussage gemacht werden, ob es sich beim betrachteten Übergang um einen Grundzustandszerfall oder um einen inelastischen Zerfall zum ersten 2_1^+ -Zustand handelt.

Sofern diese Übergänge einen Zerfall zum ersten 2_1^+ -Zustand besitzen, der die Alagaregel erfüllt, ist es in KRF-Experimenten wahrscheinlicher, daß es sich beim beobachteten Zerfall um eine magnetische Dipolanregung handelt. Dies bedeutet, daß die Anregungstärke der Scherenmode ansteigen würde. Die isolierten Übergänge besitzen im relevanten Energiebereich von 2.4–3.7 MeV eine reduzierte Dipolgrundzustandsübergangsbreite von $\sum_{2.4-3.7 \text{ MeV}} \Gamma_{0,iso}^{red} = 2.83(11) \text{ meV/MeV}^3$, dies entspräche einer magnetischen Dipolanregungswahrscheinlichkeit von $B(M1)\uparrow = 0.731(28) \mu_N^2$.

Geht man allerdings davon aus, daß die isolierten Zerfälle nicht nur Grundzustandszerfälle, sondern auch inelastische Zerfälle zum ersten 2_1^+ -Zustand enthalten, so ist es sinnvoller, das Verhältnis von magnetischer und elektrischer Dipolstärke zu betrachten. Im für die Scherenmode relevanten Energiebereich beträgt dieses $\Gamma_0^{red}(M1)/\Gamma_0^{red}(E1) = 2.36(9)$. Damit ergibt sich ein magnetischer Dipolstärkeanteil von $\Gamma_0^{red} = 1.99(6) \text{ meV/MeV}^3$. Dies entspricht einem $B(M1)\uparrow$ -Wert von $B(M1)\uparrow = 0.515(15) \mu_N^2$.

Anhang A

Auswertung

A.1 Eichungen

In Stuttgarter KRF-Experimenten erfolgen die Eichungen mit dem Kalibrierstrahler ^{56}Co . Hierzu werden unter äquivalenten Bedingungen (^{56}Co an Targetposition und identische Bleifilter) zur eigentlichen Messung die Eichspektren aufgenommen.

A.1.1 Energie

Bei der Energieeichung wird eine Zuordnung der Energie der ^{56}Co -Linien zu den jeweiligen Kanalnummern der entsprechenden Peaks getroffen. Eine Kontrolle der Güte der Eichung erfolgt im eigentlichen Meßspektrum mithilfe starker Hintergrundlinien und Linien, die vom Photonenflußeichisotop ^{27}Al stammen.

A.1.2 Halbwertsbreite

Übergänge, deren Energieunterschied kleiner als die Energieauflösung der Meßapparatur (Detektor und Elektronik) ist, können im Spektrum nicht mehr getrennt wahrgenommen werden. Um dennoch einen verlässlichen Fit im Spektrum durchführen zu können, ist es notwendig, die Halbwertsbreite im entsprechenden Energiebereich zu kennen. Auch diese Eichung erfolgt mit dem ^{56}Co -Spektrum. Eine Kontrolle und eine eventuell notwendige Korrektur kann mit intensiven Linien im eigentlichen Meßspektrum erfolgen. In Stuttgarter KRF-Experimenten kann man für Energien über 2 MeV für die Halbwertsbreite FWHM die Faustformel: $E = x \text{ MeV} \Rightarrow FWHM \approx x \text{ keV}$ angeben.

Energie [keV]	Intensität [%]
846.771 ± 0.004	99.933 ± 0.007
977.373 ± 0.004	1.431 ± 0.014
1037.840 ± 0.006	14.13 ± 0.05
1175.102 ± 0.006	2.239 ± 0.011
1238.282 ± 0.007	66.07 ± 0.19
1360.215 ± 0.012	4.256 ± 0.015
1771.351 ± 0.016	15.49 ± 0.05
1810.772 ± 0.017	0.657 ± 0.020
1963.714 ± 0.012	0.706 ± 0.010
2015.181 ± 0.016	3.029 ± 0.013
2034.755 ± 0.013	7.771 ± 0.027
2113.123 ± 0.010	0.366 ± 0.006
2212.933 ± 0.018	0.390 ± 0.007
2598.459 ± 0.013	16.96 ± 0.06
3009.596 ± 0.007	0.994 ± 0.021
3201.962 ± 0.016	3.13 ± 0.09
3253.416 ± 0.015	7.62 ± 0.024
3272.990 ± 0.015	1.78 ± 0.06
3451.152 ± 0.017	0.93 ± 0.04
3547.930 ± 0.060	0.178 ± 0.009

Tab. A.1: Aufstellung der Energien und Intensitäten der für die Eichungen verwendeten ^{56}Co -Übergänge [PTB98].

A.1.3 Detektor-Ansprechwahrscheinlichkeit

Entsprechend den Wirkungsquerschnitten der Effekte bei der Wechselwirkung von γ -Strahlung und Materie verändert sich die relative Ansprechwahrscheinlichkeit $\epsilon_{rel}(E)$ der Detektoren für Photonen mit verschiedenen Energien. Desweiteren ist sie abhängig von der Detektorgeometrie und den verwendeten Filtern. Um diesen Effekt zu korrigieren, werden die im Eichspektrum gemessenen Intensitäten der ^{56}Co -Linien mit den in Tabelle A.1 aufgeführten gewichtet

$$\epsilon_{rel}(E) = \left(\frac{A_{mess}}{I_{tab}} \right)_E \quad (\text{A.1})$$

und dann eine Eichkurve erstellt.

A.1.4 Tailing

Eine optimal eingestellte Meßapparatur sollte im Spektrum gaußförmige Peaks liefern. Abweichungen von dieser Peakform sind insbesondere durch Störstellen im Detektorkristall bedingt. Ein γ -Quant wird im Kristall eine zu seiner Energie proportionale Anzahl an Ladungsträgerpaaren bilden. Diese können an den besagten Störstellen haften bleiben und fehlen somit im detektierten Strom. Dieses Zählereignis wird im Spektrum als zu einer kleineren Energie hin verschoben registriert. Ist die Störstellenanzahl zu hoch, so bilden sich an den Peaks Rampen aus, welche die Gaußform an ihrem niederenergetischem Fuß mit einer Exponentialfunktion überlagern. Es bildet sich ein sogenanntes Tailing t aus. Um dies bei der Fitprozedur zu berücksichtigen, ist eine Tailing-Eichung mit den ^{56}Co -Spektren nötig. Das Tailing t gibt die Entfernung von der Peakmitte an, bei der die Gauß- in eine Exponentialfunktion übergeht.

A.1.5 Single- und Double- Escapewahrscheinlichkeiten

Proportional zum Wirkungsquerschnitt des Paareffekts werden die γ -Quanten über Paarerzeugung nachgewiesen. Nachdem das Positron seine kinetische Energie im Kristall des Detektors abgegeben hat, wird es mit einem Elektron zu zwei 511 keV γ -Quanten zerstrahlen. Verlassen ein Quant oder gar beide Quanten den Detektor, so wird die entsprechende Energie im Nachweis des Gesamt ereignisses fehlen und dieses im Spektrum entsprechend zu niederen Energien verschoben. Es kann so zur Bildung von Satellitenlinien 511 bzw. 1022 keV unterhalb der Energie des Full-Energy-Peaks kommen. Um Peaks die sich eventuell an dieser Energie im Spektrum befinden, vom Escapepeak zu befreien, ist die Kenntnis der Fläche des Escapepeaks nötig. Hierzu bildet man im Spektrum des ^{56}Co die Verhältnisse:

$$\begin{aligned} V_{SE}(E) &= \frac{A_{SE}(E-511)}{A_{FE}(E)} \\ V_{DE}(E) &= \frac{A_{DE}(E-1022)}{A_{FE}(E)}, \end{aligned} \tag{A.2}$$

und erstellt damit eine Eichkurve.

A.1.6 Photonenfluß

Wie bereits in Kapitel 3 angedeutet folgt, der spektrale Verlauf des Photonflusses näherungsweise der Schiff-Formel [Schi51]:

$$\begin{aligned}
 d\sigma(E_\gamma) &= \frac{2Z^2 r_0^2}{137E_\gamma} \{ [1 + (E/E_0)^2 - 2/3(E/E_0)] \cdot [\ln(M) + 1 - (2/b)\arctan(b)] \\
 &+ (E/E_0)[(2/b^2)\ln(1 + b^2) \\
 &+ 4(2 - b^2)\arctan(b)/(3b^3) - 8/(3b^3) + 2/9] \} dE_\gamma
 \end{aligned}
 \tag{A.3}$$

mit

$$b = \frac{2E_0 E Z^{1/3}}{111E_\gamma}, \quad \frac{1}{M} = \left(\frac{E_\gamma}{2E_0 E} \right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{111} \right)^2, \quad E = E_0 - E_\gamma.$$

Ein in dieser Arbeit verwendeter Fit des Photonflusses ist in Abbildung 4.5 dargestellt. In Stuttgarter-KRF-Experimenten wird zur Eichung des Photonflusses das Eichisotop ^{27}Al [PiBa95] verwendet. Dieses Isotop besitzt einige starke Übergänge bei 2212, 2982 und 3956 keV, an die eine der Schiff-Formel entsprechende Kurve angepasst wird. Bei Messungen mit Endpunktsenergien über 4 MeV kann dies direkt geschehen. Der Photonfluß bei der Energie der Aluminiumlinie von 2982 keV wird eins gesetzt. Mit den Aluminiumflächen bei 2212 keV und 3956 keV lassen sich Verhältnisse des Photonflusses bei den jeweiligen Energien errechnen, an die die Schiff-Formel angepasst wird.

Bei Messungen mit Endpunktsenergien kleiner 4 MeV wird der Übergang bei 3956 keV gar nicht oder nicht mehr ausreichend angeregt. Ein Fit an die verbleibenden zwei starken Anregungen legt die Kurve nicht mehr eindeutig fest. Daher ist es bei diesen Messungen nötig, Monte-Carlo-Simulationen des Photonflusses zu verwenden. Das Programm GEANT (GEometry ANd Tracking) Version 3.21 [Beli01] reproduziert die bei Wechselwirkung von Teilchen mit Materie auftretenden Prozesse in einem Energiebereich von 10 keV und 10 TeV. Es ist in der Lage, den Photonfluß der Niederenergie-Messungen zu liefern. Der so erhaltene Photonfluß wird je nach Endpunktenergie auf die 2212 bzw. 2982 keV-Aluminiumlinie normiert.

A.2 Formeln zur Auswertung

A.2.1 Winkelverteilungen

Das Intensitätsverhältnis eines Übergangs, gemessen unter den Winkeln Θ_i , läßt sich mit:

$$\frac{W(\Theta_1)}{W(\Theta_2)} = \frac{A_{\Theta_1} \cdot \epsilon_{rel\Theta_2} \cdot t_{\Theta_2}}{A_{\Theta_2} \cdot \epsilon_{rel\Theta_1} \cdot t_{\Theta_1}} \quad (\text{A.4})$$

bestimmen. A_{Θ_i} entspricht der Fläche des Peaks im unter Θ_i gemessenen Spektrum, $\epsilon_{rel\Theta_i}$ der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors und t_{Θ_i} der effektiven Meßzeit, d. h. die um die Totzeit der Meßapparatur korrigierte Meßzeit. Die endliche Detektorausdehnung wird sowohl bei der Bestimmung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit als auch bei der Berechnung der theoretischen Werte berücksichtigt.

A.2.2 Streuquerschnitte

Das Verhältnis der Anzahl Kerne des Referenzisotops ^{27}Al zur Anzahl der Probenkerne ist gegeben durch:

$$\frac{n_{Al}}{n_{Target}} = \frac{\frac{m_{Al}}{M_{Al}}}{\frac{m_{Target} P_{Target} X_{Target}}{M_{Target}}} \quad (\text{A.5})$$

Hierbei sind m die jeweiligen Massen, P der Anreicherungsgrad, X die Anzahl der Targetkerne pro Molekül und M die jeweilige Molmasse.

Der integrierte Streuquerschnitt I_S läßt sich ermitteln, indem man die Peakfläche A in Relation zur Fläche eines Referenzpeaks setzt, dessen Streuquerschnitt gut bekannt ist. In Stuttgarter KRF-Experimenten wird hierfür ^{27}Al benützt, dessen Streuquerschnitte in einem Selbstabsorptionsexperiment [PiBa95] bestimmt wurden. Zunächst wird der Streuquerschnitt für die Spektren der einzelnen Detektoren nach der Gleichung

$$I_S = \frac{n_{Al}}{n_{Target}} \cdot \left(\frac{N_{\gamma} \epsilon_{rel} W(\Theta) I_S}{A} \right)_{Al} \cdot \left(\frac{A}{N_{\gamma} \epsilon_{rel} W(\Theta)} \right)_{Target} \quad (\text{A.6})$$

bestimmt. Der erste Faktor ist das Atomzahlverhältnis aus Gleichung (A.5). Der zweite Faktor berücksichtigt die Daten der Aluminiumreferenzlinie. Bei Hochenergie-Messungen wird hierfür der starke Übergang bei

2982 keV genommen. Für Niederenergie-Messungen ($E_0 < 4$ MeV) entweder die 2982 keV, oder sofern diese nicht angeregt ist, die Linie bei 2212 keV. N_γ ist der Photonenfluß und ϵ_{rel} die Ansprechwahrscheinlichkeit bei der jeweiligen Energie. Für die Winkelverteilung $W(\Theta)$ werden für die Aluminiumlinien die bekannten Werte verwendet. Bei ungeraden Kernen wird die Winkelverteilung als isotrop angenommen. In gg-Kernen wird für den elastischen Zerfall der theoretische Wert (siehe Gleichung (3.10)) verwendet. Bei der Berechnung der theoretischen Werte werden die im Experiment realisierten endlichen Öffnungswinkel der Detektoren berücksichtigt. Inelastische Zerfälle haben im allgemeinen eine nahezu isotrope Winkelverteilung.

Der Fehler des Streuquerschnitts I_s ergibt sich als die Summe der relativen Fehler der fehlerbehafteten Größen:

$$\begin{aligned} \Delta I_s = I_s \cdot & \left[\left(\frac{\Delta A}{A} \right)^2 + \left(\frac{\Delta A_{Al}}{A_{Al}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \epsilon_{Al}}{\epsilon_{Al}} \right)^2 \right. \\ & \left. + \left(\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{\gamma,Al}}{N_{\gamma,Al}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I_{s,Al}}{I_{s,Al}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (A.7)$$

Die Fehler des Atomzahlverhältnisses aus Gleichung A.5 und der Anregungsenergie werden vernachlässigt. Beide bewegen sich im Promillebereich, so daß sie im Vergleich zu den anderen Fehlern nicht ins Gewicht fallen. Bei der starken Fragmentation der Stärke in den in dieser Arbeit behandelten Kernen und den geringen Peakflächen, ist der Fehler der Flächenbestimmung hervorzuheben. Dieser schwankt je nach Peakinhalt zwischen 2 und 50 % der absoluten Peakfläche.

Der Streuquerschnitt wird aus den Streuquerschnitten der einzelnen Detektoren fehlergewichtet gemittelt:

$$\bar{I}_s = \frac{\sum_{i=1}^3 \frac{I_{s,i}}{\Delta I_{s,i}^2}}{\sum_{i=1}^3 \frac{1}{\Delta I_{s,i}^2}}. \quad (A.8)$$

Wobei sich der gemittelte Fehler zu

$$(\overline{\Delta I_s}) = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^3 \frac{1}{\Delta I_{s,i}^2}}} \quad (A.9)$$

ergibt. Die Berechnung der Folgegrößen aus dem Streuquerschnitt erfolgt mit den in Kapitel 3 gegebenen Formeln.

Literaturverzeichnis

- [ADNDT01] S. Raman, C. W. Nestor (Jr.), P. Tikannen, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **78** (2001) 1.
- [AlAl55] G. Alaga, K. Alder, A. Bohr, B. R. Mottelson, *Intensity rules for beta and gamma transitions to nuclear rotational states*, *Dan. Mat. Fys. Medd.* **29** no. 9 (1955) 1.
- [AnKo01] W. Andrejtscheff, C. Kohstall, P. von Brentano, C. Fransen, U. Kneissl, N. Pietralla, H. H. Pitz, *New Evidence for the E1 Core Polarization in Spherical Nuclei*, *Phys. Lett.* **B 506** (2001) 239.
- [ApBr87] A. Aprahamian, D. S. Brenner, R. F. Casten, R. L. Gill, A. Piotrowski, *First observation of a near-harmonic vibrational nucleus*, *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 535.
- [ArIa75] A. Arima und F. Iachello, *Collective Nuclear States as Representations of a SU(6) Group*, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1069.
- [ArOt77] A. Arima, T. Otsuka, F. Iachello, I. Talmi, *Collective Nuclear States as Symmetric Couplings of Proton and Neutron Excitations*, *Phys. Lett.* **B 66** (1977) 205.
- [BaAr93] I. Bauske, J. M. Arias, P. von Brentano, A. Frank, H. Friedrichs, R. D. Heil, R.-D. Herzberg, F. Hoyle, P. Van Isacker, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, C. Wesselborg, A. Zilges, *First observation of scissors mode states in an odd-mass nucleus*, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 975.

- [BaKl47] G. C. Baldwin und G. S. Klaiber, *Photo-Fission in Heavy Elements*, Phys. Rev. **71** (1947) 3.
- [BaRe03] D. Bandyopadhyay, C. C. Reynolds, S. R. Leshner, C. Fransen, N. Boukharouba, M. T. McEllistrem, S. W. Yates, *Quadrupole-octupole coupled states in ^{114}Cd* , Phys. Rev. C **68** (2003) 014324.
- [Beli01] D. Belic, *Photoaktivierung von ^{180}Ta und das Rätsel seiner Nukleosynthese*, Dissertation, Universität Stuttgart, (2001).
- [BeBe97] J. Besserer, O. Beck, P. von Brentano, T. Eckert, R.-D. Herzberg, D. Jäger, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, A. Zilges, *Fragmentation of low-lying dipole strength in the odd-mass nucleus ^{133}Cs* , Phys. Rev. C **56** (1997) 1276.
- [BeGa95] T. Belgya, R. A. Gatenby, E. M. Baum, E. L. Johnson, D. P. DiPrete, S. W. Yates, B. Fazekas, G. Molnár, *Two-phonon character of the lowest $J^\pi = 1^-$ state of ^{142}Nd* , Phys. Rev. C **52**(1995) R2314
- [BeBl84] U. E. P. Berg, C. Bläsing, J. Drexler, R. D. Heil, U. Kneissl, W. Naatz, R. Ratzek, S. Schennach, R. Stock, T. Weber, B. Fischer, H. Hollick, D. Kollwe, *Photoexcitation of low-lying collective states in $^{156,158,160}\text{Gd}$* , Phys. Lett. **B 149** (1984) 59.
- [BeKn87] U. E. P. Berg und U. Kneissl, *Recent progress on nuclear magnetic dipole excitations*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37** (1987) 33.
- [Bohr52] A. Bohr, Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vidensk Slesk. **26** (1952) No. 14.
- [BoMo53] A. Bohr und B.R. Mottelson, *Collective and individual-particle aspects of nuclear structure*, Dan. Mat. Fys. Medd. **27** no. 16 (1953) 1.
- [BoMo75] A. Bohr und B.R. Mottelson, *Nuclear Structure Vol. 2*, Benjamin, New York, (1975).

- [BoRi84] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A. E. L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo, O. Scholten, *New magnetic dipole excitation mode studied in the heavy deformed nucleus ^{156}Gd by inelastic electron scattering*, Phys. Lett. **B 137** (1984) 27.
- [BrEb96] P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, L. Esser, R.-D. Herzberg, N. Huxel, H. Meise, P. von Neumann–Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter, A. Zilges, *First Observation of the Scissors Mode in a γ -Soft Nucleus: The Case of ^{196}Pt* , Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 2029.
- [BrGo99] J. Bryssinck, L. Govor, D. Belic, F. Bauwens, O. Beck, P. von Brentano, D. De Frenne, T. Eckert, C. Fransen, K. Govaert, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, V. Yu. Ponomarev, V. Werner, *Uniform properties of $J^\pi = 1^-$ two-phonon states in the semimagic even-even tin isotopes $^{116,118,120,122,124}\text{Sn}$* , Phys. Rev. C **59** (1999) 1930.
- [BrGo00] J. Bryssinck, L. Govor, V. Yu. Ponomarev, F. Bauwens, O. Beck, D. Belic, P. von Brentano, D. De Frenne, C. Fransen, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, V. Werner, *Search for the electric dipole excitations to the $3s_{1/2} \otimes [2_1^+ \otimes 3_1^-]$ multiplett in ^{117}Sn* , Phys. Rev. C **62** (2000) 014309.
- [BrGo02] J. Bryssinck, L. Govor, F. Bauwens, D. Belic, P. von Brentano, D. De Frenne, C. Fransen, A. Gade, E. Jacobs, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, V. Werner, *Low-energy electromagnetic excitation strength in ^{121}Sb and ^{123}Sb* , Phys. Rev. C **65** (2002) 024313.
- [BrWi36] G. Breit und E. Wigner, *Capture of Slow Neutrons*, Phys. Rev. **49** (1936) 519.

- [CaBe71] P. Carlos, H. Beil, R. Bergère, A. Leprêtre, A. Veysière, *Giant Dipole Resonance in transition region for Neodymium isotopes*, Nucl. Phys. **A 172** (1971) 437.
- [CaBe74] P. Carlos, H. Beil, R. Bergère, A. Leprêtre, A. de Miniac, A. Veysière, *Giant Dipole Resonance in transition region of Samarium isotopes*, Nucl. Phys. **A 225** (1974) 171.
- [CaJo92] R. F. Casten, J. Jolie, H. G. Börner, D. S. Brenner, N. V. Zamfir, W. T. Chou, A. Aprahamian, *The Enigma of ^{114}Cd . A Classical Case of Ambiguities in Quantum Mechanical State Mixing*, Phys. Lett. **B 297** (1992) 19.
- [Cast00] R. F. Casten, *Nuclear Structure from a Simple Perspective*, Oxford University Press, New York, (2000).
- [Cast04] R. F. Casten, *New description of phase/shape transition regions in nuclei*, Eur. Phys. J. A (2004).
- [CaWa93] R. F. Casten und D. D. Warner, *Algebraic Approaches to Nuclear Structure*, Harwood academic publishers, Chur, (1993) 129.
- [CaZa00] R. F. Casten und N. V. Zamfir, *Evidence for a Possible $E(5)$ Symmetry in ^{134}Ba* , Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3584.
- [CaZa01] R. F. Casten und N. V. Zamfir, *Empirical Realization of a Critical Point Description in Atomic Nuclei*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 052503.
- [ClCr03] R. M. Clark, M. Cromaz, M. A. Deleplanque, M. Descovich, R. M. Diamond, P. Fallon, R. B. Firestone, I. Y. Lee, A. O. Macchiavelli, H. Mahmud, E. Rodriguez-Vieitez, F. S. Stephens, D. Ward, *Searching for $X(5)$ behavior in nuclei*, Phys. Rev. C **68** (2003) 037301.

- [ClCr04] R. M. Clark, M. Cromaz, M. A. Deleplanque, M. Descovich, R. M. Diamond, P. Fallon, I. Y. Lee, A. O. Macchiavelli, H. Mahmud, E. Rodriguez-Vieitez, F. S. Stephens, D. Ward, *Searching for $E(5)$ behavior in nuclei*, Phys. Rev. C **69** (2004) 064322.
- [CoZa96] P. D. Cottle und N. V. Zamfir, *Systematic behavior of octupole states in deformed rare earth nuclei and the interacting boson approximation*, Phys. Rev. C **54** (1996) 176.
- [Faes66] A. Faessler, *E2 Oberflächenresonanzen in sphärischen Kernen*, Nucl. Phys. **85** (1966) 653.
- [FaBa92] C. Fahlander, A. Backlin, L. Hasselgren, A. Kavka, V. Mittal, L. E. Svensson, B. Varnestig, D. Cline, B. Kotlinski, H. Grein, E. Grosse, R. Kulesa, C. Michel, W. Spreng, H. J. Wollersheim, J. Stachel, *Quadrupole Collective Properties of ^{114}Cd* , Nucl. Phys. **A 485** (1988) 327.
- [Fran97] C. Fransen, *Inelastische Photonenstreuung an den Kernen ^{176}Yb und ^{190}Os* , Diplomarbeit, Universität zu Köln, (1997).
- [Fran00] C. Fransen, *Protonen-Neutronen-Schwingungen im Kern ^{94}Mo* , Dissertation, Universität zu Köln, (2000).
- [FrBe98] C. Fransen, O. Beck, P. von Brentano, T. Eckert, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, A. Zilges, *Systematics of low-lying electric dipole excitations in the $A \simeq 130$ -200 mass region*, Phys. Rev. C **57** (1998) 129.
- [FrKr99] C. Fransen, B. Krischok, O. Beck, J. Besserer, P. von Brentano, T. Eckert, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, A. Zilges, *Low-lying dipole excitations in the transitional nuclei $^{190,192}\text{Os}$* , Phys. Rev. C **59** (1999) 2264.

- [FrSc92] H. Friedrichs, B. Schlitt, J. Margraf, S. Lindenstruth, C. Wesselborg, R. D. Heil, H. H. Pitz, U. Kneissl, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, A. Zilges, D. Häger, G. Müller, M. Schumacher, *Evidence for enhanced electric dipole excitations in deformed rare earth nuclei near 2.5 MeV*, Phys. Rev. C **45** (1992) R892.
- [Garr01] H. von Garrel, *Kernresonanzfluoreszenzexperimente an $^{135,137}\text{Ba}$ zur Identifikation der Mittlerzustände der Photoaktivierung*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, (2001).
- [GaJo93] R. A. Gatenby, E. L. Johnson, E. M. Baum, S. W. Yates, D. Wang, J. R. Vanhoy, M. T. McEllistrem, T. Belgya, B. Fazekas, G. Molnár, *Decay properties and lifetimes of states in ^{144}Sm from $(n, n'\gamma)$ reaction studies*, Nucl. Phys. A **560** (1993) 263.
- [GaVa90] R. A. Gatenby, J. R. Vanhoy, E. M. Baum, E. L. Johnson, S. W. Yates, T. Belgya, B. Fazekas, A. Veres, G. Molnár, *Fast $E1$ transitions and evidence for octupole–octupole and quadrupole–octupole excitations in ^{144}Sm* , Phys. Rev. C **41** (1990) 414.
- [GaSt88] S. Galas, Ch. Stoyanov, A. I. Vdovin, *Damping of high-lying single-particle modes in heavy nuclei*, Phys. Rep. **166** (1988) 125.
- [Geig93] W. Geiger, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, (1993).
- [GoTe48] M. Goldhaber und E. Teller, *On Nuclear Dipole Vibrations*, Phys. Rev. **74** (1948) 1046.
- [Grei65] W. Greiner, *Magnetic Dipole Transitions and g_R Factors in Deformed Even-Even Nuclei*, Phys. Rev. Lett. **14** (1965) 599.
- [GrMa95] W. Greiner und J. Maruhn, *Theoretische Physik, Band 11, Kernmodelle*, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt a. M. (1995).
- [GrSt94] M. Grinberg und Ch. Stoyanov, *Distribution of two-phonon strength in even $N = 82$ nuclei*, Nucl. Phys. A **573** (1994) 231.

- [GrDi93] M. Grinberg, T. K. Dinh, Ch. Protochristov, I. Penev, C. Stoyanov, W. Andrejtscheff, *Level structure and transition probabilities in ^{140}Ce* , J. Phys. **G 19** (1993) 1179.
- [GuLa81] G. M. Gurevich, L. E. Lazareva, V. M. Mazur, S. Yu. Merkulov, G. V. Solodukhov, V. A. Tyutin, *Total nuclear photoabsorption cross sections in the region $150 \leq A \leq 190$* , Nucl. Phys. **A 351** (1981) 257.
- [Hama73] I. Hamamoto, *Effective charge of E1 transitions in lead lead region*, Nucl. Phys. **A 205** (1973) 225.
- [Hama93] I. Hamamoto, *Octupole softness and electric-dipole transitions in Yrast spectroscopy*, Nucl. Phys. **A 557** (1993) 515c.
- [HaIr84] W. D. Hamilton, A. Irbäck, J. P. Elliott, *Mixed-Symmetry Interacting-Boson-Model States in the Nuclei ^{140}Ba , ^{142}Ce , and ^{144}Nd with $N=84$* , Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 2469.
- [HaSc75] J. W. Hammer, M. Schüpferling, E. Bergandt, T. Pflaum, *Beam transport system for a 4 MV Dynamitron Accelerator*, Nucl. Inst. Meth. **128** (1975) 409.
- [HaFi79] J. W. Hammer, B. Fischer, H. Hollick, H. P. Trautvetter, K. U. Kettner, C. Rolfs, M. Wiescher, *Beam properties of the 4 MV Dynamitron Accelerator at Stuttgart*, Nucl. Inst. Meth. **161** (1979) 189.
- [HeBa95] R.-D. Herzberg, I. Bauske, P. von Brentano, Th. Eckert, R. Fischer, W. Geiger, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, N. Pietralla, H. H. Pitz, A. Zilges, *Lifetime of two-phonon 1^- states in even $N = 82$ nuclei*, Nucl. Phys. **A592** (1995) 211.
- [Herz95] R.-D. Herzberg, *Untersuchung von gekoppelten Phononenanregungen in Kernen um $A=140$* , Dissertation, Universität zu Köln, (1995).

- [HeZi93] R.-D. Herzberg, A. Zilges, P. von Brentano, R. D. Heil, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, H. Friedrichs, S. Lindenstruth, C. Wesselborg, *Investigation of low-lying dipole excitations in $^{182,184,186}\text{W}$* , Nucl. Phys. **A563** (1993) 445.
- [HeZi95] R.-D. Herzberg, A. Zilges, A. M. Oros, P. von Brentano, *Observation of dipole transitions to a $2^+ \otimes 3^-$ particle multiplet in ^{143}Nd* , Phys. Rev. C **51** (1995) 1226.
- [Heyd90] K. Heyde, *The Nuclear Shell Model*, Springer Verlag, Berlin, (1990).
- [IaAr87] F. Iachello und A. Arima, *The Interacting Boson Model*, Cambridge University Press, Cambridge, (1987).
- [Iach84] F. Iachello, *New Class of Low-Lying Collective Modes in Nuclei*, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1427.
- [Iach00] F. Iachello, *Dynamic Symmetries at the Critical Point*, Phys. Rev. Lett. **85**, (2000) 3580.
- [Iach01] F. Iachello, *Analytic Description of Critical Point Nuclei in a Spherical-Axially Deformed Shape Phase Transition*, Phys. Rev. Lett. **87**, (2001) 052502.
- [IaIs91] F. Iachello und P. van Isacker, *The Interacting Boson-Fermion Model*, Cambridge University Press, Cambridge, (1991).
- [IaSc79] F. Iachello und O. Scholten, *Interacting Boson-Fermion Model of Collective States in Odd-A Nuclei*, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 679.
- [JoCa01] J. Jolie, R. F. Casten, P. von Brentano, V. Werner, *Quantum Phase Transition for γ -Soft Nuclei*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 162501.
- [JoCe02] J. Jolie, P. Cejnar, R. F. Casten, S. Heinze, A. Linnemann, V. Werner, *Triple Point of Nuclear Deformations*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 182502.

- [Knol89] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, New York, (1989).
- [KnPi96] U. Kneissl, H. H. Pitz, A. Zilges, *Investigation of Nuclear Structure by Resonance Fluorescence Scattering*, Prog. Part. Nucl. Phys. **37** (1996) 349.
- [Kohs04] C. Kohstall, Dissertation, Universität Stuttgart, (2004).
- [KrAl02] R. Krücken, B. Albanna, C. Bialik, R. F. Casten, J. R. Cooper, A. Dewald, N. V. Zamfir, C. J. Barton, C. W. Beausang, M. A. Caprio, A. A. Hecht, T. Klug, J. R. Novak, N. Pietralla, P. von Brentano, *B(E2) Values in ^{150}Nd and the Critical Point Symmetry X(5)*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 232501.
- [Land65] L. Landau, *Collected Papers of L. D. Landau*, Pergamon, Oxford, (1965), 193.
- [LoPa78] N. Lo Iudice und F. Palumbo, *New Isovector Collective Modes in Deformed Nuclei*, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1532.
- [LoRi93] N. Lo Iudice und A. Richter, *Scissors mode and nuclear deformation. A phenomenological model independent analysis*, Phys. Lett. **B 304** (1993) 193.
- [LoSt00] N. Lo Iudice und Ch. Stoyanov, *Microscopic description of newly discovered mixed symmetry states*, Phys. Rev. C **62** (2000) 047302.
- [LoSt02] N. Lo Iudice und Ch. Stoyanov, *Microscopic structure of low-lying positive parity states in nuclei near shell closure*, Phys. Rev. C **65** (2002) 064304.
- [MaHe93] J. Margraf, R. D. Heil, U. Kneissl, U. Maier, H. H. Pitz, H. Friedrichs, S. Lindenstruth, B. Schlitt, C. Wesselborg, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, A. Zilges, *Deformation dependence of low lying M1 strengths in even Nd isotopes*, Phys. Rev. C **47** (1993) 1474.

- [MaPi96] H. Maser, N. Pietralla, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, A. Zilges, *Observation of the 1^+ scissors mode in the γ -soft nucleus ^{134}Ba* , Phys. Rev. C **54** (1996) R2129.
- [Mase98] H. Maser, *Untersuchung niedrigliegender kollektiver Dipolanregungen der schweren gg -Kerne ^{168}Er , ^{134}Ba und ^{140}Ce* , Dissertation, Universität Stuttgart, (1998).
- [Metz59] F. R. Metzger, *Resonance Fluorescence in Nuclei*, Prog. in Nucl. Phys. **7** (1959) 53 .
- [Metz78] F. R. Metzger, *Nuclear resonance fluorescence in ^{144}Sm* , Phys. Rev. C **17** (1978) 939.
- [NDS97] J. K. Tuli, Nuclear Data Sheets **81** (1997) 579.
- [NDS98a] Yu. V. Sergeenkov und B. Singh, Nuclear Data Sheets **84** (1998) 115.
- [NDS98b] E. Browne und H. Junde, Nuclear Data Sheets **84** (1998) 337.
- [NDS01a] T. W. Burrows, Nuclear Data Sheets **92** (2001) 673.
- [NDS01b] Z. Hu, Nuclear Data Sheets **92** (2001) 332.
- [NDT70] K. E. G. Löbner, M. Vetter, V. Hönig, Nuclear Data Tables **A 7** (1970) 495.
- [NePo95] P. von Neumann–Cosel, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, C. Spieler, *The $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')$ reaction as a test of the quasi-particle phonon model with complex configurations in odd-mass nuclei*, Z. Phys. **A 350** (1995) 303
- [NeBr04] A. Neusser, P. Bringel, H. Hübel, N. Nenoff, A. K. Singh, G. Schönwasser, *Wobbling Excitations in Nuclei - Proof of Stable Triaxiality*, Verh. DPG (VI) **39** (2004) 22
- [Nils55] S. N. Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **29** (1955) no. 16.

- [Nord00] A. Nord, *Fragmentierung der M1 - Scherenmode in Kernen der Seltenen Erden mit ungerader Massenzahl*, Dissertation, Universität Stuttgart, (2000).
- [NoEn03] A. Nord, J. Enders, A. E. de Almeida Pinto, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, H. H. Pitz, A. Richter, F. Stedile, V. Werner, *Low-energy photon scattering experiments of $^{151,153}\text{Eu}$, ^{163}Dy , and ^{165}Ho and the systematics of the M1 scissors mode in odd-mass rare-earth nuclei*, Phys. Rev. C **67** (2003) 034307.
- [OtAr78] T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello, I. Talmi, *shell model description of interacting bosons*, Phys. Lett. **B 76** (1978) 139.
- [PiBa95] N. Pietralla, I. Bauske, O. Beck, P. von Brentano, W. Geiger, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, H. H. Pitz, A. Zilges, *Absolute level widths in ^{27}Al below 4 MeV*, Phys. Rev. C **51** (1995) 1021.
- [PiBe97] N. Pietralla, O. Beck, J. Besserer, P. von Brentano, T. Eckert, R. Fischer, C. Fransen, R.-D. Herzberg, D. Jäger, R. V. Jolos, U. Kneissl, B. Krischok, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, H. H. Pitz, M. Rittner, A. Schiller, A. Zilges, *The scissors mode and other magnetic and electric dipole excitations in the transitional nuclei $^{178,180}\text{Hf}$* , Nucl. Phys. **A 618** (1997) 141.
- [PiBe98] N. Pietralla, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Maser, P. Matschinsky, A. Nord, T. Otsuka, H. H. Pitz, V. Werner, I. Wiedenhöver, *Isovector quadrupole excitations in the valence shell of the vibrator nucleus ^{136}Ba : Evidence from photon scattering experiments*, Phys. Rev. C **58** (1998) 796.

- [PiBe02] N. Pietralla, Z. Berant, V. N. Litvinenko, S. Hartman, F. F. Mikhailov, I. V. Pinayev, G. Swift, M. W. Ahmed, J. H. Kelley, S. O. Nelson, R. Prior, K. Sabourov, A. P. Tonchev, H. R. Weller, *Parity Measurements of Nuclear Levels Using a Free-Electron-Laser Generated γ -Ray Beam*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 012502.
- [PiBr95] N. Pietralla, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, H. H. Pitz, A. Zilges, *Correlation between low-lying $M1$ and $E2$ strength in heavy rare earth nuclei*, Phys. Rev. C **52**(1995) R2317.
- [Piet96] N. Pietralla, *Tiefliegende Kernanregungen: Die Yrastzustände und die Scherenmode*, Dissertation, Universität zu Köln, (1996).
- [Piet99] N. Pietralla, *Empirical correlation between two-phonon $E1$ transition strengths in vibrational nuclei*, Phys. Rev. C **59** (1999) 2941.
- [PiFr03] N. Pietralla, C. Fransen, A. Gade, N. A. Smirnova, P. von Brentano, V. Werner, S. W. Yates, *Proton-neutron structure of the effective quadrupole-octupole coupled $E1$ transition operator*, Phys. Rev. C **68** (2003) 031305.
- [PiHe90] H. H. Pitz, R. D. Heil, U. Kneissl, S. Lindenstruth, U. Seemann, R. Stock, C. Wesselborg, A. Zilges, P. von Brentano, S. D. Hoblit, A. M. Nathan, *Low-Energy Photon Scattering off $^{142,146,148,150}\text{Nd}$: An investigation in the mass region of a nuclear shape transition*, Nucl. Phys. **A 509** (1990) 587.
- [PoBr99] V. Yu. Ponomarev, J. Bryssinck, L. Govor, F. Bauwens, O. Beck, D. Belic, P. von Brentano, D. De Frenne, C. Fransen, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, V. Werner, *Strong Fragmentation of Low-Energy Electromagnetic Excitation Strength in ^{117}Sn* , Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4029.

- [PoSt98] V. Yu. Ponomarev, Ch. Stoyanov, N. Tsoneva, M. Grinberg, *Boson forbidden low-energy E1-transitions in spherical nuclei*, Nucl. Phys. **A635** (1998) 470.
- [PTB98] Bericht der Physikalisch–Technischen–Bundesanstalt in Braunschweig, (1998).
- [Rich86] A. Richter, Phys. Blätter **42** (1986) 313.
- [RoBr67] H. J. Rose, B. M. Brink, *Angular Distributions of Gamma Rays in Terms of Phase–Defined Reduced Matrix Elements*, Rev. Mod. Phys. **39** (1967) 306.
- [Sche00] M. Scheck, *Untersuchung von 2-Phonon-Loch-Anregungen im Kern ^{137}Ba* , Diplomarbeit, Universität Stuttgart, (1994).
- [ScGa04] M. Scheck, H. von Garrel, N. Tsoneva, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, J. Jolie, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linne-
mann, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, F. Stedile, C. Stoyanov, V. Werner, *Dipole strength distributions in the stable Ba isotopes $^{134,135,136,137,138}\text{Ba}$: A study in the mass region of a nuclear shape transition*, Phys. Rev. C **70** (2004) 044319.
- [Schi51] L. I. Schiff, *Energy–Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung*, Phys. Rev. **83** (1951) 252.
- [Skor75] S. J. Skorka, *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, ed: W. D. Hamilton, North Holland, (1975), 283.
- [SmPi00] N. Smirnova, N. Pietralla, T. Mizusaki, P. van Isacker, *Interrelation between the isoscalar octupole phonon and the proton–neutron mixed–symmetry quadrupole phonon in near-spherical nuclei*, Nucl. Phys. **A 678** (2000) 235.
- [Sted05] F. Stedile, Dissertation, Universität Stuttgart, (2005), in Vorbereitung.

- [Solo76] V. G. Soloviev, *Theorie of Complex Nuclei*, Pergamon Press, Oxford, (1976).
- [Solo92] V. G. Soloviev, *Quasiparticles and Phonons*, IOP Publishing Ltd., London, (1992).
- [SoSu94] V. G. Soloviev und A. V. Sushkov, *The origin and distribution of the $E1$ strength over low-lying states in well-deformed nuclei*, Phys. At. Nucl. **57** (1994) 1304.
- [SoSu97] V. G. Soloviev, A. V. Sushkov, N. Yu. Shirikova, *Low-energy dipole γ -ray transition rates in even-even deformed nuclei*, Phys. Rev. C **56** (1997) 2528.
- [ToDe04] D. Tonev, A. Dewald, T. Klug, P. Petkov, J. Jolie, A. Fitzler, O. Möller, S. Heinze, P. von Brentano, R. F. Casten, *Transition probabilities in ^{154}Gd : Evidence for $X(5)$ critical point symmetry*, Phys. Rev. C **69** (2004) 0344334.
- [TrHe93] L. Trache, K. Heyde, P. von Brentano, *Particle–core coupling in the $N = 83$ nucleus ^{143}Nd : Extended unified–model calculations*, Nucl. Phys. **A 554** (1993) 118.
- [Tson02] N. Tsoneva, private Mitteilung (2002).
- [Tuli95] J. K. Tuli, *Nuclear Wallet Cards*, National Nuclear Data Center, New York (1995)
- [VdVo85] A. I. Vdovin, V. V. Voronov, V. G. Soloviev, Ch. Stoyanov, *Quasiparticle-phonon model of the nucleus. V. Odd spherical nuclei*, Soviet Journal of Particles and Nuclei **16** (1985) 105.
- [WaNi59] H. Wapstra, G. J. Nigh, R. van Lieshout, *Nuclear Structure Tables*, North Holland, Amsterdam, (1965).

- [WiKa98] M. Wilhelm, S. Kasemann, G. Pascovici, E. Radermacher, P. von Brentano, A. Zilges, *Two-phonon character of the lowest electric dipole excitation in ^{142}Nd and in other nuclei near shell closures*, Phys. Rev. C **57** (1998) 577.
- [WiRa96] M. Wilhelm, E. Radermacher, A. Zilges, P. von Brentano, *Direct proof of the two-phonon character of the dipole excitations in ^{142}Nd and ^{144}Sm around 3.5 MeV*, Phys. Rev. C **54** (1996) R449.
- [Yeh98] M. Yeh, *Candidates for two-phonon octupole excitations in ^{208}Pb* , Phys. Rev. C **57** (1998) R2085.
- [ZiBr90a] A. Zilges, P. von Brentano, C. Wesselborg, R. D. Heil, U. Kneissl, S. Lindenstruth, H. H. Pitz, U. Seemann, R. Stock, *Observation of low-lying collective dipole transitions in the rare-earth nuclei $^{172,174,176}\text{Yb}$* , Nucl. Phys. A **507** (1990) 399.
- [ZiBr90b] A. Zilges, P. von Brentano, A. Richter, R. D. Heil, U. Kneissl, H. H. Pitz, C. Wesselborg, *Uncommon decay branching ratios of spin-one states in the rare-earth region and evidence for K mixing*, Phys. Rev. C **42**, (1990) 1945.
- [ZiBr92] A. Zilges, P. von Brentano, A. Richter, *Admixture of the giant dipole resonance to low lying 1^- -states in heavy nuclei*, Z. Phys. A **341** (1992) 489.
- [ZiHe93] A. Zilges, R.-D. Herzberg, P. von Brentano, F. Dönau, R. D. Heil, R. V. Jolos, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, C. Wesselborg, *First identification of dipole excitations to a $2^+ \otimes 3^- \otimes$ particle multiplet in an odd- A nucleus*, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2880.
- [Zilg92] A. Zilges, *Untersuchung niedrigliegender Dipolanregungen in den Kernen der Seltenen Erden*, Dissertation, Universität zu Köln, (1992).

- [ZiRa90] W. Ziegler, C. Rangacharyulu, A. Richter, C. Spieler, *Orbital magnetic dipole strength in $^{148,150,152,154}\text{Sm}$ and nuclear deformation*, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2515.
- [ZiVo02] A. Zilges, S. Volz, M. Babilon, T. Hartmann, P. Mohr, K. Vogt, *Concentration of electric dipole strength below the neutron separation energy in $N=82$ nuclei*, Phys. Lett. **B 542** (2002) 43.

Eigene Publikationen

Zeitschriften

[KoBe01] C. Kohstall, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, R.-D. Herzberg, J. Jolie, U. Kneissl, H. Lehmann, A. Linnemann, P. Matschinsky, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, V. Werner, S. W. Yates, *Low-Lying Dipole Excitations in the Stable Cd-Isotopes : A Systematics*, Physics of Atomic Nuclei **64** (2001), 1143.

[StFi01a] F. Stedile, E. Fill, D. Belic, P. von Brentano, A. Gade, C. Fransen, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, P. Matschinsky, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, M. Scheck, V. Werner, *Low-lying dipole excitations in the odd-proton, mid-shell nucleus ^{103}Rh* , Phys. Rev. C **63** (2001), 024320-1-10.

[StFi01b] F. Stedile, E. Fill, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, P. Matschinsky, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, M. Scheck, V. Werner, *Generating Inversion on a Nuclear System: Photo-Pumping of ^{103}Rh* , J. Phys. IV France **11** (2001), Pr2 271.

- [BrGo02] J. Bryssinck, L. Govor, F. Bauwens, D. Belic, P. von Brentano, D. De Frenne, C. Fransen, A. Gade, E. Jacobs, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, V. Werner, *Low-energy electromagnetic excitation strength in ^{121}Sb and ^{123}Sb* , Phys. Rev. C **65** (2002), 024313-1-9.
- [ScBe02] M. Scheck, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, J. Jolie, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, A. Nord, H. H. Pitz, F. Stedile, V. Werner, *Systematics of Dipole Excitations in the Stable $^{134,135,136,137,138}\text{Ba}$ Isotopes*, BgNS Transactions, Vol. **7**, No. **1**, (2002), 188.
- [KaSc02] L. Käubler, K. D. Schilling, R. Schwengner, F. Dönau, E. Grosse, D. Belic, P. von Brentano, M. Bubner, C. Fransen, M. Grinberg, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, P. Matschinsky, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, V. Werner, *The influence of the $N = 50$ neutron-core on dipole excitations in ^{87}Rb* , Phys. Rev. C **65** (2002), 054315.
- [WeBe02] V. Werner, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, H. von Garrel, J. Jolie, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, A. F. Lisetskiy, N. Pietralla, H. H. Pitz, M. Scheck, K.-H. Speidel, F. Stedile, S. W. Yates, *Proton-neutron structure of the $N=52$ nucleus ^{92}Zr* , Phys. Lett. B **550** (2002), 140.
- [GaBe02] A. Gade, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, H. von Garrel, J. Jolie, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, H. H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, V. Werner, *Dipole excitations in ^{108}Cd* , Phys. Rev. C **67** (2003), 034304.

- [ScBe02] M. Scheck, D. Belic, P. von Brentano, J. J. Carroll, A. Gade, H. von Garrel, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, N. Pietralla, H. H. Pitz, F. Stedile, R. Toman, V. Werner, *Photon scattering experiments off ^{176}Hf and the systematics of low-lying dipole modes in the stable even-even Hf isotopes $^{176,178,180}\text{Hf}$* , Phys. Rev. C **67** (2003), 064313.
- [GaBrFr] H. von Garrel, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, J. Jolie, F. Käppeler, L. Käubler, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, H. H. Pitz, G. Rusev, M. Scheck, K. D. Schilling, R. Schwengner, F. Stedile, S. Walter, V. Werner, K. Wisshak, *First Nuclear Resonance Fluorescence Experiments Using Enriched High-Pressure Xenon Targets*, BgNS Transactions, in press.
- [WaBrFr] S. Walter, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, H. von Garrel, J. Jolie, F. Käppeler, L. Käubler, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, H. H. Pitz, G. Rusev, M. Scheck, K. D. Schilling, R. Schwengner, F. Stedile, V. Werner, K. Wisshak, *Photon Scattering Experiments on the Stellar Thermometer ^{176}Lu* , BgNS Transactions, in press.
- [ScBr04] M. Scheck, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, H. von Garrel, J. Jolie, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, N. Pietralla, H. H. Pitz, F. Stedile, S. Walter, V. Werner, *Low-Lying Dipole Excitations in Nuclei in the Mass Regions of the New Dynamical Symmetries*, Physics of Atomic Nuclei Vol. **67** No. 9 (2004) 1682.
- [GaPi04] A. Gade, N. Pietralla, N. A. Smirnova, P. von Brentano, D. Belic, C. Fransen, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, H. H. Pitz, M. Scheck, F. Stedile, V. Werner, *Investigation of dipole excitations in ^{142}Ce using resonant photon scattering*, Phys. Rev. C **69** (2004) 054321.

- [ScGa04] M. Scheck, H. von Garrel, N. Tsoneva, D. Belic, P. von Brentano, C. Fransen, A. Gade, J. Jolie, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, F. Stedile, C. Stoyanov, V. Werner, *Dipole strength distributions in the stable Ba isotopes $^{134,135,136,137,138}\text{Ba}$: A study in the mass region of a nuclear shape transition*, Phys. Rev. C **70** (2004) 044319.

Tagungsveröffentlichungen

- [PiBa00] H. H. Pitz, F. Bauwens, D. Belic, J. Bryssinck, P. von Brentano, C. Fransen, D. De Frenne, L. Govor, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, C. Kohstall, A. Linnemann, H. Maser, P. Matschinsky, A. Nord, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, M. Scheck, F. Stedile, V. Werner, *Systematics of Low-Lying E1 and M1 Excitations in Heavy Nuclei from Photon Scattering Experiments*, Proceedings of the Tenth International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Santa Fe, August 30 - Sept. 3, 1999, AIP Conference Proceedings 529, Editor Stephen Wender, (2000) 621.

- [ScBe03] M. Scheck, D. Belic, H. von Garrel, U. Kneissl, C. Kohstall, H. H. Pitz, F. Stedile, J. J. Carroll, R. Toman, P. von Brentano, A. Gade, A. Linnemann, N. Pietralla und V. Werner, *The systematics of dipole modes in the even-even Hf isotopes*, Proceedings of the XIth Int. Symposium on: Capture Gamma-ray Spectroscopy and Related Topics, Pruhonice near Prag, Sept. 2-6 (2002), World Scientific (2003), 809.

- [StGa03] F. Stedile, H. von Garrel, U. Kneissl, C. Kohstall, H. H. Pitz, M. Scheck, S. Walter, J. Burnett, J. J. Carroll, R. Propri, P. Ugorski, F. Käppeler, K. Wisshak und P. von Neumann-Cosel, *Electromagnetic Coupling of the Isomer and Ground State in ^{176}Lu* , Proceedings of the *12th International Laser Physics Workshop*, Hamburg, Germany, August 25–29, 2003.

Eigene Vorträge

- [Sche01a] M. Scheck, *Untersuchung von E1-Zwei-Phonon-Anregungen in Kernen im Bereich magischer Zahlen*, Dynamitron-Tag, Stuttgart, Juni 8, 2001.
- [Sche01b] M. Scheck, *Systematics of dipole excitations in the stable $^{134,135,136,137,138}\text{Ba}$ isotopes*, XIV International School on Nuclear Physics, Neutron Physics, and Nuclear Energy, Varna (Bulgaria), September 25–30, 2001.
- [Sche02a] M. Scheck et al., *Dipole strength distribution in the well deformed nucleus ^{176}Hf and the systematics of the Scissors Mode in the even-even Hf nuclei*, Frühjahrstagung der DPG, NNW, BNN/SBP, Nuclear Physics, Münster, März 11–15, 2002, Verh. DPG (VI) **37**, 2/2002 62.
- [Sche02b] M. Scheck, *Photonenstreuexperimente an den geraden Hf-Kernen, im Übergangsbereich von Rotator- zu γ -weichen Kernen*, WE-Heraeus-Ferienkurs für Physik: *Kleine Beschleuniger – Grosses Potential: Teilchenstrahlen in Forschung und Anwendung*, Dresden, September 16–27, 2002.
- [Sche03a] M. Scheck et al., *Systematik niedrigliegender Dipolanregungen in den stabilen Ba-Isotopen $^{134,135,136,137,138}\text{Ba}$* , Frühjahrstagung der DPG, FV Hadronen und Kerne, Tübingen, März 17–21, 2003, Verh. DPG (VI) **38**, 3/(2003) 61.

- [Sche03b] M. Scheck, *Low-Lying Dipole Excitations in Nuclei in the Mass Regions of the New Dynamical Symmetries*, International Conference on *Nuclear Structure and Related Topics*, Dubna (Russia), September 2–6, 2003.
- [Sche04] M. Scheck et al., *Fragmentation of the E1 two-phonon strengths in odd-mass nuclei near the $N = 82$ shell closure*, Frühjahrstagung der DPG, NNV, BNN/SBP, ÖPG *Nuclear Physics Spring Meeting*, Köln, März 8–12, 2004, Verh. DPG (VI) **39**, 1/2004 49.

Poster

- [Sche00b] M. Scheck et al., *Untersuchung der Zwei-Phonon-Teilchenkopplung im sphärischen Kern ^{137}Ba* , 64. Physikertagung Dresden 2000, Frühjahrstagung des Fachverbandes "Hadronen und Kerne" der DPG, Dresden März 2000, Verh. DPG (VI) **35**, 435 (2000).
- [Sche02c] M. Scheck et al., *The systematics of dipole modes in the even-even Hf nuclei*, XIth International Symposium on: *Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, Pruhonice near Prag (Czech Republic), September 2–6, 2002.

Lebenslauf

02.02.1972 geboren in Bad Cannstatt
Mutter: Monika Scheck, geb. Hauser
Vater: Karl Heinz Scheck

Schulbildung:

1989–1992 Besuch des Technischen Gymnasiums der Gewerblichen Schule in Backnang

Wehrdienst:

1992–1993 Grundwehrdienst

Studium:

1993–2000 Studium der Physik an der Universität Stuttgart.
Abschluß: Diplom

1999–2000 Diplomarbeit am Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart zum Thema *Untersuchung von 2-Phonon-Loch-Anregungen im Kern ^{137}Ba*

2000–2004 Arbeiten zur vorliegenden Dissertation am Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart

Weitere Tätigkeiten:

2000–2004 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Strahlenphysik, Betreuung des Kernphysikalischen Praktikums

2002–2004 Dozent an der Schule für Technische Assistenten in der Medizin des Katharinenhospitals Stuttgart

Danksagung

Mein Dank gilt allen, die mir bei dieser Arbeit behilflich waren.

Besonders bedanken möchte ich mich bei:

- Prof. Dr. Ulrich Kneißl für die Vergabe dieser Arbeit und sein stetiges Interesse an ihrem Verlauf, auch für die Möglichkeit, auf so mancher Tagung an meiner Vortragskunst zu feilen.
- Prof. Dr. Günter Wunner für die Übernahme des Mitberichts.
- Dr. Heinz Hermann Pitz für die Betreuung dieser Arbeit und die geduldige Beantwortung etlicher Fragen.
- Beiden Vorgesetzten zusammen für ihre Bereitschaft, mich desöfteren – auch kurzfristig – den VfB irgendwo in Europa unterstützen zu lassen.
- Meinem Zimmergenossen Dipl. Phys. Frank Stedile, der über Jahre hinweg meine Launen ertrug, wenn Not am Mann war, immer in die Bresche sprang und natürlich für all das gemeinsame Lachen.
- Meinen weiteren Mitstreitern in den letzten Jahren: Dr. Alex Nord, Dr. Daniela Belic, Matthias Kreutz, Dipl. Phys. Stephan Walter und insbesondere für etliche heftige Diskussionen und allerlei Hilfestellungen Dr. Christoph Kohstall.
- Frau Dr. N. Tsoneva privat für die angenehmen Tage in Varna und als Physiker für die QPM-Rechnungen zu ^{137}Ba , deren Erklärungen und Rechnungen wesentlich zu meinem Verständnis des QPM beitrugen.
- Den Mitgliedern der anderen Arbeitsgruppen am Institut. Besonders erwähnt seien hierbei: Dr. Beate Schattat, Dr. Michael Fey, Hartmut Paulus, cand. Phys. Tobias Roller, Dipl. Phys. Tilman Renz, Dr. Alex Wallianos und Dr. Ralph Kunz.

- Den Kölsche Jongens, unserer langjährigen Kollaborationsgruppe. Hier insbesondere Prof. Dr. Norbert Pietralla, Dr. Christoph Fransen, Dipl. Phys. Ali Linnemann und Dr. Volker Werner für etliche Nachtschichten und einigen "auf ein Bier" Diskussionen kernphysikalischer Fragestellungen.
- Den Mitgliedern unserer weiteren Kollaborationsgruppen aus Rossendorf und Youngstown. Hier insbesondere Prof. Jeff Carroll für die Bereitstellung des ^{176}Hf -Targets.
- L. E. Kazakov für die Bereitstellung der beiden Bariumproben.
- Dem DYNAMITRON-Team: Jelde Elling, Rene Rehwagen und Joachim Levevre unter der Leitung von Dipl. Ing. Horst Hollick für all die Umbauten und Reparaturen, die wieder Messungen mit 4.1 MV ermöglichten.
- Stellvertretend für die Werkstätten des Instituts für Strahlenphysik: Kurt Heinrich, Walter Namyslak und Ewald Wagner für die spontane Ausführung aller Aufträge und die tatkräftige Hilfe bei allen Reparaturen.
- Den guten Seelen des Instituts, in früherer Zeit Betina Grützner und heutzutage Cornelia Hauser.
- Der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Sach- und Personalmitteln.
- Meinen Lektoren Thomas Sander, Betina Grützner und Lyn Harrison.
- Der Physikerskatrunde, hiervon besonders Uwe Grüner, Dipl. Phys. Torsten Gäbel, Dipl. Phys. Peter Brommer, Johannes "Höneß" Schert, cand. Phys. Maximilian Harlander und Dipl. Phys. Andrea Melzer.
- Meinen Freunden, die mich auch während scheinbar endlosen Strahlzeiten unterstützten und gelegentlich halfen, von der Physik abzuschalten. Insbesondere bei Marc & Christian Halla, Markus "Äffle" Sammet, Karl-Heinz "Kalle" Schmidt, Christian Reiser, Stefan "Stoffel" Gerngross, Rudi Bückert, Thomas "Balou" Toman, Uwe "Stolle" Stolz, Volker Dengel, Colin Anderson und Nina Keck.
- Meiner Mutter, meiner Schwester Anja, sowie deren Ehemann Armin für ihre Unterstützung und deren Verständnis für strahlzeitbedingtes monatelanges Ausbleiben.