

**Laserionisation und Laserionenquelle  
an ISOLDE/CERN**

**Dissertation  
Volker Sebastian**

Institut für Physik  
Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
1999

# **Laserionisation und Laserionenquelle an ISOLDE/CERN**

Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

Volker Sebastian  
geb. in Mainz

Mainz, 1999

Jahr der mündlichen Prüfung: 2000

# INHALTSVERZEICHNIS

<b>1</b>	<b>Einleitung</b> .....	1
<b>2</b>	<b>Produktion radioaktiver Ionenstrahlen</b> .....	5
2.1	Der ISOLDE Massenseparator .....	5
2.2	Ionenquellen für radioaktive Ionenstrahlen .....	6
2.2.1	Oberflächenionisationsquellen .....	7
2.2.2	Plasmaionenquellen .....	8
2.2.3	Laserionenquellen .....	9
<b>3</b>	<b>Das COMPLIS-Experiment</b> .....	11
3.1	Grundlagen .....	14
3.1.1	Hyperfeinstruktur .....	14
a)	Die Hyperfeinstruktur in der Zentralfeldnäherung .....	15
b)	Berücksichtigung der Rumpfpolarisation .....	16
c)	Die Hyperfeinanomalie .....	17
3.1.2	Die Isotopieverschiebung .....	18
3.1.3	Kerndeformation .....	20
a)	Das Dropletmodell .....	22
b)	Das Zwei-Parameter-Modell: Kerndeformation und Isotopieverschiebung .....	22
c)	Kerndeformation und Hyperfeinstruktur .....	23
3.2	Experimenteller Aufbau .....	24
3.2.1	Gepulste Ionenquelle für schwerverdampfbare Elemente .....	27
3.2.2	Das Lasersystem .....	29
a)	Der „Compulsé“ Farbstofflaser .....	30
b)	Der Laser für den zweiten und dritten Anregungsschritt .....	31
3.3	Messungen an neutronenarmen Platinisotopen .....	31
3.3.1	Messung der leichten Platinisotope .....	33
a)	Die geraden Platinisotope .....	35
b)	Die ungeraden Platinisotope .....	36
3.3.2	Extraktion der kernphysikalischen Parameter .....	37
a)	Der elektronische Faktor .....	37
b)	Nuklearer Parameter und Deformation .....	38
c)	Kernmomente .....	39
d)	Quadrupolmomente .....	41
3.4	Diskussion .....	43
3.4.1	Kernladungsradien $\delta\langle r^2 \rangle$ .....	43
3.4.2	Quadrupolmomente $Q_s$ und Deformationsparameter $\beta$ .....	45
3.4.3	Vergleich mit axialen HFB Rechnungen .....	46
3.4.4	Vergleich mit triaxialen HFB Rechnungen .....	47
3.4.5	Vergleich der Kernladungsradien vom Platin mit Quecksilber und Gold .....	49
3.4.6	IBM Rechnungen von Konfigurationskoexistenzen bei leichten Platinisotopen .....	51
3.4.7	Die magnetischen Momente der leichten Platinisotope .....	53

<b>4 Die Laserionenquelle an ISOLDE/CERN</b> .....	55
4.1 Experimenteller Aufbau .....	56
4.1.1 Die Target-Ionenquelleneinheit .....	57
4.1.2 Das Lasersystem .....	59
4.1.3 Frequenzverdreifachung.....	60
4.2 Laserionisation von Beryllium.....	65
1.1.1 Probleme bei der Ionisation von Beryllium mit konventionellen Ionenquellen ...	65
Anregungsschema von Beryllium.....	67
4.3 Pulsstruktur des Ionenstrahls .....	70
4.4 Produktionsraten und Effizienz.....	72
4.4.1 Produktionsraten für Beryllium .....	72
4.4.2 Effizienz der Laserionenquelle für Beryllium .....	73
4.5 Messung der Isotopieverschiebung von $^{7,9,10,11,12,14}\text{Be}$ .....	76
4.6 Isomerenseparation .....	81
4.6.1 Produktion neutronenreicher Silberisotope.....	81
4.6.2 Prinzip der Isomerenseparation.....	83
4.6.3 Anwendung der Isomerenseparation bei neutronenreichen Silberisotopen.....	85
4.7 Produktion eines $^7\text{Be}$ -Targets zur Messung des $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ Wirkungsquerschnitts .....	93
4.7.1 Das Sonnenneutrino-Problem .....	93
4.7.2 Produktion eines $^7\text{Be}$ -Targets an ISOLDE und Messung des Wirkungsquerschnitts.....	96
<b>5 Zusammenfassung</b> .....	101
5.1 Ausblick .....	103
<b>Anhang A</b> .....	105
A.1 Entwicklung einer Laserionenquelle mit gepulster Desorption.....	105
A.1.1 Aufbau des Testsystems .....	107
A.1.2 Ergebnisse der Testmessungen .....	108
<b>Literaturverzeichnis</b> .....	111

## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.1:	Übersicht über die an dem Massenseparator ISOLDE/CERN produzierten Elemente. ....	2
Abbildung 2.1:	Skizze des ISOLDE Massenseparators am CERN in Genf. ....	5
Abbildung 2.2:	Oberflächenionisationsquelle. ....	7
Abbildung 2.3:	Skizze einer MK-3 Plasmaionenquelle. ....	8
Abbildung 3.1:	Änderung der Kernladungsradien $\delta\langle r^2 \rangle$ für Elemente unterhalb der abgeschlossenen Protonenschale bei $Z=82$ in Abhängigkeit der Neutronenzahl $N$ . ....	11
Abbildung 3.2:	Energie der Grundzustandsbanden und $0_2^+$ und $2_2^+$ der geraden Platinisotope. ....	13
Abbildung 3.3:	Polarisation abgeschlossener Protonenstrahlen durch das Kernquadrupolmoment, verdeutlicht an einem klassischen Modell. ....	17
Abbildung 3.4:	Der Deformationsparameter $\beta$ ....	21
Abbildung 3.5:	Experimenteller Aufbau des COMPLIS-Experimentes. ....	25
Abbildung 3.6:	Target-Ionenquellenbereich des COMPLIS-Experimentes ....	27
Abbildung 3.7:	Das bei der Ionisation von Platin eingesetzte Lasersystem. ....	29
Abbildung 3.8:	Anregungsschema zur Spektroskopie von Platin. ....	33
Abbildung 3.9:	Die Produktion von $^{178}\text{Pt}$ über direkten $\alpha$ -Zerfall von $^{182}\text{Hg}$ .....	34
Abbildung 3.10:	Spektren der geraden Platinisotope $^{178,180,182,188}\text{Pt}$ und das stabile Referenzisotop $^{194}\text{Pt}$ . ....	35
Abbildung 3.11:	Hyperfeinspektrum von $^{183\text{g,m}}\text{Pt}$ ....	36
Abbildung 3.12:	Gemessene mittlere quadratische Abweichung der Platinisotope in Abhängigkeit der Neutronenzahl $N$ . ....	44
Abbildung 3.13:	Vergleich der experimentellen Werte mit axialen Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) Rechnungen. ....	46
Abbildung 3.14:	Vergleich der experimentellen Werte mit triaxialen Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) Rechnungen. ....	48
Abbildung 3.15:	Vergleich der Kernladungsradien von Platin mit Gold und Quecksilber. ...	49
Abbildung 3.16:	Vergleich der Deformationsparameter $\beta$ für die Isotopenketten des Quecksilbers, des Goldes und des Platins. ....	50
Abbildung 3.17:	IBM Modell ....	51
Abbildung 3.18:	Vergleich der experimentellen Kernladungsradien mit den berechneten Werten aus dem „interacting boson model“ (IBM). ....	52
Abbildung 3.19:	Vergleich der experimentell gemessenen magnetischen Momente von $^{179-185}\text{Pt}$ mit den berechneten Werten von T. Hilberath. ....	53
Abbildung 4.1:	Experimenteller Aufbau der Laserionenquelle. ....	55
Abbildung 4.2:	Laseraufbau zur zweistufigen Ionisation von Beryllium. ....	59
Abbildung 4.3:	Phasenanpassung durch Winkeltuning bei der Frequenzmischung in einem doppelbrechendem Kristall. ....	62
Abbildung 4.4:	Frequenzverdreifung zur Erzeugung von $\lambda=234,9$ nm mit zwei nichtlinearen BBO Kristallen für die Ionisation von Beryllium. ....	64
Abbildung 4.5:	Ionisationsschema von Beryllium. ....	67

Abbildung 4.6:	Pulsstruktur des $^9\text{Be}$ Ionenstrahls für eine 30 mm und eine 60 mm lange Kavität aus Wolfram.....	71
Abbildung 4.7:	Produktionsraten der Laserionenquelle für $^{7,9,10,11,12,14}\text{Be}$ . .....	73
Abbildung 4.8:	Produktionsrate der Isotopen $^{7,9,10,11,12,14}\text{Be}$ in Abhängigkeit der Wellenlänge des ersten Anregungsschrittes. ....	77
Abbildung 4.9:	Isotopieverschiebung von $^{7,9,10,11,12,14}\text{Be}$ . .....	78
Abbildung 4.10:	Verwendetes Anregungsschema zur Resonanzionisation von Silber. ....	82
Abbildung 4.11:	Spektrum von $^{107\text{g.m}}\text{Ag}$ . .....	83
Abbildung 4.12:	Neutronenzählrate in Abhängigkeit der Laserfrequenz des ersten Anregungsschrittes bei der Ionisation von $^{122}\text{Ag}$ .....	86
Abbildung 4.13:	$\gamma$ -Spektrum von $^{122}\text{Ag}$ bei verschiedenen Einstellungen der Wellenlänge...87	
Abbildung 4.14:	Produktionsrate der neutronenreichen Silberisotope $^{122-127}\text{Ag}$ . .....	89
Abbildung 4.15:	Spektrum der in der Sonne freigesetzten Neutrinos. ....	94
Abbildung 4.16:	Versuchsaufbau zur Messung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ . .....	97
Abbildung 4.17:	Gemessene $S_{17}$ -Faktoren der Reaktion $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ . .....	98
Abbildung A.1:	Funktionsskizze zur Entwicklung einer Laserionenquelle mit gepulster Desorption zur Erzeugung von bebunchten Ionenstrahlen. ....	107
Abbildung A.2:	Aufbau des Testsystems zur Adsorption und Laserdesorption von Barium. ....	108
Abbildung A.3:	Laserdesorption von Barium. ....	109

## TABELLENZEICHNIS

Tabelle 2.1:	Strahlparameter des CERN PS-Booster Protonenstrahls. ....	6
Tabelle 3.2:	Halbwertszeiten und Spins der gemessenen Platinisotope. ....	32
Tabelle 3.3:	Gemessene Isotopieverschiebungen der Platinisotope. ....	38
Tabelle 3.4:	Die aus der Hyperfeinstruktur extrahierten Werte für die A- und B-Faktoren. ....	42
Tabelle 3.5:	Vergleich der gemessenen Änderung der Kernladungsradien mit den Literaturwerten. ....	43
Tabelle 3.6:	Gemessene Quadrupolmomente für die Platinisotope $^{183-191}\text{Pt}$ . ....	45
Tabelle 3.7:	Gemessene Deformationsparameter $\langle\beta_2^2\rangle^{1/2}$ und $\beta_2$ . ....	45
Tabelle 3.8:	Für die triaxiale HFB Rechnung verwendete Parameter $\beta$ und $\gamma$ . ....	47
Tabelle 3.9:	Vergleich der experimentellen magnetischen Momente mit den theoretischen Werten. ....	54
Tabelle 4.1:	Wirkungsquerschnitt $\sigma$ in mb für die Spallationsreaktionen zur Produktion von Berylliumisotopen in einem Graphit-Target. ....	74
Tabelle 4.2:	Gemessene Effizienzen und Produktionsraten für verschiedene Berylliumisotopen. ....	75
Tabelle 4.3:	Vergleich der experimentell in dieser Arbeit gemessenen und theoretischen Isotopieverschiebung von $^{7,9,10,11,12,14}\text{Be}$ . ....	78
Tabelle 4.4:	Bekannte magnetische Momente, Spins und Halbwertszeiten der neutronenreichen Silberisotope und ihrer Isomere. ....	90
Tabelle 4.5:	Berechnete magnetische Momente der Silberisotope $^{122-127}\text{Ag}$ . ....	91



# 1 EINLEITUNG

Mit der Entwicklung leistungsfähiger on-line Massenseparatoren seit Mitte der sechziger Jahre [Ravn89] konnte eine Vielzahl radioaktiver Isotopen erzeugt und zur Untersuchung zugänglich gemacht werden. Ein Großteil der ca. 270 stabilen und etwa 2000 nachgewiesenen instabilen Isotopen kann an solchen Massenseparatoren präpariert werden.

Ein nach dem ISOL-Konzept arbeitender Isotopenseparator ISOLDE wird am CERN in Genf betrieben. Mit dem 1 GeV Protonenstrahl des PS-Booster wird in einem geeigneten Targetmaterial durch Fragmentations-, Spallations- und Spaltungsreaktionen eine Vielzahl von Radionukliden produziert. Die flüchtigen Elemente diffundieren aus dem heißen Target und werden nach der Ionisation in einer geeigneten Ionenquelle massensepariert und als 60 keV Ionenstrahl den verschiedenen Experimenten zur Verfügung gestellt. An ISOLDE können aus 64 verschiedenen Elementen insgesamt etwa 600 Isotope als radioaktive Ionenstrahlen präpariert werden. In Abbildung 1.1 sind die an ISOLDE untersuchten Elemente dargestellt.

Zum Verständnis der Kernstruktur spielen die Kerngrundzustandseigenschaften wie der Kernspin  $I$ , die Änderung des quadratischen Kernladungsradius  $\delta\langle r^2 \rangle$ , das magnetische Moment  $\mu_I$  und das elektrische Quadrupolmoment  $Q_s$  eine entscheidende Rolle. Eine Aussage über diese Größen kann mit Hilfe der optischen Spektroskopie in der Atomhülle getroffen werden. Aus der Isotopieverschiebung und der Hyperfeinstruktur lassen sich die Kerngrundzustandseigenschaften direkt bestimmen. Die Änderung des mittleren quadratischen Kernladungsradius  $\delta\langle r^2 \rangle$  berechnet sich aus der Isotopieverschiebung. Die Hyperfeinaufspaltung liefert dagegen Informationen über den Spin  $I$ , das magnetische Moment  $\mu_I$ , und das spektroskopische Quadrupolmoment  $Q_s$ .

Die Untersuchung dieser Kerngrundzustandseigenschaften über lange Isotopenketten ist ein wichtiger Test zur Überprüfung von Kernmodellen. Als Referenzkerne werden die Nuklide mit abgeschlossenen Protonenschalen nahe der Stabilität benutzt. Die Gültigkeit der Kernmodelle wird bis zum Rand der  $\beta$ -Stabilität überprüft und kann somit besonders kritisch getestet werden.



Einen Schwerpunkt dieser Arbeit bilden die Untersuchungen der Isotope unterhalb der abgeschlossenen Protonenschale bei  $Z=82$ . In dieser Region der Nuklidkarte wurden durch die Spektroskopie an neutronenarmen Hg Isotopen bei ISOLDE eine Kernformkoexistenz bei  $^{185}\text{Hg}$  ( $Z=80$ ) entdeckt [Bonn76]. Die schwerverdampfbaren Isotope von  $^{79}\text{Au}$ ,  $^{78}\text{Pt}$  und  $^{77}\text{Ir}$  unterhalb von Hg können jedoch an ISOLDE nicht als Ionenstrahl zur Verfügung gestellt werden.

Im Rahmen des COMPLIS Experimentes (COllaboration for Measurements using a Pulsed Laser Ion Source) werden mit einer sekundären Ionenquelle gepulste radioaktive Ionenstrahlen dieser Elemente präpariert. Unter Ausnutzung des  $\alpha$ - und  $\beta$ -Zerfalls der in einem Graphittarget implantierten radioaktiven Quecksilberisotopen, werden mit Hilfe von gepulster Laserdesorption und Resonanzionisation die neutronenarmen Isotope der Tochterelemente Gold, Platin und Iridium untersucht. Aus der gemessenen Isotopieverschiebung und Hyperfeinstruktur können Aussagen über die Kerngrundzustandseigenschaften, wie die Änderung des quadratischen Kernladungsradius  $\delta\langle r^2 \rangle$ , das spektroskopische Quadrupolmoment  $Q_s$  und die magnetischen Momente  $\mu_I$  getroffen werden. In diesem Zusammenhang werden Messungen des COMPLIS Experimentes an den Isotopen  $^{178-185}\text{Pt}$  in Kapitel 3 beschrieben und mit theoretischen Modellen verglichen.

Der zweite Teil der Arbeit befaßt sich mit der Laserresonanzionisation am ISOLDE Target. Die an ISOLDE betriebene Laserionenquelle RILIS (Resonance Ionisation Laser Ion Source) dient zur Produktion radioaktiver Ionenstrahlen. Die hohe Selektivität der resonanten Laserionisation kann ausgenutzt werden, um isobarenreine Ionenstrahlen zu erzeugen. Zur Übersicht sind die mit der Laserionenquelle separierten Elemente in Abbildung 1.1 dunkelgrau markiert. Auf die Anwendung der Laserionenquelle zur Produktion von radioaktiven Ionenstrahlen wird in Kapitel 4 eingegangen. Mit der Entwicklung einer Frequenzverdreifung konnte die Laserionenquelle zur Produktion von radioaktiven Ionenstrahlen der Elemente Beryllium, Cadmium und Zink eingesetzt werden. Erstmals ist die Präparation von Ionenstrahlen der radioaktiven Berylliumisotope  $^{7,9,10,11,12,14}\text{Be}$  gelungen und ermöglichte die Produktion eines radioaktiven  $^7\text{Be}$  Targets. Dieses wurde zur Messung des  $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$  Wirkungsquerschnittes in Rhehovot/Israel verwendet, der eine wichtige Rolle bei der Produktion von solaren Neutrinos in der Sonne spielt.

Einen weiteren Schwerpunkt bilden die spektroskopischen Möglichkeiten die sich mit der Laserionenquelle eröffnen. Der Aufbau einer kommerziellen Frequenzmessung hat die Anwendung der Spektroskopie in der Laserionenquelle möglich gemacht. Mit der Messung der

Isotopieverschiebung von  $^{7,9,10,11,12,14}\text{Be}$  konnte gezeigt werden, dass mit der Laserionenquelle laserspektroskopische Messungen an exotischen Isotopen durchgeführt werden können.

Eine isomerenreine Separation von Ionenstrahlen eröffnet ein neues Anwendungspotential der Laserionenquelle bei ISOLDE. Die Isomerentrennung wird an dem Beispiel von neutronreichen Silberisotopen demonstriert und bietet neue Möglichkeiten zur Untersuchung und Präparation von isomerenreinen Ionenstrahlen.

## 2 PRODUKTION RADIOAKTIVER IONENSTRAHLEN

### 2.1 Der ISOLDE Massenseparator

Die Produktion von radioaktiven Ionenstrahlen eröffnet ein weites und vielfältiges Feld für Experimente sowohl in der Atom- und Kernphysik als auch der Festkörper- und der Astrophysik. Darüber hinaus gewinnen Anwendungen radioaktiver Ionenstrahlen Bedeutung in interdisziplinären Gebieten wie z.B. der Biophysik oder der Medizin. Es stehen daher eine Vielzahl von Einrichtungen zur Verfügung, die der Produktion von radioaktive Ionenstrahlen dienen [NuPE93].

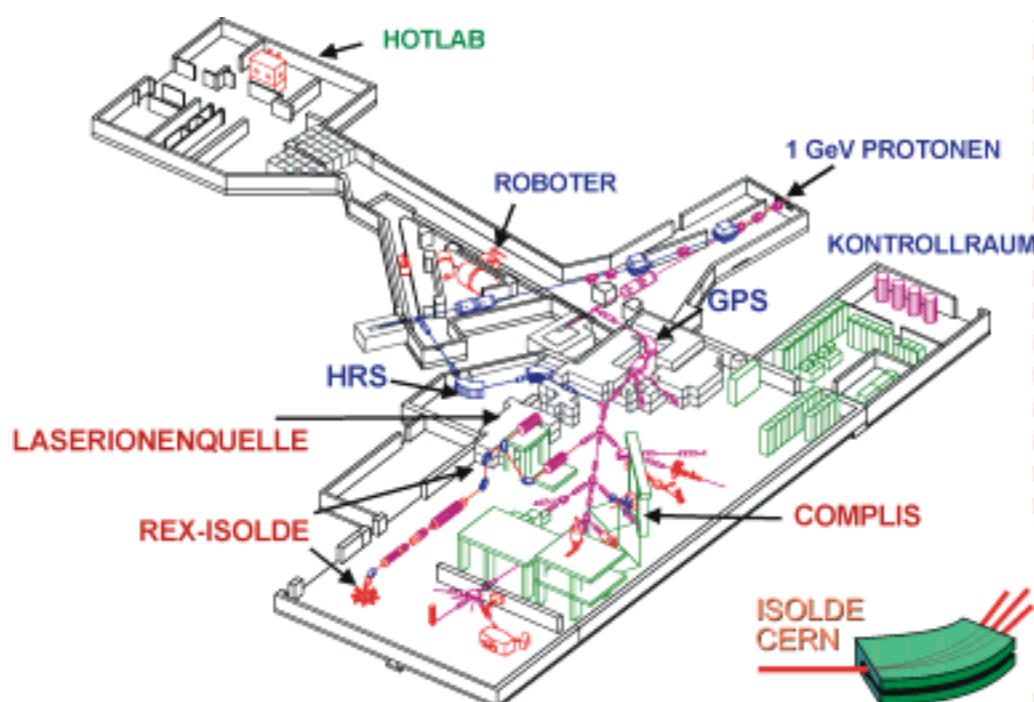


Abbildung 2.1: Skizze des ISOLDE Massenseparators am CERN in Genf. Der 1 GeV Protonenstrahl des PS-Boosters trifft auf ein Target, das sich in einem abgeschirmten Bereich befindet. Nach der Ionisation und Massentrennung durch den GPS bzw. HRS Massenseparator werden die Ionenstrahlen den verschiedenen Experimenten zugeführt.

Der Massenseparator ISOLDE am PS Booster des CERN in Genf bietet hohe Produktionsraten radioaktiver Isotopen über einen weiten Massenbereich durch protoneninduzierte Reak-

tionen wie Spallation und Spaltung in einem Targetmaterial und anschließender Massenseparation. Hierbei trifft ein gepulster 1 GeV Protonenstrahl des PS Boosters mit einer Intensität von bis zu  $3 \cdot 10^{13}$  Protonen pro Puls auf ein Target (siehe Tabelle 2.1).

Tabelle 2.1: Strahlparameter des CERN PS-Booster Protonenstrahls [Lett95]

Energie des Protonenstrahls	1,0 GeV
Maximale Intensität	$3,2 \cdot 10^{13}$ Protonen / Puls
Pulslänge	2,4 $\mu$ s
Repetitionrate	1,2 s
mittl. Photonenstrom	2,1 $\mu$ A

Durch protoneninduzierte Reaktionen werden in Abhängigkeit vom Targetmaterial radioaktive Isotopen erzeugt. Die flüchtigen Elemente diffundieren aus dem Targetbehälter über eine Transferlinie in eine Ionenquelle. Nach der Ionisation und Beschleunigung auf 60 keV werden die Ionen in einem Sektormagneten nach der Masse separiert. Für die Massenseparation steht ein doppelfokussierender GPS Magnet (General Purpose Separator) mit einer Auflösung von  $m/\Delta m=2.400$  und ein hochauflösender HRS Separator (High Resolution Separator) zur Verfügung [Kugl92]. Der HRS erlaubt durch die Verwendung zweier Magneten eine hohe Massenauflösung von  $m/\Delta m \sim 10.000$ . Abbildung 2.1 zeigt den ISOLDE Massenseparator am CERN.

Bei Verwendung unterschiedlicher Target-Ionenquelleneinheiten können mehr als 600 radioaktive Isotopen von 64 Elementen ( $Z=2$  bis 88) mit Halbwertszeiten bis zu einigen Millisekunden und einer Strahlintensität von bis zu  $10^{11}$  Ionen pro Sekunde produziert werden [Kugl93]. Dieses Konzept der Erzeugung von Isotopen mit sich daran anschließender „on-line“ Ionisation und Massentrennung wird als ISOL-Technik bezeichnet.

## 2.2 Ionenquellen für radioaktive Ionenstrahlen

Im Folgenden werden verschiedene Ionenquellen beschrieben, die zur Produktion radioaktiver Strahlen an on-line Separatoren dienen. Diese Ionenquellen unterscheiden sich in der Art und Weise wie die Ionisation erfolgt. Es wird hierbei zwischen Plasmaionisation, Oberflächenionisation und Laserionisation unterschieden. Eine detaillierte Übersicht verschiedener Ionenquellen findet sich in [Kirch96] und [Ravn92].

### 2.2.1 Oberflächenionisationsquellen

Oberflächenionisationsquellen erlauben einen einfachen Aufbau der Ionenquelle, da sie die Ionisation an einer bis zu 2400 °C heißen Metalloberfläche ausnutzen. Bei der Kollision des Atoms mit der Wand kann es ein Elektron verlieren oder einfangen. Diese Ionisation wird durch die Langmuir Gleichung beschrieben:

$$\frac{n_{\text{ion}}}{n_{\text{atom}}} = \frac{g_{\text{ion}}}{g_{\text{atom}}} \exp\left(\frac{\phi - W_i}{kT}\right) \quad (2.1)$$

Hierbei beschreibt  $n$  die Zustandsdichte im atomaren und ionisierten Zustand,  $g_{\text{ion}}$  und  $g_{\text{atom}}$  die statistischen Gewichte des neutralen Atoms respektive des Ionenzustandes. Mit  $\phi$  ist die Elektronenaustrittsarbeit des Wandmaterials und mit  $W_i$  das Ionisationspotential des zu ionisierenden Elementes definiert.  $k$  ist die Boltzmannkonstante und  $T$  die absolute Temperatur des Ionisationsröhrchens.

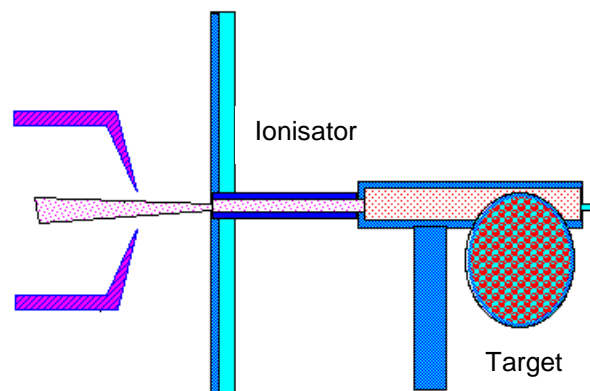


Abbildung 2.2: Oberflächenionisationsquelle. Die vom Protonenstrahl im Target erzeugten Isotope diffundieren in das auf eine Temperatur von bis zu 2400 °C geheizten Ionisationsröhrchen aus Wolfram, Tantal oder Niobium (Ionisator). Nach der Ionisation durch Oberflächenionisation werden die Ionen extrahiert und auf eine Energie von 60 keV beschleunigt.

Experimentell zeigt sich jedoch, daß die Ionisationseffizienz in heißen Metallkavitäten um Größenordnungen größer ist als die Ionisationseffizienz, die allein durch die Oberflächenionisation hervorgerufen wird. Dies läßt sich durch die Ausbildung eines negativ geladenen Plasmas durch die von der heißen Oberfläche der Kavität emittierten Elektronen erklären, welches die Ionen einschließt und an einer Rekombination mit der Wand hindert. In [Kirch90] und [Huyse83] ist dieser Effekt detailliert beschrieben.

Für die Oberflächenionisation kommen im Allgemeinen nur Elemente mit einem Ionisationspotential  $W_i$  von unter 6 eV in Betracht. Diese Ionenquelle erlaubt daher eine effektive

Ionisation der Alkalis, seltenen Erden, Gallium und Indium mit einer Effizienz von bis zu 40%. In Abbildung 2.2 ist eine an ISOLDE verwendete Standard-Oberflächenionisationsquelle gezeigt.

### 2.2.2 Plasmaionenquellen

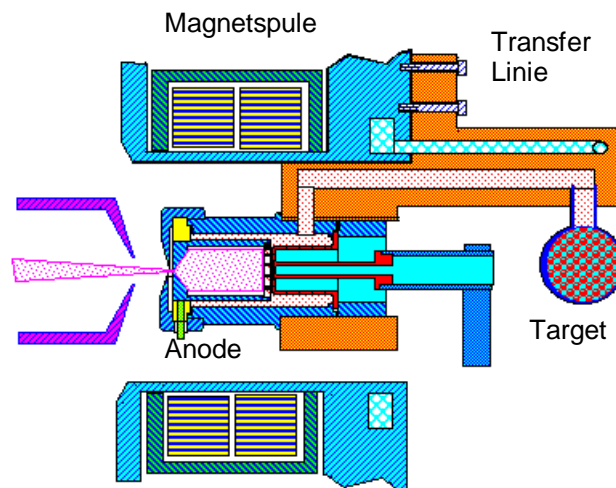


Abbildung 2.3: Skizze einer MK-3 Plasmaionenquelle. Die Isotopen gelangen aus dem Target über eine Transferlinie in die Entladungskammer, in der sie durch eine Plasmaentladung ionisiert und mit einer Beschleunigungsspannung von 60 keV extrahiert werden. Zur Unterdrückung isobarer Kontamination von leicht flüchtigen Elementen kann die Transferlinie zusätzlich gekühlt werden. Ein angelegtes magnetisches Führungsfeld dient zur Optimierung der Extraktion.

Für Elemente, die aufgrund eines hohen Ionisationspotentials nicht oberflächenionisiert werden können, haben sich Plasmaionenquellen von Typ MK-3 (siehe Abbildung 2.3) bewährt, die eine effiziente Ionisation von 3-11 % erlauben [Ravn92, Kirch87]. Die im Target produzierten Ionen gelangen über eine Transferlinie in eine Entladungskammer, in der durch eine Beschleunigungsspannung von ca. 130 V zwischen dem Ende der heißen Transferlinie (Kathode) und der Anode eine Plasmaentladung (typischerweise aus Argon und Xenon) gezündet wird. Zusätzlich ist die Plasmaentladung von einem radialen magnetischen Feld umgeben. In diesem Plasma werden die Atome über Elektronenstoß einfach oder auch mehrfach ionisiert und können mit dem elektrischen Feld einer Extraktionselektrode aus der Ionenquelle extrahiert und auf eine Energie von 60 keV beschleunigt werden. Für die Ionisation von Edelgasen wird die Transferlinie mit Wasser gekühlt, um die Ionisation von weniger leicht flüchtigen Elementen zu unterdrücken.



Eine solche Plasmaionenquelle wurde für das COMPLIS Experiment (siehe Kapitel 4.2) in Verbindung mit einem Flüssig-Blei Target zur Erzeugung von neutronenarmen Quecksilber Ionenstrahlen benutzt [Krieg96].

Wie bei der Oberflächenionisation ist die Ionisation durch Elektronenstoß in einem Plasma nicht elementselektiv. Nach der Massentrennung durch den Separator kann daher im Ionenstrahl der Untergrund an unerwünschter isobarer Kontamination sehr groß sein. Dies ist insbesondere bei der Produktion von Isotopen fernab der Stabilität, die nur mit geringen Produktionsraten erzeugt werden können, sehr ungünstig. Einen Ausweg bieten hier die Laserionenquellen, die eine selektive und effiziente Ionisation durch resonante Laserionisation erlauben.

### 2.2.3 Laserionenquellen

Bei den an on-line Separatoren eingesetzten Laserionenquellen [VanDu96] gibt es zwei unterschiedliche Konzepte, die sich im Transport der radioaktiven Reaktionsprodukte aus dem Target und der Extraktion der mit Laserresonanzionisation erzeugten Ionen unterscheiden.

Am LISOL Separator in Leuven wird eine Laserionenquelle zur Produktion von kurzlebigen Nickel-, Kobalt- und Rheniumisotopen betrieben [Kudr96]. Die Produkte der Kernreaktion gelangen aus einem Target durch Rückstoß in ein „Buffer Gas“ (He oder Ar bei 500mbar) und werden dort gestoppt und neutralisiert. Durch den Gasfluß werden sie an die Extraktionselektrode geführt, wo sie dann mit Hilfe von Laserstrahlen selektiv photoionisiert und dann extrahiert werden können. Für Nickel wurde eine Effizienz von 5 % bei einer Selektivität von 280 erreicht. Der Vorteil liegt in der Speicherung der Isotopen im „Buffer Gas“ für etwa 25 ms, da somit leistungsstarke und kostengünstige Farbstofflasersysteme mit einer Repetitionsrate von 300 Hz eingesetzt werden können.

Ein anderes Konzept der Laserionisation der aus einem Target diffundierenden Isotopen in einer heißen Kavität wird an dem Massenseparator ISOLDE verfolgt, und wird im folgenden Kapitel detailliert beschrieben.

Da Laserionenquellen eine hohe Selektivität verbunden mit einer hohen Effizienz bieten, sind solche Ionenquellen auch an anderen Separatoren für radioaktive Strahlen in Entwicklung wie z.B. an IRIS, Gatchina, Russland [Barz98] und an TIARA/JAERI, Japan [Koiz97] oder geplant wie an TISOL/TRIUMF, Vancouver [D'Au98].

Eine weitere wichtige Anwendung von Laserionenquellen ist die Ultrapurenanalyse. In Zusammenarbeit mit dem Institut für Physik und der Kernchemie der Universität Mainz wird eine Laserionenquelle mit einem nachgeschalteten Massenseparator verwendet, um Technetium und Plutonium in Umweltproben nachzuweisen [Ames90, Hasse99].

### 3 DAS COMPLIS-EXPERIMENT

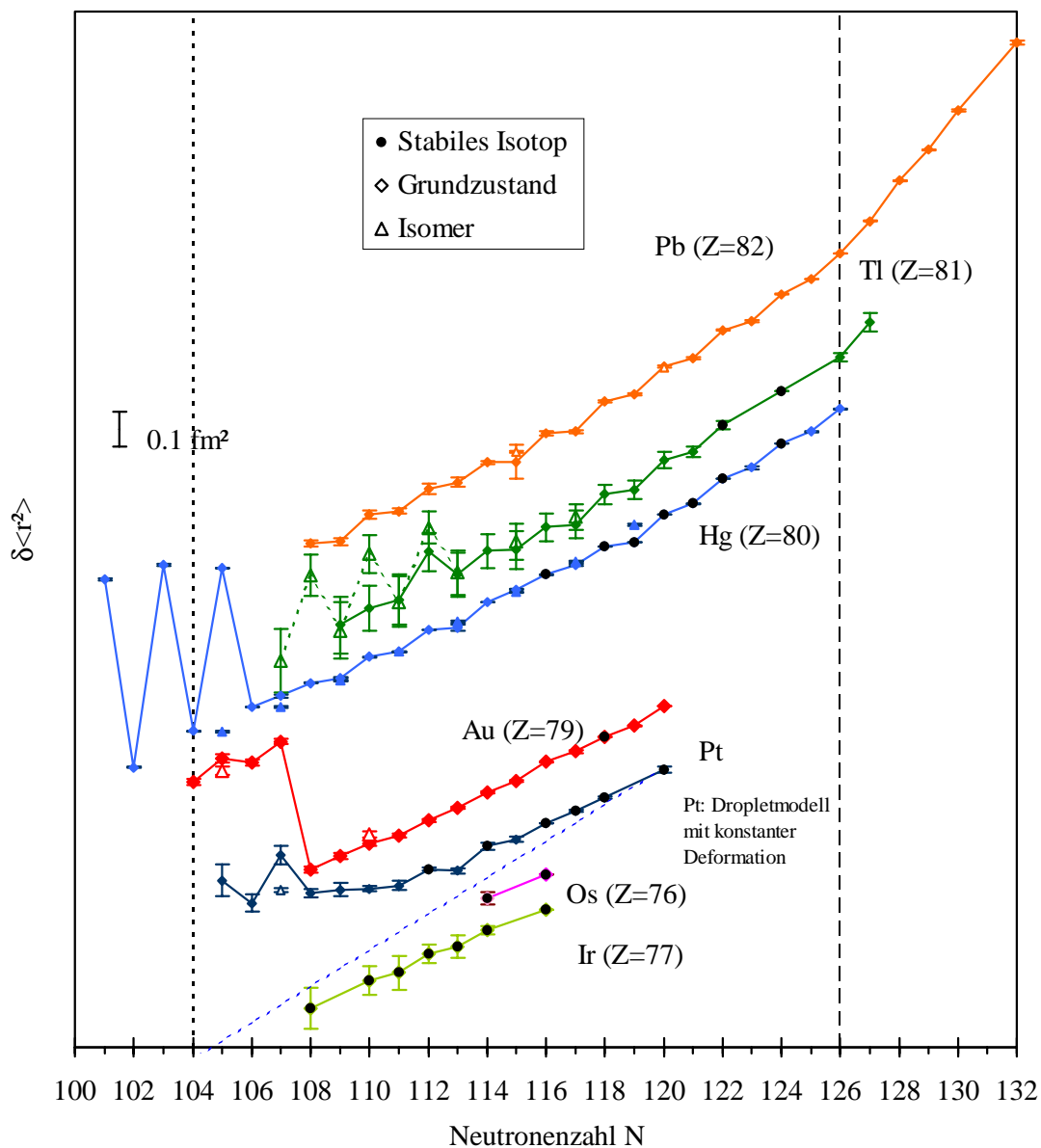


Abbildung 3.1: Änderung der Kernladungsradien  $\delta\langle r^2 \rangle$  für Elemente unterhalb der abgeschlossenen Protonenschale bei  $Z=82$  in Abhängigkeit der Neutronenzahl  $N$ . Zusätzlich sind Linien für die abgeschlossene Neutronenschale bei  $N=126$  und die Mitte der Neutronenschale bei  $N=104$  eingezeichnet. Für die Platinisotope ist die Vorhersage der Kernladungsradien im Rahmen des Dropletmodells bei einer konstanten Deformation angegeben.

Die Laserspektroskopie erlaubt mit Messung der Hyperfeinstruktur eines betrachteten Übergangs Informationen über Kerngrundzustandseigenschaften wie den Kernspin  $I$ , das magnetische Kernmoment  $\mu_I$  und das spektroskopische Quadrupolmoment  $Q_S$  zu erzielen. Aus der Bestimmung der Isotopieverschiebung kann die Änderung des mittleren quadratischen Kernladungsradius  $\delta\langle r^2 \rangle$  für ganze Isotopenketten berechnet werden. Einen Überblick hierzu bietet der Übersichtsartikel von E.W. Otten [Otte89].

In Abbildung 3.1 ist die Änderung der Kernladungsradien für die Elemente unterhalb der abgeschlossenen Protonenschale bei  $Z=82$  dargestellt. Auffallend ist hier die starke Abweichung der Kernladungsradien bei den ungeraden Quecksilberisotopen unterhalb von  $^{186}\text{Hg}$  ( $N=105$ ) und Sprünge im Verlauf der Kernladungsradien bei Gold und Platin. Im Quecksilber wird das Wechselverhalten der Kernladungsradien bei den geraden und ungeraden Isotopen (odd-even-staggering) als Formübergang von einer oblaten oder mehr triaxialen Kernform zu einer prolaten Kernform der Isotopen  $^{185}\text{Hg}$ ,  $^{183}\text{Hg}$  und  $^{181}\text{Hg}$  interpretiert [Bonn76,Ulm86]. Das auftretende Wechselverhalten ist in diesen Fall invertiert, da normalerweise aufgrund von Paarungseffekten die geraden Kerne stärker deformiert sind als die ungeraden Kerne [Zawi85]. Bei  $^{185}\text{Hg}$  zeichnet sich das Isomer mit  $I=13/2$  durch eine große Differenz im Kernladungsradius aus. Dies deutet auf die Koexistenz von verschiedenen Kernformen hin [Dabk79,Ulm86]. Ein aus der offenen Neutronenschale herkommender prolater Zustand kann vor einem dominanten oblaten Zustand, der durch die fast abgeschlossene Protonenschale favorisiert wird, energetisch bevorzugt werden.

Auch unterhalb von Quecksilber treten Forminstabilitäten auf. So wurde beim Gold durch den Sprung im Kernradienverlauf ein Formübergang von einem oblaten Zustand in einen stark prolaten Zustand zwischen  $^{186}\text{Au}$  und  $^{187}\text{Au}$  nachgewiesen [Wall89,Pass94]. Die prolate Deformation bleibt jedoch im Vergleich zum Quecksilber im weiteren Verlauf der Neutronenzahl erhalten. Hier kommt der polarisierende Einfluß des ungepaarten Protons auf den Kern zur Geltung.

Beim Platin scheint sich ein anderes Bild zu ergeben. Abrupte Deformationsänderungen wie bei den oben genannten Isotopenketten sind hier nicht zu beobachten. Es deutet sich erst bei den Isotopen  $^{185}\text{Pt}$  und  $^{183}\text{Pt}$  ein inverses odd-even-staggering wie beim Quecksilber in der Mitte der Neutronenschale an, das jedoch nicht die gleiche Ausprägung besitzt. Es wird ein langsamer Übergang von einem oblat deformierten neutronenreichen Kern bei  $A=192$  über die „ $\gamma$ -weichen“ Kerne bei  $^{188}\text{Pt}$  bis zu einem prolate deformierten  $^{184}\text{Pt}$ -Kern angenommen

[Hilb90]. Aufgrund von kernspektroskopischen Experimenten an den neutronenarmen Platinisotopen deutet sich ein zweiter Formübergang bei den leichten Isotopen um  $^{178}\text{Pt}$  an.

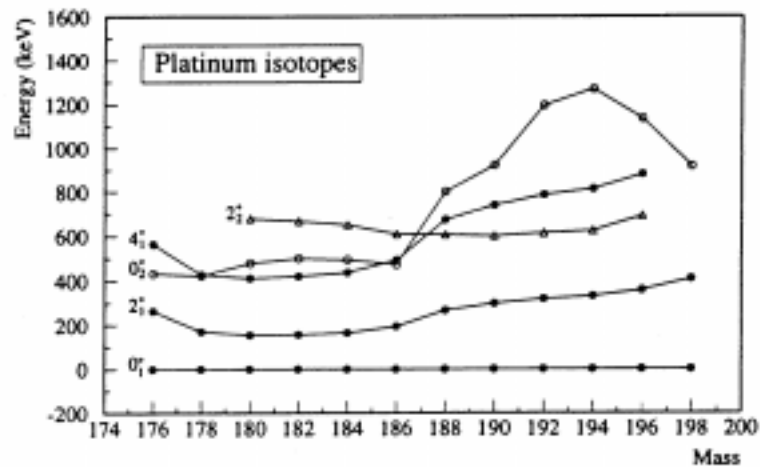


Abbildung 3.2: Energie der Grundzustandsbanden und  $0_2^+$  und  $2_2^+$  der geraden Platinisotope. Für die leichten Platinisotope ab  $^{178}\text{Pt}$  tritt ein Drehmomentwechsel ein, der auf eine Abnahme der Deformation hindeutet [Sauv98].

In Abbildung 3.2 sind die Energien der Grundzustandsbanden in Abhängigkeit der Massenzahl für die geraden Platinisotope aufgetragen. Die Energien der Grundzustandsbanden fallen zwischen  $^{188}\text{Pt}$  und  $^{186}\text{Pt}$  stark ab und sind dann bis zu  $^{178}\text{Pt}$  konstant. Erst bei den Isotopen mit einer Masse von  $A \leq 178$  steigen die Energien wieder an. Dies deutet auf eine Deformationsänderung zwischen  $^{188}\text{Pt}$  und  $^{186}\text{Pt}$  und bei  $^{178}\text{Pt}$  hin. Mit einem Vergleich der Drehmomente von  $^{176}\text{Pt}$  und  $^{178}\text{Pt}$  mit denen von  $^{177}\text{Pt}$  und  $^{179}\text{Pt}$  lässt sich zudem ein Gerade-Ungerade Wechsel in der Deformation ableiten [Hagb79]. Darüber hinaus deutet das Vorhandensein eines zweiten  $2^+$  Zustandes stark auf eine triaxiale Kernstruktur der geraden neutronenarmen Platinisotope hin. Eine laserspektroskopische Untersuchung der neutronenarmen Platinisotope, die über die Mitte der Neutronenschale bei  $N=104$  hinausgeht, ist daher besonders interessant, um die Änderung der Kernladungsradien und damit die Deformation dieser Isotope zu bestimmen.

Laserspektroskopische Untersuchungen an schwerverdampfenden Elementen wie Gold, Platin und Iridium sind an ISOLDE nicht direkt durchzuführen, da Ionenstrahlen dieser Elemente nicht mit den zur Verfügung stehenden Ionenquellen und Targets erzeugt werden können. Für die Produktion von Ionenstrahlen dieser schwerverdampfenden Elemente sind entweder die erreichbaren Quellentemperaturen zu niedrig oder die Diffusionszeiten aus dem Target in die Ionenquelle für eine Untersuchung der interessanten kurzlebigen Isotope zu lang.

Daher wurde ein anderer Weg zur Produktion von Ionenstrahlen dieser Elemente in einer sekundären Ionenquelle im Rahmen des COMPLIS-Experimentes (COllaboration for Measurements using a Pulsed Laser Ion Source) gewählt. Hierbei werden radioaktive Quecksilberisotope in ein sekundäres Graphit Target weich ( $E < 1,5$  keV) implantiert. Bei dem  $\beta^+$ - oder  $\alpha$ -Zerfall zerfallen die Quecksilberisotope in ihre Tochterisotope Gold, Platin und Iridium. Mit Laserdesorption durch einen gepulsten und frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser wird aus den in dem Graphit Target implantierten Isotopen ein gepulster Atomstrahl erzeugt, der elementselektiv durch eine mehrstufige Resonanzionisation ionisiert und massenaufgelöst mit einer Flugzeitstrecke und einem magnetischen Sektor nachgewiesen wird.

Mit dieser Anordnung wurden Messungen an  $^{191,193,195}\text{Au}$  durchgeführt [Krieg96]. Ebenso konnten Deformationsänderungen bei  $^{184}\text{Au}$  im Grund- und Isomerenzustand nachgewiesen werden [LeBl97, Rous98]. Bei Platin liegen Messungen der Isotopen  $^{184,186,188}\text{Pt}$  [Krieg96] vor. In dieser Arbeit wird auf Untersuchungen der neutronenarmen Isotopen  $^{178-185}\text{Pt}$  eingegangen.

Neueste Untersuchungen der Elemente unterhalb der abgeschlossenen Protonenschale von  $Z=82$  wurden im Juni 1998 mit Messungen der neutronenarmen Iridiumisotopen  $^{182-193}\text{Ir}$  durchgeführt [Vern99].

## 3.1 Grundlagen

Aus der Analyse der Isotopieverschiebung und der Hyperfeinstruktur können Aussagen über die Kerngrundzustandseigenschaften wie den Kernspin  $I$ , das magnetische Kernmoment  $\mu_I$ , das spektroskopische Quadrupolmoment  $Q_S$  und die Änderung des mittleren quadratischen Kernladungsradius  $\delta\langle r^2 \rangle$  der untersuchten Isotopen gewonnen werden. Die hierzu wichtigen Grundlagen und Methoden werden in diesem Kapitel kurz zusammengefaßt und erläutert.

### 3.1.1 Hyperfeinstruktur

Die Wechselwirkung der Kernmomente mit den von den Elektronen der Hülle erzeugten Feldern führt zur Aufspaltung der Spektrallinien und damit zur Hyperfeinstruktur (HFS). Der Hamiltonoperator  $H=H_0+H_1$  kann deshalb durch einen Störoperator  $H_1$  erweitert werden, wobei  $H_0$  die Coulombwechselwirkung und die relativistische Feinstruktur beinhaltet. Nach C. Schwartz [Schw57] läßt sich der Störoperator  $H_1$  nach Multipoltermen entwickeln:

$$H_1 = \sum_{k=1}^{\infty} T_e^k \cdot T_n^k \quad 3.1$$

Der Tensoroperator k-ter Stufe  $T_e^k$  wirkt dabei nur auf die Koordinaten der Elektronen, der Tensoroperator  $T_n^k$  wirkt auf die des Kernes.

Mit der Störungsrechnung erster Ordnung, die durch das experimentelle Verhältnis der Hyperfeinstrukturaufspaltung zur Feinstrukturaufspaltung von  $10^{-4}$ - $10^{-5}$  gegeben ist, erhält man die bekannte Hyperfeinstruktur Formel [Bran83]:

$$\Delta W_{\text{HFS}} = \frac{A}{2} K + B \frac{3/4 K(K+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} \quad 3.2$$

mit

$$K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \quad 3.3$$

Dabei ist  $F=I+J$  der Gesamtdrehimpuls des Systems. Der A-Faktor beschreibt die Wechselwirkung des magnetischen Dipolmomentes  $\mu_I$  des Kernes mit dem Magnetfeld  $\langle H(0) \rangle$  am Kernort und stellt die magnetische Dipol-Wechselwirkung dar.

$$A = \frac{\mu_I \langle H(0) \rangle}{IJ} \quad 3.4$$

Der zweite Term beschreibt dagegen die elektrische Quadrupol-Wechselwirkung, wobei sich der B-Faktor aus dem spektroskopischen Quadrupolmoment und dem elektrischen Feld am Kernort  $\langle \varphi_{JJ}(0) \rangle$  zusammensetzt.

$$B = eQ_s \langle \varphi_{JJ}(0) \rangle \quad 3.5$$

Die Multipole höherer Ordnung können im Rahmen der in dieser Arbeit erreichbaren Meßgenauigkeit vernachlässigt werden. Aus Paritätsgründen treten gemäß der Dreieckrelation die Dipolmomente nur für  $I, J \geq 1/2$  und die Quadrupolbeiträge nur für  $I, J \geq 1$  auf.

### a) Die Hyperfeinstruktur in der Zentralfeldnäherung

Zu den Größen  $\langle H(0) \rangle$  und  $\langle \varphi_{JJ}(0) \rangle$  tragen bei Mehrelektronensystemen die entsprechenden Felder der abgeschlossenen Schalen und der Valenzelektronen bei. In der Zentralfeldnäherung wird der Elektronenrumpf in einem gemittelten Zentralfeld berücksichtigt, in dem sich die Valenzelektronen bewegen können. Unter dieser Voraussetzung können die A- und B-Faktoren semiempirisch nach H. Kopfermann [Kopf56] berechnet werden. Im Fall der  $5d^9 6s$

$^3D_3$  Grundzustandskonfiguration beim Platin erzeugt das s-Elektron keinen Feldgradienten am Kernort und es ist nur das  $d_{5/2}$  Loch, das mit dem s-Elektron zu einem Zustand mit  $J=3$  koppelt, zu berücksichtigen. Für den Feldgradienten  $\langle \phi_{JJ}(0) \rangle$  gilt die Beziehung [Kopf56]:

$$\langle \phi_{JJ}(0) \rangle = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{2j-1}{2j+1} \langle r^{-3} \rangle R_r(l, j, Z_i) \quad 3.6$$

Die relativistische Korrekturfunktion  $R_r$  ist von Casimir berechnet und in Kopfermann [Kopf56] tabelliert.  $Z_i$  ist die effektive Kernladungszahl. Für s-Elektronen kann  $Z_i=Z$ , für p-Elektronen  $Z_i=Z-4$  und für d-Elektronen kann  $Z_i \sim Z-11$  angenommen werden. Das Minuszeichen berücksichtigt hierbei die Betrachtung eines Ein-Loch-Zustandes.

Der Erwartungswert für  $\langle r^{-3} \rangle$  kann nach H. Kopfermann für p- und d-Elektronen berechnet werden durch:

$$\langle r^{-3} \rangle = \frac{2\pi}{\mu_0 \mu_B^2} \frac{\delta W_{FS}}{(1 + 1/2)Z_i H_r(l, Z_i)} \quad 3.7$$

Bei  $\delta W_{FS}$  handelt es sich um die Dublettaufspaltung der Feinstruktur und  $H_r$  ist eine relativistische Korrektur, die in [Kopf56] tabelliert ist.

## b) Berücksichtigung der Rumpfpolarisation

Polarisationen des Elektrischen Rumpfes durch das Quadrupolmoment bzw. des Valenzelektrons können zu Korrekturen von 30% für die Quadrupolwechselwirkung und in Extremfällen sogar zu einer Vorzeichenänderung des A-Faktors führen [Ster86]. Bei diesen Konfigurationswechselwirkungen kann der Wellenfunktion des Rumpfes durch die nichtzentralen Anteile der Restwechselwirkungen oder des nuklearen Potentials angeregte Zustände beigegeben werden.

Für die magnetische HFS sind dabei nur Anregungen eines inneren s-Elektrons in höhere  $s'$  Zustände ( $s \rightarrow s'$ -Anregungen) von Bedeutung und die A-Faktoren erhalten dadurch einen sogenannten Rumpfbeitrag [Fis70].

Bei der elektrischen HFS findet man jedoch eine andere Situation vor. Aufgrund der fehlenden Quadrupolwechselwirkung machen sich die  $s \rightarrow s'$ -Anregungen in den B-Faktoren nicht bemerkbar. Das Valenzelektron kann jedoch die abgeschlossenen Schalen polarisieren. Anschaulich kann dieser Effekt mit einem klassischen Modell zur Polarisation durch das Kernquadrupolmoment verdeutlicht werden (siehe Abbildung 3.3). Dabei kommt es zu einer Wechselwirkung des Quadrupolmomentes des Kerns mit dem des Valenzelektrons. Es kommt



somit zu einer Abschirmung (shielding) oder einer Verstärkung (antishielding) des Kernquadrupolmomentes. Bei der störungstheoretischen Behandlung von R. Sternheimer [Ster51] konnten diese Konfigurationswechselwirkungen auf quadrupolare Rumpfanregungen mit  $l'=l\pm 1$  zurückgeführt werden. Dies entspricht in dem klassischen Modell einer Ladungsverteilung auf einer starren Kugelschale und führt zu einer Abschirmung. Radiale  $l'=l$  Anregungen bewirken eine Verstärkung des Kernquadrupolmomentes und entsprechen einer Verschiebung von fixierten Ladungen auf einer elastischen Schale.

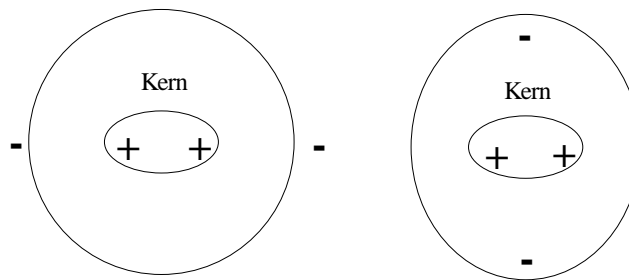


Abbildung 3.3: Polarisation abgeschlossener Protonenstrahlen durch das Kernquadrupolmoment, verdeutlicht an einem klassischen Modell. Frei bewegliche Ladungen führen im linken Bild zu einem Quadrupolmoment, welches das Kernquadrupolmoment abschirmt (shielding). Bei fixierten Ladungen auf einer elastischen, deformierbaren Schale kommt es hingegen zu einer Verstärkung (antishielding) des Kernquadrupolmomentes (rechts).

Die Summe dieser Effekte kann durch den sogenannten Sternheimer-Faktor  $R$  beschrieben werden. Das auf Polarisierungseffekt korrigierte Quadrupolmoment  $Q_s^{\text{kor.}}$  läßt sich aus dem experimentellen Wert  $Q_s^{\text{exp}}$  durch folgende Beziehung berechnen:

$$Q_s^{\text{kor.}} = \frac{1}{1-R} Q_s^{\text{exp.}} \quad 3.8$$

Dabei entspricht  $R > 0$  einem Shielding und  $R < 0$  einem Antishielding des Kernquadrupolmomentes. Die Sternheimer Faktoren sind für viele Elemente in [Ster86] tabelliert.

### c) Die Hyperfeinanomalie

Isotopenabhängige Bohr-Weisskopf-Korrekturen [Bohr50] für die Verteilung der Kernmagnetisierung und Breit-Rosenthal-Schawlow-Effekte [Rose32] aufgrund der Kernladungsverteilung können für  $s$ - und  $p_{1/2}$  Elektronen zu einer Hyperfeinanomalie  ${}^1\Delta^2$  führen, die durch

$${}^1\Delta^2 = \frac{A^{(1)}\mu_I^{(2)}I^{(1)}}{A^{(2)}\mu_I^{(1)}I^{(2)}} - 1 = \frac{1 + \epsilon^{(1)}}{1 + \epsilon^{(2)}} - 1 \quad 3.9$$

definiert ist [Bütt84]. Hierbei bezeichnen die Indizes verschiedene Isotopen. Besonders bei Kernen mit großer, ungerader Kernladungszahl  $Z$  und niedrigem Spin treten große Bohr-Weiskopf-Korrekturen auf, wenn Spin und Bahndrehimpuls der Valenzelektronen antiparallel stehen. Dies trifft auf die  $\pi p_{1/2}$ - oder  $\pi d_{3/2}$ -Zustände bei Platin zu.

### 3.1.2 Die Isotopieverschiebung

Aufgrund der unterschiedlichen Massen und Ladungsverteilungen im Kern werden die Frequenzen  $\nu^A$  und  $\nu^{A'}$  eines Übergangs in der Elektronenhülle eines Elements zweier Isotopen der Masse  $A$  und  $A'$  relativ zueinander verschoben. Diese Isotopieverschiebung (IS) setzt sich aus dem Feld- oder dem Volumeneffekt  $\delta\nu_{FS}^{A,A'}$ , der sich aus der unterschiedlichen Ladungsverteilung der Isotopen ergibt, und aus einem Masseneffekt  $\delta\nu_{MS}^{A,A'}$  zusammen.

$$\delta\nu^{A,A'} = \delta\nu^{A'} - \delta\nu^A = \delta\nu_{FS}^{A,A'} + \delta\nu_{MS}^{A,A'} \quad 3.10$$

Der Masseneffekt hat seine Ursache in der Bewegung des Atomkerns um den Schwerpunkt des vollständigen Systems und wird mit dem „normalen Masseneffekt“ (NMS) und dem „spezifischen Masseneffekt“ (SMS) beschrieben.

$$\delta\nu_{MS}^{A,A'} = \delta\nu_{NMS}^{A,A'} + \delta\nu_{SMS}^{A,A'} \quad 3.11$$

Der normale Masseneffekt stellt dabei die Korrektur auf die reduzierte Masse des Atoms dar und ist in sehr guter Näherung gegeben durch [Heil74]

$$\delta\nu_{NMS}^{A,A'} = \frac{\nu}{1836,1} \frac{A' - A}{AA'}, \quad (A' > A). \quad 3.12$$

Der normale Masseneffekt ist damit immer positiv und spielt bei kleinen Massen aufgrund seiner Skalierung mit  $A^{-2}$  eine besonders große Rolle.

Beim spezifischen Masseneffekt werden die Wechselwirkungen der Elektronen untereinander berücksichtigt. Er kann positive oder negative Werte annehmen und wird von Heilig und Streudel [Heil74] für  $ns \rightarrow np$ -Übergänge mit

$$\delta\nu_{SMS}^{A,A'} = (0,3 \pm 0,9) \delta\nu_{NMS}^{A,A'} \quad 3.13$$

angegeben. Der spezifische Masseneffekt zeigt für festes  $Z$  die gleiche Massenabhängigkeit wie der normale Masseneffekt.

Der Feldeffekt oder Kernvolumeneffekt beruht auf den unterschiedlichen Kernladungsverteilungen der betrachteten Isotopen. Daher erfahren die Energien von Elektronenbahnen,

die in den Kern eindringen, eine Korrektur gegenüber einen punktförmig angenommenen Kern. Der Kernvolumeneffekt zeigt sich daher hauptsächlich in s und  $p_{1/2}$  Zuständen. Nach [Heil74,Blun87] kann der Feldeffekt in der Form

$$\delta v_{\text{FS}}^{A,A'} = F \cdot \lambda^{A,A'} \quad 3.14$$

beschrieben werden. Dabei spaltet er sich in einen elektronischen Faktor F und den sogenannten nuklearen Parameter  $\lambda^{A,A'}$  auf.

Der nukleare Parameter  $\lambda^{A,A'}$  hängt nach E.C. Seltzer [Selz69] mit der Änderung des Kernladungsradius  $\delta \langle r^2 \rangle^{A,A'}$  über folgende Beziehung zusammen:

$$\begin{aligned} \lambda^{A,A'} &= \delta \langle r^2 \rangle^{A,A'} + \frac{C_1}{C_2} \delta \langle r^4 \rangle^{A,A'} + \frac{C_3}{C_2} \delta \langle r^6 \rangle^{A,A'} + \dots \\ &= K \cdot \delta \langle r^2 \rangle^{A,A'} \end{aligned} \quad 3.15$$

Die Koeffizienten  $C_n$  sind bei C.E. Seltzer tabelliert und betragen für die Platinisotope bei  $Z=78$  [Hilb92]:

$$\frac{C_1}{C_2} = -1,06 \cdot 10^{-3} \text{ fm}^{-2}, \quad \frac{C_3}{C_2} = 2,82 \cdot 10^{-6} \text{ fm}^{-4} \quad 3.16$$

Der elektronische Faktor F ist nur schwach isotonenabhängig und ist proportional mit der Änderung der relativistischen Elektronendichte  $\Delta |\psi(0)|^2$  am Kernort.

$$F = \frac{2\pi}{3} Z e^2 \Delta |\Psi(0)|^2 = 3,91615 \cdot 10^{-4} \frac{\text{GHz}}{\text{fm}^2} \cdot Z a_0^3 4\pi \Delta |\Psi(0)|^2 \quad 3.17$$

Mit Hilfe von Multiconfigurations-Dirac-Fock (MCDF) Rechnungen läßt sich  $\Delta |\psi(0)|^2$  bestimmen und ermöglicht damit eine Bestimmung des elektronischen Faktors.

Sind der elektronische Faktor und der spezifische Masseneffekt bekannt, so kann aus der Messung der Isotopieverschiebung die Änderung des Kernladungsradius  $\delta \langle r^2 \rangle^{A,A'}$  berechnet werden.

Durch eine unabhängige Messung von  $\delta \langle r^2 \rangle^{A,A'}$  kann jedoch bei einem bekannten elektronischen Faktor F der schwer zu berechnende spezifische Masseneffekt aus der Isotopieverschiebung empirisch bestimmt werden. Solch unabhängige Eichwerte können aus elektronischen oder myonischen Röntgenspektren erhalten werden.

Bei der Kenntnis des elektronischen Faktors F und des spezifischen Masseneffektes für einen weiteren Übergang und bei der Kenntnis der Isotopieverschiebung von mindestens drei

Isotopen des zu untersuchenden Elements kann mit einem Kingplot der elektronische Faktor  $F$  und der spezifische Masseneffekt für einen zweiten Übergang bestimmt werden [Heil74,Krie96].

### 3.1.3 Kerndeformation

Geometrische Abweichungen vom sphärischen Kern werden als Kerndeformationen bezeichnet. Aus der Änderung der Kernladungsradien  $\delta\langle r^2 \rangle$ , dem magnetische Moment  $\mu_I$  und dem spektroskopischen Quadrupolmoment  $Q_s$  lassen sich Aussagen über die Struktur und Form des Kerns ableiten, die im Folgenden vorgestellt werden.

Die Kerndeformation wird durch die Deformationsparameter  $\beta$  und  $\gamma$  beschrieben. Die Deformation eines Rotationsellipsoides entlang der Symmetrieachsen wird durch  $\beta$  definiert und beschreibt eine oblate bzw. prolate Deformation. Nichtsphärische Kerne, die keine vollständige Axialsymmetrie besitzen, werden durch den Form- oder Asymmetrieparameter  $\gamma$  [Grei96] beschrieben. Der Asymmetrieparameter  $\gamma$  ist ein Maß für die Deformation, die durch Verformung der kreisförmigen Querschnittsfläche entsteht. Mit folgender Beziehung läßt sich die Oberfläche eines solch deformierten Kerns mit den Kugelflächenfunktionen  $Y_{2n}(\vartheta, \phi)$  darstellen:

$$R(\vartheta, \phi) = R_0 \left( 1 + \beta_2 \cos \gamma \cdot Y_{20}(\vartheta) + \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_2 \sin \gamma \cdot Y_{22}(\vartheta, \phi) \right) \quad 3.18$$

Für die Abweichungen eines triaxialen Kerns von der sphärischen Form einer Kugel mit Radius  $R_0$  mit den Hauptachsen  $R_1$ ,  $R_2$  und  $R_3$  des Rotationsellipsoids in der Form

$$R_k = R_0 \cdot (1 + \Delta R_k) \quad , \quad k = 1,2,3 \quad 3.19$$

gilt [Grei96]:

$$\Delta R_k = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_2 \cos \left( \gamma - \frac{2}{3} \pi k \right) \quad , \quad k = 1,2,3. \quad 3.20$$

Mit  $\gamma=0, 2\pi/3, 4\pi/3, \dots$  ergibt sich  $\Delta R_1 = \Delta R_2 < \Delta R_3$ , was einer prolaten also einer zigarrenförmigen Deformation entspricht. Bei  $\gamma=\pi/3, \pi, 5\pi/3, \dots$  hat man es aufgrund von  $\Delta R_1 = \Delta R_2 > \Delta R_3$  mit einer oblaten oder einer linsenförmigen Deformation zu tun. Ist  $\gamma$  kein ganzzahliges Vielfaches von  $\pi/3$ , dann hat der Kern drei unterschiedlich lange Halbachsen und es liegt keine Axialsymmetrie vor. Man spricht daher von einem triaxialen Kern. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 3.4 verdeutlicht.

Mit Hilfe dieser Parameter kann der Deformationsanteil zum mittleren quadratischen Ladingsradius für axialsymmetrische Kerne nach [Meyer83] mit

$$\langle r^2 \rangle_{\text{def}} = \langle r^2 \rangle_{\text{def}} + \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_{\text{sph}} \langle \beta_2^2 \rangle \quad 3.21$$

und für triaxiale Kerne mit [Grec61]

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle_{\text{def}} = & \langle r^2 \rangle_{\text{def}} + \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_{\text{sph}} \langle \beta_2^2 \rangle \\ & + \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_{\text{sph}} \left( \frac{3}{10} \langle \beta_2^3 \rangle \cos \gamma \cdot (1 - 4 \sin^2 \gamma) \right) \end{aligned} \quad 3.22$$

beschrieben werden. Für einen Kern, der weder prolat noch oblat ist ( $\gamma=30^\circ$ ), verschwindet der Term mit  $\langle \beta_2^3 \rangle$  und Gleichung (3.22) geht in Gleichung (3.21) über. Bei einer rein axial-symmetrischen Deformation trägt dieser Term jedoch nur zu etwa 6% bei und wird daher in der Literatur in der Regel vernachlässigt. Dies ist auch mit der Bestimmung der Deformationsparameter aus den B(E2) Messungen konsistent, da hier die Terme höherer Ordnung ebenfalls vernachlässigt werden.

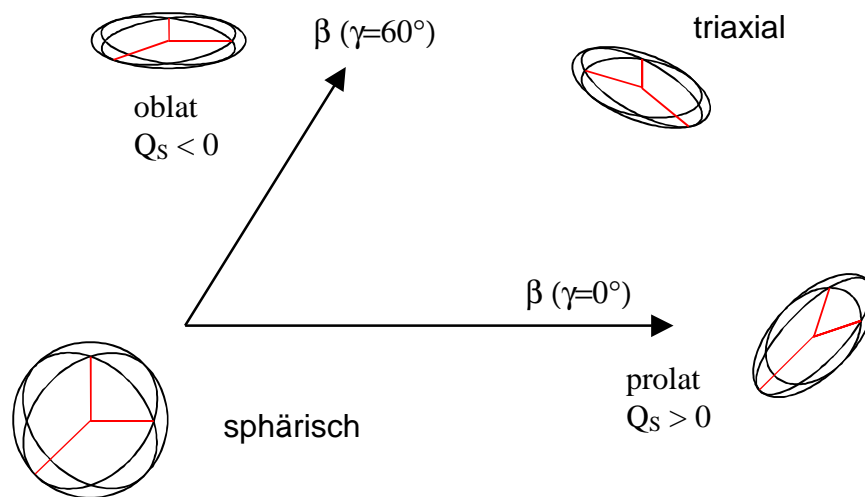


Abbildung 3.4: Der Deformationsparameter  $\beta$  beschreibt eine Deformation des Rotationsellipsoides entlang der Symmetrieachsen unter Beibehaltung der axialen Symmetrie und führt somit zu einer oblaten bzw. prolaten Deformation. Abweichungen von dieser axialen Symmetrie werden mit dem Asymmetrieparameter  $\gamma$  beschrieben. Bei einem triaxialen Kern liegen drei verschieden lange Halbachsen vor.

### a) Das Dropletmodell

Für die Beschreibung sphärischer Kerne hat sich das Dropletmodell nach W.D. Meyers und W.J. Swiateki [Meyer69,Meyer83] etabliert. Es stellt eine Verfeinerung des Tröpfchenmodells [Bohr75] dar, aus dem die Weizsäckersche Massenformel abgeleitet werden kann. Als wesentliche Unterschiede zum Tröpfchenmodell, das den Kern als inkompressiblen Flüssigkeitstropfen darstellt, sind folgende Punkte zu nennen:

- Aufgrund des Neutronenüberschusses kann sich in der äußeren Schicht eine höhere Neutronenkonzentration ergeben (neutron skin).
- Durch die Zulassung der Kompressibilität der Kernmaterie kann der Kern aufgrund der Oberflächenspannung leicht zusammengedrückt werden.
- Die Bildung einer Neutronenhaut wird durch die Coulomb-Abstoßung erschwert, da die Protonen an die Oberfläche gedrückt werden.

Im Gegensatz zum Tröpfchenmodell, bei dem die Dichte von Protonen und Neutronen eine scharfe Kante zeigt, ist die Dichteverteilung ausgeschmiert und führt zu einer Abnahme der im Innern des Kerns als konstant angenommen Protonen und Neutronendichte.

Bei schweren Kernen entspricht die Abweichung zu den gemessenen Werten des Kernladungsradius etwa 0.2% [Meyer83]. Diese gute Übereinstimmung gilt jedoch nicht mehr für die Radien der Übergangselemente wie z.B. beim beobachteten Wechsel zwischen der prolaten und der oblaten Kernform des Quecksilbers. Das Dropletmodell kann jedoch zur Berechnung der Änderung der mittleren quadratischen Kernladungsradien herangezogen werden, falls eine kugelförmige Verteilung angenommen wird.

### b) Das Zwei-Parameter-Modell: Kerndeformation und Isotopieverschiebung

Im Zwei-Parameter-Modell wird die Änderung des Kernladungsradius in einen sphärischen Anteil und in einen Deformationsanteil bei konstantem Volumen zerlegt.

$$\delta \langle r^2 \rangle^{A,A'} = \delta \langle r^2 \rangle_{\text{sph}}^{A,A'} + \delta \langle r^2 \rangle_{\text{def}}^{A,A'} \quad 3.23$$

Die Beiträge zu den höheren radialen Momenten haben nach Ahmad [Ahma85] folgenden Zusammenhang mit dem nuklearen Parameter  $\lambda^{A,A'}$ .

$$\lambda^{A,A'} = \delta \langle r^2 \rangle^{A,A'} + x \cdot \delta \langle r^2 \rangle_{\text{sph}}^{A,A'} + y \cdot \delta \langle r^2 \rangle_{\text{def}}^{A,A'}$$

mit

$$x = \frac{10 C_2}{7 C_1} \bar{A}^4$$

$$y = \frac{C_2}{C_1} 2\bar{A}^2 + \frac{C_3}{C_1} \bar{A}^4$$

$$\bar{R} = 1,2\bar{A}^{1/3} \quad \text{mit} \quad \bar{A} = \frac{A + A'}{2}$$
3.24

Die Koeffizienten  $C_n$  sind die Steltzer Koeffizienten, die in (3.16) definiert sind. Einsetzen von (3.23) in (3.24) liefert

$$\delta \langle r^2 \rangle_{\text{def}}^{A,A'} = \frac{1}{1+y} \left[ \lambda^{A,A'} - (1+x) \cdot \delta \langle r^2 \rangle_{\text{sph}}^{A,A'} \right]$$
3.25

Aus der Isotopieverschiebung kann der nukleare Parameter  $\lambda^{A,A'}$  berechnet werden. Der sphärische Anteil  $\delta \langle r^2 \rangle_{\text{sph}}^{A,A'}$  wird dabei mit dem Dropletmodell berechnet.

Für eine quadrupolförmige Deformation kann man für  $\delta \langle r^2 \rangle_{\text{def}}^{A,A'}$  schreiben:

$$\delta \langle r^2 \rangle_{\text{def}}^{A,A'} = \frac{5}{4\pi} \overline{\langle r^2 \rangle_{\text{sph}}} \delta \langle \beta_2^2 \rangle^{A,A'}$$
3.26

$\langle \beta_2^2 \rangle$  ist hier der Deformationsparameter und ist ein Maß für die Quadrupoldeformation. Durch Einsetzen von (3.26) in (3.23) ergibt sich für den Deformationsparameter folgende Beziehung:

$$\delta \langle \beta_2^2 \rangle^{A,A'} = \frac{4\pi}{5 \overline{\langle r^2 \rangle_{\text{sph}}}} \left( \delta \langle r^2 \rangle^{A,A'} - \delta \langle r^2 \rangle_{\text{sph}}^{A,A'} \right)$$
3.27

Der absolute Wert des Deformationsparameters kann mit Hilfe des bekannten Wertes eines Referenzisotopes bestimmt werden durch die Beziehung

$$\langle \beta_2^2 \rangle^A = \langle \beta_2^2 \rangle^{A'} + \delta \langle \beta_2^2 \rangle^{A,A'}$$
3.28

Die auf diese Weise ermittelten Deformationsparameter können mit den  $\beta_2$  Werten aus den B(E2) Messungen verglichen werden.

### c) Kerndeformation und Hyperfeinstruktur

Aussagen über die Deformation des Kerns und den Deformationsparameter  $\beta_2$  können auch bei Isotopen mit  $I \geq 1$  durch eine Analyse der Hyperfeinstruktur und damit über die Messung des spektroskopischen Quadrupolmomentes gemacht werden.

Das Quadrupolmoment beschreibt die Abweichung der Kernladungsverteilung von der sphärischen Gestalt und ist gegeben durch [Bohr69]:

$$eQ_s = \langle I, M = I | eQ_{op} | I, M = I \rangle \quad 3.29$$

Für die Symmetrieachse eines axialsymmetrischen Kerns gilt nach [Löbn70] für das intrinsische Quadrupolmoment  $Q_0$ ,

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR^2 \beta_2 \left( 1 + \frac{2}{7} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta_2 + \frac{1}{14\pi} \beta_2^2 - \dots \right) \quad \text{mit } R = 1,2 \cdot A^{1/3} \text{ fm}, \quad 3.30$$

womit eine Bestimmung des Deformationsparameters  $\beta_2$  aus dem intrinsischen Quadrupolmoment möglich ist.

Bei einer starken Kopplung des Leuchtelektrons an die Figurenachse des Kerns („particle+rotor“) kann das spektroskopische Quadrupolmoment mit folgender Projektionsformel [Step75] berechnet werden.

$$Q_s = \frac{I(2I - 1)}{(I + 1)(2I + 3)} Q_0 \quad 3.31$$

Diese Formel gilt in guter Näherung für einen axialsymmetrisch stark deformierten Rotator und stellt einen Zusammenhang zwischen dem spektroskopischen Quadrupolmoment  $Q_s$  und dem intrinsischen Quadrupolmoment  $Q_0$  her.

Der auf diese Weise berechnete Deformationsparameter gibt jedoch nur eine untere Grenze an, da der Zusammenhang von  $Q_s$  und  $Q_0$  mit Gleichung (3.31) durch die Stärke der Kopplung und der Axialsymmetrie gegeben ist.  $Q_s$  fällt umso kleiner aus, je weniger die Voraussetzungen der starken Kopplung und der Axialsymmetrie gegeben sind.

## 3.2 Experimenteller Aufbau

Die Resonanzionisationsspektroskopie (RIS) stellt eine erfolgreiche Methode zur laser-spektroskopischen Untersuchung von radioaktiven Isotopen dar. Speziell für die Untersuchung der schwerverdampfbaren Elemente wie Gold, Platin und Iridium ist eine Produktion von Ionenstrahlen dieser Elemente am Massenseparator ISOLDE nicht möglich, da entweder die erforderlichen Quellentemperaturen nicht erreicht werden können oder die Diffusionszeiten innerhalb der Target-Ionenquelleneinheit über den Halbwertszeiten der zu untersuchenden Isotopen liegen.



Daher ist man zur Untersuchung dieser Isotopen mit dem COMPLIS-Experiment einen anderen Weg zur Produktion dieser Isotopen gegangen. Nach der Implantation von radioaktiven Quecksilberisotope in ein Graphit Substrat zerfallen die Quecksilberisotope durch den radioaktiven  $\beta^+$  oder auch  $\alpha$ -Zerfall in die Tochter- und Enkelisotope von Gold, Platin und Iridium. Mit einer Laserdesorption der Zerfallsprodukte können gepulste Ionenstrahlen dieser Elemente aus dem Implantat erzeugt werden. Damit wird eine spektroskopische Untersuchung dieser schwerverdampfbaren Elemente mit der Resonanzionisationsspektroskopie ermöglicht. Das COMPLIS-Experiment ist eine Weiterentwicklung des an dem Massenseparator ISOCELE in Orsay aufgebauten PILIS Experimentes [LeBI92].

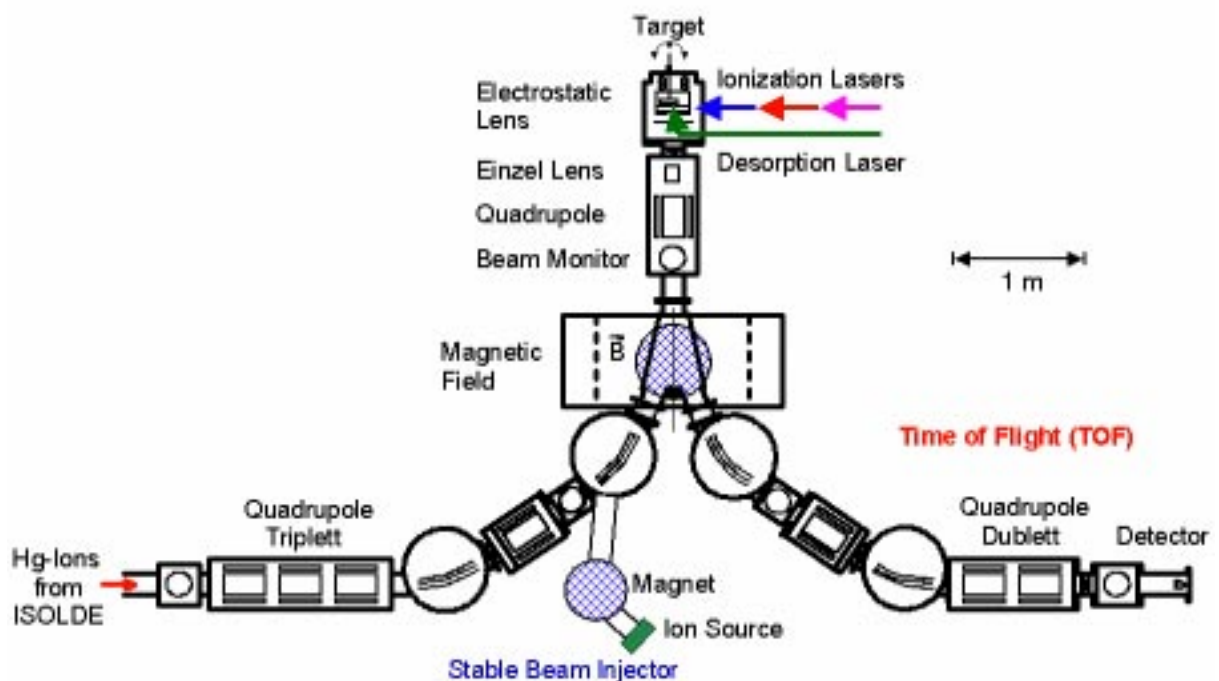


Abbildung 3.5: Experimenteller Aufbau des COMPLIS-Experimentes. Die 60 keV Quecksilberionen von ISOLDE werden mit Hilfe von Quadrupolen und einem Magnetfeld abgelenkt und auf ein Graphit Substrat fokussiert. Dort nutzt man den radioaktiven Zerfall in die schwerverdampfbaren Elemente Gold, Platin und Iridium aus, um nach einer gepulsten Laserdesorption diese Elemente laserspektroskopisch zu untersuchen.

Eine sehr effiziente Ionenquelle zur Erzeugung von radioaktiven Quecksilberionenstrahlen über einen weiten Massenbereich wurde mit der Entwicklung eines flüssigen Blei-Targets erreicht. Dieses spezielle Target, das in Zusammenarbeit mit der COMPLIS Kollaboration mit der Targetgruppe von ISOLDE entwickelt worden ist, besteht aus einem Tantal-Container (20 cm lang, 2 cm Durchmesser) in dem sich flüssiges Blei befindet. Das Target wird hierzu auf ca. 500 °C geheizt, wobei das flüssige Blei etwa die Hälfte des Containers ausfüllt. Um die

Entwicklung von starken Schockwellen durch den gepulsten Ionenstrahl zu vermeiden, was ein Bersten des Targetcontainers oder die Diffusion von radioaktivem Blei in die Ionenquelle zur Folge hätte, wird statt des mit einer Repetitionsrate von 0,4 Hz gepulsten Protonenstrahls ein sogenannter „staggered beam“ verwendet. Hier wird der Protonenstrahl von bis zu  $2.1 \cdot 10^{13}$  Protonen in 3 Gruppen zu jeweils 5 Bunchen in Zeitintervallen von 5-500  $\mu\text{s}$  aus dem PS-BOOSTER extrahiert, um die Energiedichte pro Protonenzyklus zu verringern. Zusätzlich wurde durch die Verwendung einer extra geheizten Helix, die eine Kondensation der weniger leichtflüchtigen Elemente bewirkt, eine Kontamination der Ionenquelle durch flüssiges Blei verhindert. Die für das COMPLIS-Experiment wichtige Produktion von neutronenarmen Quecksilberisotopen wurde über einen weiten Massenbereich bis zu  $^{177}\text{Hg}$  ermöglicht [Lett97]. Weitere Details über die Konstruktion des Targets und über die erreichten Produktionsraten sind in der Arbeit von M. Krieg [Krie96] und J. Lettry [Lett97] veröffentlicht.

In Abbildung 3.5 ist der experimentelle Aufbau des COMPLIS-Experimentes an ISOLDE dargestellt. Das zentrale Element der Apparatur ist hierbei die gepulste Ionenquelle, in der die Quecksilberisotope implantiert und laserdesorbiert werden. Für die Implantation werden die Ionen mittels Quadrupole und elektrostatischer Felder auf ein Graphit Target fokussiert. Nach der Implantation und dem radioaktiven Zerfall in die gewünschten Tochterisotope wird mit gepulster Laserdesorption durch einen frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser ein Atomstrahl produziert, der laserspektroskopisch mit der Resonanzionisationsspektroskopie untersucht wird. Die hierzu benötigten Laserstrahlen werden über eine Strecke von 20 m mit einem Spiegelsystem in die sekundäre Ionenquelle eingekoppelt. Die in mehreren Stufen resonant erzeugten Ionen werden durch das anliegende Potentialgefälle von ca. 60 keV beschleunigt und durchlaufen ein Magnetfeld von 0,4 T, das sich in einer Entfernung von 1 m von der Ionenquelle befindet. Damit wird die Trennung der ein- und auslaufenden Ionen gewährleistet und parasitär erzeugte Ionen werden von dem in die Flugzeitstrecke abgelenkten Ionenstrahl absepariert. Der massenaufgelöste Nachweis der Ionen geschieht mittels einer 4,45 m langen Flugzeitstrecke und einem Channelplate Detektor. Die Flugzeitstrecke ist als Zwei-Gradienten Strecke konzipiert und erlaubt nach [Krie96] eine zeitliche Separation von zwei aufeinanderfolgenden Massen von  $\Delta t=47$  ns.

Eine wesentliche Verbesserung des Experimentes wurde mit der Installation einer externen Ionenquelle zur Produktion von stabilen Ionenstrahlen erreicht, die eine Implantation von stabilen Ionen in das Targetmaterial erlaubt. Damit ist es möglich unabhängig von ISOLDE Effizienztests durchzuführen und die gesamte Apparatur inklusive des Desorptions- und Ionisationsprozesses offline zu testen und zu optimieren.

### 3.2.1 Gepulste Ionenquelle für schwerverdampfbare Elemente

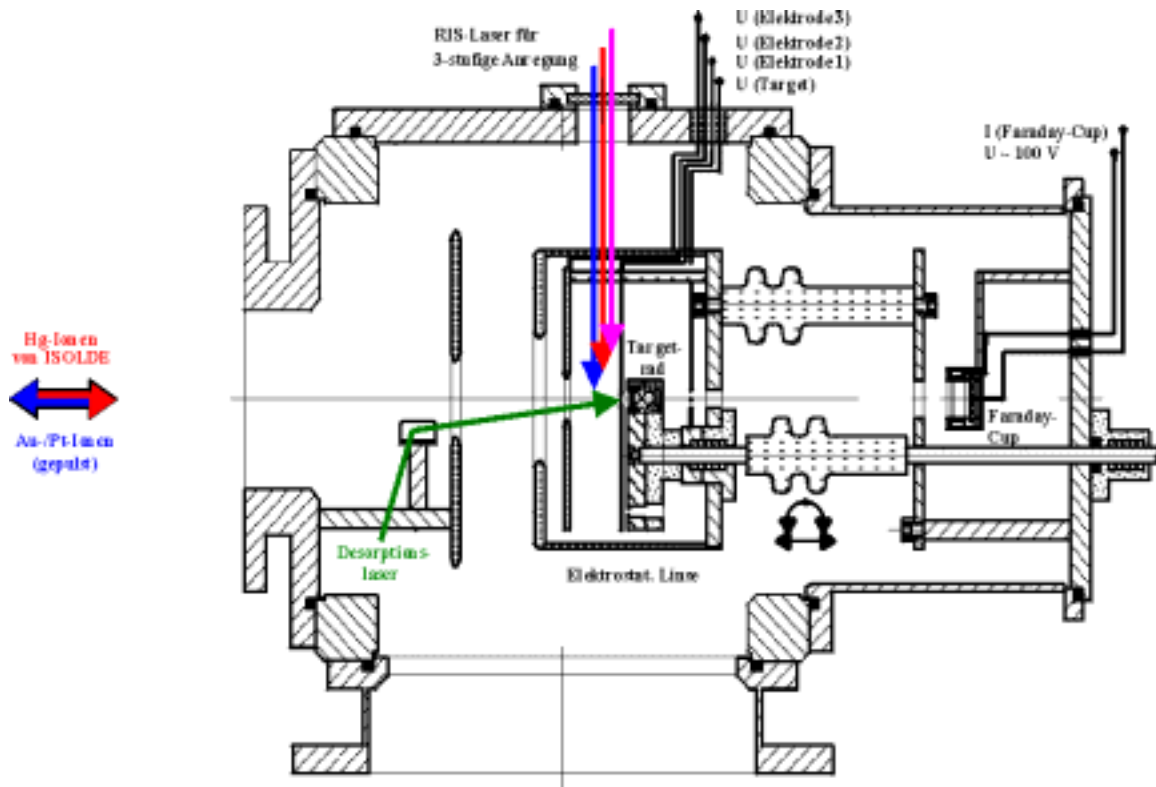


Abbildung 3.6: Target-Ionenquellenbereich des COMPLIS-Experimentes.

Besondere Bedeutung hat der Targetbereich des COMPLIS-Experimentes, der in Abbildung 3.6 dargestellt ist. Für eine gute Desorptionseffizienz der durch radioaktiven Zerfall produzierten Tochternuklide ist eine oberflächennahe Implantation der Quecksilberisotope notwendig. Dazu wird der 60 keV Ionenstrahl auf ca. 1,5 keV abgebremst, indem die gesamte Targeteinheit auf ein Potential von nahezu 60 keV gelegt wird. Die Fokussierung des Ionenstrahls geschieht mit elektromagnetischen Linsen, die zusätzlich eine Beschleunigung der mit der Resonanzionisation erzeugten Ionen erlauben und damit eine Implantation und Desorption der Isotopen an derselben Stelle ermöglichen.

Mit dem Simulationsprogramm TRIM [Zieg93] durchgeführte Monte Carlo Rechnungen zeigen, daß bei einer Implantationsenergie von 1,5 keV die Implantationstiefe 30-40 Å beträgt, während 60 keV Ionen mit einer Implantationstiefe von 250 Å implantiert werden [Krieg96].

Als Implantationsmedium wurde hochreiner pyrolytischer Graphit verwendet. Graphit hat den Vorteil einer sehr hohen Schmelztemperatur von über 3800 K, die weit über der Verdampfungstemperatur der zu untersuchenden Isotopen liegt. Damit werden Verunreinigungen

von Graphitatomen, die beim laserinduzierten Verdampfungsprozess entstehen könnten, unterdrückt. Zudem erlaubt ein geringer Reflexionsfaktor von 0,35 bei einer Wellenlänge von  $\lambda=532$  nm [Krön88] eine effektive Ausnutzung der Laserenergie für den Desorptionsprozess.

Das Graphit ist in einer banenförmigen Form auf einem Targetrad montiert und kann für die Implantation und Desorption entsprechend gedreht werden. Je nach Halbwertszeit der zu untersuchenden Isotopen kann somit eine Implantation über einen größeren Winkelbereich erfolgen, wobei die Desorption durch entsprechendes Drehen des Targetrades zu einem späteren Zeitpunkt erfolgt. Zudem sind auf diesem Targetrad Blenden zur Justage des Ionenstrahls und Platinfolien integriert, die eine Einstellung und Optimierung des Ionisationsprozesses erlauben.

Die Desorption wird mit einem gepulsten Nd:YAG Laser (Quantel Brilliant) bei der frequenzverdoppelten Wellenlänge von  $\lambda=532$  nm mit einer Repetitionsrate von 10 Hz durchgeführt. Dabei wird das Laserlicht mit einer Zylinderlinse auf einen Strich fokussiert, der in Drehrichtung des Targetrades eine Breite von ca. 0,05 mm und senkrecht dazu eine Länge von 2 mm besitzt. Da die Implantationsfläche einen Durchmesser von 2 mm besitzt, kann mit einer Rotation des Targets um  $0,02^\circ$  (entspricht 0,01 mm) pro Implantation fünf Desorptionsschritte durchgeführt werden. Es zeigte sich, daß für eine optimale Desorption eine Energie des Laserpulses von 300  $\mu\text{J}$  entsprechend einer Leistungsdichte von  $3 \text{ kW}/\text{cm}^2$  notwendig ist.

Die zur resonanten Ionisation notwendigen Laser werden auf die entstandene Desorptionsschwelle in einem Abstand von ca. 3mm vor der Targetoberfläche kreuzweise eingespiegelt. Das für den ersten Schritt notwendige UV-Laserlicht wird dabei ebenfalls mit einer Zylinderlinse fokussiert und regt die Atome in einem schmalen Volumensegment in den ersten angeregten Zustand an. Dadurch wird die Dopplerverbreiterung des Signals stark reduziert und somit die Auflösung der Apparatur erhöht, was sich jedoch negativ auf die Effizienz niederschlägt.

Dieses Prinzip der Desorption verbunden mit einer Untersuchung durch Resonanzionisation und Massenspektrometrie findet auch kommerzielle Anwendung in der Analytik. Mit einem dem COMPLIS-Experiment ähnlichen Verfahren wird unter anderem von der Firma Atom Sciences Inc. eine sehr sensitive Analyse von Oberflächen betrieben [Arli97].

### 3.2.2 Das Lasersystem

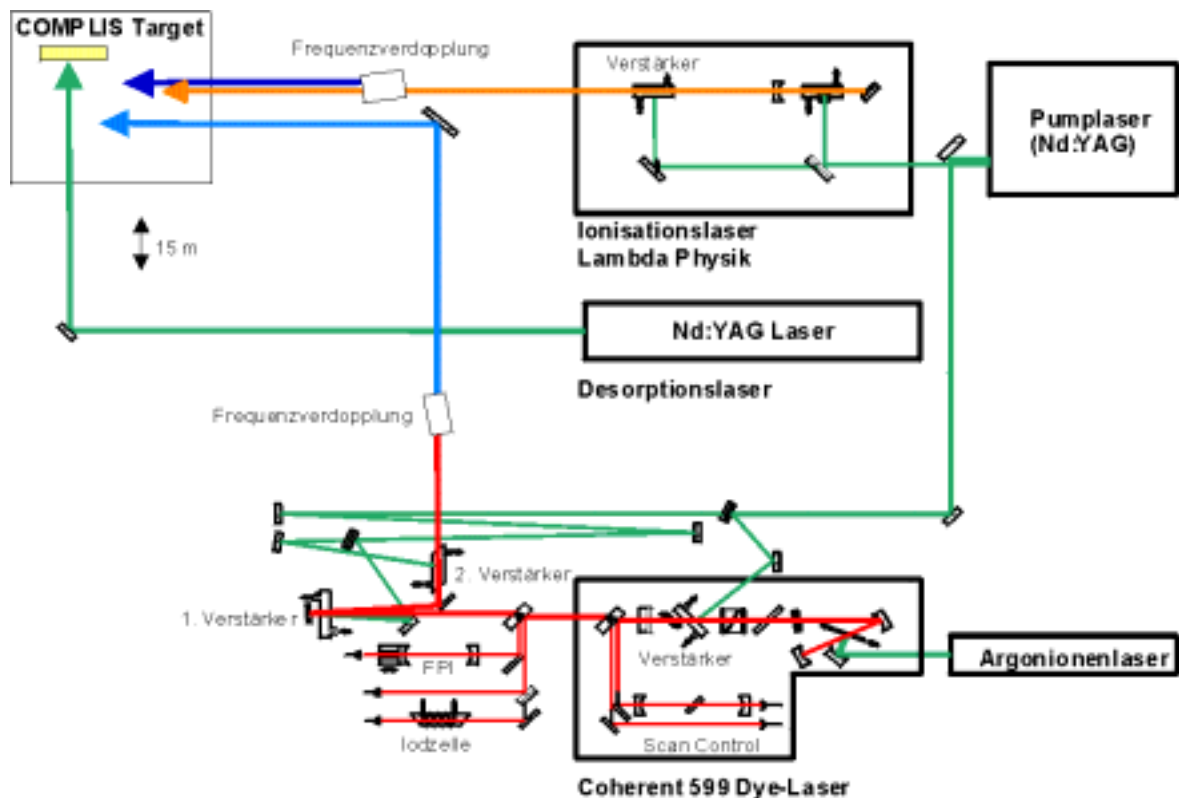


Abbildung 3.7: Das bei der Ionisation von Platin eingesetzte Lasersystem. Für den ersten Anregungsschritt wird ein schmalbandiges Farbstofflasersystem verwendet. Für den zweiten und dritten Schritt zur Ionisation wird ein kommerzieller gepulster Farbstofflaser eingesetzt. Die Laserstrahlen werden über eine Spiegelstrecke von ca. 15 m in das COMPLIS-Experiment eingekoppelt.

Bei dem COMPLIS-Experiment kommt dem Lasersystem eine besondere Bedeutung zu, da die spektrale Auflösung der Laserspektroskopie insbesondere durch die spektrale Bandbreite des Lasers zur Ionisation des ersten Schrittes bestimmt wird. Darüber hinaus spielt die zeitliche Abfolge aller Laserpulse zur Desorption und zur Resonanzionisation eine kritische Rolle für die Gesamteffizienz des Experimentes.

Für die Ionisation von Platin wurde ein dreistufiges Anregungsschema gewählt (siehe Abbildung 3.8). Da für den zweiten und den nichtresonanten dritten Schritt die frequenzverdoppelte Laserstrahlung eines Farbstofflasers zusammen mit der fundamentalen Wellenlänge benutzt wird, sind nur zwei Laserquellen zur Ionisation von Platin notwendig. Als zentraler Pumplaser für beide Lasersysteme steht hierbei ein Nd:YAG Laser mit einer Pulsleistung von 1 J bei einer Repetitionsrate von 10 Hz zur Verfügung.

### a) Der „Compulsé“ Farbstofflaser

Für die Anregung des ersten Schrittes wird ein speziell von J. Pinard und S. Lieberman entwickeltes gepulstes Farbstofflasersystem, das sich durch eine sehr schmale Bandbreite auszeichnet, verwendet. Ein von einem  $\text{Ar}^+$ -Laser gepumpter cw Laser (Coherent model 599) erzeugt eine schmalbandige cw single-mode Laserstrahlung. Durch Verwendung einer zweiten Verstärkerzelle in dem cw Resonator, die von einem gepulsten Nd:YAG Laser gepumpt wird, kann die schmalbandige cw Laserstrahlung mit einer Repetitionsrate von 10 Hz gepulst verstärkt werden [Pina77]. Die ausgekoppelte Laserstrahlung besitzt die gleiche Wellenlänge wie die im Resonator vorhandenen cw-Laserstrahlung und hat eine fourierlimitierte spektrale Bandbreite, die sich bei einer Pulsdauer von  $\Delta T=10$  ns nach

$$\Delta\nu = \frac{2 \cdot \ln 2}{\pi \cdot \Delta T} \quad 3.32$$

mit  $\Delta\nu=50$  MHz abschätzen läßt. Dieses Prinzip der Erzeugung von schmalbandiger gepulster Laserstrahlung beruht auf dem sogenannten „Injektion Locking“. Die in einem Resonator vorhandene single-mode Laserstrahlung baut sich bei einer gepulsten Verstärkung auf und unterdrückt andere anschwingende Moden bei Erreichen der Sättigung [Gan76]. Dieses Prinzip des Injection-Lockings kann auch bei gepulsten Farbstofflasern [Seba94] und bei Nd:YAG Lasern [Par84] angewandt werden. Hierbei wird eine schmalbandige cw Laserstrahlung in den gepulsten Resonator eingekoppelt, um auf diese Weise ein injection-locking zu erreichen.

Die Frequenzkontrolle des ersten Schrittes geschieht mit einem Wavemeter (ATOS Lambdameter), das eine Genauigkeit von  $10^{-7}$  besitzt [Atos97]. Als Eichung der Spektren wird ein Teil der Laserstrahlung ausgekoppelt und von einem konfokalen Fabry-Perot Interferometer mit einem freien Spektralbereich von 750 MHz analysiert. Zusätzlich wird eine Absorptionsspektroskopie am Jod durchgeführt, um eine absolute Eichung der Messpektren zu ermöglichen.

Für eine effektive Frequenzverdopplung wird die schmalbandige Laserstrahlung mit zwei Verstärkerküvetten, die von dem Nd:YAG Pumplaser gepumpt werden, verstärkt. Als Farbstoff wurde zur Erzeugung von  $\lambda=613$  nm sowohl in den Verstärkerküvetten als auch im cw-Laser Rhodamin 6G verwendet. Zur Generierung der notwendigen UV-Laserstrahlung wurde ein nichtlinearer Kalium-Dihydrogen-Phosphat (KDP) Kristall benutzt. Die nach der Frequenzverdopplung erhaltene spektrale Bandbreite für die Spektroskopie wird mit  $\Delta\nu=150$

MHz angegeben [Pina97] und hat eine Pulsenergie von ca. 5  $\mu\text{J}$ , die zur Sättigung des ersten Anregungsschrittes ausreichend ist.

### b) Der Laser für den zweiten und dritten Anregungsschritt

Für eine effektive Ionisation kommt es beim zweiten und dritten Anregungsschritt weniger auf die spektrale Bandbreite sondern mehr auf die zur Verfügung stehende Pulsleistung an. Als Laser kann deshalb ein kommerzieller gepulster Farbstofflaser der Firma Lambda Physik (FL3002) verwendet werden, der mit dem Nd:YAG Laser gepumpt wird. Die relativ breitbandige Laserstrahlung hat eine spektrale Bandbreite von etwa 5 GHz [Lamb85] und bei einem Einsatz der eingebauten Verstärkerstufe eine Pulsenergie von ca. 5 mJ. Die Wellenlänge wurde hierbei so gewählt, daß mit einer Frequenzverdopplung UV-Licht mit einer Wellenlänge von  $\lambda=370,7$  nm erzeugt werden konnte, die eine Anregung in den  $5d^9 6d$ -Zustand erlaubt. Die nichtresonante Ionisation ins Kontinuum geschieht hierbei mit der fundamentalen Wellenlänge von  $\lambda=741,4$  nm. Als Farbstoff wurde bei  $\lambda=741,4$  nm Pyridin 2 verwendet.

## 3.3 Messungen an neutronenarmen Platinisotopen

Die Messungen der neutronenarmen Platinisotopen wurden in der Strahlzeit im Juli 1997 fortgesetzt, nachdem in vorhergehenden Strahlzeiten des COMPLIS-Experiments die Platinisotope  $^{188,186,184}\text{Pt}$  untersucht wurden [Krie96]. Erstmals konnte die Hyperfeinstruktur und Isotopieverschiebung der Platinisotope  $^{178,179,180,181,182}\text{Pt}$  und  $^{183\text{m}}\text{Pt}$  vermessen und die Hyperfeinstruktur von  $^{183\text{g}}\text{Pt}$  und  $^{185\text{g,m}}\text{Pt}$  mit größerer Präzision bestimmt werden. Die Halbwertszeiten dieser Isotopen sind in Tabelle 3.2 angegeben.

Dabei wurde zur Ionisation der desorbierten neutralen Platinisotope ein dreistufiges Ionisationsschema gewählt mit einer nicht resonanten Ionisation in das Kontinuum im dritten Schritt (siehe Abbildung 3.8). Für den spektroskopisch relevanten ersten Anregungsschritt wurde der Übergang  $5d^9 6s \ ^3D_3 \rightarrow 5d^9 6p \ ^3P_2$  bei einer Wellenlänge von  $\lambda=306,5$  nm verwendet. Dieser Übergang zeichnet sich durch eine relative Stärke von 3200 [Wies80] aus und eignet sich daher für eine effiziente Anregung. Für die Änderung des Gesamtspins gilt bei diesem Übergang  $\Delta J=1$ , womit die Hyperfeinstruktur gut aufgelöst werden kann. Um eine möglichst hohe Auflösung für den spektroskopisch wichtigen ersten Schritt zu erreichen, wurde der schmalbandige Complusé Farbstofflaser [Pina77] bei einer Wellenlänge von  $\lambda=612,9$  nm betrieben und eine Frequenzverdopplung durchgeführt. Für den zweiten und dritten Anregungsschritt wurde breitbandiges Laserlicht eines zweiten Farbstofflasers mit einer Wellen-

länge von  $\lambda=741,4$  nm eingestrahlt. Mit einer Frequenzverdopplung kann mit  $\lambda=370,7$  nm der  $5d^9 6d$  Zustand angeregt werden. Das Laserlicht der Fundamentalen dient zur nichtresonanten Ionisation ins Kontinuum oberhalb der Ionisationsgrenze von  $72300 \text{ cm}^{-1}$ . Das verwendete Anregungsschema erlaubt eine effiziente und selektive dreistufige Ionisation bei der Verwendung von nur zwei gepulsten Farbstofflasersystemen.

Tabelle 3.2: Halbwertszeiten und Spins der gemessenen Platinisotope.

<b>A</b>	<b>N</b>	<b>I</b>	<b>T<sub>1/2</sub></b>
194	116	0	stabil
188	110	0	10,2 d
185	107	9/2	70,9 min
185m	107	1/2	33,0 min
183	105	1/2	6,5 min
183m	105	7/2	43 s
182	104	0	2,6 min
181	103	1/2	51 s
180	102	0	52 s
179	101	1/2	21,2 s
178	100	0	21,1 s

Zur Frequenzkalibration diente ein Fabry-Perot Interferometer mit einem freien Spektralbereich von 750 MHz und eine Absorptionsspektroskopie von Jod. Da die Jodlinien mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,002 \text{ cm}^{-1}$  [Gers78] bekannt sind, läßt sich so eine absolute Frequenzkalibration der erhaltenen Spektren durchführen. Sowohl das aus der Flugzeitmessung erhaltene Flugzeitspektrum als auch das Jod bzw. Fabry-Perot Signal wurden in einer dreidimensionalen Matrix aufgenommen. Dabei wurde je nach gemessenem Spektrum der Laser in Frequenzschritten von 50 bis 100 MHz verstimmt und das Signal über 15 Meßzyklen arithmetisch gemittelt. Durch zweidimensionale Schnitte lassen sich für die verschiedenen Massen die Signalhöhen als Funktion der Frequenz darstellen. Nach einer Anpassung des erhaltenen Frequenzspektrums mit Lorentzkurven wurden die Linienlagen mit den dazugehörigen Fehlern ermittelt. Für die Isotopen mit Hyperfeinaufspaltung wurde das Fitprogramm MINUIT [Jame77] verwendet, um die Isotopieverschiebung und die Hyperfeinstrukturkonstanten aus den erhaltenen Spektren zu berechnen. Da aufgrund des Scanbereichs eine Aufnahme der Jodlinien für bestimmte Isotopen nicht möglich war, wurde das Isotop  $^{188}\text{Pt}$ , das eine Halbwertszeit von  $t_{1/2}=10,2$  d besitzt, homogen auf dem Graphit Substrat implantiert. Anhand des Spektrums von  $^{188}\text{Pt}$ , das in den Desorptionsspektren im Hintergrund auftaucht, kann den Linienlagen der gemessenen Platinisotope eine eindeutige Frequenz zugeordnet werden. Als



Referenzwert dient hierbei der in dieser Arbeit bestimmte Wert für die Isotopieverschiebung als auch der in [Krieg96] gemessene Wert.

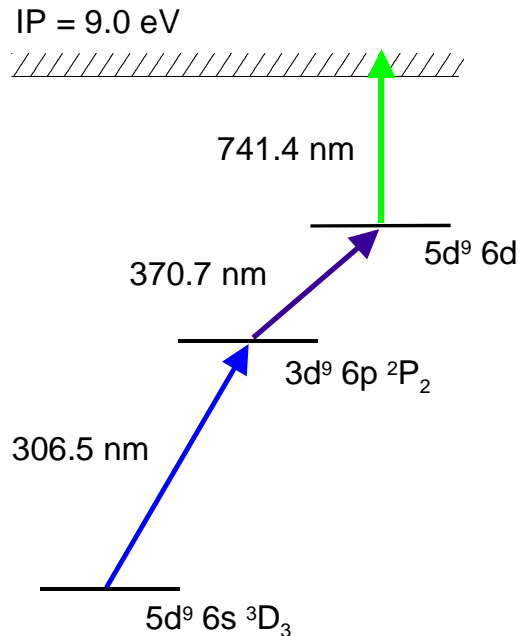


Abbildung 3.8: Anregungsschema zur Spektroskopie von Platin. Der für die Spektroskopie relevante erste Schritt wird mit einem frequenzverdoppelten schmalbandigen Laser bei  $306,5 \text{ nm}$  angeregt. Zur Ionisation ins Kontinuum wird ein breitbandiger Laser verwendet. Die Wellenlänge ist so gewählt, daß die frequenzverdoppelte Laserstrahlung das Atom in den  $5d^9 6d$  Zustand angeregt, während die Fundamentale die nichtresonante Ionisation ins Kontinuum oberhalb der Ionisationsgrenze von  $72300 \text{ cm}^{-1}$  ermöglicht.

### 3.3.1 Messung der leichten Platinisotope

Während der zurückliegenden COMPLIS Strahlzeiten wurde zur Produktion der radioaktiven schwerer verdampfenden Isotopen von Gold und Platin der  $\beta^+$ -Zerfall ausgenutzt. Bei der Untersuchung der leichten Platinisotope im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmalig eine Produktion von Platinisotopen mit  $A < 182$  durch direkten  $\alpha$ -Zerfall von Quecksilberisotopen mit  $A < 186$  beobachtet. Durch den  $\alpha$ -Zerfall wurde die Messung der leichten Platinisotope erst ermöglicht, da die Produktionsraten von ISOLDE fernab der Stabilität stark zurückgehen. Dies ist an dem Beispiel der Produktion von  $^{178}\text{Pt}$  in Abbildung 3.9 verdeutlicht.

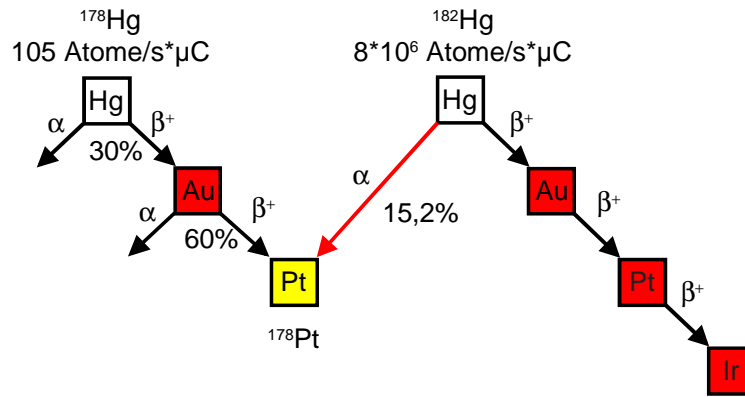


Abbildung 3.9: Die Produktion von  $^{178}\text{Pt}$  über direkten  $\alpha$ -Zerfall von  $^{182}\text{Hg}$ . Aufgrund der niedrigen Produktionsrate von  $^{178}\text{Hg}$  und der relativ geringen Branching Ratio für den  $\beta^+$ -Zerfall von  $^{178}\text{Hg}$  und  $^{178}\text{Au}$  erlaubt der direkte  $\alpha$ -Zerfall theoretisch eine Steigerung der Produktionsrate um einen Faktor  $10^6$ .

Unter Ausnutzung des  $\beta$ -Zerfalls werden durch die geringen Branching Ratio von 30% für  $^{178}\text{Hg}$  und 60% für  $^{178}\text{Au}$  bei einem Yield von 105 Atomen/s $\cdot\mu\text{C}$  bestenfalls 18% der implantierten Quecksilber Isotopen in das zu untersuchende  $^{178}\text{Pt}$  zerfallen. Die Branching Ratio für den direkten  $\alpha$ -Zerfall von  $^{182}\text{Hg}$  in  $^{178}\text{Pt}$  jedoch beträgt 15,2%. Da  $^{182}\text{Hg}$  mit einem um einen Faktor  $10^4$  höheren Yield von ISOLDE geliefert wird, steigt die Produktionsrate von  $^{178}\text{Pt}$  etwa um einen Faktor  $10^6$  an. Der implantierte  $^{182}\text{Hg}$  Kern zerfällt mit einer Energie von  $E=5,9 \text{ MeV}$  im  $\alpha$ -Zerfall in das  $^{178}\text{Pt}$ . Eine energetische Betrachtung liefert für den verbleibenden  $^{178}\text{Pt}$  Kern die Rückstoßenergie von  $E_{\text{Rück}}=130 \text{ keV}$ . Diese Energie muß vom Implantationsmaterial Graphit aufgenommen werden. Simulationen mit dem Implantationsprogramm TRIM [Zieg93] liefern für diese Rückstoßenergie eine Implantationstiefe von ca. 400 nm, die sich isotrop um den zerfallenden Kern herum in alle Raumrichtungen verteilt. Damit sind die Isotopen, die durch den Rückstoß des  $\alpha$ -Zerfalls tiefer in das Graphit Substrat implantiert werden oder aus dem Substrat herausfliegen, für eine spätere Desorption verloren. Dies führt zu einer massiven Reduzierung der zur Verfügung stehenden Isotopen. Speziell bei dem Isotop  $^{178}\text{Pt}$  wäre aber an eine Untersuchung aufgrund der niedrigen Produktionsrate von ISOLDE nicht zu denken, wenn nur der  $\beta^+$ -Zerfall als Produktionsmechanismus innerhalb des Implantats ausgenutzt werden würde.

## a) Die geraden Platinisotope

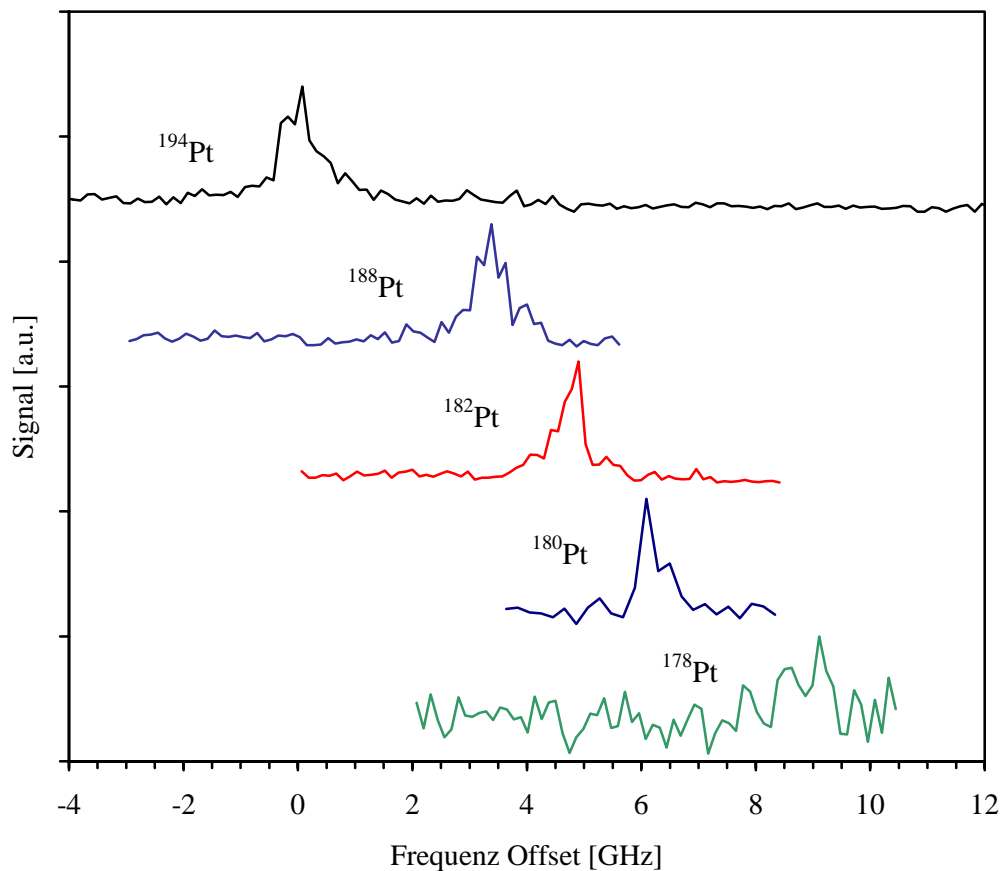


Abbildung 3.10: Spektren der geraden Platinisotope  $^{178,180,182,188}\text{Pt}$  und das stabile Referenzisotop  $^{194}\text{Pt}$ . Die Höhe der Spektren ist hierbei nicht maßstäblich wiedergegeben.

In Abbildung 3.10 sind die erhaltenen Spektren der geraden Platinisotope mit Spin  $I = 0$  gezeigt. Durch die Verwendung der aufgenommenen Jodlinien und der Fabry-Perot Transmissionsmaxima läßt sich aus den gemessenen Spektren die Isotopieverschiebung relativ zu  $^{194}\text{Pt}$  berechnen, die in Tabelle 3.3 aufgeführt ist. Dabei werden die Spektren mit Lorentzkurven gefittet. Als Fixpunkt und Frequenzmarke zur Ermittlung der absoluten Linienlagen wurde das Spektrum von  $^{188}\text{Pt}$  verwendet, das aufgrund einer homogenen Implantation im Graphit Target zusätzlich desorbiert und nachgewiesen wird.

Das Spektrum von  $^{178}\text{Pt}$  ist im Vergleich zu den anderen Spektren der geraden Platinisotopen wesentlich breiter. Aufgrund der geringen Produktionsrate der  $^{178}\text{Pt}$  Isotope wurde die Intensität und das Strahlprofil des Ionisationslasers im ersten Schritt vergrößert, um die Nachweiseffizienz auf Kosten der spektroskopischen Auflösung zu erhöhen. Zudem sind die Spektren von  $^{178}\text{Pt}$  aufgrund der geringen Signalhöhe stark verrauscht.

### b) Die ungeraden Platinisotope

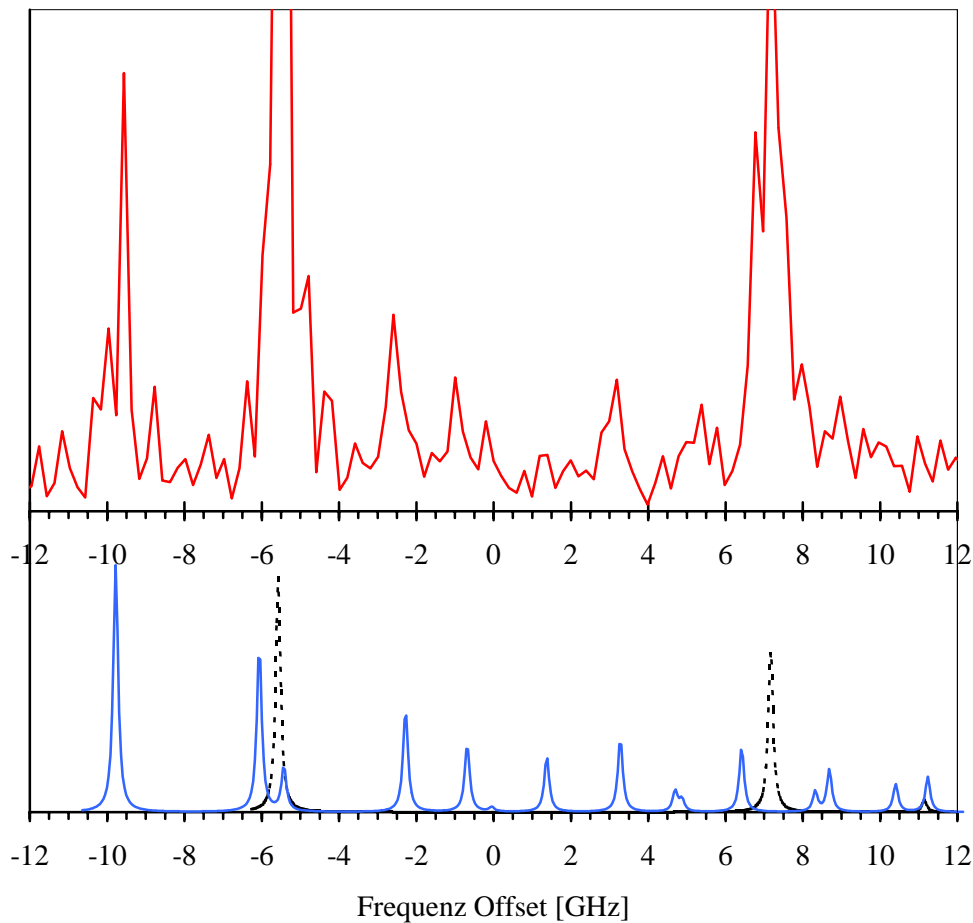


Abbildung 3.11: Hyperfeinspektrum von  $^{183\text{g,m}}\text{Pt}$ . Das gemessene Spektrum (oben) setzt sich aus einer Überlagerung des Grund- und Isomerenzustandes zusammen. Die beiden starken Linien sind durch den Grundzustand hervorgerufen. Im unteren Teil sind die theoretisch zu erwartenden Hyperfeinlinien des Grundzustandes mit  $I=1/2$  (gestrichelte Linie) und des Isomerenzustandes mit  $I=7/2$  (durchgezogene Linie) dargestellt.

Als Beispiel für die Messungen an den ungeraden Platinisotope ist in Abbildung 3.11 das Hyperfeinspektrum von  $^{183\text{g,m}}\text{Pt}$  dargestellt. Die beiden starken Linien werden durch den Grundzustand  $^{183\text{g}}\text{Pt}$  mit einem Kernspin von  $I=1/2$  hervorgerufen. Bei dem Isomerenzustand  $^{183\text{m}}\text{Pt}$  mit  $I=7/2$  verteilt sich die Hyperfeinaufspaltung auf ca. 10 stärkere Linien. Im unteren Teil von Abbildung 3.11 ist das theoretisch zu erwartende Hyperfeinspektrum aufgezeigt. Die gestrichelte Linie stellt hierbei den Grundzustand dar, während die durchgezogene Linie den Isomerenzustand beschreibt. Die einzelnen Linien konnten aufgrund der erreichten Genauigkeit von  $\Delta v_{\text{exp}}=(215\pm 31)$  MHz nur begrenzt aufgelöst werden. Die Unterschiede in der Intensität von Grund- und Isomerenzustand sind durch die stark unterschiedlichen Halbwertszeiten

( $T_{1/2}^m = 43\text{s}$  und  $T_{1/2}^g = 6,5\text{m}$ ) zu erklären. Bei einer Verzögerungszeit der Messung von 60 s bzw. 180 s verändert sich das Verhältnis von der Anzahl der Isotope im Grundzustand zur Anzahl im Isomerenzustand von 2,4 bzw. 13,2.

Aus den Linienlagen lassen sich dann die Isotopieverschiebung und die A- und B-Faktoren bestimmen. Diese wurden mit Hilfe der Fit Routine MINUIT [Jame77] aus dem experimentellen Spektrum berechnet. Die Linienlagen werden aus den Resonanzlinien durch Anpassung von Lorentz-Profilen mit fester Breite ermittelt. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Tabelle 3.3 und Tabelle 3.4 zusammengefaßt.

### 3.3.2 Extraktion der kernphysikalischen Parameter

#### a) Der elektronische Faktor

Für die Extraktion der kernphysikalischen Parameter wie die Änderung des Kernladungsradius  $\delta\langle r^2 \rangle$  und der Deformationsparameter  $\delta\langle \beta^2 \rangle$  ist die Kenntnis des nuklearen Parameters  $\lambda^{194,A}$  notwendig, der vom elektronischen Faktor  $F_{306\text{nm}}$  des betreffenden Übergangs  $6s\ ^3D_3 \rightarrow 6p\ ^3P_2$  bestimmt wird.

Dieser elektronische Faktor kann über eine Kingplotanalyse [Heil74] berechnet werden. Dabei wird als Referenz der elektronische Faktor  $F_{266\text{nm}}$  des Referenzübergangs  $6s\ ^3D_3 \rightarrow 6p\ ^7_4$  bei  $\lambda=266\text{ nm}$  benutzt. Der zur Zeit verlässlichste Wert stammt aus Multiconfiguration-Dirac-Fock-Rechnungen (MCDF) von B. Fricke. Wie in der Arbeit von T. Hilberath et al. [Hilb90, Hilb92] gezeigt, ist dieser Wert aus einer selbstkonsistenten Rechnung ohne experimentellen Parameter bestimmt worden. Auch aus Gründen der Konsistenz mit anderen Messungen von Isotopen unterhalb von  $Z<82$  von Gold [Wall89, Pass94] und von Platin [Hilb92, Kieg96], in denen dieser Wert des elektronischen Faktors verwendet wurde, ist der MCDF-Wert von B. Fricke mit

$$F_{266\text{nm}} = -20780\text{ MHz}\cdot\text{fm}^{-2} \quad 3.33$$

zu bevorzugen.

Nach einer in [Krieg96] durchgeführten Kingplotanalyse der Messungen von [Krieg96, Hilb92, LeBl89, Neu87] kann der elektronische Faktor mit

$$F_{306\text{nm}} = -18730 \pm 1170\text{ MHz}\cdot\text{fm}^{-2} \quad 3.34$$

bestimmt werden. Dieser Wert für den elektronischen Faktor wurde in der vorliegenden Auswertung verwendet.

### b) Nuklearer Parameter und Deformation

Mit Hilfe der gemessenen Isotopieverschiebung und dem elektronischen Faktor können Aussagen über die Kerngrundzustandseigenschaften wie den nuklearen Parameter  $\lambda^{A,A'}$  die Änderung des mittleren quadratischen Kernladungsradius  $\delta\langle r^2 \rangle^{A,A'}$ , die Variation des Deformationsparameters  $\delta\langle \beta_2^2 \rangle^{A,A'}$  und die absolute Deformation  $|\langle \beta_2^2 \rangle^{1/2}|$  getroffen werden.

Tabelle 3.3: Gemessene Isotopieverschiebungen der Platinisotope und die daraus berechneten Kernparameter wie der nukleare Parameter  $\lambda^{194,A}$ , die Änderung des mittleren quadratischen Kernladungsradius  $\delta\langle r^2 \rangle^{194,A}$ , die Variation des Deformationsparameters  $\delta\langle \beta_2^2 \rangle^{194,A}$  und die absolute Deformation  $|\langle \beta_2^2 \rangle^{1/2}|$ . Als elektronischer Faktor wurde  $F_{306nm} = -18730 \text{ MHz}\cdot\text{fm}^{-2}$  und als Referenzwert für den absoluten Deformationsparameter der B(E2)-Wert mit  $\beta_2 = 0,1434(26)$  verwendet. Zusätzlich wurde der Wert für  $\beta_2$  aus dem intrinsischen Quadrupolmoment  $Q_0$  ermittelt.

A	I	$\delta\nu^{194,A}$ [GHz]	$\lambda^{194,A}$ [fm <sup>2</sup> ]	$\delta\langle r^2 \rangle^{194,A}$ [fm <sup>2</sup> ]	$\delta\langle \beta_2^2 \rangle_{194,A}$	$\langle \beta_2^2 \rangle^{1/2}$	$\beta_2$
196	0	-1,248(93)	0,069(5)	0,072(6)	0,003(6)	0,133(47)	
192	0	1,31(2)	-0,072(2)	-0,076(2)	0,003(7)	0,152(5)	
189	3/2	3,11(5)	-0,181(11)	-0,183(4)	0,006(3)	0,165(3)	-1,74(16)
188	0	3,38(3)	-0,187(5)	-0,196(5)	0,010(17)	0,176(5)	
185g	9/2	1,51(4)	-0,090(7)	-0,087(7)	0,033(1)	0,232(4)	0,220(15)
185m	1/2	3,52(9)	-0,197(8)	-0,204(9)	0,023(1)	0,209(5)	
184	0	3,86(8)	-0,216(1)	-0,224(9)	0,026(1)	0,216(5)	
183g	1/2	3,60(6)	-0,204(9)	-0,209(9)	0,032(1)	0,229(5)	
183m	7/2	1,84(4)	-0,110(8)	-0,107(9)	0,041(1)	0,248(4)	0,242(17)
182	0	4,64(4)	-0,260(9)	-0,269(10)	0,031(1)	0,228(5)	
181	1/2	4,18(2)	-0,237(10)	-0,243(10)	0,038(1)	0,242(5)	
180	0	6,27(9)	-0,349(12)	-0,364(12)	0,032(1)	0,229(6)	
179	1/2	5,65(30)	-0,318(19)	-0,328(20)	0,040(2)	0,245(8)	
178	0	8,78(15)	-0,486(14)	-0,510(16)	0,029(1)	0,222(7)	

Bei der Berechnung der Änderung des mittleren quadratischen Kernladungsradius  $\delta\langle r^2 \rangle^{A,A'}$  geht man nach dem in Kapitel 3.1.3 beschriebenen Verfahren vor. Dabei wird als Referenzisotop und zur Festlegung des absoluten Deformationsparameter das stabile  $^{194}\text{Pt}$  gewählt. Der aus B(E2,  $2^+ \rightarrow 0^+$ ) – Messungen stammende Deformationswert von

$$\beta_2 = 0,1434(26)$$

$$3.35$$

dient somit als Referenzwert [Rama87].

Für den Zwei-Parameter-Ansatz zur Berechnung der mittleren quadratischen Kernladungsradien (siehe Kapitel 3.1.3.b) wurden die sphärischen Anteile mit dem Standard-Datensatz des Dropletmodells von Meyers und Schmidt [Meyer83] bestimmt. Es zeigt sich in der Arbeit von T. Hilberath [Hilb90], daß die Verwendung des verbesserten Datensatzes der Kerne in der Gegend von  $^{208}\text{Pb}$  von Berdichevsky und Tondeur [Berd85] und von Dorso et al. [Dors86] für die Deformation der Platinisotope zu große Werte liefert, während bei den Kernladungsradien keine Änderung erfolgt. Daher wurde wie auch bei den anderen laserspektroskopischen Messungen von Quecksilber [Ulm86], Gold [Wall89, Pass94] und von Platin [Hilb92, Kieg96] aus Konsistenzgründen der Standard-Datensatz von Meyers und Schmidt verwendet.

In Tabelle 3.3 sind die aus der gemessenen Isotopieverschiebung extrahierten Werte für die oben genannten Kerngrundzustandseigenschaften aufgeführt.

### c) Kernmomente

Aus der Hyperfeinstruktur der Isotopen mit  $I \neq 0$  können die A und B-Faktoren ermittelt werden. Mit Hilfe der Fit-Routine MINUIT [Jame77] werden aus den experimentell ermittelten Linienlagen die Isotopieverschiebung und die Hyperfeinkonstanten berechnet. Die Ergebnisse für die gemessenen Isotopen sind in Tabelle 3.4 dargestellt.

Durch die Faktorisierung der Dipol- bzw. Quadrupolwechselwirkung in Gleichungen 3.4 und 3.5 in einen Anteil für den Atomkern und der Elektronenhülle kann aus den experimentell bestimmten A- und B-Faktoren das magnetische Moment  $\mu_I$  und das spektroskopische Quadrupolmoment  $Q_s$  berechnet werden. Kennt man die Werte für  $\mu_I$  und B für ein Isotop, so kann man auf die schwierige Berechnung der Wellenfunktionen der Hüllenelektronen verzichten und die Werte für  $\mu_I$  und B für alle anderen Isotopen berechnen. Dabei wird angenommen, daß die Mittelwerte  $\langle H(0) \rangle$  und  $\langle \phi_{JJ}(0) \rangle$  für alle Isotopen gleich sind. Beim Platin eignet sich  $^{195}\text{Pt}$  als Referenzisotop, das als einziges stabiles Isotop einen Kernspin mit  $I \neq 0$  besitzt. Sowohl der A-Faktor des  $^3\text{D}_3$ -Grundzustandes als auch das magnetische Moment  $\mu_I$  sind für dieses Isotop aus ABMR-Messungen [Bütt84] und NMR-Messungen [Lede78] sehr genau bekannt:

$$A(^{195}\text{Pt}, ^3\text{D}_3) = 5702,647(23) \text{ MHz} \quad 3.36$$

$$\mu_I(^{195}\text{Pt}) = 0,60949(6) \mu_N \quad 3.37$$

Für das Verhältnis aus A-Faktor und magnetischem Moment erhält man den Wert

$$\frac{\mu_I(^{195}\text{Pt})}{A(^{195}\text{Pt}, ^3\text{D}^3)} = 0,1069(1). \quad 3.38$$

Das magnetische Moment  $\mu_I$  eines anderen Isotops kann mit folgender aus Gleichung 3.4 hergeleiteten Beziehung berechnet werden, vorausgesetzt, dessen A-Faktor ist aus dem Experiment bekannt.

$$\frac{\mu_I^{(2)}}{I^{(2)}A^{(2)}} = \frac{\mu_I^{(1)}}{I^{(1)}A^{(1)}} \quad 3.39$$

Diese Beziehung gilt jedoch nur für punktförmige Atomkerne. Wegen der Ausdehnung des Atomkerns wird mit der Bohr-Weißkopf Korrektur  $\epsilon_{\text{BW}}$  die Verteilung des magnetischen Momentes über das endliche Kernvolumen berücksichtigt [Bohr50] und die Breit-Rosenthal Korrektur  $\epsilon_{\text{BR}}$  erfaßt den Effekt der Kernladungsverteilung [Rose32]. Damit ergibt sich für den A-Faktor eines ausgedehnten Atomkerns mit der sogenannten Hyperfeinanomalie  $\epsilon$  folgender Ausdruck:

$$A = A_{\text{punkt}} \cdot (1 + \epsilon) \quad \text{mit } \epsilon = \epsilon_{\text{BW}} + \epsilon_{\text{BR}} \quad 3.40$$

Normalerweise ist die Hyperfeinanomalie von der Größenordnung  $10^{-2}$ - $10^{-3}$ . Bei Kernen mit ungerader Neutronenzahl ist jedoch  $\epsilon$  in der Regel kleiner als 0,3% [Hilb92]. Mit der Definition der differentiellen Hyperfeinanomalie  ${}^1\Delta^2 = \epsilon(1) - \epsilon(2)$  ergibt sich aus den obigen Gleichungen die Beziehung

$$\frac{\mu_I^{(2)}}{I^{(2)}A^{(2)}} = \frac{\mu_I^{(1)}}{I^{(1)}A^{(1)}} \cdot (1 + {}^1\Delta^2). \quad 3.41$$

Bei der Annahme dass der Wert der differentiellen Hyperfeinanomalie  ${}^1\Delta^2$  keinesfalls ein Prozent übersteigt, ergibt sich für das Verhältnis aus Gleichung 3.38:

$$\frac{\mu_I(^{195}\text{Pt})}{A(^{195}\text{Pt}, ^3\text{D}^3)} = 0,107(1). \quad 3.42$$

Damit erhält man eine Beziehung, die zur Berechnung der magnetischen Momente für alle Platinisotopen herangezogen werden kann:

$$\mu_I(^x\text{Pt}) = 0,214(2) \cdot A(^x\text{Pt}) \cdot I(^x\text{Pt}) \quad 3.43$$

In Tabelle 3.4 sind die Werte für die magnetischen Momente der Platinisotope dargestellt.



### d) Quadrupolmomente

Ein Referenzisotop steht bei der Berechnung des Quadrupolmomentes nicht zur Verfügung, da ein meßbares Quadrupolmoment nur für die Isotopen mit  $I \geq 1$  existiert. Daher muss die Quadrupolkopplungskonstante des Grundzustandes semiempirisch nach Kopfermann berechnet werden. Mit der in Kapitel 3.1.1a) beschriebenen Hyperfeinstruktur in der Zentralfeldnäherung gilt Gleichung 3.6 und 3.7 zur Berechnung der Feldgradienten.

$$\langle \varphi_{JJ}(0) \rangle = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{2j-1}{2j+1} \langle r^{-3} \rangle R_r(l, j, Z_i) = 6,79 \cdot 10^{22} \frac{\text{V}}{\text{m}^2} \quad 3.44$$

$$\text{mit } \langle r^{-3} \rangle = \frac{2\pi}{\mu_0 \mu_B^2} \frac{\delta W_{\text{FS}}}{(1+1/2)Z_i H_r(l, Z_i)} = 67,63 \cdot 10^{-3} \quad 3.45$$

Dabei betragen die in Kopfermann [Kopf56] tabellierten Werte für die relativistischen Korrekturen  $R_r(l=2, j=5/2, Z_i=67)=1,0833$  und  $H_r(l=2, Z_i=67)=1,0328$ . Die Dublettaufspaltung der Feinstruktur  $\delta W_{\text{FS}}$  ist in [Engl85] mit  $\delta W_{\text{FS}}=1031,887 \text{ cm}^{-1}=1,2562 \text{ eV}$  angegeben. Daraus erhält man für das spektroskopische Quadrupolmoment aus 3.5 und 3.6 bzw. 3.7 folgende Beziehung, mit der das spektroskopische Quadrupolmoment berechnet werden kann.

$$Q_s = B / e \langle \varphi_{JJ}(0) \rangle = -0,685 \cdot B (\text{Pt}) \quad 3.46$$

Die in Gleichung 3.8 durch die Rumpfpolarisation eingeführte Sternheimer Korrektur mit einem Abschirmfaktor  $R$  von  $R=-0,10011$  liefert einen korrigierten Wert für das spektroskopische Quadrupolmoment, der um 9,1% herabgesetzt ist. Der korrigierte Wert lautet dann:

$$Q_s^{\text{kor.}} = \frac{1}{1-R} Q_s^{\text{exp.}} = 0,909 \cdot Q_s^{\text{exp.}} \quad 3.47$$

In Tabelle 3.4 sind die aus den Messungen der Hyperfeinstruktur extrahierten Werte für die Kern- und Quadrupolmomente zusammengefasst.

Tabelle 3.4: Die aus der Hyperfeinstruktur extrahierten Werte für die A- und B-Faktoren. Die berechneten Werte für das spektroskopische Quadrupolmoment  $Q_s$  sind zusätzlich angegeben. Für das korrigierte spektroskopische Quadrupolmoment  $Q_s^{\text{kor.}}$  wurde eine Sternheimer Korrektur von  $\sim 9\%$  angenommen. Das intrinsische Quadrupolmoment  $Q_0$  ist zusätzlich aufgeführt. Die magnetischen Momente  $\mu_I$  sind in Einheiten von  $\mu_N$  angegeben.

<b>A</b>	<b>I</b>	<b>A</b> [GHz]	<b>B</b> [GHz]	<b><math>Q_s</math></b> [b]	<b><math>Q_s^{\text{kor.}}</math></b> [b]	<b><math>Q_0</math></b> [b]	<b><math>\mu_I</math></b> [ $\mu_N$ ]
189	3/2	-1,36(2)	1,47(2)	-1,01(2)	-0,91(1)	-1,96(10)	-0,439(4)
185g	9/2	-0,74(4)	-5,75(20)	3,94(14)	3,58(12)	6,56(14)	-0,713(39)
185m	1/2	4,65(5)					0,498(7)
183g	1/2	4,77(6)					0,511(8)
183m	7/2	1,06(8)	-5,40(20)	3,70(14)	3,36(12)	7,21(15)	0,790(60)
181	1/2	4,82(20)					0,515(22)
179	1/2	4,04(20)					0,432(22)

### 3.4 Diskussion

#### 3.4.1 Kernladungsradien $\delta\langle r^2 \rangle$

Die sich aus der Isotopieverschiebung ergebende Abweichung der Kernladungsradien  $\delta\langle r^2 \rangle$  ist in Tabelle 3.5 in Abhängigkeit der Neutronenzahl aufgetragen. Zusätzlich sind zum Vergleich die in der Literatur bekannten Werte für  $\delta\langle r^2 \rangle$  aufgeführt.

Tabelle 3.5: Vergleich der gemessenen Änderung der Kernladungsradien mit den Literaturwerten von [Hilb92] und [Krieg96]. Die Werte von [Krieg96] sind mit dem COMPLIS-Experiment bestimmt worden.

A	$T_{1/2}$	$\delta\langle r^2 \rangle^{194,A}$ [fm <sup>2</sup> ]	$\delta\langle r^2 \rangle^{194,A}$ [fm <sup>2</sup> ] [Krieg96]	$\delta\langle r^2 \rangle^{194,A}$ [fm <sup>2</sup> ] [Hilb92]
198	7,20%		0,158(2)	0,154(8)
196	25,30	0,072(6)	0,075(3)	0,074(4)
195	33,80		0,035(2)	0,035(4)
194	32,90	0	0	0
193	50,0 y			-0,047(7)
192	0,79%	-0,076(2)		-0,067(10)
191	2,9 d			-0,139(8)
190	0,01%			-0,132(8)
189	10,9 h			-0,181(13)
188	10,2 h	-0,196(5)	-0,202(5)	-0,190(8)
187	2,35 h			-0,175(20)
186	2,0 h		-0,205(7)	-0,203(12)
185g	70,9 m	-0,087(7)		0,080(14)
185m	33,0 m	-0,204(9)		-0,193(21)
184	17,3 m	-0,224(9)	-0,212(11)	-0,232(26)
183g	6,5 m	-0,209(9)		0,166(45)
183m	43 s	-0,107(9)		
182	2,6 m	-0,269(10)		
181	51 s	-0,243(10)		
180	52 s	-0,364(12)		
179	21,2 s	-0,328(20)		
178	21,1 s	-0,510(16)		

In Abbildung 3.10 ist die Änderung der Kernladungsradien in Abhängigkeit der Neutronenzahl dargestellt. Die Werte für die Platinisotope <sup>178-185</sup>Pt stammen hierbei aus dieser Arbeit. Um eine Aussage über die Deformation der Platinisotope treffen zu können, sind die nach dem Dropletmodell von Meyers et al. [Meyer83] mit einem konstanten Deformationspara-

meter  $\beta_2$  von 0,127 und 0,245 zu erwartenden Werte dargestellt. Betrachtet man den Verlauf der Kernladungsradien, so fällt folgendes auf:

- Es gibt eine große Deformationsänderung zwischen dem Grund- und Isomerenzustand von  $^{183}\text{Pt}$  und  $^{185}\text{Pt}$ .
- Um die Mitte der Neutronenschale bei  $N=104$  tritt ein inverses odd-even-staggering auf.
- Für die geraden Platinisotope steigt die Deformation ab  $A=188$  an und erreicht bei  $A=180$  ein Maximum. Für das leichte  $^{178}\text{Pt}$  fällt die Deformation zudem etwas ab.

Insbesondere die Abnahme der Deformation für die leichten Platinisotope entspricht dem in Abbildung 3.2 beobachteten Wechsel der Drehimpulse der Rotationsbanden.

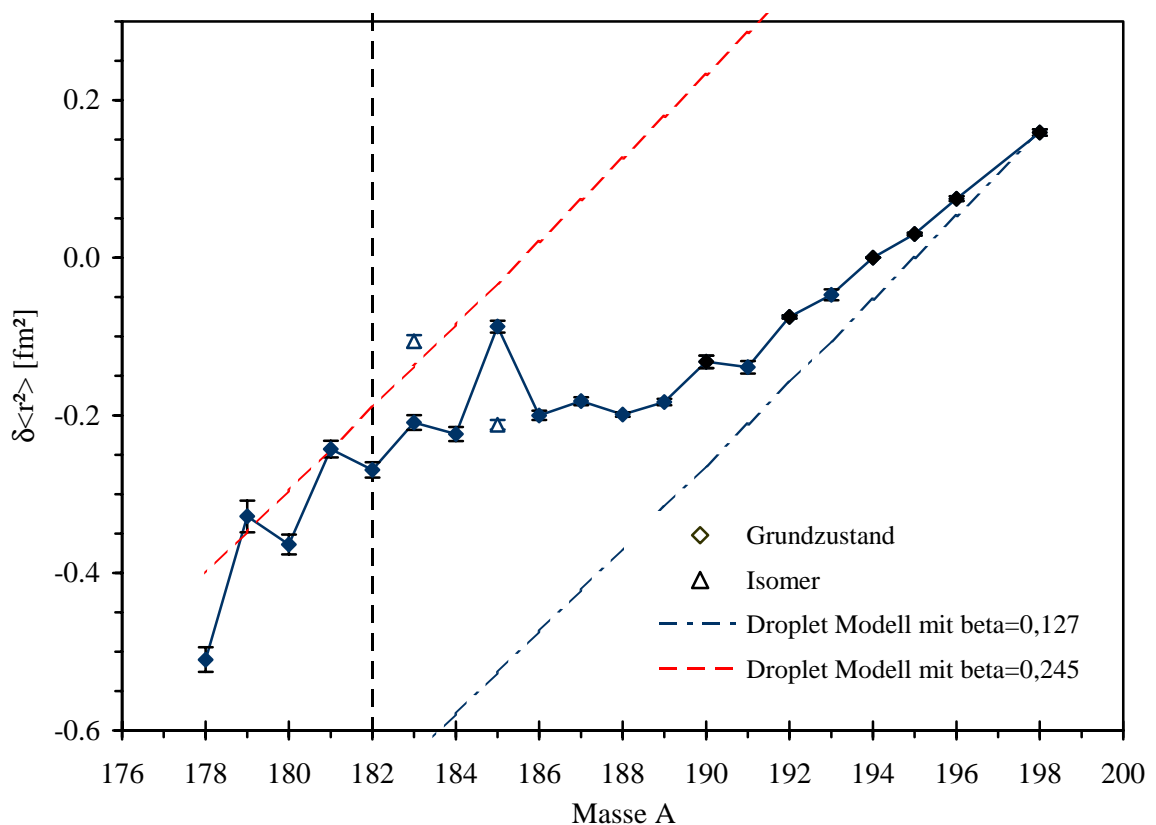


Abbildung 3.12: Gemessene mittlere quadratische Abweichung der Platinisotope in Abhängigkeit der Neutronenzahl  $N$ . Zusätzlich sind die Vorhersagen des Dropletmodells von Meyers et al. [Meyer83] für verschiedene konstante Deformationsparameter  $\beta_2$  dargestellt. Die senkrechte gestrichelte Linie markiert die Mitte der Neutronenschale.

### 3.4.2 Quadrupolmomente $Q_s$ und Deformationsparameter $\beta$

Tabelle 3.6 zeigt eine Zusammenstellung der gemessenen Quadrupolmomente. Zwischen  $^{187}\text{Pt}$  und  $^{185g}\text{Pt}$  tritt eine Änderung des Vorzeichens des Quadrupolmomentes ein. Dies deutet auf einen Übergang von einem sphärisch-oblat in einen prolat deformierten Zustand hin.

Tabelle 3.6: Gemessene Quadrupolmomente für die Platinisotope  $^{183-191}\text{Pt}$ .

A	I	$Q_s$ [b]	Referenz
191	3/2	-0,86	[Hilb92]
189	3/2	-0,91(7)	Complis
187	3/2	-1,10(8)	[Hilb92]
185g	9/2	3,94(14)	Complis
183m	9/2	3,70(14)	Complis

Der aus der Isotopieverschiebung bestimmte Deformationsparameter  $\langle\beta_2^2\rangle^{1/2}$  und der aus dem intrinsischen Quadrupolmoment extrahierte Deformationsparameter  $\beta_2$  sind in Tabelle 3.7 dargestellt. Zusätzlich sind die aus B(E2) Messungen von Esser et al. [Esse98] berechneten Werte für  $\beta_2$  angegeben.

Tabelle 3.7: Gemessene Deformationsparameter  $\langle\beta_2^2\rangle^{1/2}$  und  $\beta_2$ . Zum Vergleich sind die Deformationsparameter  $\beta_2$  aus B(E2) Messungen von Esser et al. [Esse98] dargestellt.

A	$\langle\beta_2^2\rangle^{1/2}$	$\beta_2$	$\beta_2$	$\gamma$ [°]
	Complis		B(E2)	
185g	0,232(4)	0,220(15)		
185m	0,209(5)			
184	0,216(5)		0,22	19,4
183g	0,229(5)			
183m	0,248(4)	0,242(17)		
182	0,228(5)		0,23	18,7
181	0,242(5)			
180	0,229(6)		0,23	18,5
179	0,245(8)			
178	0,222(7)			

Die aus dem spektroskopischen Quadrupolmoment extrahierten Werte für  $\beta$  wurden unter der Voraussetzung axialer Symmetrie berechnet. Da die Übereinstimmung dieser Werte mit den direkt aus der Isotopieverschiebung gewonnenen Werte für  $\langle\beta_2^2\rangle^{1/2}$  sehr gut ist, läßt sich daher für die ungeraden Platinisotope  $^{185g}\text{Pt}$  und  $^{183m}\text{Pt}$  eine axiale Symmetrie ableiten. Zudem

sind die mit dem COMPLIS-Experiment gemessenen Werte der Deformation mit den Ergebnissen aus den B(E2) Messungen in guter Übereinstimmung.

Um die Entwicklung der Deformation entlang der Isotopenkette abschließend zu erklären, ist ein Vergleich der experimentellen Werte mit theoretischen Rechnungen, die eine axiale bzw. triaxiale Symmetrie des Kern berücksichtigen, notwendig.

### 3.4.3 Vergleich mit axialen HFB Rechnungen

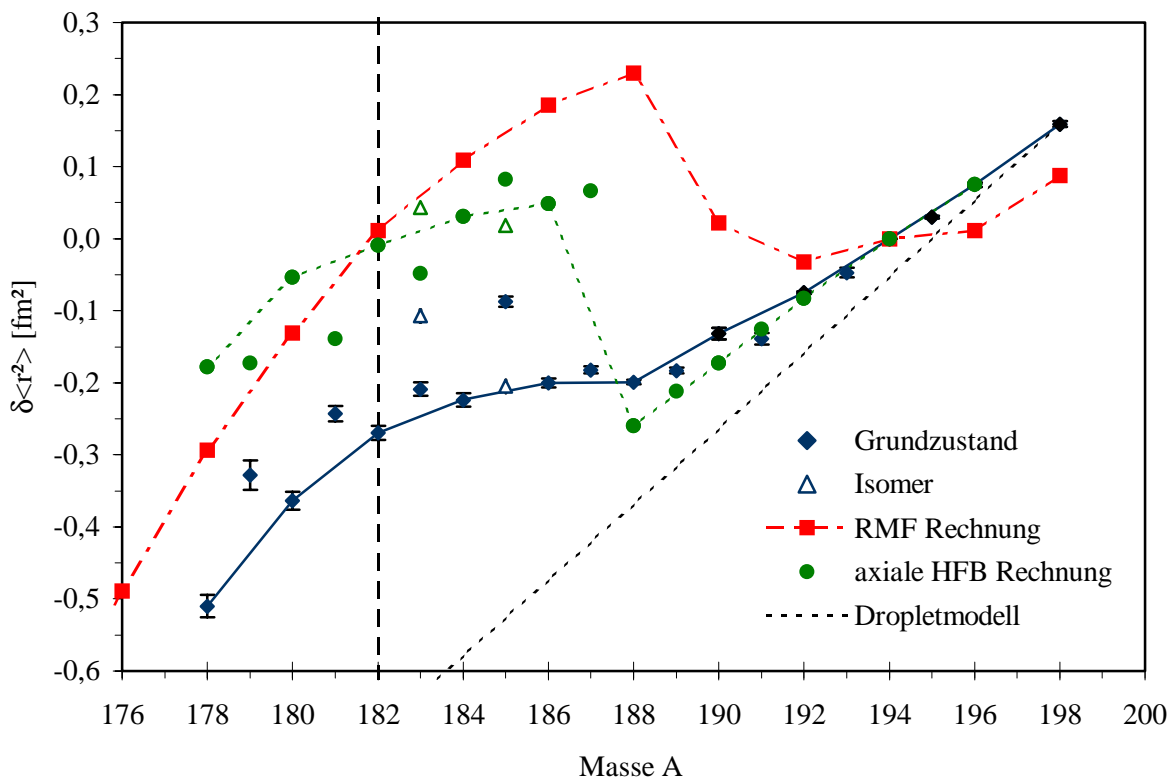


Abbildung 3.13: Vergleich der experimentellen Werte mit axialen Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) Rechnungen von M. Girod [Giro98] und relativistischen Mean-Field (RMF) Rechnungen von G. A. Lalazissis [Lala98]. Zusätzlich sind die nach dem Dropletmodell zu erwartenden Werte eingezeichnet.

Als Rechnungen zur Änderung der Kernladungsradien, die eine axiale Symmetrie des Kerns voraussetzen, stehen axiale Hartree-Fock-Bogolyubov Rechnungen von M. Girod [Giro98] und neue relativistische Mean-Field Rechnungen von G.A. Lalazissis [Lala98] zur Verfügung.

Abbildung 3.13 stellt einen Vergleich dieser Rechnungen mit den experimentellen Werten für die Isotopenkette des Platins dar. Zusätzlich sind die Vorhersagen des Dropletmodells für eine konstante Deformation eingezeichnet.

Es fällt auf, daß beide Rechnungen den experimentellen Verlauf der Kernladungsradien nur unzureichend beschreiben. In den HFB Rechnungen von M. Girod ist ein starker Deformationswechsel zwischen  $^{188}\text{Pt}$  und  $^{186}\text{Pt}$  vorausgesagt. Bei den RMF Rechnungen von G.A. Lalazissis et al. tritt dieser abrupte Deformationswechsel schon zwei Massenzahlen früher bei  $^{190}\text{Pt}$  auf. Zudem sind die leichten Platinisotope zu stark deformiert. Die Deformation dieser leichten Platinisotope ist in den RMF Rechnungen jedoch etwas besser wiedergegeben. Eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment findet man jedoch bei der Berechnung des Isomeren- und des Grundzustandes von  $^{183\text{g.m}}\text{Pt}$  und  $^{185\text{g.m}}\text{Pt}$ . Hier ist die Deformationsänderung der Isomerenzustände gut reproduziert.

Als erstes Ergebnis dieser Rechnungen kann jedoch festgehalten werden, daß die geraden Platinisotope nur unzureichend mit einer axialen Symmetrie zu beschreiben sind.

### 3.4.4 Vergleich mit triaxialen HFB Rechnungen

Zur Überprüfung einer möglichen Triaxialität der leichten Platinisotope sind triaxiale HFB Rechnungen von M. Girod [Giro98] durchgeführt worden. Die hierzu verwendeten Parameter sind in Tabelle 3.8 aufgelistet. Vergleicht man diese Parameter mit den von Esser et al. aus B(E2) Experimenten erzielten Ergebnissen, so fällt auf, daß die Werte für den Asymmetrieparameter  $\gamma$  etwas zu niedrig und die Werte für den Deformationsparameter  $\beta$  etwas zu hoch angesetzt sind. Das Ergebnis der triaxialen Rechnung ist in Abbildung 3.14 gezeigt.

Tabelle 3.8: Für die triaxiale HFB Rechnung verwendete Parameter  $\beta$  und  $\gamma$ . Zum Vergleich sind die B(E2) Werte von Esser et al. [Esse97] aufgeführt.

A	HFB Rechnung		Esser et al.	
	$\gamma_{\text{HFB}}[^\circ]$	$\beta_{\text{HFB}}$	$\gamma[^\circ]$	$\beta$
186	19	0,24	22	0,21
184	15	0,27	19	0,22
182	13	0,29	19	0,23
180	12	0,31	18	0,23
178	13	0,31		

Hierbei ist zu bemerken, daß die triaxialen Rechnungen von Girod wesentlich besser mit den experimentellen Resultaten der geraden Platinisotope übereinstimmen. Zum einen ist der Deformationswechsel bei  $^{188}\text{Pt}$  richtig wiedergegeben und zum anderen entspricht der Verlauf der Kernladungsradien für die leichten Platinisotope dem experimentell gefundenen Verlauf. Unstimmigkeiten ergeben sich bei den Platinisotopen  $^{188-184}\text{Pt}$ . Das Modell geht hier von ei-

nem leichten Anstieg der Deformation aus, während sich bei der Messung ein Plateau in diesem Bereich ausbildet.

Zusammenfassend läßt sich daher sagen, daß die ungeraden Platinisotope  $^{179,181,183}\text{Pt}$  eine reine prolate Kernform haben, während die geraden Platinisotope  $^{178,180,182,184}\text{Pt}$  eher durch eine triaxiale Struktur zu beschreiben sind. Hierbei hat der Antisymmetriefaktor  $\gamma$  Werte von  $\gamma < 20^\circ$  für die Isotopen mit  $A < 186$ .

Dieser Wechsel von einer axial-prolaten Kernform in eine triaxiale Kernform kann auch das beobachtete inverse odd-even-staggering erklären, das bei den Platinisotopen, wenn auch in abgeschwächter Form, auftritt.

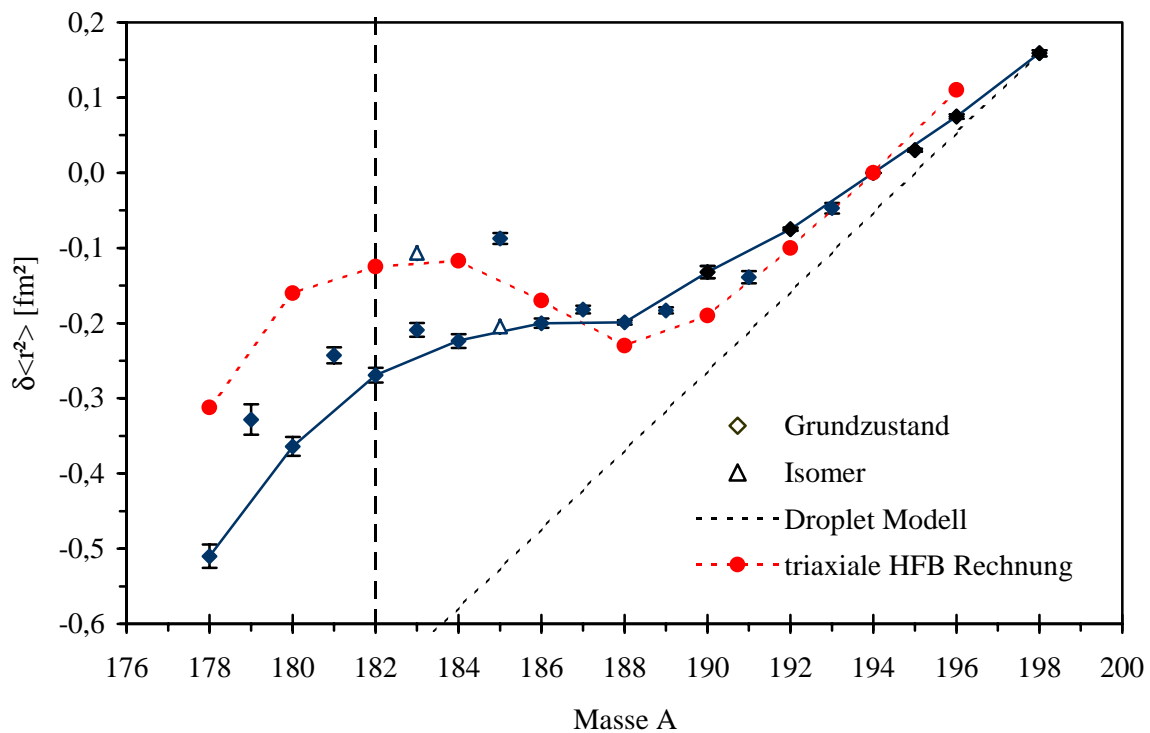


Abbildung 3.14: Vergleich der experimentellen Werte mit triaxialen Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) Rechnungen von M. Girod [Giro98].



## 3.4.5 Vergleich der Kernladungsradien vom Platin mit Quecksilber und Gold

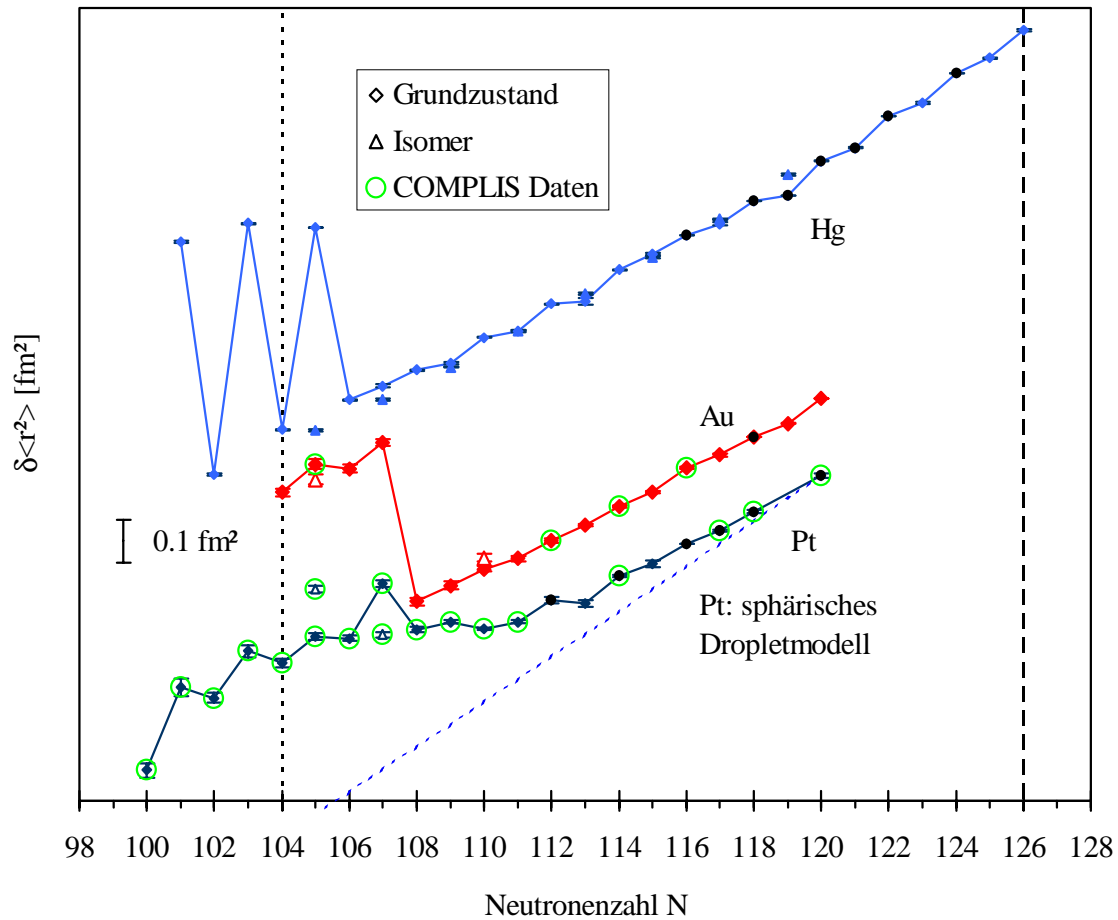


Abbildung 3.15: Vergleich der Kernladungsradien von Platin mit Gold und Quecksilber. Die Radien der Grundzustände sind zur besseren Übersicht durch Linien miteinander verbunden. Die vertikalen Linien markieren die Mitte der Neutronenschale bei  $N=104$  bzw. die abgeschlossene Neutronenschale bei  $N=126$ .

In Abbildung 3.15 sind zum Vergleich die Kernladungsradien von Quecksilber, Gold und Platin dargestellt. Besonders bei Quecksilber fällt ein inverses odd-even-staggering der Kernform in der Nähe der Mitte der Neutronenschale bei  $N=104$  ( $181 \leq A \leq 186$ ) auf, das mit einer großen Änderung der Isotopieverschiebung bei  $^{185}\text{Hg}$  eingeleitet wird. Dieses ausgeprägte odd-even-staggering wird mit einem Wechsel der Kernform von einem sphärisch oblaten in einen stark prolat deformierten Zustand interpretiert [Ulm86]. Bei der Isotopenkette des Goldes tritt der charakteristische Sprung von einem leicht oblaten ( $A \geq 187$ ) in einen stark prolat deformierten Kern ( $A \leq 186$ ) schon bei der Massenzahl  $A=188$  auf. Ein inverses odd-even-staggering wie im Falle des Quecksilbers wird jedoch nicht beobachtet.

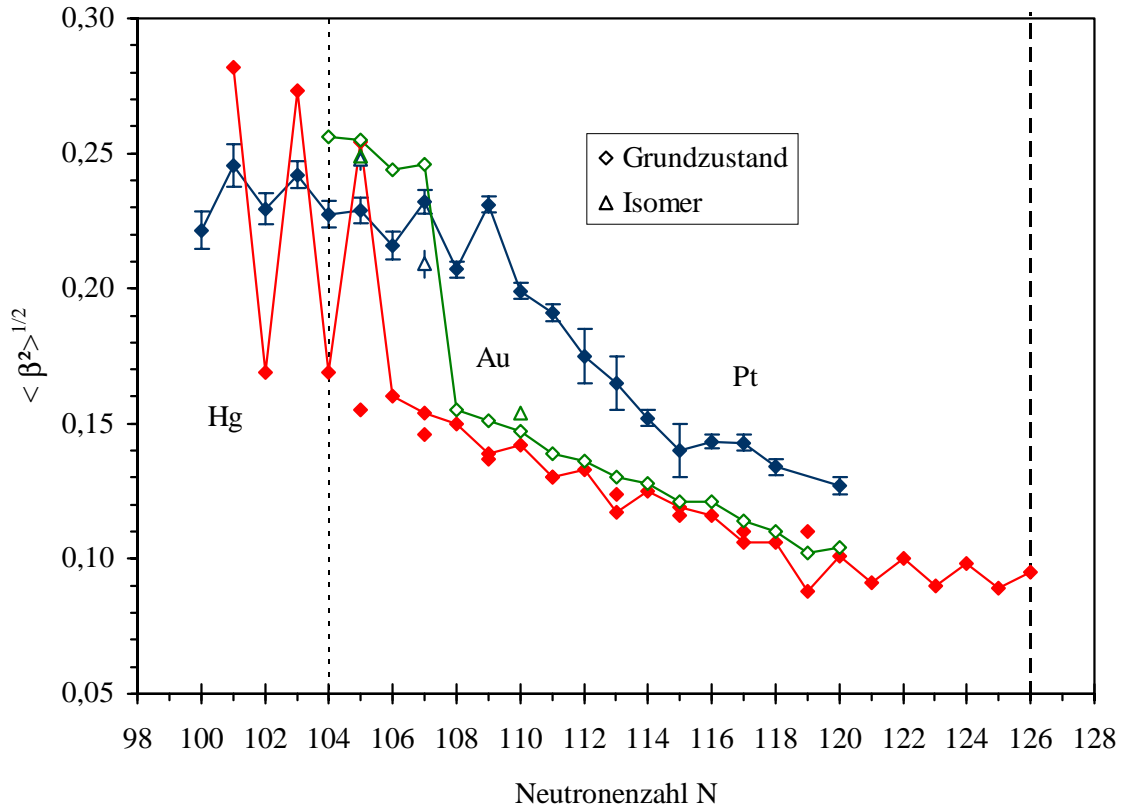


Abbildung 3.16: Vergleich der Deformationsparameter  $\beta$  für die Isotopenketten des Quecksilbers, des Goldes und des Platins. Es wird deutlich, daß sich die Deformation im Gegensatz zum Quecksilber und zum Gold beim Platin erst langsam aufbaut.

Bei der Isotopenkette des Platins finden wir wiederum eine andere Situation vor. Hier treten keine abrupten Deformationsänderungen wie bei den Elementen in der Nähe der abgeschlossenen Protonenschale bei  $Z=80$  auf. Die Platinisotope mit  $A < 194$  haben eine schwach oblate, fast sphärische Struktur. Wie in der Arbeit von Hilberath et al. [Hilb90, Hilb92] gezeigt, gelangt man mit abnehmender Neutronenzahl über einen triaxialen Zwischenbereich bei  $185 \leq A \leq 191$  zu den prolat deformierten leichten Platinkernen mit gerader Massenzahl und  $A \leq 184$ . Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß die ungeraden leichten Platinkerne ( $179 \leq A \leq 183$ ) eine triaxiale Struktur aufweisen, während die ungeraden leichten Platinisotope eine prolat deformierte Struktur besitzen. Dabei geht dieser Formübergang nicht abrupt vonstatten, sondern die Deformation baut sich erst langsam und allmählich auf. Dies wird auch durch Abbildung 3.16 unterstrichen, in der der Deformationsparameter  $\beta$  für die Isotopenketten von Quecksilber, Gold und Platin in Abhängigkeit der Neutronenzahl aufgetragen ist.

### 3.4.6 IBM Rechnungen von Konfigurationskoexistenzen bei leichten Platinisotopen

Bei den Platinisotopen gibt es Anzeichen für die Koexistenz von zwei verschiedenen Konfigurationen, die sich durch die Anregung von Valenznukleonen und die Anregung von Protonen über den  $Z=82$  Schalenabschluß unterscheiden. In der Veröffentlichung von M. Harder, K.T. Tang und P. Van Isacker [Hard97] wurde mit dem „interacting boson model“ (IBM) die Koexistenz und Mischung beider Konfigurationen beschrieben und die Auswirkungen auf die Übergangsraten, die magnetischen Momente und die Kernladungsradien untersucht.

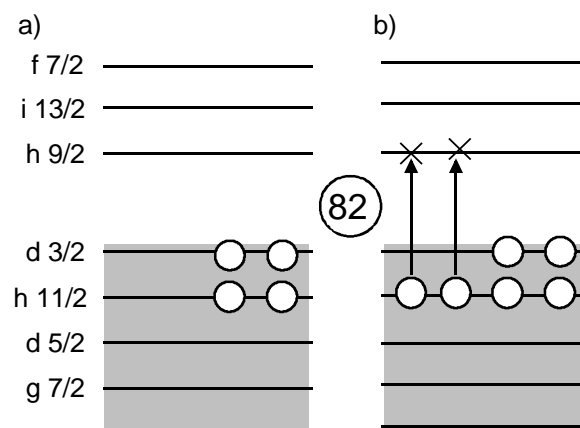


Abbildung 3.17: Schematische Darstellung a) der sphärischen Konfiguration von Platin und b) der deformierten Platinkonfiguration mit  $N=N+2$  Bosonen. In der deformierten Konfiguration werden die Protonen über den Schalenabschluß bei  $Z=82$  angeregt.

Das „interacting boson model“ (IBM) [Iach87] enthält zwei Arten von Bosonen, solche mit Drehimpuls  $L=0\hbar$  (s-Bosonen) und solche mit  $L=1\hbar$  (d-Bosonen). Durch das Schalenmodell motiviert, werden diese Bosonen als Paare von Valenznukleonen interpretiert, die ab der nächsten abgeschlossenen Schale gerechnet werden. Aufgrund der Äquivalenz von Teilchen und Löchern stellen sie sich für weniger als halbgefüllte Schalen als Teilchen dar und als Löcher für mehr als halbvolle Schalen. Im Standard-Schalenmodell wird für die Nuklide von  ${}_{78}^A\text{Pt}_N$  vier Protonenlöcher in der  $Z=82$  abgeschlossenen Schale und  $N-82$  Neutronen in der  $N=82-126$  Schale angenommen. Dies ergibt in diesem Fall zwei Protonenbosonen und die halbe Anzahl von Valenzneutronen als Neutronenbosonen. Bei Kernen in der Nähe von Schalenabschlüssen treten Protonenanregungen über die abgeschlossene Schale hinaus bei einer relativ niedrigen Energie auf und führen daher zu einer Absenkung der Energie der angeregten Zustände [Wood92]. Dies wurde auch bei den Platinisotopen für Neutronenzahlen mit  $100 \leq N \leq 108$ , wie in Abbildung 3.2 dargestellt, beobachtet. Innerhalb des IBM können die verschiedenen Konfigurationen durch einen sphärischen Zustand mit  $N_{\text{reg}}=N$  Bosonen und

durch einen deformierten Zustand mit  $N_{\text{def}}=N+2$  Bosonen beschrieben werden. Dies ist in Abbildung 3.17 verdeutlicht.

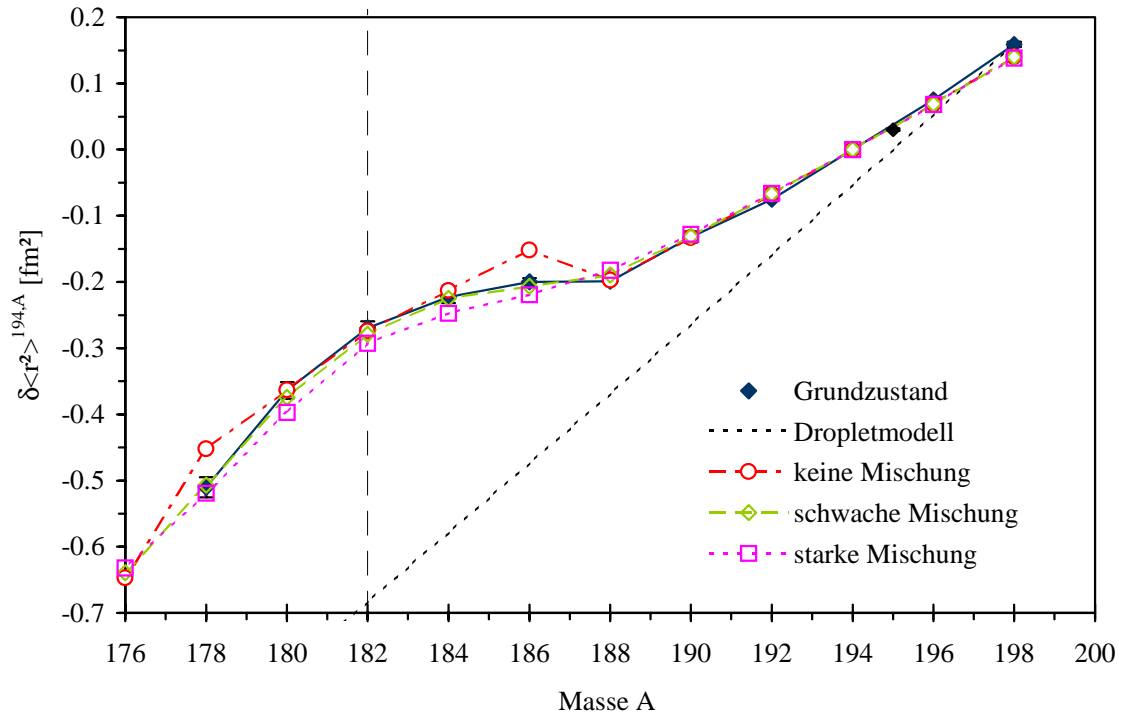


Abbildung 3.18: Vergleich der experimentellen Kernladungsradien mit den berechneten Werten aus dem „interacting boson model“ (IBM) [Hard97] für verschiedene Mischungen der Kernkonfigurationen.

IBM Rechnungen sind für die Isotopieverschiebung bzw. für die Änderung der quadratischen Kernladungsradien  $\delta\langle r^2 \rangle$  der geraden Platinisotope für verschiedene Mischungen der Zustände durchgeführt worden. In diesem Zusammenhang wurden die Radien mit folgendem Operator berechnet [Hard97]:

$$r^2 = r_c^2 + \varepsilon \hat{N} + \alpha \hat{n}_d \quad 3.48$$

$r_c^2$  beschreibt den Rumpfradius des Kerns,  $\varepsilon$  und  $\alpha$  sind frei wählbare Parameter für den Operator  $\hat{N}$ , der die Änderung des Kernradius  $\langle r^2 \rangle$  mit der Nukleonenzahl beschreibt und den Operator  $\hat{n}_d$ , der Deformationseffekte berücksichtigt. Für den Zustand mit einer Mischung von den zwei verschiedenen Konfigurationen kann man dann schreiben

$$r^2 = r_c^2 + (\varepsilon_{\text{reg}} \hat{N} + \alpha_{\text{reg}} \hat{n}_d) \hat{P}_{\text{reg}} + (\varepsilon_{\text{def}} \hat{N} + \alpha_{\text{def}} \hat{n}_d) \hat{P}_{\text{def}} . \quad 3.49$$

Die mit dem IBM Modell berechneten Werte für die Isotopieverschiebung (bzw. der Änderung der Kernladungsradien) zeigen den Zusammenhang der Konfigurationsmischung in Abbildung 3.18. Mit den Parametern  $\epsilon = -0,075 \text{ fm}^2$  und  $\alpha = 0,025 \text{ fm}^2$  wurden für drei Konfigurationsmischungen die Berechnungen durchgeführt. Durch den Vergleich mit den experimentell bestimmten Daten der geraden Platinisotope zeigt sich, daß eine schwache Konfigurationsmischung die Meßwerte am Besten wiedergibt. Beim Fehlen von Konfigurationsmischungen kommt es beim Übergang von  $^{184}\text{Pt}$  zu  $^{186}\text{Pt}$  zu einem starken Deformationswechsel, der in den Messungen nicht beobachtet worden ist.

### 3.4.7 Die magnetischen Momente der leichten Platinisotope

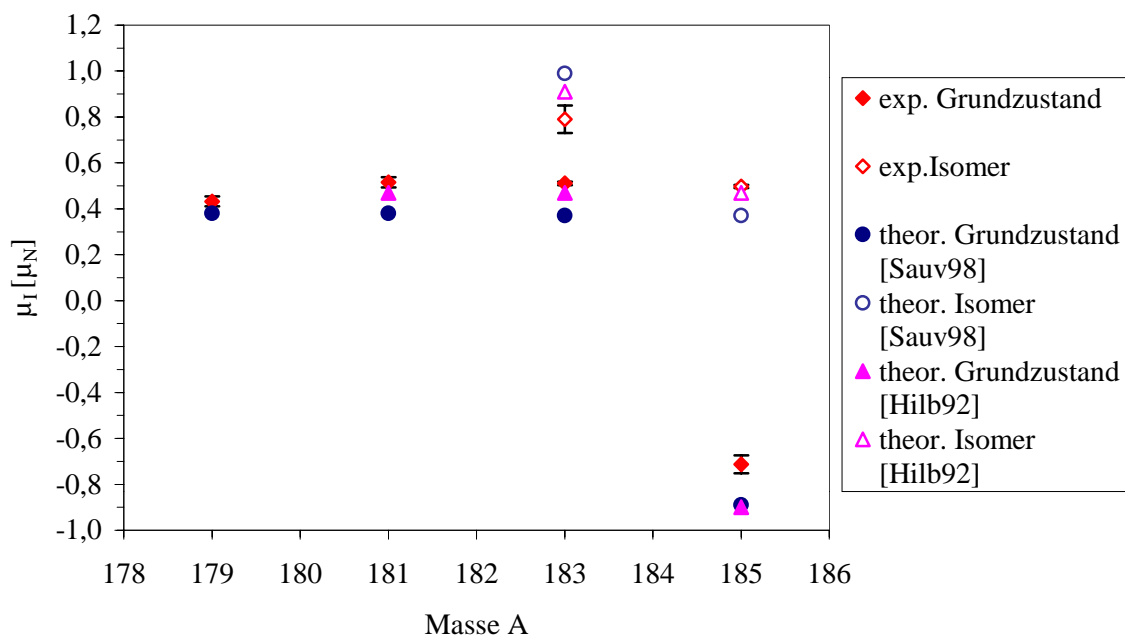


Abbildung 3.19: Vergleich der experimentell gemessenen magnetischen Momente von  $^{179-185}\text{Pt}$  mit den theoretisch berechneten Werten von T. Hilberath [Hilb92] und J. Sauvage [Sauv98]

Die gemessenen magnetischen Momente sind mit den theoretisch aus dem axialsymmetrischen Rotator-Quasiteilchen-Modell [Lieb82, Porq86] in Tabelle 3.9 verglichen. Hierbei wurden die triaxiale Rotator+Quasiteilchen-Rechnungen von T. Hilberath et al. [Hilb92] und axiale Rotator+Quasiteilchen Rechnungen von J. Sauvage et al. [Sauv98] berücksichtigt. Die axialsymmetrischen Rotator-Quasiteilchen-Rechnungen von J. Sauvage et al. wurden mit den aus dem COMPLIS-Experiment gemessenen Parametern für die Deformation durchgeführt und sind für  $g_s = g_{\text{sfree}}$  und  $g_s = 0,6g_{\text{sfree}}$  angegeben. Die Rechnungen von T. Hilberath wurden

hierbei mit  $\gamma=0^\circ$  für  $g_s=0,7g_{sfree}$  durchgeführt. Die theoretischen Rechnungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Da sie eine axiale Struktur des Kerns voraussetzen, wird die Vermutung einer axialen prolaten Deformation der ungeraden Platiniotope  $^{179-185}\text{Pt}$  durch diese Rechnungen gestärkt.

Eine Zusammenstellung der mit COMPLIS gemessenen magnetischen Momente und ein Vergleich mit den theoretischen Werten zeigt Tabelle 3.9.

Tabelle 3.9: Vergleich der experimentellen magnetischen Momente mit den theoretischen Werten. Es wurden triaxiale Rotator+Quasiteilchen-Rechnungen von Hilberath et al. mit  $g_s=0,7g_{sfree}$  [Hilb92] und axiale Rotator+Quasiteilchen-Rechnungen von J. Sauvage et al. [Sauv98] mit  $g_s=g_s(0,6g_{sfree})$  berücksichtigt.

<b>A</b>	<b>I</b>	<b>Zustand</b>	<b><math>\mu_I</math> exp [<math>\mu_N</math>]</b>	<b><math>\mu_I</math> theor. [<math>\mu_N</math>] [Sauv98]</b>	<b><math>\mu_I</math> theor. [<math>\mu_N</math>] [Hilb92]</b>
185g	9/2	9/2 <sup>+</sup> [624]	-0,713(39)	-1,46(-0,86)	-0,90
185m	1/2	1/2[521]	0,498(7)	+0,63(+0,37)	+0,47
183g	1/2	1/2[521]	0,511(8)	+0,63(+0,37)	+0,47
183m	7/2	7/2[514]	0,790(60)	+1,45(+0,98)	+0,91
181	1/2	1/2[521]	0,515(22)	+0,63(+0,38)	+0,47
179	1/2	1/2[521]	0,432(22)	+0,64(+0,38)	

## 4 DIE LASERIONENQUELLE AN ISOLDE/CERN

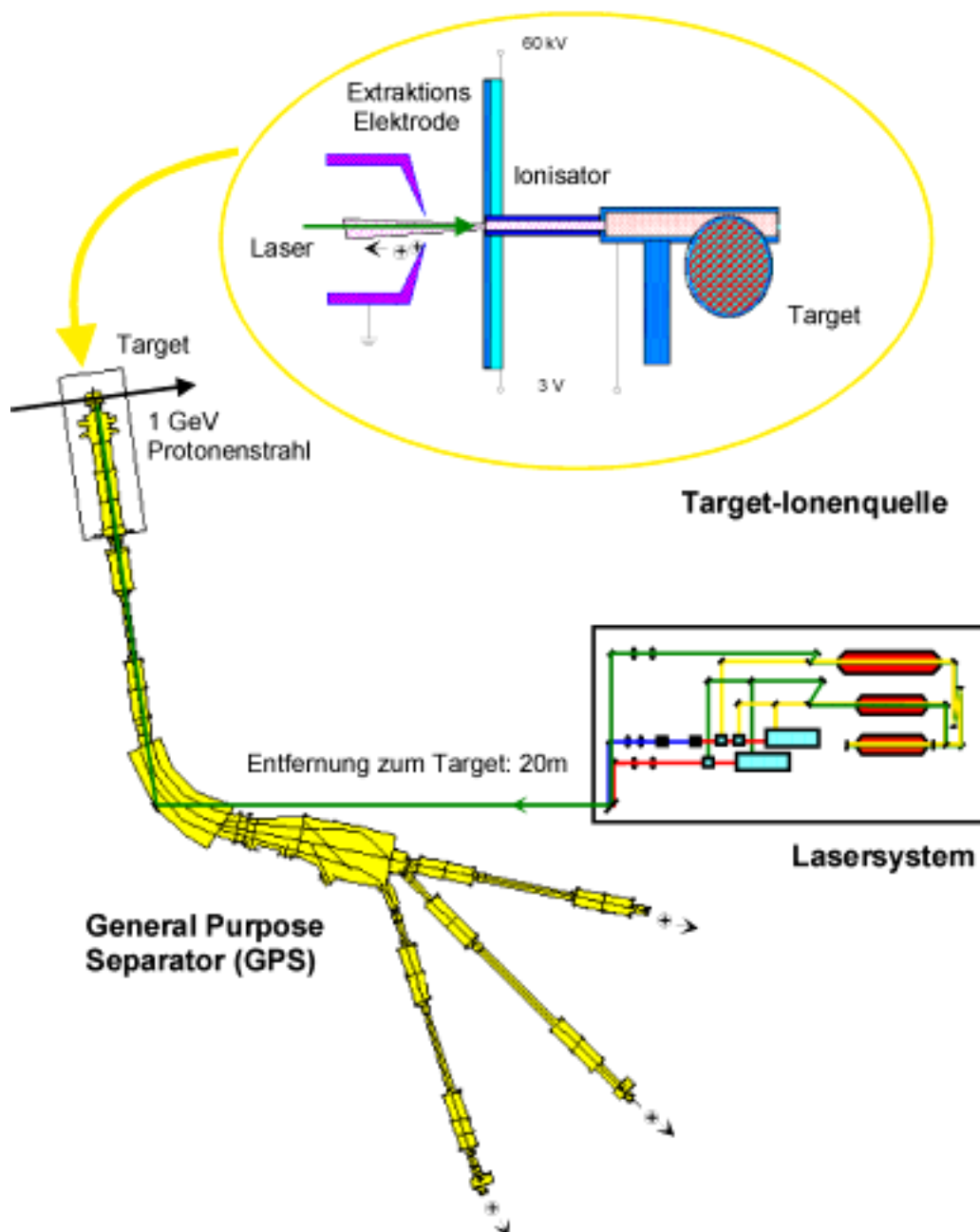


Abbildung 4.1: Experimenteller Aufbau der Laserionenquelle. Die durch protoneninduzierten Spallations- und Fragmentationsreaktionen im Target erzeugten radioaktiven Isotope diffundieren in ein Ionisationsröhrchen, das auf eine hohe Temperatur geheizt wird. Nach der elementselektiven Laserionisation der Isotopen durch das eingespiegelte Laserlicht erfolgt die Extraktion mit einem angelegten elektrischen Feld und die Masse Selektion im Massenseparator.

Die Laserionenquelle wurde an ISOLDE zur Produktion von neutronenreichen Silberisotopen um  $A=130$  [Mish93] entwickelt. Durch das hohe Ionisationspotential des Silbers von  $IP=7,6$  eV können Oberflächenionisationsquellen zur Ionisation nicht benutzt werden. Die Verwendung von Plasmaionenquellen führt zu einem hohen isobaren Untergrund an radioaktiven Isotopen wie Indium und Cadmium, der aufgrund der niedrigen Produktionsraten der neutronenreichen Silberisotopen eine kernspektroskopische Untersuchung dieser Isotope unmöglich macht. Die Methode der Laserresonanzionisation bietet in diesem Fall eine effiziente und selektive Möglichkeit zur Produktion von Ionenstrahlen neutronenreicher Silberisotopen.

Die Anwendung der Laserionenquelle wurde später auf die Produktion von radioaktiven Isotopen der Elemente Mangan, Nickel, Kupfer, Magnesium, Cadmium und Beryllium erweitert. In dieser Arbeit wird schwerpunktmäßig auf die Produktion von radioaktiven Beryllium und neutronenreichen Silberionenstrahlen eingegangen. Ferner wird das Potential der Laserionenquelle für laserspektroskopische Messungen mit exotischen Isotopen fernab der Stabilität aufgezeigt.

## 4.1 Experimenteller Aufbau

Abbildung 4.1 zeigt den experimentellen Aufbau der Laserionenquelle, die sowohl an dem GPS als auch am HRS Massenseparator von ISOLDE eingesetzt werden kann. Die Laserstrahlen werden über eine Strecke von ca. 20 m durch ein Fenster im Massenseparator direkt in die Target-Ionenquelleneinheit eingespiegelt. Der gepulste 1 GeV Protonenstrahl des CERN PS-Booster trifft auf ein dickes Target, das eine Dichte von bis zu  $100$  g/cm<sup>2</sup> besitzt. Die durch die protoneninduzierten Spallations- und Fragmentationsreaktionen aus dem Target heraus diffundierenden radioaktiven Isotopen der flüchtigen Elemente gelangen in ein Ionisationsröhrchen aus einem hochschmelzenden Material, das durch einen Strom vom ca. 300 A auf eine Temperatur von über 2300 °C geheizt werden kann. Die mit Laserstrahlen resonant ionisierten Isotopen werden durch die Ausbildung eines Plasmas innerhalb des Röhrchens gefangen und von dem durch die ohmsche Heizung entstehendem longitudinalen elektrischen Feld aus dem Ionisationsröhrchen extrahiert. Die Beschleunigung der Isotopen auf eine Energie von 60 keV erfolgt mit einem von einer Extraktionselektrode angelegten elektrischen Feld. Die Massenseparation der ionisierten Isotope wird mit dem GPS bzw. HRS Massenseparator (siehe Kapitel 2.1) erreicht.



### 4.1.1 Die Target-Ionenquelleneinheit

Als Target für die Laserionenquelle dient ein Standard-Oberflächenionisationstarget (siehe Abbildung 2.2). Ein solches Oberflächenionisationstarget erlaubt mit seiner einfachen Konstruktion die Target-Ionenquelleneinheit bei einer hohen Temperatur von über 2000 °C zu betreiben, die für eine schnelle Freisetzung der radioaktiven Isotopen notwendig ist. Zudem können verschiedene Target und Ionisatormaterialien zur Produktion unterschiedlicher Isotopen verwendet werden.

Für die Produktion von radioaktiven Berylliumisotopen wurde ein Urancarbid/Graphit-Target mit einer Dichte von 52 g/cm<sup>2</sup> und ein Graphit-Target mit einer Dichte von 73 g/cm<sup>2</sup> eingesetzt. Der Targetcontainer des Urancarbid/Graphit-Targets hat einen Durchmesser von 20 mm und eine Länge von 200 mm. Mit einem Strom von 900 A wird das Target auf eine Temperatur von über 2000 °C geheizt. Die durch den auftreffenden 1 GeV Protonenstrahl des PS-Booster induzierten Kernreaktionen wie Spallation, Fragmentation und Spaltung erzeugen in Abhängigkeit vom Targetmaterial ein Vielzahl radioaktiver Isotopen. Diese Reaktionsprodukte diffundieren in das Ionisationsröhrchen, das aus einem hochschmelzenden Material wie Wolfram, Tantal oder Niob gefertigt ist und eine Länge von 30 mm bei einem Durchmesser von 3 mm besitzt. Die Isotopen werden durch das Laserlicht resonant ionisiert und durch das in Kapitel 2.2 beschriebene Plasma an der Innenwand des Ionisationsröhrchens an einer Rekombination mit der Ionisatorwand gehindert, bevor sie durch das elektrische Feld aus der Ionenquelle extrahiert werden.

Die Effizienz der Ionenquelle berechnet sich aus dem Verhältnis zur Wahrscheinlichkeit für die Ionisation zur Gesamtwahrscheinlichkeit für die Diffusion aus der Quelle.

$$\varepsilon = \frac{P_{\text{Ionisation}}}{P_{\text{Ionisation}} + P_{\text{Diffusion}}} \quad 4.1$$

Die Photoionisationswahrscheinlichkeit der Atome während der Flugzeit  $\tau_F$  ergibt sich aus dem Verhältnis des ausgeleuchteten Volumens  $V_{\text{WW}}$  zum Gesamtvolumen  $V_{\text{tot}}$ , der Laser Repetitionsrate  $\nu_{\text{Rep}}$  und der Photoionisationseffizienz  $\varepsilon_{\text{Photoion}}$ .

$$P_{\text{Ionisation}} = \frac{V_{\text{WW}}}{V_{\text{tot}}} \varepsilon_{\text{Photoion}} \nu_{\text{Rep}} \tau_F \quad 4.2$$

Für die Diffusion aus der Quelle ergibt sich folgende Wahrscheinlichkeit, wobei  $v$  die thermische Geschwindigkeit der Ionen und  $A$  die Querschnittsfläche der Öffnung ist [Rams69].

$$P_{\text{Diffusion}} = \frac{vA}{4V_{\text{tot}}} \tau_F \quad 4.3$$

Daraus folgt mit  $V_{\text{WW}}/V_{\text{tot}}=1$  für die Gesamteffizienz der Ionenquelle:

$$\varepsilon = \frac{v_{\text{Rep.}} \cdot \varepsilon_{\text{Photoion.}}}{v_{\text{Rep.}} \cdot \varepsilon_{\text{Photoion.}} + \frac{v}{4L}} \quad 4.4$$

Um eine möglichst gute Effizienz zu erreichen, ist eine hohe Repetitionsrate der Laser erforderlich. Daher wird ein Kupferdampfaser gepumptes Farbstofflasersystem mit einer Repetitionsrate von  $v_{\text{Rep.}}=10$  kHz zur Ionisation eingesetzt. Eine lange Kavität  $L$  der Quelle führt bei stabilen Isotopen zu einer höheren Effizienz, läßt jedoch bei kurzlebigen Isotopen die Verluste durch radioaktiven Zerfall ansteigen.

Bei einer Länge des Ionisationsröhrchens von  $L=30$  mm beträgt z.B. für  ${}^7\text{Be}$  bei einer Temperatur von  $2300$  °C und einer Repetitionsrate von  $v_{\text{Rep.}}=10$  kHz die max. theoretische Effizienz  $\varepsilon=33\%$ . Dabei wurde eine Photoionisationseffizienz von  $\varepsilon_{\text{Photoion.}}=1$  angenommen.

Die Extraktion der Ionen aus der Quelle geschieht durch das longitudinale elektrische Heizfeld innerhalb des Röhrchens. Der Spannungsabfall beträgt jedoch nur einige Volt in Abhängigkeit vom Material. Um eine möglichst gute Extraktion und damit einen kurzen Ionenpuls zu gewährleisten, ist ein hoher Spannungsabfall innerhalb des Röhrchens erforderlich. Spezielle Ionisationsröhrchen, die aus Tantalcarbid oder dünnwandigem Niobium gefertigt sind, erlauben einen höheren Spannungsabfall innerhalb des Röhrchens.

Der Vorteil der Laserionenquelle liegt in einer einfachen und robusten Konstruktion. Dies ermöglicht die gesamte Target/Ionenquelleneinheit auf eine sehr hohe Temperatur von über  $2000$  °C zu heizen. Solch hohe Temperaturen sind notwendig, um eine schnelle Freisetzung der Isotopen aus dem Targetmaterial zu erzielen. Insbesondere für die Produktion von radioaktiven Berylliumstrahlen ist dies sehr wichtig, da der Schmelzpunkt von Beryllium bei  $T=1287$  °C liegt und für die Produktion der kurzlebigen neutronenreichen Berylliumionenstrahlen eine schnelle Freisetzung der Isotope aus dem Target notwendig ist. Ein weiterer Vorteil liegt in einem relativ einfachen Betrieb der Laserionenquelle. Über die Wellenlänge und die spektrale Bandbreite der eingekoppelten Laserstrahlung kann die Selektivität und Effizienz der Ionisation bestimmt werden. Diese Parameter können fernab vom hochradioaktiven Bereich des Targets in einem speziellen Laserraum kontrolliert werden.

### 4.1.2 Das Lasersystem

Wie oben beschrieben ist eine hohe Repetitionsrate der Laser notwendig für eine gute Effizienz der Laserionenquelle. Daher wurde ein spezielles gepulstes Lasersystem mit einer entsprechend hohen Repetitionsrate verwendet. Der Laseraufbau besteht aus einem Kupferdampfaser gepumpten Farbstofflasersystem und erlaubt eine Repetitionsrate von  $\nu_{\text{Rep.}}=10$  kHz bei einer Pulslänge von  $\tau=30$  ns. Das Lasersystem wurde von V.I. Mishin und V.N. Fedoseyev am Institute of Spectroscopy in Troitzk (Russland) entwickelt [Mish93]. In Abbildung 4.2 ist das Lasersystem am Beispiel für die Ionisation von Beryllium dargestellt.

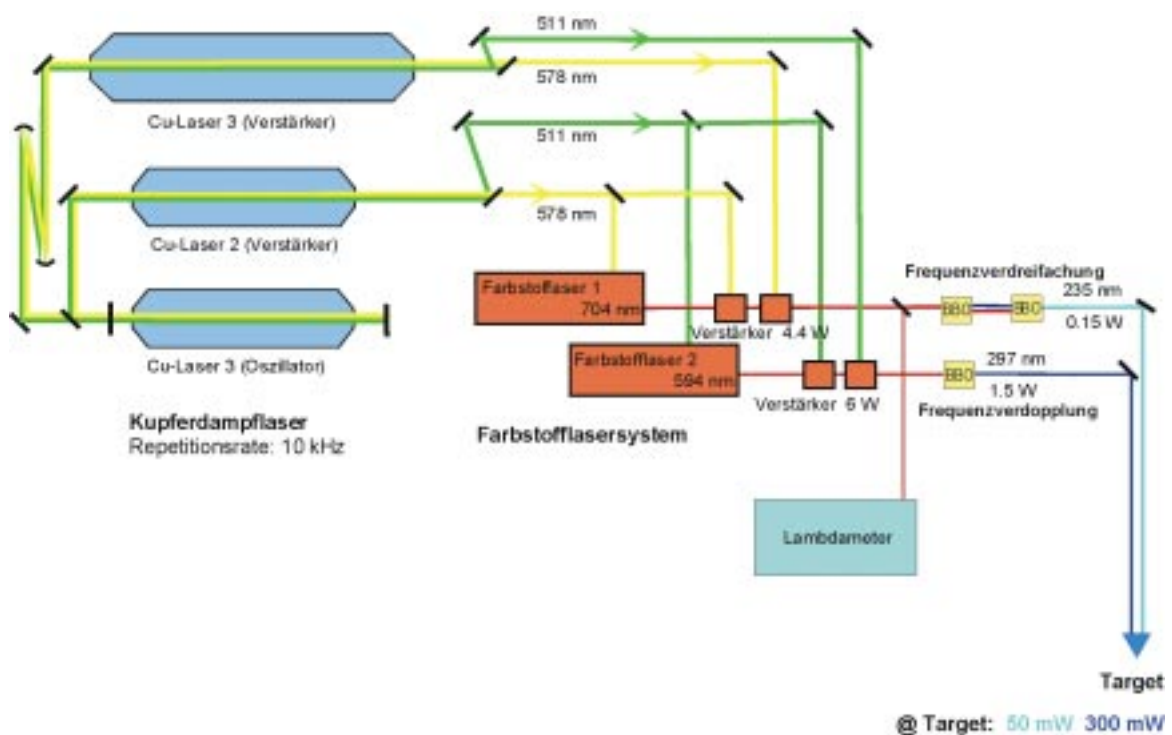


Abbildung 4.2: Laseraufbau zur zweistufigen Ionisation von Beryllium. Das Farbstofflasersystem wird von einem Kupferdampfaser mit einer Repetitionsrate von 10 kHz gepumpt. Zur Erzeugung von ultravioletter Laserstrahlung wird eine Frequenzverdopplung bzw. Frequenzverdreifung eingebaut.

Das Kupferdampfasersystem wird aus einer Oszillatortröhre und zwei Verstärkerröhren gebildet, die eine Verstärkung der im Resonator erzeugten Laserstrahlung bewirken. Der Oszillator besteht aus einem unstabilen Resonator und erzeugt gepulstes Laserlicht mit einer Leistung von ca. 6 W. Mit den beiden Verstärkerröhren wird eine Leistung des Laserlichtes von 45 bzw. 30 W erreicht. Das Leistungsverhältnis der grünen Laserstrahlung ( $\lambda=511$  nm) und der gelben Laserstrahlung ( $\lambda=578$  nm) beträgt ca. 2:3.

Das erzeugte gelbe wie grüne gepulste Laserlicht wird zum Pumpen von zwei Farbstofflasern benutzt, die mit zusätzlichen Farbstoffküvetten in ein oder zwei Stufen jeweils zusätzlich verstärkt werden können.

Die Farbstofflaser zeichnen sich durch eine besonders kompakte Bauweise aus. Der Resonator mit einer Länge von 45 cm hat eine lineare Bauweise nach dem "Hänsch-Prinzip". Durch Verkipfung eines Littrow-Gitters (2400 Spalten/mm) kann die Wellenlänge durchgestimmt werden. Ohne den Einbau von frequenzselektiven Elementen wie z.B. Etalons hat der Laser eine spektrale Bandbreite von  $\Delta\nu=8$  GHz, die mit Hilfe der Interferometerbilder des Lambdameters bestimmt worden ist. Die spektrale Bandbreite kann durch die Verwendung eines Etalon mit einem freien Spektralbereich von  $\Delta\nu_{\text{FSR}}=1 \text{ cm}^{-1}$  auf eine Bandbreite von ca. 4 GHz eingeschränkt werden. Je nach eingesetztem Farbstoff beträgt die Leistung der Farbstofflaser bei der Verwendung von zwei Verstärkerstufen bis zu 8 Watt. Die Wellenlänge der Farbstofflaser wird mit einem kommerziellen Lambdameter (Firma ATOS) kontrolliert. Dabei kann die Wellenzahl sowohl für gepulste Laser als auch für cw Laser anhand von Fizeau-Interferometerbildern mit einer Genauigkeit von bis zu  $0,003 \text{ cm}^{-1}$  [Atos97] bestimmt werden.

Der in der Abbildung 4.2 dargestellte Aufbau dient einer Zweistufenanregung, die zur Ionisation von Beryllium benutzt wurde. Für eine erforderliche Dreistufenanregung zur Ionisation anderer Elemente kann entweder ein dritter Farbstofflaser eingebaut oder das leistungsstarke Kupferdampflichterlicht direkt zur nichtresonanten Ionisation im dritten Schritt verwendet werden. Desweiteren kann zur Erzeugung ultravioletten Laserlichtes eine Frequenzverdopplung bzw. Frequenzverdreifachung mit nichtlinearen BBO Kristallen eingebaut werden. Eine Frequenzverdreifachung des Farbstofflasers ist zur Anregung des  $2s^2 \rightarrow 2s2p$  Übergangs im Beryllium mit einer Wellenlänge von  $\lambda=234,9$  nm notwendig.

### 4.1.3 Frequenzverdreifachung

Bei der Erzeugung von durchstimmbaren Strahlungsquellen im UV spielt die Frequenzverdopplung und Frequenzmischung in optisch nichtlinearen Kristallen eine große Rolle. Weite Verbreitung haben hier unter anderem die Kristalle BBO (Beta-Barium-Borat  $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ ) und KDP (Kalium-Dihydrogen-Phosphat  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ) erlangt.

Eine elektromagnetische Welle, die auf ein dielektrisches Medium (z. B. nichtlinearen Kristall) fällt, erzeugt dort durch Ladungsverschiebung induzierte Dipolmomente, die sich als dielektrische Polarisation  $P(E)$  darstellen lassen. Deren Abhängigkeit von der einfallenden

Lichtwelle  $E=E_0\cos(\omega t-kz)$  kann als Potenzreihenentwicklung mit der Suszeptibilität  $\chi(n)$  in  $n$ -ter Ordnung beschrieben werden

$$P(E) = \varepsilon_0[\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots]. \quad 4.5$$

Dabei hängt die Größe der Suszeptibilitäten von der Art und Symmetrie des nichtlinearen Mediums ab. Aufgrund von  $\chi(3) \ll \chi(2)$  spielt die direkte Erzeugung von frequenzverdreifachter Laserstrahlung praktisch keine Rolle. Bei Pumpleistungen von  $1,5 \text{ GW/cm}^2$  kann bei BBO eine Effizienz für die direkte Erzeugung frequenzverdreifachter Laserstrahlung von  $7 \cdot 10^{-5}$  beobachtet werden [Tomo92].

Unter dem Einfluß der einfallenden Welle mit

$$E = E_1 \cos(\omega_1 t + k_1 z) + E_2 \cos(\omega_2 t + k_2 z) \quad 4.6$$

wirken die induzierten Dipolmomente als Quelle neuer elektromagnetischer Wellen. Für den quadratischen Term in Gleichung 4.5 gilt:

$$\begin{aligned} P^{(2)}(\omega) &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} [E_1^2 \cos^2(\omega_1 t) + E_2^2 \cos^2(\omega_2 t) + 2E_1 E_2 \cos(\omega_1 t) \cos(\omega_2 t)] \\ &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(2)} [(E_1^2 + E_2^2) + E_1^2 \cos(2\omega_1 t) + E_2^2 \cos(2\omega_2 t) \\ &\quad + 2E_1 E_2 \cos(\omega_1 + \omega_2) + 2E_1 E_2 \cos(\omega_1 - \omega_2)] t \end{aligned} \quad 4.7$$

Aus obiger Gleichung wird ersichtlich, daß die Anteile mit  $2\omega_1$  und  $2\omega_2$  proportional zum Quadrat von  $E_1$  und  $E_2$  sind. Die erzeugten Oberwellen oszillieren auf der Summenfrequenz  $(\omega_1 + \omega_2)$  bzw. der Differenzfrequenz  $(\omega_1 - \omega_2)$ . Da die Intensität proportional zur Schwingungsamplitude ist, gilt:

$$I(2\omega) \propto I^2(\omega) \quad \text{und} \quad I(\omega_1 \pm \omega_2) \propto I(\omega_1) I(\omega_2) \quad 4.8$$

Die durch diese nichtlinearen Prozesse erzeugten Oberwellen laufen mit der Phasengeschwindigkeit  $v_{\text{ph}} = \omega/k = c_0/n(\omega)$  durch das nichtlineare Medium mit dem Brechungsindex  $n$ . Die Addition zu einer makroskopischen Welle kann aber nur dann erfolgen, wenn die Phasenanpassungsbedingung und damit die Impulserhaltung für die drei an der Frequenzmischung beteiligten Photonen erfüllt ist.

$$\vec{k}(\omega_1 \pm \omega_2) = \vec{k}(\omega_1) \pm \vec{k}(\omega_2) \quad 4.9$$

Optisch doppelbrechende Kristalle, wie zum Beispiel BBO, zeichnen sich durch ein Indellipsoid mit der optischen Achse als Symmetrieachse aus. Die Brechungsindizes  $n_o$  und  $n_a$  geben dabei den Brechungsindex für die Symmetrieachse und die Hauptachse senkrecht dazu

an. Während der Brechungsindex  $n_o$  für den ordentlichen bzw. außerordentlichen Strahl gleich ist, hängt  $n_a$  von der Ausbreitungsrichtung  $\vec{k}$  und Polarisationsrichtung  $\vec{E}$  ab. Die Phasenanpassung der Brechungsindizes für den ordentlichen und außerordentlichen Strahl geschieht durch Variation des Winkels  $\theta$  der Ausbreitungsrichtung mit der optischen Achse, wie in Abbildung 4.3 gezeigt.

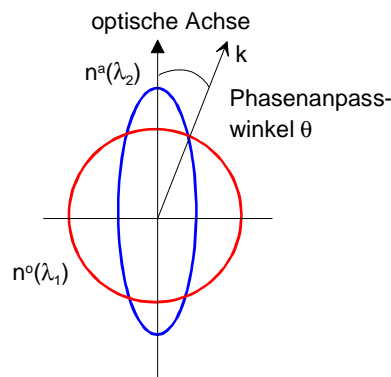


Abbildung 4.3: Phasenanpassung durch Winkeltuning bei der Frequenzmischung in einem doppelbrechendem Kristall.

Bei der Anwendung von frequenzverdoppeltem bzw. frequenzverdreifachtem Laserlicht für die Spektroskopie kommt es neben einer hohen Leistung zur Sättigung der atomaren Übergänge insbesondere auf die spektrale Bandbreite des Laserlichtes an, da dies die Genauigkeit der Spektroskopie limitiert. Setzt man eine gaussförmige Verteilung der Intensität der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen mit

$$I(\omega) = I_0^\omega \cdot e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{\sigma_\omega^2}} \quad 4.10$$

und der Halbwertsbreite (FWHM)  $\Delta\omega^\omega = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \sigma_\omega$  voraus, so ergibt sich aus der quadratischen Abhängigkeit der Intensität der zweiten Harmonischen von der Intensität der fundamentalen Wellenlänge eine um einen Faktor  $\sqrt{2}$  größere Halbwertsbreite. Die Vergrößerung der Bandbreite bei der Frequenzverdopplung wurde in [Müsc90] experimentell reproduziert. Für die frequenzverdreifachte Wellenlänge, also die Mischung der Fundamentalen mit der zweiten Harmonischen, erhält man nach einer analogen Rechnung aufgrund von  $I(3\omega) \propto I(\omega)I(2\omega)$  eine spektrale Bandbreite der Laserstrahlung, die um einen Faktor  $\sqrt{3}$  vergrößert ist. Die spektrale Bandbreite der frequenzverdoppelten bzw. der frequenzverdreifachten Laserstrahlung beträgt somit:

$$\Delta\omega^{2\omega} = \sqrt{2} \cdot \Delta\omega^{\omega} = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma_{\omega} \quad 4.11$$

$$\Delta\omega^{3\omega} = \sqrt{3} \cdot \Delta\omega^{\omega} = 2\sqrt{3\ln 2} \cdot \sigma_{\omega} \quad 4.12$$

Seit 1984 stehen BBO Kristalle mit einer optischen Transparenz im Wellenlängenbereich von 189 nm bis 3000 nm für eine hocheffiziente Frequenzverdopplung bzw. Frequenzmischung zur Verfügung [Chen85]. Diese Kristalle finden eine breite Anwendung in der Lasertechnik, da sie eine hohe Zerstörschwelle besitzen und im Gegensatz zu anderen nichtlinearen Kristallen wie z.B. KDP nicht hygroskopisch sind. Bei Raumtemperatur konnte frequenzverdoppeltes Licht bis zu einer Wellenlänge von  $\lambda=204,8$  nm generiert werden [Miy86]. Wegen der quadratischen Abhängigkeit von der Intensität der Fundamentalen bei nichtlinearen Prozessen ist eine hohe Pulsleistung der Laserstrahlung notwendig, um eine möglichst effiziente Frequenzverdopplung zu erzielen. Eine maximale Effizienz von  $\eta=36,4\%$  wurde bei einer Spitzenleistung von  $423 \text{ MW/cm}^2$  erreicht [Ishi87], wobei die Zerstörschwelle eines BBO Kristalls mit  $9,9 \text{ GW/cm}^2$  bei einer Pulsdauer von 1,9 ns angegeben ist [Gsän93].

Bei dem mit KupferdampfLasern gepumpten FarbstoffLasersystem mit einer hohen Repetitionsrate von 10 kHz wird keine hohe Leistungsdichte erreicht. Die Pulsleistung in der fundamentalen Wellenlänge bei  $\lambda=704,7$  nm beträgt  $P_{\text{Puls}}=0,8$  mJ bei einer Dauerstrichleistung von  $P_{\text{cw}}=8$  W und einer Pulsdauer von  $\Delta t=30$  ns. Um eine gute Effizienz der Frequenzverdopplung zu erreichen, muß der Laserstrahl stark fokussiert werden. Bei Verwendung einer Linse mit einer Brennweite von  $f=50$  mm kann nach [Pedr96] der Fokaldurchmesser  $2\omega_0$  mit  $2\omega_0=f \cdot 2\theta_0$  abgeschätzt werden. Bei einem vollen Strahlöffnungswinkel von  $10^{-2}$  rad ergibt dies einen Fokaldurchmesser von 500  $\mu\text{m}$  was einer Leistungsdichte von ca  $13 \text{ MW/cm}^2$  entspricht.

Für die Erzeugung von Laserlicht im UV-Bereich bei einer Wellenlänge von  $\lambda=234,9$  nm muß die Technik der Frequenzverdreifung angewandt werden, da mit Kupferdampflaser gepumpten FarbstoffLasersystemen aufgrund der Pumpwellenlängen von 511 bzw. 578 nm Laserlicht mit einer Wellenlänge von  $\lambda \geq 520$  nm produziert werden kann. Eine wesentlich effizientere Frequenzverdopplung kann daher den Bereich unterhalb von  $\lambda=260$  nm nicht erreichen.

Die Frequenzverdreifung wurde an einem mit KupferdampfLasern gepumpten FarbstoffLasersystem in Mainz zur Ionisation von Beryllium und Cadmium getestet und optimiert. Dabei wurde Laserlicht der Wellenlänge  $\lambda=234,9$  nm für den  $2s^2 \rightarrow 2s2p$  Übergang im Be-

ryllium und Laserlicht der Wellenlänge  $\lambda=228,8$  nm für den  $5s^2 \rightarrow 5p$  Übergang in Cadmium [Erd98] erzeugt.

Zur Frequenzverdreifachung für die Erzeugung von  $\lambda=234,9$  nm wird die fundamentale Wellenlänge von  $\lambda=704,7$  nm zuerst in einem nichtlinearen BBO Kristall (Typ I) frequenzverdoppelt. Die frequenzverdreifachte Wellenlänge von  $\lambda=234,9$  nm erhält man durch Frequenzmischung beider Wellenlängen in einem zweiten BBO Kristall.

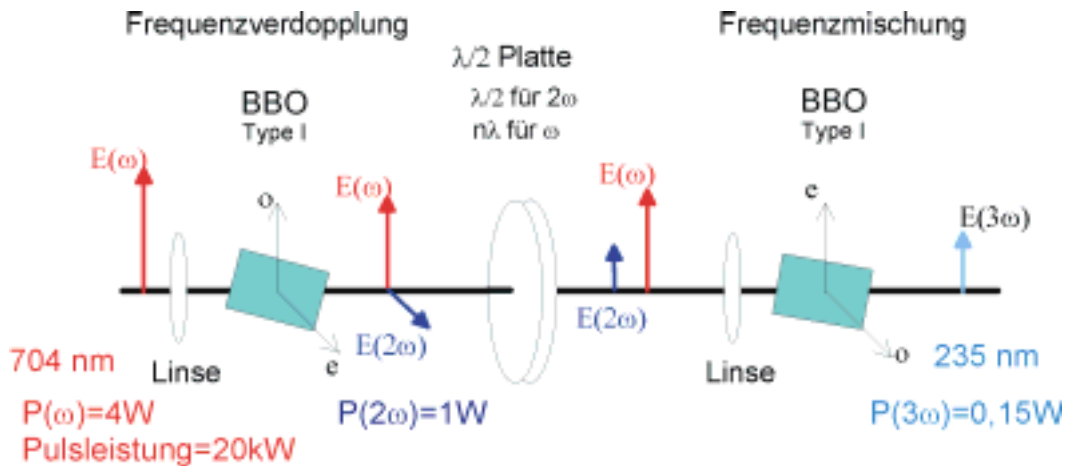


Abbildung 4.4: Frequenzverdreifachung zur Erzeugung von  $\lambda=234,9$  nm mit zwei nichtlinearen BBO Kristallen für die Ionisation von Beryllium. Eine spezielle  $\lambda/2$  Platte ist notwendig, um die Polarisationsrichtung des frequenzverdoppelten Laserlichtes anzupassen. Der erste Kristall für die Frequenzverdopplung hat eine Länge von 8 mm, der zweite eine Länge von 6 mm.

Bei der Frequenzverdopplung wird die Polarisationsrichtung der zweiten Harmonischen um  $90^\circ$  gedreht. Da zur Frequenzmischung beide Wellenlängen die gleiche Polarisationsrichtung besitzen müssen, ist eine Anpassung der Polarisationsrichtungen mit einer speziellen  $\lambda/2$  Platte notwendig. Diese dreht nur die Polarisationsrichtung des frequenzverdoppelten Lichtes um  $90^\circ$ , während die Polarisationsrichtung der Fundamentalen unverändert bleibt. Abbildung 4.4 zeigt den Aufbau für die Frequenzverdreifachung. Die Phasen Anpassung zur Verdopplung bzw. Mischung der verschiedenen Wellenlängen wird durch Winkeltuning erreicht, d.h. der Kristall wird um seine optische Achse verkippt (siehe Abbildung 4.3).

Bei der Ionisation von Beryllium an ISOLDE wurde eine Leistung des frequenzverdoppelten bzw. verdreifachten Laserlichtes von  $P(2\omega)=1$  W bzw.  $P(3\omega)=150$  mW bei einer Leistung der Fundamentalen von  $P(\omega)=4$  W erreicht. In diesem Fall betrug die Effizienz zur Erzeugung des ultravioletten Laserlichtes



$$\eta = \frac{P(3\omega)}{\sqrt{P(\omega)P(2\omega)}} = 7,5 \% . \quad 4.13$$

In der Literatur wurde mit einem ähnlichen von Kupferdampfzylinder gepumpten Farbstofflaser-System zur Erzeugung von Laserstrahlung mit  $\lambda=210$  nm durch eine Frequenzverdreifung mit zwei BBO Kristallen eine Konversionseffizienz von  $\eta=1,2\%$  erzielt [Kopr94].

Die Frequenzverdreifung von Laserlicht erweitert die Anwendung der Laserionenquelle auf die Ionisation der Elemente Cadmium und Zink, da für eine mehrstufige Ionisation dieser Elemente im ersten Ionisationsschritt Licht der Wellenlänge  $\lambda=213,9$  nm für Zink und  $\lambda=228,8$  nm für Cadmium erforderlich ist. Mit dem gleichen Aufbau wurden für  $\lambda=213,9$  nm eine Leistung von  $P_{213,9\text{nm}}=50$  mW und für  $\lambda=228,8$  nm eine Leistung von  $P_{228,8\text{nm}}=70$  mW erreicht.

## 4.2 Laserionisation von Beryllium

### 4.2.1 Probleme bei der Ionisation von Beryllium mit konventionellen Ionenquellen

Bei der Produktion von radioaktiven Ionenstrahlen spielt neben einer effizienten Ionisation in der Ionenquelle die schnelle Freisetzung der durch protoneninduzierten Reaktionen erzeugten Radionuklide aus dem Targetmaterial eine entscheidende Rolle. An ISOLDE wurde in off-line Experimenten die Freisetzung von verschiedenen Elementen aus mit Protonen bestrahlten Targetmaterialien untersucht. Es zeigte sich hierbei, daß Beryllium von Targetmaterialien wie Zirconium, Vanadium und Titancarbid bei einer Temperatur von  $1900$  °C sehr schnell freigesetzt wird [Hoff84]. Aufbauend auf diesen Untersuchungen wurde auch die Verwendung eines Urancarbid/Graphit-Targets zur effizienten Produktion von radioaktiven Beryllium Isotopen in Erwägung gezogen [Hoff84].

Eine Ionisation von Beryllium mit Oberflächenionisationsquellen ist jedoch aufgrund des hohen Ionisationspotentials von  $IP=9,32$  eV [Moor70] nicht möglich. In on-line Experimenten wurde mit einem von  $910$  MeV  $^3\text{He}$  bestrahltem Tantal-Target mit einer Dichte von  $122$  g/cm<sup>2</sup> ein  $^{11}\text{Be}$  Strahl mit einer Produktionsrate von  $2 \cdot 10^4$  Atomen/s· $\mu\text{A}$  erreicht [Ravn97]. Als Ionenquelle wurde eine Standard Plasmaionenquelle MK5 verwendet. Mit den bekannten Wirkungsquerschnitten für die Kernreaktion liefert dies eine Effizienz der Ionenquelle von nur  $0,001$ - $0,0001\%$ . In späteren off-line Messungen wurde bei einer gleichförmigen Targetheizung eine Beryllium-Effizienz von  $0,01\%$  [Ravn97] erzielt. Auch gab ein on-line Test im Jah-

re 1994 mit einem  $19 \text{ g/cm}^2$  Siliziumcarbid-Target bei einer Produktionsrate von  $1,4 \cdot 10^8$  Atomen/s- $\mu\text{A}$  eine Effizienz von nur 0,002% [Ravn97]. Die schlechte Effizienz und die hohen Verluste bei der Ionisation von Beryllium mit einer Plasmaionenquelle werden mit dem Vorhandensein von BeO als Isolatormaterial an der Anode erklärt. Beryllium geht mit dem Isolatormaterial eine stabile Verbindung ein und ist damit für den Ionisationsprozess verloren. Um die Berylliumisotope aus dem Targetmaterial in einer relativ kurzen Zeit freizusetzen, muß die Target-Ionenquelleneinheit bei einer sehr hohen Temperatur von über  $2000 \text{ }^\circ\text{C}$  betrieben werden. Aufgrund dieser hohen Anforderungen ist die Verwendung von Plasmaionenquellen für die Ionisation von Beryllium problematisch.

Ein anderer Weg wurde an der ISAC Radioactive Beams Facility [Ball98] des TRIUMF in Vancouver zur Produktion eines  $^7\text{Be}$  Strahls für  $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$  Experimente besprochen [Jaya98]. Hier wurde eine Elektron Cyclotron Resonanz (ECR) Quelle benutzt, um einen  $^7\text{BeF}_2^+$  Strahl zu erzeugen, aus dem sich dann durch Strippen ein  $^7\text{Be}^{2+}$  Strahl produzieren läßt. In einem Quarzreaktor, der auf  $1000 \text{ }^\circ\text{C}$  geheizt werden kann, wird aus BeO unter Zugabe von  $\text{CF}_4$   $\text{BeF}_2$  erzeugt. Dieses wird dann in der ECR Quelle ionisiert. In ersten Versuchen konnte eine Effizienz dieser Ionenquelle für  $^7\text{BeF}_2^+$  auf 2,2% erreicht werden. Die Ionenquelle ist jedoch nur für den off-line Betrieb zur Produktion von Ionenstrahlen langlebiger Berylliumisotopen geeignet. Für eine schnelle Freisetzung der kurzlebigen Berylliumisotopen ist zudem die Temperatur zu niedrig. Beim Einsatz eines schweren Targets wie z.B. ein Urancarbid-Target in Kombination mit dieser Ionenquelle ist außerdem eine hohe Kontamination an isobarem Untergrund wie  $\text{Ne}^+$ ,  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Na}^+$  und  $\text{K}^+$  zu erwarten.

Der Vorteil für die Ionisation von Beryllium mit der Laserionenquelle, wie sie an ISOLDE entwickelt worden ist, liegt neben der elementselektiven und effektiven Laserresonanzionisation in der einfachen Konstruktion der Target-Ionenquelleneinheit. Es ist möglich, auf Isolatormaterialien wie BeO vollständig zu verzichten. Zudem kann die Target-Ionenquelleneinheit bei einer für die Freisetzung von Beryllium notwendigen hohen Temperatur von über  $2000 \text{ }^\circ\text{C}$  betrieben werden.

Im Folgenden wird auf die Ionisation von Beryllium mit der Laserionenquelle näher eingegangen.

### 4.2.2 Anregungsschema von Beryllium

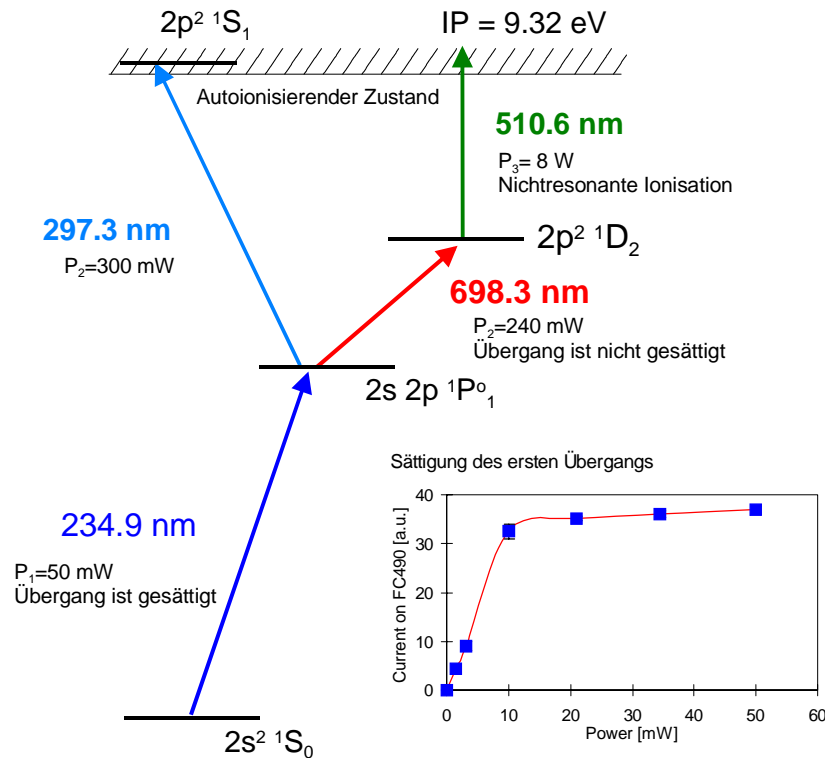


Abbildung 4.5: Ionisationsschema von Beryllium. Es wurde ein zweistufiges und ein dreistufiges Ionisationsschema verwendet. Der erste Übergang in den  $2s \ 2p$  Zustand konnte vollständig gesättigt werden. Das zweistufige Ionisationsschema zeichnet sich durch eine Ionisation über einen autoionisierenden Zustand aus. Bei dem dreistufigen Ionisationsschema erfolgt die Ionisation im letzten Schritt nichtresonant in das Kontinuum.

Das Energiespektrum von Beryllium [Moor70] ist für experimentelle und theoretische Untersuchungen interessant, da es das einfachste Atom mit zwei Elektronen außerhalb einer abgeschlossenen Schale ist. Es eignet sich sehr gut als Prototyp für die Untersuchung von Elektronkorrelationen und spielt daher in der Theorie- und Quantenchemie eine große Rolle [Lind96,Mart91]. Durch seine relativ einfache Struktur wird eine fast vollständige nichtrelativistische Berechnung des  $1s^2 2s^2$  Grundzustands mit voller Konfigurationswechselwirkung ermöglicht [Bung73]. Auch dient Beryllium als Testfall für die Berechnung von komplizierten Mehrelektronensystemen nach Multikonfigurations-Hartree-Fock (MCHF) oder Multikonfigurations-Dirac-Fock Methoden (MCDF) [Kwon93].

In Abbildung 4.5 wird das verwendete Anregungsschema für die Laserionisation von Beryllium gezeigt. Beryllium zeichnet sich durch ein relativ hohes Ionisationspotential von  $IP=9,32 \text{ eV}$  aus. Für die Anregung vom Grundzustand in den ersten angeregten Zustand ( $1s^2 2s^2 \ ^1S \rightarrow 1s^2 2s 2p \ ^1P^o$ ) wird aufgrund einer hohen Anregungsenergie Laserlicht im UV

Bereich mit einer Wellenlänge von  $\lambda=234,9$  nm benötigt. Diese Wellenlänge kann mit dem verwendeten Farbstofflasersystem nur durch eine Frequenzverdreifachung erzeugt werden.

Der starke  $2s^2 \rightarrow 2s2p$  Übergang besitzt eine spontane Zerfallsrate von  $A=5,47 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  [Moor70]. Damit beträgt die natürliche Linienbreite des Übergangs  $\Delta\nu_{\text{nat}}=A/2\pi=87$  MHz. In Abbildung 4.5 ist zusätzlich die Produktionsrate der Berylliumionen in Abhängigkeit der Leistung des ersten Anregungsschrittes gezeigt. Die Anregung in den  $2s2p$  Zustand konnte bereits mit einer gemittelten Leistung der Laserstrahlung im Ionisationsröhrchen von 10 mW gesättigt werden. Bei einem Durchmesser des Ionisationsröhrchens von 3 mm bedeutet dies bei einer Repetitionsrate von 10.000 Hz eine Sättigungsleistung von  $I_{\text{Sätt.}}=1,4 \text{ kW/cm}^2$  für den betrachteten Übergang.

Man bezeichnet den Sättigungsparameter als das Verhältnis von induzierter Rate zu spontaner Relaxationsrate und kann ihn beschreiben durch [Coh92]

$$S = \frac{\Omega_R^2 / 2}{(\Gamma/2)^2 + \delta^2}, \quad 4.14$$

wobei  $\Omega_R$  ist die Rabi Frequenz und  $\Gamma$  die spontane Zerfallsrate und  $\delta$  die Verstimmung der Laserfrequenz ist.

Die Sättigungsleistung, also die Intensität  $I_{\text{Sätt.}}$  bei der  $S=I/I_{\text{Sätt.}}=1$  wird, ergibt sich zu [Demt91]:

$$I_{\text{Sätt.}} = \frac{\pi A_{21} hc}{\lambda^3}. \quad 4.15$$

Für den betrachteten Übergang bedeutet dies eine Sättigungsleistung von  $I_{\text{Sätt.}}=2,6 \text{ W/cm}^2$ , die für einen single-mode cw Laser gilt.

Die effektive Sättigung der Besetzung des oberen Zustandes ist gegeben durch [Demt91]

$$P(2s2p) \sim \frac{1}{\Delta\nu^2 + \Delta\nu_{\text{nat}}^2 (1+S_0)}. \quad 4.16$$

Mit wachsender Intensität erreicht bzw. übersteigt die Rate der induzierten Übergänge die spontane Zerfallsrate und führt somit zu einer Sättigungsverbreiterung der Resonanzlinie. Ein sättigungsverbreiteter Übergang kann mit einer Linienbreite  $\Delta\nu_{\text{Sätt.}}$  beschrieben werden, die durch

$$\Delta\nu_{\text{Sätt.}} = \Delta\nu_{\text{nat}} \sqrt{1+S_0} \quad 4.17$$

definiert ist [Demt91].

Ist beim Farbstofflaser eine Anzahl aufeinanderfolgender longitudinaler Moden aktiv, so bleibt der Modenabstand auch bei der Frequenzverdreifung erhalten. Aufgrund der Länge des Laserresonators von  $d=30$  cm beträgt der Abstand der Lasermoden  $\Delta\nu_{\text{Laser}}=c/2d=500$  MHz.

Im ungünstigsten Fall beträgt die Verstimmung von der Linienmitte der Resonanzlinie, die eine natürliche Halbwertsbreite von  $\Delta\nu_{\text{nat.}}=87$  MHz besitzt, gerade  $\delta\nu=\Delta\nu_{\text{Laser}}/2$ , also  $\delta\nu=250$  MHz. Nach Gleichung 4.17 würde eine solche Sättigungsverbreiterung einem Sättigungsparameter von  $S_0=32$  entsprechen. Damit erhöht sich die theoretische Sättigungsleistung um einen Faktor 32 auf  $I=83$  W/cm<sup>2</sup>. Bei dem Farbstofflaser schwingen bei einem Modenabstand von  $\Delta\nu_{\text{Moden}}=500$  MHz und einem Verstärkungsprofil von 8 GHz 16 Moden an. Da sich die Leistung auf alle Moden verteilt, erhöht sich die nötige Sättigungsleistung nochmals um einen Faktor 16 auf  $I=1,3$  kW/cm<sup>2</sup>.

Für die Ionisation von Beryllium wurde ein zweistufiges und ein dreistufiges Ionisationsschema verwendet. Erste Versuche wurden mit dem dreistufigen Ionisationsschema bei  $\lambda=698,3$  nm für den zweiten Schritt und dem leistungsstarken Licht des Kupferdampflasers bei  $\lambda=510,6$  nm für den nichtresonanten dritten Schritt durchgeführt. Sowohl der zweite Übergang als auch der dritte Anregungsschritt, bei dem die Ionisation über einen nichtresonanten Übergang in das Kontinuum stattfindet, konnten nicht gesättigt werden. Dieser Nachteil wurde mit dem zweistufigen Anregungsschema vermieden, da hier die Ionisation direkt über den  $1s^2 2s^2 \ ^1S_1$  autoionisierenden Zustand erfolgt. Für die Anregung des autoionisierenden Zustandes wird Licht der Wellenlänge  $\lambda=297,3$  nm benötigt.

Der  $2s^2 \ ^1S_1$  Zustand wurde lange Zeit zwischen dem  $2s6s$  und  $2s7s$  Zustand angenommen. Rechnungen von Weiss [Weis72] vermuteten dagegen einen autoionisierenden Zustand mit einer Energie von 0,22 eV über dem Ionisierungspotential von Beryllium. Erst 1985 gelang es Clark et al. [Clark85] mit der Resonanzionisationsmassenspektrometrie (RIMS) diesen autoionisierenden Zustand experimentell nachzuweisen. Der Zustand liegt um eine Energie von  $E=997(5)$  cm<sup>-1</sup> über der Ionisationsgrenze von Beryllium und hat eine spektrale Breite von  $\Gamma=74,9$  cm<sup>-1</sup>. Die experimentellen Werte wurden auch durch Rechnungen, die in letzter Zeit von [Lind96] durchgeführt worden sind, reproduziert.

Zur Anregung dieses Zustandes, ausgehend vom  $2s2p \ ^1P_1$  Nivaus mit  $\lambda=297,3$  nm ist jedoch eine zusätzliche Frequenzverdopplung im zweiten Schritt notwendig. Die Experimente

zur Produktion von radioaktiven Berylliumstrahlen zeigten, daß die zweifach resonante Anregung mit der Ionisation über den autoionisierenden Zustand eine weitaus bessere Effizienz besitzt (siehe Kapitel 4.4).

### 4.3 Pulsstruktur des Ionenstrahls

Durch das zur Ionisation verwendete gepulste Laserlicht wird der mit der Laserionenquelle erzeugte Ionenstrahl mit der Repetitionsrate von  $\nu=10$  kHz des Laser gepulst. Zum Nachweis der Pulsstruktur des Ionenstrahls wurde ein offener Elektronmultiplier verwendet, der eine Verstärkung von  $50 \text{ mV}/\mu\text{A}$  bei einer Bandbreite von  $>1$  MHz lieferte [Lett98]. Die damit erhaltene Pulsstruktur des Ionenstrahls ist in Abbildung 4.6 bei einer Mittelung über 1000 Pulse für zwei verschiedene Wolfram-Kavitäten mit unterschiedlicher Länge gezeigt. Die Messung wurde mit  ${}^9\text{Be}$  am GPS Magneten von ISOLDE durchgeführt. Dem Ionenpuls mit einer Länge von  $7 \mu\text{s}$  ist zu Beginn jeden Pulses zwischen 0 und  $5 \mu\text{s}$  ein kleinerer, scharfer Ionenpuls überlagert. Dieser ist auf die direkte Extraktion der Ionen am Ende der Kavität durch das von der Extraktionselektrode mit einer Spannung von  $60 \text{ keV}$  erzeugte starke elektrische Feld zurückzuführen. Dieses Feld nimmt jedoch aufgrund der Abschirmwirkung im Inneren des Ionisationsröhrchens stark ab. Für die Extraktion der Ionen aus dem Ionisationsröhrchen ist der Spannungsabfall im Inneren der Kavität durch die ohmsche Heizung ausschlaggebend. Bei einer Heizung des Röhrchens auf  $2000 \text{ }^\circ\text{C}$  mit einem Heizstrom von typischerweise  $I=380 \text{ A}$  entsteht entlang des Wolframröhrchens ein Spannungsabfall von  $\Delta U=15 \text{ V/m}$ .

Durch die hohe Temperatur innerhalb des Röhrchens ist die Anzahl der emittierten Elektronen sehr viel höher als die durch Oberflächenionisation erzeugten Ionen. Es bildet sich an den Wänden eine negative Raumladung, in der die positiven Ionen gespeichert sind, ohne durch Wandstöße rekombinieren zu können. Mit einem Wolframionisator bei einer Temperatur von  $3000 \text{ K}$  wurden Ionisationseffizienzen gemessen, die um einen Faktor 1000 höher sind, als die mit reiner Oberflächenionisation zu erwarten wären [Huyse83]. Detailliert ist die Ionisation in einer dünnen Kavität in [Huyse83,Latu75] beschrieben.

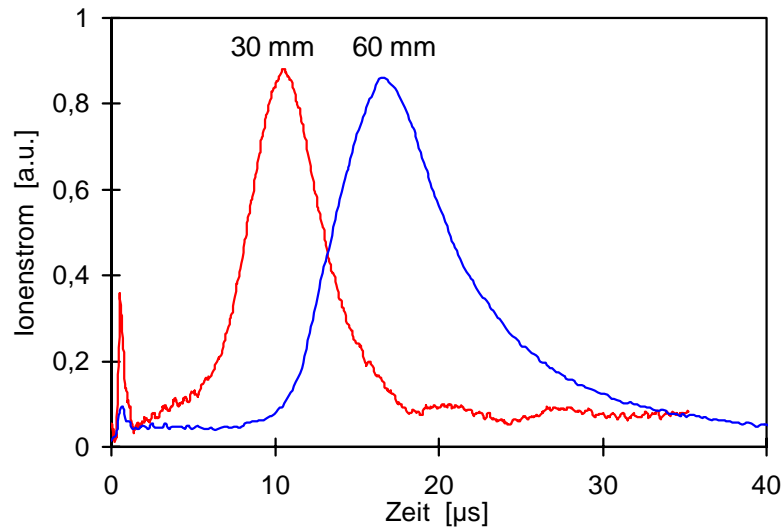


Abbildung 4.6: Pulsstruktur des  ${}^9\text{Be}$  Ionenstrahls für eine 30 mm und eine 60 mm lange Kavität aus Wolfram.

Nach einer Zeit von  $10\ \mu\text{s}$  werden die Ionen durch die Wechselwirkung mit dem longitudinalen elektrischen Feld im Ionisationsröhrchen aus der Quelle extrahiert, wobei die Pulsbreite (FWHM) bei dem 30 mm langen Wolframröhrchen  $5\ \mu\text{s}$  beträgt. Zum Vergleich ist die Pulsstruktur der Ionisation in einer 60 mm langen Wolframkavität gezeigt. Durch die größere Länge werden die Ionen etwa  $5\ \mu\text{s}$  später aus der Kavität extrahiert, außerdem vergrößert sich die Pulsbreite auf  $7,9\ \mu\text{s}$ .

In der Veröffentlichung von J. Lettry et al. [Lett98] ist die Pulsform von Kupferionen in Abhängigkeit der Temperatur bzw. des Heizstromes des Röhrchens gemessen worden. Es zeigt sich, daß der Einschluß der Ionen durch das geladene Plasma erst ab einer Temperatur von  $1700\ \text{°C}$  einsetzt, da hier das Plasmapotential größer als die thermische Energie der Ionen ist.

Mit der Anwendung eines Gates für den Zeitraum des Ionenpulses kann die Selektivität der Ionenquelle erhöht werden. Der kontinuierliche Ionenstrom, hervorgerufen durch die Oberflächenionisation von leicht ionisierbaren isobaren Isotopen (Im Fall von Beryllium: Lithium), kann durch das Tastverhältnis des Gates unterdrückt werden. Diese Technik wurde insbesondere bei der Ionisation von neutronenreichen Silberisotopen zur Unterdrückung des isobaren Indium-Untergrundes erfolgreich angewandt. Ein zeitlich scharfer Ionenpuls würde durch ein besseres Tastverhältnis die Unterdrückung des isobaren Untergrundes verbessern.

## 4.4 Produktionsraten und Effizienz

### 4.4.1 Produktionsraten für Beryllium

Für die Erzeugung von radioaktiven Berylliumisotopen wurden zwei verschiedene Targetmaterialien verwendet. Aufgrund der protoneninduzierten Spallationsreaktionen zur Produktion radioaktiver Berylliumisotope können die Isotopen mit einer Massenzahl  $A < 12$ , wie  $^{7,9,10}\text{Be}$ , mit einem Graphit-Target erzeugt werden. Bei Verwendung eines schweren Urancarbid/Graphit-Targets werden durch Fragmentationsreaktionen auch die neutronenreichen radioaktiven Isotopen  $^{11,12,14}\text{Be}$  produziert.

Zur Produktion der langlebigen Berylliumisotope  $^{7,9,10}\text{Be}$ -Strahlen wurde ein 40 cm langes Graphit-Target verwendet. Der Targetcontainer mit einem Durchmesser von 29 mm wurde mit 30 Graphitscheiben mit einer Dicke von 13 mm gefüllt, was eine Dichte von  $73 \text{ g/cm}^2$  entspricht. Dieses Target wurde speziell für die Produktion von  $^{7,10}\text{Be}$ -Strahlen konstruiert, da aufgrund der hohen Dichte des Graphits und des relativ großen Volumens mit einer Akkumulation der langlebigen Be Isotopen gerechnet werden kann. Ein Bestrahlen des Targets mit Protonen sollte damit eine off line Freisetzung von  $^{7,10}\text{Be}$  ermöglichen, da durch einfaches Heizen des Targetcontainers die radioaktiven Berylliumisotope freigesetzt werden können, um dann mit der Laserionenquelle selektiv ionisiert zu werden. Zur Produktion der kurzlebigen Be Isotopen  $^{11,12,14}\text{Be}$  wurde ein Standard  $52 \text{ g/cm}^2$  Urancarbid/Graphit-Target verwendet, das sich durch eine relativ schnelle Freisetzung der produzierten Isotopen auszeichnet.

Die Produktionsraten, normiert auf den auftreffenden Protonenstrom in  $\mu\text{A}$ , sind für beide Targets in Abbildung 4.7 dargestellt. Beide Targets zeigen für  $^{7,9,10}\text{Be}$  hohe Produktionsraten im Bereich von  $2 \cdot 10^{10}$  Atomen/s $\cdot\mu\text{A}$ . Für  $^{11}\text{Be}$  ist die Produktionsrate mit dem Graphit-Target um einige Größenordnungen geringer, was auf den verminderten Wirkungsquerschnitt der protoneninduzierten Kernreaktion  $^{12}\text{C}(p,X)^{11}\text{Be}$  zurückzuführen ist (siehe Tabelle 4.1).



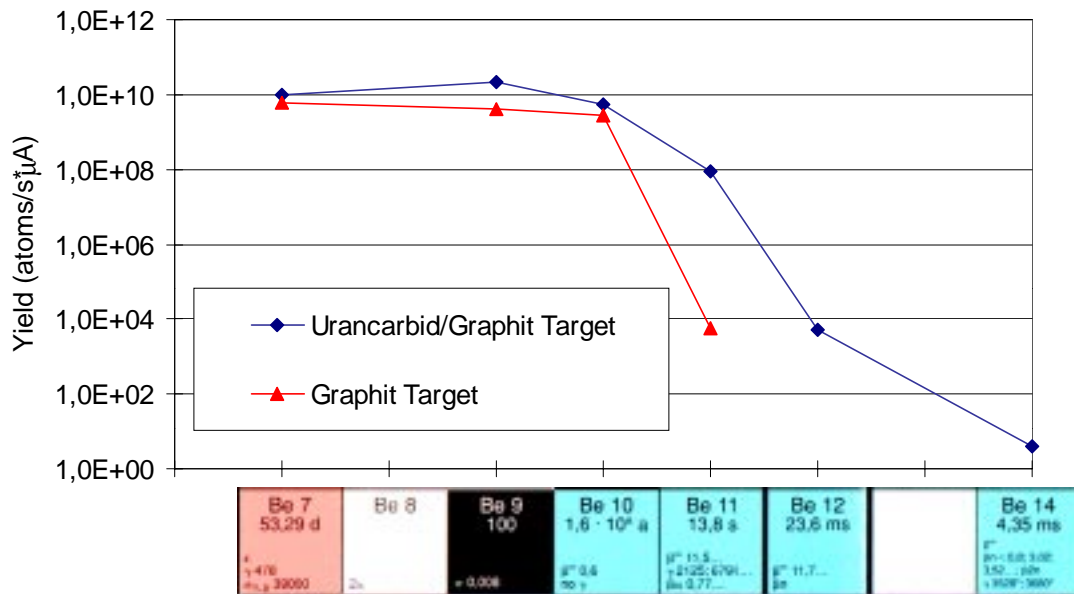


Abbildung 4.7: Produktionsraten der Laserionenquelle für  $^{7,9,10,11,12,14}\text{Be}$ . Es sind die Produktionsraten aufgeführt, die mit einem Graphit-Target und einem Urancarbid/Graphit-Target erzielt worden sind.

Mit dem Urancarbid-Target konnten erstmalig Ionenstrahlen der kurzlebigen Isotopen  $^{12,14}\text{Be}$  mit einer Produktionsrate von 5000 bzw. 4 Atomen/ $\text{s}\cdot\mu\text{A}$  hergestellt werden. Die Isotopen wurden über den  $\beta$ -verzögerten Neutronenzerfall mit einem Neutronendetektor sehr empfindlich nachgewiesen.  $^{14}\text{Be}$  ist mit einer Halbwertszeit von  $T_{1/2}=4,35$  ms das kurzlebigste Isotop das direkt als Ionenstrahl an ISOLDE produziert worden ist. Bei diesen kurzen Halbwertszeiten spielt der Strahlungsverlust durch radioaktiven Zerfall für die Effizienz der Laserionenquelle eine große Rolle. Messungen zur Freisetzung dieser Isotopen und zum  $P_n$ -Wert von  $^{12,14}\text{Be}$  findet man in der Arbeit von U. Köster et al. [Köst98]. Darüber hinaus ist im Oktober 1998 erstmalig eine Strahlzeit mit den neutronenreichen Berylliumisotopen und Experimenten zum  $\beta$ -verzögerten Neutronenzerfall  $^{12,14}\text{Be}$  durchgeführt worden. Es wurde ein neuer  $P_n$ -Wert von  $^{14}\text{Be}$  für die Wahrscheinlichkeit der Emission von Neutronen ermittelt und der  $P_n$ -Wert für  $^{12}\text{Be}$  konnte genauer bestimmt werden [Nyma98, Berg99].

#### 4.4.2 Effizienz der Laserionenquelle für Beryllium

Zur Bestimmung der Effizienz der Laserionenquelle für die Ionisation von Beryllium wurden off- und on-line Tests durchgeführt. Bei den off-line Tests wurde eine bestimmte Menge Beryllium in Form von  $\text{BeNO}_3$  in den Targetcontainer eingeführt. Durch langsames Hochhei-

zen des Targetcontainers wird das  $\text{BeNO}_3$  zu Beryllium reduziert und diffundiert aus dem Targetbehälter in die Laserionenquelle. Nach der Laserionisation wird der aus der Laserionenquelle tretende Ionenstrom über einen Zeitraum von mehreren Stunden gemessen und über die Zeit integriert. Die Effizienz der Ionenquelle wird durch das Verhältnis von extrahierten  $^9\text{Be}$  Ionen zu der in den Targetcontainer eingebrachten Menge Beryllium bestimmt. Bei den on-line Experimenten kann mit der Kenntnis des Wirkungsquerschnittes  $\sigma$  für die Produktion bestimmter Isotopen durch die Kernreaktion von 1 GeV Protonen mit dem Targetmaterial die Anzahl der pro Zeit produzierten Isotopen berechnet werden. Die Effizienz der Laserionenquelle berechnet sich zu:

$$\varepsilon = \frac{\text{extrahierte Ionen / s}}{\text{Anzahl der im Target produzierten Isotope / s}} \quad 4.18$$

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte für die Spallationsreaktionen zur Produktion radioaktiver Isotopen sind für viele verschiedene Targetmaterialien mit einem weiten Isotopenbereich in der Arbeit von R. Silberberg und C.H. Tsao [Silb73a] aufgelistet. Diese Daten dienen als Basis für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte mit einer semiempirischen Formel, die von von R. Silberberg und C.H. Tsao in [Silb73b] entwickelt worden ist. Für die Kernreaktion  $^{12}\text{C}(p,X)^A\text{Be}$ , die in einem reinen Graphit-Target stattfindet, sind die Wirkungsquerschnitte sehr genau bekannt (siehe Tabelle 4.1).

Tabelle 4.1: Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  in mb für die Spallationsreaktionen zur Produktion von Berylliumisotopen in einem Graphit-Target [Silb73a].

Kernreaktion	$\sigma$ [mb]	Protonenenergie [MeV]
$^{12}\text{C}(p,X)^7\text{Be}$	$10,0 \pm 1$	600
$^{12}\text{C}(p,X)^9\text{Be}$	$5,3 \pm 1$	600
$^{12}\text{C}(p,X)^{10}\text{Be}$	$2,8 \pm 0,6$	1000

Anders sieht es bei der Verwendung eines Urancarbid-Targets aus, da hier im Energiebereich von 1 GeV keine Daten zum Wirkungsquerschnitt der Kernreaktion  $^{235}\text{U}(p,X)^A\text{Be}$  zur Produktion von Berylliumisotopen vorliegen. Auch liefert die Verwendung der semiempirischen Formel aus der Veröffentlichung von [Silb73b] keine realistischen Werte für den Wirkungsquerschnitt. Im Rahmen eines geplanten Projektes für einen Isotopenseparator nach dem ISOL-Konzept an der GSI in Darmstadt wurden Rechnungen zur Produktion exotischer Nuklide und zum Wirkungsquerschnitt für Spallationreaktionen durchgeführt [Schm99]. Bei den leichten Isotopen, wie z. B. Beryllium, konnten diese Berechnungen nicht die gemessenen

Wirkungsquerschnitte für die Produktion von neutronenreichen Isotopen aus einem Uran-Target bestätigen. Wahrscheinlich sind die Produktionsmechanismen bestehend aus Spallationsreaktionen und radioaktivem Zerfall zu komplex, um in einer Simulation abgebildet zu werden.

Tabelle 4.2: Gemessene Effizienzen und Produktionsraten für verschiedene Berylliumisotopen. Zusätzlich sind die mit der Laserionenquelle erzielten Produktionsraten und Effizienzen für die stabilen Isotopen von Kupfer, Zink, Cadmium, Mangan und Zinn aufgelistet [Lett98].

Isotop	IP [eV]	$t_{1/2}$	Target	Anregungsschema Anzahl der Stufen	Nachweis	Produktionsrate [Atome/s· $\mu$ A]	Effizienz [%]
$^7\text{Be}$	9,32	53,3 d	$^{12}\text{C}$	3	Faradaycup		0,02
$^7\text{Be}$	9,32	53,3 d	$^{12}\text{C}$	2, autoionisation	Faradaycup	$2,1 \cdot 10^{10}$	9(2)
$^7\text{Be}$	9,32	53,3 d	Urancarbid	2, autoionisation	Faradaycup	$1,4 \cdot 10^{10}$	
$^9\text{Be}$	9,32	stabil	off-line	3	Faradaycup		0,7(7)
$^9\text{Be}$	9,32	stabil	$^{12}\text{C}$	3	Faradaycup		0,2
$^9\text{Be}$	9,32	stabil	$^{12}\text{C}$	2, autoionisation	Faradaycup	$1,9 \cdot 10^{10}$	15(2)
$^9\text{Be}$	9,32	stabil	Urancarbid	2, autoionisation	Faradaycup	$1,7 \cdot 10^{10}$	
$^{10}\text{Be}$	9,32	$1,6 \cdot 10^6$ a	$^{12}\text{C}$	2, autoionisation	Faradaycup	$1,1 \cdot 10^{10}$	
$^{10}\text{Be}$	9,32	$1,6 \cdot 10^6$ a	Urancarbid	2, autoionisation	Faradaycup		
$^{11}\text{Be}$	9,32	13,8 s	$^{12}\text{C}$	2, autoionisation	$\beta$ -Zerfall	$2,8 \cdot 10^9$	
$^{11}\text{Be}$	9,32	13,8 s	Urancarbid	2, autoionisation	$\beta$ -Zerfall	$1,4 \cdot 10^6$	
$^{12}\text{Be}$	9,32	23,6 ms	Urancarbid	2, autoionisation	$\beta$ -Zerfall	5000	
$^{14}\text{Be}$	9,32	4,35 ms	Urancarbid	2, autoionisation	Neutronen	4	
$^{63}\text{Cu}$	7,73	stabil	off-line	3	Faradaycup		6,3(2)
$^{64}\text{Zn}$	9,39	stabil	off-line	3	Faradaycup		4,9(3)
$^{114}\text{Cd}$	9,00	stabil	off-line	3	Faradaycup		8,8(5)
$^{24}\text{Mg}$	7,44	stabil	off-line	3	Faradaycup		9,8(5)
$^{120}\text{Sn}$	7,34	stabil	off-line	3, autoionisation	Faradaycup		10(5)

Erste Versuche zur Effizienz der Laserionisation von Beryllium wurden off-line mit einem dreistufigen Anregungsschema durchgeführt (siehe Abbildung 4.5). Die off-line gemessene Effizienz betrug 0,7(7)%. Bei einem on-line Experiment zur Effizienz der Ionisation von Beryllium wurde ein 40 cm langes Graphit-Target verwendet. Die aus dem Wirkungsquerschnitt der Kernreaktion  $^{12}\text{C}(p,X)^9\text{Be}$  berechnete Effizienz von 0,2% konnte den Wert der off-line Messung im Rahmen der Fehler bestätigen. Gründe für die relativ schlechte Effizienz liegen in dem dreistufigen Anregungsschema. Der zweite Anregungsschritt vom  $2s2p$  in den  $2p^2$  ist sehr schwach und wurde mit den zur Verfügung stehenden Lasern nicht gesättigt. Zusätzlich konnte bei dem dritten nichtresonanten Übergang in das Kontinuum keine Sättigung erreicht werden.

Die Verwendung des zweistufigen Ionisationsschemas, bei der die Ionisation über den  $2p^2$   $^1S_1$  autoionisierenden Zustand erfolgt, brachte mit dem gleichen Graphit-Target eine Steige-

rung der Effizienz auf ca. 10%. Mit dem 52 g/cm<sup>2</sup> Urancarbid/Graphit-Target wurden etwas höhere Produktionsraten für <sup>7,9,10</sup>Be im Bereich von 10<sup>10</sup> Atomen/s·μA erzielt. Die Effizienz der Laserionenquelle mit dem Urancarbid/Graphit-Target läßt sich jedoch nicht berechnen, da die Daten für die Wirkungsquerschnitte der Kernreaktion <sup>238</sup>U(p,X)<sup>y</sup>Be nicht genügend genau bekannt sind.

In Tabelle 4.2 sind zusammenfassend die erzielten Effizienzen und Produktionsraten aufgeführt. Die Isotopen <sup>11,12,14</sup>Be konnten aufgrund der geringen Produktionsrate oder eines hohen Untergrundes an oberflächenionisiertem Lithium nicht direkt mit einem Faradaycup nachgewiesen werden. <sup>11</sup>Be wurde mit einer Tapestation über den β-Zerfall, und <sup>12,14</sup>Be durch β-verzögerte Neutronen mit einem Neutronendetektor nachgewiesen.

#### 4.5 Messung der Isotopieverschiebung von <sup>7,9,10,11,12,14</sup>Be

Die Laserionenquelle kann sowohl für die Produktion von radioaktiven Ionenstrahlen als auch direkt für laserspektroskopische Messungen exotischer Isotopen verwendet werden [Seba98]. In Abbildung 4.8 ist die Produktionsrate der Berylliumisotope <sup>7-14</sup>Be in Abhängigkeit der Wellenlänge des ersten Anregungsschrittes aufgetragen. Man erkennt, daß der 2s<sup>2</sup> → 2s2p Übergang mit zunehmender Massenzahl hin zu längeren Wellenlängen verschoben ist. Dies ist durch die sogenannte Isotopieverschiebung zu erklären, auf die im Rahmen des COMPLIS Experimentes in Kapitel 3.1 genauer eingegangen wird. Die Isotopieverschiebung  $\delta v^{AA'}$  ist die Differenz der Übergangswellenlängen für verschiedene Isotopen und setzt sich aus dem normalen Masseneffekt  $\delta v_{NM}^{AA'}$ , dem spezifischen Masseneffekt  $\delta v_{SM}^{AA'}$  und dem Feldeffekt  $\delta v_{FE}^{AA'}$  zusammen. Der normale und spezifische Masseneffekt ist hierbei proportional zu dem Massenfaktor  $(m_A - m_{A'})/m_A \cdot m_{A'}$ .

$$\delta v^{AA'} = v^A - v^{A'} = \underbrace{\delta v_{NM}^{AA'} + \delta v_{SM}^{AA'}}_{\propto \frac{m^A - m^{A'}}{m^A m^{A'}}} + \delta v_{FS}^{AA'} \quad 4.19$$

Für das leichte Element Beryllium spielt aufgrund der kleinen Masse der Feldeffekt wegen  $\delta v_{FS}^{AA'} \ll (\delta v_{NM}^{AA'} + \delta v_{SM}^{AA'})$  praktisch keine Rolle. Die Isotopieverschiebung für verschiedene Isotopen kann daher mit dem Massenfaktor  $(m_A - m_{A'})/m_A \cdot m_{A'}$  ausgehend von der experimentell bestimmten Isotopieverschiebung  $\Delta v^{9,10}$  in <sup>10</sup>Be skaliert werden.

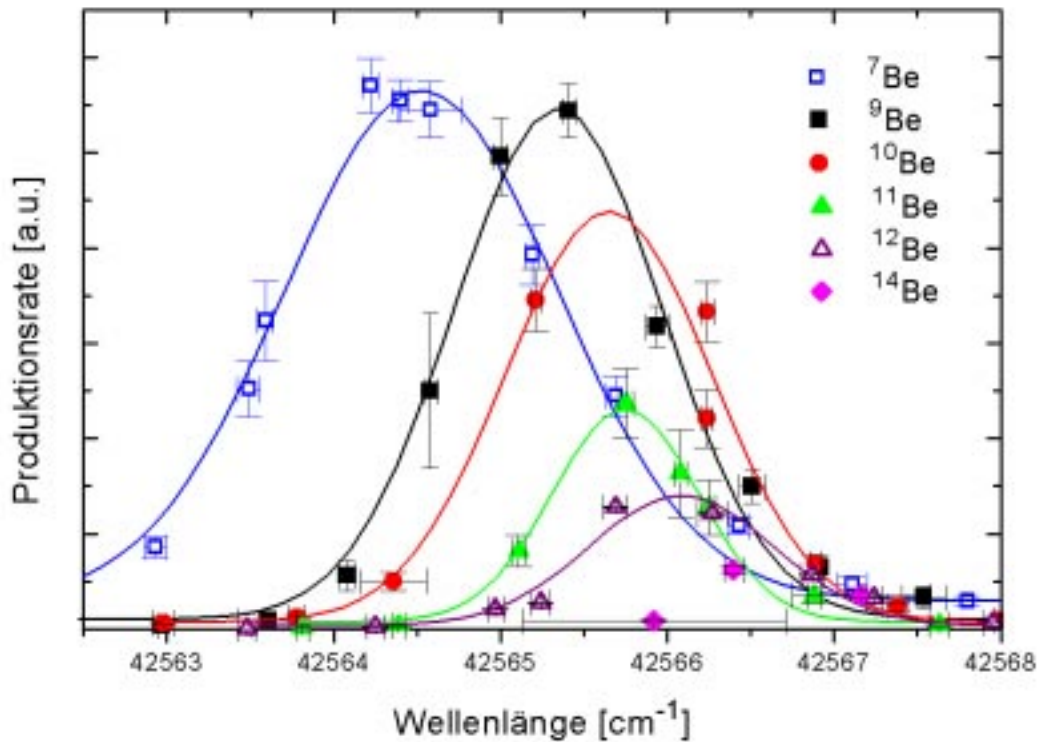


Abbildung 4.8: Produktionsrate der Isotopen  $^{7,9,10,11,12,14}\text{Be}$  in Abhängigkeit der Wellenlänge des ersten Anregungsschrittes. Aufgrund der Isotopieverschiebung ist der betrachtete  $2s^2 \rightarrow 2s2p$  Übergang mit größerer Massenzahl  $A$  zu längeren Wellenlängen hin verschoben.

Experimentell wurde die Isotopieverschiebung von J. Wen et al. [Wen88] im  $2s^2 \ ^1S_0 \rightarrow 2s3d \ ^1D_2$  Übergang mit einer Zwei-Photonen Resonanzionisationsmassenspektroskopie (RIMS) bei dem Isotopenpaar  $^{9,10}\text{Be}$  bestimmt. Für die Isotopieverschiebung wird hier ein Wert von  $\Delta\nu^{9,10} = 14,05(4)$  GHz angegeben. Die gemessene Isotopieverschiebung stimmt sehr gut mit Rechnungen von K.T. Chung et al. [Chung93] überein, der hierzu eine Variationsmethode und Störungsrechnung erster Ordnung für die relativistischen Korrekturen verwendete und die Isotopieverschiebung zu  $\Delta\nu^{9,10} = 14,076$  GHz berechnete. Für den bei der Ionisation von Beryllium in dieser Arbeit verwendeten Übergang  $2s^2 \ ^1S_0 \rightarrow 2s3d \ ^1P_1$  bei einer Wellenlänge von 235 nm ist der von K.T. Chung et al. zu erwartende Wert für  $^{10}\text{Be}$  auf  $\Delta\nu^{10,9} = 8,776$  GHz bestimmt worden und dient als theoretischer Referenzwert. Da die Isotopieverschiebung bei dem leichten Element Beryllium im Wesentlichen durch den Masseneffekt bestimmt wird, können die theoretisch zu erwartenden Werte für die Isotopieverschiebung der übrigen Isoto-

pen des Berylliums durch einfaches Skalieren mit dem Massenfaktor  $(m_A - m_{A'})/m_A \cdot m_{A'}$  berechnet werden.

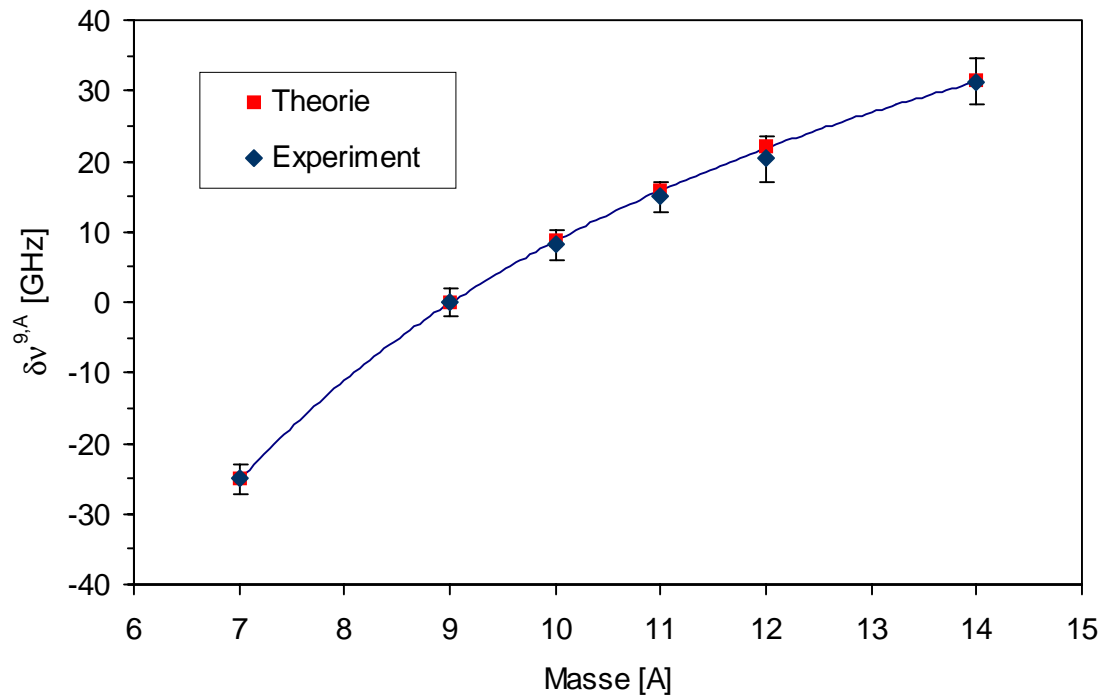


Abbildung 4.9: Isotopieverschiebung von  $^{7,9,10,11,12,14}\text{Be}$ . Es sind die mit der Laserionenquelle bestimmten Werte für die Isotopieverschiebung und die theoretischen Werte aufgetragen

Tabelle 4.3: Vergleich der experimentell in dieser Arbeit gemessenen und theoretischen Isotopieverschiebung von  $^{7,9,10,11,12,14}\text{Be}$ . Die für das Isotopenpaar  $^{9,10}\text{Be}$  berechnete Isotopieverschiebung wurde mit dem Massenfaktor  $(m_A - m_{A'})/m_A \cdot m_{A'}$  auf die anderen Berylliumisotope skaliert.

Isotop	Experimentelle Isotopieverschiebung $\Delta v^{9,A}$ [GHz]	Theoretische Isotopieverschiebung $\Delta v^{9,A}$ [GHz]
$^7\text{Be}$	$-25,1 \pm 2,1$	-24,96
$^9\text{Be}$	$0 \pm 2,1$	0,00
$^{10}\text{Be}$	$8,1 \pm 2,1$	8,78
$^{11}\text{Be}$	$14,9 \pm 2,1$	16,00
$^{12}\text{Be}$	$20,3 \pm 3,4$	22,00
$^{14}\text{Be}$	$31,3 \pm 3,4$	31,44

Die Produktionsraten der Isotopen  $^{7,9,10}\text{Be}$  wurden mit einem Faradaycup direkt gemessen, während die Isotopen  $^{11,12}\text{Be}$  durch  $\beta$ -Zerfall und  $^{14}\text{Be}$  durch  $\beta$ -verzögerte Neutronen mit ei-

nem Neutronendetektor nachgewiesen worden sind. Da für die Messung keine ausreichende Zeit zur Verfügung stand, ist die Statistik der Messungen speziell für die Isotopen  $^{12,14}\text{Be}$  aufgrund ihrer geringen Produktionsrate nicht ausreichend. Aus den vorhandenen Daten läßt sich jedoch die Isotopieverschiebung der Berylliumisotope relativ zu  $^9\text{Be}$  berechnen, die in Abbildung 4.9 dargestellt ist. Zusammenfassend sind die Werte für die Isotopieverschiebung von Beryllium in Tabelle 4.3 aufgeführt.

Die Genauigkeit der laserspektroskopischen Messung wird durch die Dopplerverbreiterung des Übergangs und durch die spektrale Bandbreite des Laserlichtes begrenzt. Die thermische Bewegung der Atome führt zu einer Dopplerverbreiterung  $\Delta v_D$  der Spektrallinie, die sich durch

$$\Delta v_D = 2\sqrt{\ln(2)}v_w v_0 / c \quad 4.20$$

beschreiben läßt. Dabei ist  $v_w$  die wahrscheinlichste Geschwindigkeit der Gasmoleküle,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $v_0$  die Ruhfrequenz des Übergangs. In einem Gas genügt die Geschwindigkeitsverteilung der folgenden Maxwellverteilung [Rams69]:

$$\frac{dN}{dv} = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{v_w^3} v^2 e^{-\left(\frac{v}{v_w}\right)^2} \quad 4.21$$

Diese Maxwellverteilung trifft jedoch nicht auf einen Atomstrahl aus einer Ionenquelle zu, da die Atome mit einer höheren Geschwindigkeit auch eine höhere Wahrscheinlichkeit für eine Diffusion aus der Ionenquelle besitzen. Aufgrund dieser Überlegung erhält man das Geschwindigkeitsprofil für einen Ionenstrahl durch Multiplizierung von Gleichung 3.17 mit  $v$ . Die wahrscheinlichste Geschwindigkeit  $v_w$  beträgt bei einer Temperatur  $T$  und einer Masse  $m$  somit

$$v_w = \sqrt{3/2} \sqrt{2kT/m} . \quad 4.22$$

Nach Gleichung 3.16 beträgt die Dopplerverbreiterung für das relativ leichte Berylliumisotop  $^9\text{Be}$  im  $2s^2 \rightarrow 2s2p$  Übergang ( $\lambda=235$  nm)  $\Delta v_{\text{Doppler}}=19,0(5)$  GHz bei einer Temperatur von  $T=2300(50)$  °C.

Aus den Interferometerbildern des Lambdameters kann eine spektrale Bandbreite des Lasers von  $\Delta v_{\text{Laser}}=8,5(10)$  GHz bei der fundamentalen Wellenlänge von  $\lambda=704$  nm berechnet werden. Für diese Messung wurde ein Teilstrahl aus dem Oszillator des Farbstofflasers verwendet, der zur Wellenlängenmessung in das Lambdameter eingekoppelt worden ist. Nach Gleichung 4.12 gilt für die spektrale Bandbreite des frequenzverdreifachten Lasers

$\Delta v_{\text{Laser}(3\omega)}=14,7(28)$  GHz. Für die Halbwertsbreite der Spektrallinie von  ${}^9\text{Be}$  gilt bei einer Faltung der beiden Gauss-Profile, die durch die Bandbreite des Lasers und durch die Dopplerverbreiterung verursacht werden:

$$\Delta v_{\text{Linie}}^2 = \Delta v_{\text{Doppler}}^2 + \Delta v_{\text{Laser}}^2 \quad 4.23$$

Dies würde zu einer Halbwertsbreite der Spektrallinie von insgesamt  $\Delta v_{\text{Linie}}=24(2)$  GHz führen. Aus der in Abbildung 4.8 gezeigten Messung der Produktionsraten beträgt die für das Isotop  ${}^9\text{Be}$  experimentell bestimmte Halbwertsbreite der Resonanzlinie  $\Delta v_{\text{Linie}}=44,1(3)$  GHz. Die experimentell gemessene Linienverbreiterung liegt damit weit über der durch die Dopplerverbreiterung zu erwartenden Linienbreite. Dies ist mit der unkontrollierten Modenstruktur und der mangelnden Frequenzstabilität des Farbstofflasersystems zur Ionisation zu erklären.

Die relativ großen Fehler der Messung zur Isotopieverschiebung sind auf die großen dopplerlimitierten Linienbreiten und auf die oben angesprochene unzureichende Statistik insbesondere für die Messungen an  ${}^{12,14}\text{Be}$  zurückzuführen. Zudem konnte aufgrund der äußerst geringen Produktionsrate bei den Isotopen  ${}^{12,14}\text{Be}$  die Ionisation nicht mit einem abgeschwächten Laserstrahl durchgeführt werden. Dies führte somit zusätzlich zu einer Sättigungsverbreiterung im Ionisationssignal.

Es kann jedoch gezeigt werden, daß mit der Laserionenquelle auch direkt laserspektroskopische Experimente zur Messung der Isotopieverschiebung auch an exotischen, kurzlebigen Atomen wie  ${}^{14}\text{Be}$ , die mit einer extrem geringen Produktionsrate erzeugt werden, durchgeführt werden können.

Durch die effektive Produktion von Berylliumionenstrahlen wurden laserspektroskopische Untersuchungen der radioaktiven Berylliumisotope ermöglicht. Mit kollinearer Laserspektroskopie konnte das magnetische Moment von  ${}^7\text{Be}^+$  und die Isotopieverschiebung von  ${}^{7,9,10}\text{Be}^+$  durch die Messung der Hyperfeinstruktur im Übergang  $2s \ 2S_{1/2} \rightarrow 2p \ 2P_{1/2}$  bei  $\lambda=313$  nm bestimmt werden [Kapp98]. Die Messung des magnetischen Momentes von  ${}^{11}\text{Be}$  wurde mit einem polarisierten  ${}^{11}\text{Be}$ -Ionenstrahl und der Methode der  $\beta$ -NMR Spektroskopie durchgeführt [Keim98, Kapp98].

Im Folgenden werden einige wichtige spektroskopische Anwendungen der Laserionenquelle besprochen. Bei Isotopen, die Spinisomere mit einer unterschiedlichen Hyperfeinaufspaltung besitzen, ist die Präparation isomerenreiner Ionenstrahlen mit der Laserionenquelle möglich. Die Isomerenseparation bei den neutronenreichen Silberisotopen wird im nächsten Abschnitt demonstriert. Eine weitere Anwendung der Produktion radioaktiver Beryllium-



Ionenstrahlen ist die Herstellung eines radioaktiven  $^7\text{Be}$ -Targets zur Messung des  $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$  Wirkungsquerschnittes, auf die in Kapitel 4.7 eingegangen wird.

## 4.6 Isomerenseparation

### 4.6.1 Produktion neutronenreicher Silberisotope

Die Kernstruktur und die Lebensdauer der neutronenreichen Nuklide, die in der Zerfallskette des „r-Prozess“ liegen, spielen eine wichtige Rolle zum Verständnis der Häufigkeitsverteilung der Elemente mit  $Z > 30$  in unserem Sonnensystem. Die Peaks in der Häufigkeitsverteilung werden dabei mit längeren Halbwertszeiten des  $\beta$ -Zerfalls und kleineren Neutroneneinfangraten der Nuklide interpretiert, die in der Nähe der abgeschlossenen Schalen bei  $N=50, 82$  und  $126$  liegen [Burb57]. Die Untersuchung von Kernen mit extremen  $N/Z$  Verhältnissen, die in den Prozessen zur nuklearen Synthese wie z.B. den „r-Prozess“ auftreten, bilden die Grundlage zur Erklärung der nuklearen Synthese. Solche astrophysikalische Fragestellungen sind eine wichtige Anwendung von Massenseparatoren für radioaktive Ionenstrahlen. Die zu diesen Experimenten notwendigen exotischen Nuklide für kernspektroskopische Experimente können an einem Massenseparator wie ISOLDE präpariert werden. Im Allgemeinen sind die Produktionsraten für die Isotopen fernab der Stabilität sehr gering. Insbesondere bei der Anwendung von nichtselektiven Ionisationsquellen kommt zu der niedrigen Produktionsrate ein hoher Untergrund an isobaren Nukliden, vielfach geladenen Ionen oder ionisierten Molekülen hinzu, was in vielen Fällen eine kernspektroskopische Untersuchung nicht ermöglicht.

An ISOLDE spielt unter anderem die Untersuchung des sogenannten „r-Process waiting-point-nucleus“  $^{129}\text{Ag}$  eine wichtige Rolle, die in enger Zusammenarbeit mit Prof. K.L. Kratz vom Institut für Kernchemie der Universität Mainz und Instituten aus Troitzk und Maryland durchgeführt wird [Kra96].

Bei Verwendung von nichtselektiven Ionisationsquellen wie einer Plasmaionenquelle zur Produktion von neutronenreichen Silberisotopen fernab der Stabilität sind aufgrund eines hohen isobaren Untergrundes von leicht zu ionisierendem Indium und Cäsium kernspektroskopische Messungen unmöglich. Mit der elementselektiven Ionisation durch die Laserresonanzionisation in einer Laserionenquelle werden diese Untersuchungen erst ermöglicht, da hier der störende Untergrund bei einer hohen Ionisationseffizienz für Silber wirksam unterdrückt werden kann. Diese Experimente stellen daher eine große Anforderung für die Laserionen-

quelle dar, die in diesem Zusammenhang seit 1992 an der ISOLDE entwickelt wird [Mish93,Jad97].

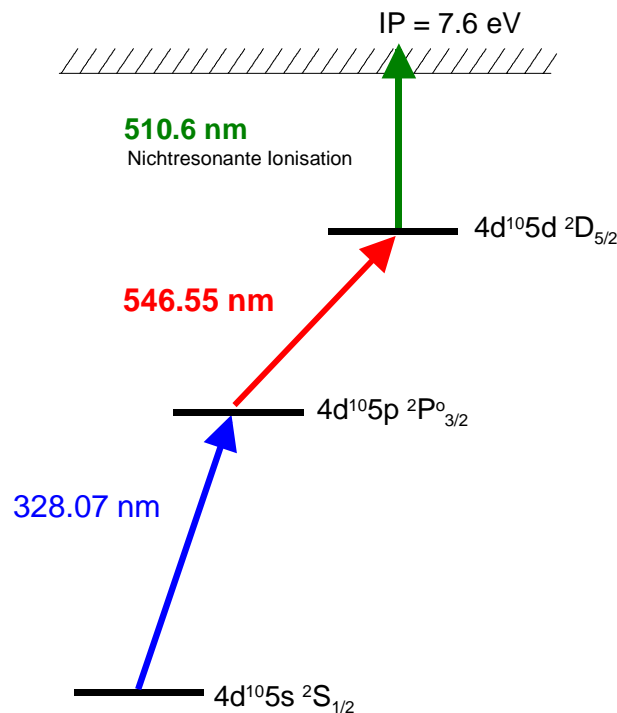


Abbildung 4.10: Verwendetes Anregungsschema zur Resonanzionisation von Silber. Die Spektroskopie wird mit dem ersten Schritt in dem  $5s^2 \ ^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2 \ ^2P_{3/2}$  durchgeführt. Die Ionisation erfolgt nichtresonant mit dem leistungsstarken grünen Laserlicht des KupferdampfLasers in das Kontinuum.

Für astrophysikalische Untersuchungen ist die Ionisation von Cadmium interessant, die mit der Technik der Frequenzverdreifachung (siehe Kapitel 4.1.3) bei einer off-line bestimmten Ionisationseffizienz von  $\varepsilon=8,8(5) \%$  ermöglicht worden ist. Erste Tests zur Ionisation und Produktion von neutronenreichen Cadmiumisotopen mit dem Ziel der Ionisation von  $^{131}\text{Cd}$  haben im Oktober 1998 an ISOLDE mit einem Urancarbid/Graphit-Target stattgefunden.

Mit einem dreistufigen Resonanz-Ionisations-Schema mit nichtresonanter Ionisation ins Kontinuum (siehe Abbildung 4.10) wird bei der Resonanzionisation von Silber eine Effizienz von ca. 14% erreicht [Yad97]. Besondere Bedeutung hatte hier die Verwendung unterschiedlicher Ionisatormaterialien wie Tantal, Niobium, und Saphir. Diese Materialien unterscheiden sich sowohl in ihrer elektronischen Austrittsarbeit, die direkt in die Effizienz der störenden Oberflächenionisation eingeht, als auch in ihrem Spannungsabfall entlang des Röhrchens, der für eine schnelle Extraktion und damit für kleine Pulsbreite verantwortlich ist. Bei der Verwendung eines 3 mm langen Ionisationsröhrchens aus Niobium mit einer Wandstärke von 1 mm konnte bei einem Spannungsabfall von  $0,2 \text{ V/cm}$  eine Pulsbreite von  $30 \mu\text{s}$  erreicht werden.

Zusätzlich konnte durch die Anwendung eines Mikrogratings die Selektivität der laserionisierten und gepulsten Silberionen gegenüber des kontinuierlich oberflächenionisierten Indiums um einen Faktor 200 gesteigert werden [Jad96,Yad97].

#### 4.6.2 Prinzip der Isomerenseparation

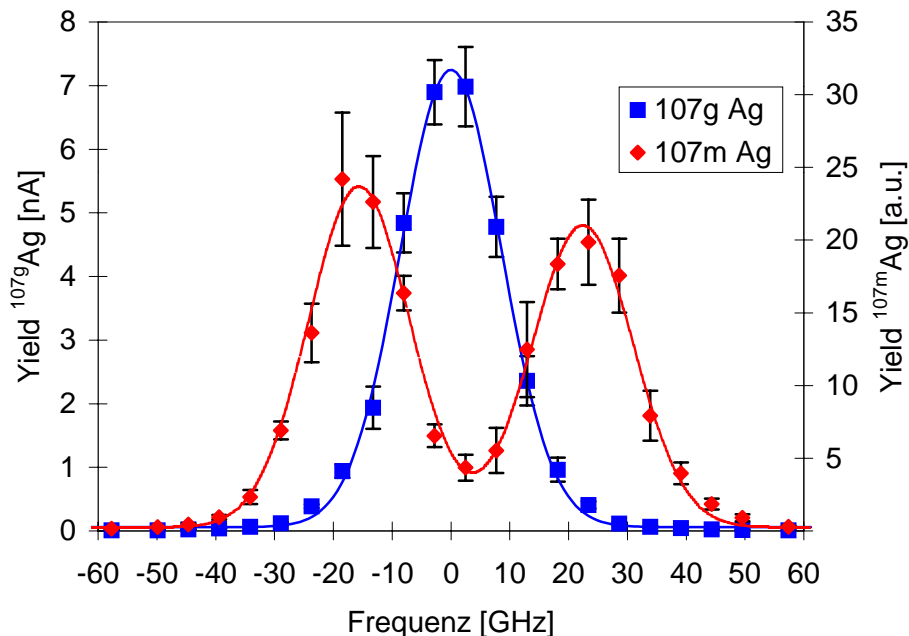


Abbildung 4.11: Spektrum von  $^{107g,m}\text{Ag}$ . Aufgrund der unterschiedlichen magnetischen Momente konnte nur die Hyperfeinstruktur des isomeren Zustandes von  $^{107}\text{Ag}$  aufgelöst werden. Die Frequenzskala ist anhand der Aufspaltung der Hyperfeinstruktur in Grundzustand kalibriert worden.

Die sehr hohe Selektivität der Resonanzionisation ermöglicht durch Variation der Anregungsfrequenz nicht nur eine elementselektive sondern auch eine isomerenselektive Separation mit einer sehr hohen Massenauflösung durchzuführen [Seba98].

Das Prinzip der Isomerenseparation wird am Beispiel des stabilen  $^{107}\text{Ag}$  und seinem Spinisomer  $^{107m}\text{Ag}$  ( $t_{1/2}=44,3$  s) verdeutlicht. Nimmt man die Produktionsrate für das stabile  $^{107}\text{Ag}$  mit und das radiogen erzeugte  $^{107m}\text{Ag}$  in Abhängigkeit der Frequenz des ersten Anregungsschrittes ( $5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 5p\ ^2P_{3/2}$ ) auf, so erhält man das in Abbildung 4.11 gezeigte Spektrum. Die Produktionsrate des stabilen Grundzustandes von  $^{107}\text{Ag}$  konnte direkt mit einem Faradaycup nachgewiesen werden, während die Produktionsrate des Isomers  $^{107m}\text{Ag}$  über den  $\beta$ -Zerfall mit einer Bandstation gemessen worden ist. Aufgrund der großen Linienbreite des

Lasers von ca. 8 GHz konnte die Hyperfeinstruktur des  $5s \ ^2S_{1/2}$  Grundzustandes mit  $\Delta E=1,71$  GHz nicht aufgelöst werden. Der isomere Zustand von  $^{107}\text{Ag}$  mit einem Kernspin von  $I=7/2$  zeichnet sich durch ein wesentlich größeres magnetisches Moment von  $\mu_I=4,398 \mu_N$  im Vergleich zum Grundzustand ( $\mu_I=-0,131 \mu_N$ ,  $I=1/2$ ) aus. Bei der in Kapitel 3.1 beschriebenen Hyperfeinstruktur läßt sich bei Kenntnis des Kernspins  $I$  und des magnetischen Momentes  $\mu_I$  die Aufspaltung  $\Delta W_{\text{HFS}}$  im  $5s \ ^2S_{1/2}$  Grundzustand unter Vernachlässigung der elektrischen Quadrupolwechselwirkung nach der bekannten Formel der Hyperfeinstrukturaufspaltung berechnen.

$$\Delta W_{\text{HFS}} = \frac{A}{2} (F(F+1) - F'(F'+1)) \quad \text{mit} \quad F = I + J \quad 4.24$$

$$A = \frac{\mu_I}{IJ} \langle H(0) \rangle$$

Für das Isotop  $^{107}\text{Ag}$  ist der A-Faktor im  $^2S_{1/2}$  Grundzustand nicht bekannt. Nimmt man  $\langle H(0) \rangle$  für eine Isotopenkette als konstant an, so kann der A-Faktor eines beliebigen Isotopes durch einfaches Skalieren aus den bekannten Werten von  $I$  und  $\mu_I$  bei  $^{109}\text{Ag}$  erhalten werden [Dahm67].

$$A^x = \frac{A^{109} I^{109} \mu_I^x}{\mu_I^{109} I^x}$$

$$\text{mit} \quad A^{109} = -1976,932075(17)\text{MHz} \quad 4.25$$

$$\mu_I^{109} = -0,130563\mu_N$$

$$I^{109} = 1/2$$

Für die Hyperfeinaufspaltung  $\Delta W_{\text{HFS}}$  ergibt sich dann durch Einsetzen in Gleichung 4.24 bei  $J=1/2$  mit  $F=I-1/2$  und  $F'=I+1/2$

$$\Delta W_{\text{HFS}} = \left( I + \frac{1}{2} \right) \cdot A = \left( I + \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{A^{109} I^{109} \mu_I}{\mu_I^{109} I} \quad 4.26$$

Der isomere Zustand von  $^{107}\text{Ag}$  hat ein magnetisches Moment von  $\mu_I=4,398 \mu_N$  bei einem Kernspin von  $I=7/2$ . Damit erhält man die relativ große Hyperfeinaufspaltung im  $5s \ ^2S_{1/2}$  Grundzustand von  $\Delta W_{\text{HFS}}=38,05$  GHz, die vollständig in zwei Komponenten aufgelöst werden kann. Die berechnete Hyperfeinaufspaltung bei  $^{107}\text{Ag}$  ermöglichte somit eine Kalibration des Spektrums in der Wellenlänge, da ein Lambdameter zur Messung der Wellenzahl nicht zur Verfügung stand. Die nach Gleichung 4.20 durch die thermische Bewegung der  $^{107}\text{Ag}$  Isotopen bei einer Temperatur von  $T=2300$  K hervorgerufene Dopplerverbreiterung beträgt nach Gleichung 4.20  $\Delta v_{\text{Doppler}}=3,7$  GHz. Eine Auswertung der Hyperfeinlinie des  $^{107\text{m}}\text{Ag}$  Iso-

mers ergibt eine Halbwertsbreite von  $\Delta\nu_{\text{Linie}}=20(1)$  GHz. Analog zu der Betrachtung für die spektrale Bandbreite des verwendeten Laserlichtes bei der Ionisation von Beryllium in Kapitel 4.5 ergibt sich bei einer Bandbreite des frequenzverdoppelten Laserlichtes von  $\Delta\nu_{\text{Laser}}=12$  GHz eine Linienbreite des Übergangs von  $\Delta\nu_{\text{Linie}}=12,5$  GHz. Damit hat auch dieser Übergang eine größere Linienbreite als erwartet.

Über die unterschiedlich große Hyperfeinaufspaltung kann eine isomerenselektive Ionisation erreicht werden, indem man den Laser auf die entsprechende Hyperfeinkomponente des Isomers abstimmt und somit nur den isomeren Zustand ionisiert. Das Isomer  $^{107\text{m}}\text{Ag}$  besitzt eine Anregungsenergie von  $\Delta m=93$  keV. Bei einer isomerenselektiven Ionisation und einer Masse des Grundzustandes von  $m(^{107}\text{Ag})=99581$  MeV konnte eine Massenauflösung von  $m/\Delta m=10^6$  mit dieser Isomerenseparation erreicht werden. Die Massenseparatoren an ISOLDE erlauben mit dem GPS und dem HRS eine Massenauflösung von  $m/\Delta m=2.400$  bzw. 10.000, die im Fall von  $^{107\text{g,m}}\text{Ag}$  eine isomerenselektive Ionisation nicht ermöglicht. Eine vergleichbare Massenauflösung von  $m/\Delta m=1 \cdot 10^6$  [Boll98] wurde im Rahmen des ISOLTRAP Experimentes [Beck97] an ISOLDE bei der Separation von  $^{185\text{g,m}}\text{Hg}$  erreicht. Jedoch ist hier der technische Aufwand durch die Verwendung von zwei Penningfallen ungleich höher. Mit der neuen Technik der Isomerenseparation durch die Resonanzlaserionisation in der Laserionenquelle, die sich auf alle Spin-Isomere mit einer unterschiedlichen Hyperfeinaufspaltung übertragen läßt, eröffnen sich gerade für die Kernspektroskopie neue Möglichkeiten, da auf diese Weise hochselektive element- und sogar isomerenreine Ionenstrahlen präpariert werden können.

#### 4.6.3 Anwendung der Isomerenseparation bei neutronenreichen Silberisotopen

Eine erste Anwendung stellt das Studium des  $\gamma$ -Zerfalls von  $^{122\text{g,m}}\text{Ag}$  dar. Erste  $\gamma$ -spektroskopische Untersuchungen wiesen auf die Existenz eines Hoch- und Niedrigspin-Isomers bei  $^{122}\text{Ag}$  hin [Zamf95]. Zur Untersuchung dieses Isomers wurde die Hyperfeinstruktur mit Hilfe von  $\beta$ -verzögerten Neutronen aufgenommen und das in Abbildung 4.12 gezeigte Spektrum erhalten.

Da bei dieser Messung kein Lambdameter für eine genaue Bestimmung der Wellenlänge zur Verfügung stand, wurde die Wellenlänge anhand einer Einstellschraube am Farbstofflaser in willkürlichen Einheiten eingestellt. Eine spätere Kalibration der Wellenlänge konnte mit dem in Abbildung 4.11 gemessenen Hyperfeinspektrum vom  $^{107\text{m}}\text{Ag}$  durchgeführt werden. Aufgrund der erhaltenen Halbwertsbreite von ca.  $\Delta\nu=60$  GHz und Form des Spektrums von

$^{122}\text{Ag}$  liegt die Vermutung nahe, daß sich das Neutronenspektrum wie beim  $^{107}\text{Ag}$  als eine Überlagerung aus einer nicht aufzulösenden Hyperfeinstruktur für den Grundzustand und aus einer großen Hyperfeinaufspaltung des isomeren Zustandes zusammensetzt. Zur Verifizierung des Isomers wurde eine  $\gamma$ -Spektroskopie bei verschiedenen Einstellungen der Wellenlänge des Lasers für den ersten Ionisationsschritt durchgeführt.

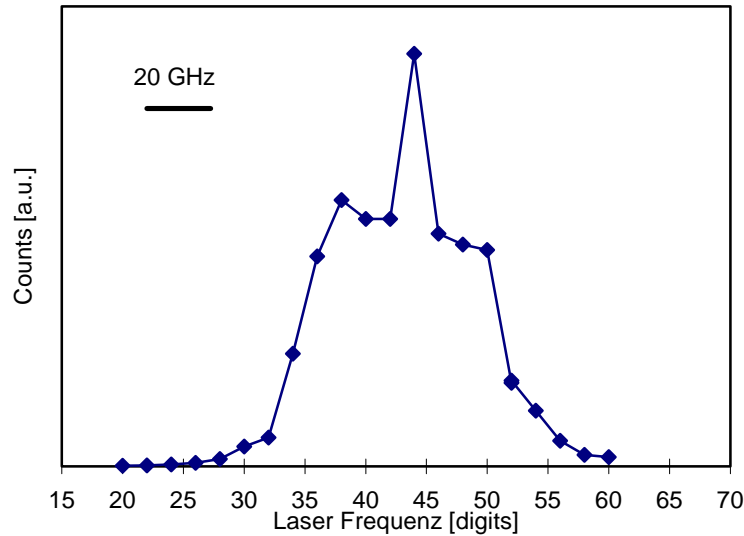


Abbildung 4.12: Neutronenzählrate in Abhängigkeit der Laserfrequenz des ersten Anregungsschrittes bei der Ionisation von  $^{122}\text{Ag}$ .

In Abbildung 4.13 ist das  $\gamma$ -Spektrum von  $^{122}\text{Ag}$  bei verschiedenen Einstellungen der Wellenlänge dargestellt [Kra98a,Kra98b]. Für das obere Spektrum wurde die Laserwellenlänge auf die zentrale Resonanzlinie der erhaltenen Hyperfeinstruktur in Abbildung 4.12 eingestellt. Zur Aufnahme des unteren Spektrums wurde der Laser um ca. 24 GHz (auf 35 Digits) von der zentralen Mitte verstimmt. Man erkennt deutlich, daß die 798 keV Linie des  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$  Übergangs, die dem Niederspin-Isomer zuzuordnen ist, in dem unteren Spektrum fehlt. Die 759 keV Linie entspricht dem Zerfall des  $4_1^+$  Niveaus in den  $2_1^+$  Zustand und ist dem Hochspin-Isomer zuzuordnen [Zamf95]. Bei Abstimmung des Lasers auf die Mitte des Hyperfeinspektrums werden sowohl der Grundzustand als auch das Isomer ionisiert, wie im unteren Spektrum gezeigt ist. Durch die von der Hyperfeinstruktur hervorgerufene Aufspaltung der Resonanzlinie des Hochspin-Isomers wird die Ionisation des Niederspin-Isomers bei einer Verstimmung der Laserwellenlänge um  $\Delta\nu=24$  GHz analog zum  $^{107}\text{Ag}$  unterdrückt und auf diese

Weise eine Isomerenseparation erreicht. Eine erste Analyse der aufgenommenen Spektren ergibt eine Lebensdauer für das Niederspin-Isomer von  $T_{1/2} \approx 550(50)$  ms und  $T_{1/2} \approx 200(50)$  ms für das Hochspin-Isomer [Kaut99].

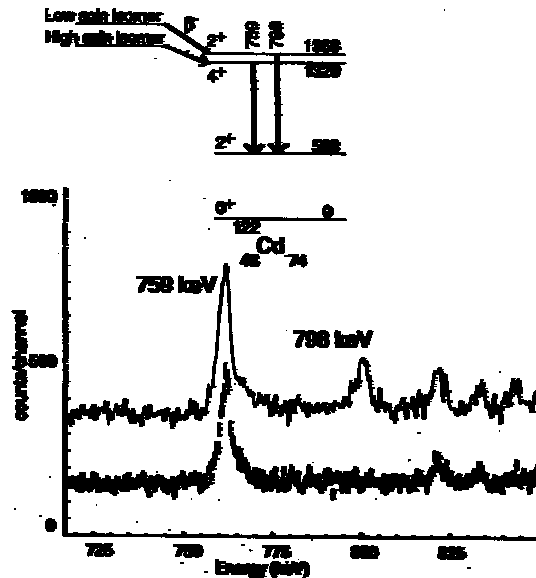


Abbildung 4.13:  $\gamma$ -Spektrum von  $^{122}\text{Ag}$  bei verschiedenen Einstellungen der Wellenlänge. Für das obere Spektrum wurde die Laserwellenlänge auf die zentrale Resonanzlinie in Abbildung 4.12 abgestimmt. Zur Aufnahme des unteren Spektrums wurde der Laser um ca. 24 GHz (auf 35 Digits) von der zentralen Mitte verstimmt. Man erkennt deutlich, daß die 798 keV Linie des  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$  Übergangs, die dem Niederspin-Isomer zuzuordnen ist, in dem unteren Spektrum fehlt [Kra98a,Kra98b].

Desweiteren wurde die Produktion der Isotopen  $^{122-127}\text{Ag}$  in Abhängigkeit der Laserwellenlänge gemessen um eine Aussage über die Hyperfeinstrukturaufspaltung zu gewinnen. Die erhaltenen Spektren sind in Abbildung 4.14 dargestellt. Das Moment des ungeraden  $g_{9/2}$  Protons ist hierbei für die Hyperfeinaufspaltung verantwortlich. Die Isotopieverschiebung spielt in diesem Massenbereich bei der erreichten Auflösung nur eine sehr untergeordnete Rolle. Nach Elber und Schlosser [Elb62] verschwindet der spezifische Masseneffekt für den betrachteten Übergang, da der Kernvolumeneffekt wegen  $\Delta |\psi(0)|^2 \approx 0$  vernachlässigbar klein ist. Die Isotopieverschiebung entspricht daher dem normalen Masseneffekt und kann aufgrund der Skalierung mit dem in Gleichung 4.12 beschriebenen Massenfaktor  $(m_A - m_{A'}) / (m_A \cdot m_{A'})$  mit der erreichten Auflösung nicht bestimmt werden.

Die Isotopen  $^{122-124}\text{Ag}$  wurden hierbei durch den  $\beta$ -Zerfall und die Isotopen  $^{126}\text{Ag}$  und  $^{127}\text{Ag}$  mit einem Neutronendetektor aufgrund der Emission von  $\beta$ -verzögerten Neutronen nachgewiesen. Für das Studium der Isomere wurden zusätzlich  $\gamma$ -Spektren bei verschiedenen

Wellenlängen aufgenommen. Aus diesen Spektren konnte bei allen neutronenreichen Isotopen Isomere nachgewiesen werden. Die Auswertung der  $\gamma$ -Spektren ist jedoch noch nicht abgeschlossen.



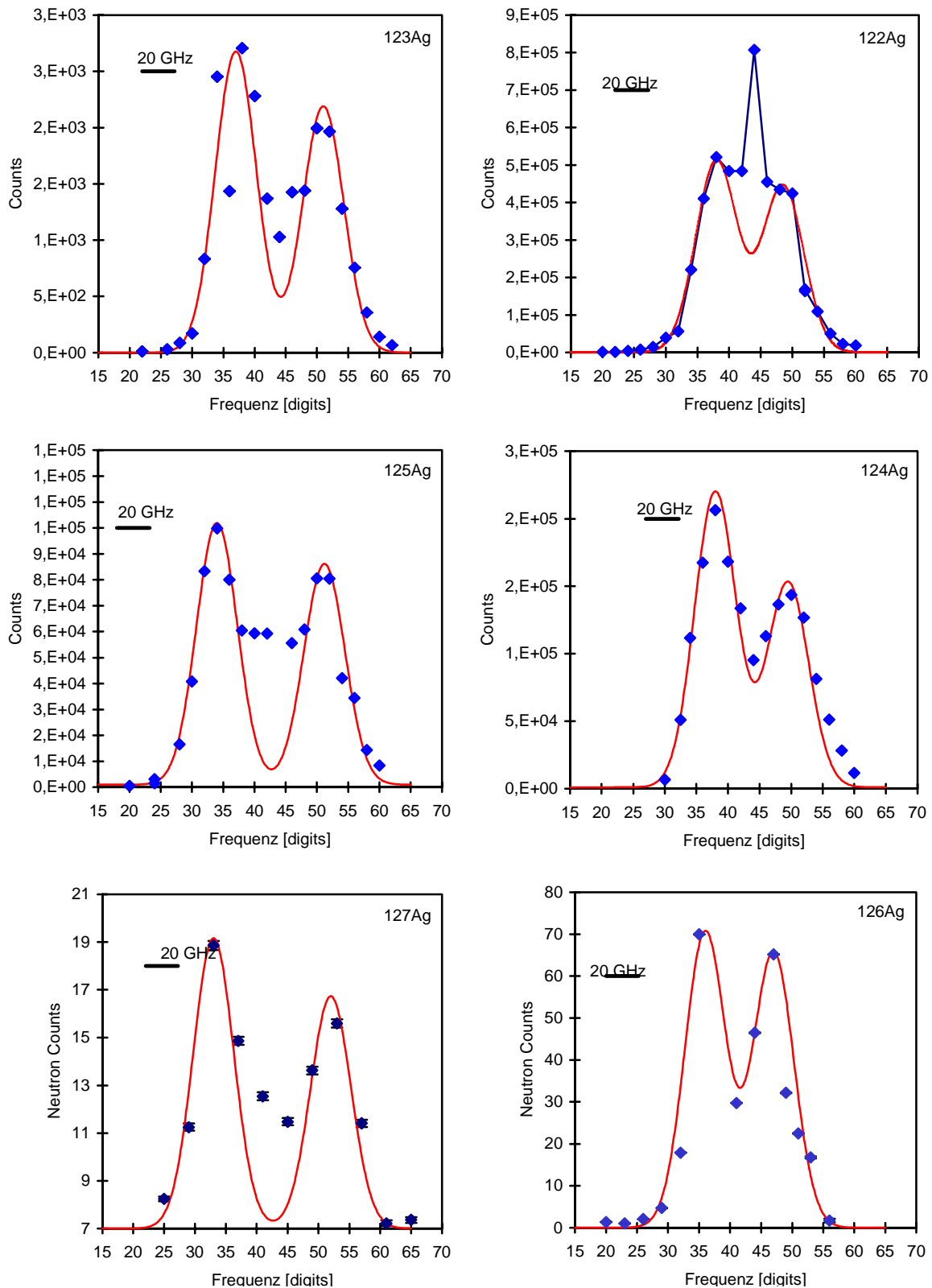


Abbildung 4.14: Produktionsrate der neutronenreichen Silberisotope  $^{122-127}\text{Ag}$  in Abhängigkeit der Laserwellenlänge des ersten Übergangs. Bei den Isotopen  $^{123-127}\text{Ag}$  zeigt sich eine ausgeprägte Hyperfeinstruktur. Bei  $^{122}\text{Ag}$  konnte die zu erwartende Hyperfeinstruktur jedoch nicht aufgelöst werden.

Eine genaue quantitative Analyse der Hyperfeinspektren ist aufgrund der ungenauen Wellenlängeneichung und der nicht bekannten Kernspins der Isotope  $^{122-127}\text{Ag}$  nur bedingt möglich. Die magnetischen Momente sind nur bis zum Isotop  $^{113}\text{Ag}$  [Fire96] und die Spins sind nur für den Grundzustand von  $^{122}\text{Ag}$  mit  $I=3^+$  und  $^{123}\text{Ag}$  mit  $I=7/2^+$  bekannt [Fire96] (siehe Tabelle 4.4).

Tabelle 4.4: Bekannte magnetische Momente, Spins und Halbwertszeiten der neutronenreichen Silberisotope und ihrer Isomere. Die Daten sind aus dem Table of Isotopes von Firestone et al. [Fire96] entnommen. Die Lebensdauer von  $^{129}\text{Ag}$  stammt aus der an ISOLDE mit der Laserionenquelle durchgeführten Messung [Kra98a].

Isotop	$T_{1/2}$	$I\pi$	$\mu_I [\mu_N]$	Isotop	$T_{1/2}$	$I\pi$	$\mu_I [\mu_N]$
107	stabil	1/2-	-0,11357	117	72,8 s	(1/2-)	
107m	44,3 s	7/2-	4,398	117m	5,43 s	(7/2+)	
108	2,37 m	1+	2,6884	118	3,76 s	(1)-	
108m	418 y	6+	3,580	118m	2,0 s	(4)+	
109	stabil	1/2-	-0,13056	119	2,1 s	(7/2+)	
109m	39,6 s	7/2+	4,4	119m	6,0 s	(1/2-)	
110	24,6 s	1+	2,7271	120	1,23 s	(3+)	
110m	249,79 d	6+	3,607	120m	0,32 s	(6-)	
111	7,45 d	1/2-	-0,146	121	0,78 s	(7/2-)	
111m	64,8 s	7/2+		122	0,48	(3+)	
112	3,130 h	2(-)	0,0547	122m	1,5		
113	5,37 h	1/2-	0,159	123	0,309 s	(7/2+)	
113m	68,7 s	7/2+		124	0,172		
114	4,6 s	1+		125	166 ms		
114m	1,5 ms	(6+)		126	107 ms		
115	20,0 m	1/2-		127	109 ms		
115m	18,0 s	7/2+		128	58 ms		
116	2,68 s	(2)-		129	46 ms		
116m	8,6 s	(5+)					

Bei den ungeraden Silberisotopen mit  $A < 119$  kann der Grundzustandspin mit einer  $\pi p_{1/2}$ -Protonenkonfiguration und einem Kernspin von  $I=1/2$  beschrieben werden. Die Isomere dieser Isotopen werden dagegen mit dem  $\pi g_{9/2}$  Protonenzustand charakterisiert und zeichnen sich mit einem Kernspin von  $I=7/2$  aus. Bei den gemessenen Isotopen  $^{122-127}\text{Ag}$  wurden bei Verstimung des Lasers aufgrund der  $\gamma$ -Spektren Isomerezustände nachgewiesen, was sich auch in den Hyperfeinspektren andeutet. Für die Isotopen und Isomere mit unbekanntem Kernspin wurden von W. B. Walters aufgrund von systematischen Betrachtungen der Nachbarisotope Vermutungen über den Kernspin dieser Isotopen angestellt [Walt99].

Die Hyperfeinaufspaltung kann mit der Wellenlängeneichung von  $^{107m}\text{Ag}$  aus den aufgenommenen Spektren bestimmt werden. Für die magnetischen Momente der Silberisotope ergeben sich mit einem angenommenen Kernspin  $I$  nach Gleichung 4.26 folgende Werte für  $\mu_I$ , die in Tabelle 4.5 dargestellt sind.

Tabelle 4.5: Berechnete magnetische Momente der Silberisotope  $^{122-127}\text{Ag}$ . Die Werte der Kernspins der Isotopen und ihrer Isomere beruht auf Angaben von W. B. Walters [Walt99]. Aufgrund der ungenauen Kenntnis der Spins und der mangelnden Genauigkeit der Wellenlängeneichung können die Berechnungen der magnetischen Momente nur als erste Anhaltspunkte dienen.

Isotop	$J\pi$	$\Delta W_{\text{HFS}}$ [GHz]	$\mu_I$ [ $\mu\text{N}$ ]
122	(3+)		
122m	8-	27(6)	3,4(6)
123	(7/2+)		
123m	7/2+	37(6)	4,2(6)
124	3+		
124m	8-		
125	1/2-		
125m	9/2+	45(8)	5,3(8)
126	3+		
126m	8-		
127	1/2-		
127m	9/2+	50(8)	5,9(8)

Die errechneten Werte für die magnetischen Momente können jedoch nur als grobe Anhaltspunkte dienen, da die Spins aufgrund von systematischen Betrachtungen geschätzt worden sind und die Wellenlängeneichung der Spektren einen relativ großen Fehler besitzt. Außerdem wird angenommen, daß die aufgezeichnete Hyperfeinstruktur nur bei den ungeraden Isotopen durch den Isomerenzustand hervorgerufen wird, da hier ein großer Unterschied der magnetischen Momente zu erwarten ist. Mit Ausnahme des  $^{122}\text{Ag}$  bei der die Hyperfeinstruktur des Isomers durch die Aufnahme der  $\gamma$ -Spektren (siehe Abbildung 4.13) bestätigt worden ist, sind die magnetischen Momente in Tabelle 4.5 daher nur für die ungeraden Isotopen berechnet.

Mit diesem Experiment wird die Leistungsfähigkeit und das Potential der Laserionenquelle für die Laserspektroskopie eindrucksvoll demonstriert. In Verbindung mit einem empfindlichen Nachweis durch einen Neutronendetektor ist eine Spektroskopie von sehr exotischen Kernen durchgeführt worden. Es ist möglich, mit einem verbesserten Laseraufbau und schmalbandigem Laserlicht durch die Aufnahme der Hyperfeinstrukturaufspaltung die ma-

netischen Momente  $\mu_I$  der neutronenreichen Silberisotope bei bekanntem Spin zu bestimmen. Damit kann auf die laserspektroskopischen Kernstrukturuntersuchungen von U. Dinger et al. [Ding89] an den neutronenarmen Silberisotopen  $^{101-106}\text{Ag}$  aufgebaut werden. Am Massenseparator der GSI in Darmstadt ist die Hyperfeinstruktur dieser Isotopen untersucht worden und erlaubte somit die Bestimmung der magnetischen Momente und der Kerngrundzustandseigenschaften.

Die Untersuchungen zur Hyperfeinstruktur der neutronenreichen Silberisotope war insbesondere bei der Identifikation des sogenannten „Waitingpoint nuclide“  $^{129}\text{Ag}$  sehr hilfreich. In vergangenen Experimenten konnte die Lebensdauer des Isotops  $^{128}\text{Ag}$  mit  $\gamma$ -Spektroskopie verbunden mit einem Nachweis von Neutronen zu  $T_{1/2}=58(5)$  ms bestimmt werden. Die Produktionsrate reichte jedoch für eine Identifikation von  $^{129}\text{Ag}$  nicht aus [Yad96]. Allerdings wurde die Laserwellenlänge ohne Berücksichtigung einer evt. Hyperfeinstruktur auf die zentrale Wellenlänge von  $\lambda=328,07$  nm eingestellt. Mit der Messung der Hyperfeinstruktur und der auftretenden Systematik bei den Isotopen  $^{123,125,127}\text{Ag}$  konnte die zu erwartende Aufspaltung des Grundzustandes von  $^{129}\text{Ag}$  extrapoliert werden. Bei einer Verstimmung des Lasers um ca. 20 GHz von der zentralen Wellenlänge und dem Einsatz des Mikrogatings zur Unterdrückung des störenden Indium-Hintergrundes konnte das exotische „Waitingpoint nuclide“  $^{129}\text{Ag}$  in der Strahlzeit im Oktober 1997 erstmalig identifiziert werden. Die Lebensdauer wurde dabei zu  $T_{1/2}=46(^{+5}_{-9})$  ms bestimmt [Kra98a,Kaut99]. Eine genaue Analyse der Zerfallskurve für die  $\beta$ -verzögerten Neutronen mit der eingestellten Laserwellenlänge bei  $\lambda=328,07$  nm und der Zerfallskurve des  $^{129}\text{In}$  Untergrundes liefert ein erstes Indiz für ein  $^{129}\text{Ag}$ -Isomer mit einer Halbwertszeit von  $T_{1/2}\cong 160$  ms [Kra98b]. Die Möglichkeit der Isomerenseparation mit der Laserionenquelle an ISOLDE eröffnet die Chance dieses Isomer zu untersuchen.

Außerdem ist die Isomerenseparation auch bei der Ionisation von Kupfer zu kernspektroskopischen Messungen von neutronenreichen Kupferisotopen [Habs97] angewandt worden. Weitere Details zur Isomerenseparation von  $^{70}\text{Cu}$  sind der Arbeit von U. Köster [Köst99] zu entnehmen.

## 4.7 Produktion eines $^7\text{Be}$ -Targets zur Messung des $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ Wirkungsquerschnitts

### 4.7.1 Das Sonnenneutrino-Problem

Die ursprüngliche Motivation der solaren Neutrinoexperimente war das Studium der Fusionsreaktionen im Inneren der Sonne. Mit den vier solaren Neutrinoexperimenten Homestake [Dav94], Kamiokande [Fuk96], GALLEX [Kir97] und SAGE [Gav97], die auf verschiedene Neutrinoenergien sensitiv sind, konnten solare Neutrinos untersucht werden. Das Spektrum der solaren Neutrinos ist in Abbildung 4.15 gezeigt, wobei die in den Kernreaktionen erzeugten Neutrinos unterschiedlicher Energie nach ihren jeweiligen Ausgangsisotopen benannt werden. Zudem ist der Empfindlichkeitsbereich der verschiedenen Neutrinoexperimente dargestellt. Die radiochemischen Galliumexperimente GALLEX und SAGE beruhen auf einer Detektion von neutrinoproduzierten Germaniumatomen aus einem Gallium-Target und sind für alle solaren Neutrinos empfindlich. Das radiochemische Detektionsprinzip beim Chlor Experiment Homestake nutzt die Reaktion  $^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$  für den Neutrinonachweis von Neutrinos mit einer Energie von mindestens 814 keV. Wie aus den Gallium-Experimenten gehen bei dem Chlor-Experiment durch den radiochemischen Nachweis Informationen über die Neutrinoenergie und –einfallrichtung und den Wechselwirkungszeitpunkt verloren, da diese Experimente nur eine integrale Messung des Neutrinoflusses oberhalb einer gewissen Energieschwelle erlauben. Bei dem Kamiokande-Experiment beruht der Nachweis des Neutrinoflusses nicht über den inversen  $\beta$ -Zerfall wie beim Chlorexperiment sondern auf der Neutrino-Elektron Streuung. Ab einer bestimmten Energie der einfallenden Neutrinos emittiert das Rückstoßelektron in Wasser Cherenkov-Licht in einem Lichtkegel, der mit der Hilfe von Photomultipliern richtungs- und zeitaufgelöst nachgewiesen werden kann. Aufgrund der hohen Energieschwelle von 7 bis 7,5 MeV ist dieses Experiment nur auf die  $^8\text{B}$ -Neutrinos sensitiv.

Überraschenderweise zeigte sich in den letzten 30 Jahren, daß alle Neutrinoexperimente mit den Vorhersagen, basierend auf dem Standard-Sonnenmodell und der elektroschwachen Theorie, nicht übereinstimmen und einen Neutrinofluß detektieren, der deutlich unter den theoretischen Vorhersagen liegt. Beim Kamiokande-Experiment befindet sich z. B. der Meßwert des Neutrinoflusses mit  $\phi_{\text{Bor}} = 2,80(38) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [Fuk96] um rund 50% unterhalb der Vorhersagen der meisten Sonnenmodelle. Darüber hinaus liefert das Kamiokande- und das

Homestake-Experiment widersprüchliche Meßdaten mit der Annahme massenloser und nichtoszillierender Neutrinos nach dem Standardmodell. Die Gallium Experimente GALLEX und SAGE lassen keinen Spielraum für die existierenden  ${}^7\text{Be}$  Neutrinos. Diese Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment ist als das sogenannte „Sonneutrino-Problem“ bekannt geworden. Es sei hierbei auf weiterführende Literatur wie die Übersichtsartikel von J. N. Bahcall [Bahc92, Bahc94] oder auf die Webseite (<http://www.hep.anl.gov/NDK/Hypertext/nuindustry.html>) verwiesen. Durch die höher werdende Genauigkeit der Experimente und der theoretischen Berechnungen der Sonnenmodelle stellte sich heraus, daß diese Experimente einen äußerst empfindlichen Test „neuer Physik jenseits des Standardmodells“ ermöglichen.

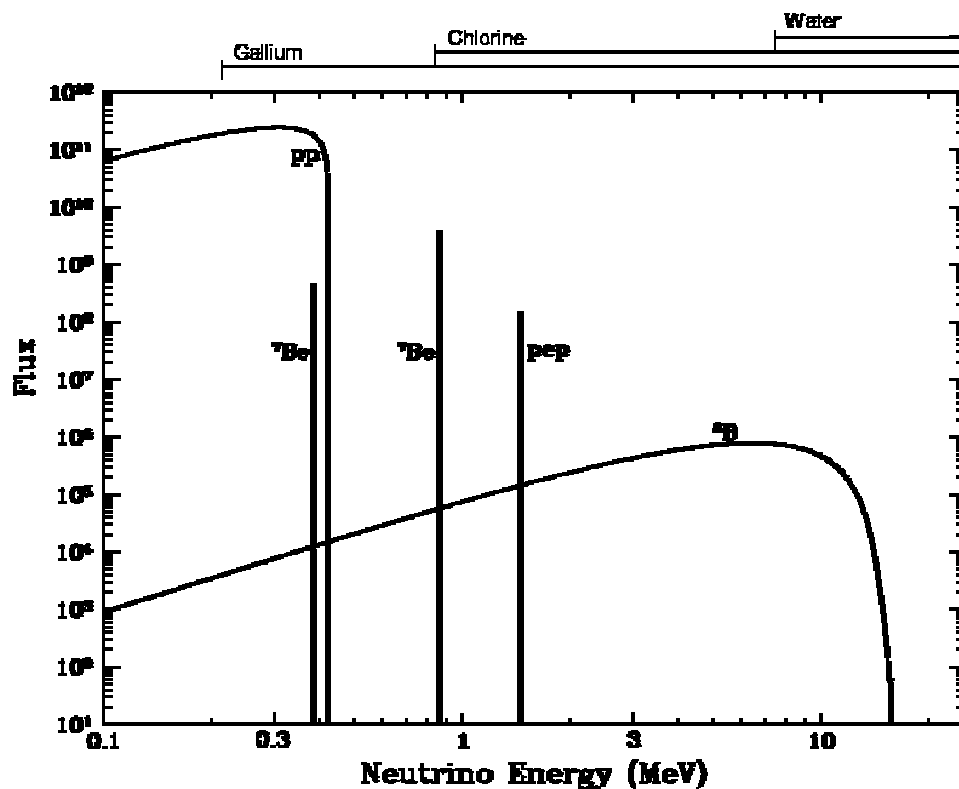


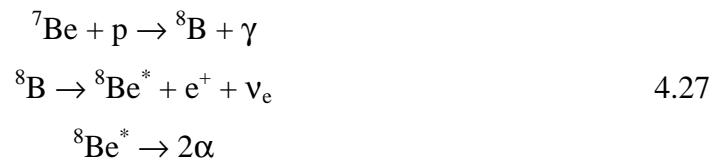
Abbildung 4.15: Spektrum der in der Sonne freigesetzten Neutrinos [Bahc94]. Der pp-Zyklus, der in mehreren Ketten abläuft, ist der dominierende Energiefreisetzungsmechanismus. Die bei einigen Reaktionen emittierten Neutrinos werden nach ihren jeweiligen Ausgangsisotopen bezeichnet. Die Einheiten der Ordinate für den Neutrinofluß sind  $[\text{MeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$  für kontinuierliche und  $[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$  für Linienspektren.

Erklärungsmöglichkeiten könnten teilchenphysikalische Ansätze liefern, wobei eine Neutrinooszillation, d.h. eine Umwandlung eines in der Sonne erzeugten Elektronneutrinos in ein Myonneutrino angenommen wird. Dieses Myonneutrino kann in den radiochemischen Neutrinoexperimenten wie Homestake und GALLEX nicht nachgewiesen werden und würde da-

mit die geringen Meßwerte erklären. Eine solche Annahme erfordert aber massive Neutrinos, also eine Physik, die über das Standardmodell hinausgeht. Mit den neuesten Ergebnissen des Super-Kamiokande-Experimentes wurde ein winkelabhängiger Fluß des Myonneutrino-flusses nachgewiesen [Kami99]. Die experimentellen Daten sind mit der Annahme von  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillationen bei einem Massenquadrat von  $5 \cdot 10^{-4} < \Delta m^2 < 6 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  konsistent und liefern einen Hinweis auf eine endliche Neutrinomasse. Neue solare Neutrinoexperimente wie Super-Kamiokande, SNO und BOREXINO sind daher geplant, um massive Neutrinos und damit eine Physik jenseits des Standardmodells zu bestätigen, die eine Lösung des Sonneneutrino-Problems darstellen könnten.

Ein anderer Weg zur Erklärung des solaren Neutrinoproblems besteht in der Modifikation der Fusionsquerschnitte, die direkt in die theoretischen Sonnenmodelle eingehen.

Als Beispiel sei hier die Produktion der hochenergetischen  $^8\text{B}$  Neutrinos herausgegriffen, die durch folgende Kernreaktionen entstehen.



Diese Reaktionssequenz beendet den sogenannten pp-Zyklus einmal in insgesamt 13000 Zyklen. Sie trägt jedoch zu 75% der in einem  $^{37}\text{Cl}$  Neutrino Detektor wie im Homestake Experiment [Filip83] und zu 100% der im Kamiokande, Super Kamiokande und SNO Detektor detektierten Neutrinos bei. Nach dem Sonnenmodell von J.N. Bahcall et al. wird für das  $^{37}\text{Cl}$  Experiment ein Neutrino-fluss von 6,2 SNU (1 SNU=1 Neutrinoeinfang/ $10^{36}$  Targetatome-s) vorhergesagt. Der Meßwert des Homestake Experiments liefert mit einem gemessenen Neutrino-fluß von  $(2,56 \pm 0,22)$  SNU [Davi96] einen Wert der deutlich unter den Vorhersagen liegt. Diese geringe Produktionsrate der solaren  $^8\text{B}$  Neutrinos wird auch von anderen Experimenten wie GALLEX, SAGE und Kamiokande bestätigt.

Ein wichtiger Parameter zur Bestimmung des Neutrino-flusses der  $^8\text{B}$  Neutrinos ist der Wirkungsquerschnitt der Kernreaktion  $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ , der mit dem sogenannten  $S_{17}$ -Faktor ( $S_{17}(E_{c.m.}) = \sigma(E_{c.m.}) E_{c.m.} \cdot e^{2\pi\eta}$ , mit  $\eta = e^2 Z_1/Z_2/\hbar v$ ) charakterisiert wird. Der  $S_{17}$ -Faktor ist der spektroskopische Faktor für die Proton- $^7\text{Be}$  Reaktion, wobei die Indices die Massenzahl der beteiligten Reaktionspartner für Protonen (1) und  $^7\text{Be}$  (7) angeben. Da der Reaktionsprozess bei sehr kleinen Energien von  $\sim 20$  keV abläuft, wird der gemessene  $S_{17}$ -Faktor der Kernreaktion  $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ , basierend auf theoretischen Rechnungen zur Energieabhängigkeit des Wir-

kungsquerschnittes, auf eine Schwerpunktsenergie  $E_{c.m.}=0$  extrapoliert. Seit 1966 wurde von insgesamt sechs unterschiedlichen Kollaborationen der Wirkungsquerschnitt für verschiedene Energien bestimmt. In Abbildung 4.17 sind die Ergebnisse dieser Messungen als  $S_{17}$ -Faktoren zusammenfassend dargestellt. Für die auf eine Energie von  $E_{c.m.}=0$  extrapolierten  $S_{17}(0)$  Faktoren, die direkt in die Sonnenmodellrechnungen einfließen, ergibt sich damit eine Schwankungsbreite von 40%. Neueste Empfehlungen von Adelberger et al. geben einen  $S_{17}(0)$  Faktor von  $S_{17}(0) = 19^{+4}_{-2} \text{ eV} \cdot \text{b}$  [Adel98] basierend auf Daten des Experiments von Fillipone et al. an. Dieser Wert ist um 15% kleiner als der zuvor in der Literatur empfohlene Wert von  $22,4 \text{ eV} \cdot \text{b}$  [John92], der aus einer statistischen Analyse aller Experimente stammt. Die Experimente, die von Hammache et al. [Hamm98] in letzter Zeit durchgeführt worden sind, weisen zusätzlich auf einen kleineren  $S_{17}$ -Faktor von  $S_{17}(0) = (18,3 \pm 0,8) \text{ eV} \cdot \text{b}$  hin, was eine Reduzierung des solaren Neutrinoflusses von 15-20% impliziert. Weitere Messungen zum Wirkungsquerschnitt der  ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$  Kernreaktion durch direkte Messungen, wie im folgenden Kapitel beschrieben, oder durch Messungen mit einem  ${}^7\text{Be}$  Strahl mit inverser Kinematik [Rolf97] sind daher notwendig und werden geplant.

#### 4.7.2 Produktion eines ${}^7\text{Be}$ -Targets an ISOLDE und Messung des Wirkungsquerschnitts.

Bei den direkten Messungen des Wirkungsquerschnittes der Kernreaktion  ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$  wird ein radioaktives  ${}^7\text{Be}$ -Target mit einem Protonenstrahl bestrahlt und die nach der oben beschriebenen Reaktionskette verzögert emittierten  $\alpha$ -Teilchen aus dem Zerfall von  ${}^8\text{B}$  detektiert. Ein Hauptproblem ist hierbei die Targetpräparation des radioaktiven  ${}^7\text{Be}$ -Targets. Mit konventionellen radiochemischen Methoden läßt sich ein Target herstellen, das eine ungenügende Homogenität besitzt und damit zu großen systematischen Fehlern in der Messung des Wirkungsquerschnittes führen kann.

Die hohe Produktionsrate von  ${}^7\text{Be}$  mit der Laserionenquelle ermöglicht die Produktion eines radioaktiven  ${}^7\text{Be}$ -Targets durch Implantation der  ${}^7\text{Be}$  Isotopen in ein Kupfer-Substrat und gewährleistet damit eine gute Homogenität der  ${}^7\text{Be}$  Isotopen in dem Targetmaterial. Durch direkte Implantation wurde bei einem Ionenstrom von durchschnittlich 4 nA in einer Zeit von 9,4 Stunden ein  ${}^7\text{Be}$ -Target mit einer Targetintensität von  $7 \cdot 10^{14}$   ${}^7\text{Be}$  Atomen hergestellt.



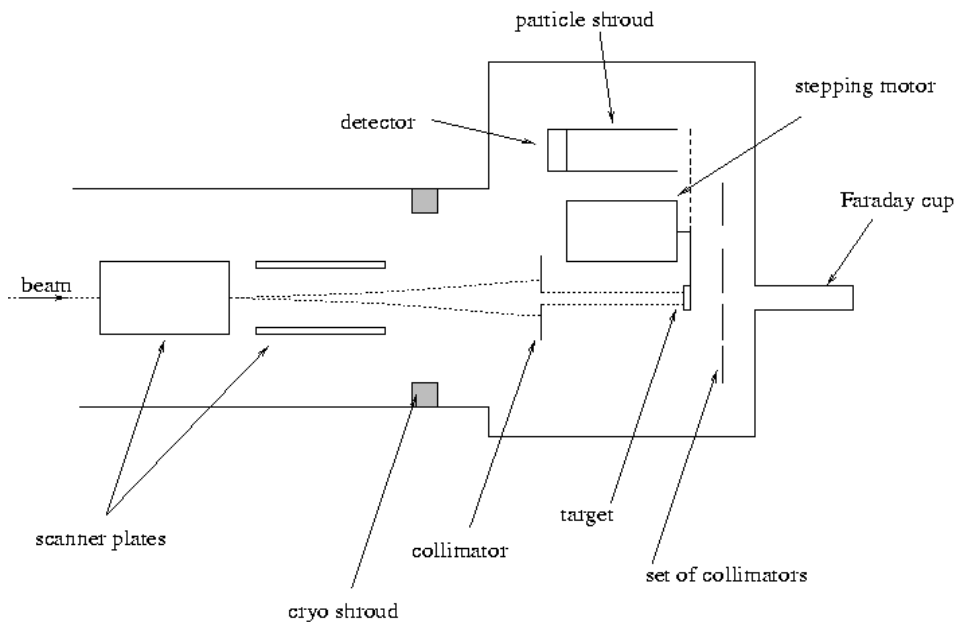


Abbildung 4.16: Versuchsaufbau zur Messung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion  ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$  [Weis98]. Der Protonenstrahl wird mit Ablenkplatten rasterförmig abgelenkt um einen homogenen Strahl zu erzeugen, der größer als der Targetquerschnitt ist. Das Target befindet sich auf einem drehbaren Halter und wird nach der Bestrahlung mit den Protonen vor einen  $\alpha$ -Detektor gebracht. Hier werden die  $\alpha$ -Teilchen aus dem  $\beta$ -verzögerten  ${}^8\text{B}$  Zerfall detektiert.

Der Wirkungsquerschnitt der Kernreaktion  ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$  wurde mit diesem Target am Weizmann Institut in Rehovot/Israel gemessen. Das Target wurde mit 1,2 MeV Protonen des dortigen 3 MV Van de Graaff Beschleunigers bestrahlt. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Die Messung des Wirkungsquerschnittes basiert auf dem in Gleichung 4.27 dargestellten Reaktionsmechanismus. Der Protonenstrahl trifft auf das  ${}^7\text{Be}$ -Target, welches sich auf einer drehbaren Halterung befindet. Nach einer Bestrahlungsdauer von 1,5 s wird es innerhalb von 100 ms vor einen  $\alpha$ -Detektor gebracht, um die aus dem  $\beta$ -Zerfall des  ${}^8\text{B}$  verzögert emittierten  $\alpha$ 's für weiter 1,5 s zu detektieren. Die Besonderheit des Versuchsaufbaus liegt in der rasterförmigen Ablenkung des Protonenstrahls, die einen homogenen Strahl mit einem Strahlquerschnitt von 7x6 mm erzeugt, der größer als das Target ist. Damit wird der systematische Fehler minimiert, der durch Inhomogenitäten des Targets verursacht wird. Für den Wirkungsquerschnitt wurde in einer ersten Messung ein  $S_{17}$ -Faktor von  $S_{17}(E_{c.m.}=1,02 \text{ MeV})=(22,5\pm 2,5) \text{ eV}\cdot\text{b}$  bestimmt [Hass98].

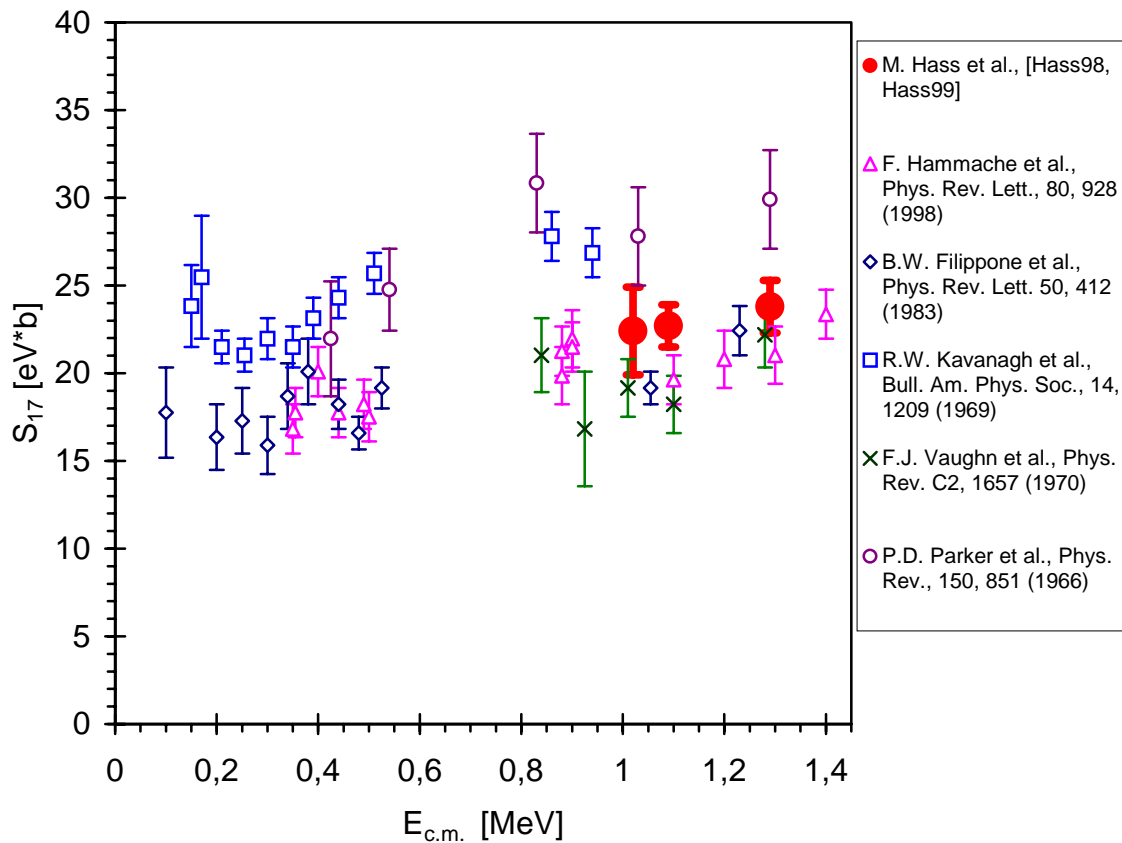


Abbildung 4.17: Gemessene  $S_{17}$ -Faktoren der Reaktion  ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$  in Abhängigkeit der Schwerpunktenenergie  $E_{c.m.}$ . Die von M. Hass et al. mit dem an ISOLDE produzierten  ${}^7\text{Be}$ -Target durchgeführten Messungen sind hervorgehoben.

In einer zweiten Strahlzeit wurde mit einem 40 cm langen Graphit-Target ein zweites  ${}^7\text{Be}$ -Target hergestellt. Dazu wurde das Target zuerst bei einer geringen Targettemperatur von ca. 500 °C für ca. 3 Tage mit Protonen bestrahlt, um das radioaktive  ${}^7\text{Be}$  ( $t_{1/2}=53,3$  d) im Targetcontainer zu akkumulieren und es durch späteres Heizen des Targets off-line freizusetzen. Auch bei einer sehr hohen Heiztemperatur des Targets mit einem Strom von 980 A, was einer Temperatur von 1700 °C entspricht, konnte das angesammelte Beryllium nicht vollständig aus dem Targetcontainer freigesetzt werden. Bei dem Einsatz von Protonen konnte jedoch mit einem durchschnittlichen  ${}^7\text{Be}$  Strom von 5 nA ein Target mit einer Intensität von  $3 \cdot 10^{15}$   ${}^7\text{Be}$  Atomen produziert werden. Mit diesem Target wurde das oben beschriebene Experiment bei einer Schwerpunktenenergie von  $E_{c.m.}=1,09$  MeV und 1,29 MeV wiederholt. Bei diesen Energien konnte der Wirkungsquerschnitt der Kernreaktion  ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$  bis auf 5% genau mit  $S_{17}(E_{c.m.}=1,09 \text{ MeV})=(22,7 \pm 1,2) \text{ eV}\cdot\text{b}$  und  $S_{17}(E_{c.m.}=1,29 \text{ MeV})=(23,8 \pm 1,5) \text{ eV}\cdot\text{b}$  bestimmt werden [Hass99]. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 4.17 dargestellt. Die mit dem an ISOLDE produzierten radioaktiven  ${}^7\text{Be}$ -Target bestimmten Werte für den

Wirkungsquerschnitt befinden sich in guter Übereinstimmung mit den übrigen Experimenten, sind jedoch etwas größer als die von Hammache et al. [Hamm98] in letzter Zeit bestimmten Werte. Damit deuten sie einen etwas größeren  $S_{17}(0)$ -Faktor an. Weitere Messungen insbesondere mit niedrigeren Protonenenergien und mit Targets, die eine höhere  ${}^7\text{Be}$  Dichte aufweisen, sind daher noch notwendig.



## 5 ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Laserionisation radioaktiver Isotope am Massenseparator ISOLDE/CERN. Es werden laserspektroskopische Messungen an neutronenarmen Platinisotopen und die Laserionenquelle RILIS zur Produktion von radioaktiven Ionenstrahlen beschrieben.

Laserspektroskopische Untersuchungen radioaktiver Isotope der Elemente Gold, Platin und Iridium werden beim COMPLIS Experiment an ISOLDE durchgeführt. Da die Produktion solcher Ionenstrahlen an ISOLDE nicht möglich ist, werden in einer sekundären Ionenquelle radioaktive Ionenstrahlen dieser Elemente produziert. Hierbei nutzt man den radioaktiven  $\alpha$ - und  $\beta$ -Zerfall von in Graphit implantierten Quecksilberisotopen in die Tochternuklide von Gold, Platin und Iridium aus. Nach einer gepulsten Laserdesorption kann die Hyperfeinstruktur und die Isotopieverschiebung der Isotopen in einer nachgeschalteten Laserresonanzionisation gemessen werden.

Im ersten Teil der Arbeit wurde die Hyperfeinstruktur und die Isotopieverschiebung der Platinisotope  $^{178,179,180,181,182,183m}\text{Pt}$  bestimmt und die Isotope  $^{183g}\text{Pt}$  und  $^{185g,m}\text{Pt}$  mit größerer Präzision untersucht. Die daraus abgeleitete Änderung des Kernladungsradius  $\delta\langle r^2 \rangle$ , das spektroskopische Quadrupolmoment  $Q_s$  und das magnetische Kernmoment  $\mu_I$  werden mit Modellrechnungen verglichen. Die Kerndeformation der geraden Platinisotope baut sich ab dem Isotop  $^{188}\text{Pt}$  langsam auf und erreicht ein Maximum bei  $A=180$ . Danach nimmt die Deformation bis zum  $^{178}\text{Pt}$  wieder leicht ab. Zudem zeigen die Kernladungsradien um die Mitte der Neutronenschale bei  $N=104$  einen inversen Gerade-Ungerade-Effekt. Eine Aussage über die Kernform kann durch den Vergleich der Meßwerte mit axialen und triaxialen Hartree-Fock-Bogolybov (HFB) Rechnungen getroffen werden. Die ungeraden Platinisotope haben eine axial-prolate Kernform, während die geraden Platinisotope eher durch eine triaxiale Struktur zu beschreiben sind. Der Wechsel von einer axial-prolaten in eine triaxiale Kernform kann auch den inversen Gerade-Ungerade-Effekt erklären. Die Messung der magnetischen Momente bestärkt dieses Bild. Die magnetischen Momente stimmen gut mit Rechnungen des

axialen Rotator+Quasiteilchen-Modells überein, die eine axiale Kernstruktur der untersuchten ungeraden Platinisotope  $^{179-185}\text{Pt}$  zugrunde legen.

Im Vergleich der Isotopenketten von Quecksilber und Gold baut sich die Deformation der Platinisotope erst langsam auf. In der Isotopenkette des Platins kommt es weder zu einem abrupten Wechsel der Kernform wie bei den Goldisotopen, noch tritt ein ausgeprägter Gerade-Ungerade-Effekt wie bei den Quecksilberisotopen auf.

Aufgrund der hohen Selektivität der Ionisation erlaubt die Laserionenquelle RILIS an ISOLDE die Produktion chemisch selektiver Ionenstrahlen. Die zur Resonanzionisation notwendigen Laserstrahlen werden dabei direkt in die Target-Ionenquelleneinheit von ISOLDE eingekoppelt. Als Lasersystem zur Ionisation wurde ein Kupferdampf-Laser gepumptes Farbstofflasersystem verwendet, das eine Repetitionsrate von 10 kHz besitzt.

Die Entwicklung einer Frequenzverdreifung für das hochrepetierende Farbstofflasersystem ermöglichte eine entscheidende Weiterentwicklung der Laserionenquelle an ISOLDE. Durch die Erzeugung von Laserlicht in dem UV-Bereich von  $\lambda=214-235$  nm wurden Ionenstrahlen der Elemente Beryllium, Cadmium und Zink an ISOLDE erstmalig mit der Laserionenquelle präpariert. Dabei konnte eine Produktionsrate von Beryllium von mehr als  $10^{10}$  Atomen/s- $\mu\text{A}$  erzielt und eine Ionisationseffizienz für Beryllium von 9% erreicht werden. Das neutronenreiche Isotop  $^{14}\text{Be}$  an der Neutronen-Dripline ist mit einer Lebensdauer von  $\tau=4,35$  ms das kurzlebigste Isotop, das als ISOLDE-Ionenstrahl präpariert worden ist.

Es konnte ein radioaktives  $^7\text{Be}$  Target durch direkte Implantation von  $^7\text{Be}$  Ionen in ein Kupfersubstrat hergestellt werden. Dieses Target wurde mit Protonen am 3 MV Van der Graaff Beschleuniger in Rehovot/Israel bei 1,2 MeV bestrahlt, um den absoluten Wirkungsquerschnitt der  $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$  Reaktion zu bestimmen.

Das Potential der Laserionenquelle für direkte laserspektroskopische Untersuchungen an exotischen Isotopen wurde mit der Messung der Isotopieverschiebung von  $^{7,9,10,11,12,14}\text{Be}$  demonstriert. Dabei wurden nur wenige Atome  $^{14}\text{Be}$  pro Minute erzeugt und über die  $\beta$ -verzögerte Neutronenemission nachgewiesen.

Das Prinzip der Isomerenseparation wird am Beispiel von  $^{107,107\text{m}}\text{Ag}$  aufgezeigt. Mit der Spinisomerie ist eine unterschiedliche Hyperfeinstruktur verbunden. Durch geeignete Abstimmung der Laserfrequenz wird jeweils nur ein Kernzustand ionisiert. Dieses Selektionsprinzip wurde bei  $^{122,122\text{m}}\text{Ag}$  zur Messung des ft-Wertes des jeweiligen  $\beta$ -Zerfalls genutzt

[Kra98a]. Die Methode der Isomerenseparation läßt sich auch auf andere Spinisomere, die eine unterschiedliche Hyperfeinaufspaltung besitzen, anwenden.

## 5.1 Ausblick

Die erreichbare Auflösung für die Laserspektroskopie und die Selektivität bei der Isomerenseparation hängt stark von der spektralen Qualität der eingesetzten Laser ab. Für eine Weiterführung dieser Experimente ist daher eine Verbesserung des Lasersystems hinsichtlich der Stabilität und der spektralen Bandbreite unbedingt erforderlich. Das Kupferdampf-lasergepumpte Farbstofflasersystem könnte durch ein Ti:Saphir Lasersystem, das von einem hochrepetierenden Nd:YAG Laser gepumpt wird, ersetzt werden. Ein solches Festkörper-Lasersystem ist bereits in der Uni Mainz in Betrieb und wird zur Resonanzionisationsspektroskopie bei der Ultrapurenanalyse von Plutonium verwendet [Grün99].

Eine mögliche Anwendung der Laserionenquelle ist die Ionisation und Spektroskopie von Hg, Pb und Tl. Mit einem Lasersystem guter Auflösung können die Isotopenketten bis zu extrem neutronenarmen Isotopen gemessen werden. Dabei ist ein selektiver Nachweis über den  $\alpha$ -Zerfall möglich.

Eine weitere Anwendung stellt die Messung der Isotopenkette von Zinn dar. Die Isotopenkette des Zinns ist eine wichtige Referenz für den Test theoretischer Modelle, da sie einen starken Schalenabschluss bei  $Z=50$  bildet. Systematische laserspektroskopische Messungen wurden daher an den radioaktiven Zinnisotopen  $^{110-125}\text{Sn}$  von M. Anselment an der KfK Karlsruhe [Anse86] und bei  $^{108-111}\text{Sn}$  von G. Huber und Mitarbeiter an der GSI Darmstadt [Eber87, Kühl87] durchgeführt.

Die theoretischen Vorhersagen unterscheiden sich vor allem im Bereich des doppelt magischen  $^{132}\text{Sn}$  [Rein98,Giro98]. Experimentelle Daten zur Isotopieverschiebung sind daher besonders wichtig. Aufgrund der begrenzten spektroskopischen Auflösung ( $\Delta\nu > 3$  GHz) können mit der Laserionenquelle die geraden Isotope gemessen werden, allerdings mit höchster Empfindlichkeit (wie bei  $^{14}\text{Be}$ ).

Das Verständnis der Kernstruktur ist ähnlich wie in der vorliegenden Arbeit bei Platin von der Kenntnis der ungeraden Isotope und ihrer magnetischen Momente abhängig. Diese Messungen können mit ausreichender Auflösung ( $\Delta\nu > 200$  MHz) mit dem COMPLIS Experiment durchgeführt werden.





## ANHANG A

### A.1 Entwicklung einer Laserionenquelle mit gepulster Desorption

Die Laserionisation mit einer Laserionenquelle wird an ISOLDE mit hochrepetierenden KupferdampfLasern durchgeführt. Der Ionenstrahl ist daher mit der Repetitionsrate des verwendeten Lasersystems gepulst. Diese Ionisationsfrequenz ist jedoch nicht mit dem langsam repetierenden Protonenpuls synchronisiert, der mit 0,4 Hz auf das Target trifft und für die gebunchte Produktion der radioaktiven Isotope verantwortlich ist. Um Spannungsüberschläge zu vermeiden, wird die Extraktionsspannung von 60 keV in den ersten 5 ms nach Auftreffen des Protonenpulses abgeschaltet. Die schnell diffundierenden Isotope, die aus dem Target freigesetzt werden und in diesem Zeitraum für eine Extraktion verloren wären, könnten an einer „kalten“ Oberfläche adsorbiert und dann später gepulst freigesetzt und ionisiert werden. Dies könnte die Möglichkeit der Produktion von exotischen und sehr kurzlebigen Isotopen an ISOLDE eröffnen, bei der die gepulste Ionisation mit dem Protonenpuls synchronisiert ist.

Darüber hinaus können mehrere Experimente von einem gepulsten Ionenstrahl mit einer langsamen Repetitionsrate profitieren. Das REX-ISOLDE Experiment [Rex94, Habs97] dient zur Nachbeschleunigung der radioaktiven Ionen auf Energien in der Nähe der Coulombschwelle, um die Struktur der neutronenreichen Isotope mit  $N=20$  und  $N=28$  durch Coulomb Anregungen und Neutron-Transfer-Reaktionen zu untersuchen. Dazu wird der 60 keV Ionenstrahl in eine EBIS Ionenquelle injiziert, in der die Ionen in einen höheren Ladungszustand ionisiert werden. Für Natrium Ionen kann ein Ladung-zu-Masse-Verhältnis in ca. 10 ms von mehr als  $1/4,5$  erreicht werden. Die hochgeladenen Ionen mit einer Energie von 5 keV/u werden dann in einem linearen RFQ-Beschleuniger (LINAC) bis auf 2,2 MeV/u beschleunigt. Um den kontinuierlichen und relativ niedrigerenergetischen  $1^+$  Ionenstrahl effizient in die EBIS Ionenquelle einzukoppeln, ist der Einsatz einer Penningfalle geplant. Diese Penningfalle wird als Akkumulator benutzt, in der die Ionen durch Puffergaskühlen gebuncht und gekühlt werden. Die Erzeugung der hochgeladenen Ionen mit der Penningfalle und der EBIS

geschieht mit einer Repetitionsrate von 50 Hz und ist mit dem Protonenpuls von ISOLDE synchronisiert.

Ein langsam repetierender und gepulster Ionenstrahl von ISOLDE könnte hierbei einen wichtigen Beitrag zur Effizienz der EBIS liefern, da die Ionen unter Umgehung der Penningfalle direkt in die EBIS eingeschossen werden könnten.

Ein Konzept zur Produktion einer Laserionenquelle mit einem gebunchten Ionenstrahl mit einer kleinen Repetitionsrate ist in Abbildung A.1 skizziert [Seba97]. Die aus dem Target diffundierenden radioaktiven Isotope werden an einer kalten Oberfläche adsorbiert. Mit einem Nd:YAG Laser werden die Isotope dann gepulst desorbiert und in dem Ionisationsröhrchen resonant laserionisiert. Die Extraktion der Ionen erfolgt dann analog zur Laserionenquelle an ISOLDE durch die Wechselwirkung mit dem von der elektrischen Heizung erzeugten Feldes und einer Extraktionselektrode. Der Vorteil einer solchen Konstruktion liegt in dem einfachen mechanischen Aufbau.

Dabei wird das Prinzip der Speicherung und Desorption der radioaktiven Isotope in einem Substrat, wie im COMPLIS Experiment, mit der Selektivität und hohen Effizienz der Laserionisation in der Laserionenquelle kombiniert. Die Erzeugung von gebunchten Ionenstrahlen, die vorher an einer kalten Oberfläche adsorbiert worden sind, ist erstmalig von R. Kirchner et al. an der GSI mit einer FEBIAD Ionenquelle demonstriert worden [Kirc86]. Diese Ionenquelle erlaubt eine Akkumulation von Isotopen auf einem metallischen Substrat und eine gebunchte Freisetzung durch Heizen des Substrats. Mit einer mechanischen Unterbrechung der Kühlung des Substrates wurden gebunchte Ionenstrahlen mit Pulsbreiten bis zu einigen Sekunden erzeugt.

Aufgrund der Speicherung und Akkumulation von Isotopen an einer kalten Stelle und der darauffolgenden gepulsten Freisetzung dieser Isotope in einer Laserdesorption ist es möglich, mit einer niedrigen Repetitionsrate von einigen Hz zu arbeiten und die Ionisation der radioaktiven Isotope mit dem auf das Target treffenden Protonenstrahl zu synchronisieren. Ein weiterer Vorteil wäre die Verwendung von Lasersystemen zur Ionisation die mit einer geringeren Repetitionsrate arbeiten. Diese Systeme sind wartungsärmer und einfacher zu betreiben als die an der Laserionenquelle verwendeten hochrepetierenden Kupferdampf laser.

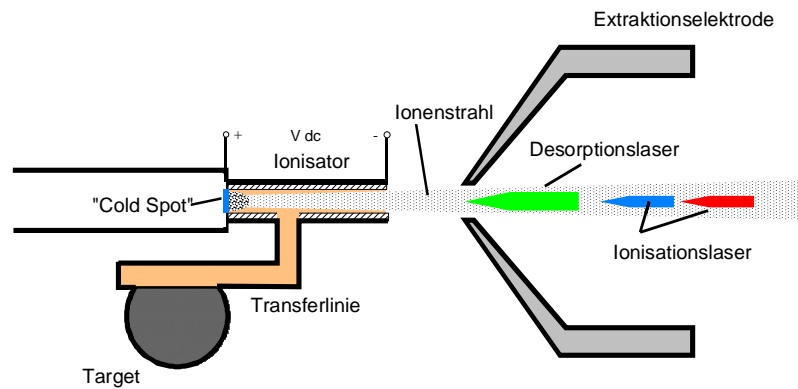


Abbildung A.1: Funktionsskizze zur Entwicklung einer Laserionenquelle mit gepulster Desorption zur Erzeugung von bebunchten Ionenstrahlen. Die radioaktiven Isotope werden an einer kalten Oberfläche „Cold Spot“ adsorbiert und von einem gepulsten Nd:YAG Laser laserdesorbiert. Die resonante Laserionisation und Extraktion der Ionen geschieht dann analog zur bereits entwickelten Laserionenquelle.

### A.1.1 Aufbau des Testsystems

Um den Mechanismus der Adsorption und der Laserdesorption zu untersuchen, wurde eine Testapparatur aufgebaut, die in Abbildung A.2 dargestellt ist. Da insbesondere die Elemente Magnesium und Calcium für das REX-ISOLDE Experiment sehr interessant sind, wurde die Laserdesorption an dem Element Barium untersucht, das ähnliche chemische Eigenschaften wie die Elemente Magnesium und Calcium besitzt. Außerdem hat Barium den Vorteil, daß es sehr selektiv durch eine Absorptionsspektroskopie in der  $6s^2 \ ^1S_0 \rightarrow 6s6p \ ^1P_1$  Linie bei  $\lambda=553$  nm detektiert werden kann.

Die Bariumatome diffundieren aus einem geheizten Ofen auf ein gekühltes Substrat aus Tantal, auf dem sie adsorbiert werden. Mit einem gepulsten Nd:YAG Laser kann das Substrat gepulst geheizt werden, was zu einer Laserdesorption der adsorbierten Bariumatome führt. Der Nachweis der adsorbierten Atome geschieht dann mit einem cw-single-mode Farbstofflaser durch eine Absorptionsspektroskopie in der  $6s^2 \ ^1S_0 \rightarrow 6s6p \ ^1P_1$  Linie bei  $\lambda=553$  nm. Dabei wird der Laserstrahl für den Nachweis in einem Winkel von  $90^\circ$  zum Desorptionslaser und in einem Abstand von 1,5 mm vom Adsorptionssubstrat in die Desorptionswolke eingestrahlt. Um sicherzustellen daß der Laser auf der richtigen Wellenlänge arbeitet, wird in einer Barium-Hohlkathodenlampe ein optogalvanisches Signal als Referenz erzeugt. Der amplitudenmodulierte Laserstrahl erzeugt in der Hohlkathode bei Resonanz mit der Barium-Linie eine Ladungsänderung in der Plasmaentladung, die dann mit einem Lock-In Verstärker empfindlich nachgewiesen werden kann.

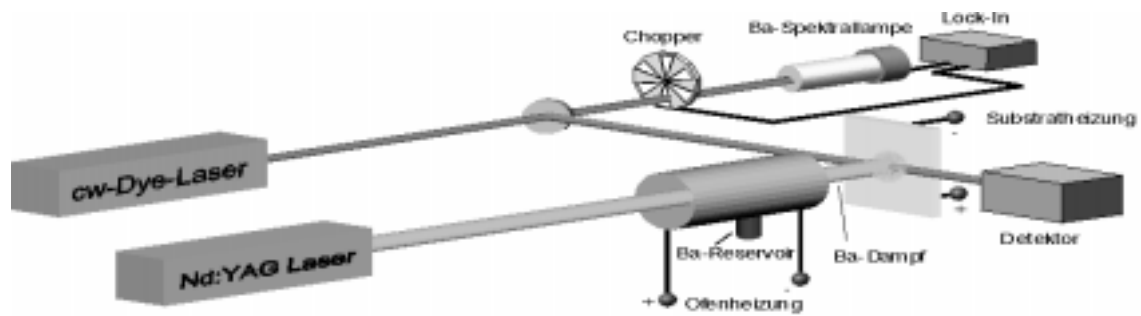


Abbildung A.2: Aufbau des Testsystems zur Adsorption und Laserdesorption von Barium. Die Bariumatome diffundieren aus einem Ofen und werden an einem Substrat adsorbiert und von einem Nd:YAG Laser gepulst desorbiert. Die laserdesorbierten Bariumatome können von einem cw single-mode Dye Laser selektiv in einer Absorptionsspektroskopie mit einer Differenzmessung nachgewiesen werden.

### A.1.2 Ergebnisse der Testmessungen

Erste Messungen wurden mit einer Tantalfolie als Adsorptionssubstrat durchgeführt. Der Ofen wurde auf eine Temperatur von 693 K geheizt, was einen Dampfdruck von Barium von  $1,3 \cdot 10^{-5}$  bar entspricht. Wie man an dem Absorptionssignal in Abbildung A.3 erkennt, wird das Barium durch die laserinduzierte Heizung des Substrates teilweise desorbiert. Der Desorptionslaser wurde mit einer Energie von 24 mJ und einer Pulsdauer von  $\Delta t = 5$  ns auf eine Fläche von  $0,05 \text{ cm}^2$  fokussiert. Das obere Signal zeigt den Referenzstrahl, der nicht durch die desorbierte Bariumwolke hindurchgeht, das untere Signal zeigt das von der Absorption der Bariumatome hervorgerufene Desorptionssignal. Aus der Transmission des Nachweislasers läßt sich auf eine Zunahme der Bariumatome im Detektionsvolumen um einen Faktor 18 schließen. Der Nachweislaser hat einen Durchmesser von  $d = 1$  mm und hat einen Abstand von 1,50(25) mm von der Desorptionsoberfläche. Damit berechnet sich die wahrscheinliche Geschwindigkeit der Bariumatome zu  $\hat{v} = d / \Delta t_{\text{Des}} = 405(68) \text{ m/s}$ .  $\Delta t_{\text{Des}}$  ist hier die Zeit die bis zur Detektion des Desorptionspulses vergeht (siehe in Abbildung A.3). Die Temperatur kann dann abgeschätzt werden mit

$$\hat{v} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad \text{A.1}$$

woraus sich für die Temperatur der desorbierten Bariumatome ein Wert von  $T = 1354(76)$  K ergibt. Da die Adsorption auf dem Substrat aufgrund der experimentellen Bedingungen nicht genügend genau kontrolliert werden konnte, war eine genaue quantitative Untersuchung des Desorptionsprozesses nicht durchzuführen. Eine Aussage hinsichtlich der Effizienz des Desorptionsprozesses konnte daher im Rahmen dieser Arbeit nicht getroffen werden. Eine

weitere Untersuchung mit einer Ionenquelle wie sie auch an ISOLDE verwendet wird, könnte hierzu Aufschluß geben. Auch ist für weitere Experimente eine definierte Kontrolle der adsorbierten Bariumatome notwendig.

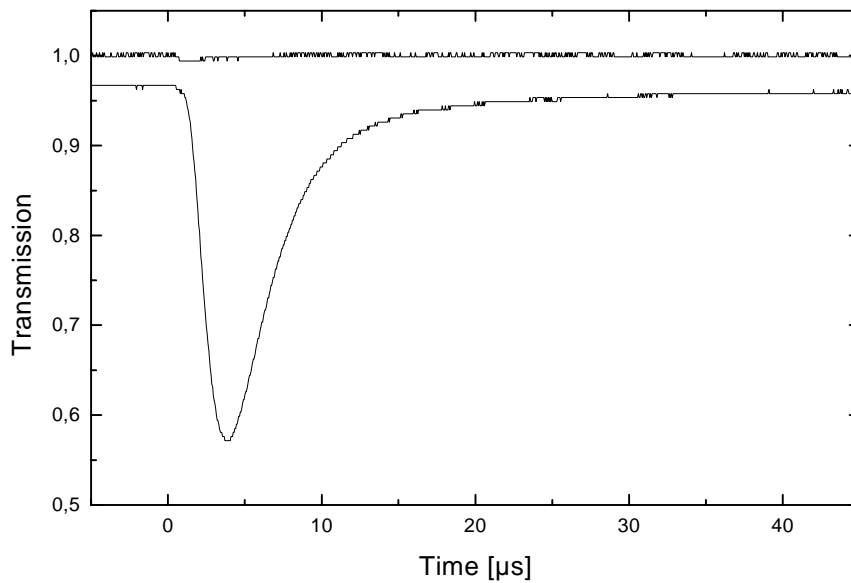


Abbildung A.3: Laserdesorption von Barium durch laserinduziertes Heizen des Tantalsubstrates. An dem Absorptionssignal kann eine Desorption der Bariumatome gemessen werden. Die Absorption der Bariumatome durch die Diffusion aus dem Ofen beträgt ca. 3%.



## LITERATURVERZEICHNIS

- [Adel98] E. G. Adelberger et al., Solar Fusion Cross Sections, *Rev. Mod. Phys.*, Oktober 1998
- [Ahma85] S. Ahmad, W. Klempt, C. Ekström, R. Neugard, K. Wendt und die ISOLDE Kollaboration, *Z. Phys*, A321, 35 (1985)
- [Ames90] F. Ames et al., A high temperature Laser ion source for trace analysis and other applications, *Appl. Phys. B51*, 200-206 (1990)
- [Anse86] M. Anselment et al., *Phys. Rev. C* 34, 1052 (1986)
- [Atos97]  $\lambda$ -Meter, Manual Release 1.31, *Firma ATOS GmbH, Pfungstadt* (1997)
- [Bahc92] J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault, Standard solar models, with and without helium diffusion, and the solar neutrino problem, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 64, 885 (1992)
- [Bahc94] J. N. Bahcall, in Solar Modelling, *World Scientific, Singapore* (1994)
- [Bahc98] J. N. Bahcall, Standard Solar Models, Proceedings of the XVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Takayama, Japan, June 4-9, 1998, eds. Y. Suzuki and Y. Totsuka, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*
- [Ball98] G. Ball et al., *AIP Conference Proceedings 455, ENAM'98, Bellaire, Michigan, USA*, 973 (1998)
- [Barz98] A.E. Barzakh et al., Isotope shift and hyperfine structure measurements for  $^{155}\text{Yb}$  by laser ion source technique, *Eur. Phys. J. A1*, 3-5 (1998)
- [Beck97] D. Beck et al., *Nucl. Instr. Meth. B126* (1997) 374
- [Berg99] U.C. Bergmann, L. Axelsson, M. Borge, V.N. Fedosseyev, C. Forssen, H. Fynbo, S. Grevy, P. Hornhoi, y. Jading, B. Jonson, U. Köster, K. Markenroth, F.M. Marques, V.I. Mishin, T. Nilsson, G. Nyman, A. Oberstedt, H.L. Ravn, K. Risager, G. Schrieder, V. Sebastian, H. Simon, O. Tengblad, F. Wenander, K. wilhelmsen Rolander und die ISOLDE Kollaboration, *wird veröffentlicht in Nuclear Physics A*
- [Blun87] S.A. Blundell et al., *J. Phys. B29*, 3663 (1987)
- [Bohr50] A. Bohr und V. Weisskopf, *Phys. Rev.* 77, 94 (1950)
- [Bohr75] A. Bohr und B.R. Mottelson, *Nuclear Structure Vol. II*, W.A. Benjamin Inc., London, (1975)
- [Boll98] G. Bollen, private Mitteilung
- [Bonn76] J. Bonn, G. Huber, H.-J. Kluge und E.W. Otten, *Z. Phys.* A276, 203, (1976)
- [Boos89] N. Boos, Diplomarbeit, Universität Mainz 1989
- [Boos94] N. Boos, Dissertation, Universität Mainz 1994

- [Bran83] B.H. Bransden und C.J. Jochain, *Physics of Atoms and Molecules*, Longman, London-NewYork (19983)
- [Bung73] C.F. Bunge, *Phys. Rev. A* 15, 1965 (1973)
- [Burb57] E.M. Burbridge et al., *Rev. Mod. Phys.* 29, 547 (1957)
- [Bütt84] S. Büttgenbach, *Hyp. Int.* 20, 1 (1984)
- [Chen85] C. Chen et al., *Scientia Senica B28*, 235 (1985)
- [Chil84] W. Childs and K. Cheng, *Phys. Rev. A* 30, 667 (1984)
- [Chung93] Kwong T. Chung and X.-W. Zhu, Energies, fine structures, and isotope shifts of the  $1s^2 2snl$  excited states of the beryllium atom, *Phys. Rev. A* 48, 1944 (1993)
- [Clark85] C.W. Clark et al., Observation of autoionising states of beryllium by resonance-ionization mass spectrometry, *J. Opt. Soc. Am. B* 2, 891 (1985)
- [Cohe92] C. Cohen-äTannoudji, *Fundamental Systems in Quantum Optics*, Editor J. Dalibard, North Holland Amsterdam (1992)
- [Dabk79] P. Dabkiewicz et al., *Phys.Lett. B* 85, 199 (1979)
- [Dahm67] H. Dahmen, *Z. Phys.* 200, 456 (1967)
- [Dav94] R. Davids et al., *Proc. L'art, Nucl. Phys.*, 32, 13 (1994)
- [Davi96] R. Davis, *Nucl. Phys. B* 48, 284 (1996)
- [Demt91] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer Verlag Heidelberg, 1991
- [Ding88] U. Dinger et al., Laser spectroscopy on radioactive lead and thallium isotopes, *Hyperfine Interact.* : 59, 77(1990)
- [Ding89] U. Dinger, Eberz, J ; Huber, G ; Menges, R ; Kirchner, R ; Klepper, O ; Kühl, T ; Marx, D und die ISOLDE Collaboration, Nuclear moments and change in the charge radii of neutron deficient silver isotopes. *Nucl. Phys. A* 503, 331 (1989)
- [Dors86] C.O. Dorso, W.D. Meyers and W.J. Swiatecki, *Nucl. Phys. A* 451, 189 (1986)
- [Duo89] H.T. Duong et al., *Phys. Lett. B* 217, 401 (1989)
- [Eber86] Eberz, J ; et al., Collinear laser spectroscopy on  $^{108g,108m}In$  using an ion source with bunched beam release, *Z. Phys., A* : 323 119 (1986)
- [Eber87] J. Ebertz, U. Dinger, T. Horiguchi, G. Huber, H. Lochmann, R. Menges, G. Ulm, R. Kirchner, O. Klepper, T. Kühl, D. Marx, Spins, moments and mean square charge radii of  $^{108-111}Sn$ , *Z. Phys. A* 326, 121 (1987)
- [Elb62] M. Elbel, W. Fischer, *Z. Phys.* 106, 504 (1962)
- [Engl85] R. Engelmann Jr., *J. Opt. Soc. Am. B* 2, 1934 (1985)
- [Erd98] N. Erdmann, V. Sebastian et al., Frequency tripling for resonance ionization spectroscopy (RIS) for Cd, *Appl. Phys. B* 66, 431 (1998)
- [Filip83] B. W. Filippone, A. J. Elwyn, C. N. Davids and D. D. Koetke, *Phys. Rev. C*, Vol. 28, 2222 (1983)
- [Fire96] Richard B. Firestone, Virginia S. Shirley, Coral M. Baglin, S.Y. Frank Chu, and Jean Zipkin. The 8th edition of the Table of Isotopes, book and CD-ROM, John Wiley & Sons, Inc., (1996)



- [Fis70] W. Fischer, *Fortschr. Phys.* 18, 89 (1970)
- [Fuk96] Y. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.*, 77, 1683 (1996)
- [Gan76] U. Ganiel, A. Hardy, D. Treves, *IEEE J. Quantum Electron.* 12, 704 (1976)
- [Gav97] V. Gavrin et al., (SAGE Collaboration), , in *Neutrino 96, Proceedings of the 17th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Helsinki*, edited by K. Huitu, K. Enqvist, and J. Maalampi (World Scientific, Singapore), p. 3. (1997)
- [Gers78] S. Gerstenkorn und P. Luc, *Atlas du Spectre d'Absorption de la Molecule d'Iode, Laboratoire Aimé Cotton , CNRS II, Orsay (1978)*
- [Giro98] M. Girod, priv. Mitteilung, 1998
- [Grec61] D.P. Grechukin, *Sov. Phys. JETP* 13, 261 (1961)
- [Grei96] W. Greiner, J.A. Maruhn, *Nuclear Models, Springer Verlag Heidelberg (1996)*
- [Grün99] C. Grüning, Dissertation in Vorbereitung, *Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1999*
- [Gsän93] Firma Gsänger Optoelektronik GmbH, *Datenblatt für BBO (1993)*
- [Habs97] D. Habs et al., *Nucl. Instrum. and Meth. B126*, 218 (1997)
- [Habs97] D. Habs et al., Nuclear spectroscopy of copper isotopes of extreme N/Z ratios, *CERN 97-31, ISC/P-96 (1997)*
- [Hagb79] E. Hagberg et al., *Nucl. Phys. A* 318, 29 (1979)
- [Hamm98] F. Hammache et al., *Phys.Rev. Lett.*, 5, 928 (1998)
- [Hard97] M. Harder, K.T. Tang, and P. Van Isacker, An IBM description of coexistence in the platinum isotopes, *Phys. Lett., B : 405 (1997) 25*
- [Hass98] M. Hass, C. Broude, V. Fedoseev, G. Goldring, G. Huber, J. Lettry, V. Mishin, H.L. Ravn, V. Sebastian, L. Weissman and the ISOLDE Collaboration, *AIP Conference Proceedings 455, ENAM'98, Bellaire, Michigan, USA (1998)*
- [Hass99] M. Hass, persönliche Mitteilung
- [Hasse99] H.U. Hasse, *Dissertation in Vorbereitung, Universität Mainz (1999)*
- [Heil74] K. Heilig und A. Streudel, *At, Data Nucl. Tab.* 14, 613 (1974)
- [Hilb90] T. Hilberath, *Dissertation, Mainz (1990)*
- [Hilb92] T. Hilberath, et al., *Z. Phys.*, A342, 1-15 (1992)
- [Hoff84] P. Hoff, O.C. Jonsson, E. Kugler and H.L. Ravn, Release of nuclear reaction products from nuclear compounds, *Nucl. Instr. Meth.* 221, 313 (1984)
- [Huyse83] M Huyse, *Nucl. Instrum. and Meth. B215*, 1 (1983)
- [Iach87] F. Iachello and A. Arima, *The Interacting Boson Model, Cambridge University Press, Cambridge (1987)*
- [Ishi87] Y. Ishida, *Opt Comm* 62, 197 (1987)
- [Jad96] Y. Jading, *Nucl. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (1996)*
- [Jad97] Y. Jading et al., *Nucl. Instrum. and Meth. B126*, 76 (1997)
- [Jame77] F. James und R. Ross, *Program Libary D506, CERN Computer Center, Genf (1977)*

- [Jaya98] K. Jayamann, Z. Zyuzin et al., An electron cyclotron resonance source for radioactive beryllium ion beam production, *Rev. Sci Instr.* 69, 756 (1998).
- [John92] C. W. Johnson et al., *J. Astrophys.*, 396, 320 (1992)
- [Kami99] The Super-Kamikande Collaboration, Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, *wird veröffentlicht in Phys. Rev. Lett.* (1999)
- [Kapp98] S. Kappertz, W. Geithner, G. Katko, M. Keim, G. Kotrotsios, P. Lievens, R. Neugart, L. Vermeeren, S. Wilbert, *AIP Conference Proceedings 455, ENAM'98, Bellaire, Michigan, USA*, 110 (1998)
- [Kaut99] T. Kautsch, *Dissertation Universität Mainz, in Vorbereitung* (1999)
- [Keim95] M.Keim, E. Arnold, W. Borchers, U. Georg, A. Klein, R. Neugart, L. Vermeeren, R.E. Silverans and P. Lievens, *Nucl.Phys.* A586, 219 (1995)
- [Keim98] M. Keim, *AIP Conference Proceedings 455, ENAM'98, Bellaire, Michigan, USA*, 50 (1998)
- [Kell81] C. Keller, Radiochemie, *Diesterweg Salle Sauerländer* (1981)
- [Kir97] T. Kirsten et al., (GALLEX Collaboration), , in Neutrino 96, Proceedings of the 17th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Helsinki, edited by K. Huitu, K. Enqvist, and J. Maalampi (World Scientific, Singapore), p. 14. (1997)
- [Kirc86] R. Kirchner et al., *Nucl. Instrum. and Meth. A* 247, 265 (1986)
- [Kirch87] R. Kirchner, O. Klepper, D. Schardt und M. Oshima, *Nucl. Instrum. and Meth. B*26, 235 (1987)
- [Kirch90] R. Kirchner, *Nucl. Instrum. and Meth. A*292, 203 (1990)
- [Kirch96] R. Kirchner, Ion Sources for Radioactive Beams and Related Problems, *Rev. Sci. Instrum.* 67, 928 (1996)
- [Klei96] A. Klein, B.A. Brown, U. Georg, M. Keim, P. Lievens, R. Neugart, M. Neuroth, R. E. Silverans, L. Vermeeren und die ISOLDE Kollaboration, *Nucl.Phys.* A607(1996)1
- [Klug86] H.-J. Kluge, ISOLDE Users Guide, *CERN Yellow Report 86-05*, (1986)
- [Koiz97] M. Koizumi et al., Development of a laser ion source with pulsed extraction *Nucl. Instrum. and Meth. B*126, 100-104 (1997)
- [Kopf56] H. Kopfermann, *Kernmomente*, Akademische Verlagsanstalt mbH, Frankfurt am Main (1956)
- [Kopr94] I.G. Koprnikov, Generation of 10mW tunable narrowband radiation around 210nm using a 6.5 kHz repetition rate copper vapour laser pumped dye laser, *Optics Comm.* 104, 363 (1994)
- [Köst98] U. Köster, J. Barker, R. Catherall, V.N. Fedoseyev, U. Georg, G. Huber, Y. Jading, O. Jonsson, M. Koizumi, K.-L. Kratz, E. Kugler, J. Lettry, V.I. Mishin, H.L. Ravn, V. Sebastian, C. Tamburella, A. Wöhr, and the ISOLDE Collaboration, On-line separation of short-lived beryllium isotopes, *AIP Conference Proceedings 455, ENAM'98, Bellaire, Michigan, USA* (1998)
- [Köst99] U. Köster, *Dissertation TU München, in Vorbereitung* (1999)
- [Kra96] K L Kratz, et al., Neutron-rich silver isotopes produced by a chemically selective laser ion-source : status report on experiment IS333 part II and request for

- beam time. *CERN ISC 96-4 ; ISC P 34 Add.1 .; (10 p., 3 sh) . (1996)*
- [Kra98a] K.-L. Kratz et al., Laser isotope and isomer separation of heavy Ag nuclides: Half-life of the r-process waiting-point isotope  $^{129}\text{Ag}$  and structure of neutron-rich Cd nuclides, *Proc. Int. Conf. on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei, December 1997, Sanibel Island, Florida, USA; ed. J. Hamilton, World Scientific Press*
- [Kra98b] K.-L. Kratz New information on r-process nuclei, *AIP Conference Proceedings 455, ENAM'98, Bellaire, Michigan, USA (1998)*
- [Krieg96] M. Krieg, *Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (1996)*
- [Krön88] U. Krönert, *Dissertation, Mainz (1988)*
- [Kudr96] Y. Kudryavtsev et al., Beams of short lived nuclei produced by selective ionization in a buffer gas cell, *Nucl. Instrum. and Meth. B114, 350 (1996)*
- [Kugl92] E. Kugler, E. Fiander, B. Jonson, H. Hass, A. Przewloka, H.L. Ravn, D.J. Simon, K. Zimmer, und die ISOLDE Kollaboration *Nucl. Instrum. and Meth. B70, 41-49 (1992)*
- [Kugl93] E. Kugler, *CERN-PPE 93-95, Genf (1993)*
- [Kühl87] Kuehl, T., Kirchner, R., Klepper, O., Marx, D., Dinger, U., Eberz, J., Huber, G., Lochmann, H., Menges, R., and Ulm, G., Optical Spectroscopy Using Mass-Separated Beams: Nuclear Properties of Unstable Indium and Tin Isotopes, *Nucl Instr and Meth B26 (1987) 419 – 425*
- [Kwon93] T. Kwong et al. Ionization Potential for Ground States of Berylliumlike Systems, *Phys. Rev. A 47, 1740 (1993)*
- [Lala98] G. A. Lalazissis, S. Raman und P. Ring, *wird veröffentlicht in Atomic and Nuclear Data Tables, 1998*
- [Lamb85] Lambda Physik, *Manual (1985)*
- [Latu75] A. Latuszynski et al., *Nucl. Instrum. and Meth. 125, 61 (1975)*
- [LeBl92] F. Le Blanc, J. Pinard, J. Arianer, J.E. Crawford, H. Dautet, H.T. Duong, P. Kilcher, J.K.P. Lee, J. Obert, J.C. Putaux, B. Roussiere, J. Sauvage, und die ISOCELE Kollaboration, *Nucl. Instrum. And Meth. B72, 111 (1992)*
- [LeBl97] F. Le Blanc, J. Obert, J. Oms, J.C. Putaux, B. Roussière, J. Sauvage, J. Pinard, L. Cabaret, H.T. Duong, G. Huber, M. Krieg, V. Sebastian, J.E. Crawford, J.K.P. Lee, J. Genevey, F. Ibrahim und die ISOLDE Collaboration *Phys. Rev. Lett. 79, 2213 (1997)*
- [LeBl98] F. Le Blanc, J.E. Crawford, J. Obert, J. Oms, J.C. Putaux, B. Roussière, J. Sauvage, J. Pinard, L. Cabaret, H.T. Duong, J. Genevey, M. Girod, G. Huber, F. Ibrahim, M. Krieg, J.K.P. Lee, D. Lunney, S. Péru V. Sebastian, S. Zemlyanoi und die ISOLDE Collaboration *to be published*
- [Lede789] C. Lederer und V. Shirley, Table of Isotopes, *John Wiley and Sons, New York (1978)*
- [Lett95] J. Lettry et al., *PSI-Proceeding 95-02 (1995)*
- [Lett97] J. Lettry, R. Catherall, G. Cyvoct, P. Drumm, H.H.M. Evensen, M. Lindroos, O.C. Jonsson, E. Kugler, J. Obert, J.C. Putaux, J. Sauvage, K. Schindl, H.

- Ravn, E. Wildner, *Nucl. Instr. Meth. B126*, 170 (1997)
- [Lett98] J. Lettry, R. Catherall, V.N. Fedoseyev, G.J. Focker, G. Huber, O.C. Jonsson, E. Kugler, M. Koizumi, U. Köster, V.I. Mishin, H.L. Ravn, V. Sebastian, C. Tamburella und die ISOLDE Collaboration, Recent Developments of the ISOLDE Laser Ion-Source, *Rev. Sci. Instrum. Vol. 69, No. 2, 1998*
- [Lieb82] J. Libert, P. Mayer und P. Quentin, *Phys. Rev. C25*, 586 (1982)
- [Lind96] E. Lindroth, A.M. Martensson-Pendrill,  $(2p^2)^1$  state of beryllium, *Phys. Rev. A 53*, 3151 (1999)
- [Löbn70] K.E.G. Löbner, M. Vetter und V. Hönig, *Nucl. Data Tables A7*, 495 (1970)
- [Mart91] A.M. Martensson-Pendrill et al.,
- [Meyer69] W.D. Meyers und W.J. Swiateki, *Ann. Phys. 55*, 395 (1969)
- [Meyer83] W.D. Meyers und K.H. Schmidt, *Nucl. Phys. A410*, 61 (1983)
- [Mish93] V.I. Mishin, V.N. Fedoseyev, H.J. Kluge, V.S. Lethokov, H.L. Ravn, F. Scheerer, S. Sundell, Y. Shikarabe, O. Tengblatt, *Nucl. Instrum. and Meth. B73*, 550 (1993)
- [Miya86] K. Miyazytaki et al., *Opt Lett. 11*, 797 (1986)
- [Moor70] C.E. Moore, Atomic Energy Levels, *U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1970)*
- [Müsc90] H.J. Müschenborn, W. Theiß und W. Demtröder, A Tunable UV\_Source for Laser Spectroscopy Usind Second Harmonic Generation, *Applied Phys. B 50*, 369 (1990)
- [Neu87] W. Neu et al., *Z. Phys. D7*, 193 (1987)
- [NuPE93] NuPECC, European Radioactive Beam Facilities, *Nuclear Physics European Collaboration Comittee, München (1993)*
- [Nyma98] G. Nyman, Proposal to the ISOLDE Committee:  $\beta$ -decay studies of dripline isotopes of Be, *CERN-ISC-98-6 ; ISC-P-99 (1998)*
- [Otte89] E.W. Otten, Nuclear Radii and Moments of Unstable Isotopes, in: *Treatise on Heavy Ion Science Vol. 8, 516-638, Edt.: D.A. Bromley, Plenum Publishing Cooperation, New York (1989)*
- [Par84] Y.K. Park et al., *IEEE J. Quantum Electron. 20*, 117 (1984)
- [Pass94] G. Passler, J. Rikovska, E. Arnold, H.-J. Kluge, L. Monz, R. Neugart, H. Ravn, K. Wendt und die ISOLDE Kollaboration, *Nucl. Phys. A580*, 173-212 (1994)
- [Pina77] J. Pinard and S. Lieberman, *Opt. Comm. 20*, 334 (1977)
- [Pina77] J. Pinard und S. Libermann, *Opt. Comm. 20*, 344-346 (1977)
- [Pina97] J. Pinard, F. Le Blanc, J. Obert, J. Oms, J.C. Putaux, B. Roussière, J. Sauvage, L. Cabaret, H.T. Duong, G. Huber, M. Krieg, V. Sebastian, J.E. Crawford, J.K.P. Lee, J. Genevey, F. Ibrahim und die ISOLDE Collaboration, *Workshop on Hyperfine Structure and Nuclear Moments of Exotic Nuclei by Laser spectroscopy, Poznan, Polen, 3-5 Februar (1997)*
- [Porq86] M.G. Porquet et al., *Nucl. Phys. A451*, 365 (1986)
- [Rama87] S. Raman et al., *Atomic Data and Nuclear Tables 36*, 1 (1987)

- [Rams69] N. Ramsey, *Molecular beams*, Oxford University Press (1969)
- [Ravn89] H.L. Ravn und B.W. Allardyce, On-Line Mass Separators, in: *Treatise on heavy ion science, Vol 8, 363*, Edt.: D.A. Bromley, Plenum Publishing Cooperation, New York (1989)
- [Ravn92] H.L. Ravn, Status and future developments of ion sources for on-line mass separators, *Nucl. Instrum. and Meth. B70, 107-117* (1992)
- [Ravn97] H.L. Ravn, persönliche Mitteilung
- [Rein98] P.-G. Reinhard et al., *Proc. Int. Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg, Austria, January (1998)*
- [Rex94] REX-ISOLDE Kollaboration, Proposal to the ISOLDE Committee, CERN/ISC 94-25 (1994)
- [Rolf97] C. Rolfs et al., Measurement of the  ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$  absolute cross section in inverse kinematics, *Letter of Intend, CERN ISC/I 20* (1997)
- [Rous98] B. Roussière, F. Le Blanc, J. Obert, J. Oms, J.C. Putaux, J. Sauvage, J. Pinard, L. Cabaret, H.T. Duong, G. Huber, M. Krieg, V. Sebastian, J.E. Crawford, J.K.P. Lee, J. Genevey, F. Ibrahim und die ISOLDE Collaboration *International Symposium on Exotic Nuclear Shapes ENS'97, Debrecen, Hungary, 1997, Acta-Physica-Hungarica-New-Series-Heavy-Ion-Physics (Hungary), vol. 7, no 1, 97-100, 1998*
- [Sauv98] J. Sauvage, F. Le Blanc, J.E. Crawford, J. Obert, J. Oms, J.C. Putaux, B. Roussière, J. Pinard, L. Cabaret, H.T. Duong, J. Genevey, A. Gizon, M. Girod, G. Huber, D. Hojman, A. Knipper, F. Ibrahim, M. Krieg, J.K.P. Lee, D. Lunney, S. P ru, V. Sebastian, S. Zemlyanoi und die ISOLDE Collaboration, *IPNO- DER 98-12, International Conference on Nuclear Physics close to the Barrier, 30.06-04.07.98, Warschau, Polen*
- [Schm99] K.H. Schmidt, GSI Darmstadt, persönliche Mitteilung
- [Schw57] C. Schwartz, *Phys. Rev. 105, 173* (1957)
- [Seba94] V. Sebastian, *Diplomarbeit, Mainz (1994)*
- [Seba97] V. Sebastian, T. Budiman, G. Huber, Laser preparation of bunched ion beams, *Nucl. Instr. and Meth. B 126* (1997) 73
- [Seba98] V. Sebastian, R. Catherall, V.N. Fedoseyev, U. Georg, G. Huber, Y. Jading, O. Jonsson, U. K oster, M. Koizumi, K.-L. Kratz, E. Kugler, J. Lettry, V.I. Mishin, H.L. Ravn, C. Tamburella, A. W hr, and the ISOLDE Collaboration, Spectroscopic applications of the ISOLDE laser ion source, *AIP Conference Proceedings 455, ENAM'98, Bellaire, Michigan, USA, 973* (1998)
- [Selz69] E.C. Seltzer, *Phys. Rev. 188, 1916* (1969)
- [Silb73] R. Silberberg and C.H. Tsao, *Naval Research Laboratory, Washington D.C. (1973)*
- [Silb73b] R. Silberberg und C.H. Tsao, *The Astrophysical Journal, Suppl. 220, Vol.25, 315-368* (1973)
- [Step75] F.S. Stephens, *Rev. Mod. Phys. 47, 43* (1975)
- [Ster51] R. Sternheinmer, *Phys. Rev. 84, 244* (1951)
- [Ster86] R. Sternheinmer, *Z. Naturforschung, 41a, 24* (1986)

- [Tomo92] I.V. Tomov et al., *Appl. Optics* 31, 4172 (1992)
- [Ulm86] G. Ulm, K. Bhattacharjee, P. Dabkiewicz, G. Huber, H.-J. Kluge, T. Kühl, H. Lochmann, E. Otten, K. Wendt, S. Ahmad, W. Klempt, R. Neugart und die ISOLDE Kollaboration, *Z. Phys. A325*, 247 (1986)
- [VanDu96] P. Van Duppen, Laser ion sources for on-line separators, *Nucl. Instrum. and Meth. B126*, 66 (1996)
- [Verm92] L. Vermeeren, P. Lievens, R.E. Silverans, U. Georg, M. Keim, A. Klein, R. Neugart, M. Neuroth, F. Buchinger and the ISOLDE Collaboration, *J.Phys. G22(1996)1517*
- [Vern99] L. Verney, *Dissertation in Vorbereitung, IN2P3-CNRS, Orsay (1999)*
- [Wall89] K. Wallmeroth et al., *Nucl. Phys. A493*, 224 (1989)
- [Walt99] W.B. Walters, private Mitteilung
- [Weis72] A.W. Weiss, *Phys. Rev. A* 6, 1261 (1973)
- [Weis98] L. Weissman et al., *Nucl. Phys. A630*, 678 (1998)
- [Wen88] J. Wen et al., Measurement of isotope shifts of two-photon transitions in beryllium, *Phys. Rev A* 37, 4207 (1988)
- [Wies80] W.L. Wiese und G.A. Martin, *National Standard Reference Data Series NSRDS-NBS 68, National Bureau of Standards, Washington (1980)*
- [Wood92] J.L. Wood et al., *Phys. Reports* 215 101 (1992)
- [Zamf95] N.V. Zamfir et al., *Phys. Rev. C* 51, 98-102 (1995)
- [Zawi85] D. Zawischa, *Phys.Lett. B* 155, 309 (1985)
- [Zieg93] J.F. Ziegler, TRIM: The Transport of Ions in Matter, *IBM-Research* 28-0, Yorktown, New York (1993)

## DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich in den letzten Jahren unterstützt, und somit zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein ganz besonderer Dank gilt an erster Stelle meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Gerhard Huber für die intensive und vor allem auch persönliche Betreuung.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe, Herrn Dr. Markus Krieg, Herrn Peter Merz, Herrn Sergei Karpuk, Herrn Dr. Peter Seelig und Herrn Dr. Ralf Grieser sei für das kollegiale Arbeitsklima gedankt.

Einen großen Teil der Zeit durfte ich im Rahmen der Experimente an der Laserionenquelle und des COMPLIS Experimentes am CERN in Genf verbringen.

Für die unermüdliche Unterstützung bei den Experimenten an der Laserionenquelle danke ich Herrn Dr. Valentin Fedoseyev und Herrn Dr. Slava Michin aus dem Institute for Spectroscopy in Troitzk, ohne die der Betrieb des Lasersystems und die weitere Entwicklung der Laserionenquelle nicht möglich gewesen wäre. Für die freundliche Aufnahme und hilfsbereite Unterstützung durch die ISOLDE Technical Group bin ich Herrn Dr. Helge Ravn, Herrn Dr. Jacques Lettry und allen nicht namentlich genannten Mitstreiter an der ISOLDE dankbar. Besonders möchte ich mich bei Herrn Ulli Köster für die gute Zusammenarbeit und die vielen Klettertouren in die Berge rund um Genf bedanken.

Stellvertretend für die COMPLIS-Kollaboration spreche ich den Herren Dr. Francois Le Blanc, Jacques Obert, Dr. David Lunney und Frau Dr. Jocelyne Sauvage vom Institut Physique Nucléaire und Dr. Jacques Pinard vom Laboratoire Aimé Cotton meinen ganz besonderen Dank aus.

Den mechanischen Werkstätten des Institutes sei für die tatkräftige Hilfe gedankt.

Ein ganz herzliches Dankeschön geht an meine Eltern, die mir das Studium ermöglichten und mir jederzeit hilfreich zur Seite standen.

Last but not least danke ich meiner lieben Frau Lydia für die geduldige und liebevolle Unterstützung.