

KfK 2793
Mai 1979

**Hochauflösende
Laserspektroskopie zur
Untersuchung von
Kernladungsradien und
Kernmomenten
neutronenarmer Ba-Isotope**

**K. Bekk
Institut für Angewandte Kernphysik**

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Angewandte Kernphysik

KfK 2793

Hochauflösende Laserspektroskopie zur Untersuchung
von Kernladungsradien und Kernmomenten
neutronenarmer Ba-Isotope

K. Bekk

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Isotopieverschiebung und Hyperfeinstruktur des BaI $6s^2 \ ^1S_0 - 6s6p \ ^1P_1$ -Übergangs ($\lambda = 533.6 \text{ nm}$) wurden in neutronenarmen Ba-Nukliden ($N < 82$) untersucht durch Beobachtung der Resonanzfluoreszenz nach Anregung der Ba-Atome in einem gut kollimierten Atomstrahl mittels eines schmalbandigen durchstimmbaren Dauerstrich-Farbstofflasers. Die Experimente zielten auf Informationen über Kernladungsradien, magnetische Dipol- und elektrische Quadrupolmomente. Die gewonnenen Resultate werden im Licht anderer Untersuchungen zur Kernstruktur im Bereich ($50 < Z, N < 82$) diskutiert, insbesondere im Vergleich zu Ergebnissen, die aus γ -spektroskopischen Messungen auf der Basis eines "triaxial-rotor-plus-particle"-Modells gewonnen wurden. Die Isotopieverschiebungsdiskrepanz wird relativ gut durch das Droplet-Modell von Myers beschrieben. Eine überraschende und noch nicht verstandene Tatsache ist die negative Isomerieverschiebung des $g \ 7/2^+$ -Isomers von ^{129}Ba .

Investigations of Nuclear Charge Radii and Nuclear Moments of Neutron Deficient Ba Isotopes by High Resolution Laser Spectroscopy

Abstract

Isotope shift and hyperfine structure of the BaI $6s^2 \ ^1S_0 - 6s6p \ ^1P_1$ transition ($\lambda = 533.6 \text{ nm}$) in neutron deficient Ba nuclides ($N < 82$) have been measured by observing the resonance fluorescence induced by a high resolution tunable CW dye laser in a well collimated atomic beam. Results are now available for 16 Ba isotopes and isomers between $A = 140$ and $A = 126$. The experiments aimed at information on nuclear charge radii, magnetic dipole and electric quadrupole moments. The results are discussed in the light of other experimental and theoretical nuclear structure studies of the transitional nuclei with ($50 < Z, N < 82$) in particular in comparison with results extracted from γ -spectroscopic investigations on the basis of a triaxial-rotor-plus-particle model. The isotope shift discrepancy is quite well described by the droplet model of Myers. A striking and up to now not understandable feature is the negative isomer shift of the $g \ 7/2^+$ isomer of ^{129}Ba .

Hochauflösende Laserspektroskopie zur Untersuchung von Kernladungsradien
und Kernmomenten neutronenarmer Ba-Isotope

1. Einleitung	1
2. Die experimentelle Methode	3
2.1 Die Laser	5
2.2 Frequenzmessung und Regelung	7
2.3 Die Laserkopplung	9
2.4 Der Atomstrahl	10
2.5 Der Atomstrahlnachweis	12
2.6 Der Fluoreszenzlichtnachweis	13
2.7 Die Datenerfassung	15
2.8 Die Präparate	18
3. Identifizierung der Hyperfeinstrukturkomponenten des $6s^2(^1S_0) - 6s6p(^1P_1)$ -Übergangs in BaI	24
3.1 Optisches Pumpen	24
3.2 Die Winkelverteilung des Resonanzlichtes	27
4. Die Meßergebnisse	28
5. Die Isotopieverschiebung	38
6. Hyperfeinstruktur und Kernmomente	41
6.1 Korrektur an μ_I und Q	43
7. Bestimmung der mittleren quadratischen Kernladungsradien und der Kernmomente	45
8. Diskussion	51
8.1 Isotopieverschiebung	51
8.2 Quadrupolmomente	57
Literatur	64

1. Einleitung

Mit der Einrichtung effizienter Massenseparatoren "on-line" oder "quasi on-line" an leistungsstarken Beschleunigern sowie mit der Entwicklung neuer spektroskopischer Methoden, die sich durch hohe spektrale Auflösung und Empfindlichkeit auszeichnen, konnte in den letzten Jahren die optische Spektroskopie auf die Untersuchung von Kerneigenschaften auf Nuklide weit ab vom Stabilitätstal ausgedehnt werden. Die früher benötigten relativ großen Mengen an Probenmaterial hatten die experimentellen Studien auf stabile oder langlebige Nuklide eingeeengt. Der Fortschritt ist eng verknüpft mit der Erfindung außergewöhnlicher Lichtquellen, wie z.B. der durchstimmbaren, schmalbandigen Farbstofflaser. Mit den neuen spektroskopischen Methoden /DEM 73/, /ARI 77/, die eine dopplerfreie Beobachtung der Spektrallinien ermöglichen, können z.T. noch Proben untersucht werden, in denen nur einige hundert der betreffenden Atome enthalten sind. Die optische Spektroskopie radioaktiver Isotope ist die einzige Informationsquelle über mittlere quadratische Ladungsradien instabiler Kerne. Die Kenntnis der Momente, Radien und Spins für lange Isotopenketten ist jedoch eine wichtige Voraussetzung für systematische Einsichten in der Kernstruktur, wobei sich durch die Entdeckung neuartiger Phänomene und deren Erforschung ja bereits neue Aspekte ergeben haben. Ein eindrucksvolles Beispiel hierfür bietet der Fall der neutronenarmen Hg-Kerne, bei denen durch das sprunghafte Ansteigen der Isomerieverschiebung um mehr als eine Größenordnung bei ^{185}Hg /BON 71/, /BON 72/, /BON 76/, /KÜH 77/ ein interessantes Verhalten entdeckt wurde.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen der Isotopieverschiebung und Hyperfeinstruktur neutronenarmer Bariumisotope mit einer Neutronenzahl $N < 82$ durchgeführt. Das Ziel dieser Arbeit besteht darin, Aussagen über Größe und Gestalt der Kerne im Nuklidbereich $50 < Z, N < 82$ zu gewinnen. Systematische theoretische und experimentelle Untersuchungen /SHE 61/, /MAR 63/, /DRO 72/, /KLI 73/, /DRO 78/ an neutronenarmen Kernen dieses Bereiches weisen auf einen Übergang von sphärischer Kerngestalt zu stabiler Deformation mit abnehmender Neutronenzahl hin. In den Kernen mit ungeradem A werden Hochspinbanden beobachtet, die auf tiefliegende isomere $h \ 11/2^-$ -Zustände aufbauen. Diese entweder entkoppelten oder gestörten Rotationsbanden werden von den kollektiven Eigenschaften des Kerns, wie z.B. der intrinsischen Deformation, stark beeinflußt. Ein sehr anschauliches Bild bieten die kollektiven Potentialflächen der geraden Kerne, einer Darstellung der potentiellen Energie in Abhängigkeit von den

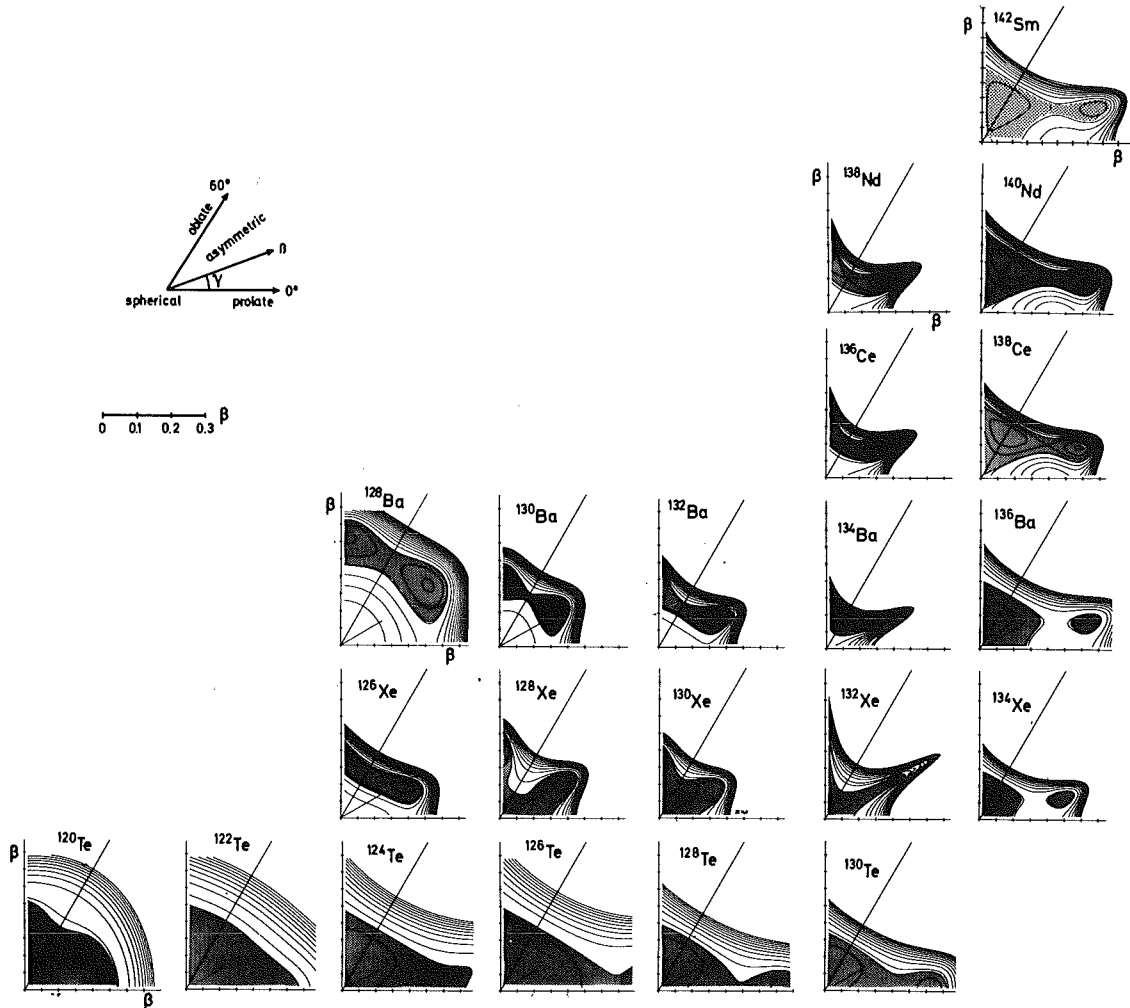


Abb. 1: Konturkarten der kollektiven Potentialenergieflächen

Bohr'schen Gestaltungsparametern β und γ . Die in Abb. 1 gezeigten Potentialflächen /HAB 74/, die aus Zerfallseigenschaften der Kerne bestimmt sind, wurden auf der Basis eines kollektiven Modells von Greiner und Gneuß /GNE 71/, /GNE 70/ abgeleitet.

Bemerkenswert ist der große Bereich der Nullpunktsschwingungen (dunkler Bereich), der auf einen gegenüber Gamma-Deformation weichen Kern hinweist und die Tendenz zu triaxialen Kernen, insbesondere bei neutronenarmen Bariumisotopen /ROH 77/. Es besteht ein starkes Interesse, das Anwachsen der Quadrupolmomente und des Deformationseffektes in der Isotopieverschiebung auf direkte Weise zu beobachten und systematisch zu studieren. Besonders günstige spektroskopische Bedingungen sind für die Alkali- bzw. Erdalkalielemente gegeben, zu denen Barium zählt. In der vorliegenden Arbeit wurde die Isotopieverschiebung und Hyperfeinstruktur

an dem atomaren $6s^2 \ ^1S_0 - 6s6p \ ^1P_1$ -Übergang in BaI durch Beobachtung des Resonanzfluoreszenzlichtes untersucht, das mit einem hochauflösenden durchstimmbaren Farbstofflaser in einem Atomstrahl angeregt wurde. Das Ziel war es, daraus die rms-Radius-Differenzen und Kernmomente instabiler Bariumnuklide zu gewinnen und die bekannten Werte der stabilen Isotope in der Genauigkeit zu verbessern. Die Informationen über die stabilen Ba-Nuklide stammen aus der Elektronenstreuung /DEJ 74/, aus Messungen elektronischer /BOE 74/ und myonischer /ENG 74/ Röntgenstrahlung und aus klassischen atomspektroskopischen Untersuchungen /HEI 77/. Im folgenden wird zunächst auf den Aufbau und die einzelnen Komponenten des Experimentes eingegangen, sodann auf die Produktion der radioaktiven Isotope fernab des Stabilitätstales, für die gute Voraussetzungen am Karlsruher Isochronzyklotron gegeben sind. Auf Grund der kleinen Isotopieverschiebung in den Bariumatomen müssen für die Herstellung der Meßproben besondere Anforderungen an die Reinheit gestellt werden, weswegen ein elektromagnetischer Massentrenner /FAB 65/, /FAB 66/ eingesetzt wurde. Die Probleme bei der Extraktion der Isotopieverschiebung und der A- und B-Faktoren werden erläutert, sowie Fragen zur Ableitung der rms-Radien und Kernmomente diskutiert. Die Ergebnisse dieser Arbeit werden im Lichte kernspektroskopischer Untersuchungen am Barium betrachtet und mit Ergebnissen an benachbarten Elementen verglichen.

2. Die experimentelle Methode

Ziel dieses Experimentes ist es, neben der Messung der Hyperfeinstruktur die Isotopieverschiebung der neutronenarmen Bariumisotope relativ zu ^{138}Ba mit einer abgeschlossenen Neutronenschale ($N = 82$) zu bestimmen. Zu diesem Zweck wird ein Farbstofflaser auf den Resonanzübergang des neutralen Bariums $\text{BaI } 6s^2 \ ^1S_0 - 6s6p \ ^1P_1$ eines stabilen geraden Isotopes stabilisiert, während relativ zu dieser so gewonnenen Referenzfrequenz ein zweiter Laser durchgestimmt wird. Mit diesem Laser wird dabei das Spektrum des Resonanzüberganges der radioaktiven Bariumisotope aufgenommen. Einen schematischen Überblick zu dieser Methode zeigt Abb.2. Durch Überlagerung der beiden Laserstrahlen auf einer schnellen Photodiode wird ihre Differenzfrequenz bestimmt. Durch den Vergleich dieser Differenzfrequenz mit einem HF-Generator in einem Spektrumsanalysator kann der zweite Laser an den Referenzlaser gekoppelt und somit auf eine bestimmte Differenzfrequenz aktiv geregelt werden. Durch eine entsprechende Änderung der Frequenz des HF-Generators kann dieser Laser über einen gewünschten Frequenzbereich durchgestimmt werden und somit das Spektrum des radioaktiven Bariums

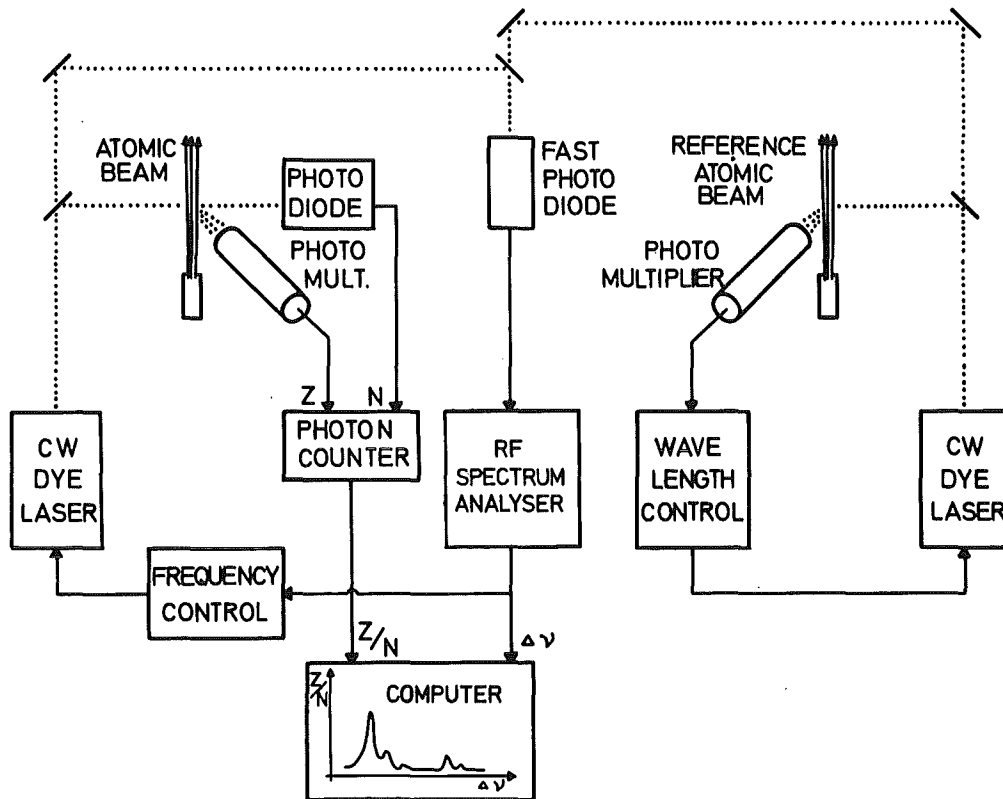


Abb. 2: Schematischer Aufbau der experimentellen Methode

aufgenommen werden. Bei der Erzeugung der Referenzfrequenz ist keine Vorkehrung getroffen, die den Referenzlaser absolut auf die Frequenz des Resonanzüberganges regelt. Kreuzen sich die beiden Laser nicht unter demselben Winkel mit dem jeweiligen Atomstrahl, so treten auf Grund des Dopplereffektes Abweichungen von der eingestellten Differenzfrequenz auf. Sie dient nur dazu während der Zeit der Messung einen stabilen Referenzpunkt für die Frequenz des zweiten Lasers zu erhalten. Der absolute Wert ist insbesondere von dem Winkel abhängig, unter dem der Laser den Referenzatomstrahl kreuzt. Aus diesem Grund ist in jeder Probe der instabilen Isotope ein entsprechendes stabiles Isotop mit beigegeben. Relativ zu diesem meist geraden Isotop werden die Linienlagen des Resonanzüberganges in den anderen Isotopen bestimmt.

Eines der Probleme bei der optischen Spektroskopie an Atomen weit außerhalb des Stabilitätstales sind die kleinen Mengen, in denen sie aus Kernreaktionen erzeugt werden können. Je nach Art der Kernreaktion und Halbwertszeit des Isotopes können nur einige 10^4 Atome pro Sekunde im Atomstrahl erwartet werden. Hierbei können Mehrfachanregungen eines Atoms im Laserstrahl nur bei geraden Isotopen mit Kernspin $I = 0$ und bedingt für ungerade mit $I = 1/2$ ausgenutzt werden. Bei den Isotopen mit Kernspin $I \neq 0$ tritt für einige Hyperfeinkomponenten optisches

Pumpen auf. Aus diesem Grund können hier Photokorrelationstechniken /GRE 77 / nicht ausgenutzt werden. Diese Umstände stellen die Hauptkriterien für eine Atomstrahlapparatur /FEU 76/ dar:

1. Eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit des geringen Resonanzlichtes
2. Eine möglichst gute Unterdrückung des Streulichtuntergrundes
3. Eine gute Bündelung des Atomstrahls in Vorwärtsrichtung, um die kleinen Mengen der Proben weitestgehend auszunutzen.

Für eine dopplerfreie Beobachtung der Resonanzlinie wird ein nach oben gerichteter Atomstrahl senkrecht von einem Laserstrahl gekreuzt. Die Beobachtung des Resonanzlichtes geschieht senkrecht zu Atomstrahl und Laserstrahl. Das Fluoreszenzlicht der instabilen Bariumisotope wird mittels Photonenzählung von einem Photomultiplier nachgewiesen und über eine Photodiode auf die Intensität des eingestrahlten Laserlichtes normiert. Ein NOVA 2 Kleinrechner registriert das aufzunehmende Spektrum, während er die beiden Farbstofflaser steuert und kontrolliert. Eine detaillierte Darstellung des experimentellen Aufbaues findet sich in Abb. 3, worauf in den folgenden Abschnitten eingegangen wird.

2.1 Die Laser

Die beiden identischen Farbstofflaser mit nach Kogelnik /KOG 72/ gefaltetem Resonator wurden nach einem Entwurf von Hartwig und Walther /HAR 73a/, /HAR 73b/ gebaut. Um eine größere Stabilität des Laserbetriebes und eine bessere Handhabung der Farbstoffzelle zu erhalten, wurden an dieser einige Modifikationen durchgeführt. Diese erlauben auch einen relativ schnellen Wechsel der Zellenfenster, falls deren optische Qualität nachläßt. Desgleichen wurden für die beiden benötigten Etalons stabilere und flexiblere Halterungen konstruiert. Diese ermöglichen es, die Etalons mittels Mikrometerschrauben um beide auf dem Laserstrahl senkrecht stehenden orthogonalen Achsen zu schwenken. Hiermit wurde ein besseres Durchstimmvermögen erreicht.

Die beiden Laser wurden mit einer Farbstofflösung aus Rhodamin 504 (35 mg/l) in 3 Teilen Wasser und 1 Teil Methanol betrieben. Durch die Hinzugabe einiger Tropfen COT (Cyclooctotetraen) erhält man eine höhere Ausgangsleistung an der kurzwelligen Flanke des Fluoreszenzspektrums bei gleicher Pumpleistung.

Beide Laser wurden gemeinsam mit der grünen Ar^+ -Linie $\lambda = 514.4 \text{ nm}$ eines Argon-Ionen-Lasers (Spectra Physics, Modell 171) gepumpt. Der Wellenlängenbereich für Laseremission reichte von $\lambda = 548$ bis $\lambda = 610 \text{ nm}$. Bei $\lambda = 553.6 \text{ nm}$, der Wellenlänge des Resonanzübergangs in BaI, beträgt die Pumpschwelle 500 mW ohne

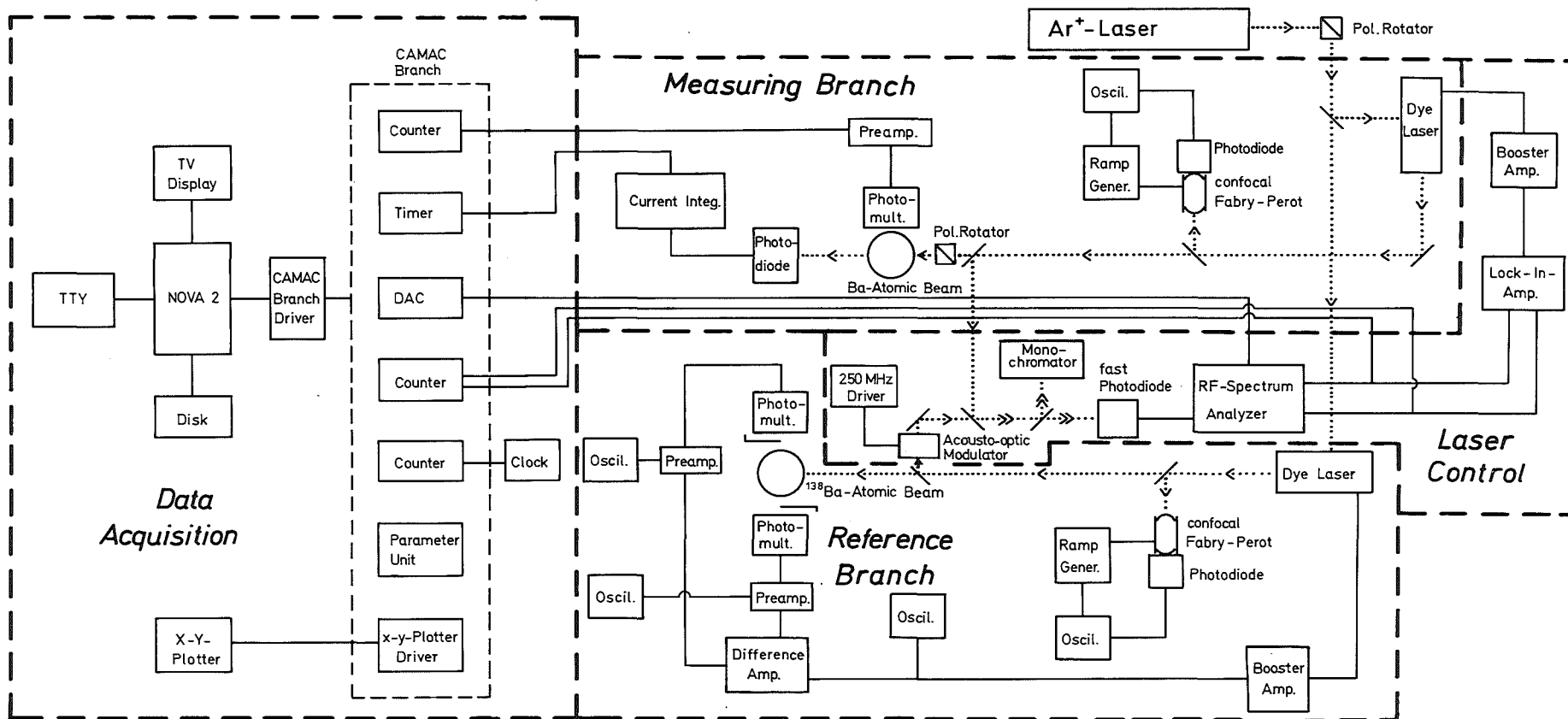


Abb. 3: Gesamte Anordnung des Experiments

Intracavity-Etalons. Der Einmodenbetrieb wird durch zwei feste Glasetalons erreicht; einem mit 4 mm Dicke und zu 35 % verspiegelt und einem zweiten unverspiegelten mit 3 mm Dicke. Die festen Etalons wurden solchen mit Luftspalt und piezoelektrischem Antrieb vorgezogen, da der relativ geringfügige Nachteil des leicht durchführbaren manuellen "Nachfahrens" durch höhere Ausgangsleistung bei gleicher Pumpleistung, bessere Stabilität und leichtere Justierung aufgewogen wird. Mit einer Pumpleistung von 1.2 W kann bei $\lambda = 553.6$ nm eine Single-Mode-Leistung von 10 mW erreicht werden. Der Durchstimmbereich der Farbstofflaser beträgt ohne Nachführen der Etalons ~ 200 MHz. Durch entsprechendes Verkippen der Etalons können die Laser mit einer Durchstimmgeschwindigkeit von ~ 1 MHz/sec ohne Unterbrechung durchgefahren werden. Das Durchstimmen der Laser erfolgt über einen piezoelektrischen Antrieb des Auskoppelspiegels. Der Piezoantrieb des kleineren und damit leichteren sphärischen Endspiegels wird dazu benutzt, die schnellen Regelsignale zu übertragen. Die frei laufende Stabilität der Laser ist besser als 10 MHz (FWHM) bei einer Mittelung über einige Sekunden.

2.2 Frequenzmessung und Regelung

Genauere Messungen der optischen Frequenz können mit Hilfe der Heterodyne-Technik durchgeführt werden. In diesem Verfahren, das eine entsprechende Referenzfrequenz benötigt, wird durch die Überlagerung zweier kohärenter Lichtwellen die Schwebungsfrequenz gemessen, welche gleich der Differenzfrequenz der beiden Lichtstrahlen ist. Für den Nachweis dieses Schwebungssignals werden schnelle Photodioden verwendet mit einer Anstiegszeit von ~ 100 psec. Diese endliche Anstiegszeit begrenzt jedoch die Bestimmung von Differenzfrequenzen auf einen Bereich < 5 GHz. Im Falle der Bariumisotope mit einer Isotopieverschiebung < 100 MHz zwischen zwei benachbarten Isotopen bedeutet dies jedoch keine Beschränkung.

Ein Farbstofflaser wird auf den Resonanzübergang eines stabilen Bariumisotopes, das keine Hyperfeinstrukturaufspaltung besitzt, d.h. mit geradem A, stabilisiert. Dieser Laser liefert die optische Referenzfrequenz. Durch verschiedene Techniken, wie z.B. der Verwendung verschiedener gerader Bariumisotope oder eines akustooptischen Modulators kann die Referenzfrequenz definiert gewählt werden. Um einen Laser auf einen atomaren Übergang zu regeln, können verschiedene Methoden angewandt werden. Man kann die Frequenz des Lasers um die Resonanzfrequenz des Atoms wobbeln und das frequenzabhängige Signal des Fluoreszenzlichtes über einen phasenempfindlichen Verstärker (Lock-in Verstärker) als Regelsignal für den Laser nutzen. Eine andere Möglichkeit besteht darin, den Laser auf die

Flanke dieses Fluoreszenzsignals zu regeln. Das wesentliche Problem der Wobbelmethode besteht in Intensitätsschwankungen des Lasers, wobei gerade schnelle Intensitätsspitzen eine Frequenzabweichung des Lasers vorspiegeln. In der zweiten Methode werden Intensitätsschwankungen durch Normierung des Fluoreszenzlichtes auf die Laserintensität aufgehoben. Der Nachteil hierbei ist der relativ kleine Regelbereich, der durch die Flankenbreite des Fluoreszenzlichtes gegeben ist. Dies wirkt sich z.B. beim Durchgang einer kleinen Luftblase durch das aktive Volumen der Farbstoffzelle aus, wenn dabei durch das kurze Ausgehen des Lasers dieser nicht mehr ziemlich genau bei der Resonanzfrequenz wieder anspringt. In ähnlichem Maß gilt dies auch bei der Wobbelmethode. Um diese Schwierigkeiten zu vermeiden, wurde eine andere Methode zur Kopplung eines Lasers an einen atomaren Übergang gewählt. Strahlt man mit einem schmalbandigen Einmoden-Laser senkrecht zu einem divergenten Atomstrahl ein, so entsteht auf Grund der Geschwindigkeitskomponente der Atome in Laserstrahlrichtung ein Fluoreszenzfleck, dessen Ort entlang des Laserstrahls von der Frequenz des Lasers abhängt. Erhöht man die Frequenz des Lasers, so wandert der Fluoreszenzfleck in Richtung des Laserstrahles. Mit einem ortsempfindlichen Nachweis des Resonanzlichtes (siehe Abb. 4) kann der Laser auf die Frequenz des atomaren Übergangs geregelt werden. Der Fluoreszenzfleck wird mit zwei sphärischen Linsen auf die Photokathode zweier identischer Photomultiplier abgebildet. Entsprechende Blenden sorgen dafür, daß der eine Multiplier nur die in Richtung des Laserstrahls liegende Hälfte des Atomstrahls sieht, während der andere Multiplier die entgegengesetzte Richtung registrieren kann. Das Differenzsignal der beiden Multiplier ergibt nach entsprechender Verstärkung ein Regelsignal für die

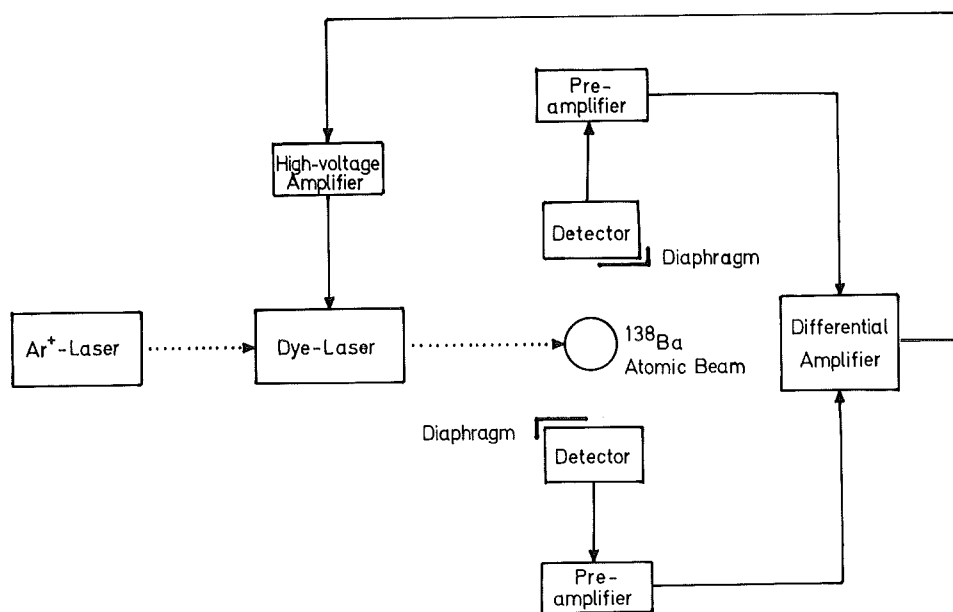


Abb. 4: Die Frequenzstabilisierung des Referenzlasers

Frequenz des Lasers, das in der Umgebung der Resonanzfrequenz unabhängig von der Intensität des Lasers ist. Voraussetzung hierfür ist, daß die beiden Multiplier denselben Dunkelstrom und dieselbe Verstärkung haben, bevor die Differenz gebildet wird. Dieses Regelsignal wird auf den piezoelektrischen Antrieb des sphärischen Endspiegels des Laser gegeben. Der Regelbereich dieser Anordnung hängt davon ab, welchen Bereich des Atomstrahls die beiden Multiplier sehen können. In unserem Fall beträgt dieser ± 60 MHz. Mit dieser Frequenzregelung wird eine Langzeitstabilität von 5 MHz erreicht.

2.3 Die Laserkopplung

Die Frequenz des Lasers zur Anregung des Fluoreszenzlichtes der instabilen Ba-Isotope muß relativ zur optischen Referenzfrequenz des anderen Lasers durchgestimmt werden. Zu diesem Zweck werden die beiden Laserstrahlen überlagert und das Schwebungssignal mit einer schnellen Photodiode (Spectra Physics Modell 403) registriert. Die Frequenz dieses Schwebungssignals, welche gleich der Differenzfrequenz der beiden Laser ist, wird mit einem Hochfrequenzspektrumsanalysator (Hewlett Packard, 8555A) bestimmt. Die Frequenzanalyse in dem Spektrumsanalysator erfolgt über das Durchstimmen eines internen Oszillators, dessen Frequenz mit der des Eingangssignals verglichen wird. Man erhält so eine Frequenzanalyse des Photodiodensignals in Abhängigkeit von der Frequenz des inneren Oszillators. Wobbelt man nun diese "innere Frequenz" des Spektrumsanalysators um eine Mittenfrequenz und gibt das analysierte Schwebungssignal auf einen phasenempfindlichen Verstärker, so erhält man hieraus ein Signal, mit dem der Laser für die aktiven Isotope auf eine bestimmte Differenzfrequenz relativ zum Referenzlaser geregelt werden kann. Die Wobelfrequenz beträgt 2 kHz; der Wobebereich ± 10 MHz symmetrisch um die Mittenfrequenz. Führt man diese Mittenfrequenz des Spektrumanalysators langsam mit einer Geschwindigkeit von ~ 1 MHz/sec, so wird die Laserfrequenz um den gleichen Betrag relativ zur Referenzfrequenz geändert. Die schnellen Regelsignale zum Ankoppeln an den Referenzlaser werden auf den kleinen sphärischen Endspiegel des Lasers gegeben, während das langsame Durchfahren der Laserfrequenz über den ebenen Auskoppelspiegel gesteuert wird.

Ein Nachteil der Heterodynentechnik besteht darin, daß aus apparativen Gründen in einem Bereich von ± 30 MHz um die Referenzfrequenz die Differenzfrequenz der beiden Laser nicht bestimmt werden kann, so daß in diesem Bereich im Spektrum immer eine Lücke entsteht. Eine Möglichkeit diese Lücke zu schließen besteht darin, daß die Spektren des zu untersuchenden Isotopes relativ zum Über-

gang in ^{138}Ba und in ^{132}Ba bzw. ^{130}Ba gemessen werden. Dies beinhaltet jedoch einen zeitraubenden Wechsel des Präparates in der Referenzfrequenz. Um bei den kurzlebigen Isotopen das vollständige Spektrum ohne eine solche Unterbrechung aufnehmen zu können, wurde die Frequenz des zum Mischen dienenden Teilstrahles des Referenzlasers mittels eines akustooptischen Modulators um 250 MHz verschoben. Man erhält somit einen regelbaren Durchstimmbereich von - 220 MHz bis ~ 5 GHz, wobei der $^1\text{P}_1$ -Übergang in ^{138}Ba als Referenz zu Null gesetzt ist. Mit diesem Bereich können wegen der kleinen Isotopieverschiebungen im Barium die $^1\text{P}_1$ -Übergänge aller neutronenarmer Ba-Isotope einschließlich ihrer Hyperfeinstrukturaufspaltung lückenlos erfaßt werden.

In dem Kristall des Modulators wird eine laufende akustische Wellen von 250 MHz erzeugt, welche für einen einfallenden Lichtstrahl eine laufende Welle des Brechungsindex ist. Strahlt man unter dem Braggwinkel einen Laserstrahl ein, so wird ein Teil dessen an dieser Welle reflektiert, der um die Frequenz der akustischen Welle dopplerverschoben ist. Die Intensität des reflektierten Strahls hängt von der Amplitude der akustischen Welle ab. Reflektiert man an der entgegenkommenden Welle, so ist die Frequenz um + 250 MHz verschoben; an der weglaufenden Welle ist der Effekt umgekehrt.

Zur Grobeinstellung der Frequenz beider Laser wird ein Gitterspektrograph mit 0.1 Å Auflösung verwendet.

2.4 Der Atomstrahl

Bei der notwendigen Separation der Isotope durch eine elektromagnetische Massentrennung müssen die Atome in ein geeignetes Material implantiert werden. Dieses wird dann in einen entsprechenden Ofen eingebracht, aus dem das implantierte Barium als Atomstrahl wieder ausgeheizt wird. Von dem Implantationsmaterial muß gefordert werden, daß das implantierte Material bei nicht zu hohen Temperaturen wieder ausgeheizt werden kann. Außerdem müssen dieses, sowie das Ofenmaterial weitgehend frei von Verunreinigungen an natürlichem Barium sein. Bei Vorversuchen mit verschiedenen Materialien zeigte sich Silizium zu diesem Zweck geeignet, da die implantierten Ba-Isotope bei ~ 1550 K wieder freigesetzt werden. Außerdem ist Silizium aus der Halbleitertechnik sehr rein zu erhalten. Als Ofenmaterial wurden Molybdän oder Tantal verwendet.

Eine schematische Darstellung der Apparatur zeigt ein Schnitt in der Atomstrahl-Laser-Ebene in Abb. 5. Die Ofenzelle besteht aus den äußeren beiden Hitze-schilden, einem gleichzeitig als Führungsrohr für den Ofen dienender zylindrischer Heizkörper, sowie aus dem eigentlichen Ofen, in dem die Ba-Atome ausgeheizt werden. Um das Magnetfeld des Heizstromes in dem Wechselwirkungsbereich

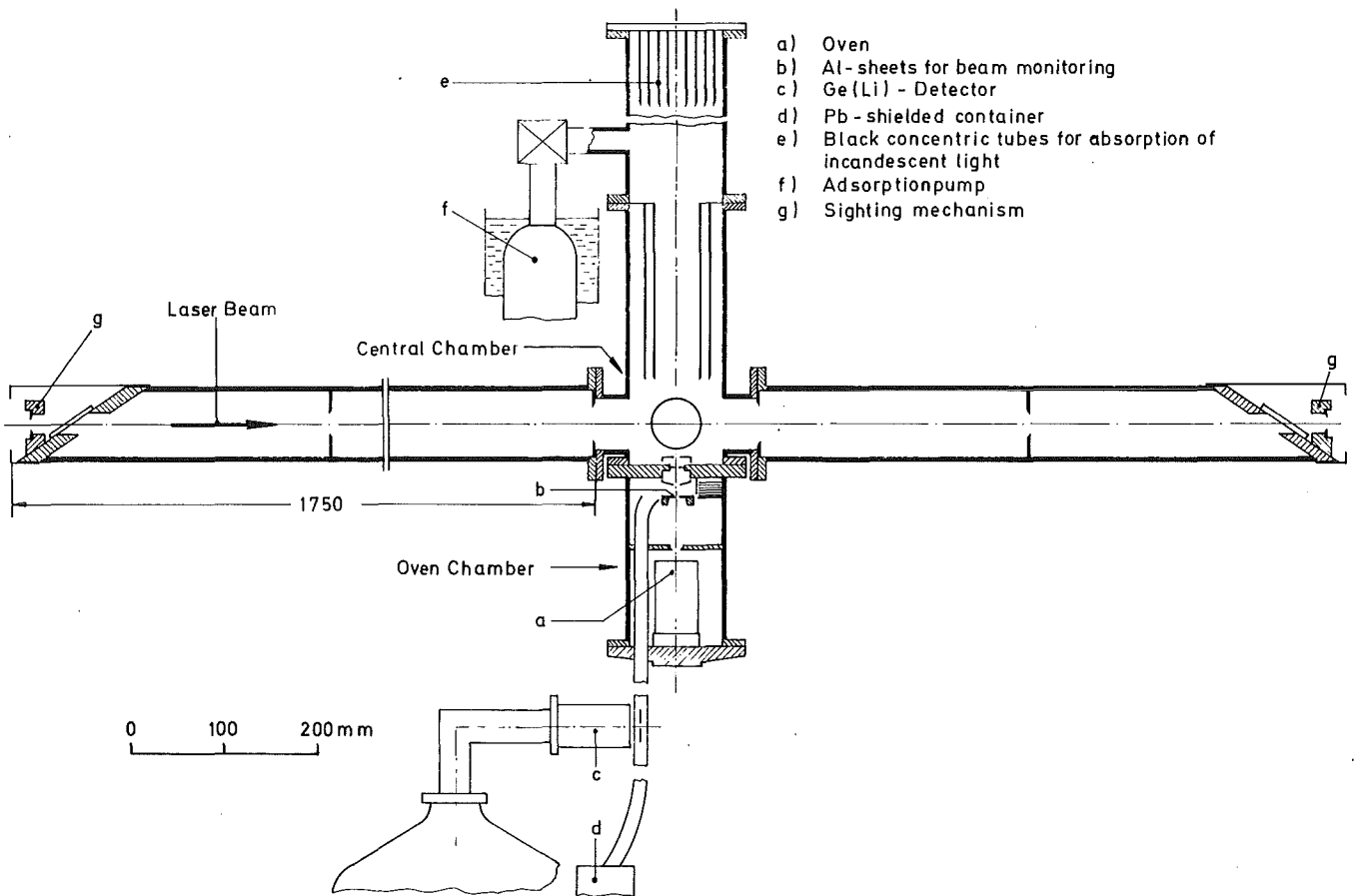


Abb. 5: Schnitt der Atomstrahlapparatur in der Ebene von Laser- und Atomstrahl

des Atomstrahls mit dem Laser möglichst klein zu halten, wurde eine bifilare Heizwicklung gewählt. In diesem Bereich trägt der Heizstrom weniger als $1/10$ des Erdmagnetfeldes zum gesamten Feld bei. Eine hieraus verursachte Störung durch Zeemannaufspaltung ist zu vernachlässigen.

Für eine dopplerfreie Beobachtung muß der Atomstrahl nur in Richtung des Laserstrahls gut kollimiert sein. Ein bandförmiger Atomstrahl senkrecht zum Laserstrahl kann den ganzen Durchmesser des Laserstrahls ausnutzen. Aus diesem Grund ist der Ofen mit drei nebeneinander liegenden 0.7 mm starken und 8 mm langen Bohrungen versehen, so daß ein 3 mm breiter Atomstrahl aus dem Ofen austreten kann. Dies ergibt gegenüber einem 0.7×3 mm großen Schlitz eine bessere Vorwärtsbündelung und damit eine höhere Ausnutzung der Atome. Erlaubt man eine Dopplerverbreiterung von 10 MHz (Halbwertsbreite), die bei einer natürlichen Linienbreite von 19 MHz nur eine Verbreiterung auf 21.5 MHz bewirkt, so muß man

bei 0.7 mm starken Austrittskanälen und bei einer Ausheiztemperatur von 1550 K den Atomstrahl in 90 mm Entfernung vom Ofen durch eine ebenfalls 0.7 mm breite Schlitzblende begrenzen. Diese Blende ist mit variabler Breite ausgeführt, um mit zwar größerer Dopplerverbreiterung, jedoch auch mit größerer Intensität messen zu können. Zwischen Ofen und dieser den Atomstrahl definierenden Blende sind weitere Blenden angebracht, die auf den Atomstrahl keine Auswirkung haben, jedoch die Wärmestrahlung und insbesondere das helle Glühlicht des Ofens möglichst aus dem Bereich über der Spaltblende fernhalten, wo es als Streulicht im Photonennachweis zum Untergrund beiträgt. Der sehr langwellige Anteil kann mit einem IR-Filter vor dem Photomultiplier absorbiert werden. Nach oben läuft sich der Atomstrahl sowie der durch die Spaltblende austretende Glühlichtkegel in einem 60 cm langen Rohr tot.

Weiterer Streulichtuntergrund kann durch Streuung des Laserlichtes an dem Staub in der Luft außerhalb der Apparatur und besonders an dem Aus- und Eintrittsfenster für den Laserstrahl erzeugt werden. Um diese Quellen möglichst weit von der Zentralkammer entfernt zu halten, sind das Ein- und Austrittsrohr besonders lang ausgebildet (175 cm). In die weiten Rohre sind Blenden mit scharfen Kanten eingefügt, welche die Ausbreitung des Streulichtes verhindern. Zur Unterdrückung des Untergrundlichtes ist die ganze Apparatur bis auf die heißen Stellen in der Nähe des Ofens mit tiefschwarzem Opticlack versehen.

Je nach Polarisation kann das Austrittsfenster unter dem Brewsterwinkel zu dem Laserstrahl ausgerichtet werden, so daß der reflektierte Anteil des Laserlichtes minimal wird. Dies ist besonders für die Normierung des Resonanzlichtes wichtig, die durch eine hinter dem Austrittsfenster angebrachte Photodiode durchgeführt wird. Vor und hinter den Fenstern können zum Einjustieren des Laserstrahls Justierscheiben mit einem Fadenkreuz angebracht werden.

2.5 Der Atomstrahlnachweis

Um den zeitlich gemittelten Verlauf der Intensität des Strahls radioaktiver Atome zu messen, ist vor der Spaltblende eine Vorrichtung angebracht, die es erlaubt, einen Großteil des divergenten, nicht benötigten Teils des Atomstrahls aufzufangen. Hierzu dient ein $28 \times 14 \text{ mm}^2$ großes Aluminiumblechstückchen, das mit einer zentralen Bohrung versehen ist, die den für das Experiment benötigten Atomstrahl passieren läßt. Nach einer bestimmten Sammelzeit kann das Aluminiumstück in ein Fallrohr geschoben werden und aus einem Magazin durch ein neues ersetzt werden. Das Rohr führt das Aluminiumblech vor einen gut abgeschirmten Ge(Li)-Detektor. Nach der Aktivitätsmessung fällt das Meßplättchen in einen bleiummantelten Sammelbehälter. Die Ergebnisse einer solchen Intensitätsmessung

zeigen im allgemeinen einen zu flachen Abfall der Atomstrahlintensität. Dies scheint eine Zunahme des divergenten Anteils relativ zum zentralen Teil des Atomstrahls im Verlauf des Ausheizens zu bewirken.

2.6 Der Fluoreszenzlichtnachweis

Die Quelle des zu beobachteten Resonanzlichtes im Kreuzungsbereich von Laser und Atomstrahl, einer 0.7 mm dicken Scheibe mit 3 mm \varnothing , stellt sich in Beobachtungsrichtung als ein $0.7 \times 3 \text{ mm}^2$ großes Rechteck dar. Zur Registrierung des aus diesem Bereich kommenden Lichtes wird dieser durch zwei Linsen auf die Photokathode des Multipliers abgebildet. Ein Schnitt durch die Atomstrahlapparatur in der Ebene senkrecht zum Laserstrahl ist in Abb. 6 gezeigt. Durch das

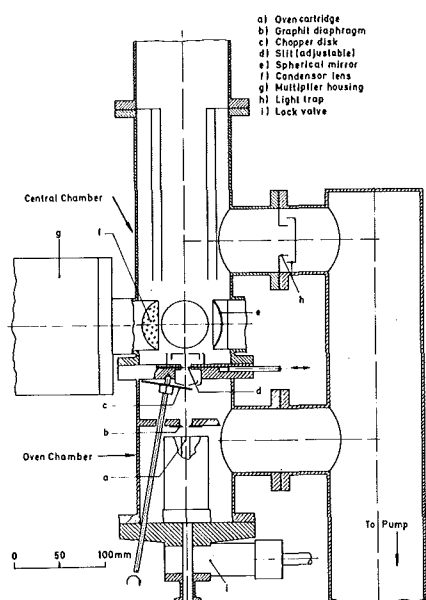


Abb. 6: Schnitt der Atomstrahlapparatur senkrecht zum Laserstrahl

Abbilden der Resonanzlichtquelle wird das von den Wänden stammende Streulicht unterdrückt. Die erste Linse, eine sehr lichtstarke asphärische Kondensorenlinse mit einem Öffnungsverhältnis 1:0.80, richtet in erster Näherung das Licht parallel. Mit der zweiten Linse wird der Quellenbereich im Verhältnis 3:1 auf den Photomultiplier abgebildet. Auf der den Linsen gegenüberliegenden Seite ist ein Hohlspiegel angebracht. Dieser reflektiert das auf seiner Seite austretende Resonanzlicht wieder in den Quellenbereich zurück und weiter durch das Linsensystem zum Multiplier. Hierdurch wird eine Verdopplung des erfaßten Raumwinkels auf $0.22 \cdot 4\pi$ erreicht. Die optischen Elemente befinden sich im Vakuum, das durch ein Fenster zum Multiplier hin abgeschlossen ist. Der Photomultiplier (EMI 9558 A, ausgesucht auf große Empfindlichkeit) ist in einer mit einem Peltierelement versehenen Kühlkammer untergebracht und wird im Photonen-

zählmodus betrieben. Die Ansprechwahrscheinlichkeit bei $\lambda = 553.6$ nm beträgt 16 %. Berücksichtigt man die Verluste in den optischen Elementen, in der Hauptsache durch Reflexion an den Oberflächen, so erhält man insgesamt für das Fluoreszenzlicht eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 2 %.

Der vom Photonen-zähler registrierte Untergrund setzt sich zusammen aus dem Streulicht des Lasers, dem gestreuten Glühlicht des Ofens, dem Dunkelstrom des Multipliers und aus der γ -Aktivität der Proben. Zur Reduzierung des Streulichtes muß auf peinliche Sauberkeit der Ein- und Austrittsfenster sowie des optischen Sammelsystems des Resonanzlichtes geachtet werden, so daß das Streulicht des Lasers auf 15 Imp/sec pro Milliwatt Laserleistung reduziert werden kann. Durch das Einsetzen eines Infrarotfilters vor dem Multiplier wurde der Beitrag des Ofenlichtes je nach Temperatur auf ~ 10 Imp/sec gesenkt. Durch Kühlen des Photomultipliers auf 250 K beträgt die Dunkelzählrate ~ 40 Imp/sec.

Mit kürzer werdender Halbwertszeit der Bariumisotope bzw. mit steigender γ -Aktivität der untersuchten Proben wird die γ -Strahlung als zusätzlicher Untergrund im Photonen-zählsystem registriert. Zur Unterdrückung dieses γ -Untergrundes ist der Abstand zwischen Multiplier und Atomstrahlapparatur möglichst groß gewählt und dazwischen eine entsprechende Bleiabschirmung angebracht. Diese Abschirmung reduziert hauptsächlich die γ -Strahlung aus dem Ofen, von den Atomstrahlblenden, den Aluminiumplättchen für die Intensitätsmessung des Atomstrahles und dessen Auffänger. Bei der Messung des Präparates mit ^{129}gBa , welches am Anfang der Messung eine Aktivität von ~ 500 μCi besaß, wurden im Photomultiplier ungefähr 60 Imp/sec durch die γ -Strahlung verursacht. Die Wirkung der Bleiabschirmung ist jedoch von der Energie der γ -Linien des jeweiligen Isotopes abhängig.

Während der Messungen zeigte es sich, daß der gesamte Untergrund kleiner als 100 Imp/sec war. Das bedeutet, bei einem Signal zu Untergrundverhältnis von 2:1 müssen 10^4 Resonanzfluoreszenzphotonen pro Sekunde emittiert werden. Nimmt man pro Atom nur eine Anregung an, so ist dies auch die benötigte Zahl der Atome pro Sekunde im kollimierten Atomstrahl. Im Falle einer Ausnutzung der Mehrfachanregung bei Isotopen mit Kernspin $I = 0$ oder $1/2$ kann noch mit einer Atomstrahlintensität von weniger als Tausend Atomen pro Sekunde gemessen werden.

Durch entsprechende Anordnung eines $\lambda/4$ Plättchens und zweier Polarisatoren nach Glan-Thompson kann die Intensität und Polarisation des Laserstrahls beliebig gewählt werden, ohne die Lasereinstellung zu ändern. Diese Anordnung befindet sich direkt vor der Atomstrahlapparatur, so daß eine Beeinflussung der Polarisation des Laserstrahls durch Reflexion an Spiegeln ausgeschlossen

wird. Diese Wahl der Polarisationsrichtung wird zur Identifizierung der einzelnen Hyperfeinstruktur-niveaus benötigt.

2.7 Die Datenerfassung

Zur Datenerfassung und Experimentkontrolle wird ein NOVA-2-Kleinrechner benutzt. Der Rechner wird zusammen mit einem 10 Megabyte-Plattenspeicher unter dem Betriebssystem RDOS der Fa. Data General mit einem Basic Interpreter betrieben, in dem zur schnellen Datenverarbeitung Assembler-Routinen implementiert sind. Als Ein- und Ausgabe ist ein Silent-300-Thermodrucker angeschlossen, mit dem Daten auch auf Magnetbandkassetten übertragen werden können. Ein TV-Display-Gerät ermöglicht die visuelle Kontrolle über das laufende Experiment. Es werden das Resonanzfluoreszenzspektrum sowie wichtige laufende Daten angezeigt. Die Kopplung des Rechners an das Experiment geschieht über ein CAMAC-System. Die dazu benötigten Komponenten sind aus Abb. 7 ersichtlich, die im Zusammenhang mit dem gesamten Experiment schon in Abb. 3 gezeigt sind.

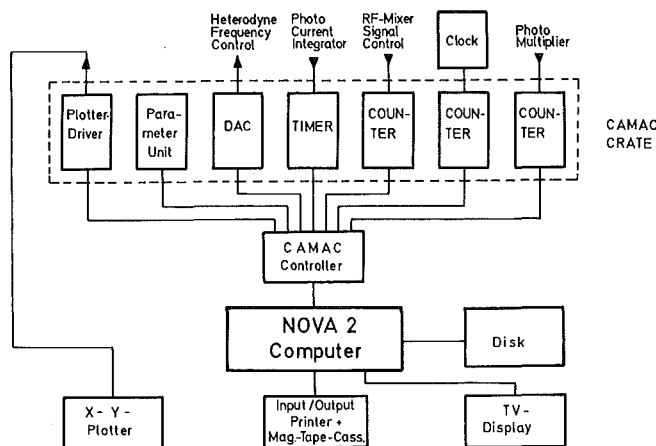


Abb. 7: Blockschaltbild der Datenerfassung

Zur Aufnahme der Spektren durch den Rechner muß dieser die Mittenfrequenz des Spektrumanalysators steuern, über die der zweite Laser, wie schon beschrieben, auf eine bestimmte Differenzfrequenz gegenüber der Referenz geregelt wird. Die jeweilige Kanalnummer wird über einen Digital-Analog-Konverter (DAC) in eine ihr proportionale Spannung umgewandelt, welche dann im Spektrumanalysator die Mittenfrequenz bestimmt. Die Eichung der Frequenzskala des Spektrums erfolgt mit einem hochstabilen und genauen Frequenzgenerator (HP 8406A), der wahlweise einen 1 MHz, 10 MHz oder 100 MHz Frequenzkamm erzeugt, der statt dem Mischungssignal der beiden Laser in den Spektrumanalysator gegeben wird. Der Rechner schaltet die einzelnen Kanäle der Reihe nach durch, wobei die Mittenfrequenz des Analysators mit durchgeföhren wird, ein Durchstimmen des Lasers simulierend.

Das Auftreten der 10 oder 100 MHz Frequenzzähne wird registriert, so daß im Spektrum in diesen Abständen eine Marke gesetzt ist, woraus für jeden Kanal die Frequenz bestimmt werden kann. Dieses Eichverfahren kann während einer Messung vor der Aufnahme eines Spektrums beliebig wiederholt werden. Auf Grund der Stabilität der Elektronik war dies nur jeweils vor der Untersuchung einer Probe notwendig.

Bei einer Messung werden im Anschluß daran zu jedem Spektrum allgemeine Daten über das Spektrum eingegeben. Dies sind Art der Probe bzw. deren Inhalt, der Stabilisierungspunkt für den Referenzlaser, die Polarisation des Laserlichtes und dessen ungefähre Leistung. Diese Daten sind Bestandteil eines Protokolls, das vom Rechner automatisch über den Verlauf der Messung eines jeden Spektrums erstellt wird. Aus ihm sind alle notwendigen Daten sowie der genaue zeitliche Ablauf der Aufnahme des Spektrums ersichtlich. Diese Information kann bei der Bestimmung von Intensitätsverhältnissen einzelner Linien von Bedeutung sein. Im Anschluß daran erfolgt die Eingabe der "normierten Meßzeit". Die Laserintensitätsnormierung wird durch eine der Laserintensität entsprechenden Änderung der Meßzeit während der Registrierung des Fluoreszenzlichtes durchgeführt. Der Strom der hinter der Atomstrahlapparatur angebrachten Photodiode ist proportional zur auftretenden Laserintensität. Im Strom-Frequenz-Wandler eines Stromintegrators (Ortec 439) wird eine Impulsfolge erzeugt, deren Frequenz proportional zum Eingangsstrom ist. Diese gibt man in ein Zeitmodul (Kinetics 3655), das bei Erreichen einer bestimmten Anzahl, der "normierten Meßzeit", die entsprechenden Zähler damit immer nach demselben integralen Laserlicht sperrt. Diese "normierte Meßzeit" ist für jedes Spektrum konstant. Somit ermöglicht sie einen späteren Vergleich verschiedener Spektren in ihren Intensität. Nach der Meßzeit wird die Differenzfrequenz eingegeben, von der aus das Spektrum begonnen werden soll. Diese Frequenz wird manuell am Laser relativ zum Referenzlaser eingestellt und dann in die elektronische Regelung genommen. Nach Freigabe der Messung startet der Rechner den Zählzyklus. In einen 200 MHz Zähler (EG&E S424F) werden die von einem schnellen Vorverstärker und Diskriminator (SSR 1120) kommenden Impulse des Photomultipliers eingezählt. An einem weiteren Zähler liegen, von einer Quarzuhr gesteuert, 1000 Hz Impulse. Diese beiden Zähler werden gemeinsam von dem Zeitmodul für die Intensitätsnormierung geöffnet und geschlossen, so daß neben der Zählrate auch die Meßzeit für den jeweiligen Kanal bestimmt wird. Während des Einzählens wird in zwei weiteren Zählern dauernd das Vorhandensein des Mischungssignales der beiden Laser geprüft. Besitzen die beiden

Laser nicht die durch die Mittenfrequenz des Spektrumanalysators vorgegebene Differenzfrequenz, so werden die Werte dieses Meßpunktes verworfen und erneut gemessen. Auch Instabilitäten des Lasers durch Springen zwischen zwei Moden werden auf diese Weise bemerkt. Es kann auch notwendig sein, die Messung manuell zu unterbrechen. Dies ist der Fall, wenn entweder die Intensität eines Lasers zu klein wird oder wenn bei der visuellen Kontrolle der Modenstruktur sich ein zweiter Mode bei einem der beiden Laser bemerkbar macht. Beide Laser werden mit einem konfokalen Fabry-Pérot mit 2 GHz bzw. 300 MHz freiem Spektralbereich auf Einmodenbetrieb untersucht. Außerdem werden auf einem Oszillographen das Regelsignal sowie die Signale der beiden Photomultiplier am Referenzatomstrahl kontrolliert.

Ist die "normierte Meßzeit" erreicht, werden die Zähler gesperrt und die Daten für diesen Meßpunkt abgearbeitet. Frequenz, Zählrate, Meßzeit und Laserleistung können für diesen Punkt am Bildschirm abgelesen werden, desgleichen wird das Spektrum mit dem neuen Meßpunkt gezeigt. Auf dem Bildschirm wird immer nur ein 256 Kanäle großer Ausschnitt des Spektrums wiedergegeben. Gelangt die Messung an die Grenze dieses Ausschnittes, so wird ein um die halbe Breite verschobener Spektrumsausschnitt gezeigt, so daß man die Aufnahme des Spektrums weiter verfolgen kann. Sodann wird der DAC um einen gegebenen Schritt weitergeschaltet, d.h. der Laser auf eine neue Frequenz geregelt und der Zählzyklus neu gestartet. An einem Schalterfeld kann während der Messung beliebig die Schrittweite (1 Kanal entspricht ungefähr 1 MHz) und Richtung der Frequenzsteuerung vorgegeben werden. Hiermit kann man je nach erforderlicher Statistik einen bestimmten Frequenzbereich mehrmals überfahren oder einen Bereich schneller durchschreiten.

Etwa alle 200 MHz muß ein Etalon manuell weiter verkippt werden. Bei solchen Unterbrechungen der Messung kann entschieden werden, ob der seit dem letzten Halt gemessene Teil des Spektrums auf der Platte abgespeichert oder verworfen und wiederholt werden soll. Dies hat den Vorteil, wenn einige Meßpunkte aufgenommen wurden, während ein Laser noch unbemerkt in zwei Moden lief, so muß nicht das ganze Spektrum oder die entsprechenden Punkte gelöscht werden, sondern nur die zuletzt eingelaufenen Daten. Auch bei einem System- oder Programmzusammenbruch während der Messung sind die Spektren auf der Platte gespeichert vorhanden. Zur Steuerung des Experimentprogramms dient ein manuelles Eingaberegister (Parametermodul).

Die verschiedenen Spektren werden später numerisch ausgegeben und zur Weiterverarbeitung auf Band geschrieben. Sie können auch in verschiedenen Ausschnitten auf dem TV-Bildschirm betrachtet werden. Über den X-Y-Plotter können die Spektren mit Korrekturfaktoren bezüglich der Atomstrahlintensität bzw. der normierten Meßzeit versehen und unter Berücksichtigung eines zeitlich konstanten Untergrundes graphisch dargestellt werden. Zur Messung eines Spektrums mit 500 Meßpunkten werden ungefähr 9 min benötigt. Dies beinhaltet alle Stops zum Nachjustieren der Etalons.

2.8 Die Präparate

Die neutronenarmen Ba-Isotope wurden über Kernreaktionen mit geladenen Teilchen oder über Neutroneneinfang aus entsprechenden Targetssubstanzen erzeugt /HAN 77/. Da im allgemeinen auch benachbarte Isotope gebildet werden, ist es wegen der kleinen Isotopieverschiebung und der langen Ausläufer atomarer Resonanzlinien notwendig, das interessierende Isotop abzutrennen. Außerdem stören im Gegensatz zu kernphysikalischen Zerfallsmessungen, auch die natürlich vorkommenden stabilen Isotope. Weiterhin müssen die Ba-Atome im Präparat in elementarer Form vorliegen, was bei der leichten Oxidierbarkeit von Barium nicht selbstverständlich ist. Aus diesem Grund wurde zur Herstellung der Atomstrahlpräparate ein elektromagnetischer Massenseparator /FAB 65/, /FAB 66/ eingesetzt. Die Ba-Atome werden von dem Massenseparator mit ~ 40 keV in ein entsprechendes Matrixmaterial implantiert. In diesem Material sind sie gegen Oxidation geschützt. Als Implantationsmaterial erwies sich Silizium als günstig. Die implantierten Atome können bei ~ 1550 K und je nach Menge über einige Stunden einen Atomstrahl bilden. Die Ausbeute der Massentrennung betrug 12 % bis 50 % bei der Verwendung einer Oberflächen-Volumen-Ionisationsquelle /BEY 71/, /LAT 75/. Die für den Atomstrahl zur Verfügung stehenden Mengen an getrennten Ba-Isotopen betragen von 40 pg bis zu mehreren ng, das sind $2 \cdot 10^{11}$ bis $2 \cdot 10^{13}$ Atome. Als Ofenmaterial diente Molybdän, das unvermeidbar von natürlichem Barium verunreinigt ist. Berücksichtigt man die Masse des Ofens von einigen Gramm, so ist eine Menge von 10 ng eine konzentrationsmäßig mit normalen Mitteln nicht mehr nachweisbare Verunreinigung. Erhitzt man den Ofen auf 1500-1600 K, so diffundiert dieses Barium langsam aus dem Ofenmaterial und wird im Atomstrahl nachgewiesen. Aus diesem Grund wurden die Molybdänöfen bei 2100 K im Hochvakuum für einige Tage ausgeheizt. Damit gelang es, die Verunreinigung um eine Größenordnung zu verringern. Es zeigte sich jedoch im Verlauf der Messungen mit kleineren Präparatmengen, daß der natürliche Bariumanteil des Ofens auch nach dieser Behandlung noch zu groß war. Man konnte außerdem Anzeichen dafür finden, daß das Ausheizen, außer dem Wegdiffundieren

des Bariums auch einen versiegelnden Effekt bewirkte. Dies könnte durch Rekombination von Gitterfehlstellen des Molybdän bei hohen Temperaturen herrühren. Anscheinend jedoch wird dieser Siegeleffekt durch Silizium nach und nach wieder aufgehoben, da nachweislich Silizium in das Molybdän mit zunehmender Ausheiztemperatur eindiffundiert.

Der Versuch, direkt in das Molybdän des Ofens zu implantieren, erwies sich trotz des niedrigen Bariumuntergrundes als ungünstig, da hiermit eine beträchtlich schlechtere Ausbeute beim Ausheizen erkaufte wird. Unter diesen Umständen konnte nur ein Zehntel des mit Silizium möglichen Teils in den Atomstrahl umgewandelt werden, wobei auch der Abfall der Intensität entsprechend schneller verlief. Die Verwendung eines Tantalofens, der auch als Ionenquelle im Massentrenner eingesetzt werden kann, ergab eine beträchtliche Verringerung des natürlichen Bariumanteils. Als Ionenquelle konnte der Ofen bei 2500 K ausgeheizt und gleichzeitig der dabei entstehende Bariumstrom im Massentrenner beobachtet werden. Somit konnten die Bariumverunreinigungen um eine Größenordnung gegenüber dem Molybdän (ohne Silizium) verringert werden. Ein weiterer Vorteil in Verbindung damit war das deutlich bessere Ausheizvermögen der direkt in das Tantal implantierten Bariumatome. Erst mit diesem Ofen war es möglich, Proben mit einigen 10^{11} in den Ofen implantierten Atomen mit hochauflösender Laserspektroskopie zu untersuchen, auch wenn der Kernspin ungleich Null war.

Den am Karlsruher Isochronzyklotron bestehenden Möglichkeiten entsprechend wurde zur Produktion der Ba-Isotope von drei Targetelementen ausgegangen. Die verschiedenen Produktionsmöglichkeiten sind in Abb. 8 gezeigt.

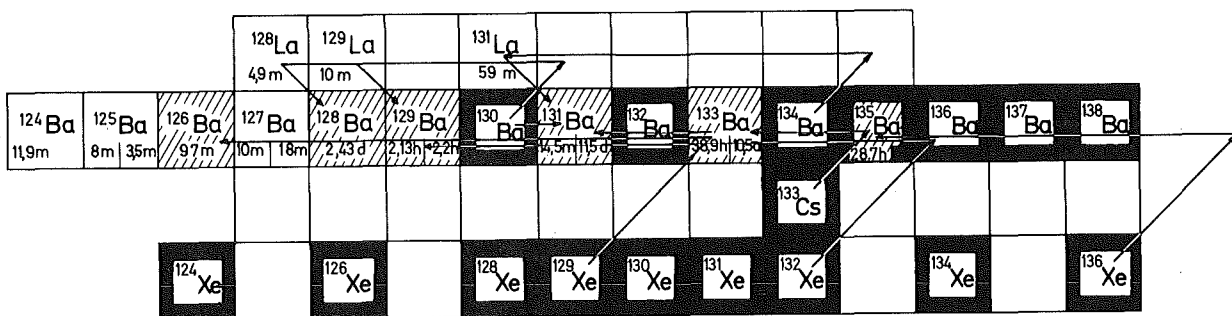


Abb. 8: Ausschnitt aus der Nuklidkarte zur Isotopenproduktion

- I. Aus angereichertem natürlichem Barium können auf zwei unterschiedlichen Wegen instabile Bariumisotope erzeugt werden. Der eine Weg über Neutroneneinfang (am Karlsruher Forschungsreaktor FR 2) wurde zur Erzeugung von ^{131}Ba aus angereichertem ^{130}Ba beschritten. Der zweite Weg führt über die Produktion eines Lanthan-Compoundkerns durch Bestrahlung mit Deuteronen am Zyklotron. Abhängig von der Projektilenergie dampft dieser eine gewisse Anzahl von Neutronen ab. Diese kurzlebigen β^+ -instabilen Lanthanisotope zerfallen sodann in das betreffende Bariumisotop. Bei dieser Produktionsmethode muß eine möglichst kleine Menge des natürlichen Bariums mit einer möglichst hohen Strahlstromdichte bestrahlt werden, da das massengetrennte Präparat proportional der eingesetzten Targetmenge mit natürlichem Barium verunreinigt ist. Da der β -Zerfall meist in Kernniveaus mit kleinem Spin führt, können mit dieser Methode überwiegend nur die Grundzustände der Bariumisotope bevölkert werden. Die Ausbeute des Massentrenners beträgt beim Einsatz großer Mengen (~ 2 mg BaO) nur ungefähr 12 %. Die Ausbeute steigt jedoch mit kleinerer zu trennender Menge. Dies hat seine Ursache in der Konstruktion der Ionenquelle, welche ihre hohe Ausbeute bei kleinen Mengen aus einem Raumladungseffekt zieht, der jedoch mit wachsender Zahl der Ionen kompensiert wird.

- II. Zur Erzeugung der Hochspinisomere kann man von Cäsium in Form eines Cäsiumsulfattargets ausgehen, das auch mit Deuteronen bestrahlt wird. Die vom Barium-Compoundkern abdampfenden Neutronen nehmen nur wenig Drehimpuls mit, so daß der Barium-Endkern in einem Hochspinzustand gebildet wird. Dieser zerfällt rasch unter γ -Emission überwiegend in den isomeren Zustand mit hohem Spin. Das entstandene Barium muß sodann mit einer trägerfreien Ionenaustauschreaktion /SHA 77/ auf chemischem Wege von dem Cäsiumsulfat getrennt werden, da dieses den Betrieb der Massentrennerionenquelle stört. Nach dem Trocknen wird das erzeugte Barium der Massentrennung unterzogen. Zuvor werden zur Kontrolle des Trennvorganges 10 bis 20 μg stabilen Bariums (^{132}Ba) zugegeben. Wegen der relativ langen Dauer der chemischen Trennung können mit dieser Methode nur Isotope mit einer Halbwertszeit > 2 h getrennt werden.

Diesen beiden Methoden sind Grenzen zur Erzeugung neutronenarmer Ba-Isotope durch die vorhandene maximale Deuteronenenergie von 52 MeV gesetzt. Mit maximal 6 abgedampften Neutronen können ^{126}Ba bzw. $^{129\text{m}}\text{Ba}$ erreicht werden. Sowohl Cäsium als auch das Bariumtargetmaterial wurde in Aluminiumfolie gefüllt und mit einem wassergekühlten Klemmtarget am internen Strahl des Karlsruher Zyklotrons mit Deuteronen bestrahlt.

III. Barium Isotope mit $A < 126$ und nicht über ^{133}Cs erreichbare Hochspinisomere können mit einer (α, xn) -Reaktion aus verschiedenen stabilen Xenonisotopen gebildet werden. Zu diesem Zweck wurde ein Hochdruck-Xenongastarget (Abb.9) am externen α -Strahl des Zyklotrons eingesetzt /FEU 78/. Es besteht aus einem 30 mm langen Tantalröhrchen mit einem inneren Durchmesser von 5.5 mm \emptyset , das in einen gekühlten Kupferblock gepreßt ist.

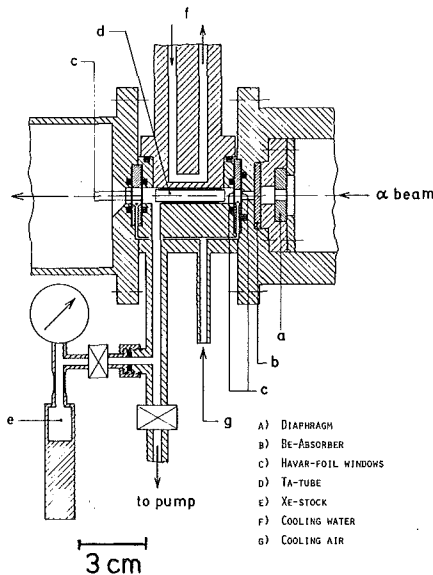


Abb. 9: Schnitt des Xenongastargets entlang des α -Strahls

Durch dieses Röhrchen, in dem ein Xenongasdruck von 4-6.6 bar herrscht, läuft der α -Strahl, wobei das gebildete Barium an der kühlen Wand adsorbiert wird. Der α -Strahl tritt durch zwei je 10 μm starke Havar-Folien ein bzw. aus, welche von der durch den Zwischenraum geleiteten Luft gekühlt werden. Nach der Bestrahlung wird das Xenon in einer mit flüssigem Stickstoff gekühlten Kühlfalle ausgefroren, das Tantalröhrchen ausgeschleust und mit zwei Kappen versehen, so daß es als Ionenquelle im Massentrenner dienen kann. Wie beim Cs-Target werden auch hier vor der Massentrennung 0.3 μg ^{138}Ba in Form eines Tropfens Bariumnitratlösung zugegeben. Der bei der Überführung des Tantalröhrchens zum Massentrenner auftretende Luftkontakt ist zur Oxidation des erzeugten Bariums wichtig, da dies sonst schon während der Aufheizzeit der Ionenquelle als atomares Barium abdampfen würde. Die maximal verfügbare α -Energie erlaubt die Produktion von neutronenarmen Bariumisotopen bis hinab zu ^{120}Ba . Allerdings werden die Wirkungsquerschnitte schnell kleiner, da mit zunehmender Entfernung vom Stabilitätstal die Wahrscheinlichkeit für das Abdampfen von Protonen zunimmt.

Nach der Beschreibung der prinzipiellen Möglichkeiten zur Erzeugung neutronenarmer Bariumkerne folgen nun im einzelnen die jeweiligen Isotope.

^{135m}Ba

Der isomere Zustand von ^{135}Ba ($T_{1/2} = 28.7 \text{ h}$) wurde über die Reaktion $^{136}\text{Xe}(\alpha, 5n)^{135m}\text{Ba}$ erzeugt. Das Targetmaterial bestand aus zu 91.5 % angereicherterem ^{136}Xe . Der Druck betrug 4.2 bar, die Bestrahlungsdauer 21 h. Nach der Massentrennung standen 5 ng ^{135m}Ba im Atomstrahlofen zur Verfügung.

^{133}Ba

^{133}Ba ($T_{1/2} = 10.5 \text{ a}$) wurde über die Reaktion $^{133}\text{Cs}(d, 2n)^{133}\text{Ba}$ durch die Bestrahlung von 40 mg CsSO_4 mit 17 MeV Deuteronen erzeugt. Da bei diesem Prozess auch das $11/2^-$ -Isomer ($T_{1/2} = 39 \text{ h}$) erzeugt wird, wurde das Präparat für über eine Woche gelagert, so daß der Großteil des Isomers in dieser Zeit zerfallen konnte. Nach der chemischen Trennung und der elektromagnetischen Massenseparation erhielt man ein Präparat mit 7 ng ^{133}Ba .

^{133m}Ba

Eine Erhöhung der Deuteronenenergie bewirkt einen höheren Drehimpulsübertrag, wodurch das $11/2^-$ -Hochspinisomer bevorzugt erzeugt wird, wenn auch damit ein kleinerer Wirkungsquerschnitt in Kauf genommen werden muß. Das Cäsiumsulfat wurde mit einem Deuteronenstrom von 4.7 μA mit 26-30 MeV Energie bestrahlt. Nach derselben Aufarbeitung wie beim Grundzustand befanden sich 2-5 ng ^{133m}Ba , etwa die gleiche Menge ^{133g}Ba und weniger als 0.5 ng ^{138}Ba im Atomstrahlofen.

^{131}Ba

Auf Grund des hohen Einfangquerschnittes ($\sigma_n \approx 12.5 \text{ b}$) für thermische Neutronen und der im Reaktor möglichen längeren Bestrahlungszeit war es günstiger, ^{131}Ba ($T_{1/2} = 11.5 \text{ d}$) über den Neutroneneinfang aus ^{130}Ba zu erzeugen. Das mit ^{130}Ba angereicherte Bariumoxyd wurde sieben Tage im Karlsruher Forschungsreaktor FR 2 bei einem Neutronenfluß von $8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestrahlt. Nach der Massentrennung konnten 29 ng implantiertes ^{131}Ba nachgewiesen werden.

^{129g}Ba

Der Grundzustand des ^{129}Ba ($T_{1/2} = 2.2 \text{ h}$) wurde über die Reaktion $^{130}\text{Ba}(d, 3n)^{129}\text{La}$ und anschließendem β^+ -Zerfall erzeugt. Es wurde ein mit ^{130}Ba zu 58 % angereichertes Target aus BaO mit 32 MeV Deuteronen bestrahlt. Der Strahlstrom be-

trug 18 μA für eine Dauer von 4 Stunden. Da dieses Isotop nur eine Differenz von einer Masseneinheit zum Targetisotop hat, mußte eine zweimalige Massentrennung durchgeführt werden, um eine ausreichende Abreicherung an ^{130}Ba zu erhalten. Wegen der zu erwartenden geringen Menge von ^{129}Ba wurde der weniger durch natürliches Barium verunreinigte Tantalofen eingesetzt. In der ersten Massentrennung konnte eine Ausbeute von 12 % erreicht werden, wie sie bei großen zu trennenden Mengen üblich ist. Die zweite Trennung erreichte auch nur eine Ausbeute von 12 %, obwohl in Vorversuchen bis zu 70 % möglich waren. Aus diesem Grund stand für die gesamte Messung nur eine Menge von $\sim 40 \text{ pg } ^{129}\text{Ba}$ im Atomstrahlafen zur Verfügung.

$^{129\text{m}}\text{Ba}$

Zur Erzeugung des Hochspinisomers mit Kernspin $I = 7/2$ /GIZ 77/ und $T_{1/2} = 2.13 \text{ h}$ wurde wieder von dem Xe-Target ausgegangen, um die bevorzugte Besetzung des isomeren Zustandes aus der Compoundkernreaktion ohne β^+ -Zerfall zu erhalten. Als Target diente Xenon in natürlicher Zusammensetzung bei einem Druck von 6.5 bar. Da im natürlichen Xenon ^{131}Xe und ^{132}Xe in ähnlicher Häufigkeit vorkommen, konnten die beiden Reaktionen $^{132}\text{Xe}(\alpha,7n)^{129\text{m}}\text{Ba}$ und $^{131}\text{Xe}(\alpha,6n)^{129\text{m}}\text{Ba}$ zur Erzeugung des Isotopes beitragen. Dies ist möglich, da zum einen die beiden Reaktionen sehr breite Anregungsfunktionen haben und zum anderen durch einen hohen Xenongasdruck erreicht wurde, daß im Xenon abgebremste α -Teilchen zur 6n-Reaktion beitragen. Die Bestrahlung wurde mit einer α -Energie von 89 MeV bei einem Strom von 5 μA durchgeführt. Nach erfolgter Massentrennung lagen zu Beginn der Messung 500 pg $^{129\text{m}}\text{Ba}$ im Präparat vor.

^{126}Ba

^{126}Ba ($T_{1/2} = 97 \text{ min}$) wurde über die Reaktion $^{129}\text{Xe}(\alpha,7n)^{126}\text{Ba}$ gewonnen. Das Target, zu 36 % angereichertes ^{129}Xe , wurde mit 6-8 μA α -Teilchen mit einer Energie von 95 MeV bestrahlt. Nach einer Bestrahlungsdauer von 3.5 Stunden konnten zu Meßbeginn $\sim 50 \text{ pg } ^{126}\text{Ba}$ im Ofen nachgewiesen werden. Diese schwächer als erwartete Ausbeute aus der Bestrahlung erklärt sich möglicherweise durch eine zu hohe Temperatur des Tantalröhrchens, die trotz Kühlung durch den hohen α -Strahlstrom erzeugt wurde. In diesem Fall ist ein effektives Kondensieren der erzeugten Bariumatome nicht mehr gegeben.

3. Identifizierung der Hyperfeinstrukturkomponenten des $6s^2(^1S_0) - 6s6p(^1P_1)$ -Übergangs in BaI

In Abb. 10 ist das Termschema des neutralen Bariumatoms mit dem Resonanzübergang $\lambda = 553.6 \text{ nm}$ gezeigt. Es sind hierin nur die Feinstrukturterme eingezeichnet. Auf Grund der Kopplungsmöglichkeiten des Drehimpulses J der Elektronen mit dem des Kernes I zum Gesamtdrehimpuls F , besitzt der Grundzustand des Bariumatoms (1S_0) wegen $J = 0$ immer $F = I$, während für einen Zustand mit $J \neq 0$ der Kernspin I zu $F = I + J, (I+J) - 1, \dots, (I-J)$, den Hyperfeinstruktur-niveaus, koppeln kann. Für $I < J$ ist $F = J - I$ der kleinstmögliche F -Wert. Dies bedeutet, der Resonanzübergang in BaI spaltet mit dem 1P_1 -Zustand für $I = 1/2$ in zwei Komponenten auf mit $F = 3/2, 1/2$ und für $I > 3/2$ in drei Komponenten mit $F = I + 1, I, I - 1$. Jedes dieser Hyperfeinniveaus besteht aus $(2F+1)$ magnetischen Unterniveaus, die im magnetfeldfreien Raum energetisch entartet sind.

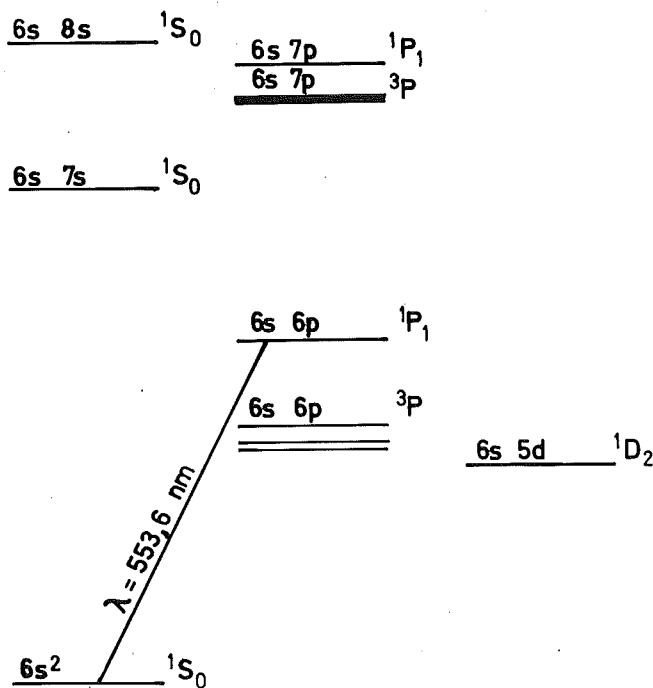
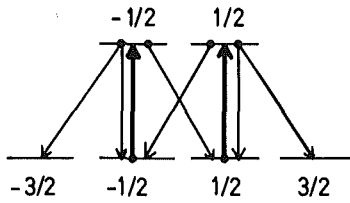


Abb. 10: Das Termschema des neutralen Ba-Atoms

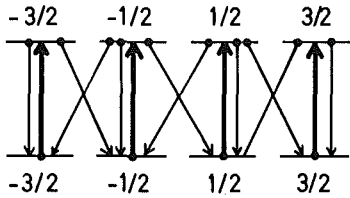
3.1 Optisches Pumpen

Die Möglichkeit der Bestimmung des Gesamtdrehimpulses F der einzelnen Hyperfeinstrukturkomponenten durch optisches Pumpen soll an dem Beispiel eines Kernes mit $I = 3/2$ für den hier betrachteten Übergang qualitativ erläutert werden. In den Abb. 11a und b sind als sogenannte Kastler Diagramme die 1S_0 - und 1P_1 ($F = 1/2, 3/2, 5/2$)-Niveaus mit ihren magnetischen Unterniveaus ($m_F = +F, F - 1, \dots, -F$) schematisch eingetragen. Für elektrische Dipolübergänge lauten die Auswahlregeln



$${}^1P_1 \quad F = 1/2$$

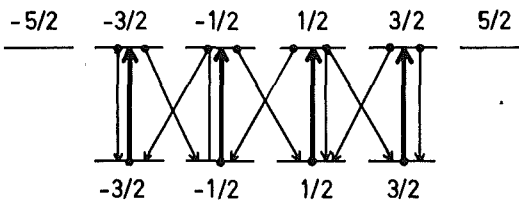
$${}^1S_0 \quad F = 3/2$$



$${}^1P_1 \quad F = 3/2$$

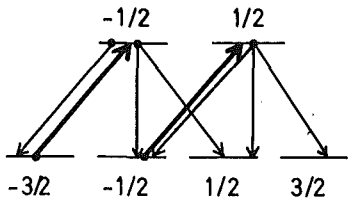
$${}^1S_0 \quad F = 3/2$$

Abb. 11a: Optischer Pumpeffekt des 1S_0 - 1P_1 -Übergangs in einem Kern mit $I = 3/2$ bei linear polarisiertem Licht



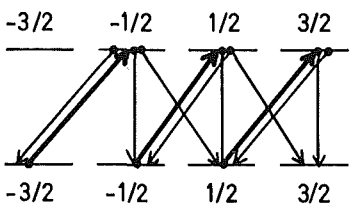
$${}^1P_1 \quad F = 5/2$$

$${}^1S_0 \quad F = 3/2$$



$${}^1P_1 \quad F = 1/2$$

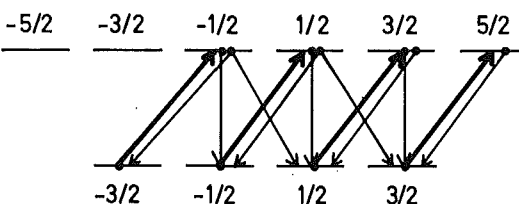
$${}^1S_0 \quad F = 3/2$$



$${}^1P_1 \quad F = 3/2$$

$${}^1S_0 \quad F = 3/2$$

Abb. 11b: Optischer Pumpeffekt des 1S_0 - 1P_1 -Übergangs in einem Kern mit $I = 3/2$ bei zirkular polarisiertem Licht



$${}^1P_1 \quad F = 5/2$$

$${}^1S_0 \quad F = 3/2$$

$$\Delta F = 0, \pm 1; \quad 0 \longrightarrow 0 \text{ verboten}$$

$$\Delta m_F = 0, \pm 1$$

Linear polarisiertes Licht bewirkt einen Übergang mit $\Delta m_F = 0$. Dies entspricht beim Zeemaneffekt dem π -Licht. Zirkular polarisiertes Licht (σ -Licht) ergibt einen Übergang mit $\Delta m_F = \pm 1$. Das Vorzeichen hängt vom Drehsinn des zirkular polarisierten Lichtes ab. In Abb. 11a sind die Möglichkeiten einer Anregung des 1P_1 -Niveaus mit starken Übergangspfeilen mit linear polarisiertem Licht sowie dessen Zerfall mit schwächeren Pfeilen eingezeichnet. Während die Anregung nur mit $\Delta m_F = 0$ erfolgt, kann der Zerfall unabhängig vom eingestrahlenen Licht mit linear oder zirkular polarisiertem Licht erfolgen, d.h. mit $\Delta m_F = 0, \pm 1$ soweit ein entsprechender m_F -Grundzustand vorhanden ist. Man erkennt, daß für den Übergang zum Niveau mit $F = 1/2$ dieser in die beiden Niveaus mit $m_F = \pm 3/2$ des Grundzustandes zerfallen kann. Aus diesen beiden magnetischen Unterniveaus ist mit linear polarisiertem Licht keine erneute Anregung mehr möglich. Für die Übergänge in die Niveaus mit $F = 3/2$ und $F = 5/2$ ist, wie aus dem Diagramm ersichtlich, aus jedem Zustand des 1S_0 -Grundzustandes eine Anregung mit π -Licht möglich. Erhöht man nun die Intensität des anregenden Laserlichtes so weit, daß beim Durchgang eines Atoms durch den Laserstrahl mehrere Anregungen möglich werden, so wächst die Intensität des Fluoreszenzlichtes aus den beiden Hyperfeinkomponenten mit $F = 3/2$ und $5/2$ proportional zur Intensität des eingestrahlenen Lichtes. Dies gilt, solange die Zeit zwischen zwei Anregungen groß gegenüber der Lebensdauer des 1P_1 -Zustandes ist, wie es in diesem Experiment der Fall ist. Hingegen strebt die Intensität der $F = 1/2$ -Komponente einem Sättigungswert zu, denn mit der Zahl der möglichen Anregungen wächst die Wahrscheinlichkeit, das Atom in einem Grundzustand mit $m_F = \pm 3/2$ vorzufinden, aus dem keine Anregung mehr möglich ist. Oder anders gesagt, nach einer bestimmten mittleren Anzahl von Anregungen pro Atom sind die Atome alle in die Zustände $m_F = \pm 1/2$ gepumpt. In Abb. 11b ist das Verhalten für eingestrahktes σ -Licht in diesem Fall mit $\Delta m_F = +1$ oder -1 gezeigt. Man sieht, daß in diesem Fall nicht nur die $F = 1/2$ -Komponente durch optisches Pumpen gesättigt werden kann, sondern auch die $F = 3/2$ -Komponente. Auf Grund der Symmetrie ist dieser Pumpeffekt unabhängig von der Drehrichtung des zirkular polarisierten Lichtes.

Mit Hilfe solcher Kastler-Diagramme lassen sich leicht auch die Möglichkeiten des optischen Pumpens für Kerne mit beliebigem I qualitativ erklären, die zusammenfassend ergeben: Für Kerne mit $I > 1/2$ können mit linear polarisiertem Laserlicht die Hyperfeinkomponente mit $F = I - 1$ und mit zirkular polarisiertem

Licht die Komponenten $F = I - 1$ und $F = I$ durch optisches Pumpen gesättigt werden. Für den Kernspin $I = 1/2$ existiert das Niveau mit $F = I - 1$ nicht, so daß nur der Übergang zu $F = 1/2$ mit zirkular polarisiertem Licht einen optischen Pumpeffekt zeigt. Für Kerne mit hohem Kernspin kann man aus diesen Überlegungen erkennen, daß das Erreichen des Sättigungswertes beim optischen Pumpen erst für eine höhere Intensität des anregenden Lichtes eintritt, da wegen der größeren Zahl der magnetischen Unterniveaus mehr Übergänge notwendig sind, um einen Zustand zu erreichen, der nicht mehr anregbar ist. Voraussetzung ist die in einem Atomstrahl gegebene Gleichbesetzung der magnetischen Unterzustände im Grundzustand vor dem Eintritt in das Laserfeld. Durch Beobachtung der Hyperfeinkomponenten bei einer Leistung des eingestrahlten Laserlichtes, welche im Mittel nur eine Anregung beim Durchgang des Atoms durch den Laserstrahl ermöglicht, sowie bei ausreichend hoher Leistung mit linearer und zirkularer Polarisation ist eine eindeutige Zuordnung der Gesamtdrehimpulse F möglich. Aus diesen Überlegungen ergibt sich, daß zur Bestimmung der Linienlagen des Resonanzüberganges die Ausnutzung der Mehrfachanregung nur für Kerne mit $I = 0$ (gerade Ba-Kerne) sowie mit linear polarisiertem Laserlicht für $I = 1/2$ ($^{133,131,129}\text{Ba}$) möglich ist.

3.2 Die Winkelverteilung des Resonanzlichtes

Bei Anregung der Resonanzfluoreszenz durch polarisiertes Licht besitzt das Fluoreszenzlicht im allgemeinen keine isotrope Winkelverteilung. Besonders einfach zu verstehen ist bei BaI die Winkelverteilung bei Kernen mit $I = 0$, welche keine Hyperfeinstrukturaufspaltung haben. In diesem Fall besitzt der Grundzustand nur ein magnetisches Unterniveau mit $J = F = m_F = 0$, während der 1P_1 -Zustand ($F = 1$) drei magnetische Unterniveaus besitzt mit $m_F = 0, \pm 1$. Das emittierte Licht ist aus diesem Grund immer gleich polarisiert wie das anregende. Im Falle der Anregung mit linear polarisiertem Licht besitzt das Fluoreszenzlicht die Winkelverteilung eines oszillierenden Dipols, also eine $\sin^2 \theta$ -Verteilung. Bei festgehaltener Atomstrahlrichtung und Beobachtungsrichtung blickt der Photomultiplier bei senkrecht zur Beobachtungsrichtung stehender linearer Polarisation des Laserlichtes in die Hauptemissionsrichtung des Dipols, während bei linearer Polarisation parallel zur Beobachtungsrichtung dieser in das Minimum schaut. In letzterem Fall würde bei unendlich kleinem Raumwinkel kein Fluoreszenzlicht beobachtbar sein. Für einen endlichen Raumwinkel von $\theta = 38.7^\circ$ ergibt sich für diese beiden Beobachtungsrichtungen ein Verhältnis der Intensitäten einer solchen Linie zu $I_{\perp}/I = 4.2$. Die Bestimmung dieses Verhältnisses ermöglicht es, besonders für ^{138}Ba , welches in der natürlichen Verunreinigung der Proben die größte Störlinie verursacht, eine Beimischung einer Hyperfein-

komponente eines ungeraden Barium-Isotopes festzustellen. Für Kerne mit $I \neq 0$ ergeben entsprechende Rechnungen /SCH 78/ immer sehr viel kleinere Unterschiede dieser beiden Intensitäten.

Im Zusammenhang mit der Winkelverteilung des emittierten Fluoreszenzlichtes muß beim optischen Pumpen mit zirkular polarisiertem Licht beachtet werden, daß wie aus dem Kastler-Diagramm ersichtlich, auch bei der $F = 5/2$, allgemein bei der $F = (I + 1)$ -Komponente eine Polarisation des Atoms eintritt. Befindet sich das Atom durch Umpumpen in dem $m_F = 3/2$ -Grundzustand, so kann der $m_F = 5/2$ -Zustand nur unter Aussendung von zirkular polarisiertem Licht zerfallen. Dies hat jedoch zur Folge, daß sich im Verlauf des Umpumpens die Winkelverteilung ändert, da am Anfang noch zirkular und linear polarisiertes Licht abgestrahlt wird. Aus diesem Grund erhält man für hohe und niedrige Laserleistung verschiedene Intensitäten der $F = (I + 1)$ -Komponente.

Für die Zuordnung im Fluoreszenzspektrum auftretender Linien zu einem radioaktiven Ba-Isotop wurde auch das Abnehmen dieser Linien mit dem radioaktiven Zerfall des betreffenden Isotops beobachtet, indem einige Halbwertszeiten später das Spektrum der jeweiligen Probe erneut aufgenommen wurde.

4. Die Meßergebnisse

In Abb. 12 wird als Beispiel aus den Messungen der stabilen Bariumisotope das Spektrum von ^{137}Ba gezeigt. Um eine Referenzlinie zu erhalten, wurde in die Probe zusätzlich ^{132}Ba implantiert. Alle stabilen Präparate wurden aus natürlichem Barium durch Implantation der gewünschten Isotope bei der elektromagnetischen Massentrennung gewonnen. Zur Bestimmung der Hyperfeinstruktur und Isotopieverschiebung von ^{135}Ba wurde auch ^{132}Ba als Referenz gewählt, so daß aus diesen Spektren die entsprechenden Werte bezüglich ^{132}Ba gewonnen wurden. Der

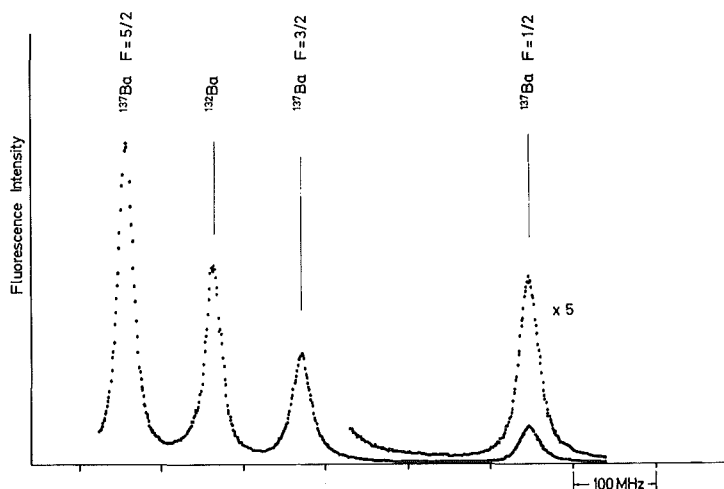


Abb. 12: Fluoreszenzspektrum einer Probe mit ^{137}Ba und ^{132}Ba

Weg über ^{132}Ba war notwendig, da für diese Messungen der akustooptische Modulator noch nicht zur Verfügung stand, womit durch Beigabe von ^{138}Ba eine direkte Bestimmung bezüglich ^{138}Ba möglich gewesen wäre. Zur Messung der Isotopverschiebung von ^{132}Ba wurde ein Präparat mit $^{138,136,132}\text{Ba}$ verwendet.

Durch Stabilisation des Referenzlasers auf ^{130}Ba konnten die Werte für ^{136}Ba und ^{132}Ba relativ zu ^{138}Ba bestimmt werden, womit eine Umrechnung der Daten von ^{137}Ba und ^{135}Ba relativ zu ^{138}Ba möglich war. Zur Messung der restlichen geraden stabilen Isotope mußte nur noch ein Präparat mit $^{134,132,130}\text{Ba}$ mit ^{138}Ba als Referenzatomstrahl untersucht werden. Hiermit konnten die damals bekannten, noch mit großen Fehlern behafteten Werte /JAC 64/, /HEI 77/ verbessert werden, die noch mit klassischen spektroskopischen Methoden ermittelt waren. Eine Diskrepanz außerhalb der Meßfehler wurde jedoch zu dem von /JAC 65/ für ^{132}Ba angegebenen Wert der Isotopverschiebung gefunden. Sowohl die zur gleichen Zeit durchgeführten laserspektroskopischen Untersuchungen der stabilen Bariumisotope der Oxfordgruppe /BAI 78/ als auch "Level crossing" Experimente /KLU 74/ ergaben eine sehr gute Übereinstimmung mit unseren Ergebnissen. Die Abweichung der Lage der $F = 1/2$ Komponente von ^{135}Ba zu der von /BAI 78/ liegt möglicherweise darin begründet, daß von der Oxford-Gruppe die Messungen nicht an massengetrennten Proben, sondern mit einem Präparat durchgeführt wurden, das die Bariumisotope in ihrer natürlichen Zusammensetzung enthielt. In diesem Fall sind die $F = 1/2$ Komponenten von ^{137}Ba und ^{135}Ba nicht aufgelöst. Die Lagebestimmung dieser beiden Linien ist somit erheblich erschwert und nur mit der Kenntnis der A- und B-Faktoren möglich.

Die erreichte experimentelle Linienbreite von 21.5 MHz setzt sich zusammen aus der natürlichen Linienbreite des $^1\text{S}_0$ - $^1\text{P}_1$ -Resonanzüberganges von 19.2 MHz /KLU 74/, einer Dopplerverbreiterung von ~ 10 MHz und einer Halbwertsbreite des Lasers von ~ 5 MHz. Diese Verbreiterung der natürlichen Linienbreite um etwa 10 % rechtfertigt sehr gut die Verwendung eines reinen Lorentzprofils bei der Auswertung der Spektren. Dies bezieht sich nur auf Spektren, die mit niedriger Laserintensität, also ohne Pumpereffekt gemessen wurden. Die gemessenen Spektren wurden auf der IBM-Rechanlage des Kernforschungszentrums Karlsruhe einem Fit nach dem Verfahren des kleinsten Fehlerquadrates /SCH 73/ unterzogen. Mitberücksichtigt werden mußten die Linien des natürlichen Bariums, da dieses immer als Verunreinigung in den Proben mit nachgewiesen wurde. Hierfür mußten ihre genauen Lagen bekannt sein. Freie Fitparameter waren gemeinsame Linienbreite, ein konstanter Untergrund sowie für jede Linie die Lage und Höhe. Für bekannte Linien (z.B. von natürlichen Bariumisotopen) konnte wahlweise die Lage und/oder die Höhe festgehalten werden, um eine bessere Konvergenz des Verfahrens zu er-

halten. In einigen komplexen Spektren sind als durchgezogene Linie das Ergebnis des Computerfits sowie die Beiträge der einzelnen Übergänge eingezeichnet.

Da die Spektren auf die Laserlichtintensität normiert sind, ergibt sich keine konstante Meßzeit für jeden Meßpunkt. Ein zeitlich konstanter Untergrund im Photomultiplier, wie er vom Dunkelstrom, jedoch noch mehr vom radioaktiven Zerfall der Präparate herrührt, erzeugt bei Intensitätsschwankungen des Meßlasers einen unterschiedlichen zur Meßzeit proportionalen Beitrag zu jedem Punkt des Spektrums. Dieser Beitrag wird, wenn notwendig, auf dem Experimentrechner berücksichtigt. Dies kann "on-line" während der Messung oder "off-line" vor der Übertragung der Daten auf Band geschehen.

Spektren aus der Messung des Isomers ^{135m}Ba sind in Abb. 13 und 14 gezeigt. An diesem Beispiel soll ausführlich das Vorgehen bei der Identifikation der in diesem Fall ^{135m}Ba zugehörigen Linien dargestellt werden. In der Abb. 13a sieht man das Spektrum, das bei linear polarisiertem Laserlicht mit einer Intensität von 0.1 mW aufgenommen wurde. In diesem Fall tritt noch kein optischer Pump-effekt auf, so daß aus solchen Spektren die Linienlagen bestimmt werden können. Erhöht man bei gleicher Polarisation die Intensität des Laserlichtes auf 1.5 mW, so werden für ^{135m}Ba mit einem Kernspin $I = 11/2$ die Hyperfeinkomponente mit $F = 9/2$ und für ^{135g}Ba mit $I = 3/2$ die $F = 1/2$ Komponente durch optisches Pumpen gesättigt. Diesen Pumpeffekt sieht man sehr deutlich in Abb. 13b. Durch Verwendung von zirkular polarisiertem Laserlicht gleich hoher Intensität werden zusätzlich noch die $F = 11/2$ -Komponente des Isomers und die $F = 3/2$ -Komponente des Grundzustandes gepumpt. Dies zeigt Abb. 13c. Die beim Vergleich der Spektren mit verschiedener Polarisation auftretenden Unterschiede der relativen Intensitäten der einzelnen Linien kommen aus den verschiedenen Winkelverteilungen je nach Polarisation des anregenden Laserlichtes. Abb. 14b zeigt das Spektrum der gleichen Probe, das 6 Tage später aufgenommen wurde. Darin ist nur noch ein kleiner Rest des fast vollständig zerfallenen Isomers an seiner stärksten Linie, der $F = 13/2$ Komponente, zu erkennen. Zum Vergleich ist noch einmal das Spektrum der frischen Probe bei der gleichen Polarisation und Intensität darübergestellt. Der niedrige Anteil des natürlichen Bariums ist an der Linie von ^{138}Ba im Vergleich zu ^{130}Ba zu sehen, das der Probe als Monitor mit beigegeben war. Das Ansteigen von ^{135}Ba wird von dem Zerfall des Isomers in den Grundzustand verursacht.

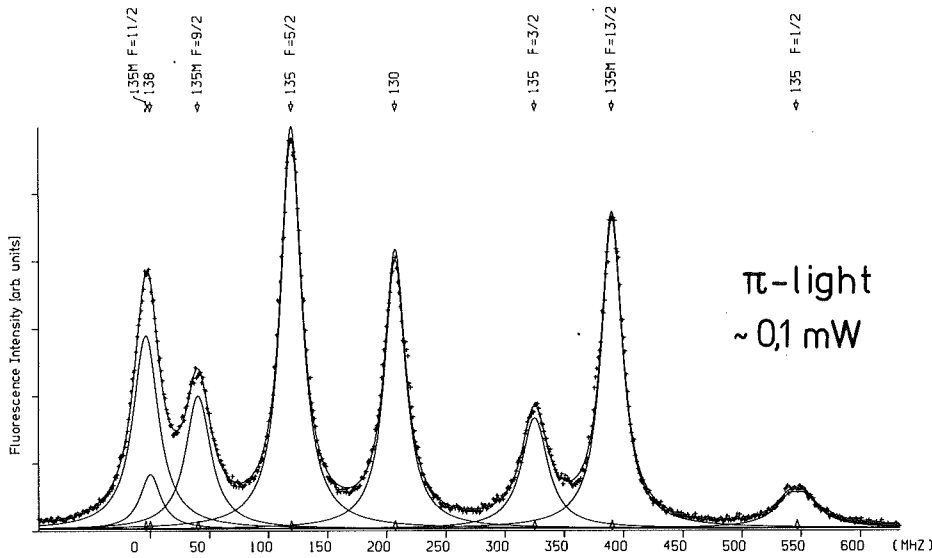


Abb. 13a: Fluoreszenzspektrum von ^{135m}Ba bei linear polarisiertem Laserlicht mit ~ 0.1 mW Intensität. Die durchgezogenen Linien sind das Ergebnis eines Fits mit reinen Lorentzlinien

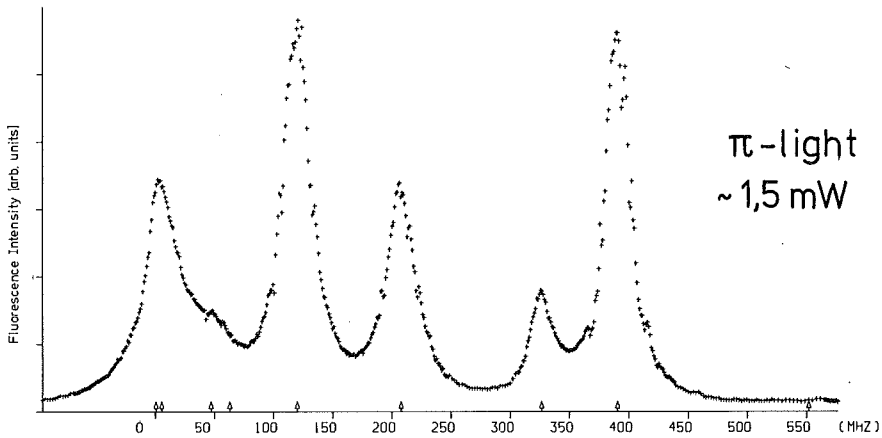


Abb. 13b: Spektrum derselben Probe mit linear polarisiertem Laserlicht, jedoch mit einer Intensität von ~ 1.5 mW

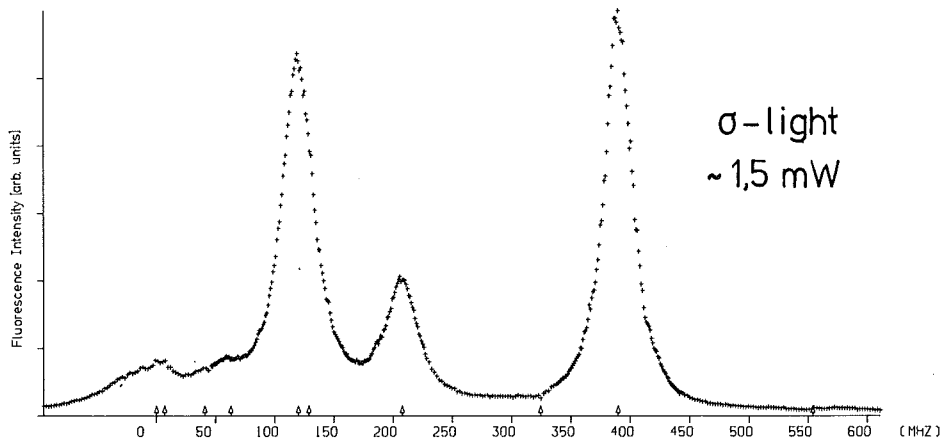


Abb. 13c: Spektrum bei zirkular polarisiertem Laserlicht mit ~ 1.5 mW Intensität

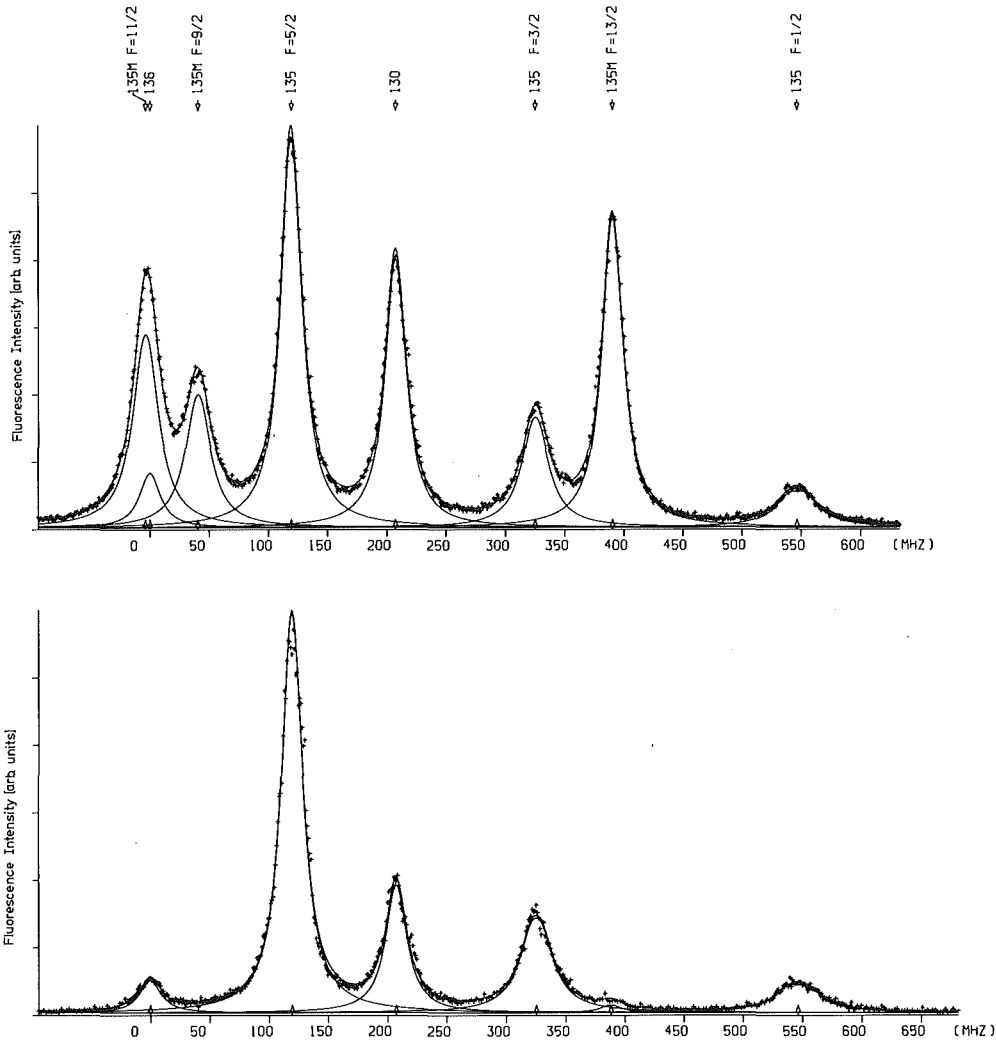


Abb. 14a: Spektrum von ^{135m}Ba bei linear polarisiertem Laserlicht mit ~ 0.1 mW Intensität.

14b: Spektrum derselben Probe 6 Tage später unter gleichen Bedingungen aufgenommen

Abb. 15 zeigt das Spektrum von $^{133g+m}\text{Ba}$. Da in diesem Fall der Referenzlaser auf ^{130}Ba stabilisiert war und mit unserem Meßverfahren in diesem Bereich nicht gemessen werden konnte (siehe Kap. 2.3), ergibt sich in der Mitte des Spektrums eine Lücke der experimentellen Daten. Für die Linienlagen der beiden Komponenten $F = 3/2$ von ^{133g}Ba und $F = 13/2$ des $I = 11/2$ Isomers erhält man einen größeren Fehler, da in diesem Bereich keine Referenzlinie mehr enthalten ist und das Aneinanderfügen der beiden Spektren mit einem Fehler von 0.8 MHz behaftet ist.

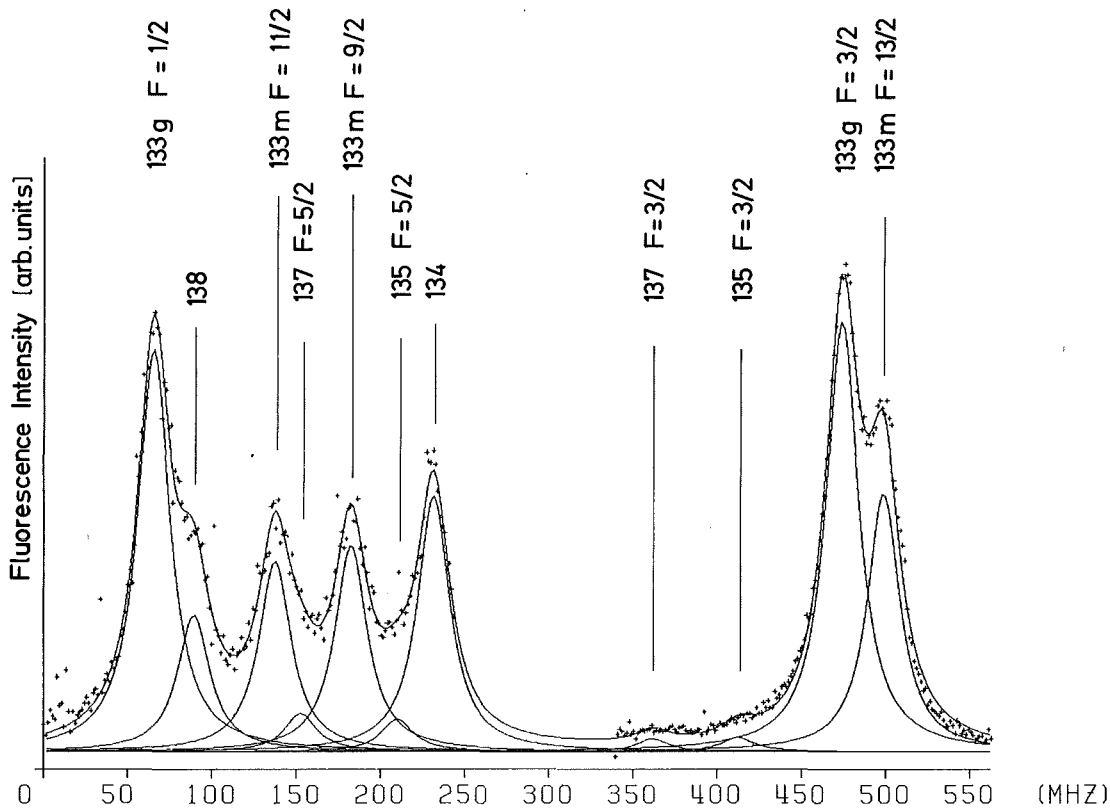


Abb. 15: Spektrum einer Probe mit $^{133g+m}\text{Ba}$

Neben einer Messung an ^{140}Ba /FIS 74/ wurde von den radioaktiven Isotopen nur noch ^{133g}Ba von Höhle et al. /HÖH 76/ mit optischen Methoden untersucht, wobei die von Höhle erzielten Ergebnisse sehr gut mit den vorliegenden Daten übereinstimmen.

Wie ^{133}Ba besitzt auch ^{131}Ba im Grundzustand den Kernspin $I = 1/2$. Das Spektrum der beiden Hyperfeinkomponenten von ^{131}Ba ist in Abb. 16 wiedergegeben. Als Referenzisotop diente ^{130}Ba . Die $F = 1/2$ -Komponente konnte auf Grund der Winkelverteilung sowie durch optisches Pumpen identifiziert werden, da die Verunreinigung durch ^{138}Ba wegen der großen erzeugten Menge an ^{131}Ba relativ klein war.

Abb. 17a und b zeigen das Spektrum von ^{129g}Ba und ^{129m}Ba . ^{129g}Ba besitzt einen Kernspin $I = 1/2$, während der isomere Zustand, der nicht in den Grundzustand zerfällt, einen Kernspin $I = 7/2$ hat /GIZ 77/. Da beide Zustände auch noch ungefähr die gleiche Halbwertszeit haben ($T_{1/2}(^{129g}\text{Ba}) = 2.2 \text{ h}$, $T_{1/2}(^{129m}\text{Ba}) = 2,13 \text{ h}$) kann die Zugehörigkeit der Linien zum Isomer oder Grundzustand nicht über den radioaktiven Zerfall bestimmt werden. Dies konnte nur durch Messungen an Proben entschieden werden, in denen das Isotop auf verschiedenen Wegen erzeugt wurde.

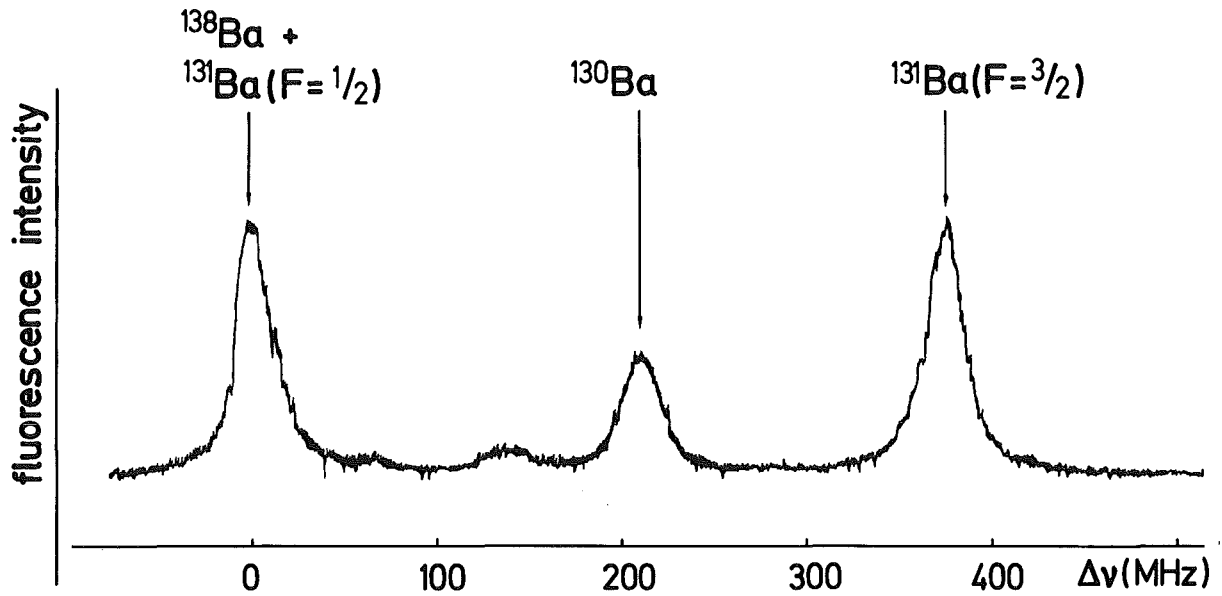


Abb. 16: Spektrum von ^{131}Ba

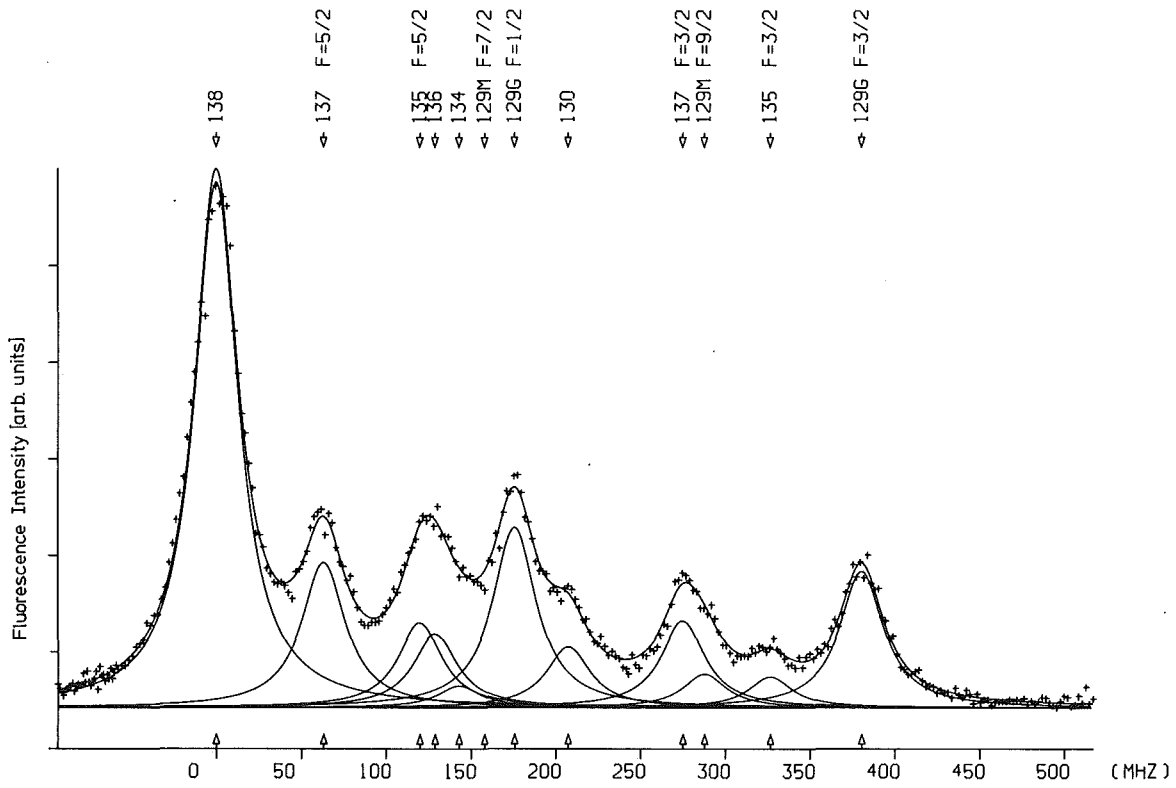


Abb. 17a: Spektrum von ^{129g}Ba aus der Reaktion $^{130}\text{Ba}(d,3n)^{129}\text{La} \xrightarrow{\beta^+} ^{129g(+m)}\text{Ba}$

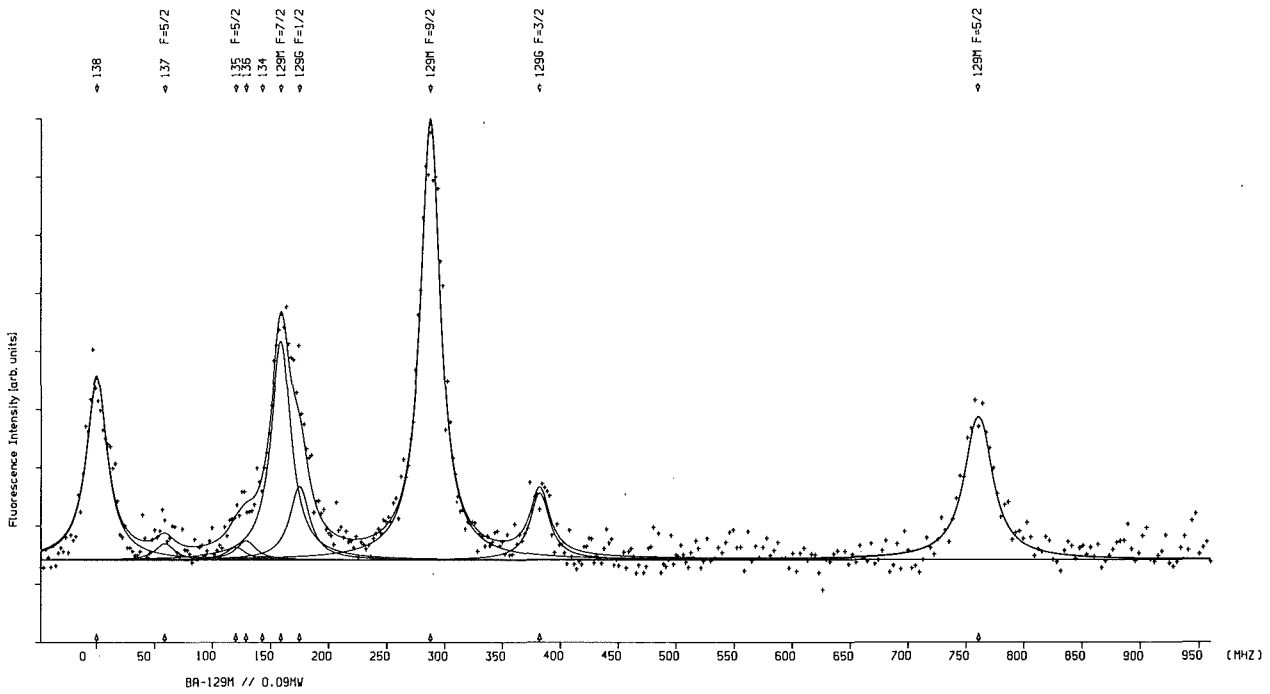


Abb. 17b: Spektrum von $^{129m(+g)}\text{Ba}$ aus der Reaktion $^{132}\text{Xe}(\alpha,7n)^{128m(+g)}\text{Ba}$

In Abb. 17a erkennt man die ausschließliche Produktion des Grundzustandes über den β^+ -Zerfall von ^{129}La , während bei der Reaktion aus ^{131}Xe in überwiegenderem Maß das Hochspinisomer erzeugt wird (Abb. 17b). Für die Aufnahme des Spektrums von ^{129g}Ba standen nur ungefähr $3 \cdot 10^{11}$ Atome (37 pg) zur Verfügung.

In Abb. 18 ist das Spektrum einer Probe mit ^{128}Ba ($T_{1/2} = 2.43$ d) gezeigt. Das untere Spektrum wurde an derselben Probe 16 Tage später aufgenommen.

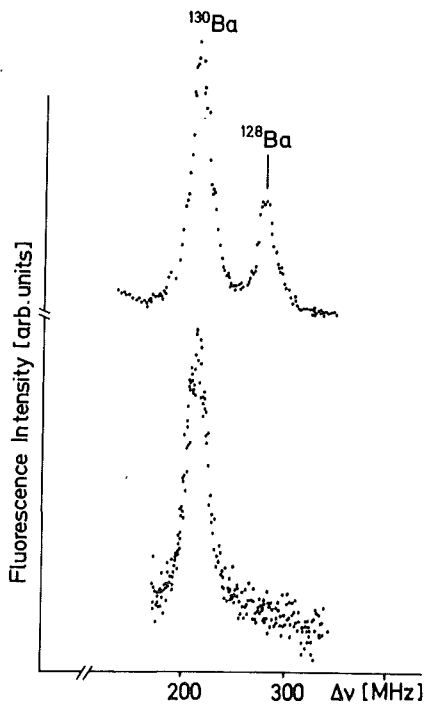


Abb. 18: Zwei Fluoreszenzspektren einer Probe mit ^{128}Ba ($T_{1/2} = 2.43$ d). Das untere Spektrum wurde an derselben Probe 16 Tage später aufgenommen

Das Spektrum von ^{126}Ba mit 90 Minuten Halbwertszeit, der kürzesten der hier untersuchten Isotope, ist in Abb. 19 zu sehen. Die Zeit für die Aufnahme dieses Spektrums betrug 6 Minuten, die maximale Zählrate für die ^{126}Ba Linie ungefähr 1 kHz. 24 Stunden später konnte der Zerfall von ^{126}Ba durch erneute Messung nachgewiesen werden.

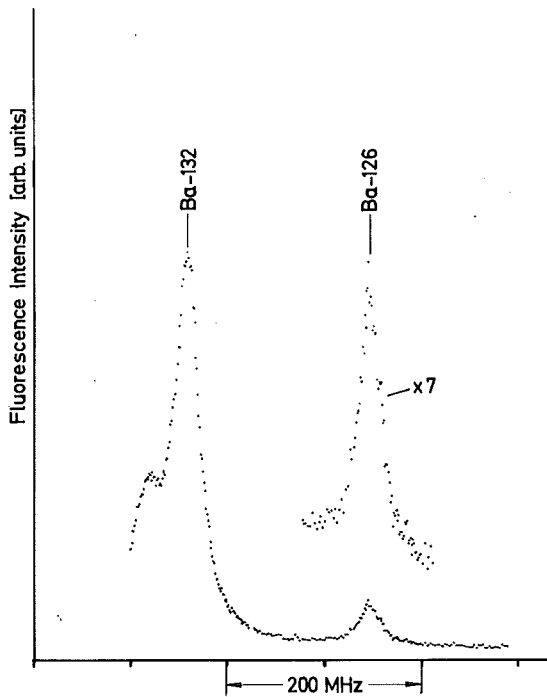


Abb. 19: Spektrum von ^{126}Ba

Die Zählraten in den Resonanzlinien der radioaktiven Isotope betrug 1-10 kHz, die Meßzeit pro Kanal war ungefähr 0.5 bis 5 Sekunden. Bei den Messungen an den stabilen Isotopen wurden leicht Zählraten von einigen hundert kHz erreicht.

In Tabelle 1 sind die Differenzfrequenzen des $\text{BaI } ^1\text{S}_0 - ^1\text{P}_1$ -Übergangs der in dieser Arbeit untersuchten leichten Bariumisotope relativ zum Übergang in ^{138}Ba aufgelistet.

Tabelle 1: Frequenzen des BaI $1S_0 - 1P_1$ -Übergangs relativ zum Übergang in ^{138}Ba

A	F	$\Delta\nu$ MHz	Andere Autoren
140	1	-	Marburg ^a : - 880.0
137	5/2	62.8(6)	Oxford ^b : 63.6(6)
	3/2	275.1(6)	274.5(9)
	1/2	551.5(6)	550.2(11)
136	1	128.9(5)	127.5(13)
135g	5/2	121.6(6)	120.1(7)
	3/2	326.0(6)	324.2(8)
	1/2	547.2(6)	543.5(10)
135m	13/2	390.2(7)	
	11/2	- 4.0(1.5)	
	9/2	40.7(7)	
134	1	143.0(5)	142.8(12)
133g	3/2	386.5(9)	
	1/2	-23.3(5)	
133m	13/2	411.3(9)	
	11/2	48.2(5)	
	9/2	93.8(5)	
132	1	167.9(5)	
131	3/2	373.8(10)	
		0.0(2.0)	
130	1	207.3(7)	
129g	3/2	382.3(12)	
	1/2	172.4(20)	
129m	9/2	287.0(10)	
	7/2	158.5(14)	
	5/2	761.0(7)	
128	1	271.1(8)	
126	1	355.3(6)	

a) aus /FIS 74/

b) aus /BAI 78/

5. Die Isotopieverschiebung

Die beobachtbare Energieverschiebung $\delta v_i^{AA'}$ atomarer Übergänge für verschiedene Isotope hat zwei Ursachen. Die erste ist der sogenannte Masseneffekt $\delta v_i^{AA'} \text{ Mass}$, denn der Kern und die Elektronenhülle bewegen sich um einen gemeinsamen Schwerpunkt, der wegen der endlichen Kernmasse nicht mit dem Kernschwerpunkt identisch ist. Eine weitere Ursache für die energetische Verschiebung der beteiligten Atomniveaus ist der sogenannte Feldeffekt $\delta v_i^{AA'} \text{ Feld}$. Die Isotopieverschiebung kann somit geschrieben werden als

$$\delta v_i^{AA'} = \delta v_i^{AA'} \text{ Mass} + \delta v_i^{AA'} \text{ Feld} \quad (1)$$

$$\text{mit } \delta v_i^{AA'} = \nu_i^A - \nu_i^{A'}$$

A' ist die Massenzahl des Isotops auf das sich die Isotopieverschiebung bezieht. Bei Betrachtung des Masseneffektes ergibt sich die Energieänderung der Niveaus durch die kinetische Energie des Kerns

$$\begin{aligned} T_K &= \frac{P_K^2}{2M_K} = \frac{1}{2M_K} \left(\sum_i P_i \right)^2 \\ &= \frac{1}{2M_K} \sum_i P_i^2 + \frac{1}{M_K} \sum_{j>i} P_i P_j, \end{aligned} \quad (2)$$

da im Schwerpunktsystem der Impuls des Kerns P_K gleich der Summe der Elektronenimpulse P_i ist ($P_K = - \sum_i P_i$). Hierbei stellt der erste Term den normalen Masseneffekt (NMS) dar, während der zweite, in den Impulsen gemischte Term den Einfluß der Korrelation der Elektronen untereinander berücksichtigt. Dieser Term wird spezifischer Masseneffekt (SMS) oder auch Hughes-Eckart-Effekt genannt.

Vernachlässigt man den spezifischen Masseneffekt, so erhält man für die jeweiligen Elektronenniveaus einen Korrekturfaktor, der gleich der reduzierten Masse ist. Der normale Masseneffekt der Frequenz ν_i eines atomaren Übergangs i lautet dann:

$$\delta v_i \text{ NMS} = m_e \frac{M_K - M_{K'}}{M_K M_{K'}} \nu_i ; \quad M_K > M_{K'} \quad (3)$$

$$\frac{m_e}{M_N} \frac{A - A'}{A A'} \nu_i$$

m_e und m_N sind die Elektronenmasse und die Nukleonenmasse.

Eine Bestimmung des spezifischen Masseneffektes ist sehr schwierig. In erster Näherung Störungstheorie erhält man für die Energieverschiebung eines Niveaus /KUH 69/

$$\Delta E = - \frac{\hbar^2}{M_K} \sum_{i>j} \int \psi^* \nabla_i \nabla_j \psi d^3r \quad (4)$$

Die Güte einer Berechnung des spezifischen Masseneffektes hängt demnach wesentlich von der Genauigkeit der Viel-Elektronenwellenfunktion ψ ab, so daß nur für einfache Konfigurationen eine realistische Näherung möglich ist. Bei der Berechnung des spezifischen Masseneffektes mit Hartree-Fock Verfahren müssen jedoch noch Fehler in der Größenordnung des jeweiligen normalen Masseneffektes angenommen werden /FIS 74/.

Da für beide Masseneffekte $\Delta E \sim 1/M_K$ ist, können wir den Masseneffekt eines atomaren Übergangs schreiben als

$$\begin{aligned} \delta v_{i \text{ Mass}}^{AA'} &= (N_i + S_i) \frac{m_e}{m_p} \frac{A - A'}{A A'} v_i \\ &= M_i \frac{A - A'}{A A'} \end{aligned} \quad (5)$$

Mit der wachsenden Massenzahl A nimmt die Korrektur durch den Masseneffekt proportional zu $1/A^2$ ab, so daß für schwere Kerne der Beitrag zur Isotopieverschiebung klein ist und nur bei Präzisionsmessungen mit berücksichtigt werden muß.

Der Feldeffekt kann nach Kuhn /KUH 69/ und Bauche /BAU 76/ in sehr guter Näherung faktorisiert werden.

$$\delta v_{i \text{ Feld}}^{AA'} = C^{AA'} \cdot E_i \quad (6)$$

$C^{AA'}$ ist die Isotopieverschiebungskonstante, die zuerst von Brix und Kopfermann 1949 /BRI 49/ eingeführt wurde. Diese Konstante enthält nur Kerneigenschaften, während E_i ein rein elektronischer Faktor ist. Da nur Elektronen mit einer großen Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort eine Wechselwirkung mit der Kernladungsverteilung haben, können nur Übergänge einen Feldeffekt aufweisen, bei denen s-Elektronen beteiligt sind. Auch $p_{1/2}$ -Elektronen erfahren einen kleinen Feldeffekt. Zustände mit höherem Drehimpuls sehen den Kern nur als Punktladung. Verantwortlich für das Auftreten eines Feldeffektes ist in dem elektronischen Faktor E_i die Änderung der gesamten Elektronendichte am Kernort durch den Übergang i .

$$E_i = \pi a_0^3 \Delta |\psi(0)|_i^2 / Z \quad (7)$$

a_0 ist der Bohr'sche Radius.

Verschiedene Autoren /ROS 32/, /RAC 32/, /BOD 53/, /HEI 74/, /BAU 76/ zeigten, daß hinsichtlich der Unsicherheiten in der Bestimmung der anderen Faktoren der Kernfaktor $C^{AA'}$ in guter Näherung proportional zur Änderung des mittleren quadratischen Ladungsradius ist.

$$C^{AA'} \sim \delta \langle r^2 \rangle^{AA'} \quad (8)$$

Der Proportionalitätsfaktor ist eine bekannte Funktion der Kernladungszahl, so daß $C^{AA'}$ faktorisiert wird zu

$$C^{AA'} = f(Z) \delta \langle r^2 \rangle^{AA'} \quad (9)$$

$f(Z)$ ist eine mit Z steigende Funktion, welche die endliche Ausdehnung des Kerns sowie relativistische Korrekturen für E_i berücksichtigt /HEI 74/. Die Werte für $f(Z)$ können aus Berechnungen von Babushkin /BAB 63/ entnommen werden.

Die Isotopieverschiebung lautet nun

$$\begin{aligned} \delta v_i^{AA'} &= M_i \frac{A - A'}{A A'} + E_i f(Z) \delta \langle r^2 \rangle^{AA'} \\ &= M_i \frac{A - A'}{A A'} + F_i \delta \langle r^2 \rangle^{AA'} \end{aligned} \quad (10)$$

Eine realistische Bestimmung der Elektronendichte $|\psi(0)|^2$ am Kernort ist nur für alkaliähnliche s-Elektronen-Konfigurationen möglich. Experimentell kann man $|\psi(0)|^2$ aus der magnetischen Hyperfeinstrukturaufspaltung oder über die Goudsmit-Fermi-Segré-Formel aus der Feinstruktur erhalten. Die Berücksichtigung des $p_{1/2}$ -Elektrons in einem ns-np-Übergang erfolgt durch die Einführung eines Abschirmfaktors β , der aus Hartree-Fock-Rechnungen mit einem Fehler von einigen Prozent berechnet werden kann /HEI 74/. Dieser Faktor berücksichtigt auch die Änderung der Abschirmung der Rumpfelektronen durch den Übergang eines s-Elektrons in einen p-Zustand. Berechnungen der Elektronendichte $|\psi(0)|^2$ für einen ns^2 - $nsnp$ -Übergang sind sehr viel unsicherer, so daß, wenn möglich ein empirischer Weg einzuschlagen ist, der auch andere Methoden zur Bestimmung von $\delta \langle r^2 \rangle$ mit einbezieht, wie dies z.B. über den King-Plot mit BaII für den elektronischen Faktor F_i in BaI möglich ist.

Schreibt man die Isotopieverschiebung nach (10) für zwei verschiedene optische Übergänge $i = 1, 2$ und eliminiert daraus $\delta \langle r^2 \rangle^{AA'}$, so erhält man

$$\frac{A A'}{A - A'} \cdot \delta v_1^{AA'} = \frac{F_1}{F_2} \frac{A A'}{A - A'} \cdot \delta v_2^{AA'} + (M_1 - \frac{F_1}{F_2} M_2) \quad (11)$$

Trägt man nun in einem Diagramm die modifizierten Isotopieverschiebungen $\frac{AA'}{A-A'} \cdot \delta v_i^{AA'}$ der beiden Linien in einem sogenannten King-Plot gegeneinander auf, so ergibt sich eine Gerade, in der die beiden King-Parameter $\frac{F_1}{F_2}$ die Steigung und $(M_1 - \frac{F_1}{F_2} M_2)$ den Achsenabschnitt dieser Geraden bedeuten. Durch dieses Vorgehen erhält man aus dem bekannten elektronischen Faktor und Masseneffekt des Übergangs 1 die entsprechenden Werte des Übergangs 2. Setzt man voraus, daß bei der Isotopieverschiebung von K-Röntgenstrahlen und myonischen Röntgenstrahlen das gleich $\delta \langle r^2 \rangle$ gemessen wird, so kann der King-Plot auch mit diesem Verfahren kombiniert werden. Ist ein solcher Vergleich möglich, so kann wegen des verschwindenden spezifischen Masseneffektes bei myonischen bzw. K-Röntgenübergängen der des optischen Übergangs entsprechend genau bestimmt werden. Auf diese Art und Weise kann die Konsistenz der verschiedenen Daten geprüft werden.

Bei dem Vergleich optischer und myonischer Daten muß beachtet werden, daß durch das tiefere Eintauchen des Myons in den Kern dieses empfindlicher auf die Form der Ladungsverteilung im Innern ist. Deshalb werden mit der myonischen Isotopieverschiebung keine $\delta \langle r^2 \rangle$ bestimmt, sondern sogenannte Barrett-Momente $\delta \langle r^K e^{-\alpha r} \rangle$ /BAR 77/, /ENG 74/. In diesen Barrett-Momenten ist K eine vom Übergang des Myons abhängige Zahl zwischen 1.4 und 4. Für einen $2p_{1/2} 1s_{1/2}$ -Übergang ist $K = 2.208$ und $\alpha = 0.03661 + 1.4194 \cdot 10^{-3} \cdot Z$. Dies bedeutet, daß ein sinnvoller Vergleich optischer und myonischer Daten nur über eine Modellannahme für die Ladungsverteilung des Kerns möglich ist. Aus diesem Grund scheint es besser zu sein für die Bestimmung des elektronischen Faktors und des Masseneffektes Werte aus elektronischen Röntgenstrahlen heranzuziehen, soweit ausreichend genaue Daten greifbar sind.

6. Hyperfeinstruktur und Kernmomente

Die Aufspaltung der Feinstrukturterme in Hyperfeinstrukturkomponenten erklärt sich aus der zusätzlichen Wechselwirkung der Elektronenhülle mit höheren elektromagnetischen Multipolmomenten der Kerne mit $I \neq 0$. Im wesentlichen tragen hierzu das magnetische Dipolmoment $\vec{\mu}_I$ und das elektrostatische Quadrupolmoment Q bei. Höhere Multipolmomente wurden schon nachgewiesen, jedoch sind diese Beiträge normalerweise so klein, daß sie nur bei sehr hoher Meßgenauigkeit nachgewiesen werden können.

Das magnetische Dipolmoment $\vec{\mu}_I$, das in Richtung des Kerndrehimpulses I liegt, wechselwirkt mit dem von den Elektronen am Kernort erzeugten Magnetfeld $\overline{H(0)}$, welches für ein Elektron antiparallel zu seinem Drehimpuls J steht. Die Drehimpulse J und I koppeln zum Gesamtdrehimpuls F mit $m_F = F, F-1, \dots, -F$. Es entstehen hierbei für $J > I$ ($2I + 1$) und für $J < I$ ($2J + 1$) Hyperfeinniveaus. Es ergibt sich je nach Gesamtdrehimpuls F die bekannte zusätzliche Energie zum ungestörten Feinstrukturniveau.

$$W_F = \frac{\overline{H(0)} \mu_I}{2 \cdot I \cdot J} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]$$

Die Größe $\frac{\overline{H(0)} \mu_I}{I \cdot J}$ wird A-Faktor genannt, so daß

$$W_F = \frac{A}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]$$

geschrieben werden kann.

Betrachtet man den Kern als ausgedehnte Ladungsverteilung, so ergibt sich durch die Wechselwirkung des Kernquadrupolmomentes mit dem elektrischen Feldgradienten am Kernort eine Energieverschiebung der Hyperfeinstruktur-niveaus

$$W_Q = \frac{e Q V_{zz}(0)}{4} \cdot \frac{\frac{3}{2} K(K+1) - 2J(J+1) I(I+1)}{J(2J-1) I(2I-1)}$$

mit $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$.

Es bedeuten $V_{zz}(0)$ der elektrische Feldgradient der Elektronen und Q das elektrische Quadrupolmoment des Kerns. Der Ausdruck $e Q V_{zz}(0)$ wird als B-Faktor bezeichnet, so daß

$$W_Q = \frac{B}{4} \frac{\frac{3}{2} K(K+1) - 2J(J+1) I(I+1)}{J(2J-1) I(2I-1)}$$

lautet.

Für Kerne mit $I = 1/2$ oder atomare Niveaus mit $J = 1/2$ verschwindet die Quadrupolwechselwirkung.

Zur Bestimmung der beiden Momente μ_I und Q aus dem A- bzw. B-Faktor muß das Magnetfeld $\overline{H(0)}$ bzw. der Feldgradient $V_{zz}(0)$ der Elektronen bekannt sein. Diese Werte für Mehrelektronensysteme zu berechnen, ist sehr schwierig und deshalb mit entsprechenden Fehlern behaftet. Eine genauere Methode als durch Rechnung aus der Hyperfeinstrukturaufspaltung μ_I zu bestimmen, ist die Verwendung von experimentellen Ergebnissen. Mit einem genauen Wert für μ_I eines Isotops kann aus dem A-Faktor desselben das mittlere magnetische Feld der Elektronen am Kernort

bestimmt werden, womit man das magnetische Dipolmoment des Kerns für andere Isotope aus dem selben Übergang bestimmen kann. Um Quadrupolmomente aus den B-Faktoren zu erhalten, kann man in der gleichen Weise wie beim magnetischen Moment vorgehen.

6.1 Korrekturen an μ_I und Q

Bei der Berechnung von μ_I aus dem A-Faktor wurde davon ausgegangen, daß das magnetische Dipolmoment punktförmig im Ursprung des Kerns vorliegt, da nur das Magnetfeld der Elektronen an diesem Punkt berücksichtigt wurde. Wird jedoch eine räumliche Verteilung von μ_I angenommen, die von Isotop zu Isotop verschieden sein kann, so muß ein entsprechend anderer Mittelwert für das Magnetfeld eingesetzt werden. Der Effekt ist proportional zum mittleren quadratischen Radius der Verteilung des magnetischen Moments /KU 69/. Da das magnetische Moment des Kernes in der Hauptsache von einem ungepaarten Neutron oder Proton herrührt, kann dieser Korrekturfaktor je nach dem Zustand bzw. der Kopplung des ungepaarten Nukleons im Kern von einem Isotop zum anderen sehr unterschiedlich sein. Dieser Effekt ist nur für schwere Elemente von Bedeutung und beträgt dort maximal 3 %. Höhle et al. /HÖH 76/ bestimmten für den Übergang BaII BaII ($6s\ S_{1/2} - 6p\ P_{1/2(3)}$) zwischen ^{135}Ba und ^{133}Ba die differentielle Hyperfeinanomale $^{133}\Delta^{135}(\text{BaII}, 6s\ ^2S_{1/2}) \approx 4 \cdot 10^{-3}$. Hierbei ist zu bedenken, daß für diese beiden Isotope ein Wechsel von $I = 3/2$ nach $I = 1/2$ stattfindet, sich das ungepaarte Neutron also jeweils in einer anderen Unterschale befindet. So sollte z.B. zwischen ^{133}Ba und ^{131}Ba bzw. ^{135}Ba und ^{137}Ba die differentielle Hyperfeinanomale kleiner sein, wie es auch in /LUT 78/ mit $^{135}\Delta^{137}(\text{BaI}, 6p\ ^3P_1) = -2.5(0.3) \cdot 10^{-4}$ und $^{135}\Delta^{137}(\text{BaII}, 6s\ ^2S_{1/2}) = -2.83(0.06) \cdot 10^{-4}$ bestätigt wird.

Bei der Herleitung der Energieverschiebung der Hyperfeinstruktur-niveaus durch den B-Faktor, also durch die Wechselwirkung des Quadrupolmomentes mit dem Feldgradienten der Elektronen, wurde davon ausgegangen, daß die abgeschlossenen Schalen keinen Beitrag zum Feldgradienten leisten. Tatsächlich polarisieren jedoch die Valenzelektronen die abgeschlossenen Schalen, so daß diese alle zum Feldgradienten beitragen. Um diesen Effekt anschaulich erklären zu können, kann man aber auch sagen, das Quadrupolmoment des Kerns polarisiert die Schalen, so daß diese die Quadrupolwechselwirkung des Kerns mit den Valenzelektronen abschirmen oder verstärken /FIS 70/. Verdeutlichen läßt sich dieser Effekt an einer geladenen Kugelschale in deren Mittelpunkt sich der nicht kugelsymmetrische Kern befindet. Nimmt man eine starre Schale mit beweglicher Ladung an, so sammelt sich die Elektronenladung an den Stellen, die der Kern-

ladung am nächsten sind. Dies bedeutet aber, daß das Valenzelektron ein vergrößertes Quadrupolmoment sieht. Nimmt man die Elektronen fest auf der Oberfläche der Kugelschale an, diese aber deformierbar, so ändert die Schale ihre Form derart, daß das Quadrupolmoment sich für die Valenzelektronen verringert. Der Effekt dieser Korrektur hängt von der jeweiligen Elektronenkonfiguration ab.

Eine quantenmechanische Berechnung dieser Rumpfpolarisation der Elektronen wurde zuerst von Sternheimer durchgeführt /STE 71/. Dies ergibt die sogenannte Sternheimerkorrektur. In der Berechnung Sternheimers ergeben sich auf Grund der Quadrupolwechselwirkung eines Rumpfelektrons mit dem elektrostatischen Feld des Kerns in erster Ordnung Störungstheorie Beimischungen zu den ungestörten Wellenfunktionen derart, daß einem s-Elektron d-Wellen, einem p-Elektron p- und f-Wellen und einem d-Elektron d-, s- und g-Wellen beigemischt werden. Jede dieser Beimischungen induziert ein Quadrupolmoment Q_i , welches für das außen liegende Valenzelektron eine zusätzliche Energieverschiebung ΔW_{Q_i} auf Grund der Quadrupolwechselwirkung ergibt. Für die Hyperfeinstrukturaufspaltung ergibt sich also

$$\Delta W_{Q+\sum_i Q_i} = \Delta W_Q + \sum_i \Delta W_{Q_i} \quad (1)$$

In dieser Näherung ist der Quotient

$$\frac{-\Delta W_{Q_i}}{\Delta W_Q} = R_i \quad (2)$$

eine Konstante /STE 71/, so daß

$$\Delta W_{Q+\sum_i Q_i} = \Delta W_Q (1 - \sum_i R_i) \quad (3)$$

woraus für das Quadrupolmoment folgt

$$Q_{\text{exp}} = Q_{\text{Kor}} (1-R), \quad R = \sum_i R_i \quad (4)$$

Diese Sternheimer Korrektur ist jedoch bis heute in der Hauptsache für Alkaliatome berechnet und für den in dieser Arbeit untersuchten Übergang in Barium nicht durchgeführt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß eine in erster Ordnung Störungstheorie berechnete Sternheimerkorrektur nur von der Elektronenkonfiguration abhängt. Dies bedeutet weiter, daß die aus den B-Faktoren der Hyperfeinstruktur abgeleiteten Verhältnisse von Quadrupolmomenten für verschiedene Isotope und Isomere eines Elementes nicht von der Sternheimerkorrektur betroffen sind. Somit können über die Verhältnisse der Quadrupolmomente genauere Aussagen als über ihre Absolutwerte gemacht werden.

7. Bestimmung der mittleren quadratischen Radien und der Kernmomente

Aus den in Tab. 1 gelisteten Differenzfrequenzen ergeben sich für die geraden Isotope direkt die Isotopieverschiebung $\Delta\nu_{is}$, während für die ungeraden Isotope der Schwerpunkt der Hyperfeinstrukturaufspaltung nach

$$\Delta W_F = \Delta\nu_{is} + \frac{A}{2} K + \frac{B}{4} \frac{K(K+1) - 2J(J+1) I(I+1)}{J(2J-1) I(2I-1)} \quad (1)$$

$$\text{mit } K = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)$$

errechnet wird.

Kerne mit $I = 1/2$ haben kein spektroskopisches Quadrupolmoment, so daß der Summand mit dem B-Faktor entfällt. Die Werte für die Isotopieverschiebung $\Delta\nu_{is}$ sind in Tab. 2, die A- und B-Faktoren in Tab. 3 zu finden.

Zur Ableitung des mittleren quadratischen Radius $\delta\langle r^2 \rangle$ müssen wir für den Übergang $^1S_0 - ^1P_1$ in BaI nach Gl. (11) den Masseneffekt, der die Summe aus spezifischem und normalem Masseneffekt ist, sowie den Faktor F_i bestimmen. Zu diesem Zweck werden die Werte von Fischer et al. /FIS 74/ für das einfach ionisierte Bariumatom herangezogen, um über das in Kap. 5 beschriebene Verfahren eines King-Plots auf den Resonanzübergang umgerechnet zu werden. Gleichung (11) in Kap. 5 lautet für Barium mit $A' = 138$ als Referenzisotop und $i = 1$ für den Übergang mit $\lambda = 553.6$ nm in BaI und $i = 2$ für $\lambda = 493.4$ nm in BaII.

$$\delta\nu_i^{AA'} = (N_i + S_i) \frac{A-A'}{2} \frac{138 \cdot 136}{A A'} + F_i \delta\langle r^2 \rangle^{AA'} \quad (2)$$

Der normale Masseneffekt N_i läßt sich leicht nach Gl.(3) Kap. 5 bestimmen zu $N_1 = 31.45$ MHz und $N_2 = 35.26$ MHz. Trägt man die Werte der modifizierten Isotopieverschiebung $\delta v_i^{AA'} \cdot \frac{A \cdot A'}{138 \cdot 136} \frac{2}{(A-A')}$ in einem King-Diagramm auf, so liegen diese, wie aus Abb. 20 ersichtlich, sehr genau auf einer Geraden. Dies zeigt die ausgezeichnete Konsistenz der beiden Messungen. Aus der Steigung der Geraden erhält man das Verhältnis der beiden Faktoren F_1 und F_2 zu

$$F_1/F_2 = 0.789$$

Aus dem von Fischer et al. aus Hartree-Fock-Rechnungen ermittelten Wert von $F_2 = -4980$ MHz fm^{-2} ergibt sich

$$F_1 = -3929$$
 MHz fm^{-2}

Für die totalen Masseneffekte der beiden Übergänge ergibt sich aus dem King-Plot die Relation

$$M_1 = 13.84 + 0.789 M_2$$

Fischer et al. errechnete mit Hartree-Fock einen spezifischen Masseneffekt $S_2 = -44.4$ MHz, wobei über den Fehler keine Aussage möglich war. Mit diesem Wert ist nach dem King-Plot $S_1 = -24.83$ MHz. Für die Berechnung der $\delta \langle r^2 \rangle$ aus dem BaII $\lambda = 493.4$ nm Übergang wurde der spezifische Masseneffekt als Null mit einem Fehler von ± 30 MHz angenommen. Für $S_1 = 0$ MHz wird $S_2 = 10.21$ MHz.

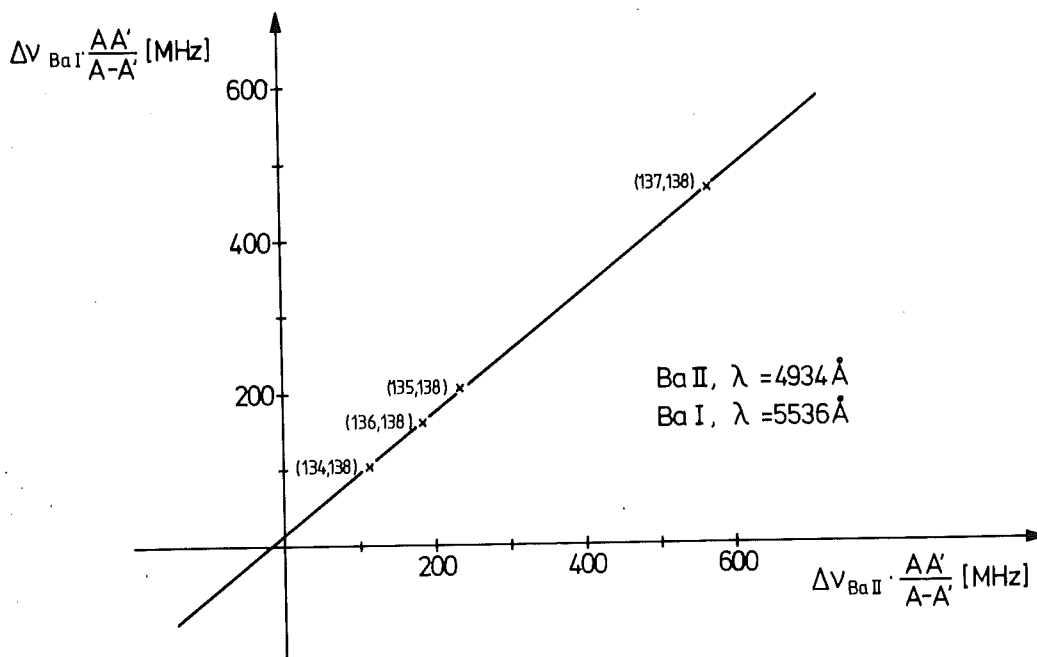


Abb. 20: King-Plot der Isotopieverschiebung von BaII und BaI

Aus diesen Abschätzungen heraus scheint es durchaus sinnvoll zu sein, in BaI den spezifischen Masseneffekt auch Null zu setzen:

$$S_1 = 0. \pm N_1$$

Dies stimmt auch mit den bei Heilig und Streudel /HEI 74/ beschriebenen Abschätzungen des spezifischen Masseneffektes eine ns^2 - $nsnp$ -Übergangs überein, worin dieser höchstens wenig größer als der normale Masseneffekt erwartet wird. Um Übereinstimmung mit den leider nur zwischen zwei Isotopenpaaren vorhandenen myonischen Daten /ENG 74/ zu erhalten, wird in /BAI 78/ ein sehr großer spezifischer Masseneffekt angenommen. Die gute Übereinstimmung mit kernspektroskopischen Daten unter Berücksichtigung einer Isotopieverschiebungsdiskrepanz $\eta = 0.6$, wie sie auch für Xenon /FIS 74/ gefunden wurde, spricht jedoch auch für einen kleinen spezifischen Masseneffekt. Auf diese Abweichung der mittleren quadratischen Radien, welche durch den Faktor η eingeht, vom $A^{1/3}$ Gesetz wird im späteren Verlauf noch eingegangen.

Ein Vergleich mit der Isotopieverschiebung von K_α -Röntgenstrahlen an Bariumisotopen /SUM 69/ ist wenig informativ, da diese mit einem zu großen Fehler behaftet sind.

Die erhaltenen Werte für $\delta\langle r^2 \rangle$, deren Fehler sich aus der Unsicherheit des spezifischen Masseneffektes ergeben, sind in Abb. 21 dargestellt. In der Tab. 2 sind außerdem die Verhältnisse der Isotopieverschiebungskonstanten $C_{\text{exp}}/C_{\text{unif}}$ gegeben. C_{unif} ergibt sich für eine homogen geladene Kugel mit dem Radius $R = 1.2 A^{1/3}$ fm. Von dem großen Fehler des spezifischen Masseneffektes nicht beeinflusst sind die Werte für die Isomerieverschiebung. Hierfür ergibt sich:

$$\begin{aligned} \Delta\nu(^{135m}\text{Ba} - ^{135g}\text{Ba}) &= 99.2(10) \text{ MHz} & \delta\langle r^2 \rangle &= 2.53(3) \cdot 10^{-2} \text{ fm}^2 \\ \Delta\nu(^{133m}\text{Ba} - ^{133g}\text{Ba}) &= 47.8(12) \text{ MHz} & \delta\langle r^2 \rangle &= 1.22(3) \cdot 10^{-2} \text{ fm}^2 \\ \Delta\nu(^{129m}\text{Ba} - ^{129g}\text{Ba}) &= -50.4(20) \text{ MHz} & \delta\langle r^2 \rangle &= -1.28(5) \cdot 10^{-2} \text{ fm}^2 \end{aligned}$$

Die Ergebnisse der Isomere ^{135m}Ba und ^{133m}Ba stehen mit der Tatsache im Einklang, daß beim Übergang eines Nukleons in einen Zustand mit höherem Drehimpuls der Kern größer wird, da in diesem Fall das Neutronloch von der $d_{3/2}$ - bzw. $s_{1/2}$ -Schale in die $h_{11/2}$ -Schale springt. Dieser Vorstellung widerspricht das Verhalten des Isomers von ^{129}Ba .

Zur Berechnung des magnetischen Dipolmomentes aus dem A-Faktor wurden Präzisionsmessungen von Olschewski /OLS 72/ herangezogen. Aus dem Vergleich des Verhältnisses der A-Faktoren von ^{137}Ba und ^{135}Ba mit anderen Messungen und dem

Tabelle 2: Isotopieverschiebungen und mittlere quadratische Radien

Nukleonen- Zahl	$\Delta\nu$ MHz	$\Delta\nu_F$ MHz	$\delta\langle r^2 \rangle$ 10^{-2} fm^2	$C_{\text{exp}}/C_{\text{unif}}$
140	-880. ^a	-911. ^a	23.2 ^a	
138	0.			
137	215.0(7)	231(16)	- 5.9(4)	0.520
136	128.9(5)	160(32)	- 4.1(8)	0.180
135g	260.9(7)	308(48)	- 7.9(12)	0.230
135m	161.7(7)	209(48)	- 5.3(12)	0.154
134	143.0(5)	207(64)	- 5.3(16)	0.115
133g	249.9(9)	330(81)	- 8.4(20)	0.145
133m	202.1(6)	282(81)	- 7.2(20)	0.124
132	167.9(5)	265(97)	- 6.8(24)	0.097
131	249.2(13)	363(114)	- 9.3(29)	0.113
130	207.3(7)	339(132)	- 8.6(33)	0.091
129g	312.3(15)	461(150)	-11.8(38)	0.110
129m	362.7(10)	512(150)	-13.0(38)	0.122
128	271.1(8)	438(167)	-11.1(42)	0.093
126	355.8(6)	559(204)	-14.2(51)	0.098

a) aus /FIS 74/

Verhältnis der gemessenen magnetischen Momente läßt sich die Konsistenz der Werte belegen. Für unser Experiment ergibt sich

$$A_{137}/A_{135} = 1.117(8) \quad \text{nach Tab. 3}$$

Aus Levelcrossing Experimenten am 1P_1 -Zustand fanden Kluge und Sauter /KLU 74/

$$A_{137}/A_{135} = 1.121(5)$$

Das Verhältnis der magnetischen Momente bestimmte Olschewski /OLS 72/

$$\mu_{137}/\mu_{135} = 1.11865(3)$$

das auch mit Ergebnissen aus Kerninduktionsmessungen (1.11868(6), /WAL 56/) übereinstimmt.

Tabelle 3: A- und B-Faktoren sowie magnetische Momente μ_I und spektroskopische Quadrupolmomente Q relativ zu $^{137,135}\text{Ba}$

Nukleonen- Zahl	A MHz	B MHz	μ_I/μ_N	Q eb
137	-109.8(5)	49.7(5)	0.93582(2) ^{a)}	0.28(3) ^{b)}
135g	- 98.3(5)	32.5(4)	0.83656(2) ^{a)}	0.18(2) ^{b)}
135m	32.0(1)	210.1(⁺³³ ₋₁₂)	-0.999 (2)	1.16(⁺³ ₋₂)
133g	273.3(8)		-0.776 (2)	
133m	29.1(13)	196.0(12)	-0.910 (40)	1.08(3)
131	249.2(20)		-0.707 (6)	
129g	139.9(21)		-0.397 (6)	
129m	- 46.7(3)	351.2(20)	+0.928 (5)	1.94(3)

a) aus /OLS 72/ b) aus /MAP 76/

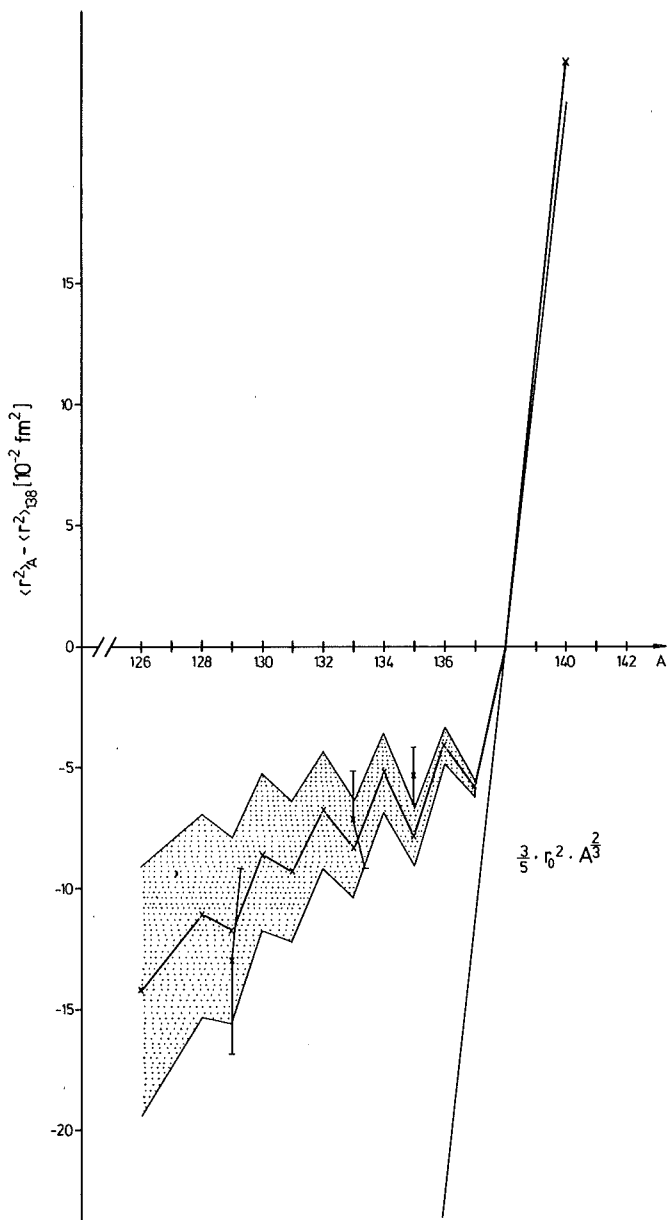


Abb. 21: Verlauf der mittleren quadratischen Radien der Kernladungsvorteilung relativ zu ^{138}Ba . Die gerade Linie zeigt die für eine homogene geladene Kugel mit $R_0 = r_0 A^{1/3}$ erwarteten Werte

Die Absolutwerte lauten /OLS 72/

$$\mu_{127} = 0.93582(2) \mu_K$$

$$\mu_{135} = 0.83656(2) \mu_K$$

Die hieraus abgeleiteten Werte für die ungeraden Isotope sind in Tab. 3 aufgeführt. Die Hyperfeinanomalie wurde dabei nicht berücksichtigt. Zur Berechnung der elektrischen Quadrupolmomente wurden bekannte Werte von Ma und zu Putlitz /MAP 76/ herangezogen. Diese sind

$$Q_{137} = 0.28(3) \text{ eb}$$

$$Q_{135} = 0.18(2) \text{ eb}$$

Bei diesen Werten sowie bei den daraus abgeleiteten Werten in Tab. 3 ist keine Sternheimerkorrektur berücksichtigt, da diese für die hier vorliegende Elektronenkonfiguration noch nicht berechnet wurde. Da, wie in Kap. 6.1 gezeigt wurde, die Verhältnisse der Quadrupolmomente nicht von der Sternheimerkorrektur berührt werden, können hierüber genauere Aussagen gemacht werden.

Ma und zu Putlitz bestimmten für BaI, $6s6p \ ^1P_1$

$$B_{137}/B_{135} = 1.4(5)$$

Für BaI $6s6p \ ^3P_1$ ist nach /ZPU 63/

$$B_{137}/B_{135} = 1.537(2)$$

Aus der Hyperfeinstrukturaufspaltung des BaI $6s6p \ ^1P_1$ -Niveaus wurde in dieser Arbeit

$$B_{137}/B_{135} = 1.53(3)$$

gefunden.

8. Diskussion

8.1 Isotopieverschiebung

Die Werte $\delta \langle r^2 \rangle$ aus der Isotopieverschiebung ergeben einen deutlich flacheren Verlauf mit abnehmender Neutronenzahl als dies für eine homogen geladene Kugel ($R_0 \approx 1.2 A^{1/3}$) nach dem $A^{1/3}$ -Gesetz erwartet wird (siehe Abb. 21). Diese Abweichung kann man versuchsweise zunächst einer zunehmenden Deformation des Kerns zuschreiben. Für einen axialsymmetrischen Kern mit β als Deformationsparameter ergibt sich für den mittleren quadratischen Radius des deformierten Kerns die Beziehung

$$\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_0 \left(1 + \frac{5}{4\pi} \beta^2 \right) \quad (1)$$

wobei

$$\langle r^2 \rangle_0 = \frac{3}{5} R_0^2 = \frac{3}{5} r_0^2 A^{2/3}$$

der mittlere quadratische Radius einer sphärischen Ladungsverteilung ist. Geht man davon aus, daß $\langle r^2 \rangle_0$ dem $A^{1/3}$ -Gesetz mit einem konstanten r_0 folgt, so läßt sich dieser Parameter aus den für ein Isotop bekannten Werten von $\langle r^2 \rangle$ und β bestimmen.

Für ^{138}Ba mit einer abgeschlossenen Neutronenzahl ($N = 82$) ist der mittlere quadratische Radius sehr genau aus der Elektronenstreuung /DEJ 74/ bekannt:

$$\langle r^2 \rangle_{138}^{1/2} = 4.836 \text{ fm}$$

Bei einem gg-Kern besteht zwischen der Deformation β und den reduzierten E2-Übergangswahrscheinlichkeiten die Relation /REE 71/, /CLI 72/

$$\sum_i B(E2, 0 \rightarrow i) = \left(\frac{3}{4\pi} Z e R_0^2 \right)^2 \beta^2 \quad (2)$$

Nimmt man die ganze E2-Stärke im 2_1^+ -Zustand konzentriert an, so reduziert sich die Summe auf den $B(E2, 0^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Wert, aus dem die in Tab. 4 aufgeführten β_{trans} für die geraden Bariumisotope berechnet wurden.

⁺) Genau genommen ergibt sich in einem triaxialen Kern für β eine Abhängigkeit von dem Asymmetrieparameter γ /DAV 58/ (siehe auch Gl. (6)), so daß eigentlich in Gl. (2) ein β_{eff} bestimmt wird. Da jedoch dieser Effekt für $\gamma=15-24^\circ$ nur 5-7 % ausmacht /DAV 58/, wurde um Verwirrung zu vermeiden, keine andere Bezeichnung eingeführt.

Mit dem aus $\beta_{138} = 0.090$ und $\langle r^2 \rangle_{138}^{1/2}$ ermittelten r_0 wurden die in Tab. 4 aufgelisteten Werte von $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$ und $\delta \langle \beta^2 \rangle = \langle \beta^2 \rangle - \langle \beta^2 \rangle_{138}$ nach Gleichung (1) errechnet. Bei dem Vergleich dieser Werte mit den aus den B(E2)-Werten erhaltenen Deformationen erkennt man, daß zur Erklärung der $\delta \langle r^2 \rangle$ in der Isotopieverschiebung viel zu große Deformationen notwendig sind, die mit kernspektroskopisch abgeleiteten Werten in keiner Weise verträglich sind. Bei diesem Vergleich zeigt sich die sogenannte Isotopieverschiebungsdiskrepanz /BOD 58/ die in allen Massenbereichen anzutreffen ist. Auch bei den myonischen Daten zeichnet sich dieser Effekt ab, daß für einen sphärischen Kern mit abnehmender Neutronenzahl der Radius des Kerns nicht dem $A^{1/3}$ -Gesetz folgt /ENG 74/. Der Isotopieverschiebungsdiskrepanz kann durch die Einführung eines zusätzlichen Terms $\delta \langle \tilde{r}^2 \rangle$ Rechnung getragen werden.

$$\delta \langle r^2 \rangle = \delta \langle r^2 \rangle_0 + \delta \langle \tilde{r}^2 \rangle + \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_0 \delta \langle \beta^2 \rangle \quad (3)$$

In Tab. 4 wurden die $\delta \langle \tilde{r}^2 \rangle$ unter Verwendung der sich aus den B(E2)-Werten ergebenden Deformationsparameter β_{trans} errechnet. Dieser zusätzliche Term ist ein ungefähr konstanter Bruchteil des sich nach dem $A^{1/3}$ -Gesetz ergebenden $\langle r^2 \rangle_0$. Deshalb kann man die Isotopieverschiebungsdiskrepanz auch durch einen Faktor $\eta \approx 0.6 - 0.7$ /BOD 58/ in

$$\delta \langle r^2 \rangle = \eta \delta \langle r^2 \rangle_0 + \langle r^2 \rangle_0 \frac{5}{4\pi} \delta \langle \beta^2 \rangle \quad (4)$$

berücksichtigen. In Tab. 4 sind die $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$ -Werte für $\eta = 0.6$ im Vergleich zu β_{trans} aus den B(E2)-Daten eingetragen. Es zeigt sich hier eine sehr gute Übereinstimmung, wie sich auch für denselben Wert von η in den Messungen an Xenon-isotopen erhalten /FIS 74a/ wurde. Dieses Ergebnis unterstützt auch die Annahme des verschwindenden spezifischen Masseneffektes in der hier untersuchten Bariumlinie, da sich sonst ein anderer Wert für η einstellen würde.

Für eine Erklärung dieser Abweichung, die eine Beeinflussung der Protonen durch eine Änderung der Neutronenzahl sichtbar macht, kann das folgende Wechselspiel betrachtet werden. Befindet sich das Neutron im Innern des Kerns, so werden die Protonen nach innen gezogen, befindet es sich außen, so werden sie nach außen gezogen. Erst durch die Einführung einer dichteabhängigen effektiven Neutron-Proton-Wechselwirkung wird dieses empfindliche Gleichgewicht dahingehend beeinflusst, daß durch die Hinzunahme von Neutronen der mittlere quadratische Kernladungsradius entsprechend vergrößert wird /BAR 66/, /BRO 70/.

Tabelle 4: Staggering Parameter γ_{stag} , Deformationen und $\delta\langle r^2 \rangle$

A	γ_{stag}	$\delta\langle\beta^2\rangle$ 10^{-2}	$\langle\beta^2\rangle$	$\beta_{\text{trans}}^{\text{a)}$	$\langle\beta^2\rangle^{1/2}$ $\eta = 0.6$	$\delta\langle\tilde{r}^2\rangle$ 10^{-2} fm^2
138			0.090	0.090(2)		0
137	-0.88	0.59(5)	0.118		0.076	
136		2.02(9)	0.168	0.125(2)	0.123	11.5
135g	-4.33	2.86(13)	0.192		0.136	
135m	-0.17	3.13(13)	0.199		0.146	
134		4.41(18)	0.229	0.160(2)	0.170	23.9
133g	-2.13	5.35(22)	0.248		0.182	
133m	-0.53	5.48(22)	0.251		0.186	
132		6.83(27)	0.276	0.169	0.207	42.9
131	-0.78	7.87(33)	0.295		0.219	
130		9.28(37)	0.318	0.23 (1)	0.238	41.3
129g	-0.56	10.26(42)	0.333		0.247	
129m	-1.52	10.13(42)	0.331		0.245	
128		11.71(48)	0.354	0.26 (3)	0.265	50.8
126		14.14(59)	0.387	0.29 (3)	0.288	57.1

a) Die nach Gl. 2 benötigten $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ -Werte für β_{trans} wurden entnommen aus: für ^{132}Ba /KIS 63/, für den leider keine neuere Messung existiert, da sich dieser Wert in allen Vergleich als zu klein erweist; für $^{126,128}\text{Ba}$ /KUT 72/; sonst /CHR 72/

Phänomenologisch gibt die Isotopieverschiebungsdiskrepanz Auskunft über die endliche Kompressibilität des Kerns. Versucht man aus dem Faktor η das Kompressionsmodul K_A zu bestimmen, so erhält man für $\eta = 0.7$ ein K_A von ca. 50 MeV, wobei nur der Coulombeffekt berücksichtigt wurde /BOD 58/. Dieser Wert ist beträchtlich kleiner als theoretische Ergebnisse die jedoch meist für eine unendlich ausgedehnte Kernmaterie gelten. Für einen endlichen Kern kann wegen Oberflächen-, Symmetrie- und Coulombeffekten K_A größer als 50 MeV werden. Studien der Anregung der isoskalaren Monopolriesenresonanz /BLA 76/, welche eine direkte Folge der endlichen Kompressibilität des Kerns ist, ergeben $K_\infty \approx 210$ MeV.

Es muß jedoch bedacht werden, daß es ein Unterschied ist, ob die Kompressibilität der Kernmaterie bei konstanter Neutronen- und Protonenzahl, wie in der Monopolriesenresonanz, getestet wird, oder ob dies durch Hinzufügen bzw. Wegnahme von Neutronen dann aus der Änderung des Kernradius gefolgert wird. Im letzteren Fall beeinflußt man die Protonen-Neutronenwechselwirkung.

Einen interessanten Beitrag leistet das Droplet-Modell /MYE 69/, welches eine systematische Verfeinerung des Flüssigkeitstropfenmodells darstellt. Hierin wird die bekannte Weizsäcker'sche Massenformel um einige Terme erweitert, wobei die Parameter an über das ganze Periodensystem bekannte Kernmassen angepaßt wurden. Für eine genaue Diskussion des Droplet-Modells soll auf /MYE 77/ verwiesen werden. Dieses Modell gibt Werte für mittlere quadratische Radien $\langle r^2 \rangle_0$ der Kernladungsverteilung an. Die Ergebnisse einer solchen Rechnung sind in Tab. 5 für gerade Bariumisotope wiedergegeben. Die hierfür benötigten Parameter wurden in Anlehnung an /MYE 77/ und /MYE 74/ gewählt. Für den Kompressibilitätskoeffizienten wurde auf neueste Untersuchungen der Monopolriesenresonanz /BLA 76/ zurückgegriffen, die 210 MeV ergeben. Die mittleren quadratischen Radien sind für eine sphärische Fermiverteilung der Protonen und Neutronen mit der Kernradiuskonstante $r_0 = 1.18$ fm errechnet. Da in diesem Modell keine Deformation berücksichtigt ist, wurde die Differenz zwischen $\delta \langle r^2 \rangle_0$ des Droplet-Modells und den gemessenen $\delta \langle r^2 \rangle_{\text{exp}}$ einer Deformation nach Gl. (1) zugeschrieben. Die sich hieraus ergebenden Werte für $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$ sind in Spalte 5 der Tab. 5 eingetragen. Diesen Deformationen kann man die nach Gl. (2) aus den $B(E2)$ -Werten ermittelten β_{trans} gegenüberstellen.^{+) Die relativ geringen Abweichungen (siehe Abb. 22) deuten den Einfluß verschiedener Effekte wie z.B. Oberflächen-, Volumen- und Symmetrieeffekte auf den Verlauf der mittleren quadratischen Radien an, die eine Abweichung vom $A^{1/3}$ -Gesetz bewirken können. Eine durch die Deformation auftretende Beeinflussung der Parameter des Droplet-Modells /MYE 74/ ist außerdem nicht berücksichtigt.}

^{+) Zu beachten ist jedoch, daß dem Droplet-Modell eine leptoderme Verteilung, nämlich eine Fermiverteilung zu Grunde liegt, während Gl. (2) für ein homogen geladenes Sphäroid mit einem scharfen Rand gilt, so daß die beiden Deformationsparameter $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$ und β_{trans} verschieden definiert sind. Für schwere Kerne wie Barium besteht jedoch nur ein Unterschied von einigen Promille /BER 69/, so daß innerhalb der Meßfehler diese Werte gut miteinander vergleichbar sind.}

Tabelle 5: Das Droplet Modell im Vergleich mit experimentellen Ergebnissen

A	$\langle r^2 \rangle$ fm ²	$\delta \langle r^2 \rangle_{0^2}$ 10 ⁻² fm ²	$\delta \langle r^2 \rangle_{\text{exp}}$ 10 ⁻² fm ²	$\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$	β_{trans}
140	23.4262	11.79	23.2	0.143	
138	23.3083	0	0	0.090	0.090(2)
136	23.1907	-11.76	- 4.1	0.128	0.125(2)
134	23.0734	-23.50	- 5.3	0.167	0.160(2)
132	22.9563	-35.20	- 6.8	0.198	0.169
130	22.8397	-46.86	- 8.6	0.224	0.23 (1)
128	22.7234	-58.49	-11.1	0.246	0.26 (3)
126	22.6078	-70.05	-14.2	0.265	0.29 (3)

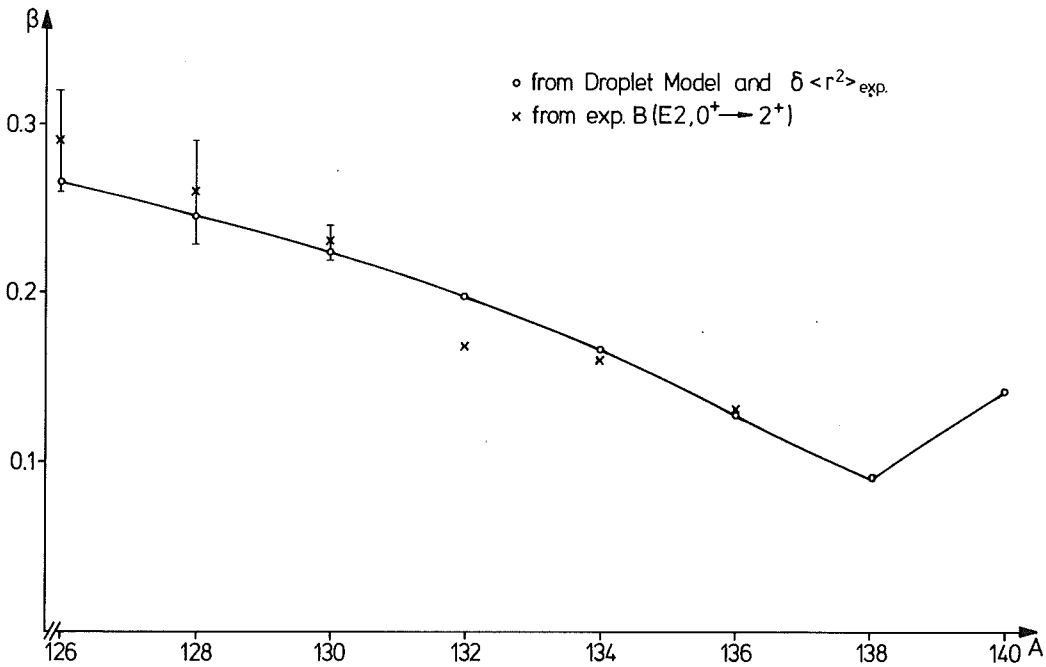


Abb. 22: Die Deformation der geraden Ba-Isotope aus dem Droplet-Modell verglichen mit Ergebnissen aus B(E2)-Werten

Anschaulich zeigt Abb. 22 das Minimum der Deformation der Kerne bei der abgeschlossenen Neutronenschale $N = 82$. So kann auch bei Barium für $N > 82$ auf ein Ansteigen der Deformation geschlossen werden, wie es schon in Ce, Nd und Sm /FIS 74a/ beobachtet wird. In der Umgebung von $N = 79$ der Nd-Isotope lassen neuere Untersuchungen der Niveauschemata einen Übergang von prolater zu oblater Deformation vermuten /GIZ 78c/.

In der mikroskopischen Behandlung der Kerne erhält man durch einen isospinabhängigen Anteil des Kernpotentials /BOH 69/ eine Abhängigkeit des Protonenpotentials von dem Neutronendefizit. So kann durch die Hinzunahme zweier Neutronen die Bindungsenergie der Protonen in der Weise verändert werden, daß die experimentelle Isotopieverschiebung wiedergegeben wird /PER 66/. Detailliertere Eigenschaften der Kerne, wie Schaleneffekte in der Isotopieverschiebung /BOD 59/, die sich z.B. in einem Minimum der Deformation zeigen können, oder auch das "odd-even-staggering" scheinen nur durch mikroskopische Überlegungen erklärbar zu sein.

In Abb. 21 sieht man das im Barium besonders ausgeprägte "odd-even-staggering". Offensichtlich sind die ungeraden Isotope alle kleiner als das leichtere benachbarte gerade Isotop. Dies äußert sich in zum Teil stark negativen Werten des Staggering-Parameters in Tab. 3. Der Staggering-Parameter γ_{stag} ist definiert als

$$\gamma_{\text{stag}} = \frac{\langle r^2 \rangle_{A+1} - \langle r^2 \rangle_A}{\frac{1}{2} (\langle r^2 \rangle_{A+2} - \langle r^2 \rangle_A)}, \quad A \text{ gerade} \quad (5)$$

zwar gibt der Blocking-Effekt, in dem die Grundzustandskorrelationen wegen des ungepaarten Teilchens verhindert werden, eine qualitative Erklärung für das Auftreten des "odd-even-staggerings". Jedoch ergeben theoretische Berechnungen an ^{137}Ba und ^{135}Ba /REE 71/ mit dem Paarungs-plus-Quadrupol-Modell einschließlich des Blockingeffektes selbst im Vorzeichen keine Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. In dem Verlauf der $\delta\langle r^2 \rangle$ mit abnehmender Neutronenzahl ist auch die sprunghafte Abnahme des odd-even-staggerings ab ^{131}Ba zu erkennen, welches auf das Absinken der Fermikante unter die $h 11/2$ -Schale zurückzuführen ist. Diese Eigenschaften der $\delta\langle r^2 \rangle$ werden in ähnlicher Art auch bei den neutronenarmen Kernen von Cs /HUB 78/ und Xe /HÜH 78/, /FIS 74a/ beobachtet, wie eine vergleichende Darstellung der mittleren quadratischen Radien von Ba, Cs und Xe in Abb. 23 zeigt.

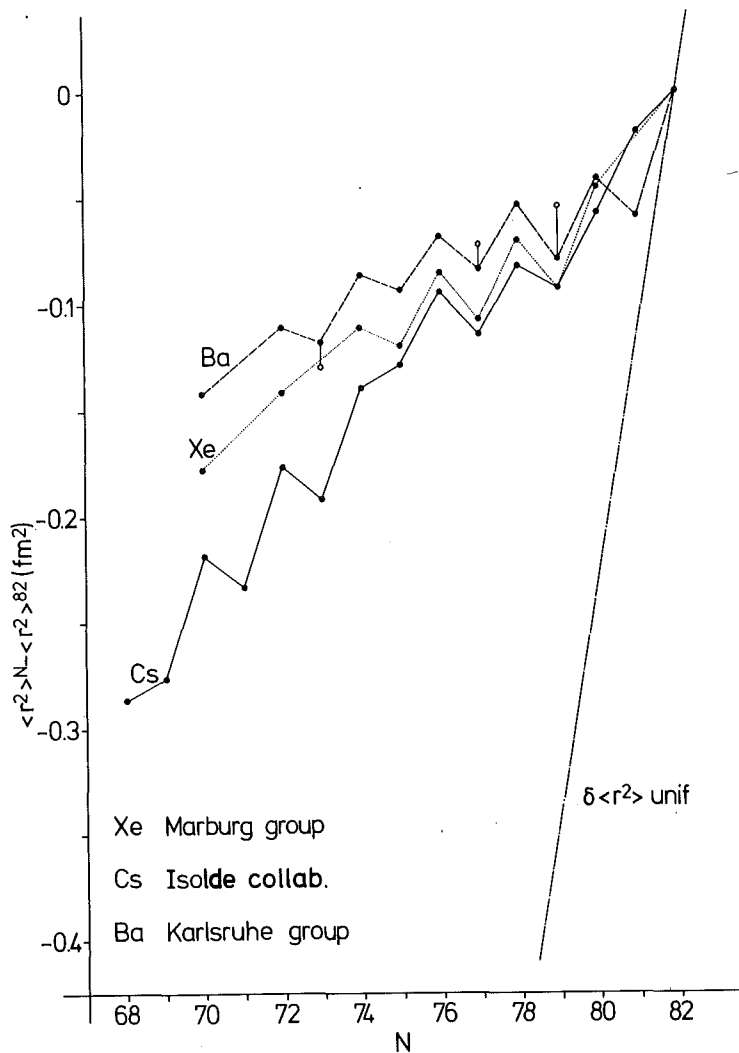


Abb. 23: Die rms-Radien von Barium im Vergleich zu Xe und Cs in Abhängigkeit von der Neutronenzahl

8.2 Quadrupolmomente

Ein Vergleich der an $^{137,135g,135m,133m,129m}\text{Ba}$ gemessenen spektroskopischen Quadrupolmomente mit aus dem Feldeffekt der Isotopieverschiebung abgeleiteten Deformationsparameter und mit kernspektroskopischen Daten über die Deformation des Kerns wird stark von der Wahl des jeweiligen Kernmodells beeinflusst. Die Übergangskerne mit $50 < (Z,N) < 82$ und insbesondere die neutronenarmen Bariumkerne wurden mit verschiedenen kollektiven Modellen /DAV 58/, /HAB 74/, /MEY 75/, /TOK 75/ behandelt, in denen die geraden Kerne bzw. der Rumpf der ungeraden Kerne als mehr oder weniger steife nicht axialsymmetrische Rotoren angenommen werden. In der Behandlung der Bariumkerne mit $A < 136$ erweist sich mit Ausnahme von ^{135}Ba das Modell eines starren triaxialen Rotationskernes, dem Davydow-

Modell für gerade Kerne /DAV 58/ und in /MEY 75/ für ungerade Kerne erweitert, zur Erklärung der Niveauschemata als erforderlich (siehe z.B. /GIZ 78a/, /GIZ 78b/). Auf Grund dieses Modells wurden für $^{130,132,134}\text{Ba}$ die Werte des Deformationsparameters β und des Asymmetrieparameters γ /MEY 75/ in Tab. 6 gewonnen. Für $^{136,138}\text{Ba}$ sind die β -Werte aus einer Summenregeltechnik abgeleitet /CLI 72/, die es gestattet, modellunabhängig aus kernspektroskopischen Daten auf bestimmte kollektive Eigenschaften des Kerns zu schließen. Ein Beispiel hierfür ist der in Gl. (2) dargestellte Zusammenhang zwischen der reduzierten E2-Übergangswahrscheinlichkeit und der Deformation des Kerns. Für die ungeraden Isotope wird ein Loch in einer entsprechenden Neutronenschale an den schweren benachbarten geraden Kern gekoppelt /MEY 75/. Aus der Analyse der Niveauschemata des $h_{11/2}$ -Loch-Systems stammen die β - und γ -Werte der ungeraden Isotope von $^{125\text{m}}\text{Ba}$ bis $^{135\text{m}}\text{Ba}$ /GIZ 75/, /GIZ 77 /, /GIZ 78b/, /GIZ 77a/. Für ^{129}Ba wurde auch das $g_{7/2}$ -Loch-Niveauschema entsprechend untersucht, welches den isomeren $7/2^+$ -Zustand /GIZ 77 / mit $T_{1/2} = 2.3 \text{ h}$ bildet. Aus dem Deformationsparameter β bestimmt sich das intrinsische Quadrupolmoment Q_0 nach

$$Q_0 = \frac{3 Z R_0^2}{\sqrt{5\pi}} \beta, \quad R_0 = r_0 A^{1/3} \quad (6)$$

Das für $^{128,126}\text{Ba}$ keine Niveauanalyse vorliegt, wurden für diese dieselben Q_0 angenommen, wie sie sich als Rumpf von $^{127\text{m},125\text{m}}\text{Ba}$ ergeben. Aus den γ - und β - bzw. Q_0 -Werten in Tab. 6 sieht man das stetige Anwachsen der Deformation mit abnehmender Neutronenzahl, sowie ein dazu parallel einhergehender Übergang eines stark triaxialen Kerns ($\gamma \approx 30^\circ$) zu einer mehr prolaten Deformation. Der $7/2^+$ -Zustand in $^{129\text{m}}\text{Ba}$ nimmt in dieser Reihe eine Sonderstellung ein, auf die im Zusammenhang mit den ungeraden Isotopen näher eingegangen wird. Die $B(E2)$ -Werte bestimmen sich für einen triaxialen geraden Kern aus dem intrinsischen Quadrupolmoment Q_0 nach der Beziehung /DAV 58/

$$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{1}{2} \left| 1 + \frac{3-2 \sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9-8 \sin^2(3\gamma)}} \right|$$

Diese aus den Niveauschemata bestimmten $B(E2)$ -Werte sind in Spalte 6 der Tab. 6 zu finden. Die gemessenen $B(E2)$ -Werte in Spalte 8 zeigen noch einmal modellunabhängig die mit dem Neutronendefizit zunehmende Deformation der leichten Bariumkerne.

Tabelle 6: Analyse der Niveauschemata mit dem Modell eines starren triaxialen Rotors und Vergleich mit dem Experiment

A	β	γ	Q_0 eb	Q eb	B(E2) $e^2 b^2$	Q_{exp} eb	B(E2, $0^+ \rightarrow 2^+$) $e^2 b^2$
138	0.09	28^0	1.52	-0.13 (2^+)	0.23	-0.07(15) ^a	0.217(3) ^g
136	0.13	27^0	2.14	-0.26 (2^+)	0.45	-0.19(17) ^a	0.418(11) ^a
135g				0.184($3/2^+$) ^b		0.18(2) ^c	
135m			2.14	1.1 ($11/2^-$)		1.16($_{-2}^{+3}$)	
134	0.18	25^0	2.91	-0.52 (2^+)	0.80	-0.34(16) ^f	0.70 (15) ^f
133m	0.18	25^0	2.89	1.5 ($11/2^-$)		1.08(3)	
132	0.20	24^0	3.20	-0.64 (2^+)	0.97		0.73 ^d
131m	0.2	25^0	3.18	1.7 ($11/2^-$)			
130	0.23	22^0	3.64	-0.83 (2^+)	1.23	-1.10(34) ^a	1.36 ^a
129m ₁	0.24	21^0	3.78	2.0 ($11/2^-$)			
129m ₂	0.30	21^0	4.72	2.0 ($7/2^+$)		1.94(3)	
128			4.05		1.52		1.63 (35) ^e
127m	0.26	19^0	4.05	2.2 ($11/2^-$)			
126			4.32		1.76		2.02 (33) ^e
125m	0.28	17^0	4.32	2.3 ($11/2^-$)			

a) aus /CHR 72/

b) Wert aus der Analyse der Niederspinniveaus durch "intermediate coupling" Modell mit $Q_{2^+}(\text{Rumpf}) = -0.6 \text{ eb}$ /PAL 76/

c) aus /MAP 76/; d) aus /KIS 63/; e) aus /KUT 72/; f) aus /KLE 77/; g) aus /KIN 78/

Eine weitere Möglichkeit bei geraden Kernen einen Vergleich mit experimentellen Daten zu erhalten, bietet das Quadrupolmoment Q_{2^+} des ersten angeregten Rotationszustandes 2^+ . Dies bestimmt sich nach /DAV 58/ aus

$$Q_{2^+} = - Q_0 \frac{6 \cos(3\gamma)}{7\sqrt{9-8 \sin^2(3\gamma)}} \quad (8)$$

Diese Werte sind in Spalte 5 der Tab. 6 aufgelistet, wobei der Zustand auf den sich die Daten beziehen in Klammern angegeben ist. Im Davydow-Modell ist wie in Gl. (8) leicht erkennbar zu beachten, daß für $\gamma = 30^0$ $Q_{2^+} = 0$ ist. Außerdem ist

in dieser Umgebung des Asymmetrieparameters das Quadrupolmoment des 2_1^+ -Zustandes sehr empfindlich auf eine Änderung von γ . Ein Vergleich mit experimentellen Q_2^+ -Werten aus Messungen des Reorientierungseffektes /NEI 74/, /CHR 72/, /KLE 77/ zeigt eine recht gute Übereinstimmung mit den aus Kernniveaulagen abgeleiteten Werten im Modell eines triaxialen starren Rotators. Insbesondere bestätigen diese Messungen durch das negative Vorzeichen des Quadrupolmomentes die durchweg prolata Deformation der untersuchten Bariumkerne.

Im folgenden soll nun auf die ungeraden Isotope eingegangen werden. Geht man zur Abschätzung der spektroskopischen Quadrupolmomente Q_{sp} von einer starken Kopplung des ungeraden Teilchens (Lochs) an den Rumpf /STE 75/ aus, so bestimmt sich dieses für einen axialsymmetrischen Kern über den Projektionsfaktor zu

$$p = \frac{Q_{sp}}{Q_0} = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} \quad (9)$$

wobei K die Projektion des Gesamtkernspins I auf die Symmetrieachse ist, mit $K = I$ für die starke Kopplung. Für einen triaxialen Rumpfkern muß der Projektionsfaktor P numerisch berechnet werden. Dieser hängt dann von der Asymmetrie des Rumpfes und von der Kopplungsstärke des ungeraden Teilchens an den Kern ab. Für ein $I = 11/2$ -Teilchen (Loch) ist mit einem Kopplungsfaktor $\beta A^{2/3} = 5$ P in Abhängigkeit von γ in einem Diagramm in /MEY 75/ dargestellt. Für ein Loch in der $h_{11/2}$ -Schale ändert sich P von ≈ 0.55 auf ≈ 0.5 , wenn vom prolata axialsymmetrischen Kern mit $\gamma = 0^\circ$ zu $\gamma = 30^\circ$ übergegangen wird. Dies zeigt den relativ schwachen Einfluß der triaxialen Deformation auf das spektroskopische Quadrupolmoment. Man sieht allerdings auch den Einfluß der Kopplungsstärke, denn bei $\gamma = 0^\circ$, dem axialsymmetrischen prolata Kern, ergibt sich bei starker Kopplung (Gl. (9)) $P \approx 0.6$. Das spektroskopische Quadrupolmoment wird gleichermaßen von der Kopplungsstärke als auch von der Asymmetrie des Kerns beeinflusst. Im Gegensatz zum geraden Kern verschwindet für $\gamma = 30^\circ$ Q_{sp} nicht, da das ungerade Teilchen sich so einrichtet, daß der Rumpf zum Einteilchen-Quadrupolmoment mit demselben Vorzeichen beiträgt /MEY 75/, da dies zu einem Minimum in der potentiellen Energie des Kerns führt. In diesem Experiment konnten mit ^{133m}Ba und ^{135m}Ba zwei $I = 11/2$ -Isomere untersucht werden. Für ^{133m}Ba ergibt sich unter Berücksichtigung des triaxialen Kerns mit $\gamma = 27^\circ$ nach /MEY 75/ $Q_{sp} = 1.5$ eb. Das gemessene spektroskopische Quadrupolmoment ist $Q_{sp} = 1.085(14)$ eb. Nimmt man bei ^{135}Ba die aus dem B(E2)-Wert abgeleitete Deformation des Kerns ^{136}Ba an, so erhält man nach /MEY 75/ $Q_{sp} = 1.0$ eb. Dies stimmt mit dem Experiment, welches $Q_{sp} = 1.164(17)$ eb ergibt, gut überein. Wendet man jedoch Gl. (9) auf den $d_{3/2}$ -Grundzustand von ^{135}Ba an, so ergibt sich $Q_{sp} = 0.4$ eb. Aus der Hyperfeinstrukturaufspaltung ist das Quadrupolmoment nur

halb so groß $Q_{sp} = 0.18(2)$ eb /MAP 76/. Aus der Analyse der Niederspinniveaus mit dem "intermediate coupling model" ergibt sich für den $3/2^+$ -Grundzustand von ^{135}Ba ein spektroskopisches Quadrupolmoment von 0.184 b /PAL 76/. Hierbei ergibt sich eine Deformation des Kernes, wie sie zur Erklärung des gemessenen Quadrupolmomentes im $11/2$ -Zustand notwendig ist.

Für den isomeren Zustand in ^{129}Ba erwartet man nach dem stetigen Ansteigen der Deformation mit abnehmender Neutronenzahl ein $Q_0 \approx 3.8$ eb. Da der isomere Zustand ein Loch in der $g_{7/2}$ -Schale mit $I = 7/2$ ist, würde sich hieraus $Q_{sp} \approx 1.77$ eb ergeben. Experimentell ist jedoch $Q_{sp} = 1.945(24)$ eb nachgewiesen. Dieser Wert ist deutlich größer. In den hier untersuchten Vorstellungen vom Quadrupolmoment ist das für ein gegebenes intrinsisches Quadrupolmoment Q_0 größtmögliche spektroskopische Quadrupolmoment nur für einen axialsymmetrischen Kern und starker Kopplung zu erhalten. Triaxiale Kernrümpfe, eine schwächere Kopplung oder eine andere Projektion des Drehimpulses I auf die Symmetrieachse führen zu kleineren Werten. Dies bedeutet jedoch, daß für das $g_{7/2}$ -Loch ein größeres Q_0 vorliegen muß. Dies wird auch aus kernspektroskopischen Untersuchungen der $g_{7/2}$ -Bande und der $11/2$ -Bande in ^{129}Ba /GIZ 77/ bestätigt. Für das $h_{11/2}$ -Loch wird mit $\beta = 0.24$ die erwartete Deformation gefunden, die zwischen denen von ^{128}Ba und ^{130}Ba liegt. Das $g_{7/2}$ -Loch übt jedoch eine Polarisation auf den Kernrumpf aus. Zur Erklärung der $g_{7/2}$ -Bande muß eine Deformation von $\beta = 0.34$ angenommen werden. Somit ergibt sich ein zu erwartendes spektroskopisches Quadrupolmoment von 2.5 eb. Nimmt man, wie bei $I = 11/2$, auch für den Projektionsoperator für $I = 7/2$ eine Abnahme um etwa 10 % durch den triaxialen Kern an, so müßte $Q_{sp} = 2.2$ eb für den $g_{7/2}$ -Loch-Zustand in ^{129}Ba sein. Der gemessene Wert von $Q_{sp} = 1.945(24)$ eb bestätigt diese Polarisation des Rumpfes.

Bei dem Vergleich der experimentell bestimmten Quadrupolmomente mit den aus den Modellen erwarteten zeigt sich, daß die gemessenen Werte meist kleiner sind. Dies gilt auch bei der Berücksichtigung eines triaxialen Kernes, wenn auch die Stärke der Kopplung nicht berücksichtigt werden konnte, da nur für einen Wert die Projektion des intrinsischen Quadrupolmomentes bekannt ist. Behält man jedoch das Bild eines starren Rotationskernes mit starker Kopplung nach Stephens /STE 75/ bei, so kann durch die Corioliskraft die Projektionsquantenzahl K des Gesamtdrehimpulses I ihre Eigenschaft einer guten Quantenzahl verlieren. In diesem Fall mischt die Corioliskraft Zustände der Projektionsquantenzahl K mit $\Delta K = 1$. Dies bedeutet, daß Zustände mit $K = I$ und $K = I-1$ zu dem spektroskopischen Quadrupolmoment beitragen und zu einem kleineren Quadrupolmoment führen. Dies ist mehr oder weniger eine phänomenologische Erklärung der gemessenen Quadrupolmomente, die in einer detaillierten Behandlung besser zu verifizieren wäre. Dies könnte durch Rechnungen im Meyer-ter-Vehn'schen Modell eines starren

triaxialen Rumpfes geschehen, oder in verfeinerten Modellen, die z.B. einen weichen Kern berücksichtigen /DOB 77/, /TOK 75/. Man kann zwar bei γ -weichen Kernen, wie sie aus verschiedenen Berechnungen von Potentialenergieflächen /HAB 74/, /RAG 74/ folgen, solche kollektiven γ -Vibrationen durch deren Mittelwert im starren Kern ersetzen /GIZ 78a/, jedoch ergibt eine Berücksichtigung "weicher" Kerne durch ein variables Trägheitsmoment /TOK 75/ bei der Berechnung der Kernniveauschemata eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Rechnungen dieser Art, wobei sich auch Werte für spektroskopische Quadrupolmomente und magnetische Momente ergeben, wurden für die leichten Ba-Kerne noch nicht durchgeführt.

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Experimente wurden gemeinsam mit den Herren Dipl. Phys. A. Andl, Dipl. Phys. S. Göring, Dr. A. Hanser, Dr. G. Nowicki, Prof. Dr. H. Rebel und Prof. Dr. G. Schatz /NOW 77,78/, /BEK 79/ am Institut für Angewandte Kernphysik des Kernforschungszentrums Karlsruhe durchgeführt, für deren Unterstützung ich hiermit danken möchte.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. H. Rebel und Herrn Prof. G. Schatz für die gute Zusammenarbeit, die vielen wertvollen Anregungen und Diskussionen und für die Möglichkeit diese Arbeit durchzuführen, sowie Herrn Dr. G. Nowicki durch seinen ständigen Beistand mit Rat und Tat, der mir insbesondere während der Einarbeitung in dieses Gebiet eine unschätzbare Hilfe war.

Danken möchte ich auch Herrn Dr. A. Hanser und Herrn B. Feurer für die große Mühe und Sorgfalt bei der Herstellung der entsprechenden Isotope und der Präparierung des Atomstrahls, sowie Herrn Dipl. Phys. S. Göring für seinen Einsatz bei der umfangreichen rechnerischen Auswertung der Spektren.

Auch der Betriebsgruppe des Karlsruher Zyklotrons möchte ich im Zusammenhang mit der Produktion der Isotope meinen Dank aussprechen. Schließlich gilt mein Dank Frau E. Kirste für die äußere Gestaltung des Manuskriptes.

Literatur

- ARI 77 E. Arimondo, M. Inguscio and P. Violino, Rev. Mod. Phys. 49 (1977) 31
- BAB 63 F.A. Babushkin, J. Exp. Theor. Phys. USSR 44 (1963) 1661
|Sov. Phys. JETP 17 (1963) 1118|
- BAI 78 P.E.G. Baird, R.J. Bramley, K. Burnett, D.N. Stacey, D.M. Warrington
and G.K. Woodgate, Proc. Roy. Soc., in print
- BAR 66 R.C. Barrett, Nucl. Phys. 88 (1966) 128
- BAR 77 R.C. Barrett and D.F. Jackson, Nuclear Sizes and Structures Uni-
versity Press 1977
- BAU 76 J. Bauche and R.-J. Champeau, Advances in Atomic and Molecular
Physics, Vol. 12 (1976)
Ed. D.R. Bates and B. Bederson, Academic Press, New York-San Francisco-
London
- BEK 79 K. Bekk, A. Andl, S. Göring, A. Hanser, G. Nowicki, H. Rebel and
G. Schatz, Z. Phys. A (1979) in Druck
- BER 69 A.M. Bernstein, Advances in Nuclear Physics, Vol. 3, Page 325 ff,
ed. by M. Baranger and E. Vogt, Plenum Press 1969
- BEY 71 C. Beyer, E. Hermann, A. Piotrowski, V.I. Raiko and H. Tyroff,
Nucl. Instr. Methods 96 (1971) 437
- BLA 76 J.P. Blaizot, D. Gogny and B. Grammaticos, Nucl. Phys. A265 (1976) 315
- BOD 53 A.R. Bodmer, Proc. Phys. Soc. London 66 (1953) 1041
- BOD 58 A.R. Bodmer, Nucl. Phys. 9 (1958/59) 371
- BOE 74 F. Boehm and P.L. Lee, At. Data Nucl. Data Tables 14 (1974) 605
- BOH 69 A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure Vol. 1, W.A. Benjamin
New York-Amsterdam (1969)
- BON 71 J. Bonn, G. Huber, H.-J. Kluge, U. Köpf, L. Kugler and E.W. Otten,
Phys. Lett 36B (1971) 41
- BON 72 J. Bonn, G. Huber, H.-J. Kluge, L. Kugler and E.W. Otten,
Phys. Lett. 38B (1972) 308
- BON 76 J. Bonn, G. Huber, H.-J. Kluge and E.W. Otten, Z. Physik A276 (1976) 203
- BRI 49 P. Brix and H. Kopfermann, Z. Physik 126 (1949) 344
- BRO 70 G.E. Brown, in Facits of Physics p. 141 ff, ed. by A. Bromley and
V.W. Hughes Academic Press New York 1970
- CHR 72 A. Christy and O. Häusser, Nucl. Data Tables 11 (1972) 281
- CLI 72 D. Cline and C. Flaum, Proceed. Int. Conf. Nucl. Structure, Sandai,
Japan (UR-NSRL-56) (1972)

- DAV 58 A.S. Davydow and G.F. Filippov, Nucl. Phys. 8 (1958) 237
- DEJ 74 C.W. De Jager, H. De Vries and C. De Vries, At. Data Nucl. Data Tables 14 (1974) 479
- DEM 73 W. Demtröder, Phys. Rep. 7C (1973) 225
- DOB 77 J. Dobaczewski, S.G. Rohoziński and F. Srebrny, Z. Physik A282 (1977) 203
- DRO 72 Ch. Droste, W. Neubert, S. Chojnaki, T. Morek, K.F. Alexander and Z. Wilhelmi, Nucl. Phys. A192 (1972) 595 und Referenzen dort
- DRO 78 Ch. Droste, L. Goettig, T. Morek, J. Srebrny, J. Bucka, J. Dobaczewski and S.G. Rohoziński, Z. Physik A284 (1978) 297
- ENG 74 R. Engfer, H. Schneuwly, J.L. Vuilleumier, H.K. Walter and A. Zehnder, At. Data Nucl. Data Tables 14 (1974) 509
- FAB 65 H. Fabricius, K. Freitag and S. Göring, Nucl. Instrum. Methods 38 (1965) 64
- FAB 66 H. Fabricius, K. Freitag, S. Göring, A. Hanser and H.-J. Langmann, KFK-511 (1966)
- FEU 76 B. Feurer and A. Hanser (1976)
unveröffentlicht
- FEU 78 B. Feurer and A. Hanser, KFK 2686 (1978) 72, Annual Report 1978
- FIS 70 W. Fischer, Fortschritte der Physik 18 (1970) 89
- FIS 74 W. Fischer, M. Hartmann, H. Hühnermann and H. Vogg, Z. Physik 267 (1974) 209
- FIS 74a W. Fischer, H. Hühnermann, G. Krömer and H.J. Schäfer, Z. Physik 270 (1974) 113
- GIZ 75 J. Gizon, A. Gizon and D.J. Horen, Nucl. Phys. A252 (1975) 509
- GIZ 77 J. Gizon, A. Gizon and J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Phys. A277 (1977) 464
- GIZ 77a J. Gizon and A. Gizon, Z. Physik A281 (1977) 99
- GIZ 78a A. Gizon and J. Gizon, Z. Physik A289 (1978) 59
- GIZ 78b J. Gizon and A. Gizon, Z. Physik A285 (1978) 259
- GIZ 78c J. Gizon, A. Gizon, R.M. Diamonds and F.S. Stephens, J. Phys. G 4 (1978) L 171
- GNE 70 G. Gneuß, U. Mosel and W. Greiner, Phys. Lett. 30B (1969), Phys. Lett. 31B (1970) 269
- GNE 71 G. Gneuß and W. Greiner, Nucl. Phys. A171 (1971) 449
- GRE 77 G.W. Greenless, D.L. Clark, S.L. Kaufmann, D.A. Lewis, I.F. Tonn and I.H. Broadhurst, Opt. Comm. 23 (1977) 236
- HAB 74 D. Habs, H. Klewe-Nebenius, K. Wisshak, R. Löhken, G. Nowicki and H. Rebel, Z. Physik 267 (1974) 143

- HAN 77 A. Hanser (1977) unveröffentlicht
- HAR 73a W. Hartig and H. Walther, J. Appl. Phys. 1 (1973) 171
- HAR 73b H. Hartwig, Diplomarbeit Universität Köln 1973 (unveröffentlicht)
- HEI 74 K. Heilig and A. Steudel, At. Data Nucl. Data Tables 14 (1974) 613
- HEI 77 K. Heilig, Spectrochimica Acta 32B (1977) 1
- HÖH 76 C. Höhle, H. Hühnermann, Th. Meier, H.R. Ihle and R. Wagner, Phys. Lett. 62B (1976) 390
- HUB 78 G. Huber, F. Touchard, S. Büttgenbach, C. Thibault, R. Klapisch, S. Liberman, J. Pinard, H.T. Doung, P. Juncar, J.L. Vialle, P. Jacquinet and A. Pesnelle, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 459
- HÖH 78 H. Hühnermann, H. Valentin and H. Wagner, Z. Physik A285 (1978) 229
- JAC 64 D.A. Jackson and H.T. Duong, Proc. Roy. Soc. A280 (1964) 323
- JAC 65 D.A. Jackson, F.R.S. and Duong Hong Tuan, Proc. Roy. Soc. A291 (1965) 9
- KIN 78 G. Kindleben and Th. W. Elze, Z. Physik A286 (1978) 419
- KIS 63 L.S. Kisslinger and R.A. Sorenson, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 853
- KLE 77 A.M. Kleinfeld and A. Bockisch, Nucl. Phys. A283 (1977) 526
- KLI 73 J. van Klinken, D. Habs, H. Klewe-Nebenius, G. Nowicki, K. Wisshak, J. Buschmann, S. Göring, H. Rebel and G. Schatz, KFK-1768 (1973) und Referenzen dort
- KLU 74 H.J. Kluge and S. Sauter, Z. Physik 270 (1974) 295
- KOG 72 H.W. Kogelnik, E.I. Ippen, A. Dienes and C.V. Shank, IEEE J. Quant. Electr. QE-8 (1972) 373
- KUH 69 H.G. Kuhn, Atomic Spectra, Longmans, Green & Co., London 1962, Second Edition 1969
- KÜH 77 T. Kühl, P. Dabkiewicz, C. Duke, H. Fischer, H.-J. Kluge, H. Kremmling and E.W. Otten, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 180
- KUT 72 W. Kutschera, W. Dehnhardt, O.C. Kistner, P. Kump, B. Povh and H.J. Sann, Phys. Rev. C5 (1972) 1658
- LAT 75 A. Latuszynski and V.I. Raiko, Nucl. Instrum. Methods 125 (1975) 61
- LUT 78 O. Lutz and H. Oehler, Z. Physik A288 (1978) 11
- MAP 76 I.-J. Ma and G. zu Putlitz, Z. Physik A277 (1976) 107
- MAR 63 E. Marshalek, L.W. Person and R.K. Sheline, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 108
- MEY 75 J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Phys. A249 (1975) 111, A249 (1975) 141
- MYE 69 W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Ann. Phys. (N.Y.) 55 (1969) 395
- MYE 74 W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Ann. Phys. (N.Y.) 84 (1974) 186
- MYE 77 W.D. Myers, Droplet Model of Atomic Nuclei IFI/Plenum New York-Washington-London 1977

- NEI 74 M. Neimann, R. Kalish, D.R.S. Somayajulu, B. Herskind,
F. Genovese, and L. Grodzins, Phys. Lett. 52B (1974) 189
- NOW 77,78 G. Nowicki, K. Bekk, S. Göring, A. Hanser, H. Rebel and G. Schatz,
Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 332, Phys. Rev. C18 (1978) 2369
- OLS 72 L. Olschewski, Z. Physik 249 (1972) 205
- PAL 76 D.C. Palmer, R.C. Morgan, J.R. Cresswell, P.D. Forsyth, I. Hall,
M. Maynard and D. Thomas, J. Phys. G: Nucl. Phys. 2 (1976) 421
- PER 66 F.G. Perey and J.P. Schiffer, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 324
- RAC 32 G. Racah, Nature (London) 129 (1932) 723
- RAG 74 I. Ragnarsson, A. Sobiczewski, R.K. Sheline, S.E. Larsson and
B. Nerlo-Pomorska, Nucl. Phys. A 233 (1974) 329
- REE 71 B.S. Reehal and R.A. Sorenson, Nucl. Phys. A161 (1971) 385
- ROH 77 S.G. Rohozinski, J. Dobaczewski, B. Nerlo-Pomorska and K. Pomorski,
Nucl. Phys. A 292 (1977) 66
- ROS 32 J. Rosenthal and G. Breit, Phys. Rev. 41 (1932) 459
- SCH 73 G.W. Schweimer, (1973) unveröffentlicht
- SCH 78 G. Schatz, (1978) unveröffentlicht
- SHA 77 R. Shabana and H. Ruf, KfK-2460 (1977)
- SHE 61 R.K. Sheline, T. Sikkeland and R.N. Chanda, Phys. Rev. Lett. 7
(1961) 446
- STE 71 R.M. Sternheimer and R.F. Peierls, Phys. Rev. A3 (1971) 837
und Referenzen dort
- STE 75 F.S. Stephens, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 45
- SUM 69 O.T. Sumbaev, A.F. Mezentsev, V.I. Marushenko, A.S. Ryl'nikov
and G.A. Iwanov, Yad. Fiz. 9 (1969) 906, Sov. J. Nucl. Phys. 9
(1969) 529
- TOK 75 H. Toki and A. Faessler, Nucl. Phys. A 253 (1975) 231
- WAL 56 H.E. Walchli and T.J. Rowland, Phys. Rev. 102 (1956) 1334
- ZPU 63 G. zu Putlitz, Ann. Phys. 7, F., 11 (1963) 248