

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

Dezember 1975

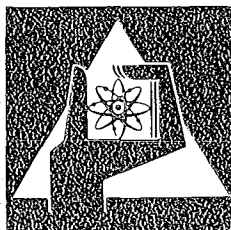
KFK 2223

Institut für Angewandte Kernphysik

**JAHRESBERICHT
des Teilinstituts Kernphysik
(1.7.1974 — 30.6.1975)**

Herausgeber:

F. Dickmann, H. Rebel



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2223

Institut für Angewandte Kernphysik

JAHRESBERICHT

des Teilinstituts Kernphysik

(1.7.1974 - 30.6.1975)

Herausgeber: F. Dickmann und H. Rebel

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

Zusammenfassung

Das Teilinstitut Kernphysik des Instituts für Angewandte Kernphysik entstand in seiner jetzigen Form Mitte 1974 durch Zusammenfassung von Gruppen, die vorher drei verschiedenen Instituten und Abteilungen des Kernforschungszentrums angehörten. Der vorliegende Jahresbericht gibt Rechenschaft über das erste Jahr der Tätigkeit des Teilinstituts vom 1. Juli 1974 bis 30. Juni 1975.

Die beiden Arbeitsschwerpunkte des Teilinstituts sind Grundlagenuntersuchungen zur Kernphysik und die Anwendung kernphysikalischer Methoden vor allem auf Probleme der Kerntechnik. Bei den Anwendungen stehen Beiträge zu den Projekten Schneller Brüter und Spaltstoffflußkontrolle des Kernforschungszentrums im Vordergrund. Die Grundlagenuntersuchungen benutzen überwiegend die Beschleuniger des Instituts (Zyklotron, 3 MV-Van-de-Graaff).

Dem Teilinstitut ist die Gruppe angegliedert, die für Betrieb und Weiterentwicklung des Karlsruher Isochron-Zyklotrons verantwortlich ist. Der Jahresbericht enthält daher auch eine kurze Übersicht über den Beschleunigerbetrieb.

Die Beschleuniger des Instituts wurden und werden in erfreulichem Umfange auch von Gruppen außerhalb des Kernforschungszentrums genutzt. Dies kommt in diesem Bericht nur teilweise zum Ausdruck, da lediglich über solche Arbeiten von Gastgruppen berichtet wird, an denen Mitarbeiter des Instituts wesentlich beteiligt waren. Von bereits veröffentlichten Arbeiten wird nur eine kurze Zusammenfassung wiedergegeben.

Abstract

This annual report of the Nuclear Physics Section of the Institute of Applied Nuclear Physics covers the period from July 1, 1974, to June 30, 1975. This was the first year following a thorough reorganisation of the nuclear physics activities at the Karlsruhe Research Centre.

The two areas of research of the Nuclear Physics Section are basic nuclear physics and the application of nuclear methods mainly to problems of nuclear engineering. The latter activities include contributions to the Karlsruhe fast breeder and safeguards projects. The basic research activities mainly make use of the accelerators of the institute (cyclotron, 3 MV van de Graaff).

The group responsible for the operation and development of the Karlsruhe Isochronous Cyclotron has now become part of the institute. We therefore include a short review of cyclotron operation.

We are glad that the accelerators of the institute are used to a considerable extent by other groups from the Karlsruhe Research Centre and outside. This is only partly borne out by this report since we only include work in which members of the institute have taken active part. We only give short abstracts of work which has been published extensively elsewhere.

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

	Seite
1. NEUTRONENPHYSIK	1
1.1 GRUNDLAGENUNTERSUCHUNGEN	1
1.1.1 Untersuchung der $^{233}\text{U}(d, pf)$ -Reaktion mit Hilfe von Energie-Flugzeit-Korrelationsmessungen der Spaltprodukte S. Cierjacks, F. Cocu, G. Haouat, J. Lachkar, Y. Patin, J. Sigaud	1
1.1.2 Untersuchungen über Niveaudichten leichter und mittelschwerer Kerne A. Chatterjee, S. Cierjacks	3
1.1.3 Messung und Resonanzanalyse von differentiellen elastischen Streuquerschnitten von ^{40}Ca R. Töpke	5
1.1.4 Resonanzanalyse des totalen Neutronenwirkungsquerschnitts von Eisen zwischen 500 und 900 keV S. Cierjacks, R. Spencer, F. Voß	6
1.1.5 Astrophysikalische Interpretation von Einfangquerschnitten verschiedener Fe-, Cr-, und Ni-Isotope H. Beer, A. Ernst, R.R. Spencer	8
1.1.6 Die Energielücke am Sattelpunkt von ^{236}U F. Käppeler, F. Dickmann	9
1.1.7 Ein Doppelflugzeitexperiment zur Bestimmung von Massenverteilungen und Neutronenzahlen von Spaltfragmenten - Aufbau und erste Testmessungen R. Müller, F. Käppeler, F. Gönnerwein, A. Naqvi, A. Ernst	12

	Seite	
1.2	KERNDATEN	
1.2.1	Wirkungsquerschnittsmessungen am Neutronenflugzeitspektrometer S. Cierjacks, D. Erbe, K. Kari, B. Leugers, G. Schmalz, I. Schouky, R. Töpke, F. Voß	15
1.2.2	Die mittlere Zahl prompter Spaltneutronen, $\bar{\nu}_p$, der Reaktion $^{235}\text{U} (n, f)$ zwischen 0.2 und 1.4 MeV F. Käppeler, R.-E. Bandl	19
1.2.3	Hochenergetische γ -Übergänge beim Einfang von keV-Neutronen im Fe und Ni H. Beer, F. Käppeler, R.R. Spencer	20
1.2.4	Aufbau und Durchführung einer Messung des Verhältnisses von Einfang zu Spaltung in ^{235}U H. Beer, F. Käppeler	22
1.2.5	Messung des totalen und des Einfangquerschnitts von ^{240}Pu und ^{242}Pu F. Käppeler, H. Beer, LyDi Hong, G. Rupp	23
1.2.6	Vorarbeiten zu einer Messung des Spaltquerschnitts von ^{241}Am W. Hage, H. Hettinger, S. Kumpf, F. Käppeler	24
1.2.7	Der Energieverlauf des Einfangquerschnitts von ^{238}U im Bereich von 10 bis 550 keV R.R. Spencer, F. Käppeler	25
1.2.8	Überblick über den Kenntnisstand der Spalt- und Einfangquerschnitte wichtiger Brut- und Brennstoffe F. Käppeler	26

	Seite	
2.	KERNREAKTIONEN UND KERNSPEKTROSKOPIE	
2.1	Die Deformation von ^{56}Fe H.J. Gils, H. Rebel, G. Nowicki, A. Ciocanel, D. Hartmann, H. Klewe-Nebenius, K. Wisshak	27
2.2	Empirische Studien der effektiven Wechsel- wirkung und der Austauscheffekte im Faltungsmodell für die Streuung von 104 MeV- α -Teilchen H.J. Gils, H. Rebel	27
2.3	Isoskalare Übergangsraten aus Faltungs- modell-Analysen der (α, α')-Streuung H.J. Gils, H. Rebel	28
2.4	Streuung von 104 MeV- α -Teilchen an $^{204,206,208}\text{Pb}$ H.J. Gils, H. Rebel, J. Buschmann, H. Klewe- Nebenius, G. Nowicki, W. Nowatzke, K. Wisshak	29
2.5	Bestimmung der Differenzen zwischen den Radien der Neutronen- und Protonendichte- verteilungen in $^{204,206,208}\text{Pb}$ durch elastische Streuung von 104 MeV- α -Teilchen H.J. Gils, H. Rebel	31
2.6	$^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha'\gamma)$ -Winkelkorrelationsmessungen bei $E_{\alpha} = 104$ MeV W. Eyrich, M. Berg, A. Hofmann, H. Rebel, V. Scheib, S. Schneider, F. Vogler	33
2.7	Direkte Beobachtung eines beschleunigten $4_1^+ \rightarrow 0^+$ Cross-Over-Übergangs in ^{202}Pb durch Konversionselektronen Spektroskopie A. Hanser, K. Wisshak, H. Klewe-Nebenius, H. Rebel	35
2.8	Untersuchung des Zerfallschemas von ^{143}Gd K. Wisshak, A. Hanser, H. Klewe-Nebenius, J. Buschmann, H. Rebel, H. Faust	36

		Seite
2.9	Das Niveauschema von ^{137}Pr - Evidenz für die prolate Kerngestalt H. Klewe-Nebenius, D. Habs, K. Wisshak, H. Faust, G. Nowicki, S. Göring, H. Rebel, G. Schatz, M. Schwall	38
2.10	Das Niveauschema von ^{135}Pr - Prolate Deformation des $11/2^-$ -Isomers K. Wisshak, H. Klewe-Nebenius, D. Habs, H. Faust, G. Nowicki, H. Rebel	38
2.11	Das Niveauschema von ^{137}Nd aus Untersuchungen von (α, xn) -Reaktionen und des β -Zerfalls des $11/2^-$ -Isomers von ^{137}Pm G.P. Nowicki, J. Buschmann, A. Hanser, H. Rebel, H. Faust, D. Habs, H. Klewe-Nebenius, K. Wisshak	39
2.12	Messung von Konversionselektronen-Winkelverteilungen am α - und ^6Li -Strahl H. Faust, K. Wisshak, H. Klewe-Nebenius, H. Rebel, J. Rieder	39
2.13	Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{191,193}\text{Ir}$ ($^6\text{Li}, xn$) und ^{197}Au ($^6\text{Li}, xn$) bei ^6Li -Energien von 60-156 MeV J. Kropp, J. Buschmann, H. Klewe-Nebenius, H. Rebel, H. Faust, K. Wisshak	42
2.14	Elastische und unelastische Streuung von 52 MeV vektorpolarisierten Deuteronen an ^{12}C V. Bechtold, L. Friedrich, J. Bialy, M. Junge, F.K. Schmidt, G. Strassner	44
2.15	Spinbestimmung von hochliegenden $1p$ -Zuständen in ^{15}N mit Hilfe der Reaktion $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$ V. Bechtold, L. Friedrich, G. Strassner, P. Doll, K.T. Knöpfle, G. Mairle, A. Sessler, G.J. Wagner	45

		Seite
2.16	Schalenmodellzustände in ^{100}Tc D. Heck, J.A. Pinston, H. Börner, F. Braumandl, P. Jeuch, H.R. Koch, W. Mampe, R. Rousille, K. Schreckenbach	47
2.17	Niveaustuktur von ^{147}Nd I. ^{146}Nd (n, γ)-Reaktion R. Rousille, J.A. Pinston, H. Börner, H.R. Koch, D. Heck	49
2.18	Bandenstruktur von ^{161}Tb D. Heck, W.F. Davidson, H. Börner	50
3.	KERNMOMENTE UND LASERSPEKTROSKOPIE	
3.1	Optisches Pumpen am Beschleunigungsstrahl zur Messung von Kernmomenten J. Collignon, M. Deimling, R. Neugart, H. Schweickert	53
3.2	Spin und magnetisches Moment von ^{25}Na durch optisches Pumpen, nachgewiesen über die β -Asymmetrie M. Deimling, R. Neugart, H. Schweickert	55
3.3	Spins und magnetische Momente von ^{20}Na und ^{36}K durch optisches Pumpen, nachgewiesen über die β -Asymmetrie J. Dietrich, R. Neugart, E.W. Otten, H. Schweickert	56
3.4	Aufbau einer Apparatur zur Messung von Kernmomenten mittels Laserspektroskopie S. Göring, A. Hanser, G. Nowicki, H. Rebel, G. Schatz	56
3.5	Ein schmalbandiger Dauerstrich-Farbstofflaser S. Göring, G. Nowicki, H. Rebel, G. Schatz	59

	Seite	
3.6	Untersuchung der elektrischen Quadrupol- wechselwirkung von ^{100}Rh in verschiedenen metallischen Wirtsgittern durch Messung zeitdifferentieller Richtungskorrelationen A.G. Bibiloni, A. Hanser, K. Krien, J.C. Soares, R. Tischler, R. Vianden	61
3.7	Elektrische Quadrupolwechselwirkung des 75 keV-Zustandes von ^{100}Rh in einer Beryllium-Matrix B. Feurer, A. Hanser, K. Krien, J.C. Soares	63
3.8	Temperaturabhängigkeit der Quadrupol- wechselwirkung von ^{100}Rh in einem Cd- Gitter A.G. Bibiloni, A. Hanser, K. Krien, J.C. Soares, R. Vianden	63
4.	THEORIE	64
4.1	Koexistenz und Mischung sphärischer und deformierter Zustände im Gebiet der leichten Quecksilber-Isotope F. Dickmann, K. Dietrich	64
4.2	Das Zweizentrenoszillatormodell und seine Lösung mit nichtorthogonalen Basisfunktionen F. Dickmann	64
4.3	Ein relativistisches Zweizentren-Oszillator- modell und seine Anwendung bei der Ab- schätzung von Schalenkorrekturen E.F. Chaffin, F. Dickmann, N.V.V.S. Swamy	66
4.4	Massenparameter in der dynamischen Theorie der Kernspaltung E.F. Chaffin, F. Dickmann	67

	Seite	
5.	ANWENDUNG NUKLEARER METHODEN	70
5.1	Ein Gammadetektionssystem zur Überwachung von Personen auf mitgeführtes spaltbares Material P. Matussek	70
5.2	Ein Spektrometer zur In-Line-Messung der ^{235}U -Anreicherung in einer Brennelement- Fabrikationsanlage H. Ottmar, P. Matussek	71
5.3	Multielementanalyse von Erzknollen mittels Neutroneneinfang-Gammaspektroskopie H. Würz, H. Eberle	74
5.4	Ein Meßplatz zur Spurenanalyse mittels protoneninduzierter Röntgenfluoreszenz H. Sobiesiak, F. Käppeler	74
5.5	Untersuchung der Eignung von ^{125}Xe zur An- wendung in der Nuklearmedizin W.E. Adam, F. Bitter, S. Göring, A. Hanser, G. Haushahn, H. Kampmann, G. Schatz	76
5.6	Die Hochleistungsneutronengeneratorröhre KARIN für 14 MeV-Neutronen K.A. Schmidt, H. Dohrmann	78
5.7	Der Umgang mit Tritium für abgeschlossene Neutronenröhren H. Dohrmann, K.A. Schmidt	82
6.	TECHNISCHE ENTWICKLUNGEN	86
6.1	Zyklotronbetrieb F. Schulz, H. Schweickert	86

	Seite	
6.2	Das axiale Einschußsystem G. Haushahn, J. Möllenbeck, F. Schulz, H. Schweickert	88
6.3	Weiterentwicklung der Ionenquellen J. Biber, H. Kuhn, F. Schulz	91
6.4	Der Doppelspalt-Buncher für das axiale Einschußsystem G. Haushahn, J. Möllenbeck, E. Röhrl, H. Schweickert	93
6.5	Rechnerunterstützung des Zyklotronbetriebes W. Kappel, W. Karbstein, W. Kneis, J. Möllenbeck, H. Schweickert	95
6.6	Kapazitive Strommessung am externen Strahl G. Haushahn, K. Heidenreich, E. Röhrl	97
6.7	Neue Korrekturspulen für das Zyklotron G. Haushahn, J. Möllenbeck, Ch. Rämer, H. Schweickert, F. Schulz	99
6.8	Neue rechnergeführte Strahlprofilmonitore G. Bauer, K. Heidenreich, G. Klinger, Ch. Rämer, R. Schütz	101
6.9	NMR-Messungen in nichthomogenen Magnetfeldern G. Bauer, Ch. Rämer	103
6.10	Die Karlsruher Lambshiftquelle für polarisierte Deuteronen V. Bechtold, L. Friedrich, D. Finken, G. Strassner, P. Ziegler	105
6.11	Beschleunigung von polarisierten Deuteronen einer Lambshiftquelle im Karlsruher Zyklotron V. Bechtold, L. Friedrich, D. Finken, G. Strassner, P. Ziegler	106

	Seite	
6.12	Ausbau der Experimentiereinrichtungen am Neutronenflugzeitspektrometer G. Schmalz, D. Erbe, S. Cierjacks, K. Kari, B. Leugers	107
6.13	Absolute Neutronenflußmessung mit Hilfe von Gasszintillationszählern I. Schouky, S. Cierjacks	108
6.14	Kontinuierliche Messung der Länge der Ionenstrahlimpulse des Van-de-Graaff- Beschleunigers mit einem rechner- gesteuerten Sampling-Oszillographen A. Ernst	110
6.15	Ein rechnergesteuerter Probenwechsler mit 80 Positionen H. Sobiesiak, G. Rupp	111
6.16	Herstellung und Aufbewahrung metallischer Li-Targets D. Roller, J. Nadasdy, F. Käppeler	112
6.17	Schnelle elektromagnetische Massentrennung mit interner Chlorierung zur Herstellung massenreiner Quellen von Seltenerdisotopen mit Halbwertszeiten $T_{1/2} \geq 1$ min. B. Feurer, A. Hanser	113
6.18	Aufbau eines dreifach ΔE -E-Teleskops zur Spektroskopie und Identifizierung leichter geladener Teilchen im 150 MeV-Bereich H.J. Gils, H. Rebel, D. Hartmann, G. Riepe, D. Protic	114
6.19	Weiterentwicklung des Mini-Orangen- Spektrometers zum Nachweis von Konversions- elektronen K. Wisshak, H. Faust, H. Klewe-Nebenius, H. Rebel	116

		Seite
7.	DATENVERARBEITUNG	
7.1	CAMAC unter FORTRAN an einer CDC 3100 W. Kneis, W. Karbstein	120
7.2	Die Übersetzung der CAMAC-Sprache unter Verwendung der Zwischensprache IML - Erfahrungen bei der Implementierung von CAMAC-Compilern W. Kneis, K.H. Degenhardt, W. Woletz	121
7.3	Das Metacompilersystem EMTA-II/X Implementierung eines CAMAC-IML-Precompilers W. Kneis	122
7.4	Die Einbettung von CAMAC IML in eine Assembler-Sprache W. Kneis	123
7.5	Darstellung von alphanumerischen Zeichen auf TV-Display für Extended BASIC W. Kneis, G. Ehret	123
7.6	Programme für die CDC 3100 H. Klewe-Nebenius, J. Buschmann, W. Kneis, B. Volk	125
7.7	Ein FORTRAN-Programm zur off-line- Teilchenidentifikation J. Buschmann, W. Nowatzke	125
7.8	Interruptbehandlung unter BASIC G. Ehret, W. Karbstein, B. Volk	126
7.9	BASIC Subroutinen für CAMAC auf Nova-Rechnern G. Ehret, W. Karbstein, W. Kneis	129
8.	VERÖFFENTLICHUNGEN UND KONFERENZBEITRÄGE	130

1. NEUTRONENPHYSIK

1.1 GRUNDLAGENUNTERSUCHUNGEN

1.1.1 Untersuchung der $^{233}\text{U}(d,pf)$ -Reaktion mit Hilfe von Energie-Flugzeit-Korrelationsmessungen der Spaltprodukte

S. Cierjacks, F. Coçu⁺, G. Haouat⁺, J. Lachkar⁺, Y. Patin⁺, J. Sigaud⁺

In der Spaltungsphysik wird in neuerer Zeit solchen Experimenten mehr und mehr Bedeutung beigemessen, die eine vollständige dynamische Beschreibung des gesamten Spaltvorgangs ermöglichen. Dieser Sachverhalt steht u. a. in Zusammenhang mit dem wachsenden Interesse an einer genaueren Untersuchung von Inertial- und Dämpfungseffekten, welche sich für die derzeit beobachteten Spaltmoden in charakteristischer Weise unterscheiden. Eine direkte Methode, bessere Informationen auf diesem Gebiet zu erhalten, besteht darin, die Energieabhängigkeit aller den Spaltprozeß bestimmenden dynamischen Größen, wie die Verteilung der Energien und der Massen beider Spaltfragmente, die Verteilung der mittleren Zahl der prompten Spaltneutronen oder die Anisotropie der Emission der Spaltprodukte zu studieren. Untersuchungen dieser Art sind im Prinzip mit Hilfe von (d,pf) -Reaktionen möglich, da hierbei mit einer einzigen Einschußenergie der Deuteronen ein breites Anregungsspektrum des spaltenden Zwischenkerns beobachtbar ist. Ein wesentlicher Nachteil bei allen früheren Untersuchungen dieser Art bestand jedoch darin, daß mit den bisherigen Technologien aus Intensitätsgründen praktisch keine dynamisch vollständigen Experimente möglich waren.

Das hier beschriebene Experiment ist unseres Wissens das erste dieser Art, bei dem die Doppelenergie-Doppelflugzeitmethode in Verbindung mit der (d,pf) -Reaktion ausgenutzt wird. Einen Strahl von 12 MeV Deuteronen lieferte der Tandem Van-de-Graaff Beschleuniger des Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel. Zur Bestimmung der Energien und der Flugzeiten beider Spaltfragmente wurden gekühlte Si-Sperrschichtzähler verwendet. Die Flugzeitmessung erfolgte mit Hilfe der Methode der assoziierten Teilchen unter Verwendung der bei der d,pf -Reaktion emittierten Protonen. Diese wurden unter einem Winkel von 90° relativ zur Einfallsrichtung der Deuteronen gemessen. Um Aussagen über die Asymmetrie bei der Emission der Spaltprodukte zu erhalten, wurden die Spaltfragmente mit zwei Paaren von Halbleiterdioden jeweils unter 0° und ca. 90° relativ zur Rückstoßachse des spaltenden

^{234}U Kerns registriert. Damit neben der Energiemessung auch die Bestimmung der Impulse beider Spaltprodukte möglich war, wurde die bisher vorhandene Doppelenergiemeßanordnung /1/ zu einer Doppelenergie-Doppelflugzeitanordnung ausgebaut. Der dazu zusätzlich erforderliche Zweig der Meßelektronik für die zeitbestimmenden Signale ließ sich mit folgenden Spezifikationen realisieren: Mit den auf Stickstofftemperaturen gekühlten, 600 mm^2 großen Spaltdetektoren wurde eine optimale Zeitauflösung zwischen 50 - 100 psec erzielt. Für die ca. 300 μm dicken dE/dx Protonenzähler lagen die entsprechenden Werte je nach Größe der verwendeten aktiven Flächen zwischen 0.2 - 0.5 nsec. Unter typischen Meßbedingungen resultierte daraus eine gesamte Zeitauflösung von ~ 0.3 nsec. Zusammen mit den verwendeten Flugstrecken von 15.5 cm erlauben diese Bedingungen eine mittlere Massenauflösung von ~ 2.5 amu.

Die jetzt vorliegenden Ergebnisse von etwa 10^6 Spaltereignissen sollen Ereignis für Ereignis ausgewertet werden. Jedes fünfparametrische Ergebnis wird mit Hilfe eines Off-line-Programms einzeln konvertiert, so daß sich daraus die ^{234}U -Anregungsenergie, die Fragmentmassen und Fragmentenergien beider Spaltprodukte sowohl vor als auch nach der Neutronenemission sowie die massenabhängige Zahl der prompten Neutronen bestimmen lassen. Bei der Berechnung dieser Größen wird neben der allgemein bekannten Verknüpfung zwischen Masse, Energie und Geschwindigkeit eine geringfügig abgewandelte Form der Schmidt-Methode /2/ ausgenutzt. Das Programm für diese Berechnungen ist weitgehend fertiggestellt und ausgetestet. Für den endgültigen Einsatz fehlt im wesentlichen noch ein Unterprogramm zur Berechnung der Korrekturen für die Zwischenkern-Rückstoßenergien und für die Energieverluste in der Spaltfolie und in dem Spaltfolien-Träger.

⁺Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel, Service de Physique Nucléaire, Paris, Frankreich

Referenzen

- /1/ J. Lachkar, J. Sigaud, J. Patin, Proc. Conf. Smolensk, UdSSR, 1974, to be published
- /2/ H.W. Schmidt, J.H. Neiler, F.J. Walter, Phys. Rev. 141 (1966) 1146

1.1.2 Untersuchungen über Niveaudichten leichter und mittelschwerer Kerne

A. Chatterjee⁺, S. Cierjacks

Die genaue Kenntnis der Niveaudichte von Kernzuständen spielt eine wichtige Rolle bei Berechnungen von Kernreaktionen mit Hilfe des statistischen Modells. Gute Modellvorhersagen hängen empfindlich von geeigneten Niveaudichteansätzen ab, die sowohl die Massenabhängigkeit als auch die Energieabhängigkeit dieser Größe mit guter Genauigkeit wiedergeben müssen.

Diese Voraussetzung ist nur ungenügend für viele der seit langem in der Literatur verwendeten Niveaudichteformeln erfüllt. So gibt z.B. die im Fermigas-Modell von Bethe abgeleitete Niveaudichteformel nur qualitativ die experimentell beobachtete exponentielle Energie- und Massenabhängigkeit wieder und erlaubt bestenfalls größenordnungsmäßig richtige Vorhersagen der Absolutwerte. Aber auch die verschiedenen verbesserten, semiempirischen Modifikationen dieser Formel auf der Basis des sog. Shifted Fermigas-Modells erfüllen die genannten Voraussetzungen nur unbefriedigend, da ihr Gültigkeitsbereich sich im allgemeinen auf kleine Energieintervalle, nämlich die, bei denen die Anpassung der Parameter vorgenommen wurde, beschränkt. Das wachsende Interesse an verbesserten Modellvorhersagen und die Vielzahl der in den letzten Jahren gewonnenen, verbesserten experimentellen Daten haben deshalb kürzlich wieder zu einer größeren Zahl von Studien auf diesem Gebiet geführt. Als Ergebnis dieser neueren Studien gibt es z.Zt. im wesentlichen drei erheblich verbesserte Niveaudichteansätze, mit denen die experimentellen Daten verglichen werden können.

1. Die Vierparameterformel von Gilbert und Cameron /1/, welche für niedrige Energien die Konstanttemperaturformulierung verwendet und für hohe Energien stetig in die Shifted Fermigasformel übergeht.
2. Die Zweiparameterformel von Dilg et al. /2/, welche auf dem sog. "Backshifted" Fermigas-Modell beruht und bei der sowohl die Lage des fiktiven Grundzustandes Δ als auch der Niveaudichteparameter a als adjustierbare Größen verwendet werden.
3. Die Einparameterformel von Ghosh et al /3/, welche sich aus dem sog. "Renormalized" Fermigas-Modell ableitet und die Schalen-, Paar- und Deformationseffekte in analytischer Form beschreibt.

In der vorliegenden Studie wurden die aus Fluktuationsanalysen bestimmten Niveaudichten mit den neueren Vorhersagen der obengenannten Niveaudichte-

formel verglichen. Für diesen Vergleich standen die mit dem Karlsruher Zyklotron gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte für insgesamt 13 Kerne zwischen ^{19}F und ^{60}Co mit Anregungsenergien U zwischen ~ 8 und 24 MeV zur Verfügung /4/. Ein typisches Ergebnis dieser Arbeit ist in Abb. 1 für den Kern ^{60}Co dargestellt, in welcher die experimentell ermittelten Niveaudichten (KC) mit den Modellvorhersagen verglichen werden. Neben den Werten für die mit der Gilbert und Cameron-Formel (GC) und der Ghosh-Formel (RGU) berechneten Niveaudichten enthält die Abbildung zwei verschiedene Kurven als Ergebnis für das "Backshifted" Fermigas-Modell. Diese beziehen sich beide auf zwei Grenzwerte für den Spin-cut-off-Faktor, welcher in einem Falle (DSVU1) mit Hilfe des gesamten Trägheitsmoments des starren Körpers ($I=I_{\text{rigid}}$), im anderen Falle (DSVU2) mit Hilfe des halben Werts dieser Größe ermittelt wurde ($I=I_{\text{rigid}}/2$). Weiterhin enthält das Diagramm das Ergebnis einer Berechnung für eine Variante der Gilbert und Cameron-Formel, bei welcher die a -Werte von Facchini und Saetta-Menichelli /5/ verwendet werden (KFG).

Das Ergebnis der Untersuchung aller 13 Kerne läßt sich wie folgt zusammenfassen: Mit Ausnahme einiger leichter Kerne stimmen die Vorhersagen aller drei Niveaudichteformeln im gesamten Energiebereich zwischen $\sim 8 - 24$ MeV generell etwa innerhalb des Faktors 3 mit den experimentell bestimmten Niveaudichten überein. Dies stellt eine erhebliche Verbesserung gegenüber der bisherigen Situation dar, welche vorwiegend durch eine größenordnungsmäßige Übereinstimmung charakterisiert war. Im einzelnen ergibt die Untersuchung, daß der Niveaudichteansatz von Gilbert und Cameron z.Zt. die genauesten Vorhersagen liefert, mit denen die experimentellen Daten verglichen werden können. Die Verwendung dieser zusammengesetzten Vierparameterformel bei konkreten Rechnungen im statistischen Kernmodell ist jedoch wegen ihrer komplizierten Struktur und dem damit verbundenen Aufwand weniger empfehlenswert. Das Backshifted Fermigas-Modell liefert in seiner Form DSVU1 etwa gleich gute Übereinstimmung mit dem Experiment und ist außerdem einfacher bei Kernmodellrechnungen zu verwenden. Im Mittel über den gesamten Energie- und Massenbereich liefert auch die Einniveauformel von Ghosh et al. gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Dieses Ergebnis ist vor allem deshalb bemerkenswert, weil dieser Niveaudichteansatz mit seinem Einparametercharakter schließlich doch mit dem Typ einer Bethe-Formulierung auskommt. Bei einigen leichten Kernen treten die bekannten Schwierigkeiten auf, daß es nicht gelingt, die Niveaudichten aller Kerne bei allen Energien gleichzeitig gut zu beschreiben. Diese Tatsache ist vor allem darauf zurückzuführen, daß in diesen Bereichen die statistischen Voraussetzungen nur ungenügend erfüllt sind.

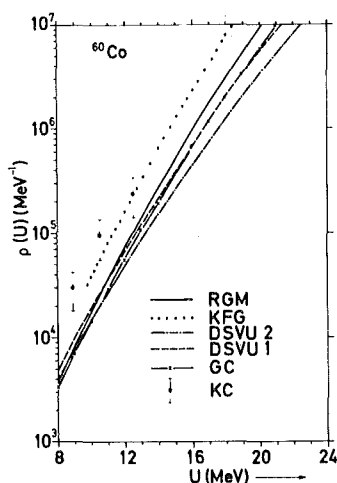


Abb. 1 Vergleich der berechneten und gemessenen Niveaudichten ρ in Abhängigkeit von der Anregungsenergie U für den Kern ^{60}Co .

RGM: Ghosh et al.;

DSVU1: Dilg et al.; $I=I_{\text{rigid}}$;

DSVU2: Dilg et al.; $I=I_{\text{rigid}}/2$;

GC: Gilbert et al.;

KFG: Facchini et al.;

KC: Karlsruher Meßwerte

⁺jetzt im Saha Institute of Nuclear Physics, Calcutta, Indien

Referenzen

- /1/ A. Gilbert, A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965) 446
- /2/ W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, M. Uhl, Nucl. Phys. A217 (1973) 269
- /3/ S.K. Ghosh, S. Mukherjee, N. Chatterjee, Phys. Lett. 39B (1972) 203;
S. Chatterjee, Nucl. Phys. A213 (1970) 277
- /4/ D. Kopsch, S. Cierjacks, Statistical Properties of Nuclei, ed. by J. Garg, Plenum Publishing Company, New York, 1970, p. 455-461, und
D. Kopsch, Dissertation Universität Karlsruhe, 1971
- /5/ V. Facchini, E. Saetta-Menichella, Energie Nucleare Vol. 15 (1968) 54

1.1.3 Messung und Resonanzanalyse von differentiellen elastischen Streuquerschnitten von $^{40}\text{Ca}^*$

R. Töpke⁺

Mit dem Neutronenflugzeitspektrometer am Karlsruher Zyklotron wurden die differentiellen elastischen Streuquerschnitte von ^{40}Ca unter 10 Winkeln zwischen 20° und 150° gemessen. Mit einem Flugweg von 58 m und einer Zeitauflösung von 1.8 ns wurde bei einer Neutronenenergie von 1 MeV eine Energieauflösung von 1 keV erreicht. Aus der Resonanzform in Abhängigkeit vom Streuwinkel und dem Verlauf des totalen Neutronenwirkungsquerschnitts wurden

Resonanzparameter von ca. 100 Niveaus im Compoundkern ^{41}Ca bestimmt. Daraus wurden die Stärkefunktionen für s-Wellen ($2.13^{+0.90}_{-0.43} \times 10^{-4}$), p-Wellen ($0.40^{+0.10}_{-0.06} \times 10^{-4}$) und d-Wellen ($1.70^{+0.82}_{-0.39} \times 10^{-4}$) berechnet. Diese Ergebnisse stimmen mit den Angaben anderer Autoren gut überein /1/.

* R. Töpke; Dissertation, Universität Karlsruhe 1974 und KFK 2122

+ jetzt: Instituto de Engenharia Nuclear, Rio de Janeiro, Brasilien

Referenzen

/1/ R. Töpke, S. Cierjacks, F. Voß; Frühjahrstagung der DPG, Den Haag, April 1975, paper C 8.7

1.1.4 Resonanzanalyse des totalen Neutronenwirkungsquerschnitts von Eisen zwischen 500 und 900 keV

S. Cierjacks, R. Spencer⁺, F. Voß

Im Verlauf des totalen Neutronenwirkungsquerschnitts von Eisen beobachtet man nach Mittelung über die Feinstrukturresonanzen bei ca. 750 keV eine Struktur mit einer Breite von ca. 150 keV. Wenn diese nicht durch statistische Schwankungen der Niveauabstände und -breiten, sondern durch einen doorway-Zustand verursacht wird, sollte man an dieser Stelle eine Häufung von Compoundkernniveaus mit gleichem Spin und gleicher Parität finden, nämlich die Niveaus, in die der doorway-Zustand weiter zerfällt. Die Summe der reduzierten Breiten der Feinstrukturresonanzen und die reduzierte Breite der intermediären Struktur sollten übereinstimmen. Um diese Frage zu prüfen, wurden Transmissionsmessungen zur Bestimmung hochaufgelöster totaler Wirkungsquerschnitte von Eisen und ein R-Matrix-Multiniveaufit durchgeführt /1/.

Die Messungen erfolgten im Energiebereich 0.4 bis 30 MeV mit dem Neutronenflugzeitspektrometer am Karlsruher Zyklotron /2/. Wegen der großen Wirkungsquerschnittsschwankungen wurden zwei verschieden dicke Transmissionsproben von 0.109 at/b und 0.458 at/b verwendet.

Die Resonanzanalyse beschränkt sich auf den Bereich 0.5 bis 0.9 MeV. Da das häufigste Isotop ^{56}Fe (92 %) im Grundzustand den Spin Null hat und die Schwelle für inelastische Streuung bei 860 keV liegt, kann man, bei Vernachlässigung des Neutroneneinfangs, einen R-Matrix-Multiniveaufit mit einem offenen Kanal durchführen. Dazu stand das Programm FANAL 2 /3/ zur Verfügung. Da es in der ursprünglichen Version nur für s-Wellen geschrieben worden war, wurde es modifiziert, um auch höhere Partialwellen berücksichtigen zu können. Beide Transmissionskurven wurden gleichzeitig angepaßt. Das Ergebnis zeigt Abb. 1. Von 80 Resonanzen zwischen 500 und 800 keV wurden 14 als s-Wellen-Resonanzen identifiziert. Alle höheren Partialwellen wurden vorläufig noch als p-Wellen behandelt. Für Resonanzen, bei denen mit der Zuordnung $p\ 3/2$ das Wirkungsquerschnittsmaximum nicht ausreichend beschrieben werden konnte, wurde $j = 5/2$ angenommen. Jedoch sind für eine eindeutige Identifizierung weitere Untersuchungen erforderlich.

Mit den aus dem Fit ermittelten Breiten wurden die Summenregel getestet. Die reduzierte Breite der intermediären Struktur beträgt 160 eV. Dieser Wert wird in Abb. 2 mit der Summe der reduzierten Breiten der s-Wellen-Resonanzen verglichen. Die Übereinstimmung ist recht gut, insbesondere, wenn man berücksichtigt, daß die verwendete Einkanal-Näherung nur bis zur inelastischen Schwelle bei 860 keV gültig ist.

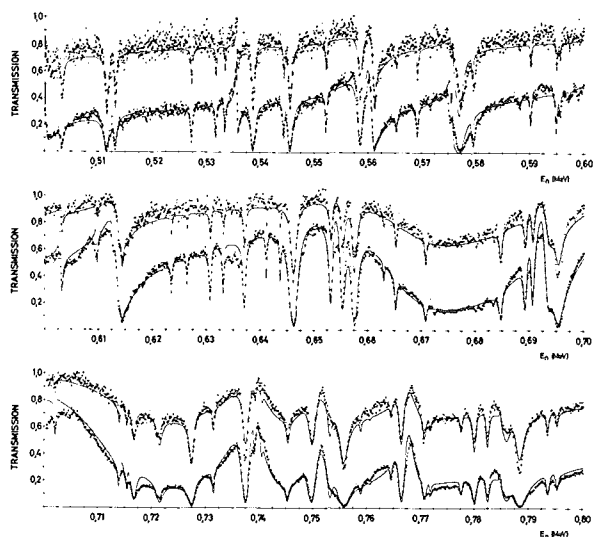


Abb. 1 Transmissionsdaten von Eisen für zwei stark unterschiedliche Probendicken von 1,31 und von 5,47 cm. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis eines R-Matrix-Multiniveaufits für beide Transmissionskurven gleichzeitig.

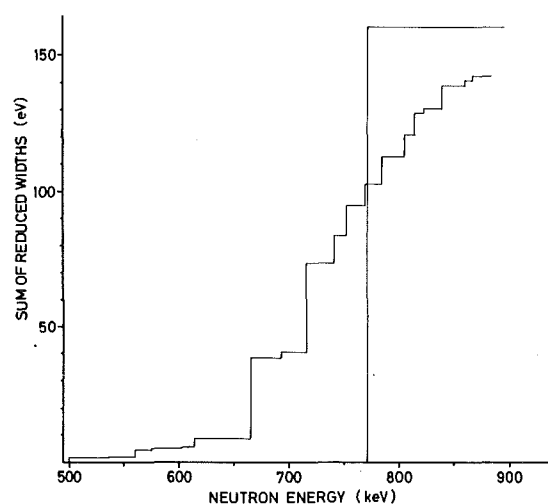


Abb. 2 Prüfung der Summenregel für s-Wellenresonanzen der Feinstruktur, welche für die im mittleren Wirkungsquerschnitt bei ~ 770 keV auftretende intermediäre Resonanz verantwortlich sind.

Um die Ergebnisse dieser Analyse zu sichern und vor allem auch eindeutige Zuordnungen für höhere Partialwellen zu erhalten, wurden differentielle elastische Streuquerschnitte mit derselben hohen Auflösung, d.h. am 190 m Flugweg, gemessen /2/. Eine Untersuchung der Resonanzform als Funktion des Streuwinkels soll helfen, die noch fehlenden Zuordnungen zu treffen.

⁺R.R. Spencer, Neutron Physics Division, Oak Ridge National Laboratory, USA

Referenzen

- /1/ S. Cierjacks, G. Schmalz, R. Töpke, R. Spencer, F. Voß; Conf. on Nucl. Cross Sections and Techn., Washington, D.C., March 1975, paper HB8; Frühjahrstagung der DPG, Den Haag, April 1975, paper C 8.7
- /2/ Beitrag 1.2.1
- /3/ F. Fröhner; KFK 2129 (1975)

1.1.5 Astrophysikalische Interpretation von Einfangquerschnitten verschiedener Fe-, Cr-, und Ni- Isotope^{*}

H. Beer, A. Ernst[†], R.R. Spencer

Beim Aufbau von Elementen im Inneren von Sternsystemen ist einer der Hauptprozesse der sog. s-Prozeß, der sukzessive Einfang von Neutronen mit einer Einfangrate kleiner als der β -Zerfall der instabilen Produktkerne. Ausgangsmaterial für den s-Prozeß sind die Isotope der Elemente in der Nähe von Eisen. Das s-Prozeß-Verhalten der Kerne der Eisengruppe ist daher für den Aufbau schwerer Kerne von besonderem Interesse.

Die vorliegende Untersuchung liefert Maxwell-gemittelte Einfangquerschnitte $\langle\sigma\rangle$ bei der angenommenen stellaren Temperatur von 30 keV für Cr-, Fe- und Ni-Isotope und für Kobalt. Die für den s-Prozeß charakteristische Größe, das Produkt Elementhäufigkeit (H) multipliziert mit $\langle\sigma\rangle$, als Funktion des Atomgewichts dargestellt, zeigt ein Maximum bei Massenzahl $A=60$ und einen glatten Abfall für die Ni-Isotope 61,62,64. Das Maximum ist möglicherweise auf einen anderen Bildungsprozeß vor dem s-Prozeß zurückzuführen. Der

glatte Abfall wird als ein Anzeichen dafür gewertet, daß die Nickelkerne durch den s-Prozeß gebildet wurden.

* Astron. & Astrophysik 37 (1974) 197

+ Mitglied der Infrastruktur des Gesamtinstitutes

1.1.6 Die Energielücke am Sattelpunkt von ^{236}U

F. Käppeler, F. Dickmann

Zur quantitativen Beschreibung der Kernspaltung stehen noch immer keine oder nur unzureichende experimentelle Aussagen über die Deformationsabhängigkeit der Einteilchenparameter oder des Paarkraftmatrixelements G zur Verfügung. Wegen des direkten Zusammenhangs zwischen G und der Energielücke 2Δ ist die Kenntnis dieser Größe von Interesse.

Die Abb. 1 zeigt eine typische Spaltbarriere mit der Energielücke im Grundzustand, $2\Delta_{gs}$, und am Sattelpunkt, $2\Delta_s$. Die Energielücke ist jeweils durch die Lage der niedrigsten Einteilchenzustände festgelegt. Mit dem Nachweis dieser Zustände fanden Katori et al. /1/

$$2\Delta_{gs} = 0.970 \pm 0.002 \text{ MeV}$$

Dieses Ergebnis liegt um 0.3 MeV niedriger als der aus den Massendifferenzen berechnete Wert.

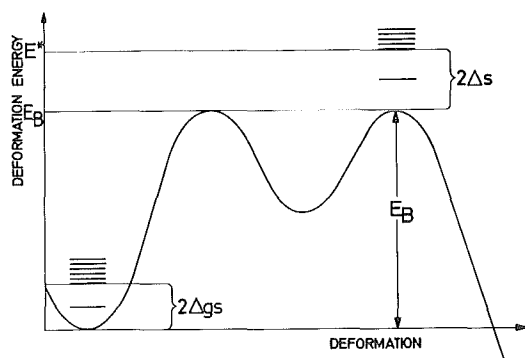


Abb. 1 Schematische Spaltbarriere mit der Energielücke im Grundzustand und am Sattelpunkt

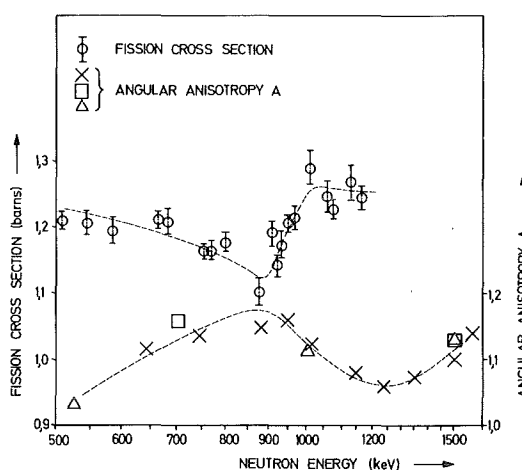


Abb. 2 Korrelation zwischen Spaltquerschnitt und Fragmentanisotropie für ^{236}U

Aus der Abb. 1 ist ferner ersichtlich, daß sich die Energielücke am Sattelpunkt als Differenz zwischen den Einteilchenzuständen E^* und der Spaltbarriere E_B darstellt. Die Höhe der äußeren Barriere beträgt für ^{236}U nach neueren Messungen /2/

$$E_B = 5.7 \pm 0.2 \text{ MeV}$$

Die Lage der Quasiteilchenzustände am Sattelpunkt kann über die Winkelverteilung der Spaltfragmente bestimmt werden. Britt und Huizenga /3/ finden auf diese Weise für die Energielücke $2\Delta_s = 1.7 \pm 0.4 \text{ MeV}$. Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Energielücke am Sattelpunkt ergibt sich aus der Analyse des Spaltquerschnitts. Mit dem Auftreten von Quasiteilchenzuständen nimmt die Zahl der wirksamen Spaltkanäle und damit der Spaltquerschnitt zu. Seit kurzem liegen Messungen des Wirkungsquerschnitts für neutroneninduzierte Spaltung von ^{235}U mit ausreichender Energieauflösung vor. /4,5,6/. In allen Arbeiten - Abb. 2 zeigt stellvertretend die Werte von Ref./5/ - ist eine ausgeprägte Stufe im Querschnittsverlauf zu erkennen. Für die Zuordnung dieser Stufe zur Energie der ersten Quasiteilchenniveaus E^* sprechen 2 Beobachtungen: Erstens ist die Breite des Anstiegs mit 50 bis 100 keV wesentlich kleiner als man aus den Parametern der Spaltbarriere für einen kollektiven Spaltkanal erwarten würde. In einem solchen Fall wäre der Anstieg einige hundert keV breit. Zweitens ist mit dem Anstieg des Spaltquerschnitts eine Abnahme der Winkelanisotropie A der Spaltfragmente verbunden (Abb. 2). Dieses Verhalten läßt sich durch das Auftreten der Quasiteilchenzustände erklären, die einen großen Anteil innerer Anregungsenergie besitzen. Zur Berechnung der Energie E^* wird zur Neutronenenergie von 945 keV die Bindungsenergie der Neutronen im ^{235}U von $B_n = 6545 \pm 1 \text{ keV}$ hinzuaddiert /7/. Zusammen mit dem Wert für die Spaltbarriere findet man für die Energielücke

$$2\Delta_s = 1.8 \pm 0.2 \text{ MeV}$$

in guter Übereinstimmung mit Ref. /3/.

Der Unterschied der Energielücken im Grundzustand und am Sattelpunkt legt eine starke Deformationsabhängigkeit des Paarkraftparameters G nahe. Dies wird durch einen Vergleich mit theoretischen Rechnungen noch verdeutlicht. Pauli und Ledergerber /8/ gehen in ihrer Arbeit von Grundzustandswerten Δ_{gs} und G_{gs} aus und berechnen die jeweiligen Größen am Sattelpunkt. Dabei wird einmal G konstant gehalten und einmal G zur Kernoberfläche angenommen,

um die Deformationsabhängigkeit von G zu testen. Zur Vermeidung von systematischen Fehlern werden nur die Verhältnisse Δ_s/Δ_{gs} betrachtet. In Tabelle 1 ist ein Vergleich der theoretischen und experimentellen Werte zusammengestellt. Der mit der Annahme $G \sim S$ berechnete Wert für die Energielücke am Sattelpunkt liegt noch innerhalb der Fehlergrenzen des experimentellen Wertes. Eine Möglichkeit, dieses Verhalten genauer zu beschreiben, bietet sich mit dem Quadrupol-Paarkraft-Modell an /9/.

Tabelle 1 Paarkraftparameter G und Energielücke Δ im Grundzustand und am Sattelpunkt von ^{236}U

	B_s	G=const.		G ~ S		$\Delta(\text{MeV})$
		G(MeV)	$\Delta(\text{MeV})$	G(MeV)	$\Delta(\text{MeV})$	
	1.013	.122	.52	.124	.55	.485 \pm .002
	1.105	.122	.64	.136	.913	.895 \pm .10
Ratios		1.00	1.23	1.095	1.66	1.84 \pm .20

Referenzen

- /1/ K. Katori, A.M. Friedman, J.R. Erskine, Phys. Rev. C8 (1973) 2336
- /2/ B.B. Back, O. Hansen, H.C. Britt, J.D. Garrett, LA-UR-73-1762
- /3/ H.C. Britt, J.R. Huizenga, Phys. Rev. C9 (1974) 435
- /4/ D.B. Gayther, D.A. Boyce, J.B. Brisland, Neutron Standard Reference Data, Vienna (1974) S. 201
- /5/ F. Käppeler, Neutron Standard Reference Data, IAEA, Vienna (1974) S. 213
- /6/ W.P. Poenitz, Neutron Standards Reference Data, IAEA, Vienna (1974) S. 189
- /7/ P. Matussek, W. Michaelis, C. Weitkamp, H. Woda, Progress in Safeguard Techniques, IAEA, Vienna (1970) Vol. II, S. 113
- /8/ H.C. Pauli and T. Ledergerber, Nucl. Phys. A175 (1971) 545
- /9/ D.R. Bes, R. Broglia, B. Nilsson, Phys. Lett. 40B (1972) 338

1.1.7 Ein Doppelflugzeitexperiment zur Bestimmung von Massenverteilungen und Neutronenzahlen von Spaltfragmenten - Aufbau und erste Testmessungen

R. Müller⁺, F. Käppeler, F. Gönnerwein⁺, A. Naqvi, A. Ernst⁺)

Die Untersuchung und Beschreibung der Deformation des Kerns vom Sattel- zum Szissionspunkt ist gegenwärtig einer der Schwerpunkte der Spaltungsphysik. Interessant ist dabei, ob und in welcher Weise der Zustand des Kerns am Sattelpunkt die Zustände am Szissionspunkt beeinflusst. Die Massenverteilung und die Zahl der Spaltneutronen als Funktion der Fragmentmasse $\nu(A)$ sind charakteristische Größen für den Szissionspunkt. Aus Intensitätsgründen sind experimentelle Werte bis jetzt nur für spontan spaltende Kerne und für induzierte Spaltung mit thermischen Neutronen bekannt. Das hier beschriebene Experiment soll Untersuchungen in einem wesentlich größeren Energiebereich gestatten. Bei der Untersuchung von neutroneninduzierter Spaltung ergibt sich an elektrostatischen Beschleunigern der Vorteil, daß die Neutronenenergie und damit die Anregungsenergie des Compoundkerns durch geeignete Wahl der Beschleunigerspannung und des Neutronentargets vorgegeben werden kann. Für die Realisierbarkeit des Experiments spricht die aus den Parametern der Tab. 1 abgeschätzte Koinzidenzzählrate von 160 Ereignissen pro Stunde. Geht man von einem Erfahrungswert von 40 000 benötigten Ereignissen aus, so kommt man auf eine reine Meßzeit von 250 h. Dies entspricht einer realen Meßzeit von ca. 2 Wochen, wie sie für automatisierte Neutronenexperimente durchaus üblich ist.

Neutronenerzeugende Reaktion	${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$
Neutronenenergie	$E_n = 550 \pm 50 \text{ keV}$
Länge des Neutronenimpulses am Ort der Probe	$\sim 900 \text{ psec}$
Neutronentarget	Li-Metall, 6 mm \emptyset
Spaltprobe	93 % ${}^{235}\text{U}$, U_3O_8 , 10x14 mm
Raumwinkel zwischen Neutronentarget und Spaltprobe	0.4 sterad
Neutronenfluß am Ort der Spaltprobe	$4 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$
Spaltrate für 150 μg ${}^{235}\text{U}$	100 sec^{-1}
Koinzidenzzählrate für 80 cm Flugstrecke	160 h^{-1}

Tab. 1 Die wichtigsten Parameter des Doppelflugzeitexperimentes für eine Messung am ${}^{235}\text{U}$

Der mechanische Aufbau des Experiments ist in Abb. 1 skizziert. Um einen möglichst großen Raumwinkel zu erfassen, wurde das Neutronentarget ins Vakuumsystem einbezogen und intern gekühlt. Die geometrische Auslegung des Experiments wurde mit einem Monte-Carlo-Programm optimiert. Der Beschleuniger liefert Pulse von ca. 800 psec Breite mit einer Wiederhol-
frequenz von 5 MHz. Durch Laufweg- und Energieunterschiede der über die ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion erzeugten Neutronen beträgt die wirksame Breite des Neutronenimpulses am Ort der Spaltprobe ca. 900 psec.

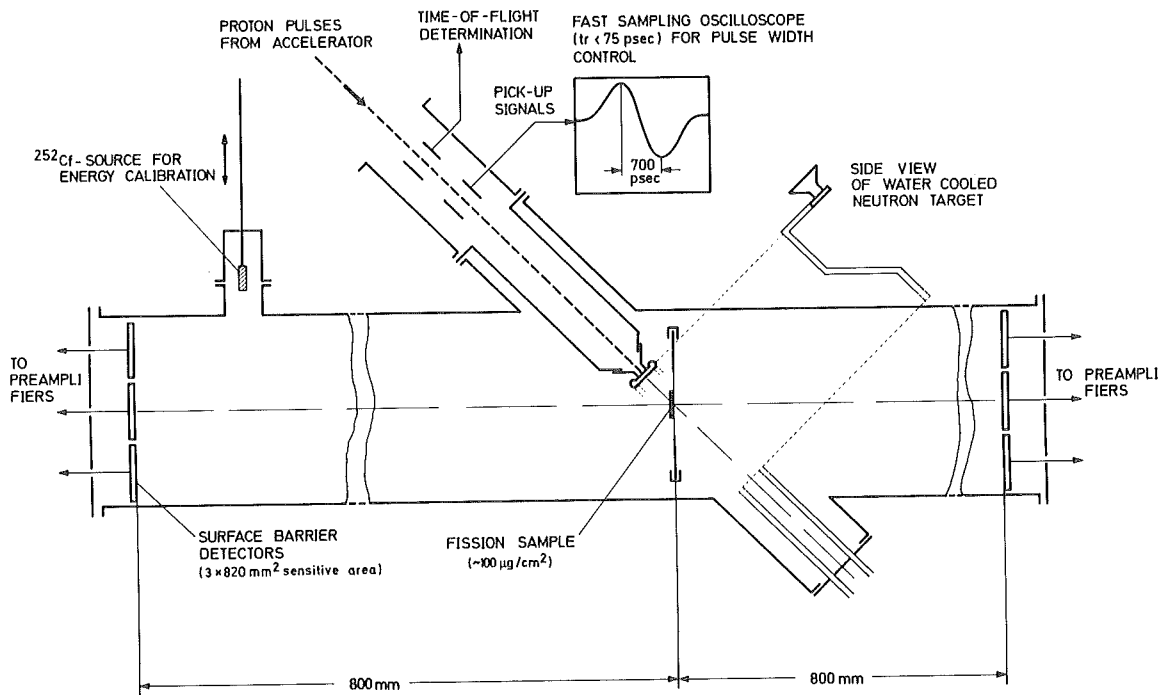


Abb. 1 Vereinfachter Aufbau des Doppelflugzeitexperiments

Die Spektroskopie der Spaltfragmente erfordert die Bestimmung ihrer Geschwindigkeit und Energie. Die Energieauflösung von Halbleiterdetektoren ist für Spaltfragmente auf 1.5 - 2 % begrenzt. Um diesen Wert nicht zu überschreiten, wurde die Dicke der Spaltprobe ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{ U}_3\text{O}_8$ auf $150 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{ Au}$ bzw. $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{ C}$) sehr klein gehalten und auf einen Zeit-Nullpunkt-Detektor bei der Geschwindigkeitsmessung verzichtet. Stattdessen wurde das Pick-up-Signal des Beschleunigers als Referenzmarke für den Zeit-nullpunkt genommen und dessen genaue Lage im Flugzeitspektrum über einen Lauf mit extrem kurzem Flugweg bestimmt. Die experimentelle Zeitauf-
lösung war somit durch die Pulsbreite des Beschleunigers gegeben, da der Einfluß der Halbleiterzähler und der Elektronik nur sehr wenig ins Gewicht fällt. Während der Testläufe wurden Werte um 1 nsec gemessen. Die angestrebte Ge-

nauigkeit von 1 % der Fragmentgeschwindigkeit erfordert deshalb Flugstrecken von rund 1 m. Die Energieeichung der Detektoren wurde mit ^{252}Cf -Eichquellen durchgeföhrt.

Zur späteren Identifikation werden von jedem Zähler Kennungsbits erzeugt und den konvertierten Energie- und Zeitsignalen zugeordnet. Die Abspeicherung akzeptierter Ereignisse geschieht in 4-Wort-Blöcken für die Größen E_1, t_1, E_2, t_2 . Auf diese Weise werden koinzidente Fragmente oder auch Einzelereignisse erfaßt. Die geringe Zählrate erlaubt die Ausgabe im List-Mode, so daß die gesamte experimentelle Information gespeichert und später sehr differenziert ausgewertet werden kann.

Die Datenanalyse wird in 2 Stufen durchgeföhrt. Zunächst werden parallel zum Experiment in Sortierläufen koinzidente Ereignisse ausgesucht und als E, v-Diagramme dargestellt. Auf diese Weise erhält man zusätzlich zu den im Rechner "live" akkumulierten Energie- und Flugzeitspektren eine empfindliche Kontrolle. Ein solches Diagramm zeigt die Abb. 2. Die zweite Stufe stellt die eigentliche Analyse dar, wobei Ereignis für Ereignis ausgewertet und mit den notwendigen Korrekturen versehen wird.

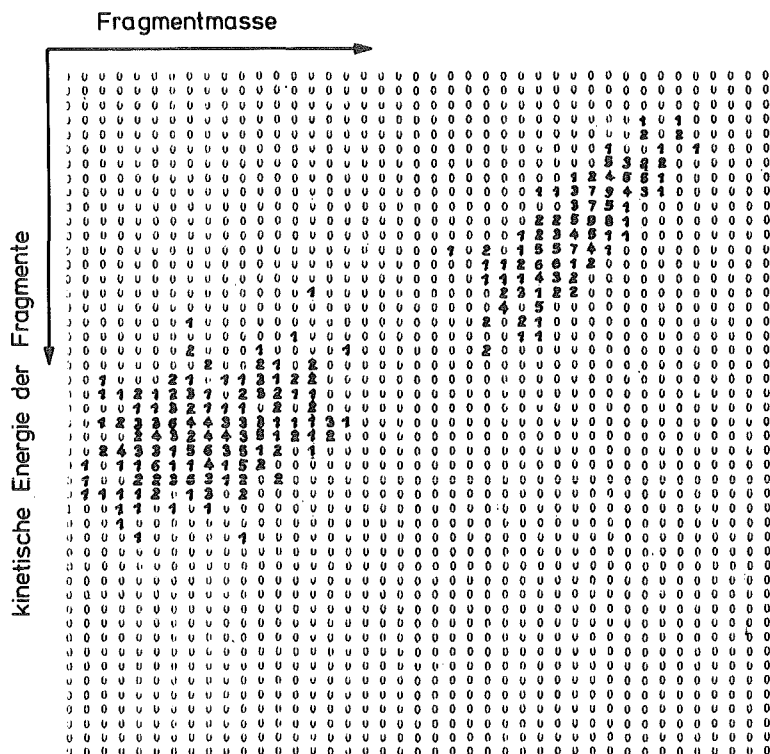


Abb. 2 Beispiel für ein E, v-Diagramm der Spaltfragmente bei neutroneninduzierter Spaltung von ^{235}U .

+ Physikalisches Institut der Universität, 74 Tübingen, Morgenstelle D

+ Mitglied der Infrastruktur des Gesamtinstitutes

1.2 KERNDATEN

1.2.1 Wirkungsquerschnittsmessungen am Neutronenflugzeit- spektrometer

S. Cierjacks, D. Erbe, K. Kari, B. Leugers, G. Schmalz,
I. Schouky, R. Töpke⁺, F. Voß

Mit dem Neutronenflugzeitspektrometer am Zyklotron wurden weitere Untersuchungen mikroskopischer Wirkungsquerschnitte im Energiebereich 0.5 - 30 MeV durchgeführt. Dabei wurden sowohl angewandte Fragestellungen (z.T. im Rahmen des Projekts Schneller Brüter) als auch solche zur Physik schneller Neutronen behandelt.

a) Totale Wirkungsquerschnitte

Am 190 m Flugweg wurden hochaufgelöste totale Wirkungsquerschnitte für die Elemente O, Al, Mg und Fe mit Hilfe von Transmissionsexperimenten bestimmt. Bei den Messungen für O, Al und Fe handelt es sich um Wiederholungsmessungen mit stark verbesserter Auflösung. Die zusätzliche Verwendung von sehr dicken Proben diente der genauen Vermessung der stark ausgeprägten s-Wellenminima dieser Kerne, welche vor allem für die Abschirmtechnologie eine entscheidende Rolle spielen.

Die Pulsfolgefrequenz betrug bei diesen Messungen 31 kHz. Die Flugzeitspektren wurden in einem digitalen Zeitanalysator (LABEN TIME-SORTER UC/KB) in 24 000 Kanälen mit einer Breite von 1 ns/Kanal analysiert und in einem CDC-3100 on-line Rechner akkumuliert. Durch die Verwendung des direkten Datenkanals konnten Zählraten bis 40 kHz verarbeitet werden. Die erreichte Gesamtauflösung von 0.015 ns/m entspricht einer Energieauflösung zwischen 150 eV bei 0.5 MeV und 65 keV bei 30 MeV. Die Flugzeitspektren wurden zunächst für Untergrund korrigiert. Die Korrektur für Totzeiteffekte ist noch nicht abgeschlossen. Die bisher vorliegenden Ergebnisse für Eisen im gesamten untersuchten Energiebereich ist in Abb. 1 in doppelt logarithmischer Darstellung wiedergegeben.

b) Differentielle elastische Streuquerschnitte

Während der letzten zwei Jahre wurden Bestimmungen von differentiellen elastischen Streuquerschnitten für die Elemente O, Si, Ca und Fe im Energiebereich zwischen 0.5 - 10 MeV durchgeführt. Um elastische Streuprozesse auch bei Energien oberhalb der inelastischen Schwellen untersuchen zu können,

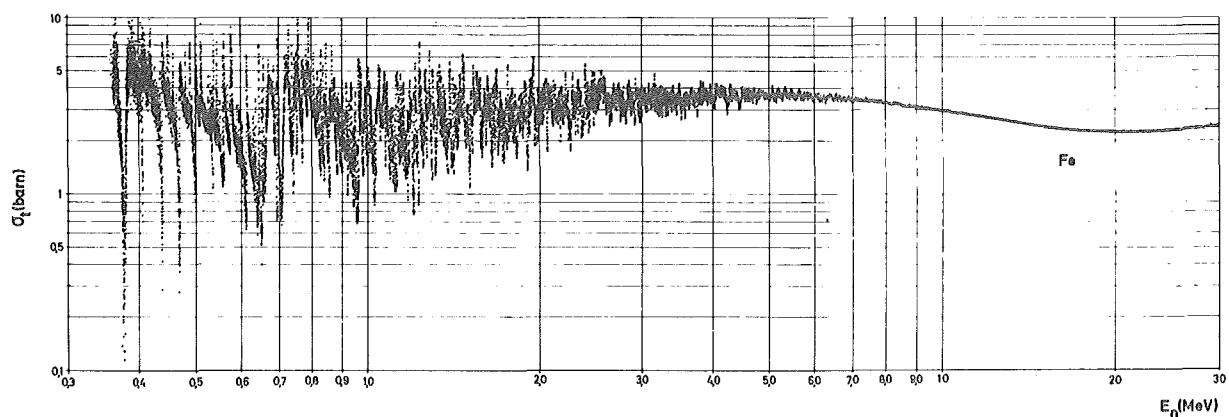


Abb. 1 Doppelt logarithmische Darstellung des Wirkungsquerschnittverlaufs von Fe im Energiebereich zwischen 0.3 und 30 MeV. Oberhalb von 0.5 MeV ist die statische Ungenauigkeit der einzelnen Meßwerte mit der Ausdehnung der Meßpunkte vergleichbar.

wurde eine Zweiparameter Meßanordnung verwendet. Hiermit wurde die Einschlußenergie der Neutronen über eine Flugzeitmessung bestimmt, während eine Trennung von elastischen und inelastischen Streuprozessen über die Rückstoßprotonenspektren der als Neutronendetektoren verwendeten Plastiksintillatoren erfolgte. Der Aufbau der Apparatur und die Details der Datenerfassung sind in Ref./3/ ausführlich beschrieben.

Die Messungen an den genannten vier Elementen wurden am 58 m Flugweg für jeweils zehn Streuwinkel mit einer Winkelauflösung von $\sim 7^\circ$ ausgeführt. Während die Auswertung der Ca-Daten bereits abgeschlossen werden konnte, ist die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für O, Si und Fe noch im Gange. Mit der Auswertung der Fe-Messungen am 190 m Flugweg, welche vor allem als ergänzende Information für die unter /4/ genannte Studie von Bedeutung sind, wurde begonnen.

c) γ -Produktionsquerschnitte

Weitere γ -Produktionsquerschnitte nach inelastischer Neutronenstreuung wurden am Cr, Ni und U im Energiebereich von 0.5 - 13 MeV gemessen. Die für diese Experimente verwendete Meßapparatur stellt eine geringfügig geänderte Modifikation der früher in Ref. /5/ beschriebenen Anlage dar. Die Messung der γ -Strahlung erfolgte unter 125° , der Nullstelle des Legendre Polynoms P_2 , so daß man aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten in guter Näherung die totalen durch Multiplikation mit 4π erhält. Hieraus und aus den bekannten Niveauschemata können dann die inelastischen Streuquerschnitte berechnet werden. Es wurde ein neuer $42\text{ cm}^3\text{-Ge(Li)}$ -Detektor mit verbesserter Energieauflösung (2.1 keV bei 1.33 MeV) verwendet, damit auch linien-

reiche Spektren wie z.B. beim Uran untersucht werden konnten. Bei einer Gesamtzeitauflösung von 3.5 ns lag die Neutronenenergieauflösung zwischen 1.7 keV bei 1 MeV und 55 keV bei 10 MeV.

Erste Ergebnisse wurden auf der Washington-Konferenz (März 1975) vorgetragen /6/. Inzwischen wurden die Korrekturen für Selbstabsorption der γ -Quanten im Streuer berechnet. Als Beispiel für die jetzt vorliegenden Ergebnisse ist in Abb. 2 die Anregungsfunktion für $E_{\gamma}=1454$ keV in ^{58}Ni zwischen der Schwelle und 4.5 MeV zusammen mit Vergleichswerten anderer Autoren dargestellt /7/. Bei den gezeigten Daten fehlen noch die Korrekturen für Vielfachstreuung und Flußdepression. Diese sind von gleicher Größenordnung, aber entgegengesetztem Vorzeichen, so daß sich die endgültigen Werte nicht mehr wesentlich ändern werden.

d) Spaltungsquerschnitte

Die Auswertung der Spaltquerschnittsmessungen von ^{235}U und ^{238}U wurden fortgesetzt /8/. Dabei geht es jetzt darum, außer dem Verhältnis $\sigma_f(^{238}\text{U})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ auch die absoluten Spaltquerschnitte zu ermitteln. Zu diesem Zweck muß noch der Neutronenfluß berechnet werden, der mit den in Ref. /1/ beschriebenen Detektoren gemessen wurde.

Mit der in Ref. /8,9/ beschriebenen Apparatur werden z.Zt. Messungen der Spaltquerschnitte von ^{239}Pu und ^{240}Pu vorbereitet. Da wegen der kurzen α -Halbwertszeiten hierbei wesentlich höhere Untergrundzählraten als beim Uran zu erwarten sind, wird die saubere Trennung der Spaltbruchstücke von den α -Teilchen erschwert. Daher wurde eine elektronische Schaltung zur Überwachung der Verstärkung und der Schwelle der einzelnen Photomultiplier mit Hilfe von Lumineszenzdioden entwickelt.

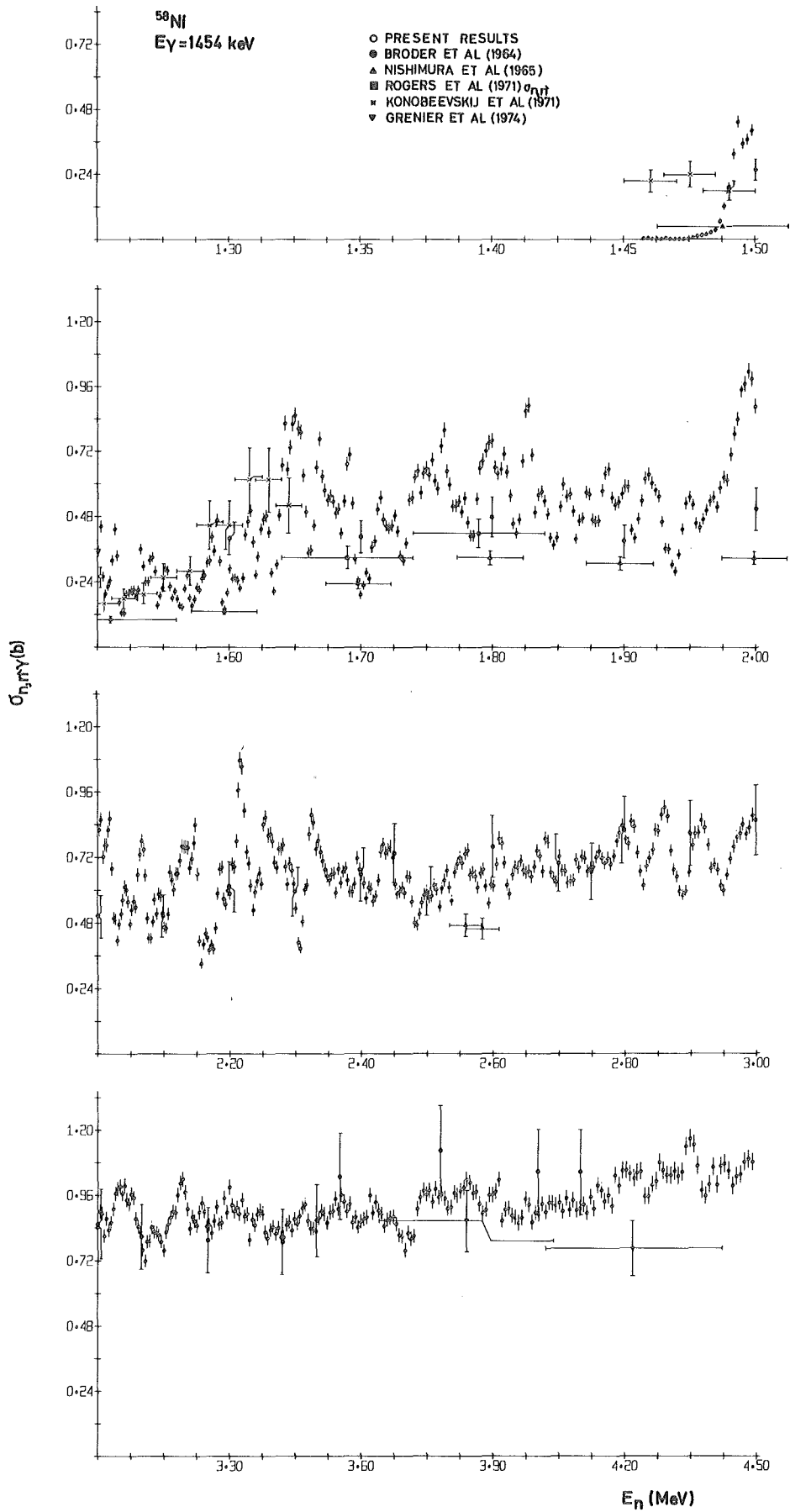


Abb. 2 Produktionsquerschnitt für die Erzeugung der 1454 keV γ - Linie durch inelastische Neutronenstreuung an ^{58}Ni im Energiebereich zwischen 1.45 und 4.5 MeV.

⁺R. Töpke, z.Zt. Instituto de Engenharia Nuclear, Rio de Janeiro, Brasilien

Referenzen

- /1/ Beitrag 6.12
- /2/ S. Cierjacks, P. Forti, D. Kopsch, L. Kropp, J. Nebe, H. Unseld, KFK 1000 (1968)
- /3/ Beitrag 1.1.3
- /4/ Beitrag 1.1.4
- /5/ F. Voß, Dissertation Universität Karlsruhe (1972) und KFK 1611 (1972)
- /6/ F. Voß, S. Cierjacks, D. Erbe, G. Schmalz, Conf. on Nucl. Cross Section and Techn., Washington, D.C., 3.-7. March 1975, paper IB17
- /7/ D.L. Broder et al., Atomm. Energ. 16 (1964) 103; K. Nishimura et al., Nucl. Phys. 70 (1965) 421; V.C. Rogers et al., Nucl. Sci. Eng. 45 (1971) 297; E.S. Konobeevskij et al., Isv. Akad. Nauk SSSR, Ser.fis. 35 (1971) 2345; G. Grenier et al., CEA-R-4634 (1974)
- /8/ P. Brotz, Diplomarbeit Universität Karlsruhe (1973); D. Gröschel, Diplomarbeit Universität Karlsruhe (1973)
- /9/ S. Cierjacks, D. Kopsch, J. Nebe, G. Schmalz, F. Voß; 3rd Conf. on Neutron Cross Section and Techn., Knoxville, Tenn., 15.-17. March 1971, paper II.5 and KFK 1494 (1971)

1.2.2 Die mittlere Zahl prompter Spaltneutronen, $\bar{\nu}_p$, der Reaktion $^{235}\text{U} (n,f)$ zwischen 0.2 und 1.4 MeV*

F. Käppler, R.-E. Bandl⁺

Das Ziel dieser Arbeit war es, den Energieverlauf von $\bar{\nu}_p$ mit einer neuen, unabhängigen Methode zu bestimmen, um zur Klärung der beträchtlichen Diskrepanzen in den Ergebnissen verschiedener Autoren beizutragen. Insgesamt

wurde $\bar{\nu}_p$ in Schritten von 50 keV für 22 Neutronenenergien zwischen 0.2 und 1.4 MeV gemessen. Das Experiment war so ausgelegt, daß zugunsten einer Minimalisierung aller Korrekturen und Untergrundprobleme auf eine Absolutbestimmung verzichtet wurde. Auf diese Weise war der systematische Fehler kleiner als 0.7 %, während die Gesamtfehler zwischen 0.7 und 1.3 % lagen. Der gemessene Energieverlauf zeigt deutlich, daß $\bar{\nu}_p$ nicht als lineare Funktion der Neutronenenergie beschrieben werden kann. Vielmehr treten deutliche Strukturen auf, die den Einfluß der verschiedenen Spaltkanäle innerhalb der Energielücke am Sattelpunkt von ^{236}U widerspiegeln.

* Beitrag zur Conference on Nuclear Cross Sections and Technology, Washington D.C., March 3-7 (1975); Annals of Nuclear Science and Engineering (im Druck)

+ jetzt bei BBC, 68 Mannheim, Postfach 351

1.2.3 Hochenergetische γ -Übergänge beim Einfang von keV-Neutronen im Fe und Ni*

H. Beer, F. Käppeler, R.R. Spencer⁺

Nach Neutroneneinfang im keV-Bereich emittierte γ -Spektren im Massenbereich $A = 40 - 70$ sind häufig durch starke hochenergetische Übergänge zu tief liegenden Zuständen gekennzeichnet. Dies steht im Gegensatz zu den Erwartungen des statistischen Modells der Compoundkernbildung. Außerdem deuten Korrelationen zwischen reduzierten Neutronenbreiten und totalen Strahlungsbreiten einiger Kerne dieses Massenbereichs auf das Vorhandensein eines Einteilcheneinfangmechanismus hin /1,2,3/.

Für Abschirmrechnungen und zur Abschätzung von γ -ray heating-Effekten in schnellen Brutreaktoren sind hochenergetische γ -Linien nach keV-Neutroneneinfang an Strukturmaterialien, vor allem an Cr-, Fe- und Ni-Isotopen, von besonderem Interesse.

In der gegenwärtigen Arbeit wurden hochenergetische γ -Übergänge in $^{59,61}\text{Ni}$ und ^{57}Fe von einzelnen Resonanzen im Energiebereich 7-70 keV gemessen. Zum Nachweis der γ -Strahlen dient ein $50\text{ cm}^3\text{Ge(Li)}$ Detektor. Die Messung wurde

mit der Flugzeitmethode durchgeführt. Der 3MV gepulste Van-de-Graaff-Beschleuniger lieferte Neutronen über die ${}^7\text{Li}(p,n)$ Reaktion bei einer Pulsbreite von 1ns und einer Wiederholfrequenz von 2.5 MHz. Zur Flußmessung diente eine Spaltkammer mit ${}^{235}\text{U}$ -Folie zwischen Target und Probe.

Die nachgewiesenen γ -Strahlen wurden als zweidimensionales Feld von 32 Flugzeit- und 1024 Pulshöhenkanälen aufgenommen. Zur Auswertung wurden die entsprechenden Flugzeitkanäle einer Resonanz aufaddiert und die Intensität der γ -Linie bestimmt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Ge(Li) Detektors wurde in einer gesonderten Messung ermittelt.

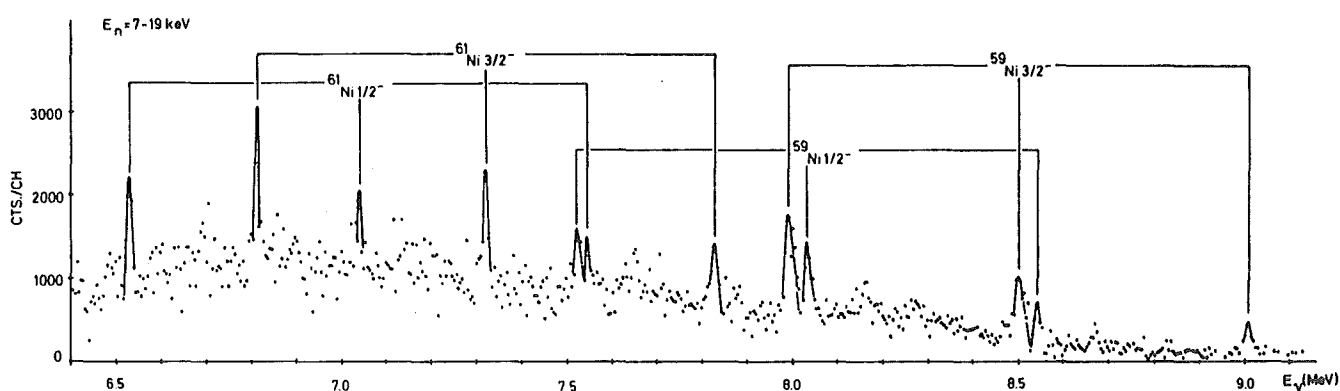


Abb. 1 Hochenergetische γ -Übergänge der s-Wellen Resonanzen in ${}^{58}\text{Ni}$ bei 15.4 keV und ${}^{60}\text{Ni}$ bei 12.5 keV

Von 9 Resonanzen in ${}^{58,60}\text{Ni}$ und ${}^{56}\text{Fe}$ wurden insgesamt 15 γ -Übergänge analysiert. Wie im thermischen Energiebereich beobachtete man relativ starke E1-Übergänge, die von s-Wellen Resonanzen herkommen. Jedoch lieferten auch Resonanzen mit $l > 0$ relativ intensive hochenergetische Linien.

Für die 12.5 keV s-Wellen-Resonanz in ${}^{60}\text{Ni}$, deren Neutroneneinfang aufgrund verschiedener anderer Untersuchungen Einteilcheneinfangeffekte aufweist [3], wurden starke γ -Übergänge zum Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand erhalten. Für eine ${}^{58}\text{Ni}$ $l > 0$ Wellen Resonanz konnte der Spin angegeben werden.

* 2nd Int. Symp. on Neutr. Capt. γ -Ray Spectr. and Related Topics, Petten, Sept. 1974; Conf. on Nucl. Cross Sections and Technology, Washington, March 1975

+ jetzt im Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37830, USA

Referenzen

- /1/ R.G. Stieglitz, R.W. Hockenbunrg, R.C. Block, Nucl. Phys. A163 (1971) 592
- /2/ H. Beer, R.R. Spencer, Nucl. Phys. A240 (1975) 29
- /3/ M. Lubert, N.C. Francies, R.C. Block, Nucl. Phys. A230 (1974) 83

1.2.4 Aufbau und Durchführung einer Messung des Verhältnisses von Einfang zu Spaltung in ^{235}U

H. Beer, F. Käppeler

Der Wert α , das Verhältnis von Einfang- zu Spaltquerschnitt, von ^{235}U ist eine der fundamentalen Konstanten der Reaktortechnologie. Genaue Werte dieser Größe tragen wesentlich zur Optimalisierung beim Bau von Reaktoren bei. Trotz einer Vielzahl von Experimenten zur Bestimmung von α weichen die angegebenen Werte erheblich voneinander ab, so daß die geschätzte Genauigkeit immer noch zwischen 10 und 20 % liegt.

In der vorliegenden Messung wird α in dem für den schnellen Brutreaktor wichtigen Energiebereich 10 - 500 keV mit der Flugzeitmethode bestimmt. Ein gepulster 3MV Van-de-Graaff-Beschleuniger lieferte Protonen von 1 ns Pulsbreite bei Wiederholfrquenzen von 500 kHz und 1 MHz. Neutronen wurden über die ^7Li (p,n)-Reaktion erzeugt.

Die Methode zur Bestimmung von α besteht darin, die Spaltereignisse einer Spaltkammer, die eine dünne ^{235}U Probe enthält, mit den Einfang- und Spaltereignissen einer dicken ^{235}U Probe in einem 800 l-Szintillationstank zu vergleichen [1]. Die Spaltkammer wurde im Experiment vor dem Szintillationstank angeordnet. Ein Kollimator, der das Li-Target umgab, sorgte dafür, daß der Durchmesser des Neutronenstrahls am Ort der ^{235}U -Proben kleiner war als der Durchmesser der Proben selbst. Durch Wahl einer dünnen ^{235}U -Probe für die Spaltkammer ist gewährleistet, daß die Spaltungen mit bekannter Ansprechwahrscheinlichkeit nachgewiesen werden und daß beide Proben demselben Neutronenfluß ausgesetzt sind. Zur absoluten Bestimmung von α ist noch die Ansprechwahrscheinlichkeit des Tanks für Spalt- und Einfangergebnisse notwendig. Zur Trennung von Einfang und Spaltung werden die Tankereignisse in Koinzidenz mit den Ereignissen in einem Spaltneutronendetektor

/2/ aufgenommen, der sich in einem vertikalen Rohr im Tank dicht am Ort der ^{235}U -Probe befindet.

Einfang- und Spaltereignisse im Tank wurden in einem zweidimensionalen Feld von 256 Flugzeit- und 24 Impulshöhenkanälen registriert, ebenso die Koinzidenzereignisse mit dem Spaltneutronendetektor. Zur Reduzierung des Tankuntergrunds und vor allem des Untergrunds, den die Radioaktivität der Probe verursacht, wurde eine Koinzidenz zwischen mindestens zwei der vier voneinander unabhängigen Viertel des Tanks verlangt. Die Spaltereignisse der Spaltkammer wurden als Flugzeitspektren von 1024 Kanälen aufgenommen.

Die beschriebene Messung liefert gleichzeitig den Energieverlauf mit verbesserter Auflösung. Da das Amplitudenspektrum des Szintillationstanks für Einfang und Spaltung verschieden ist, können zwei Fenster so gesetzt werden, daß die Differenz ihrer Zählraten proportional zu den Einfangereignissen ist. Dies ist gewährleistet, wenn die Zählraten der Spaltereignisse in beiden Fenstern gleich sind. Das Verhältnis Einfang zu Spaltung eignet sich besonders gut zur Untersuchung von intermediären Strukturen im Spaltquerschnitt von ^{235}U , da Fluktuationen der Neutronenbreiten eliminiert sind und erwartet werden kann, daß die Fluktuationen der Einfangbreiten klein sind.

Referenzen

- /1/ M.A. Kurov, Yu.V. Ryabov, So Tong Hsik, N. Chikov, V.N. Kononov, E.D. Poletaer, Yu. S. Prokopets, Yu.Ya. Stavisskii, Atom naya Energiya, 30 (1971) 362
- /2/ R.E. Bandl, KFK 1458 (1971)

1.2.5 Messung des totalen und des Einfangquerschnitts von ^{240}Pu und ^{242}Pu

F. Käppeler, H. Beer, LyDi Hong⁺, G. Rupp

Aus dem Loan-Pool von ERDA (früher USAEC) wurden je 30 g angereichertes ^{240}Pu (98 %) und ^{242}Pu (77 %) als PuO_2 für Messungen am Karlsruher Van-de-Graaff-Beschleuniger zur Verfügung gestellt. Für beide Isotope waren in weiten Energiebereichen weder der totale noch der Einfangquerschnitt bekannt.

Die Transmissionsmessungen zur Bestimmung des totalen Querschnitts wurden mit einem großflächigen ${}^6\text{Li}$ -Glas-Detektor durchgeführt. Bei einem Flugweg von 5 m wurde eine Zeitauflösung von 0.8 ns/m erreicht. Der untersuchte Neutronenenergiebereich erstreckt sich dabei von 20 bis 550 keV. Mit den verwendeten Probendicken ergab sich eine Transmission zwischen 0.25 und 0.5. Mit Hilfe eines Probenwechslers wurde außer den beiden Pu-Proben noch gleichzeitig eine Leerprobe und eine "schwarze" Fe-Probe (zur Bestimmung einer eventuellen Zeitabhängigkeit des Untergrunds) gemessen. Die Auswertung der experimentellen Daten ist noch nicht abgeschlossen.

Die Messung des Einfangquerschnitts dieser Pu-Isotope wird durch die hohe Eigenaktivität erschwert, die in Flugzeitexperimenten zu einem hohen zeitunabhängigen Untergrund führt. Zum Nachweis der nach Neutroneneinfang emittierten γ -Kaskade wurde ein Moxon-Rae-Detektor gewählt, mit dem die niederenergetische γ -Komponente aus dem natürlichen Zerfall weitgehend unterdrückt werden kann. Außerdem gestattet die sehr gute Zeitauflösung von ca. 1 nsec in Verbindung mit unserem schnell gepulsten Beschleuniger (~ 800 psec) einen extrem kurzen Flugweg und damit einen hohen Neutronenfluß am Ort der Probe. So wird mit 15 cm Flugweg im Bereich bis 70 keV noch eine Energieauflösung von 5-10 % erreicht. Der Neutronenfluß durch die Proben mit 30 mm Durchmesser beträgt dabei im Intervall $50^{\pm 2.5}$ keV unter realistischen Bedingungen $1.5 \cdot 10^6$ Neutronen/sec. Ein weiterer Vorteil besteht darin, daß die Messung mit wenigen Gramm Probenmaterial durchgeführt werden kann. Entsprechende Vorversuche sind abgeschlossen und lassen ein Signal-zu-Untergrundverhältnis von etwa 1:1 erwarten. Der endgültige Versuchsaufbau wird gegenwärtig vorbereitet.

[†] Universität Heidelberg

1.2.6 Vorarbeiten zu einer Messung des Spaltquerschnitts von ${}^{241}\text{Am}$

W. Hage[†], H. Hettinger[†], S. Kumpf[†], F. Käppeler

Der Aufbau hochaktiver Pu- und Transplutonium-Isotope in Reaktoren durch sukzessiven Neutroneneinfang stellt ein schwerwiegendes Problem für den

Transport und die Wiederaufarbeitung hochabgebrannter Brennelemente sowie für die Endlagerung des radioaktiven Abfalls dar. Deshalb gehen Bestrebungen dahin, solche Isotope möglichst schon während des Abbrands durch geeignete Wahl des Neutronenspektrums über die Kernspaltung zu "verbrennen". Für solche Überlegungen ist eine genaue Kenntnis der Einfang- und Spaltquerschnitte wesentlich.

Zusammen mit einer Arbeitsgruppe von Euratom Ispra wurde der Aufbau eines Experiments zur Messung des Spaltquerschnitts von ^{241}Am begonnen. Bei einer abgeschätzten Probenmenge von 1 mg besteht das Hauptproblem darin, den extrem hohen Untergrund von $1.2 \cdot 10^8$ Alphateilchen pro sec aus dem natürlichen Zerfall des ^{241}Am beim Nachweis der Spaltfragmente zu unterdrücken. Dies soll durch Ausnutzung der verschiedenen Reichweiten von α -Teilchen und Spaltfragmenten und durch Verwendung eines schnellen Gasszintillationsdetektors erreicht werden. Zur weiteren Untergrundreduzierung werden die Spaltfragmente in Koinzidenz beobachtet und außerdem ein Flugzeitexperiment mit zweidimensionaler Datenspeicherung durchgeführt. Die Vorarbeiten dauern voraussichtlich noch bis Ende 1975.

+ Euratom Ispra, Italien

1.2.7 Der Energieverlauf des Einfangquerschnitts von ^{238}U im Bereich von 10 bis 550 keV*

R.R. Spencer⁺, F. Käppeler

Verschiedene Messungen des für die Auslegung schneller Brutreaktoren wichtigen Einfangquerschnitts von ^{238}U wiesen im Energiebereich bis zu einigen hundert keV schwerwiegende Unterschiede im Energieverlauf auf. Deshalb wurde mit dem Karlsruher 800 l-Szintillatortank der Energieverlauf neu vermessen. Als Referenzquerschnitte zur Bestimmung des Neutronenflusses wurden der Einfangquerschnitt von ^{197}Au und der Spaltquerschnitt von ^{235}U gewählt. Die ^{238}U - und die ^{197}Au -Probe wurden abwechselnd im Szintillatortank gemessen, während die ^{235}U -Probe unabhängig davon in einer Spaltkammer vor dem Tank angeordnet war. Es zeigte sich, daß beide Referenzproben einen konsistenten Energieverlauf ergaben. Der untersuchte Energiebereich lag zwischen 10 und 550 keV. Unterhalb von 100 keV wurden signifikante inter-

mediäre Strukturen gefunden, wie sie auch in neueren Messungen in Oak Ridge beobachtet wurden.

* Beitrag zur Conference on Nuclear Cross Sections and Technology, Washington D.C., March 3-7 (1975)

+ jetzt im Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37830, USA

1.2.8 Überblick über den Kenntnisstand der Spalt- und Einfangquerschnitte wichtiger Brut- und Brennstoffe*

F. Käppeler

Spalt- und Einfangquerschnitte der Brut- und Brennstoffe sind nicht nur für die Auslegung von Reaktoren, sondern auch für die Abbrandphysik von Bedeutung. In diesem Rahmen war es interessant, den Kenntnisstand der relevanten Kerndaten zu überprüfen, da sich eventuelle Unsicherheiten dieser Größen in Abbrandrechnungen überproportional fortpflanzen. Es mußte festgestellt werden, daß viele Querschnitte entweder noch nicht bekannt oder mit großen Fehlern behaftet sind. In manchen Fällen wurden Querschnitte mit Hilfe von Modellvorstellungen aus den Daten benachbarter Kerne extrapoliert. Dies trifft vorwiegend im Energiebereich schneller Reaktoren und hier besonders für die höheren Pu-Isotope zu. Die in verschiedenen Kerndatenbibliotheken verwendeten Querschnittssätze weisen zum Teil 10 - 20 % Fehler für Spaltquerschnitte und bis zu 40 % für Einfangquerschnitte auf. Da der Anteil der höheren Pu-Isotope selbst in neuen Brennelementen bei 40 % liegt, scheint eine Verbesserung der entsprechenden Querschnitte dringend erforderlich.

* Vortrag beim Interregional Review Course on Reactor Burn-up Physics der IAEA, Mol, Oktober 7-18 (1974)

2. KERNREAKTIONEN UND KERNSPEKTROSKOPIE

2.1 Die Deformation von ^{56}Fe *

H.J. Gils, H. Rebel, G. Nowicki, A. Ciocanel⁺, D. Hartmann,
H. Klewe-Nebenius⁺⁺ und K. Wisshak⁺⁺

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die elastische und inelastische Streuung von 104 MeV- α -Teilchen an ^{56}Fe wurden gemessen und mit Hilfe der gekoppelten Kanäle auf der Grundlage des symmetrischen und asymmetrischen Rotatormodells analysiert. Zur Beschreibung des Streumechanismus wurde das Faltungsmodell /1/ benutzt. Aus den experimentellen Daten wurden Deformationsparameter, mittlere quadratische Radien, Multipolmomente der nuklearen Massenverteilung sowie Übergangswahrscheinlichkeiten gewonnen. Wo sich die Ergebnisse mit Resultaten der Elektronenstreuung (RMS-Radius) und von Coulombanregungsexperimenten (Vorzeichen und Größe des Quadrupolmoments) vergleichen lassen, zeigt sich sehr gute Übereinstimmung. Darüberhinaus weisen die α -Streuexperimente auf eine dreiachsige Gleichgewichtsdeformation mit $\gamma=19^\circ$ des Kerns ^{56}Fe hin.

* Journ. Phys. G (Nucl. Phys.) 1 (1975) 344

⁺ Atomic Physics Institute, Bucharest; ⁺⁺ Phys. Inst. Universität Heidelberg

Referenzen

/1/ H. Rebel, Lectures presented at the International Summerschool of Nuclear Physics, Predeal, Sept. 1974, KFK-Report 2065 (1974)

2.2 Empirische Studien der effektiven Wechselwirkung und der Austauscheffekte im Faltungsmodell für die Streuung von 104 MeV- α -Teilchen *

H.J. Gils und H. Rebel

Im Rahmen eines halbmikroskopischen Modells (Faltungsmodell) für den Realteil des optischen Potentials und unter Zugrundelegung von nuklearen Dichteverteilungen, die sich aus der Elektronenstreuung ergeben, wurde die elastische Streuung von 104 MeV- α -Teilchen an verschiedenen Kernen von ^{12}C

bis ^{116}Sn analysiert, um die Stärke der α -Nukleon-Wechselwirkung (in Gauß-Form) festzulegen. Der Einfluß von Austauscheffekten auf die im Faltungsmodell gewonnenen Größen der nuklearen Dichteverteilungen wurde mit Hilfe der Methode eines zusätzlichen Pseudopotentials

$$V_{\text{exch}} = V_0^E(E) \exp(-|\vec{r} - \vec{r}_\alpha|^2 / \mu_E^2)$$

sowohl in der elastischen als auch in der inelastischen Streuung studiert. Es wurde gezeigt, daß die Austauscheffekte explizit kaum von Einfluß auf die Werte der Deformationsparameter und mittleren quadratischen Radien sind, die man aus Analysen mit einer empirisch adjustierten Wechselwirkung gewinnt.

*KFK-Report 2127 (1975)

2.3 Isoskalare Übergangsraten aus Faltungsmodell - Analysen der (α, α') -Streuung*

H.J. Gils und H. Rebel

Es wird ein Verfahren vorgeschlagen, um in nahezu modellunabhängiger Weise aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten für die α -Teilchenstreuung isoskalare Übergangsraten zu gewinnen. Dem Verfahren liegt als Beschreibung des Reaktionsmechanismus ein Faltungsmodell zugrunde, das Ausdehnung und Deformation der nuklearen Dichteverteilung in einfacher Weise mit dem Realteil des optischen Potentials verknüpft. Die Methode wird an mehreren Beispielen demonstriert, und die Ergebnisse werden mit den Resultaten eines in der Literatur /1/ verbreiteten anderen Verfahrens sowie mit Ergebnissen elektromagnetischer Methoden verglichen.

*Z. Physik A274 (1975) 259

Referenzen

/1/ A.M. Bernstein, *Advanc. Nucl. Phys.* 3 (1969) 325, eds. M. Baranger and E. Vogt

2.4 Streuung von 104 MeV- α -Teilchen an $^{204,206,208}\text{Pb}$

H.J. Gils, H. Rebel, J. Buschmann, H. Klewe-Nebenius[†],
G. Nowicki, W. Nowatzke und K. Wisshak[†]

Im Rahmen der Untersuchungen des Faltungsmodells für die α -Teilchenstreuung im 100 MeV-Bereich wurden die differentiellen Streuquerschnitte für die elastische und inelastische Streuung an niedrig liegenden Zuständen (speziell an den stark kollektiven 3_1^- -Zuständen) von $^{204,206,208}\text{Pb}$ gemessen. Ein Beispiel für die gemessenen Wirkungsquerschnitte zeigt (zusammen mit dem Ergebnis einer Analyse der elastischen Streuung auf der Basis des üblichen optischen Modells) die Abb. 1.

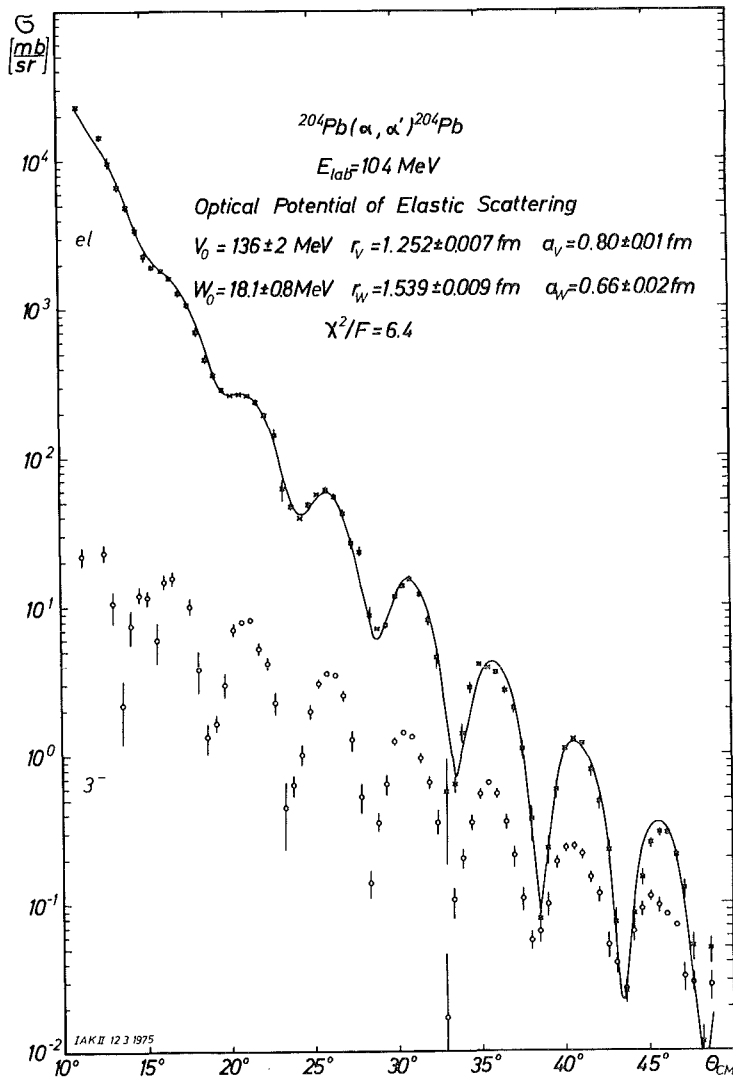


Abb. 1
Elastische und inelastische Streuung von 104 MeV α -Teilchen an ^{204}Pb . Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis der Analyse der elastischen Streuung. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die inelastische Streuung am 3^- Zustand dient der Bestimmung der isoskalaren L=3-Übergangsrate.

Während die elastischen Wirkungsquerschnitte einer detaillierten Untersuchung von Unterschieden in der Neutronen- und Protonenverteilung an der Kernoberfläche der Pb-Isotope dienten (s. Beitrag 2.3), wurden die 3_1^- -Wirkungsquerschnitte mit der Methode der gekoppelten Kanäle auf der Basis des Faltungsmodells analysiert und nach dem in Ref. /1/ geschilderten Verfahren die ($L = 3$)- Übergangsraten und Übergangsradien ($R_{\text{trans}} = [\langle r^{L+2} \rangle / \langle r^L \rangle]^{1/2}$) bestimmt. Es ergibt sich

	$35.5^{+2.6}$ s.p.u.	7.65 fm	^{204}Pb
$B(E3) =$	$38.5^{+2.6}$ s.p.u.	$R_{\text{trans}} = 7.65$ fm	für ^{206}Pb
	$38.4^{+3.9}$ s.p.u.	7.71 fm	^{208}Pb

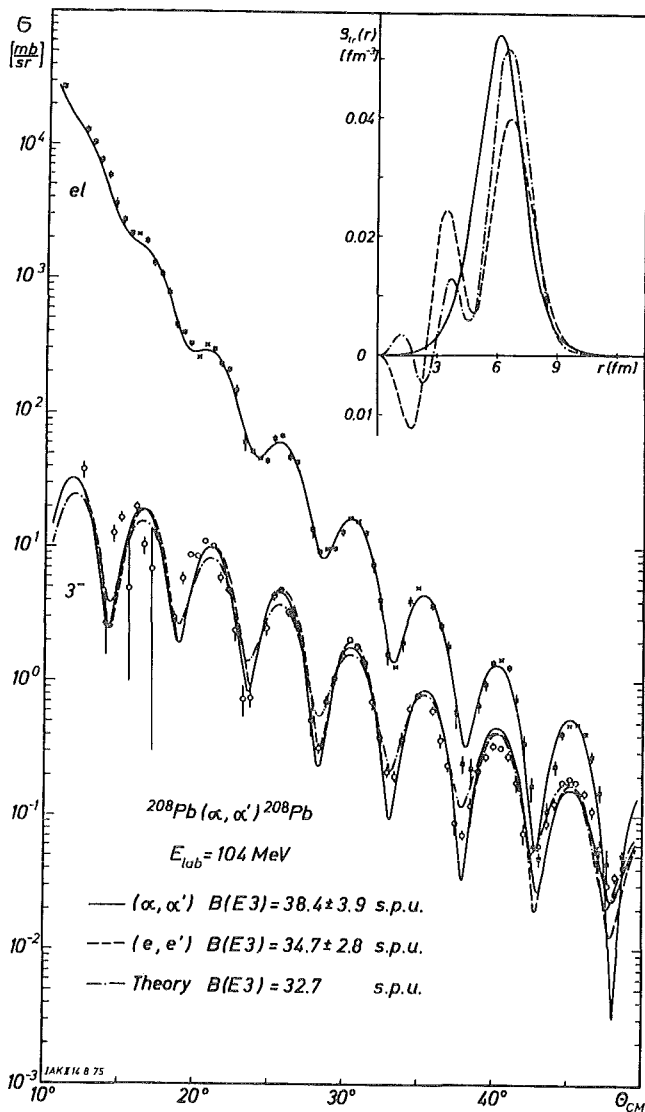


Abb. 2 Studien der Oktupol-Übergangsdichte des 3_1^- -Zustandes von ^{208}Pb . Rechts oben ist das Ergebnis der α -Teilchenstreuung mit Ergebnissen aus der Elektronenstreuung und einem theoretischen Resultat verglichen.

Abb. 2 vergleicht für ^{208}Pb den radialen Verlauf der Übergangsdichte $\rho_{\text{tr}}(r)$ mit Ergebnissen aus der Elektronenstreuung /2/ bzw. einer mikroskopischen Theorie /3/. Es zeigt sich (s. Abb.2), daß die Wirkungsquerschnitte im wesentlichen durch den Verlauf bei großen Radien bestimmt sind, dort aber recht empfindlich von der Übergangsdichte $\rho_{\text{tr}}(r)$ abhängen. Eine detailliertere

Analyse ist im Gange.

⁺Physikal. Institut der Universität Heidelberg

Referenzen

- /1/ H.J. Gils und H. Rebel, Z. Physik (im Druck)
- /2/ H. Rothhaas, J. Friedrich, K. Merle and B. Dreher, Phys. L. 51B (1974)23
- /3/ H. Knüpfer und M.G. Huber, private Mitteilung

2.5 Bestimmung der Differenzen zwischen den Radien der Neutronen- und Protonendichteverteilungen in $^{204,206,208}\text{Pb}$ durch elastische Streuung von 104 MeV- α -Teilchen

H.J. Gils und H. Rebel

Die Frage, ob die Atomkerne eine "Neutronenhaut" haben, wurde schon häufig von experimentellen und theoretischen Gesichtspunkten aus eingehend diskutiert /1,2/, vor allem im Hinblick auf neutronenreiche Kerne. Aus der Elektronenstreuung oder aus der Röntgenstrahlung μ -mesonischer Atome liegen sehr genaue Informationen über Ladungs- bzw. Protonendichteverteilungen vor. Dagegen sind die experimentellen Kenntnisse über Neutronenverteilungen spärlich und ungenau. Die Bedeutung der Frage von Differenzen zwischen Protonen- und Neutronenverteilungen wird z.B. anhand einer Diskussion der Nolen-Schiffer-Anomalie /3/ deutlich, für deren Erklärung eine Verletzung der Ladungssymmetrie der Kernkräfte vorgeschlagen wird /2/. Unter diesem Aspekt ist eine direkte Bestimmung der Radien von Neutronenverteilungen von generellem Interesse.

Unter den verschiedenen dazu vorgeschlagenen Experimenten hat sich die elastische Streuung von α -Teilchen mittlerer Energie seit langem als eine empfindliche Methode zur Untersuchung von Kernoberflächen erwiesen, insbesondere seit mit der Faltungsmodellnäherung /4/ ein Reaktionsmodell vorliegt, das die Kern-Geometrie mit dem Wechselwirkungspotential verknüpft. Zur Bestimmung von Neutron-Proton-Differenzen wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung von 104 MeV α -Teilchen an $^{204,206,208}\text{Pb}$ mit hoher Winkelgenauigkeit gemessen. Die Analysen basieren auf einem phänomenologischen Faltungsmodell, bei dem unterschiedliche Dichteverteilungen für Protonen und Neutronen angenommen wurden. Die Protonenverteilungen wurden von Ladungsverteilungen abgeleitet, die aus genauen Elektronenstreuexperimenten resultieren /5/.

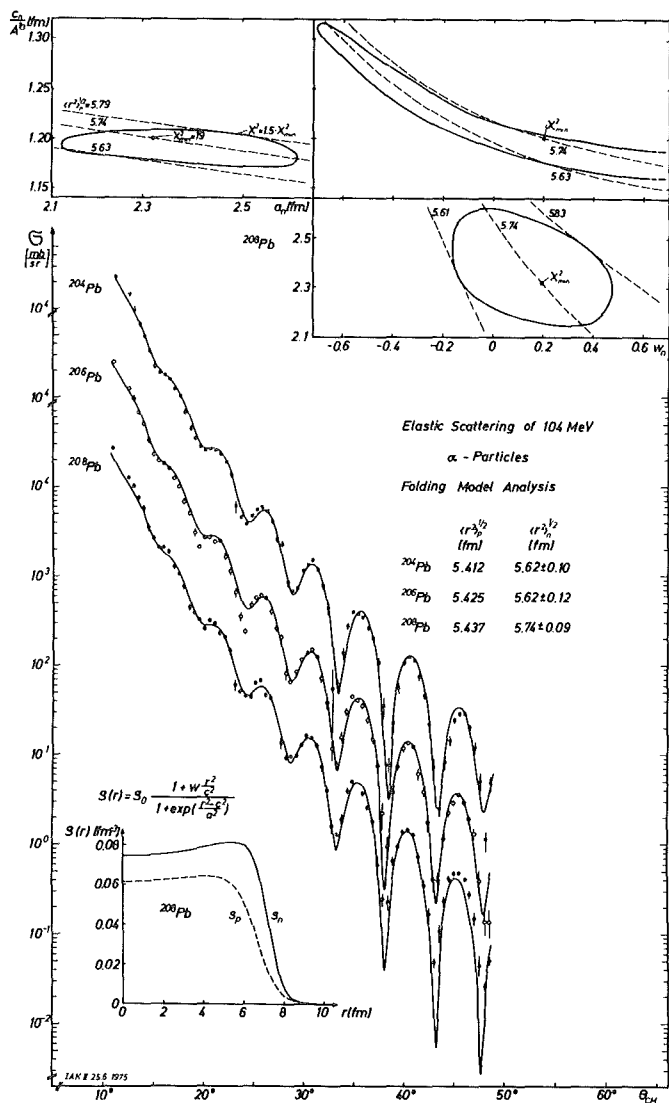


Abb. 1
Experimentelle und theoretische Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung von 104 MeV- α -Teilchen an $^{204}, ^{206}, ^{208}\text{Pb}$. Links unten ist der radiale Verlauf der Protonen- und Neutronendichte gezeigt, während im oberen Teil die Ergebnisse von Studien der Korrelationen zwischen verschiedenen Parametern der angesetzten funktionalen Form für $\rho(r)$ angedeutet sind.

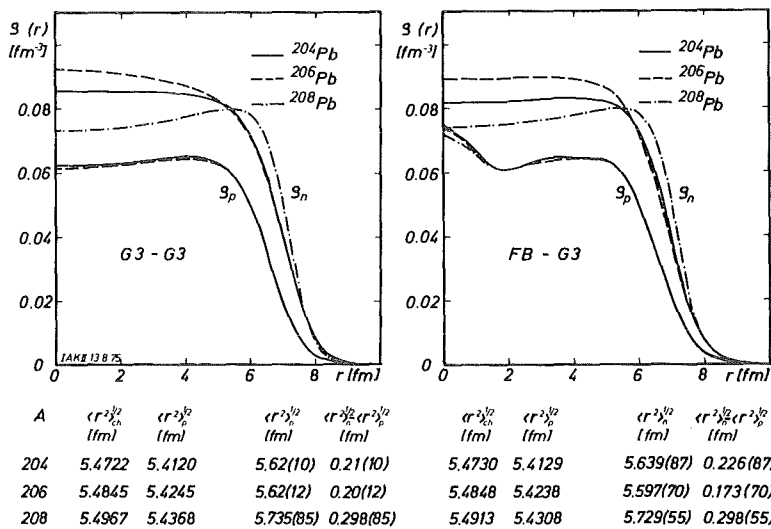


Abb. 2
Protonen- und Neutronenverteilungen von $^{204}, ^{206}, ^{208}\text{Pb}$. Die Protonenverteilungen wurden aus gemessenen Ladungsverteilungen abgeleitet /5/, die Neutronenverteilungen ergeben sich aus dem vorliegenden Experiment. Es wurden zwei verschiedene Formen der Protonenverteilung ρ_p studiert. Die entsprechenden Werte für die RMS-Radien sind unter dem Bild tabelliert.

Die Neutronenverteilungen wurden durch modifizierte Gaußverteilungen (s. Abb. 1 unten) parametrisiert, deren drei Parameter durch Anpassung der theoretischen Wirkungsquerschnitte an die Meßdaten ermittelt wurden. Die gemessenen und theoretischen Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 1 dargestellt. Abb. 2 zeigt die übernommenen Protonenverteilungen und die ermittelten Neutronenverteilungen sowie die resultierenden mittleren quadratischen Radien. Der gemessene Radius der Neutronenverteilung von ^{208}Pb ist unverträglich mit Ergebnissen, die aus der Energieverschiebung der isobaren Analogzustände /3/ berechnet wurden, steht jedoch in Übereinstimmung mit Hartree-Fock-Rechnungen (mit dichteabhängigen Kräften) /2/ und mit früheren ähnlichen Analysen der α -Streuung. Da die Messungen und Analysen besonders empfindlich und zuverlässig auf Isotopenunterschiede reagieren, ist die deutlich schärfere Kante der ^{208}Pb Neutronenverteilung bemerkenswert, die charakteristisch für die abgeschlossene Neutronenschale sein kann.

Referenzen

- /1/ G.A. Jones, Rep. Prog. Phys. 33 (1970) 645
- /2/ J.W. Negele, Comm. Nucl. Part. Phys. VI,1 (1974) 15
- /3/ J.A. Nolen, Jr. and J.P. Schiffer; Ann. Rev. Nucl. Sci. 19 (1969) 471
- /4/ H. Rebel, KFK Report 2065 (1974) Kernforschungszentrum Karlsruhe
- /5/ H. Euteneuer, N. Voegler und J. Friedrich (Mainz), priv. Mitteilungen

2.6 $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha'\gamma)$ -Winkelkorrelationsmessungen bei $E_\alpha = 104$ MeV

W. Eyrich⁺, M. Berg⁺, A. Hofmann⁺, H. Rebel, V. Scheib⁺,
S. Schneider⁺ und F. Vogler⁺

Ähnlich wie Experimente mit polarisierten Teilchen bieten Untersuchungen von Teilchen- γ -Korrelationen einen detaillierteren Einblick in den Mechanismus einer Kernreaktion als die Messungen allein der differentiellen Wirkungsquerschnitte. Aus $(\alpha, \alpha_1\gamma)$ -Winkelkorrelationen lassen sich bei gg-Kernen die einzelnen Reaktionsamplituden X_0 , $X_{\pm 2}$, die sich auf verschiedene magnetische Subzustände des Endkerns beziehen, separat bestimmen /1/. Da diese Amplituden empfindlich von den Annahmen des Reaktionsmodells abhängen, wurden im Rahmen detaillierterer Studien der Prolat-Oblat-Effekte, die in der α -Teilchenstreuung beobachtet wurden /2/, und als kritischer

Test für Voraussagen des Faltungsmodells /3/ ($\alpha, \alpha_1 \gamma$)-Messungen an ^{24}Mg mit 104 MeV- α -Teilchen durchgeführt. Die Teilchen- γ -Koinzidenzen wurden in "in plane"-Geometrie mit vier Si(Li)-Detektoren für die α -Teilchen und zwei Ge(Li)- γ -Detektoren gemessen, wobei das wesentliche experimentelle Problem die Reduktion des hohen γ -Untergrundes war. Aus den Messungen wurden die Absolutquadrate der Reaktionsamplituden X_0 , $X_{\pm 2}$ und die relative Phase zwischen X_2 und X_{-2} gewonnen (die Quantisierungsachse ist senkrecht zur Streuebene gewählt). Ein Eindruck von den Ergebnissen geben die Abb. 1a und 1 b, welche die Meßergebnisse zusammen mit theoretischen Kurven zeigen, die sich aus Coupled Channel-Rechnungen mit den in Ref. /4/ angegebenen optischen Potentialen ergeben. Die Favorisierung der prolaten Deformation ist deutlich.

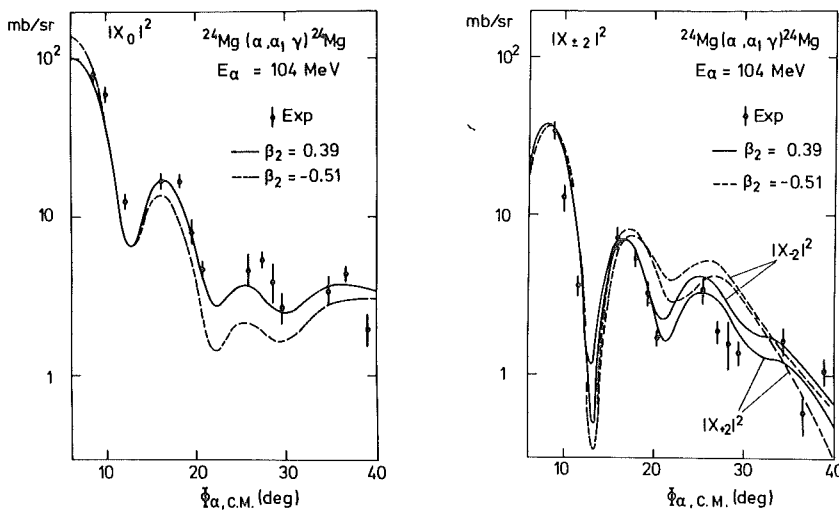


Abb. 1
Experimentelle Werte vom $|X_0|^2$ und $|X_{\pm 2}|^2$ verglichen mit "coupled channel" Rechnungen für prolate und oblate Deformation.

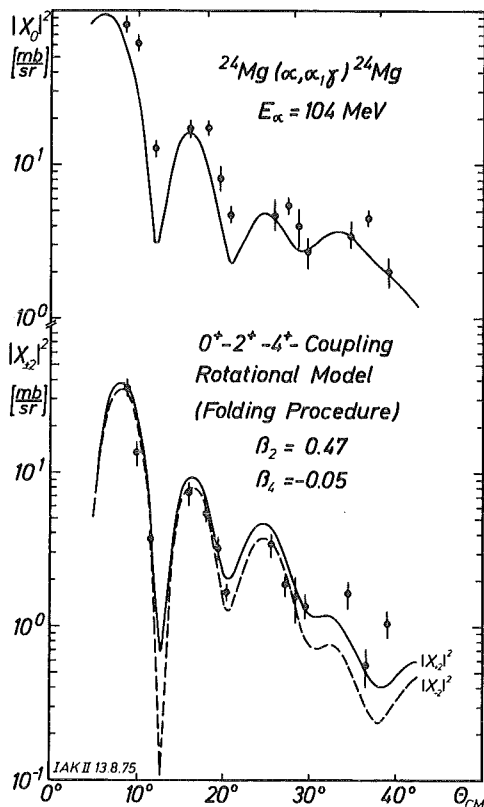


Abb. 2
Faltungsmodell-Voraussagen für die Reaktionsamplituden $|X_0|^2$, $|X_{\pm 2}|^2$. Der Berechnung des deformierten optischen Potentials sind Ergebnisse der Elektronenstreuung an ^{24}Mg /5/ zugrundegelegt.

Abb. 2 vergleicht die Meßergebnisse mit Voraussagen des Faltungsmodells, wobei für die deformierte Dichteverteilung von ^{24}Mg Resultate aus der Elektronenstreuung übernommen wurde /5/.

⁺Physikal. Institut der Universität Erlangen

Referenzen

- /1/ H. Wagner, A. Hofmann and F. Vogler, Phys. L 47B (1973) 497
- /2/ H. Rebel, Nucl. Phys. A180 (1972) 332
- /3/ H. Rebel, KFK-Report 2065 (1974)
- /4/ H. Rebel, G.W. Schweimer, G. Schatz, J. Specht, R. Löhken, G. Hauser, D. Habs und H. Klewe-Nebenius, Nucl. Phys. A182 (1972) 145
- /5/ A. Nakada and Y. Torizuka, J. Phys. Soc. Japan 32 (1972) 1

2.7 Direkte Beobachtung eines beschleunigten $4_1^+ \rightarrow 0^+$ Cross-Over-Übergangs in ^{202}Pb durch Konversions-elektronen Spektroskopie*

A. Hanser, K. Wisshak⁺, H. Klewe-Nebenius⁺ und H. Rebel

Mit Hilfe eines speziellen Elektronen-Spektrometers /1/ ("Mini-Orange"), das mit einem Filter aus Permanent-Magneten niederenergetische Elektronen von einem Si(Li)-Detektor effektiv abgeschirmt und daher die Pile-Up-Effekte stark unterdrückt, konnte der $4_1^+ \rightarrow 0^+$ Cross-over-Übergang in ^{202}Pb trotz des extremen Verzweungsverhältnisses $E4(4_1^+ \rightarrow 0^+) / E2(4_1^+ \rightarrow 2_1^+) = (3.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-6}$ beobachtet werden. Die Beobachtung der Konversionselektronen erweist sich als empfindlicher als die Messung der γ -Strahlung und ergibt (4.6 ± 0.8) W.u für den E4-Übergang. Dieses Ergebnis steht im Zusammenhang mit einem Befund bei α -Teilchen-Streuexperimenten, daß Kerne mit abgeschlossener Schale zusammen mit einem energetisch (relativ zum 2_1^+ -Zustand) abgesenkten 4_1^+ -Zustand beschleunigte E4-Übergänge aufweisen.

*Phys. Rev. C12 (1975) 338

⁺Physikal. Institut der Universität Heidelberg

Referenzen

- /1/ J. van Klinken, K. Wisshak, S. Feenstra and H. Faust, Nucl. Instr. Meth. (eingereicht)

2.8 Untersuchung des Zerfallschemas von $^{143\text{m}}\text{Gd}$

K. Wisshak⁺, A. Hanser, H. Klewe-Nebenius⁺, J. Buschmann,
H. Rebel und H. Faust⁺

Die in jüngerer Zeit bei in-beam-Experimenten an ungeraden Kernen des Massenbereichs $50 < (N, Z) < 82$ häufig beobachteten Hochspinzuständen von $h \ 11/2$ -Banden lassen sich meist gut im Rahmen des Alignment-Coupling-Modells deuten. Das Modell sagt außer den Hochspinzuständen noch Zustände mit kleinerem Spin ($I \leq 11/2$) voraus, deren energetische Lage sehr viel stärker von der Kerndeformation abhängt und die daher ein sehr empfindlicher Test für die Gültigkeit des Modells sind. Als Nicht-Yrast-Zustände lassen sie sich jedoch nur schwer in in-beam-Experimenten nachweisen. Eine bedeutend bessere Möglichkeit bietet sich dort, wo ein $11/2^-$ -oder $9/2^-$ -Zustand des Mutterkerns in der β -Zerfallsreihe im wesentlichen durch β -Übergänge zerfällt. Bei den bereits untersuchten Kernen ^{135}Pr und ^{137}Nd war dieser Fall gegeben. Vorangegangene Untersuchungen /1/ hatten gezeigt, daß auch der mit 1,8 Minuten Halbwertszeit in ^{143}Eu zerfallende Zustand des $^{143\text{m}}\text{Gd}$, bei dem es sich um ein $11/2^-$ -Niveau handeln dürfte, diese Möglichkeit bietet.

Zur Erzeugung von $^{143\text{m}}\text{Gd}$ wurde hochangereichertes ^{144}Sm mit α -Teilchen von 80 - 90 MeV bestrahlt. Die Isobaren der Masse 143 ($^{143\text{m}}\text{Gd}$, ^{143}Eu , ^{143}Sm) wurden elektromagnetisch abgetrennt (s. Beitrag 6.17). Das Mengenverhältnis der abgetrennten Isobare konnte durch Wahl verschiedener Betriebsbedingungen der Massentrenner-Ionenquelle stark variiert werden. Mit Halbleiterdetektoren wurde gemessen: γ -Einzelspektren bei genauer Eichung, γ - γ -Koinzidenzen und Konversionselektronenspektren, letztere unter Verwendung eines Magnetfilters zur Unterdrückung des β^+ - und des γ -Untergrundes (s. Beitrag 6.19). Der Vergleich von Spektren, die bei unterschiedlichem Mengenverhältnis von $^{143\text{m}}\text{Gd}$, ^{143}Eu und ^{143}Sm in den Quellen gemessen wurden, erleichterte die Analyse dieser Spektren. 40 γ -Übergänge wurden dem Zerfall des $^{143\text{m}}\text{Gd}$ zugeordnet. Von 15 dieser Übergänge konnten Aussagen über die Multipolarität gemacht werden. 30 γ - γ -Koinzidenzbeziehungen wurden nachgewiesen. Diese Meßdaten führten zur Aufstellung des in Abb. 1 dargestellten Niveauschemas des ^{143}Eu . In einigen wenigen Punkten wird dieses Schema durch vorangegangene in-beam-Messungen (γ -Winkelverteilungen, γ - γ -Koinzidenzen) gestützt, die wegen mangelnder Statistik jedoch keine weiteren Aussagen - z.B. über Hochspinzustände - zuließen. Es ist geplant, auf der Basis eines ver-

besserten Coriolis-Coupling-Modells [2], das auch die Weichheit und die asymmetrische Deformation des Rumpfes berücksichtigt, die experimentellen Beobachtungen zu deuten.

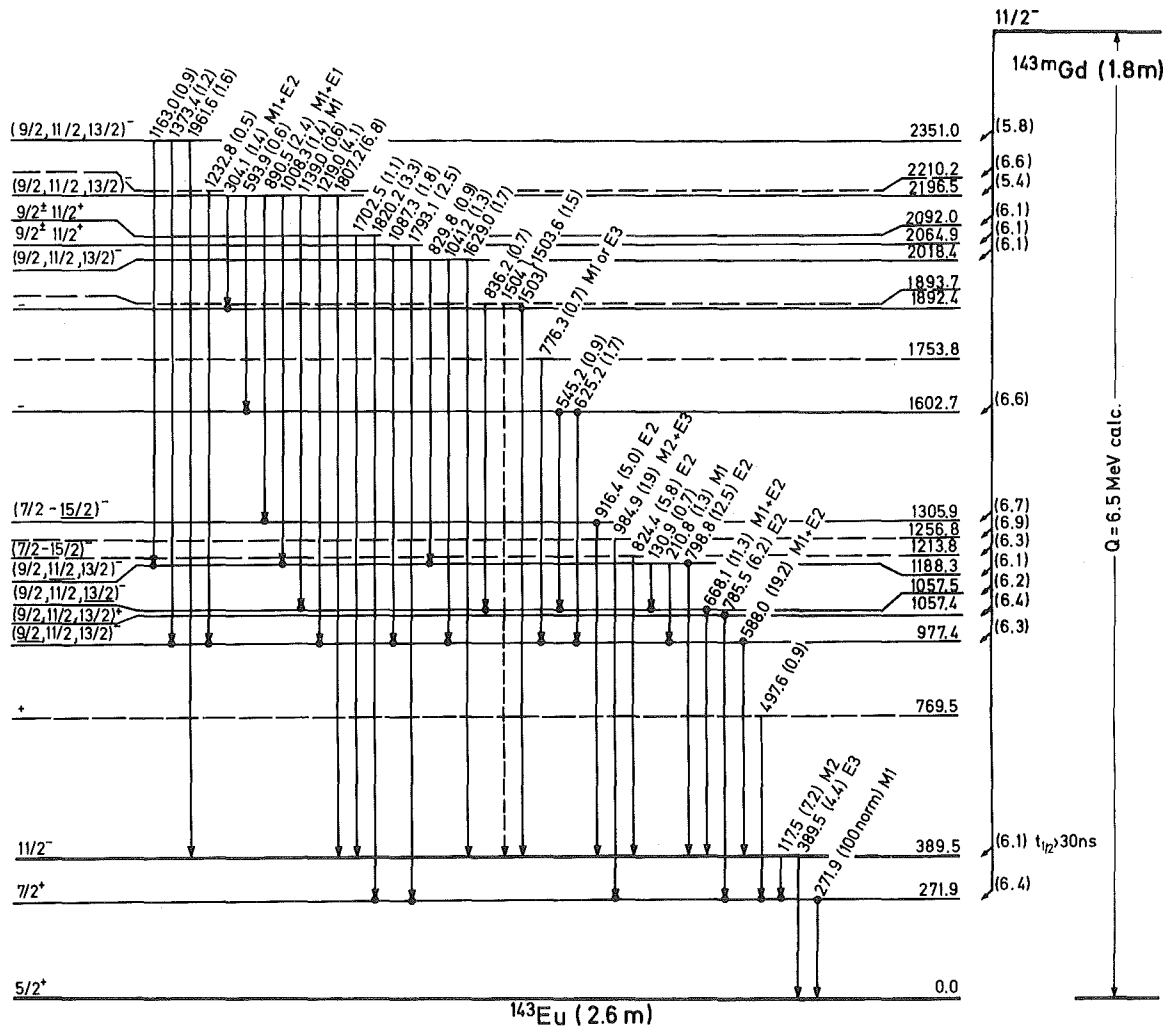


Abb. 1 Das Niveauschema von ^{143}Eu . (Die unterstrichenen Spinwerte werden durch die in-beam-Messungen nahegelegt.)

⁺ Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

Referenzen

- /1/ J. van Klinken, D. Habs, H. Klewe-Nebenius, K. Wisshak, G. Nowicki, J. Buschmann, S. Göring, R. Löhken, H. Rebel, G. Schatz, KFK-Report Nr. 1768 (1973)
- /2/ H. Toki and A. Faessler, Frühjahrstagung des Fachausschusses Kernphysik (DPG) und der Sektion Kernphysik (NNV), Den Haag 7.-11.4.1975

2.9 Das Niveauschema von ^{137}Pr - Evidenz für die prolata Kerngestalt*

H. Klewe-Nebenius⁺, D. Habs⁺, K. Wisshak⁺, H. Faust⁺,
G. Nowicki, S. Göring, H. Rebel, G. Schatz, M. Schwall⁺⁺

Das Niveauspektrum von ^{137}Pr wurde mit Hilfe der γ -Strahlung, die dem β -Zerfall von ^{137}Nd folgt, wie auch durch Beobachtung der prompten γ -Strahlung bei (α, xn) -Reaktionen untersucht. Gemessen wurden Einzelspektren, $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen, Winkelverteilungen und Konversionselektronen-Spektren. Aus den etwa 100 γ -Übergängen, die dem 38 min-Zerfall von ^{137}Nd zugeschrieben werden konnten, konnte ein Niveauschema mit 26 Niveaus konstruiert werden. Das bei den in-beam-Messungen beobachtete $11/2^-$ -Niveau ist die Basis einer starken Kaskade gestreckter E-2-Übergänge mit der wahrscheinlichen Folge: $23/2^- - 19/2^- - 15/2^- - 11/2^-$. Die Interpretation dieser Kaskade im Rahmen des "Strong-Coupling"-Modells weist auf die prolata Deformation von ^{137}Pr hin, was durch die Beobachtung des im Nilsson-Schema vorausgesagten $3/2^+$ -Niveaus bei 75 keV unterstützt wird.

* Nucl. Phys. A240 (1975) 137

⁺ Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

⁺⁺ Institut für experimentelle Kernphysik des Kernforschungszentrums und der Universität Karlsruhe

2.10 Das Niveau-Schema von ^{135}Pr - Prolate Deformation des $11/2^-$ Isomers*

K. Wisshak⁺, H. Klewe-Nebenius⁺, D. Habs⁺, H. Faust⁺, G. Nowicki
und H. Rebel

Mit den Methoden der "in-beam" und off-beam"- γ - und Konversionselektronen-Spektroskopie wurde das Niveauschema von ^{135}Pr untersucht. Außer γ -Spektren, $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen und γ -Winkelverteilungen wurden Konversionselektronenspektren mit Hilfe eines speziellen Spektrometers ("Mini-Orange": Si(Li)-Detektor mit einem magnetischen Filter zur Reduktion des Untergrundes) gemessen. Neben einer entkoppelten Bande, die auf dem $11/2^-$ -Zustand aufbaut, wurden weitere Zustände negativer Parität identifiziert, die durch den β -Zerfall eines $9/2^-$ -Isomers im Mutterkern ^{135}Nd stark bevölkert werden. Eine Deutung aller beob-

achteten Zustände negativer Parität auf der Basis des Alignment-Coupling-Modells führt zu fast quantitativer Übereinstimmung mit den theoretischen Voraussagen, wenn man die Weichheit des axial-symmetrisch deformierten Rumpfes berücksichtigt, und zeigt eine prolate Deformation des $11/2^-$ -Isomers an.

* Nucl. Phys. A247 (1975) 59

+ Physikalisches Institut des Universität Heidelberg

2.11 Das Niveauschema von ^{137}Nd aus Untersuchungen von (α, xn) -Reaktionen und des β -Zerfalls des $11/2^-$ -Isomers von ^{137}Pm *

G.P. Nowicki, J. Buschmann, A. Hanser, H. Rebel, H. Faust⁺,
D. Habs⁺, H. Klewe-Nebenius⁺, K. Wisshak⁺

Durch Messungen von γ - und Konversionselektronen-Spektren, von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen sowie von Winkelverteilungen der prompten γ -Strahlung und Konversionselektronen wurde "in-beam" nach (α, xn) -Reaktionen wie auch "off-beam" nach dem β -Zerfall von ^{137}Pm (2,4 min) das Niveauschema von ^{137}Nd untersucht. Es wurden sowohl Hochspinzustände - eine gestörte Rotationsbande, die auf dem $11/2^-$ -isomeren Zustand aufbaut - als auch Niederspin-Zustände identifiziert und in ein Niveauschema eingeordnet. Die Zustände negativer Parität wurden auf der Basis des "Coriolis-Coupling"-Modells diskutiert und weisen auf eine schwache prolate Deformation von ^{137m}Nd hin. Um das beobachtete Niveau-Schema, insbesondere die Niederspinzustände, quantitativ gut zu beschreiben, scheint es notwendig, eine asymmetrische Deformation des Rumpfes zu berücksichtigen.

* KFK-Report 2017 (1974); Nucl. Phys. A249 (1975) 76

+ Physikalisches Institut Universität Heidelberg

2.12 Messung von Konversionselektronen-Winkelverteilungen am α - und ^6Li -Strahl

H. Faust⁺, K. Wisshak⁺, H. Klewe-Nebenius⁺, H. Rebel, J. Rieder⁺

Die Bestimmung der Multipolarität prompter elektromagnetischer Übergänge ist eine wesentliche Voraussetzung zur Aufstellung von Niveauschemata

und damit zu einer Testmöglichkeit von Kernmodellen. Die übliche Methode, die Winkelverteilung der prompten γ -Strahlung zu messen, ermöglicht keine Unterscheidung von Multipolaritäten gleicher Ordnung (z.B. M1, E1). Durch eine Bestimmung der Konversionskoeffizienten lassen sich zwar elektrische und magnetische Multipolstrahlung gleicher Ordnung unterscheiden, nicht jedoch reine $\Delta I=1$ - und $\Delta I=2$ -Übergänge von Mischungen der beiden.

Im Gegensatz dazu zeigt die Winkelverteilung der Konversionselektronen für Dipol- und Quadrupolübergänge ein stark unterschiedliches Verhalten. In Abb. 1 sind die A_2 -Koeffizienten für die γ - und die Elektronenwinkelverteilung in Abhängigkeit vom Mischungsparameter δ aufgetragen und mit den Werten für reine E2-Übergänge mit $\Delta I=2$ verglichen. Da in die Winkelverteilung der Konversionselektronen - im Gegensatz zur γ -Winkelverteilung - neben einer Abhängigkeit von der Parität und den Konversionskoeffizienten der beteiligten Übergänge auch die Übergangsenergie eingeht, zeigen die A_2 -Koeffizienten vor allem für kleine Energien ein wesentlich anderes Verhalten als im Fall der γ -Winkelverteilung (vgl. Ref. /1/).

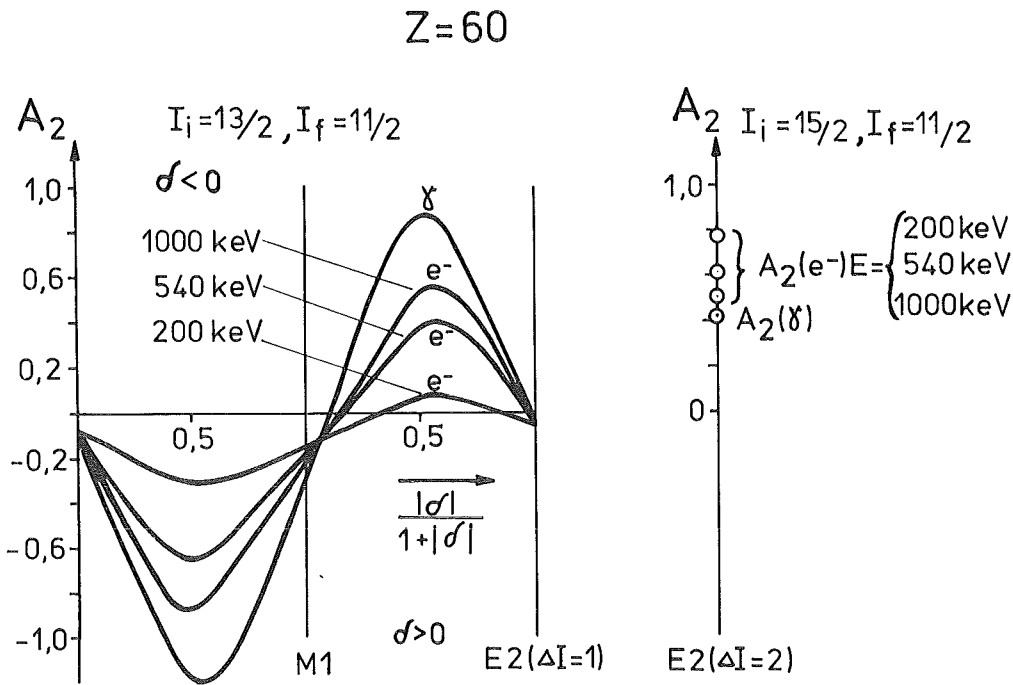


Abb. 1 A_2 -Werte für $\Delta I=1$ -Übergänge der e^- und γ -Winkelverteilung in Abhängigkeit vom Mischungsparameter δ und A_2 -Werte für $\Delta I=2$ -Übergänge

Die experimentellen Verhältnisse $A_2(e^-)/A_2(\gamma)$ lassen daher auch bei großen Meßfehlern (50 - 100%) eine Unterscheidung von reinen und gemischten Multipolaritäten zu.

Zur Messung der e^- -Winkelverteilung wurde das "Mini-Orange"-Spektrometer (s. Beitrag 6.19) zu einem "Sandwich"-System mit kleiner Winkelakzeptanz modifiziert (Abb. 2).

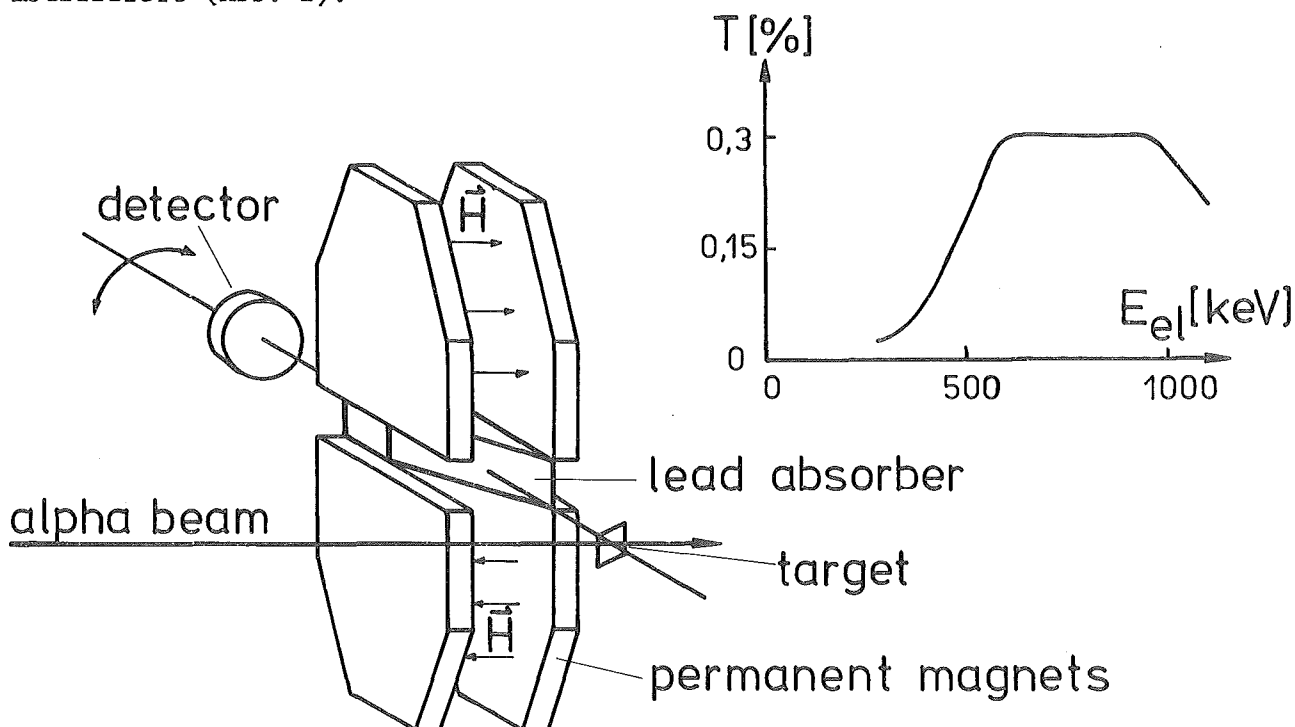


Abb. 2 Schematischer Aufbau des "Sandwich"-Spektrometers (Originalgröße ca. 10 cm). Rechts oben ist die Transmissionskurve des Systems mit Ba-Ferrit-Magneten gezeichnet.

Das magnetische Filter aus Permanentmagneten (Ba-Ferrit bzw. $SmCo_5$) reduziert den Untergrund an β^+ - und γ -Strahlung sowie von schwereren Teilchen um mehrere Größenordnungen. Der wegen seiner großen Intensität stark störende Untergrund an niederenergetischen δ -Elektronen konnte durch spezielle Wahl der Magnetfeldgeometrie, durch kleine Korrekturmagnete vor dem Detektor und durch eine Absorberfolie zwischen den Magnetplatten stark unterdrückt werden. Am α - und p-Strahl des Zyklotrons wurden erste Messungen durchgeführt und Konversionselektronen im Energiebereich von 100 keV - 1 MeV spektroskopiert (vgl. Ref. /1/). Am 6Li -Strahl steigt der δ -Untergrund wegen der höheren Endenergie um einen Faktor 2-3 an. Darüberhinaus führt auch die erhöhte Rate an Neutronen und Aufbruchteilchen zu einer Verschlechterung des Verhältnisses Effekt/Untergrund. Die daher notwendigen Verbesserungen am Spektrometer werden zur Zeit erprobt.

⁺ Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

Referenzen

/1/ H. Faust, K. Wisshak and H. Klewe-Nebenius, Phys. Rev. L. (eingereicht)

2.13 Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{191,193}\text{Ir}(^6\text{Li}, \text{xn})$
und $^{197}\text{Au}(^6\text{Li}, \text{xn})$ bei ^6Li -Energien von 60-156 MeV

J. Kropp⁺, J. Buschmann, H. Klewe-Nebenius⁺, H. Rebel, H. Faust⁺,
K. Wisshak⁺

Der in diesem Jahr erstmals verfügbare 156 MeV- ^6Li -Strahl erlaubt die Ausdehnung kernphysikalischer Untersuchungen mit ^6Li -Ionen auf einen bisher kaum untersuchten Energiebereich. Wegen des bislang noch geringen Strahlstromes ($< 1\text{nA}$) wurden als erste Experimente Untersuchungen zum Mechanismus der $(^6\text{Li}, \text{xn}+\text{yp})$ -Reaktionen begonnen, indem mit γ -spektroskopischen Methoden die Anregungsfunktionen gemessen wurden. Im Vordergrund dieser Experimente steht die Frage, inwieweit die vornehmlich bei niederen Energien und leichteren Projektilen geprüften theoretischen Beschreibungen hier ihre Gültigkeit behalten. Daneben liefern die Messungen auch neue spektroskopische Information über neutronenarme Nuklide.

Die Anregung von Zuständen neutronenarmer Hg- und Pb-Isotope wurde durch Beschuss von natürlichen Ir- und Au-Targets unter Benutzung eines externen Energievariators in 10 MeV-Schritten zwischen 60 und 156 MeV gemessen. Die mit einem Ge(Li)-Detektor "in-beam" gemessenen γ -Spektren wurden zur Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts auf die Intensität der im Target erzeugten Röntgenstrahlung normiert. Die zur Berechnung des Teilchenstromes erforderlichen Ionisationsquerschnitte sind bei hohen Energien jedoch nur für Protonen und α -Teilchen bekannt, doch scheint die theoretische Beschreibung /1/, die durch eine Strommessung mit 104 MeV- α -Teilchen und mit einem homogenen Target bekannter Dicke geprüft wurde, für eine Extrapolation hinreichend zuverlässig. Die Normierung auf die Röntgenstrahlung vermeidet die Schwierigkeiten, die sich aus Inhomogenitäten des Targets und der Strahldivergenz bei größeren Absorberdicken ergeben.

In Abb. 1 sind die gemessenen und berechneten Anregungsfunktionen für einige den Reaktionen $^{191+193}\text{Ir} (^6\text{Li}, xn) ^{192-186}\text{Hg}$ zugeordnete γ -Linien dargestellt. Wegen der 2 Isotope von natürlichem Iridium ergibt sich für jeden Hg-Endkern eine Überlagerung von 2 Anregungsfunktionen. Die theoretischen Kurven wurden nach dem Preequilibrium-Modell von Blann et al. /2/ berechnet.

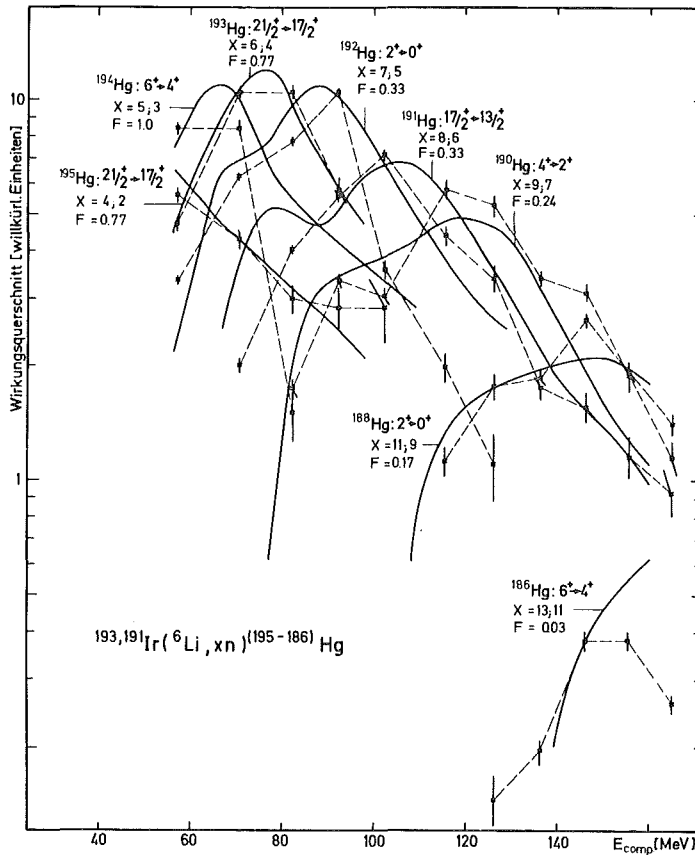


Abb. 1 Vergleich gemessener und theoretischer Anregungsfunktionen für die Reaktionen $^{191+193}\text{Ir} (^6\text{Li}, xn) ^{192-186}\text{Hg}$. Die experimentellen Funktionen wurden mit den angegebenen Faktoren F in der Höhe an die Theorie angepaßt.

Die Kurven geben, wie Abb. 1 zeigt, Lage und Form der gemessenen Anregungsfunktionen gut wieder. Die erforderliche Anpassung in der Höhe (Faktoren F in Abb. 1) ist auf Unsicherheiten in den verwendeten Parametern (Compoundkern-Bildungsquerschnitte, Massen, Einfluß des Li-Aufbruchs, Beitrag der Spaltung, die bei den vorliegenden Nukliden 20 % ausmacht,) zurückzuführen. Vorläufige Ergebnisse mit einer verbesserten theoretischen Beschreibung weisen darauf hin.

Zur Zeit werden die Anregungsfunktionen für die $(xn+p)$ -Reaktionen ausgewertet und eine Massenzuordnung der γ -Übergänge neutronenarmer Pb-Isotope, die mit den $^{197}\text{Au} (^6\text{Li}, xn)$ -Reaktionen produziert werden sollten, versucht.

⁺ Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

Referenzen

/1/ J.D. Garcia, Phys. Rev. A1 (1970) 280

/2/ M. Blann, Nucl. Phys. 80 (1966) 223 und C.K. Cline and M. Blann,
Nucl. Phys. A172 (1971) 225

2.14 Elastische und unelastische Streuung von 52 MeV vektorpolarisierten Deuteronen an $^{12}\text{C}^*$

V. Bechtold, L. Friedrich, J. Bialy⁺, M. Junge⁺, F.K. Schmidt⁺,
G. Strassner⁺

Bei den Karlsruher Polarisationsexperimenten wird die elastische Streuung an ^{12}C zur Eichung und als Polarisationsmonitor verwendet. Für einige Winkel ist die Analysierstärke von einem Doppelstreueperiment bekannt. Diese Daten wurden durch unsere Messungen mit dem vektorpolarisierten Deuteronenstrahl von C - LASKA bestätigt. Darüberhinaus wurden simultan der Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke der inelastischen Streuprozesse ($J^\pi = 2^+$, $Q = -4,43$ MeV und $J^\pi = 3^-$, $Q = -9,64$ MeV) bei dieser Reaktion bestimmt. Diese Daten wurden zunächst auf der Basis des optischen Modells mit dem Code MAGALI analysiert. Für die inelastischen Streuprozesse wurden DWBA-Rechnungen durchgeführt. Eine bessere Übereinstimmung mit den gemessenen Vektoranalysierstärken ergab eine Coupled-Channels-Analyse mit der Karlsruher Version des ECIS-Code. Insbesondere ergab sich bei den Deformationsparametern ein beträchtlicher Unterschied gegenüber denen mit der DWBA bestimmten, jedoch eine sehr gute Übereinstimmung mit den Deformationsparametern, die aus der α -und Elektronenstreuung bekannt sind.

*Proceedings of the Fourth International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Reaction, Zürich, Switzerland, August 1975

⁺Institut für experimentelle Kernphysik des Kernforschungszentrums und der Universität Karlsruhe

2.15 Spinbestimmung von hochliegenden $1p$ -Zuständen in ^{15}N mit Hilfe der Reaktion $^{16}\text{O}(\vec{d}, ^3\text{He})^{15}\text{N}$

V. Bechtold, L. Friedrich, G. Strassner⁺, P. Doll⁺⁺, K.T. Knöpfle⁺⁺,
G. Mairle⁺⁺, A. Sessler⁺⁺, G.J. Wagner⁺⁺

Der Grundzustand $J^\pi=1/2^-$ und der 6,32 MeV-Zustand $J^\pi=3/2^-$ von ^{15}N werden stark in der $^{16}\text{O}(\vec{d}, ^3\text{He})^{15}\text{N}$ -Reaktion bevölkert, was als pick up eines Nukleons aus der $1p\ 1/2^-$ bzw. $1p\ 3/2^-$ -Schale interpretiert wird.

Während früher angenommen wurde, daß mit diesen Übergängen die volle $l=1$ -Stärke ausgeschöpft ist, wurde in einem kürzlich durchgeführten Experiment /1/ zusätzlich $l=1$ -Stärke bei 9,94 und 10,71 MeV in ^{15}N beobachtet. (Abb. 1 und 2). Der Spin dieser $1p$ -Zustände ist bisher jedoch noch nicht bekannt. Aus diesem Grunde wurde das $^{16}\text{O}(\vec{d}, ^3\text{He})^{15}\text{N}$ -Experiment mit einem 52 MeV vektorpolarisierten Deuteronenstrahl ($P_y \approx 0,5$) wiederholt. Bei kleinen Streuwinkeln wurde ein verschiedenes Vorzeichen der Analysierstärke der dominanten $1/2^-$ - und $3/2^-$ -Übergänge beobachtet. (Abb. 3). Verglichen hiermit ergibt unsere vorläufige Analyse der Analysierstärken des 9,94 und des 10,71 MeV-Zustandes (Abb. 4) für beide $J^\pi=3/2^-$. Daraus ergibt sich für die Spin-Bahn-Aufspaltung der $p\ 1/2^-$ und $3/2^-$ -Schwerpunktenergien statt des bekannten Wertes von 6,3 MeV der größere von 6,9 MeV.

⁺ Institut für experimentelle Kernphysik des Kernforschungszentrums und der Universität Karlsruhe

⁺⁺ Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

Referenzen

/1/ G. Mairle und G.J. Wagner, Z. Physik 258 (1973) 321

Abb. 1 Spektrum der $^{16}\text{O}(\vec{d}, ^3\text{He})^{15}\text{N}$ -Reaktion bei 52 MeV.

Abb. 2 Die Winkelverteilung der fünf ^3He -Gruppen, die in Abb. 1 gezeigt werden.

Abb. 3 Die Analysierstärke des Grundzustandes $J^\pi=1/2^-$ und des 6,32 MeV-Zustandes $J^\pi=3/2^-$ von ^{15}N .

Abb. 4 Die Analysierstärke des 9,94- und des 10,70 MeV-Zustandes von ^{15}N .

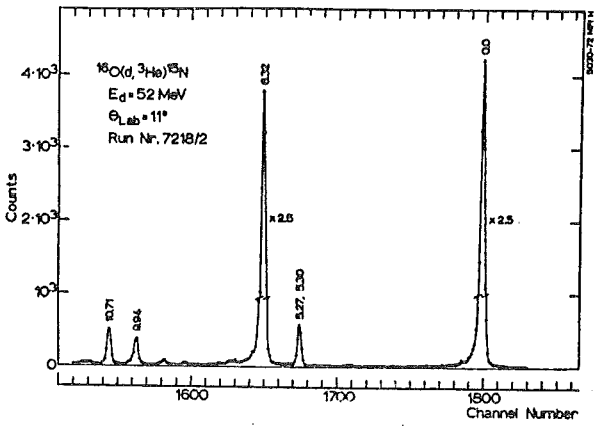


Abb. 1

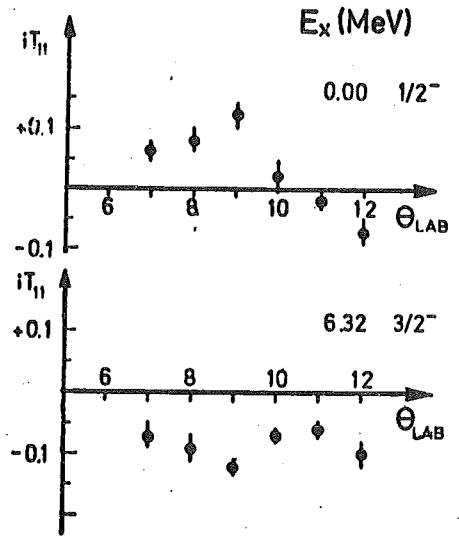


Abb. 3

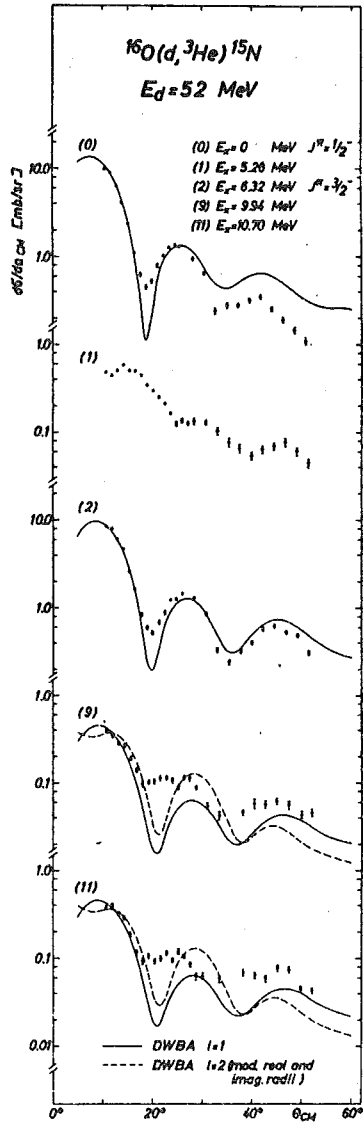


Abb. 2

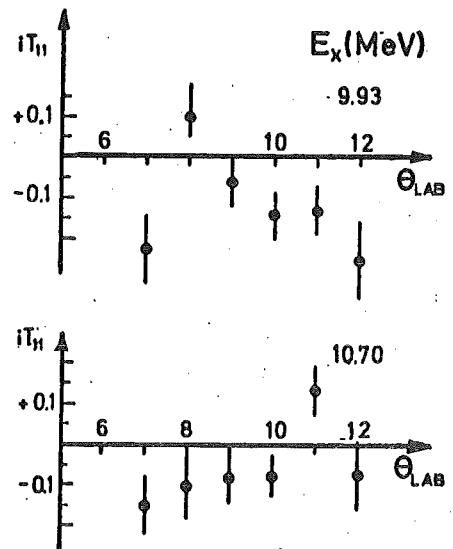


Abb. 4

2.16 Schalenmodellzustände in ^{100}Tc

D. Heck, J.A. Pinston⁺, H. Börner⁺⁺, F. Braumandl⁺, P. Jeuch⁺,
H.R. Koch⁺⁺, W. Mampe⁺, R. Roussille⁺, K. Schreckenbach⁺

Bei $40 \leq Z < 50$ werden die Protonen in die $g_{9/2}$ -Schale eingebaut, so daß sich für Technetium mit $Z = 43$ die Grundzustandskonfiguration $(\pi g_{9/2})^3$ ergibt. Protonenanregung kann durch die Bildung von Lochzuständen in der $2p$ -Schale erfolgen, was zu den Konfigurationen $(\pi p_{1/2})^{-1} \cdot (\pi g_{9/2})^4$ oder $(\pi p_{3/2})^{-1} \cdot (\pi g_{9/2})^4$ führt. Diese Lochzustände, die durch ihre negative Parität identifiziert werden, sollten bei ca. 200 keV auftreten (143 keV bei ^{99}Tc , 208 keV bei ^{101}Tc /1/). Das ungepaarte 57. Neutron sitzt in der $g_{7/2}$ Schale und koppelt mit dem $g_{9/2}$ -Proton zu Zuständen mit positiver Parität und Spins zwischen 1 und 8, wobei gemäß der "Nordheim'schen Regel" /2/ der Grundzustand den tiefsten Spinwert 1 annimmt, was durch β -Zerfallsmessungen zum ^{100}Ru bestätigt wird /3/.

Die Anregungszustände von ^{100}Tc , über die zu Beginn der Untersuchung nichts bekannt war /4/, wurden über die Neutroneneinfangreaktion im ^{99}Tc bevölkert. Mit den am HFR Grenoble installierten Spektrometern /5,6/ konnten ca. 1150 γ -Übergänge nachgewiesen werden. Zu den intensivsten Übergängen mit $90 < E_{\gamma} < 400$ keV wurden an der Karlsruher Anordnung CONCA Koinzidenzbeziehungen gemessen. Mit dem Grenobler Konversionselektronenspektrometer /7/ wurden die Multipolaritäten der Übergänge unterhalb 300 keV bestimmt.

In Tabelle 1 sind die resultierenden Anregungszustände und deren Abregungen zusammengefaßt. Hervorzuheben ist die gute Übereinstimmung mit vorläufigen (d,p)-Daten /8/. Der Grundzustand und die Niveaus bei 172, 201, 244, 264 und 288 keV können als Mitglieder des $(\pi g_{9/2}) \cdot (\pi g_{7/2})$ -Oktetts gedeutet werden.

Der Zustand bei 223 keV hat wegen des E1-Charakters seiner Abregung negative Parität. Bei ihm dürfte es sich ebenso wie bei dem 500.021 keV-Zustand um einen der oben erwähnten Lochzustände handeln. Die Bindungsenergie des letzten Neutrons wurde zu 6764 ± 1 keV bestimmt, was deutlich höher als der aus Massendifferenzen abgeleitete Wert von 6600 ± 60 keV ist /9/.

Tabelle 1 Anregungszustände in ^{100}Tc

E (keV)	I^π	Energien (Intensitäten) und Multipolaritäten der abregenden Übergänge (in keV, pro 100 Einfänge)	I_γ Primär- Übergang	(dp) Daten		
				E keV	l	I^π Ref./8/
0	1^+			0	4	1^+
172.148	2^+	172.148(52) M1 + 18 % E2;	0.012	171	4	(2^+)
200.666	4^+	28.518(20) E2	0.12	199	2	
223.468	2^-	223.468 (51) E1;				
243.952	6^+	43.286 (6) E2;	0.014	244	2	
263.555	3^+	62.889(4) M1; 91.407(4.9) M1; 263.556(5.4) E2;	0.022	264	2	
287.516	5^+	43.562(2) E2; 86.850(2.2) M1;	0.021	290 D	0+2	$4^+, 5^+$
294.925	4^+	31.370(1.5)M1; 94.251(<0.2); (0.017)				
319.488	5^+	75.533(3.4)M1; 118.823(0.1);	0.019	320	0+2	$4^+, 5^+$
340.979	$2^+(3^+)$	46.049(0.7)M1; 77.418(<0.2); 140.315 (0.1); 168.830(1.4) M1+E2; 340.981(0.6);		339	2	
400.633	(3^+)	105.708(2.8)M1; 199.965(<0.2);	0.020	402	2	
424.356	3^+	129.432(<0.01); 160.800(0.05); (223.715(<0.1)); 252.216(1.3)	0.009	423		
454.193	4^+	113.219(0.4); 166.683(1.5) M1; 190.637 (0.1); 253.532(0.2);		444 } 460 }	0+2	$4^+, 5^+$
461.095	$4^+, 5^+$	(141.599(0.1)); 166.171(1.5); (173.564 (0.05)); 197.530(0.05); 217.140(1.5)M1; 260.441(0.05);	0.058			
(493.670)	$4^+, (5^+)$	198.753(0.05); 206.157(1.0)M1; 230.115(0.3);	0.034	497	0+1	$4^+, 5^+$
500.021	$1, 2, 3^-$	276.553 (3.2)M1;	0.18			
500.150	$4^+(5^+)$	75.780(<0.1); 159.175(0.1); (180.668(0.05));				
513.912		(194.435(0.13)); 226.404(0.7);	0.06	514	(2)	
539.634		(39.489(0.9)M1); (78.558(<0.1)); 139.006(0.1); (220.143(0.4)); 244.705 (0.06); 338.963(2.5);	0.10			
544.870		83.775(<0.1); 144.238(0.6); 225.384(2.7); (257.357(0.07); 300.930(2.0);	0.34			
552.278		91.177(0.13)M1+E2; 127.923(0.1); 211.310 (0.3); (232.772(0.03)); (257.357(0.07)); 264.767(0.02); 288.723(0.25);		552	0	$4^+, 5^+$
639.7		125.893(0.02); 139.634(0.01); 146.150(0.03) 185.620(0.15); 239.169(0.05); (320.341 (0.01)); 344.884(0.9); 376.255(0.05); 639.767(0.19).	0.087	639m	0+2	$4^+, 5^+$

⁺ Institut Laue-Langevin, Grenoble

⁺⁺ Institut für Kernphysik, KFA Jülich

Referenzen

- /1/ K. Krämer und B.W. Huber, Z. Phys. A267 (1974) 117
- /2/ L.W. Nordheim, Rev. Mod. Phys. 23 (1951) 322
- /3/ B. Berzins, M.E. Bunker und J.W. Starner, Phys. Rev. 187 (1969) 1618
- /4/ D.C. Koch, Nuclear Data Sheets 11 (1974) 279
- /5/ D. Heck und U. Fanger, KFK 1604 (1972)
- /6/ H. Börner et al., Proceedings of the 2. Int. Conf. on Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy, 2.-6. Sept. 1974, Petten, Holland, 691
- /7/ W. Mampe et al., ibid., 709
- /8/ W. Booth, Persönliche Mitteilung (1975)
- /9/ A.H. Wapstra and N.B. Gove, Nuclear Data A9 (1971) 303

2.17 Niveaustuktur von ^{147}Nd I. ^{146}Nd (n, γ)-Reaktion*

R. Rousille⁺, J.A. Pinston⁺, H. Börner⁺⁺, H.R. Koch⁺⁺, D. Heck

Die Niveaustuktur von ^{147}Nd wurde bestimmt über das Studium der prompten γ -Strahlung, die dem thermischen Neutroneneinfang in ^{146}Nd folgt. Innerhalb des Energiebereichs $50 < E_{\gamma} < 900$ keV wurde die γ -Strahlung mit den 3 am Hochflußreaktor Grenoble installierten DuMont-Spektrometern analysiert. Messungen mit Ge(Li)-Detektoren, die mit Compton-Unterdrückung oder im Pair-Mode betrieben wurden, überdeckten den Energiebereich $0.1 < E_{\gamma} < 5.3$ MeV. Gamma-Gamma-Koinzidenzen und ein zusätzliches Niederenergiespektrum wurden am FR2 in Karlsruhe mit verschiedenen Ge(Li)-Dioden aufgenommen. Unter Verwendung aller dieser Daten wird ein Niveauschema für ^{147}Nd vorgeschlagen, das 22 Anregungszustände unterhalb 2 MeV umfaßt. Es zeigt sich, daß die gegenwärtigen Niveauenergien um einen systematischen Betrag von 50 keV von älteren Werten abweichen, die in der $^{146}\text{Nd}(d,p)$ -Reaktion gefun-

den wurden, was zu einer unterschiedlichen Interpretation des Grundzustandes geführt hat. Für die meisten Niveaus werden Spin- und Paritätswerte vorgeschlagen.

* Nucl. Phys. A 246 (1975) 380

+ Institut Laue-Langevin, Grenoble

++ Institut für Kernphysik, KFA Jülich

2.18 Bandenstruktur von ^{161}Tb

D. Heck, W.F. Davidson⁺, H. Börner⁺⁺

Da ^{160}Tb ($T_{1/2} = 72$ d) einen günstigen Neutroneneinfangquerschnitt von 525 b aufweist, ist es mit den am HFR Grenoble installierten (n, γ)Spektrometern /1,2/ mit in-pile-Target-Geometrie ($\phi_n = 8 \times 10^{14} \text{ n cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$) möglich, ausgehend von ^{159}Tb über 2fachen Neutroneneinfang die Anregungszustände von ^{161}Tb zu untersuchen.

Obwohl mehrere Komponenten, die von β -Zerfällen oder dem Neutroneneinfang der Reaktionsprodukte herrühren, zum γ -Spektrum beitragen, ist es gemäß Fig. 1 möglich, über das Zeitverhalten einzelne Linien bestimmten Reaktionen zuzuordnen.

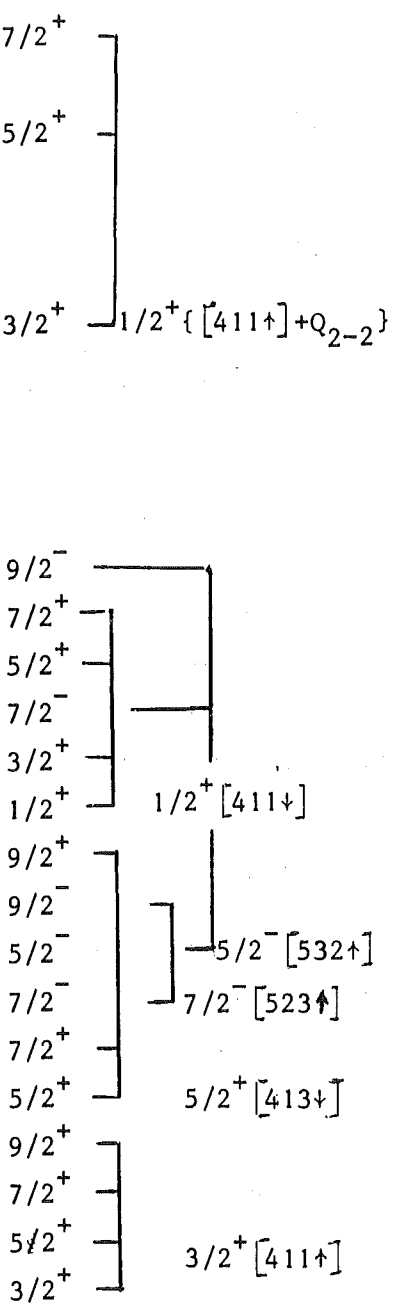
Mit den Primärübergängen und den bekannten Anregungszuständen /3,4/ wurde die Bindungsenergie zu $B_n = 7696.3$ keV ermittelt. Damit konnte eine Reihe bisher unbekannter Niveaus festgelegt werden (siehe Tabelle 1).

Die Energie des $9/2^+(411\uparrow)$ -Zustandes wurde abweichend von Ref. /4/ eindeutig zu 234.9 keV bestimmt. Die Lage der $1/2^+(411\downarrow)$ -Bande bei 518.2 keV ist gesichert und in guter Übereinstimmung mit Ref. /5/, abweichend von Ref. /6/. Coriolis-Mischungsrechnungen mit Rotations-Vibrations- und Quasiteilchen-Phononenwechselwirkung /7/ sagen bei ca. 1100 keV eine $1/2^+\{(411\uparrow)+Q_{2-2}\}$ -Bande mit starken Beimischungen von $(411\downarrow)$ und $\{(413\downarrow)+Q_{2-2}\}$ voraus.

Die Systematik der ungeraden Tb-Isotope /5/ zeigt auf einen etwas niedrigeren Wert um 1000 keV. Daher interpretieren wir die Zustände bei 1081,

Tabelle 1 Primärübergänge der $^{160}\text{Tb}(n,\gamma)$ -Reaktion und Anregungszustände in ^{161}Tb

E_γ (keV)	ΔE_γ (keV)	$I_{\gamma 3}$ ($\gamma/10^3\text{n}$)	$\Delta I_{\gamma 3}$ ($\gamma/10^3\text{n}$)	Niveauenergie (keV)	I^π	Interpretation
6346.7	0.4	0.51	0.05	1349.6		
6424.2 ^{a)}	0.4	0.60	0.06	1272.1		
6443.8	0.4	1.10	0.11	1252.8		
6447.5	0.6	0.33	0.10	1248.8		
6490.4	0.3	0.85	0.07	1205.9	$7/2^+$	}
(6523.5)	0.9	(0.18)	0.05	(1172.8)	$5/2^+$	
6569.6	0.3	1.15	0.07	1126.7		
6577.2	0.9	0.11	0.04	1119.1		
6582.9	0.4	0.65	0.05	1113.4		
6590.2	0.3	0.71	0.06	1106.1		}
6615.4	0.3	2.7	0.18	1080.9	$3/2^+$	
6728.3	0.7	0.12	0.04	968.0		}
(6744.4)	1.1	(0.09)	0.04	(951.9)		
(6838.2)	1.0	(0.06)	0.03	(858.1)		
(6861.5)	0.8	(0.07)	0.03	(834.8)		
6987.7	0.6	0.20	0.03	708.6	$9/2^-$	
7001.3	0.3	0.69	0.05	695.0	$7/2^+$	
7093.6	0.4	0.58	0.05	602.7	$5/2^+$	
7109.8	1.3	0.08	0.06	586.5	$7/2^-$	
7138.1	0.4	0.30	0.04	558.2	$3/2^+$	
				518.2	$1/2^+$	
7199.5	0.5	0.17	0.03	496.8	$9/2^+$	}
7207.4	0.5	0.21	0.03	488.9	$9/2^-$	
7215.7	0.6	0.13	0.03	480.6	$5/2^-$	}
7279.1	0.8	0.08	0.03	417.2	$7/2^-$	
7301.9	0.4	0.32	0.04	394.4	$7/2^+$	}
7381.3	0.4	0.71	0.05	315.0	$5/2^+$	
7461.4	0.5	1.63	0.10	234.9	$9/2^+$	}
7562.7	0.5	1.37	0.10	133.6	$7/2^+$	
7640.0	0.5	4.92	0.30	56.3	$5/2^+$	
				0.	$3/2^+$	



a) möglicherweise Dublett

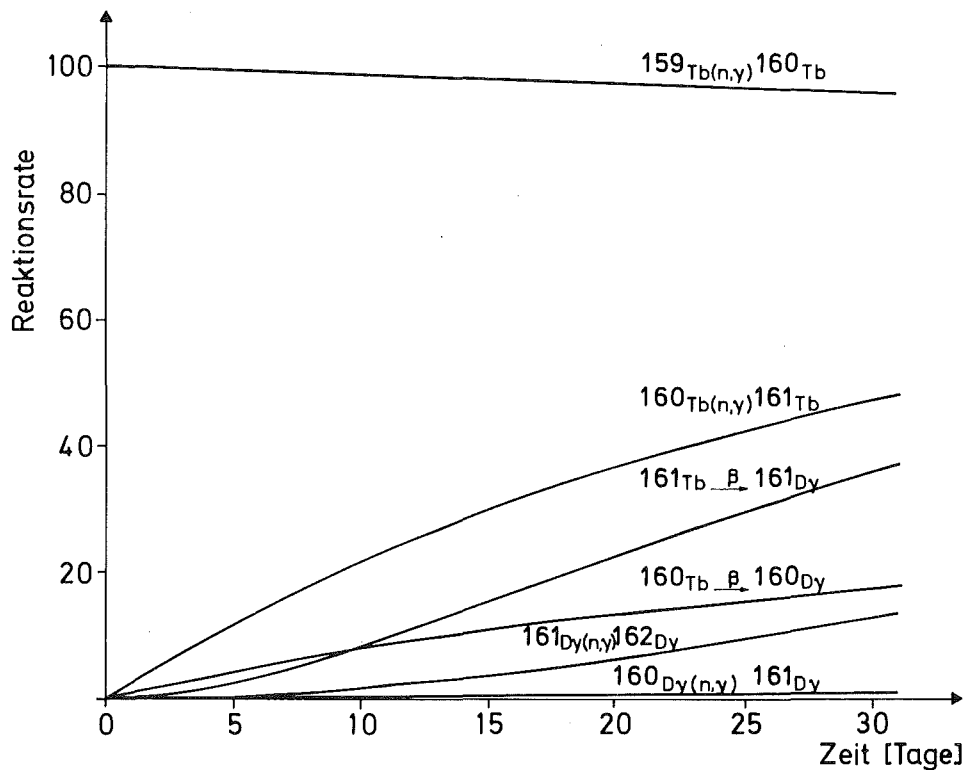


Abb. 1 Zeitverhalten der Folgereaktionen nach Neutroneneinfang in ^{159}Tb

1126 und 1206 keV als Mitglieder dieser $1/2^+ \{ (411\uparrow) + Q_{2-2} \}$ Bande, deren Kopf mit $1/2^+$ bei ~ 1040 keV liegen sollte.

⁺ Institut Laue-Langevin, Grenoble

⁺⁺ Institut für Kernphysik, KFA Jülich

Referenzen

- /1/ H. Börner et al., Proceedings of the 2. Int. Conf. on Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy, 2.-6. Sept. 1974, Petten, Holland, 691
- /2/ D. Heck, U. Fanger, KFK 1604 (1972)
- /3/ J. Zylicz et al., Nucl. Phys. 84 (1966) 13
- /4/ M. Gasser, J. Kern, O. Huber, Nucl. Phys. A 250 (1975) 106
- /5/ J.C. Tippett, D.G. Burke, Can. J. Phys. 50 (1972) 3152
- /6/ J.S. Boyno, J.R. Huizenga, Phys. Rev. C6 (1972) 1411
- /7/ F. Weller, G. Markus, KFK 1248 (1970)

3. KERNMOMENTE UND LASERSPEKTROSKOPIE

3.1 Optisches Pumpen am Beschleunigungsstrahl zur Messung von Kernmomenten

J. Collignon⁺, M. Deimling⁺⁺, R. Neugart⁺, H. Schweickert

Die Bestimmung von Kernmomenten mit radioaktivem Nachweis des Optischen Pumpens (OP) konzentrierte sich bisher vor allem auf Spiegelkerne in der sd-Schale /1/, /2/. Im Bereich der mittleren und schweren Kerne gilt das Interesse der Untersuchung von Kerneigenschaften über längere Reihen von Isotopen. ^{80}Rb und ^{82}Rb , über die hier berichtet wird, schließen sich auf der neutronenarmen Seite an die längerlebigen Rb-Isotope an, die bis zum ^{87}Rb mit abgeschlossener Neutronenschale $N = 50$ reichen.

I. Grundzüge des Experiments

Eine Übersicht über den experimentellen Aufbau gibt Fig. 1. Das Resonanzgefäß im Zentrum eines Helmholtz-Spulenpaares enthält das gasförmige Target für die Kernreaktion, z.B. $^{80}\text{Kr}(p,n)^{80}\text{Rb}$. Durch OP mit der zirkular polarisierten D_1 -Linie einer Rb-Lampe werden die ^{80}Rb -Kerne polarisiert. Die Asymmetrie ihres β -Zerfalls ($T_{1/2} = 30$ sec) wird mit zwei Szintillationszähler-Teleskopen nachgewiesen. Hochfrequenz-Übergänge zwischen den hfs-Zeeman-Niveaus im atomaren $^2S_{1/2}$ -Grundzustand machen sich durch eine Verringerung der Asymmetrie bemerkbar. Der Ablauf einer Messung (Pulsung der Zyklotron-Ionenquelle, Wechsel der Polarisationsrichtung, Einstrahlung verschiedener Frequenzen und Öffnen der Zähler) wird von einem Rechner (CDC 3100) gesteuert, der auch die Daten aufnimmt.

II. Messungen an ^{80}Rb

Der Druck von 20 Torr im Targetgefäß ergibt sich aus einer Optimierung des relativen statistischen Fehlers der Asymmetrie, der einerseits von der Relaxationszeit, andererseits von der Zählrate abhängt. Zusätzliche 200 Torr He verlängern die Diffusionszeit der polarisierten ^{80}Rb -Atome zur Wand und verkürzen die Lebensdauer von RbKr-Molekülen, so daß diese nicht mehr zur Relaxation beitragen /3/.

Eine Folge von Resonanzmessungen in Magnetfeldern bis 40 Gauß lieferte den Spin und das Vorzeichen des magnetischen Momentes:

$$I(^{80}\text{Rb}) = 1 ; \mu_I(^{80}\text{Rb}) < 0$$

Einen vorläufigen Wert für die hfs-Aufspaltung konnte aus $\Delta F = 1$ -Übergängen mit großer Genauigkeit direkt bestimmt werden:

$$\Delta W(^{80}\text{Rb}) = 233,931(3) \text{ MHz}$$

Das entspricht einem außerordentlich kleinen magnetischen Moment von:

$$\mu_I(^{80}\text{Rb}) = -0,082(2) \mu_K$$

dessen Fehler allein durch die Abschätzung der hfs-Anomalie bedingt ist. Diese Größe, die Auskunft über die Verteilung der Magnetisierung über das Kernvolumen gibt, soll über eine direkte Messung des g_I -Faktors bestimmt werden.

Aufgrund von Spin, Parität und magnetischem Moment muß man dem Grundzustand von ^{80}Rb die Nukleonen-Konfiguration $\nu(f_{5/2})^{-1} \pi(p_{3/2})^{-1}$ zuordnen.

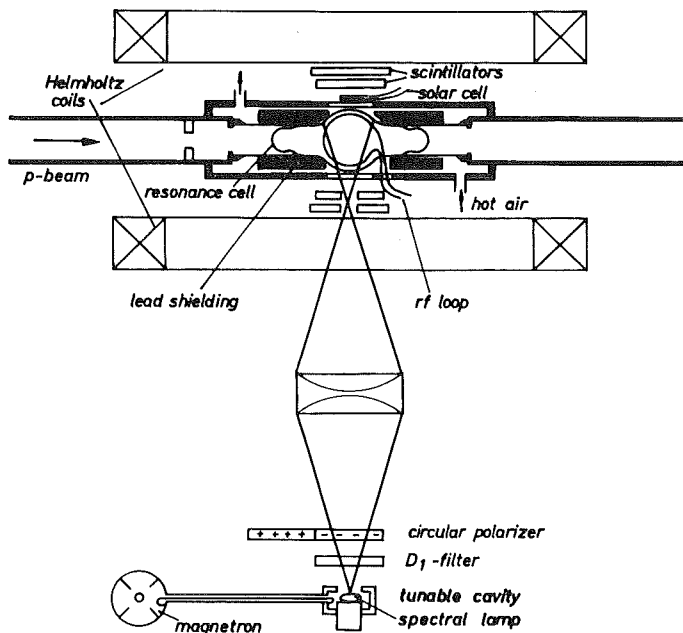


Abb. 1 Die experimentelle Anordnung besteht aus einem herkömmlichen Aufbau zum optischen Pumpen, mit einem Resonanzgefäß, in dem gleichzeitig die Produktion und Polarisation der kurzlebigen Nuklide ausgeführt wird. Der Protonenstrahl für die Kernreaktion durchquert das Targetgefäß in der Zeichenebene, z.B. $^{80}\text{Kr}(p,n)^{80}\text{Pb}$. Durch OP mit zirkular polarisiertem Resonanzlicht werden die ^{80}Rb -Kerne polarisiert. Die Asymmetrie ihres β -Zerfalls wird mit zwei Szintillationszähler-Teleskopen nachgewiesen. Hochfrequenzübergänge machen sich durch eine Verringerung der Asymmetrie bemerkbar.

III. Ausblick

Erste Messungen am ^{82}Rb bestätigen wie für ^{80}Rb den Spin $I = 1$. Ein Vergleich der magnetischen Momente ist daher besonders interessant. Für die leichteren Rb-Isotope $A = 79, 78, 77$ ist wegen ihrer langen Lebensdauer der radioaktive Nachweis des OP ungeeignet.

Eine wichtige Erweiterung des OP im Strahl wäre der Nachweis über die Anisotropie der γ -Strahlung isomerer Kernzustände. Erste Versuche in dieser Richtung sind am 20 ms-Zustand von ^{24}Na geplant.

+ Institut für Physik der Universität Mainz

++ Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

Referenzen

- /1/ U. Köpf, H.J. Besch, E.W. Otten, Ch. v. Platen, Z. Physik 226 (1969) 297
- /2/ H. Schweickert, J. Dietrich, R. Neugart, E.W. Otten, Nucl. Phys. A246 (1975) 187
- /3/ M.A. Bouchiat, J. Brossel, L. Pottier, Phys. Rev. Letters 19 (1967) 817

3.2 Spin und magnetisches Moment von ^{25}Na durch optisches Pumpen, nachgewiesen über die β -Asymmetrie*

M. Deimling⁺, R. Neugart⁺⁺, H. Schweickert

^{25}Na ($T_{1/2} = 60$ sec) wurde über die (α, p) -Reaktion in einem ^{22}Ne -Target erzeugt und durch Spinaustausch mit optisch gepumptem ^{87}Rb polarisiert. Die Asymmetrie des β -Zerfalls polarisierter Kerne diente zum Nachweis von Hochfrequenzübergängen zwischen den hfs-Zeeman-Niveaus im atomaren Grundzustand. Aus den gemessenen Größen Spin $I = 5/2$ und hfs-Aufspaltung $\Delta W = 2648,5(3,0)$ MHz wurde das magnetische Moment $\mu_I = 3,683(4)\mu_K$ (einschließlich diamagnetischer Korrektur) bestimmt. Die Struktur des Grundzustandes von ^{25}Na wird in diesem Zusammenhang diskutiert.

* Z. Physik, A273 (1975) 15

+ Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

++ Institut für Physik, Universität Mainz

3.3 Spins und magnetische Momente von ^{20}Na und ^{36}K durch optisches Pumpen, nachgewiesen über die β -Asymmetrie*

J. Dietrich⁺⁺, R. Neugart⁺, E.W. Otten⁺, H. Schweickert

Nach der Produktion in Edelgastargets wurden die Nuklide ^{20}Na ($T_{1/2} = 445$ ms) und ^{36}K ($T_{1/2} = 340$ ms) durch Spinaustausch mit optisch gepumpten ^{87}Rb polarisiert. Die Asymmetrie des β -Zerfalls diente zum Nachweis von Hochfrequenzübergängen zwischen den hfs-Zeeman-Niveaus der atomaren Grundzustände. Aus der Messung der Spins $I(^{20}\text{Na}) = I(^{36}\text{K}) = 2$ und der hfs-Auspaltung $\Delta W(^{20}\text{Na}) = 276,855(3)$ MHz, $\Delta W(^{36}\text{K}) = 604,5(1,1)$ MHz wurden die (diamagnetisch korregierten) magnetischen Momente $\mu_I(^{20}\text{Na}) = 0,3694(2)\mu_K$ und $\mu_I(^{36}\text{K}) = 0,548(2)\mu_K$ bestimmt. Sie werden im Zusammenhang mit den Momenten der Analogzustände in den Spiegelkernen ^{20}F und ^{36}Cl diskutiert.

⁺ Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz

⁺⁺ Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

* Nucl. Phys. A246 (1975) 187

3.4 Aufbau einer Apparatur zur Messung von Kernmomenten mittels Laserspektroskopie

S. Göring, A. Hanser, G. Nowicki, H. Rebel, G. Schatz

Aus Messungen der Hyperfeinstrukturaufspaltung der Atomspektren gewinnt man Aussagen über die nuklearen Momente. Die relativ kleine Wechselwirkung zwischen Kern und Atomhülle, vor allem der geringe Einfluß des Kernquadrupolmomentes auf die Hyperfeinstrukturaufspaltung, fordern von der Meßmethode: 1. eine selektive Anregung der Hyperfeinstruktur-niveaus, d.h. eine Bandbreite der anregenden Lichtquelle < 10 MHz und die Vermeidung aller Verbreiterungen über die natürliche Linienbreite (~ 10 MHz) hinaus (Doppler-, Stoßverbreiterung); 2. einen eindeutigen Nachweis der Anregung, z.B. den Nachweis der Fluoreszenzlichtsignale; 3. eine genaue Frequenzbestimmung des anregenden Lichtes oder der Fluoreszenz, und zwar auf besser als 1 MHz.

Mit den durchstimmbaren schmalbandigen Farbstofflasern steht heute eine Lichtquelle zur Verfügung, die bei Verwendung zur Fluoreszenzanregung im stark kollimierten Atomstrahl die erste Forderung erfüllt. Die hohe Leistungsdichte dieser Lichtquelle erlaubt es, auch die zweite Forderung selbst für geringe Teilchenmengen aus Kernreaktionen bei empfindlicher Photonennachweistechnik zu erfüllen. Die Messung optischer Frequenzen mit einer Genauigkeit von etwa 1 MHz ist durch Frequenzmischen, d.h. durch Messung der Schwebungsfrequenz zweier optischer Frequenzen möglich. Die bei uns im Aufbau befindliche Anordnung soll dazu dienen, unter Verwendung der angesprochenen Techniken zunächst das Quadrupolmoment von ^{21}Na über die Hyperfeinstrukturaufspaltung des $^2\text{P}_{3/2}$ -Zustandes zu messen.

Der Experimentaufbau (Abb. 1) besteht aus fünf Komponenten, nämlich dem Referenzfrequenzweig, dem Anregungsweig, der Mischfrequenzmeßapparatur, dem Photonenzählsystem und dem Datenaufnahmesystem.

Als Referenzfrequenzweig ist ein schmalbandiger CW-Farbstofflaser vorgesehen (s. Beitrag 3.5), der z.B. auf einer Hyperfeinstrukturkomponente einer D-Linie des stabilen ^{23}Na festgehalten wird. Um diesen Laser auf einem möglichst schmalen Frequenzbereich zu halten, wird ein Teil seiner Intensität zur Fluoreszenzanregung eines ^{23}Na -Atomstrahls benutzt, wobei die Laserfrequenz periodisch um den Linienschwerpunkt verfahren wird. Das Fluoreszenzsignal wird einem phasenempfindlichen Verstärker zugeführt, der Intensitätsschwankungen, die nicht phasenkorreliert sind, erkennt und ein entsprechendes Korrektursignal liefert, das den Laser zur Sollfrequenz zurücksteuert /1/.

Für den Anregungsweig ist ein gleichartiger Farbstofflaser aufgebaut worden, dessen Hauptintensität über Spiegel in die Zyklotronexperimentierhalle geleitet werden soll, wo die zu untersuchenden Nuklide im Ofen einer Atomstrahlapparatur vom externen Zyklotronstrahl erzeugt (z.B. $^{24}\text{Mg}(p,\alpha)^{21}\text{Na}$) werden. Der stark kollimierte Atomstrahl soll kurz vor dem Kreuzungspunkt mit dem Laserstrahl zerhackt werden, so daß für die Photonenzählung auch ein reines Untergrundsignal gemessen werden kann. Die Frequenz des zweiten Lasers wird relativ zur Frequenz des Referenzlasers geregelt und gemessen.

Dies geschieht durch Mischen der beiden Lasersignale in einer nichtlinearen Diode (ITL HSD50M20), deren Signale von einem Mikrowellenspektrumanalysator (HP 8555A) verarbeitet werden. Die Schnelligkeit dieser Diode beschränkt den Meßbereich der Differenzfrequenz auf < 5 GHz. Um eine genaue Eichung der Frequenzskala zu erhalten, wird dem Signal der Photodiode ein Frequenzkamm von 1,10 oder 100 MHz Dichte überlagert. Das Fluoreszenzlicht wird von einem

Photomultiplier (RCA 9558A) und einem Photonenzählsystem (Ortec 5C1) registriert. Dieses System erlaubt es, Nutz- plus Untergrundsignal und Untergrundsignal abwechselnd zu messen und voneinander abzuziehen. Zudem kann die Zählrate auf die Laser- bzw. Atomstrahlintensität normiert werden.

Die Photonenzählrate, die dazugehörige Anregungsfrequenz und der Frequenzkamm zur genauen Eichung werden im Endausbau des Experimentes von einem Kleinrechner erfaßt, der die Photonenzählraten bei gleicher Laserfrequenz aufsummiert und die Intensität der Fluoreszenz in Abhängigkeit der Anregungsfrequenz darstellt. Dies soll erlauben, den Linienschwerpunkt auf besser als 1 MHz festzulegen. Die einzelnen Komponenten sind zur Zeit in der Erprobungsphase. Mit Testversuchen wurde begonnen.

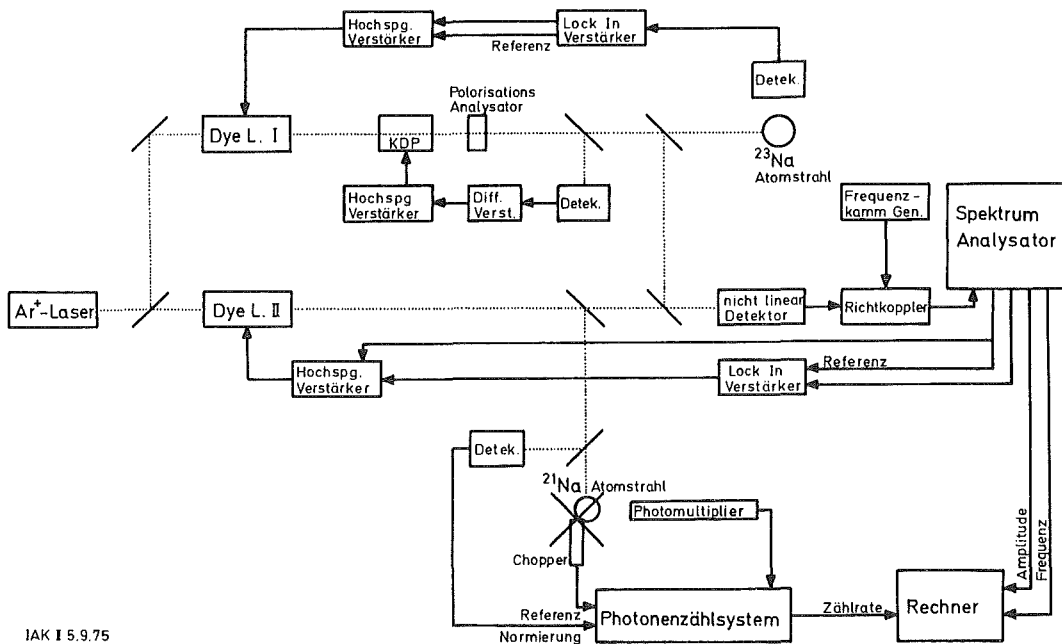


Abb. 1 Blockschaltbild des geplanten Natrium-Experiments: In der oberen Hälfte ist der Referenzfrequenzzweig mit Intensitäts- und Frequenzstabilisierung gezeigt. In der unteren Hälfte ist der Meßzweig mit Fluoreszenznachweissystem und Frequenzmeßapparatur zu sehen.

Referenzen

/1/ W. Hartwig, H. Walther, Appl. Phys. 1 (1973) 171

3.5 Ein schmalbandiger Dauerstrich-Farbstofflaser

S. Göring, G. Nowicki, H. Rebel, G. Schatz

Zur selektiven Anregung einzelner Hyperfeinstruktur-niveaus eines Atoms wird ein durchstimmbarer Laser sehr geringer Bandbreite benötigt. Dem Beitrag (3.4) ist zu entnehmen, daß die Frequenzverteilung des Laserlichtes eine Halbwertsbreite < 5 MHz haben sollte. Besonders geeignet für diesen Zweck scheinen Farbstofflaser mit ringförmigem oder gefaltetem, astigmatisch kompensiertem Resonator. Wegen der einfacheren Justierung haben wir uns für den gefalteten Resonator nach Kogelnik et al. /1/ entschieden und dessen Aufbau in Anlehnung an Arbeiten im I. Physikalischen Institut der Universität Köln /2/ realisiert.

Die wesentlichen technischen Einzelheiten seien hier nochmals angeführt. Der Laserresonator ist auf einer massiven Platte aus Invar aufgebaut. Er besteht aus einem sphärischen Endspiegel ($r = 50$ mm), der Farbstoffzelle mit 2 mm^2 Durchflußquerschnitt und 1 mm dicken Quarzglasfenstern, die unter dem Brewsterwinkel stehen, einem sphärischen Zentralspiegel ($r=100$ mm), der den Strahl in einem Winkel von ca. 140° reflektiert, einem 60° -Dispersionsprisma aus SF10, das den Pumpstrahl vom Farbstofflaserstrahl trennt und eine Grobabstimmung der Laserfrequenz erlaubt, und einem planen Auskoppelspiegel. Der Resonator hat eine Gesamtlänge von 68 cm. Die sphärischen Spiegel, die Farbstoffzelle und das Dispersionsprisma sind justierbar in einem Invarblock montiert. Der Pumplaserstrahl wird über ein 90° -Prisma und das Dispersionsprisma eingekoppelt. Die sphärischen Spiegel haben im Bereich $520 \text{ nm} < \lambda < 650 \text{ nm}$ ein Reflexionsvermögen $R > 99,9 \%$. Als Auskoppelspiegel dient ein He-Ne-Laserspiegel mit $T=0,9 \%$ bei 633 nm. Zur Selektion eines einzelnen Resonatormodes dienen Fabry-Pérot-Etalons innerhalb des Resonators. Etalon und Endspiegel sind zur Feinabstimmung über Piezokeramikzylinder elektrisch steuerbar.

Der erste derartige Farbstofflaser ging im Januar in Betrieb. Bislang wurden die spektralen Eigenschaften des Lasers untersucht, die Bandbreite eingengt sowie die Fluoreszenzanregung der Natrium-D-Linien in einem ^{23}Na -Atomstrahl erprobt. Mit Rhodamin 6G ($3 \cdot 10^{-4}$ m in $\text{H}_2\text{O} + \text{Ammonyx LO}$) als Farbstofflösung und Pumpen mit der $514,5$ nm-Linie eines Ar^+ -Lasers wurden folgende Daten erreicht:

Schwellenpumpleistung ohne Etalon: ~ 300 mW

Einmodenbetrieb mit einem Etalon aus 4 mm Quarzglas und dielektrischer Verspiegelung ($R = 33\%$)

ausgekoppelte Leistung bei Einmodenbetrieb und 1 W Pumpleistung: 25 mW

Linienbreite (Abb. 1): $\leq 1,5$ MHz

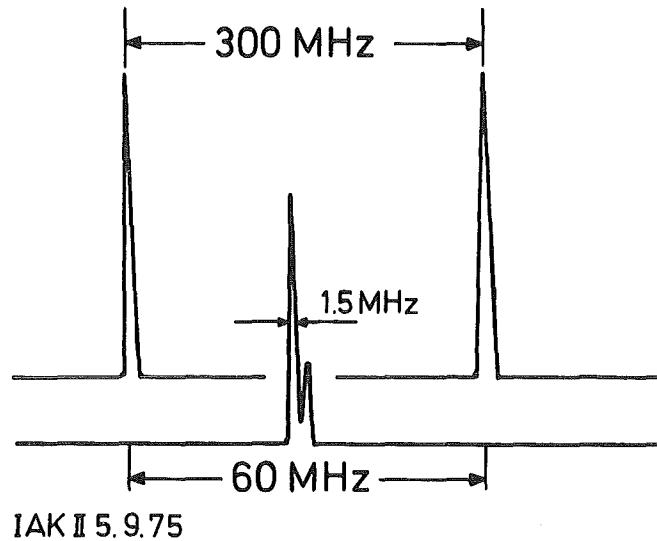


Abb. 1 Linienbreite des Farbstofflasers (Kopie von Oszillographenbildern, Belichtungszeit $1/60$ s). Die beiden Linien im Abstand von 300 MHz entsprechen einem freien Spektralbereich des konfokalen Fabry-Pérot. In der Mitte eingeblendet ist eine um den Faktor 5 gespreizte Linie.

Die Linienbreite wurde mit einem 25 cm langen konfokalen Farby-Pérot, dessen freier Spektralbereich 300 MHz und dessen Finesse 250 betragen, gemessen. Die in Abb. 1 sichtbaren Fluktuationen der Laserfrequenz sollten durch die Stabilisierung auf eine Fluoreszenzlinie im Atomstrahl unterdrückt werden können.

Referenzen

- /1/ H.W. Kogelnik, E.P. Ippen, C.V. Shank, IEEE J. Quant. Electr. QE8, 388 (1972)
- /2/ H. Hartwig, Diplomarbeit, Köln 1973 (unveröffentlicht) und H. Walther, Physica Scripta 9 (1974) 297

3.6 Untersuchung der elektrischen Quadrupolwechselwirkung von ^{100}Rh in verschiedenen metallischen Wirtsgittern durch Messung zeitdifferentieller Richtungskorrelationen

A.G. Bibiloni⁺, A. Hanser, K. Krien⁺, J.C. Soares⁺, R. Tischler⁺,
R. Vianden⁺

Besitzt ein Atomkern ein elektrisches Quadrupolmoment und einen Spin ≥ 1 , so wird er in einem ortsveränderlichen elektrischen Feld eine Präzessionsbewegung ausführen, was durch Messung zeitlich differentieller Richtungskorrelationen von Kernstrahlung nachgewiesen werden kann. Die Gradienten der in einem Kristallgitter herrschenden inneren elektrischen Felder lassen sich auf diese Weise untersuchen, wenn geeignete Sondenkerne auf regulären Gitterplätzen oder geordnet auf Zwischengitterplätzen sitzen. Gut geeignet für solche Untersuchungen ist der Kern ^{100}Rh , da er im Zwischenzustand der beim Zerfall $^{100}\text{Pd} \rightarrow ^{100}\text{Rh}$ stark auftretenden 84 keV - 75 keV- γ -Kaskade eine ausreichend lange Lebensdauer (215 ns) und ein günstiges Quadrupolmoment besitzt. Wegen des großen Partikel-Parameters $b_K^2 = 1,96$ für die K-Konversionselektronen des 75 keV-Übergangs bringt es für Richtungskorrelationsmessungen zusätzliche Vorteile, anstelle der 75 keV- γ -Quanten die entsprechenden K-Konversionselektronen zu beobachten. Die ^{100}Pd -Kerne müssen dazu in dünner Schicht in das zu untersuchende Material implantiert werden, was mit Hilfe eines elektromagnetischen Massentrenners, der in diesem Falle wegen der schweren Verdampfbarkeit des Palladiums eine Hochtemperatur-Ionenquelle besitzen muß, möglich ist. Im Berichtszeitraum wurden Implantationen in Zr, Cd, Be, Sn und eine Fe-Pd-Legierung ausgeführt. Während - wie die Messungen zeigen - in Zr und Fe-Pd die implantierten ^{100}Pd Atome sich nicht in regelmäßiger Anordnung im Gitter verteilen, so daß sich keine periodisch zeitabhängigen Richtungskorrelationen nachweisen ließen, zeigten die Richtungskorrelationen bei den Cd-, Be- und Sn-Proben in ihrem Zeitverhalten klare Schwingungsstrukturen (Abb. 1). Aus diesen Daten ließen sich die Präzessionsfrequenz, also die Stärke der Quadrupolwechselwirkung, und andere, über die Ersetzbarkeit der Wirtsgitteratome durch Pd aufschlußgebende Parameter ableiten. Die Quadrupolwechselwirkungsstärke selbst ist proportional dem Produkt aus elektrischem

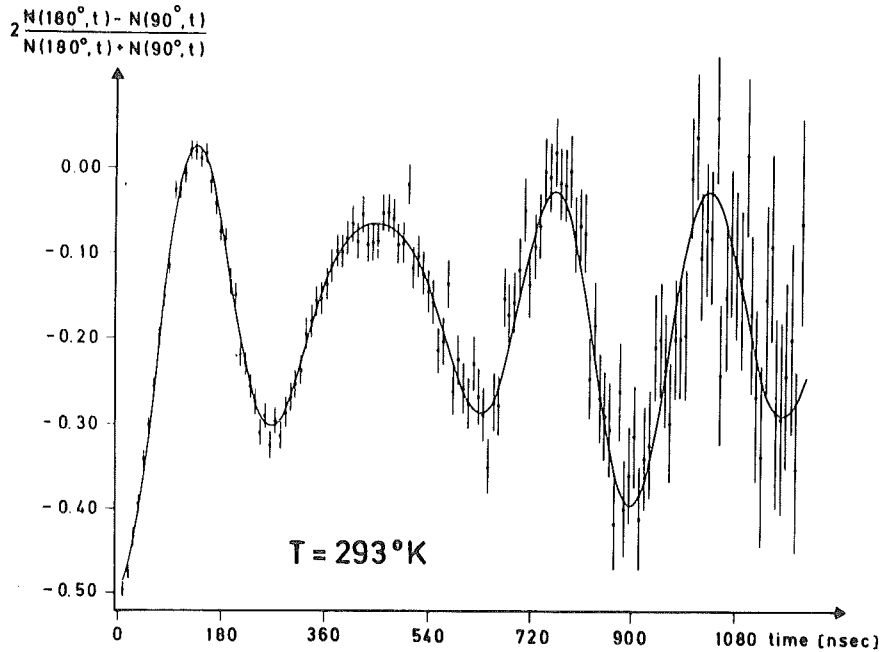


Abb. 1 Zeitdifferentielle e^- - γ -Richtungskorrelation des Systems ^{100}Rh in Be. Gemessen wurden verzögerte Koinzidenzen von γ -Quanten des 84 keV-Übergangs mit K-Konversionselektronen des 75 keV-Übergangs.

Feldgradienten und Quadrupolmoment des Sondenkerns im Zwischenzustand der beobachteten Strahlungskaskade. Da dieses Moment für ^{100}Rh nicht bekannt ist, kann (z.Zt.) aus der gemessenen Stärke der Quadrupolwechselwirkung nicht der absolute Wert des Feldgradienten abgeleitet werden. Gewisse Schlüsse können jedoch aus den Verhältnissen der für verschiedene Wirtsgitter gemessenen Quadrupolwechselwirkungsstärke und aus der Temperaturabhängigkeit dieser Größe gezogen werden.

⁺ Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn

3.7 Elektrische Quadrupolwechselwirkung des 75 keV-Zustandes von ^{100}Rh in einer Beryllium-Matrix*

B. Feurer, A. Hanser, K. Krien⁺, J.C. Soares⁺

Eine Quadrupolwechselwirkungsfrequenz $\nu_Q = \frac{eQV_{zz}}{h} = 8,92(9)$ MHz wurde für den 75 keV-Zustand des ^{100}Rh in einer polykristallinen Beryllium-Matrix beobachtet, indem e^- - γ -Richtungskorrelationen zeitdifferentiell registriert wurden. Die so erhaltene Kurve zeigt kaum Störungseinflüsse, obwohl die Probe durch Implantation von ^{100}Pd mit Hilfe eines Massenseparators hergestellt wurde und keinerlei Nachbehandlung erfolgte.

* Hyperfine Interactions 1 (1975) 41

⁺ Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn

3.8 Temperaturabhängigkeit der Quadrupolwechselwirkung von ^{100}Rh in einem Cd-Gitter*

A.G. Bibiloni⁺, A. Hanser, K. Krien⁺, J.C. Soares⁺, R. Vianden⁺

Die Quadrupolwechselwirkungsfrequenz $\nu_Q = \frac{eQV_{zz}}{h}$ wurde für den 75 keV-Zustand des ^{100}Rh in einem polykristallinen Cadmium-Gitter zu $8,71 \pm 0,11$ MHz bestimmt, indem e^- - γ -Richtungskorrelationen zeitdifferentiell gemessen wurden. Die Temperaturabhängigkeit der Quadrupolwechselwirkung von ^{100}Rh in Cd ist ähnlich der von anderen Verunreinigungen in Cd-Metall.

* Hyperfine Interactions (im Druck)

⁺ Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn

4. THEORIE

4.1 Koexistenz und Mischung sphärischer und deformierter Zustände im Gebiet der leichten Quecksilber-Isotope*

F. Dickmann und K. Dietrich⁺

Die niederenergetischen Spektren von ^{186}Hg und ^{184}Hg werden als Mischung von sphärischen und deformierten Zuständen mit den Drehimpulsquantenzahlen $I = 2$ und $I = 4$ gedeutet. Um Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und Berechnungen der Deformationsenergie von ^{186}Hg und ^{184}Hg zu erreichen, wird eine stärkere Isospinabhängigkeit der Paarwechselwirkung eingeführt. Die Existenz formisomerer Zustände mit einer Lebensdauer $\approx 10^{-8}$ sec wird aus dem Modell für ^{184}Hg und ^{186}Hg gefolgert. Die Teilchen-Vibrations-Kopplung wird diskutiert als die wahrscheinliche Ursache für die Schwankung der Grundzustandsdeformation zwischen geraden und ungeraden Isotopen.

*Z. Physik 271 (1974) 417-426

⁺Physikdepartment, Technische Universität München

4.2 Das Zweizentrenoszillatormodell und seine Lösung mit nichtorthogonalen Basisfunktionen

F. Dickmann

Für das Verständnis einer Reihe von Eigenschaften des Kernspaltungsprozesses genügt ein Modell, das die Deformationsenergie des spaltenden Kernes in der Umgebung der Minima und Sattelpunkte erklärt. Solche Eigenschaften sind z.B. die Existenz und Energie von Unterschwellenresonanzen sowie die Höhe der Spaltschwelle. Andererseits erfordert eine theoretische Beschreibung vieler experimenteller Ergebnisse ein verfeinertes Modell, das die Statik und die Dynamik des Spaltungsprozesses beinhaltet. Zu diesen Ergebnissen gehören die Feinheiten der Verteilung von Nukleonen, Energie und Drehimpuls auf die Spaltfragmente in Abhängigkeit von Anregungsenergie und Drehimpuls des spaltenden Compoundkerns.

Ein Zweizentrenschalenmodell enthält vom Ansatz her die Möglichkeit, einen Kern in zwei Fragmente zu spalten. Daher gestattet es, die mit dem Schalenmodell beschreibbaren Aspekte der binären Spaltung zu untersuchen. Wir haben ein Zweizentrenoszillatormodell vorgeschlagen und für rotations-symmetrische und bezüglich des Schwerpunktes symmetrische Kernformen (symmetrische Kernspaltung) durchgeführt /1/. Beim Arbeiten mit diesem Modell zeigten sich Unzulänglichkeiten der benutzten mathematischen Methoden. Die Verwendbarkeit des Modells blieb daher auf Probleme beschränkt, bei denen nur kleine Kerndeformationen auftreten /2/. Da das Modell aber von seiner Konzeption her für große Deformationen gedacht ist, wurde seine mathematische Lösung verbessert.

Der Schalenmodell-Hamiltonoperator ist eine Verallgemeinerung des Nilssonmodells. Als Grenzfälle beschreibt er einen ellipsoidischen Compoundkern und dessen weit voneinander entfernte Spaltfragmente jeweils durch einen Nilsson-Hamiltonian /1,3/. Die Axialsymmetrie des Hamiltonoperators wurde beibehalten, die Beschränkung auf symmetrische Spaltung besteht nicht mehr. Zur Bestimmung der Eigenzustände und -energien des Hamiltonoperators werden als Basisfunktionen zwei Sätze von Oszillatoreigenfunktionen gewählt und um die Mittelpunkte der sich ausbildenden Spaltfragmente zentriert. Die Basisfunktionen sind damit dem physikalischen Prozeß der Spaltung gut angepaßt. Sie haben ferner den Vorteil, daß zur Berechnung von Funktionswerten Standardroutinen zur Verfügung stehen. Basisfunktionen mit verschiedenen Zentren sind nicht orthogonal. Die Aufgabe, Eigenlösungen des Hamiltonoperators zu bestimmen, reduziert sich in der gewählten Basis daher auf das algebraische Eigenwertproblem

$$H \vec{x}_i = B e_i \vec{x}_i, \quad (1)$$

dabei ist H die Matrix des Hamiltonoperators, B die Überlappmatrix der Basiszustände, e_i der i -te Eigenwert und \vec{x}_i der zugehörige Eigenvektor. Die Überlappmatrixelemente und Matrixelemente der kinetischen Energie eines Nukleons lassen sich ohne numerische Integration rekursiv unter Verwendung der erzeugenden Funktion von Oszillatorfunktionen bestimmen. Die Matrixelemente der potentiellen Energie eines Nukleons, des Spin-Bahn-Kopplungsterms und des sog. l^2 -Terms werden numerisch integriert. Zur Lösung von (1) gibt es Standardverfahren. Wir benutzen eine Methode, bei der die Basiszustände zunächst nach dem Schmidt'schen Verfahren orthogonalisiert werden. Hierbei läßt sich vorteilhaft ausnutzen, daß tief-liegende Eigenzustände getrennter Oszillatoren einen besonders kleinen Überlapp haben.

Bei geringen Deformationen des Compoundkerns, bevor sich die Spaltfragmente abzuzeichnen beginnen, ist es physikalisch und mathematisch sinnvoll, eine Einzentrenbasis zu verwenden. Der günstigste Übergangspunkt von der Einzentrenbasis zur Zweizentrenbasis liegt bei einer Deformation, die größer ist als die Sattelpunktdeformation von ^{236}U . Dieser Übergangspunkt läßt sich analytisch schwer bestimmen, da er sowohl von dem Abstand der Zentren als auch von der Zahl der verwendeten Basisfunktionen abhängt. Seine numerische Bestimmung, bei der Eigenlösung des Hamiltonoperators, die mit beiden Basissystemen bestimmt werden waren, miteinander verglichen wurden, war zugleich ein guter Test der verwendeten Methoden und Rechenprogramme.

Mit den Lösungen des Schalenmodells werden im Rahmen des Schalenkorrekturverfahrens von Strutinski die Deformationsenergie des Kerns und im Rahmen eines erweiterten Crankingmodells der Trägheitstensor der kollektiven Kernbewegung bestimmt werden.

Referenzen

- /1/ B.L. Andersen, F. Dickmann und K. Dietrich, Nucl. Phys. A159 (1970) 337
- /2/ F. Dickmann und K. Dietrich, Z. Physik 271 (1974) 417
- /3/ F. Dickmann, Phys. Lett. 35B (1971) 467

4.3 Ein relativistisches Zweizentren-Oszillatormodell und seine Anwendung bei der Abschätzung von Schalenkorrekturen*

E.F. Chaffin, F. Dickmann und N.V.V.S. Swamy⁺

Ein Model, das auf der Diracgleichung basiert und im nichtrelativistischen Grenzfall dem üblichen Zweizentren-Schalenmodell ähnelt, wird vorgeschlagen. Mit Hilfe des Verfahrens von Strutinsky werden Schalenkorrekturen für axialsymmetrische Deformationen von ^{208}Pb berechnet. Die mit dem relativistischen Modell erhaltenen Korrekturen unterscheiden sich von den nichtrelativistischen um bis zu 1 MeV bei einzelnen Deformationen; die mittlere Differenz beträgt 0.3 bis 0.4 MeV.

* Nucl. Phys. A251 (1975) 65

⁺ Oklahoma State University, Stillwater, Oklahoma 74074

4.4 Massenparameter in der dynamischen Theorie der Kernspaltung

E.F. Chaffin und F. Dickmann

Es soll die Frage untersucht werden, ob der Spaltungsprozeß zwischen dem Sattelpunkt und dem Zerreißpunkt als langsamer "adiabatischer" Vorgang oder eher als schneller "diabatischer" Vorgang anzusehen ist.

In der modernen Spaltungstheorie werden Energieniveaus unabhängiger Nukleonen in einem deformierten Schalenmodellpotential benutzt zur Berechnung von Schalen- und Paarungs-Korrekturen der Deformationsenergie eines Flüssigkeitstropfens. Die Energieniveaus werden mit Einschluß der Paarungsrestwechselwirkung auch zur Berechnung des Trägheitstensors für die kollektiven Freiheitsgrade, die zur Spaltung führen, verwendet. In einer Theorie, die über den adiabatischen Grenzfall hinausgeht, muß man dem Kern gestatten, eine endliche Geschwindigkeit in den Spaltfreiheitsgraden anzunehmen. Daher ist die übliche Theorie der Massenparameter, die auf dem Kurbelmodell von Inglis beruht, unzureichend.

Zur Erweiterung dieser Theorie beginnen wir mit der Annahme, daß wir einen zeitabhängigen Hamiltonoperator $H(t)$ zur Verfügung haben. Die Zeitabhängigkeit wird durch die das Potential definierenden Formparameter bewirkt. Wir verwenden für $H(t)$ den Hamiltonoperator des Zweizentrenschalenmodells /1/. Als Basiszustände führen wir die Eigenlösungen der instantanen Eigenwertgleichung

$$H(t)/j>_t = \epsilon_j(t)/j>_t \quad (1)$$

ein und entwickeln den Lösungsvektor $|\psi\rangle$ der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung in der Form

$$|\psi\rangle = \sum_j C_j(t)/j>_t e^{-i \int_t^t \epsilon_j(t') dt'} \quad (2)$$

Mit diesem Ansatz kann man leicht ein System von gekoppelten Integralgleichungen zur Bestimmung der Koeffizienten C_j ableiten. Eine Lösung dieses Systems ist praktisch nur möglich, wenn reelle Anregungen (Viskosität) vernachlässigbar sind. Wenn man dieses annimmt und das System zur Zeit $t=0$ in einem Zustand präpariert, in dem der Koeffizient $C_i(0)$ annähernd eins und die anderen C_j klein sind, überwiegt $C_i(t)$ auch für end-

liche Zeiten alle anderen Koeffizienten. Die adiabatische Näherung besteht darin, daß man das Integralgleichungssystem in niedrigster Ordnung löst, d.h. daß man nur Abweichungen niedrigster Ordnung vom adiabatischen Grundzustand betrachtet. Unter dem adiabatischen Grundzustand versteht man den Zustand, der als Eigenzustand $|i\rangle_{t=0}$ von Gl. (1) beginnt und sich stetig in den Eigenzustand $|i\rangle_t$ zu einer endlichen Zeit t entwickelt. Um über den adiabatischen Grenzfall hinauszugehen, muß man Lösungen höherer Ordnung bestimmen.

Mit der Wellenfunktion wird der Erwartungswert des Hamiltonoperators gebildet. Der von den kollektiven Geschwindigkeitskoordinaten abhängige Teil des Erwartungswertes wird als kinetische Energie interpretiert. Er ist von der Form

$$T = \frac{1}{2} \sum_{m,n} B_{m,n} \dot{\alpha}_m \dot{\alpha}_n \quad (3)$$

Für die Massenparameter $B_{m,n}$ erhält man eine Gleichung

$$B_{m,n} = 2 \hbar^2 \sum_{k \neq i} \frac{\langle k/\delta\alpha_m/i \rangle^* \langle k/\delta\alpha_n/i \rangle}{\epsilon_k(t) - \epsilon_i(t)} + \sum_{m',n'} A_{m,n}^{m',n'} \dot{\alpha}_{m'} \dot{\alpha}_{n'}, \quad (4)$$

wobei der erste Term die bekannte Kurbelmodellformel ist und der zweite Term die Geschwindigkeitsabhängigkeit des Massentensors beschreibt. Die Koeffizienten $A_{m,n}^{m',n'}$ hängen von Matrixelementen des Operators $\delta H/\delta\alpha_m$ sowie von den Energieniveaus $\epsilon_j(t)$ und können numerisch berechnet werden.

Bei praktischen Anwendungen arbeitet man nicht nur mit dem Schalenmodell, sondern nimmt die Paarkraft als Restwechselwirkung hinzu. Statt der in den Gleichungen (1) bis (4) auftretenden Teilchenzustände und -energien sind dann Quasiteilchengrößen einzusetzen.

Mit obigem Formalismus zur Bestimmung des Massentensors ist es möglich, die Dynamik des Spaltprozesses zu behandeln. Wir werden die klassische Mechanik verwenden zur Berechnung der Entwicklung des nuklearen Systems zwischen Sattelpunkt und Scissionspunkt. Dies ist statthaft, da die de Broglie-Wellenlänge klein ist gegenüber Distanzen, in denen sich das Potential merklich ändert, bei nicht zu kleiner kinetischer Energie. Natürlich muß man dem System realistische Anfangsbedingungen geben: die Werte der kollektiven Koordinaten und Geschwindigkeiten am Sattelpunkt. Dann kann

man untersuchen, ob die adiabatische Näherung gültig ist und, wenn nicht, welche Korrekturen notwendig sind. Diese Untersuchung ist im Gang.

Referenzen

/1/ Beitrag 4.2

5. ANWENDUNG NUKLEARER METHODEN

5.1 Ein Gammadetektionssystem zur Überwachung von Personen auf mitgeführtes spaltbares Material

P. Matussek

Bei der Überwachung von Personen auf mitgeführtes spaltbares Material wird in erster Linie die Eigengammastrahlung des Spaltstoffs zum Nachweis benutzt. Ziel der Überwachungsmaßnahmen ist ein möglichst schnelles, möglichst sicheres Ansprechen der einzusetzenden Instrumente auf eine möglichst kleine Menge Spaltstoff.

Im vorgesehenen Konzept werden die Messungen in telefonzellenähnlichen Schleusen durchgeführt, die ein zeitlich begrenztes Festhalten von Personen in einer definierten Geometrie ermöglichen. Als Detektoren für die Gammastrahlung haben sich NaJ-Szintillationsdetektoren von ca. 6" Durchmesser und 1/2" Dicke als besonders zweckmäßig erwiesen /1,2/. Die Meßelektronik besteht aus einem analogen Teil, für den weitgehend kommerziell erhältliche Komponenten verwendet werden, und einem digitalen Teil, der entwickelt werden mußte. Durch den modularen Aufbau ist die Zahl der Detektoren frei wählbar.

Im Analogmodul sind in einem 2/12 NIM-Einschub für je 2 Detektoren die Hochspannungsversorgung, abschaltbare α -Stabilisierung für ^{241}Am -dotierte NaJ-Detektoren, Verstärker und Einkanaldiskriminator enthalten. Mit dem Diskriminator läßt sich eine Energieschwelle oder ein Energiefenster für die interessierende Gammastrahlung einstellen. Im Logikmodul wird aus den gemittelten Untergrundzählraten \bar{u} die Alarmschwelle s errechnet $s = \bar{u} + n\sqrt{\bar{u}}$, die in ganzzahligen Vielfachen der Standardabweichung der mittleren Untergrundzählrate einstellbar ist. Die Untergrundgammastrahlung wird bei unbesetzter Schleuse ständig neu gemessen; dadurch wird die Alarmschwelle wechselnden Untergrundverhältnissen (bedingt z.B. durch Transport und Lagerung von aktivem Material in der Nähe der Schleuse) angepaßt. Überschreitet bei besetzter Schleuse die Zählrate die Alarmschwelle, so wird ein Alarm ausgelöst, und die Schleusentüren werden blockiert. Wird auch bei einer Wiederholung der Messung ein Alarmsignal erzeugt, so werden Aktionen durch Strahlenschutz oder Wachpersonal notwendig.

Das Gammadetektionssystem ist zum Nachweis von Plutonium und hochangereichertem Uran gleichermaßen geeignet. Die notwendige Neujustierung zur Optimierung

der Nachweiswahrscheinlichkeit ist einfach und kann von ungeschultem Personal durchgeführt werden.

Referenzen

- /1/ W.H. Chambers et al., LA 5681 (1974)
- /2/ G. Bork, ed., KFK 1618 (1972)

5.2 Ein Spektrometer zur In-Line-Messung der ^{235}U -Anreicherung in einer Brennelement-Fabrikationsanlage

H. Ottmar, P. Matussek

Die Spektrometrie der Eigenstrahlung des ^{235}U als Methode zur Bestimmung der ^{235}U -Anreicherung in Urankernbrennstoffen /1/ liegt einem Meßsystem zugrunde, das zur kontinuierlichen Messung der Anreicherung von oxidischem Uran in der Prozeßlinie einer Brennelement-Fabrikationsanlage entwickelt und im praktischen Betrieb erprobt worden ist /2/.

Das Meßprinzip beruht auf einer Aktivitätsmessung der 185,7 keV-Strahlung des ^{235}U , die am frischen, unbestrahlten Brennstoff mit einem NaJ-Detektor spektrometriert werden kann. In Abb. 1 ist die Position des Anreicherungsmonitors in der Prozeßlinie angedeutet. Mit einem 2" x 1/2" großen NaJ-Detektor wird die 185,7 keV-Strahlung durch die 0,3 cm starke Wand eines Stahlrohres gemessen, das oberhalb einer Pelletpresse als Pufferbehälter für Uranoxidpulver dient. Abb. 2 zeigt ein an dieser Stelle gemessenes Gammaspektrum. Die der Anreicherung proportionale Nettopeak-Zählrate in der 185,7 keV-Linie wird aus den integralen Zählraten P und B der in Abb. 2 angedeuteten Energiebereiche mit Hilfe der Eichgleichung $\%^{235}\text{U} = aP - bB$ bestimmt. Dabei sind die Größen a und b experimentell zu ermittelnde Eichkonstanten.

Bei dem bisher für Testmessungen im In-Line Betrieb eingesetzten Meßsystem erfolgt die Energieselektion mit Diskriminatoren und die On-Line-Auswertung der Meßdaten mit Hilfe einer arithmetischen Einheit. Zur Eliminierung von Amplitudenschwankungen werden die Detektorsignale unter Verwendung der 59 keV-Gammalinie einer am Detektor angebrachten ^{241}Am -Quelle amplitudenstabilisiert.

Die Ergebnisse einer 4-wöchigen Testmessung unter realistischen Bedingungen in der Fabrikationsanlage sind in der Tabelle zusammengestellt. Die hierbei unter nicht optimalen äußeren Bedingungen (starke Temperaturschwankungen, mechanische Erschütterungen, elektrische Störungen etc.) erzielten Ergebnisse sind ausgezeichnet. Zum Vergleich sind die Ergebnisse von Kontrollanalysen angegeben, die im Labor mittels Gammaskpektrometrie an flüssigen Proben bzw. massenspektrometrisch gewonnen wurden.

Nach diesen erfolgreichen Testmessungen ist vorgesehen, alle 6 Prozeßlinien der Fabrikationsanlage mit einem Anreicherungsmonitor auszustatten und diese in Verbindung mit einem CAMAC-Kleinrechnersystem zu betreiben.

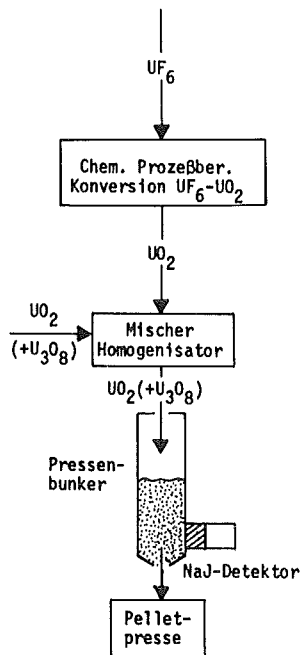


Abb. 1 Position des Anreicherungsmonitors in der Prozeßlinie

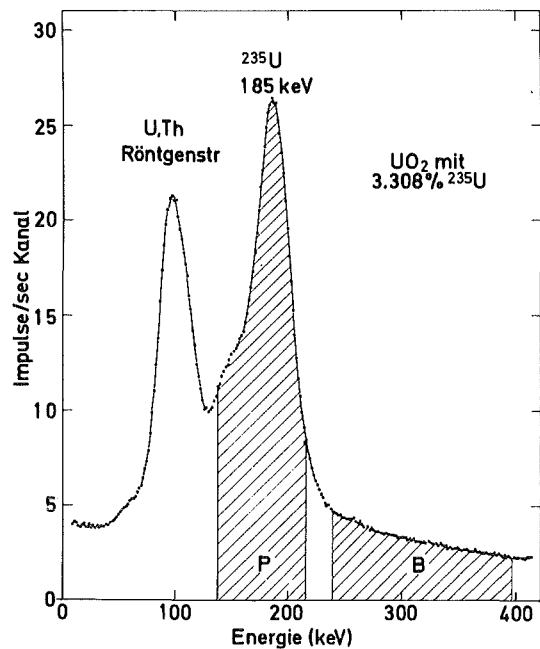


Abb. 2 Typisches Gammaskpektrum von niedrig angereichertem Uran

T a b e l l e

Ergebnisse von Anreicherungsmessungen mit einem gammastabilisierten In-Line-Meßsystem. Fehlerangaben auf 2σ -Niveau. Meßzeit pro Einzelmessung 1000 sec.

Datum	Material-charge	Anzahl der Messungen	Mittelwert (Gewichtsprozent ^{235}U)	Varianz(2σ)	Laboranalysen Gammaskpekt. Massenspekt.	
29.7.75		7	2.499	0.015	2.491±0.028	
30.7.75	H22/3a	23	2.495	0.018	2.504±0.036	
31.7.75		27	2.493	0.015	2,502±0.036	
1.8.75		44	2.495	0.014		
2.8.75		24	2.507	0.020		
3.8.75	H24/4	4	2.513	0.022		
4.8.75		32	2.510	0.020		
5.8.75		27	2.512	0.015	2.510±0.036	
6.8.75		9	2.517	0.016	2.495±0.028	
7.8.75		16	3.195	0.018	3.194±0.036	
8.8.75	3/6	5	3.190	0.011	3.211±0.036	
9.8.75		43	3.193	0.012		
10.8.75		72	3.193	0.014		
11.8.75		26	3.193	0.016	3.194±0.036	
12.8.75		33	3.196	0.011	3.217±0.036 3.196±0.012	
13.8.75	5/5	16	3.190	0.014	3.235±0.036	
13.8.75		7	3.184	0.008		
14.8.75	7/7	43	3.188	0.014	3.190±0.036	
15.8.75		17	3.187	0.018	3.195±0.036	
16.8.75		9	3.185	0.016		
18.8.75		19	3.185	0.010		
19.8.75		44	3.183	0.013	3.178±0.036 3.197±0.012	
20.8.75	8/8	30	3.181	0.015	3.189±0.036	
21.8.75		33	3.189	0.014	3.202±0.036	
22.8.75	9/9	22	3.187	0.012		
23.8.75		57	3.189	0.012		
24.8.75		72	3.192	0.016		
25.8.75		40	3.188	0.016		

Referenzen

- /1/ T.D. Reilly, R.B. Walton und J.L. Parker, Report LA-4605-MS (1970), S.19
 /2/ H. Ottmar, P. Matussek und I. Piper, On-Line Bestimmung der ^{235}U -Anreicherung an oxidischem Uran in der Prozeßlinie einer LWR-Brennelement Fabrikationsanlage, Kolloquiumsref. im Spezialkolloquium C1 der NUCLEX 75

5.3 Multielementanalyse von Erzknollen mittels Neutroneneinfang-Gammaspektroskopie*

H. Würz⁺, H. Eberle

Die vorliegenden Untersuchungen sollten zeigen, mit welcher Genauigkeit (n,γ)-Analysen von Erzknollen durchgeführt werden können und auf welche Weise variable Meßbedingungen das Analyseresultat beeinflussen. Außerdem sollte ein einfaches Konzept zur Bestimmung der Konzentrationswerte aus gemessenen Gammalinienintensitäten entwickelt werden.

Zur Beantwortung dieser Fragen wurden Experimente an homogenen Eichlösungen durchgeführt. Die daraus gewonnenen Resultate und Schlußfolgerungen sind unmittelbar auf das heterogene System Erzknollen-Meerwasser anwendbar. Zur Demonstration dieses Sachverhaltes wurden insgesamt 6 verschiedene Erzknollenproben untersucht. Die gewonnenen Resultate können im Sinne der Existenz einer Korrelation des Nickelgehalts mit dem Mangan-zu-Eisen-Konzentrationsverhältnis interpretiert werden, der festgestellte Schwankungsbereich würde allerdings eine Unsicherheit bis zu $\pm 25\%$ in den Konzentrationswerten von Nickel bedeuten.

* KFK 2160 (1975)

⁺ Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

5.4 Ein Meßplatz zur Spurenanalyse mittels protoneninduzierter Röntgenfluoreszenz

H. Sobiesiak, F. Käppeler

Mit dieser Methode werden Spurenelemente über ihre charakteristische Röntgenstrahlung nachgewiesen. Der Vorteil einer Ionisation der inneren Schalen durch Beschuß mit Protonen oder Ionen gegenüber der Anregung mit Elektronen besteht darin, daß sehr viel weniger Bremsstrahlungsuntergrund entsteht und dadurch die Empfindlichkeit um 2-3 Größenordnungen gesteigert wird. Eine ausführliche Beschreibung der Methode wird zum Beispiel durch Ref. /1/ vermittelt.

Beim Aufbau eines Meßplatzes am Karlsruher Van-de-Graaff-Beschleuniger wurde als erstes Teilziel die Analyse sehr dünner Schichten bzw. sehr kleiner Mengen in Angriff genommen. Die Abb. 1 zeigt eine schematische Skizze der Anordnung. Der Protonenstrahl wird durch eine Schlitzblende kollimiert, durchdringt ohne wesentlichen Energieverlust die Probe und wird in einem Faradaybecher integriert. Die Röntgenstrahlung aus der Probe wird in einem Si(Li)-Detektor nachgewiesen. Für quantitative Analysen kann der Strahl durch zwei um 90° versetzte Ablenkmagnete über die ganze Probe geführt werden, so daß im Zeitmittel auf einer Fläche von $\sim 1.5 \text{ cm}^2$ eine homogene Strahlverteilung erreicht wird. Mit der guten Kollimation des Protonenstrahls ist gerade bei kleinen Substanzmengen eine sehr niedrige Nachweisgrenze im ng-Bereich möglich. Mit Protonenenergien zwischen 2 und 3 MeV lassen sich praktisch alle Elemente mit $Z > 10$ erfassen, wobei allerdings zwischen $Z = 40$ und $Z = 50$ die Empfindlichkeit mit abnehmendem K-Ionisationswirkungsquerschnitt geringer wird. Schwere Elemente können über die L-Strahlung wieder besser nachgewiesen werden. Während derselben Messung läßt sich somit ein sehr breiter Massenbereich in relativ kurzer Zeit ($\sim 300 - 3000 \text{ sec}$) analysieren.

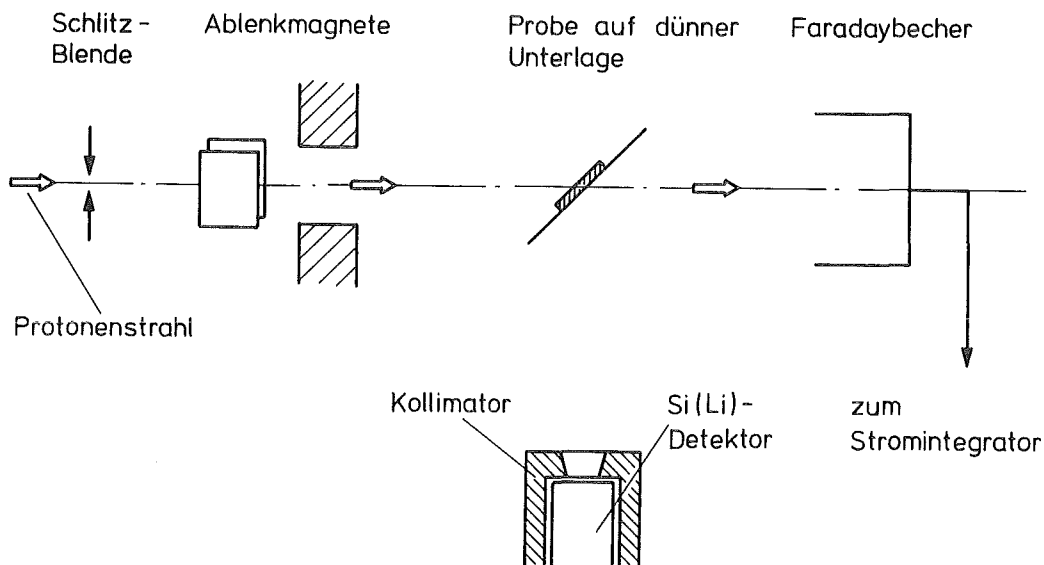


Abb. 1 Schematischer Aufbau des Meßplatzes zur Spurenanalyse

Wegen der kurzen Meßzeiten und der großen Informationsdichte wurde von Anfang an eine Automatisierung des Meßplatzes angestrebt. Dazu wurde ein an anderer Stelle /2/ beschriebener Probenwechsler mit 80 Positionen entwickelt, der vollautomatisch von einem Experimentrechner gesteuert wird. Parallel zur Datenannahme führt der Rechner eine Spektrenanalyse durch, identifiziert die gefundenen Röntgenlinien und druckt ein entsprechendes Protokoll aus. Der Einsatz des Probenwechslers im Routinebetrieb und die vollautomatische Spektrenauswertung sollen mit dem weiteren Ausbau des Experimentrechners realisiert werden.

Referenzen

- /1/ F. Folkmann, Journal of Physics E, Vol. 8 (1975) 429
/2/ Beitrag 6.15

5.5 Untersuchung der Eignung von ^{125}Xe zur Anwendung in der Nuklearmedizin

W.E. Adam⁺, F. Bitter⁺, S. Göring, A. Hanser, G. Haushahn,
H. Kampmann⁺, G. Schatz

Für Lungenfunktions- und für Durchblutungsuntersuchungen wird in der Nuklearmedizin sehr viel das radioaktive ^{133}Xe angewendet. Die verhältnismäßig niedrige Gammaenergie des ^{133}Xe (81 keV) ist jedoch für die Aufnahme von Szintigrammen weniger gut geeignet, da das Auflösungsvermögen von Szintikameras etwa umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Gamma-Energie ist. Vom Ersatz des ^{133}Xe durch ^{125}Xe , das γ -Quanten mit 188 keV (55% Häufigkeit) und 243 keV (29% Häufigkeit) emittiert, wird vielfach eine wesentliche Verbesserung erwartet /1/. ^{125}Xe kann mit ausreichender Reinheit nur mit einem Beschleuniger produziert werden. Überlegungen und Vorversuche ergaben, daß am Karlsruher Zyklotron die Herstellung von ^{125}Xe bei einer Produktionsrate von ca. 250 mCi/h nach folgendem Schema möglich sein sollte: Bestrahlung einer umlaufenden, konzentrierten NaJ-Lösung am Innenstrahl des Zyklotrons mit 45 MeV-Deuteronen bei ca. 50 μA Strahlstrom; kontinuierliche Abtrennung des gebildeten radioaktiven Xenon mit Hilfe eines Heliumgas-Stromes, der die Targetflüssigkeit an geeigneter Stelle ihres

Kreislaufes durchsetzt und von dem das Xenon durch Ausfrieren wieder separiert werden kann. Um zu testen, wie weit sich die Bildschärfe von Szintigrammen bei Verwendung von ^{125}Xe anstelle von ^{133}Xe verbessert, wurden Linienquellen, d.h. Glasröhrchen mit 2 mm Durchmesser, die ^{125}Xe bzw. ^{133}Xe enthielten, mit einer Szintikamera der Universitätsklinik Ulm bei 10 cm Abstand zwischen Quelle und Kollimator der Kamera abgebildet. Bei einer Zweitmessung wurde der Raum zwischen Quelle und Kollimator mit Paraffin gefüllt, um den Einfluß streuender Gewebesubstanz zwischen dem abzubildenden Körperorgan und der Kamera zu simulieren. In der Tabelle sind die dabei festgestellten Auflösungswerte (FWHM) angegeben. Die letzte Spalte der Tabelle gibt zum Vergleich Werte, die - gültig für Abbildung ohne Paraffinabsorber - nach der Formel

$$R_{\text{ber.}} = \sqrt{R_i^2 \cdot \frac{140}{E_\gamma} + R_{\text{Koll}}^2}$$

berechnet wurden.

Dabei ist

- R_i das Auflösungsvermögen der Kamera für 140 keV γ -Energie; es beträgt nach Herstellerangabe 10 mm
- E_γ die zur Abbildung benützte γ -Energie in keV
- R_{Koll} das Auflösungsvermögen des Kollimators bei 10 cm Abstand in mm /2/

Die relativ geringfügige, erreichte Verbesserung bei Verwendung von ^{125}Xe läßt es ein wenig fragwürdig erscheinen, ob dieser Vorteil den Nachteil des ^{125}Xe einer weniger praktikablen Halbwertszeit von nur 17 h und höherer Produktionskosten (^{133}Xe kann im Reaktor hergestellt werden) aufwiegt.

T a b e l l e

Nuklid	γ -Energie keV	Auflösung (FWHM) in mm		$R_{\text{ber.}}$
		gemessen ohne mit Paraffinabsorb.		
^{133}Xe	81	21,2	22,8	18,8
^{125}Xe	189	18,5	20,0	15,9
	243	18,4	20,1	15,4

+ Department für Radiologie der Universität Ulm

Referenzen

/1/ z.B. N.S. MacDonald, AED-Conf. 74-020-027

/2/ J. Tolwinski, B.A. Gwiazdowska, H. Mackiewicz, Nuklearmedizin 12 (1974)
346

5.6 Die Hochleistungsneutronengeneratorröhre KARIN für 14 MeV-Neutronen

K.A. Schmidt, H. Dohrmann

Für den aktuellen Bedarf der klinischen Erprobung der Strahlentherapie von Tumoren mit Hilfe schneller Neutronen, aber auch für strahlenbiologische Untersuchungen, die Neutronenaktivierungsanalyse und Materialbestrahlungen für die Fusionsreaktorentwicklung wurde die konzentrische, abgeschlossene Ringionenquellen-Neutronengeneratorröhre KARIN auf der Basis der neutronenerzeugenden Fusionsreaktion des Tritiums und Deuteriums entwickelt.

Es handelt sich um einen äußerst kompakten 200 kV Hochspannungs-Ionenbeschleuniger hoher Leistung (100 kW), der als abgeschlossenes pumpenloses Ultrahochvakuumsystem (ca. 6 l Volumen) aufgebaut ist. Die Elektroden und das Vakuumgehäuse des Beschleunigers sind zur Ableitung der im System umgesetzten elektrischen Entladungsleistung weitgehend wassergekühlt. Die Betriebshochspannung wird mit Hilfe einer Metall-Glas-Isolatordurchführung unter Isolieröl in das Vakuumsystem eingeführt.

In einer ringförmigen Ionenquelle mit radialem Magnetfeld erzeugt eine Niederdruckgasentladung Deuterium- und Tritium-Ionen, die mit hoher Ausbeute (ca. 80%) auf die Mantelfläche einer zentralen zylindrischen Targetelektrode beschleunigt werden. Dort trifft die Ionenströmung auf eine Metallhydridschicht, die aus Scandium-Tritium-Deuterid (Sc TD) besteht, und erzeugt bei einer Ionenstrahlleistung von 30 kW (Ionenstrahlstrom 150 mA, 50% Atomionenanteil) im stationären Betrieb $5 \cdot 10^{12}$ Neutronen/sec.

Beim Aufprall der Ionen auf die Targetschicht werden jeweils zwei Sekundärelektronen freigesetzt. Sie durchfallen das Beschleunigungssystem in umgekehrter Richtung, durchsetzen das Ionenerzeugungssystem und werden am äußeren Umfang auf einer Ringelektrode abgefangen. (Elektronenstrom ca. 300 mA, 60 kW Elektrodenleistung). Die auf negativer Hochspannung zusammen mit dem Target betriebenen Beschleunigungselektroden werden von der Ionenquellenentladung her mit UV-Quanten belichtet und emittieren einen Photoelektronenstrom von ca. 50 mA gegen das positive Vakuumgehäuse (10 kW Gehäuseleistung).

Die Röhre enthält in der Targetschicht ca. 500 Ci Tritium und eine entsprechende Menge Deuterium in Scandium gebunden. Eine weitere, wesentlich kleinere Menge dieser Gasmischung ist in einem angesetzten Gasdruckregelsystem reversibel in Titan gespeichert und dient der Bereitstellung und Regelung des Betriebsdruckes von ca. $5 \cdot 10^{-4}$ Torr.

Die in die Targetschicht eindringenden Ionen beladen die $Sc D_x T_y$ -Schicht bis zu einer solchen lokalen Wasserstoff-Konzentration $x + y < 2$, daß der erhöhte Dissoziationsausfluß des Gases aus der Schicht im Gleichgewicht gerade den Gasbedarf der Ionenquelle speisen kann.

Infolge der ionenoptischen Eigenschaften der Ionenquelle und des unmittelbar an der breiten Emissionsöffnung ansetzenden Beschleunigungsspaltens wird die Verteilung der Ionenströmung auf die Mantelfläche der zentralen zylindrischen Targetelektrode sehr gleichmäßig, so daß die maximale spezifische Leistungsbelastung der Targetfläche 600 W/cm^2 nicht übersteigt.

Die Lebensdauer der Targetschicht ist durch die sehr geringe Zerstäubungswirkung der auftreffenden Wasserstoffionen bedingt ($\eta = 5 \cdot 10^{-3}$ Sc/Deuteron), da stärker zerstäubende Restgase praktisch nicht vorhanden sind. Die anfängliche Schichtdicke kann ein Mehrfaches der Eindringtiefe der Ionen sein und ist i.W. durch die maximale Oberflächentemperatur der Schicht begrenzt, so daß für die Zerstäubung der Targetschicht eine Betriebsdauer von mehreren hundert Stunden erreicht wird.

Für interne Bestrahlung, z.B. von Proben für die Aktivierungsanalyse, soll der Innenraum der zylindrischen Hohltargetelektrode mit Hilfe einer Rohrpost mit Bestrahlungskapseln von 25 mm \emptyset und einer Länge von 50 mm beschickt werden. Der primäre Neutronenfluß im Zentrum des Targets beträgt ca. $6 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$, er fällt in axialer Richtung auf einer Länge von ca. 6 cm, die der Breite der auftreffenden Ionenströmung entspricht, jeweils auf die Hälfte ab, in radialer Richtung steigt er bis zum Rande des internen Be-

strahlungsvolumens um 50 % an, so daß in einem Volumen von ca. 25 cm^2 ein in diesen Grenzen gleichmäßiger, isotroper Fluß genutzt werden kann.

Für die klinische Strahlentherapie mit schnellen Neutronen wird die Röhre in eine Abschirmkugel (Strahlerkopf) eingebaut, in der auswechselbare Kollimatoreinsätze für verschiedene Bestrahlungs-Feldgrößen eingesetzt werden. In einem axialen Abstand von 90 cm vom Zentrum der jetzt verwendeten kegelförmigen Targetelektrode, 10 cm außerhalb der Austrittsöffnung des 70 cm langen Kollimatoreinsatzes, ergibt sich eine Kermaleistung der 14 MeV-Neutronen von 20 Rad/min. Dabei erscheint die Quellfläche am Umfang des Kegelförmigen Targetes vom Zentrum des Bestrahlungsfeldes her gesehen perspektivisch verkürzt als Ringquelle mit einem äußeren/inneren Durchmesser von 4,5/3,2 cm. Der halbe Kegelmessungswinkel der Targetelektrode (6°) bestimmt dabei den maximal ohne Selbstabschattung des Targetes möglichen Durchmesser (17 cm) des Bestrahlungsfeldes im Bestrahlungsabstand (100 cm).

Die Auslegung des Strahlerkopfes geht davon aus, die totale Dosis der Leckstrahlung kleiner als 1 % der Nutzstrahlung im kollimierten Bündel zu halten und dabei die Neutronenkomponente der Dosis bei vorgegebenem Maximalgewicht zu minimalisieren. Diese Forderungen erscheinen bei einem Maximalgewicht von 8 t mit einem Strahlerkopf von 1,5 m \emptyset realisierbar.

Dazu wird die Röhre mit der aufgesetzten Isolierölhaube in einen eng umschließenden Stahlkern (mit einem äußeren Durchmesser von ca. 1 m) eingeschlossen, in dem die Quellneutronen vor allem durch inelastische Streuprozesse soweit abgebremst werden, daß sie im anschließenden, ca. 20 cm dicken Polyäthylen-Moderatorschirm auf thermische Energien gebracht und absorbiert werden können. Die Absorption der Neutronen geschieht in einem 8 %-igen Zusatz von B_4C im Polyäthylen, dadurch wird die 2,2 MeV (n, γ)-Einfangstrahlung im Wasserstoff des Polyäthylens weitgehend unterdrückt.

Die bei der inelastischen Neutronenstreuung im Eisen entstehende γ -Strahlung wird dort zum größten Teil selbst gestreut und absorbiert, der Rest dieser Strahlung und die nach dem Einfang im Bor entstehende 478 keV-Strahlung wird in einem auf die Moderatorschicht folgenden γ -Abschirmung aus 4 cm starkem Blei absorbiert.

Vor der inneren Eintrittsöffnung und außerhalb der Austrittsöffnung der auswechselbaren Kollimatoreinsätze dient in den Betriebspausen je ein innerer und äußerer 6 cm bzw. 2 cm dicker Strahlenschieber aus Blei der Abschirmung zum Schutz des Bedienungspersonals vor der induzierten γ -Strahlung von den aktivierten Röhren-Innenteilen und dem aktivierten Eingangsteil des Kollimatorduktes.

Eine Bewegungsbestrahlungsanlage unter Verwendung der Röhre KARIN in einem solchen Strahlerkopf, der während der Bestrahlung mit großer Genauigkeit um den Patienten herumgeführt wird, ist derzeit im Deutschen Krebsforschungszentrum Heidelberg im Aufbau.

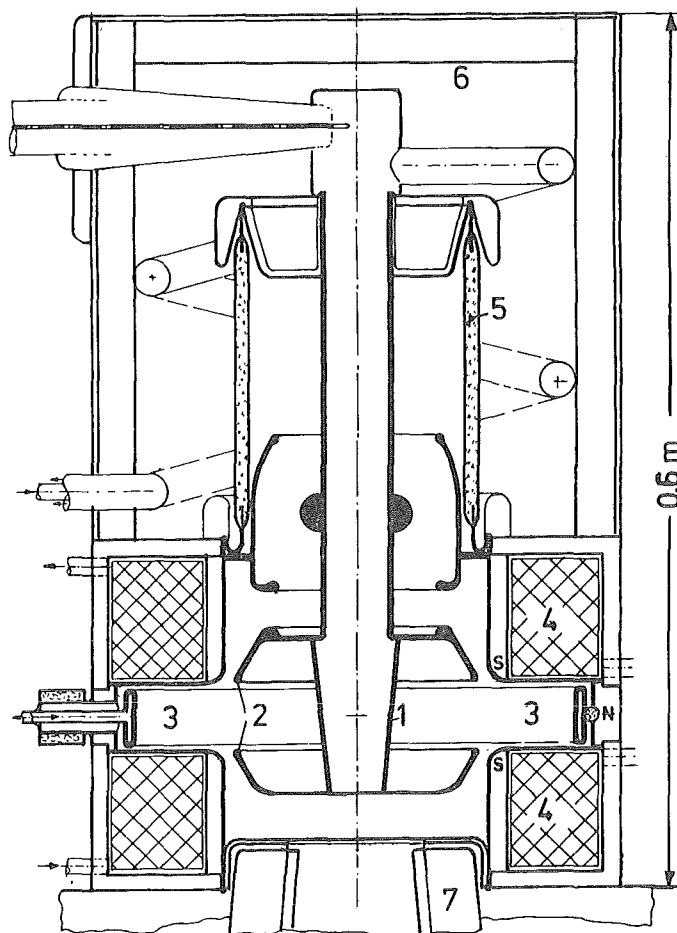


Abb. 1

Querschnitt durch die Röhre KARIN

1. Targetelektrode
2. Beschleunigungselektrode (-200 kV)
3. Ringionenquelle mit Ringelektrode (-10 kV)
4. Radialfeldelektromagnet
5. Glasisolatordurchführung für Hochspannung
6. Ölhaube mit Targetkühlleitung und Kabelanschluß
7. Neutronen-Kollimator

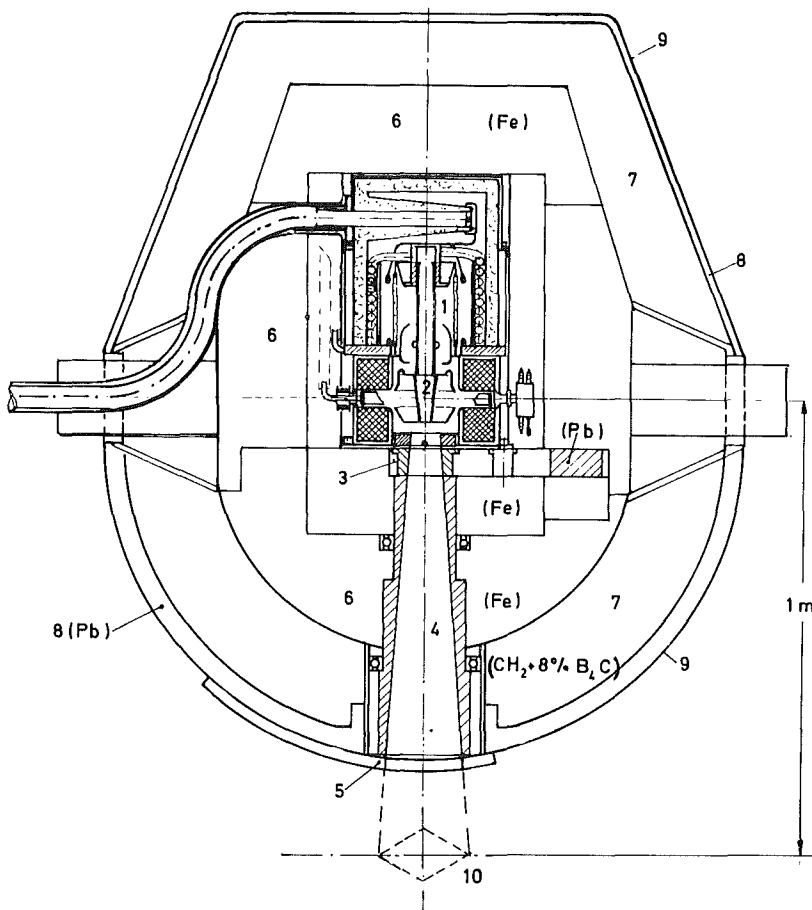


Abb. 2

Strahlerkopf KARIN

1. Röhre KARIN mit Ölhaube und Kabel
2. Target (ScDT)
3. Innerer Strahlenschieber mit 5 Kollimatorblenden und einem Bleiverschluß
4. Kollimatoreinsatz (Fe)
5. Äußerer Strahlenschieber (Pb)
6. Stahlkern (Fe)
7. Polyäthylenmoderator (+ 8% B₁₀C)
8. γ-Abschirmung (4 cm Pb)
9. Stahlhülle (1 cm Fe)
10. Bestrahlungsfeld (14 x 14 cm)

5.7 Der Umgang mit Tritium für abgeschlossene Neutronenröhren

H. Dohrmann, K.A. Schmidt

Der häufig erforderliche Targetwechsel bei konventionellen T(d,n)He⁴ Neutronengeneratoren großer Quellstärke stellt, wegen der damit verbundenen unvermeidlichen Tritiumanreicherung in Targetraum und Pumpen, ein Kontaminationsrisiko dar. Die maximal zulässige Tritiumkonzentration in Luft (2 µC/m³) kann beim Umgang mit Targets von einigen 100 Ci nur mit erheblichem technischem Aufwand unterschritten werden.

Mit der Entwicklung der hermetisch abgeschlossenen Neutronenröhre KARIN /1/, die mit einer einmaligen Tritium-Deuterium-Mischung von einigen 100 Ci im Target eine Lebensdauer von mehreren 100 Stunden bei konstanter Quellstärke garantiert, wird u. a. die Kontaminationsgefahr auf ein Minimum gesenkt.

Das für die Targethydrierung der Röhre erforderliche DT-Gemisch wird in einer hochevakuierten Ganzmetall-Apparatur (Abb. 1) durch Druckmessung in einem vorgegebenen Volumen hergestellt. Als Gasreservoir werden Uranspeicher (Abb. 3) verwendet, die eine selektive Absorptionseigenschaft für Wasserstoff haben und dadurch eine Trennung des Tritiumgases von dem beim β -Zerfall entstehenden He^3 ermöglichen. 1 g Uran absorbiert ca. $150 \text{ cm}^3 \text{ D}_2$ bzw. T_2 unter Bildung von Uranhydrid, das einen Dissoziations-Gleichgewichtsdruck $< 10^{-5}$ Pascal bei Normaltemperatur besitzt und unter Vakuum aufbewahrt werden kann.

Die Gasmengenbestimmung erfolgt bei einem Druck von 10^4 Pascal, entsprechend einer Uranhydrid-Temperatur von ca. 300°C . Durch Temperaturvariation kann der Dissoziationsdruck in weiten Grenzen verändert werden. Der Absorptionsvorgang wird durch Druckmessung von 10^4 - 10^1 Pascal mit einem Differenzdruckmanometer und von 10^3 - 10^{-1} mit einer auf Wärmeleitung (NTC) beruhenden Vakuummessung verfolgt. Nicht absorbierte Gase, vorwiegend He^3 , machen sich nach vollzogener Absorption von Tritium bzw. Deuterium durch einen Restdruck bemerkbar und werden abgepumpt. Die Mischapparatur verfügt über eine Ionengetterpumpe, die das gesamte Kupfer-Röhrensystem auf 10^{-4} Pascal evakuiert und eine Beurteilung seiner Dichtheit zuläßt. Mit einer kleinen Massenspektrometerröhre (Farvitron) in Verbund mit einem Ni-Diffusionsventil kann eine Überprüfung des Gasgemischs vorgenommen werden.

Das Tritiumgas wird in Glasampullen zu 100 Ci (= $40 \text{ cm}^3 \text{ NTP}$) mit einer Reinheit $> 98 \%$ geliefert. Der eigentliche Umfüllvorgang in die Uranspeicher erfolgt über ein Verbindungsstück (Abb. 2), das ein behutsames Abbrechen der Ampullenkappillare unter Vakuum ermöglicht.

Zum Transport der Gasmischung zwischen der Apparatur, die im Isotopenlabor untergebracht ist, und der z.Zt. im IAK befindlichen Neutronenröhre wird ein spezieller Uranspeicher (Abb. 4) verwendet, dessen Dichtheit man durch eine NTC-Vakuummessung prüft.

Die Umfüllung der fertigen DT-Mischung aus dem Transportspeicher in die unter Hochvakuum stehende Neutronenröhre erfolgt über ein Ni-Diffusionsventil (Abb. 5). Nach Anschluß beider Systeme, Evakuierung und Dichtheits-

prüfung durch Druckanstiegsmessung wird das innere Volumen des Ni-Röhrchens einem T_2D_2 -Druck von 10^3 Pascal ausgesetzt. Die Temperatur des im direkten Stromdurchgang geheizten Ni-Röhrchens bestimmt die Gasmenge, die durch die Nickelwand in die abgeschlossene Röhre diffundiert. Gleichzeitig wird die Hydrierung der Targetschicht durch Ionenimplantation bei reduziertem Röhrenbetrieb vorgenommen.

Die beschriebene Methode gestattet die Handhabung großer Mengen Tritium.

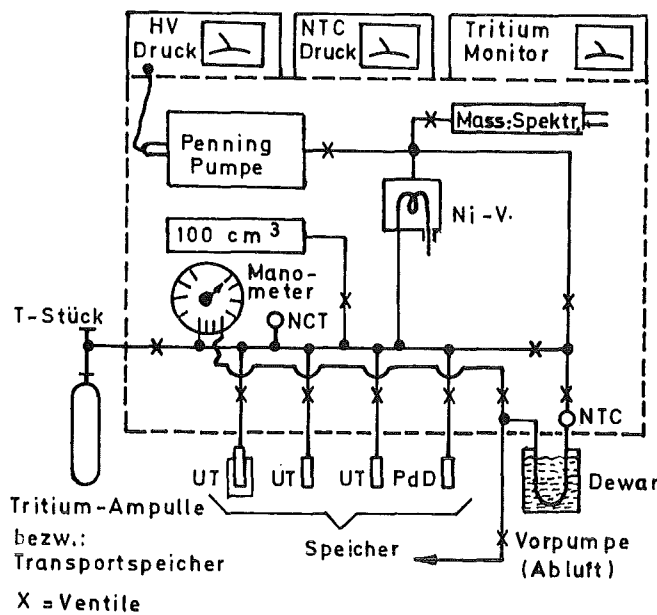


Abb. 1: Deuterium-Tritium Mischapparatur

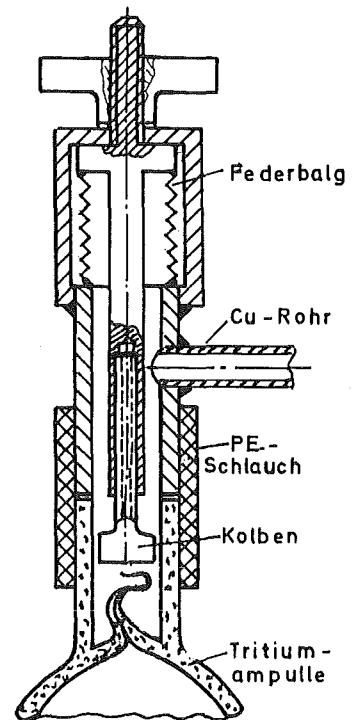


Abb. 2: T-Stück M. 1:1

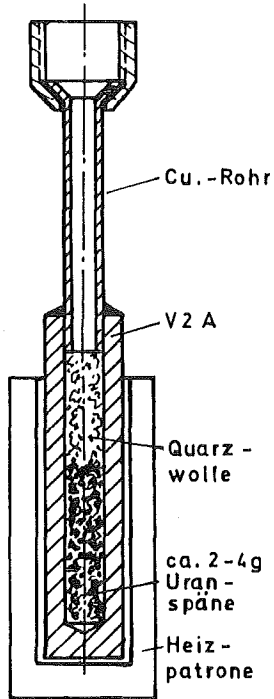


Abb. 3: Uran-Speicher
M. 1:1

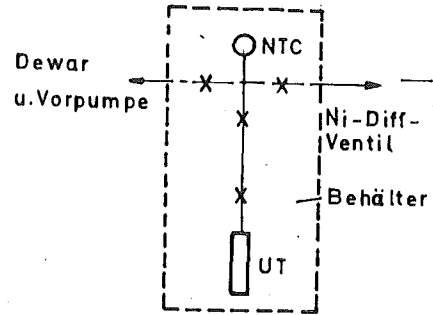


Abb. 4: Tritium-Transport Speicher

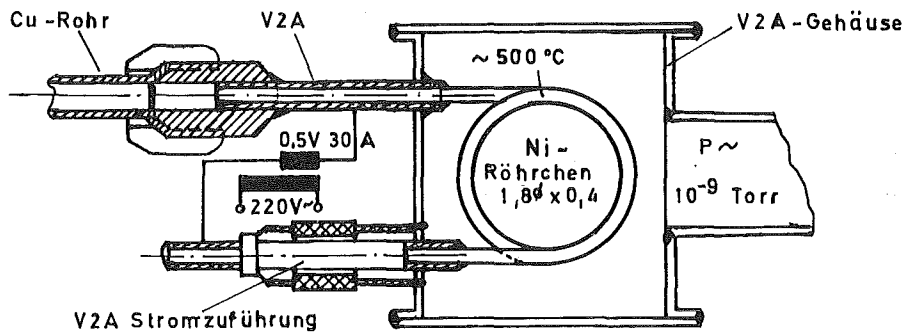


Abb. 5: Nickel-Diffusionsventil

Referenzen

/1/ Beitrag 5.6

6. TECHNISCHE ENTWICKLUNGEN

6.1 Zyklotronbetrieb

F. Schulz, H. Schweickert

Im Betriebszeitraum von Juli 74 bis Juni 75 wurde das Zyklotron 6899 Stunden für Bestrahlungen genutzt, dies sind 86,5 % der Gesamtbetriebszeit und damit das beste Ergebnis seit dem Bestehen der Beschleunigeranlage. Tabelle 1 gibt einen Überblick über den Betrieb des Zyklotrons während des Berichtszeitraumes. Erstmals wurde das axiale Einschußsystem für Experimente mit polarisierten Deuteronen (52 MeV) und mit hochenergetischen ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Ionen (156 MeV) eingesetzt. Die angegebenen 501 Stunden Experimentierzeit (8 % der Gesamtexperimentierzeit) verteilten sich zu gleichen Anteilen auf die beiden Ionenarten. Die relativ höheren Ausfallzeiten beim Betrieb mit dem axialen Einschuß sind ausschließlich auf Ausfälle der sehr komplizierten Ionenquellen zurückzuführen.

Tabelle 1: Betrieb des Zyklotrons von Juli 1974 bis Juni 1975

	Interne Quelle		Axialer Einschuß		Gesamt	
Zyklotronstrahl für Experimente	5801 h	81,5 %	501 h	58,8 %	6302 h	79,0 %
Weiterentwicklungen	368 h	5,2 %	229 h	26,8 %	597 h	7,5 %
Strahlzeit	6169 h	86,7 %	730 h	85,6 %	6899 h	86,5 %
Umbau	187 h	2,6 %	39 h	4,6 %	226 h	2,8 %
Wartung	252 h	3,5 %	-	-	252 h	3,2 %
Ausfälle	510 h	7,2 %	82 h	9,8 %	592 h	7,5 %
Betriebszeit	7118 h	100 %	851 h	100 %	7969 h	100 %

Im Berichtszeitraum war lediglich eine längere Umbau- und Wartungsphase von 6 Tagen notwendig. Neben einer Reihe von kleineren technischen Verbesserungen, die der Betriebssicherheit zugute kamen, wurden zwei wichtige Modifikationen zur Optimierung der Zentralregion unseres Zyklotrons durchgeführt. Erstens wurde der seit langem bekannte Magnetfeldfehler im Zentrum /1/ (Feld lag 1 % unter dem Isochronwert) durch das Aufschrauben von 1 mm dicken Eisenblechen auf die Eiseneinschübe für die Ionenquelle und die Koaxialleitung korrigiert.

Zur gleichen Zeit wurde durch eine Verkürzung der Transformationsleitung vom Sender zum Resonatorsystem die maximal erreichbare Hochfrequenzamplitude um 10 % auf jetzt 38 kV erhöht. Beide Aktionen führten zu einem Intensitätsgewinn von 48 % für interne Bestrahlungen und zu einer Verbesserung der Extraktionsbedingungen.

Tabelle 2: Benutzer des Zyklotrons von Juli 1974 bis Juni 1975

Institut für Angewandte Kernphysik	1633 h	25,8 %
Laboratorium für Isotopentechnik	874 h	13,9 %
Institut für Experimentelle Kernphysik	826 h	13,1 %
Institut für Radiochemie	307 h	4,9 %
Institut für Heiße Chemie	94 h	1,5 %
Institut für Material- und Festkörperforschung	74 h	1,2 %
<hr/>		
GfK-Benutzer	3808 h	60,4 %
<hr/>		
Freie Universität Berlin	839 h	13,1 %
Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg	421 h	6,6 %
Universität Heidelberg	235 h	3,7 %
Universität Erlangen	222 h	3,5 %
Universität Mainz	180 h	2,9 %
Universität Hamburg	164 h	2,6 %
Kernforschungsanlage Jülich	110 h	1,8 %
Technische Universität München	108 h	1,8 %
Daimler Benz	68 h	1,1 %
Deutsches Krebsforschungszentrum Heidelberg	48 h	0,8 %
Universität Bonn	38 h	0,6 %
Universität Gießen	32 h	0,5 %
Universität Marburg	15 h	0,3 %
Technische Hochschule Darmstadt	5 h	0,1 %
Universität Stuttgart	5 h	0,1 %
Institut Kidric Belgrad	4 h	0,1 %
<hr/>		
Externe Benutzer	2494 h	39,6 %
<hr/>		
Gesamtexperimentierzeit	6302 h	100 %
<hr/>		

Auf der Benutzerseite (Tabelle 2) hält der seit einigen Jahren /2/ beobachtete Trend einer Zunahme der externen (außerhalb der GfK) Experimentatoren an. Der Einsatz des Zyklotrons für anwendungsorientierte Forschungsvorhaben betrug im Berichtszeitraum ca. 40 % der Gesamtexperimentierzeit. Über den Status einer Reihe von Weiterentwicklungen wird in den folgenden Einzelbeiträgen berichtet.

Tabelle 3: Verteilung der Experimentierzeit

Kernreaktionen	1634 h	25,9 %
Ingenieurtechnik	950 h	15,3 %
Festkörperphysik	947 h	15,0 %
Kernspektroskopie	827 h	13,1 %
Neutronenphysik	816 h	12,9 %
Nuklearmedizin	406 h	6,4 %
Nuklearchemie	353 h	5,6 %
Materialforschung	322 h	5,1 %
Sonstiges	47 h	0,7 %
<hr/>		
	6302 h	100 %
<hr/>		

Referenzen

/1/ G. Schatz, F. Schulz, KFK-Ext. 18/72-1

/2/ G. Schatz, F. Schulz, H. Schweickert, KFK-Ext. 18/75-1

6.2 Das axiale Einschußsystem

G. Haushahn, J. Möllenbeck, F. Schulz, H. Schweickert

Diese Anordnung hat die Aufgabe, Ionen niedriger Energie aus sehr komplizierten externen Quellen in das Zyklotron einzuschießen, um sie dann zu beschleunigen. Sie wurde 1972 in Betrieb genommen und 1974 erstmals für Experimente eingesetzt. In Karlsruhe stehen augenblicklich polarisierte Deuteronen und 3-fach geladene ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Ionen im Mittelpunkt des Interesses. Es ist in Europa kein Beschleuniger bekannt, der 30 nA polarisierte Deuteronen mit 52 MeV und 5 nA- ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Ionen mit 156 MeV für Experimente zur Verfügung stellt. Seit Ende 1974 sind beide Ionenquellen, eine Lambshiftonenquelle für polarisierte Deutero-

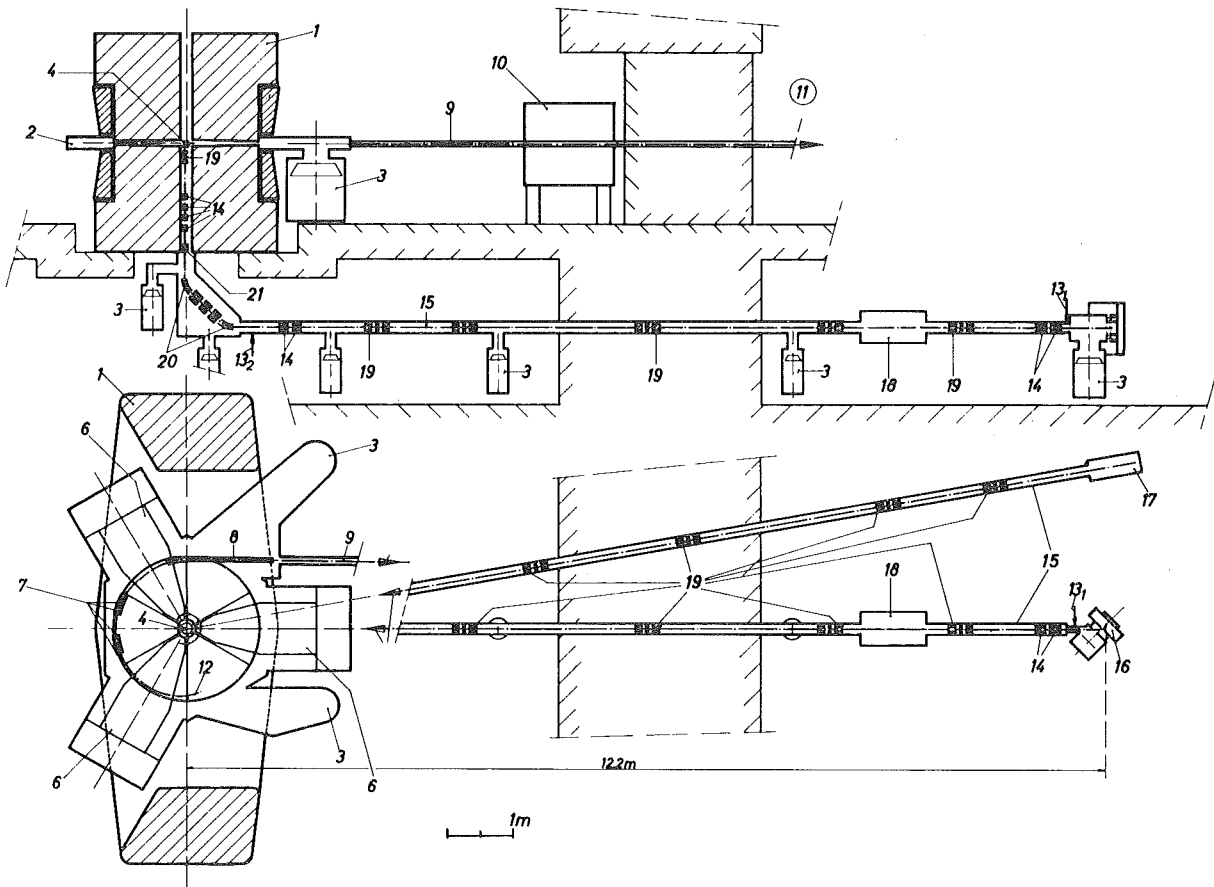


Abb. 1 Schematischer Aufbau des axialen Einschussystems. 1: Zyklotronmagnet, 2: Vakuumkammer, 3: Diffusionspumpen, 4: Hyperboloidinflektor, 6: Beschleunigungssystem, 7: Elektrostatische Extraktionselemente, 8: Magnetischer Kanal, 9: Strahlführung für die beschleunigten Ionen, 10: Schaltmagnet, 11: Experimentierhalle, 13: Intensitätsmeßpunkte, 14: Elektrostatische Quadrupole, 15: Horizontale Strahlführung für die niederenergetischen Ionen, 16: ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Peningquelle, 17: Lambshift-Ionenquelle für polarisierte Deuteronen, 18: Emittanzmeßeinheit, 19: Einzellinsen, 20: 90° -Umlenker, 21: Buncher

nen /1/ und die ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Peningquelle /2/ in einem Raum im Keller der Experimentierhalle aufgebaut (Abb. 1). Die 12 m lange, horizontale, elektrostatiche Strahlführung bis zum 90° -Umlenker brachte keine zusätzlichen Schwierigkeiten. Die Quellen sind dadurch während der Isotopenproduktionszeiten am Innenstrahl und während der Optimierungsarbeiten am Einschussystem /3/ zugänglich.

Zur Justierung des Ionenstrahls aus der Penningquelle auf die optische Achse des horizontalen Strahlführungssystems wurde direkt hinter dieser Quelle eine Emittanzmeßeinheit aufgebaut. Die Abb. 2 zeigt ein typisches Resultat.

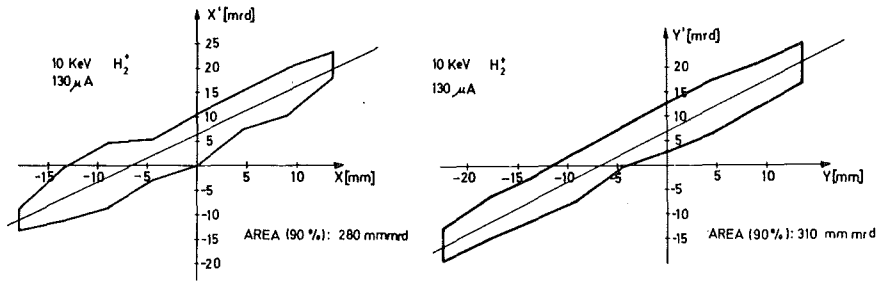


Abb. 2 Typisches Ergebnis einer Emittanzmessung direkt hinter der ${}^6Li^{3+}$ -Penningquelle

Typische Transparenzen für das axiale Einschußsystem sind in den Tabellen I und II zusammengefaßt.

Tabelle I: Einschuß von ${}^4He^{2+}$ -Ionen aus der Li^{3+} -Quelle

Strom hinter der Quelle	1000 nA	100 %
nach dem Umlenker	790 nA	79 %
auf dem Inflektor	700 nA	70 %
r = 800 mm ohne Buncher	53 nA	5,3 %
mit Buncher	318 nA	31,8 %
extrahiert ohne Buncher	23 nA	2,3 %
mit Buncher	160 nA	16 %

Tabelle II: Einschuß von polarisierten Deuteronen

Strom hinter der Quelle	880 nA	100 %
nach dem Umlenker	620 nA	70 %
auf dem Inflektor	480 nA	55 %
r = 800 mm ohne Buncher	33 nA	3,8 %
mit Buncher	114 nA	13 %
extrahiert ohne Buncher	10 nA	1,1 %
mit Buncher	35 nA	4 %

Über die Ionenquellen und den Buncher wird in anderen Beiträgen berichtet.

Referenzen

- /1/ V. Bechtold, H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich, K. Hamdi, G. Strassner, Proc. Sec. Int. Conf. on Ion Sources, Sept. 1972, Vienna, 498
- /2/ G. Haushahn, Proc. Sec. Int. Conf. on Ion Sources, Sept. 11.-15., 1972, Vienna, 825
- /3/ R.W. Müller, Nucl. Instr. Meth. 54 (1967) 29, W.P. Lütter, F. Schild, H.M. Thimmel, P. Wucherer, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18 (1971) 321, H.M. Thimmel, Nucl. Inst. Meth. 107 (1973) 381

6.3 Weiterentwicklung der Ionenquellen

J. Biber, H. Kuhn, F. Schulz

Hauptaufgabe der Ionenquellenentwicklung war es, die Zuverlässigkeit der externen ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Quelle so zu verbessern, daß sie im Routinebetrieb eingesetzt werden konnte. Die ursprünglich vorgesehene zweite Kathode wurde durch einen mit der HfC-Kathode verbundenen Tantalreflektor ersetzt /1/. Abb. 1 zeigt den Aufbau dieser Quelle. Der Einsatz der Hafniumkarbid-Kathode /2/ (anstatt Wolfram) verlängerte die Lebensdauer der Quelle um einen Faktor 4. Um lange Lebensdauern zu erzielen, wird die Quelle außerdem mit einer kleinen Bogenleistung ($U_B = 250 \text{ V}$, $I_B = 1,2 \text{ A}$) betrieben. In dieser Betriebsart liefert die Quelle $0,1-1 \mu\text{A}$ ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Ionen bei einer mittleren Lebensdauer von 30 h. Untersuchungen im Teststand haben ergeben, daß dieselbe Quelle bei höheren Magnetfeldern (6-8 kG) eine um einen Faktor 2-3 höhere Ausbeute an ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Ionen erzeugt.

Außerdem haben Untersuchungen an den Standardquellen für das Zyklotron ergeben, daß ein Betrieb mit einem auf Kathodenpotential festgehaltenen Reflektor an Stelle eines "floating"-Reflektors die Ausbeute an He^{2+} -Ionen um einen Faktor 3 steigert. In den nächsten Monaten ist der erstmalige Einsatz einer derartigen Quelle im Zyklotron geplant.

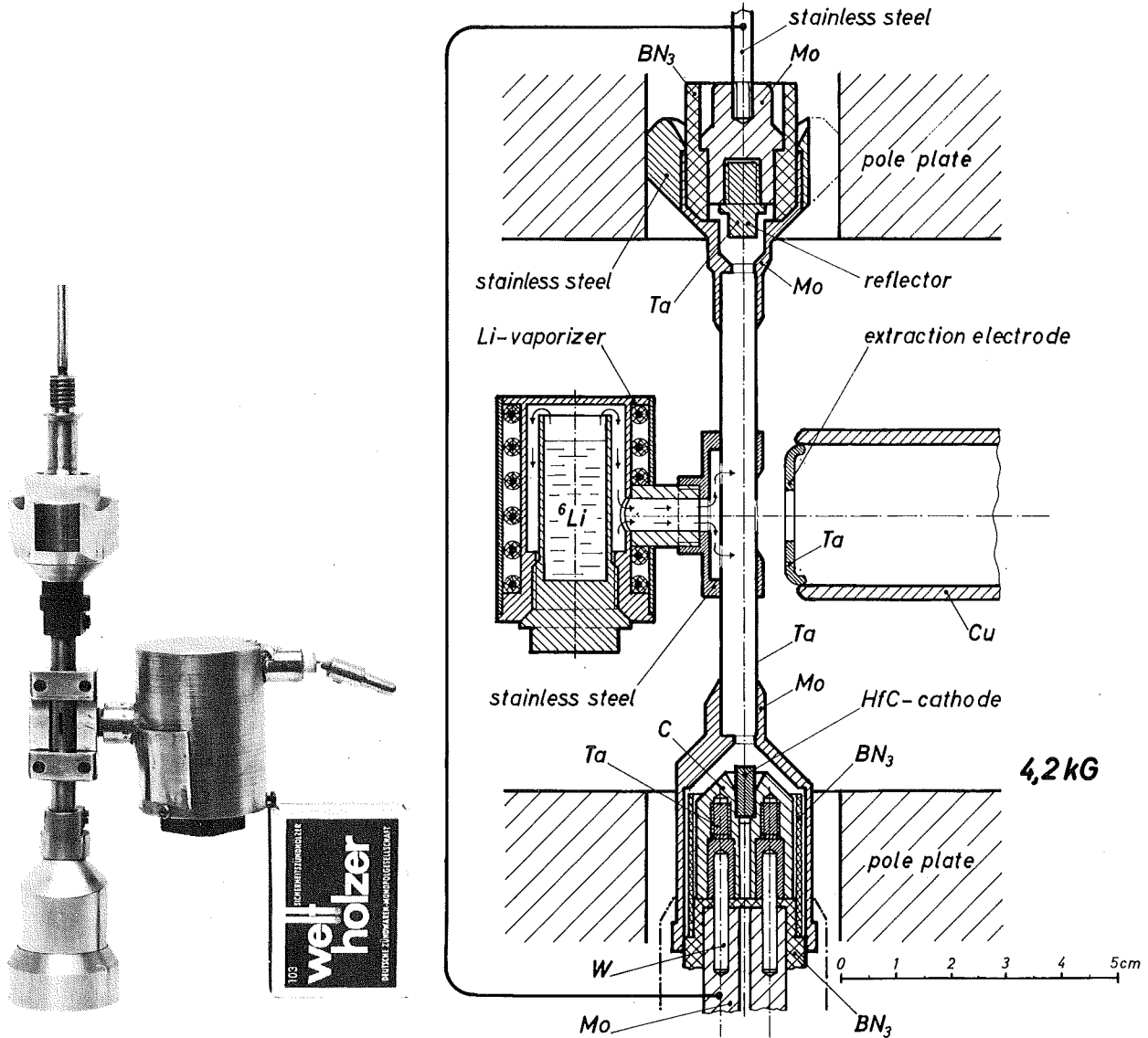


Abb. 1 Aufbau der ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Penningquelle. Die Lithiumatome werden von dem Verdampfer in ein zwischen Kathode und Reflektor aufgebautes Plasma gebracht. Eine starke Kompression dieses Plasmas durch ein homogenes Magnetfeld von 5 kG ist für die Produktion der hochgeladenen Lithiumionen entscheidend

Referenzen

- /1/ G. Haushahn, Proc. Sec. Int. Conf. on Ion Sources, Sept. 11.-15., 1972, Vienna
- /2/ G. Schatz, F. Schulz, KFK-Ext. 18/73-1 (1973)

6.4 Der Doppeltspalt-Buncher für das axiale Einschußsystem

G. Haushahn, J. Möllenbeck, E. Röhrli, H. Schweickert

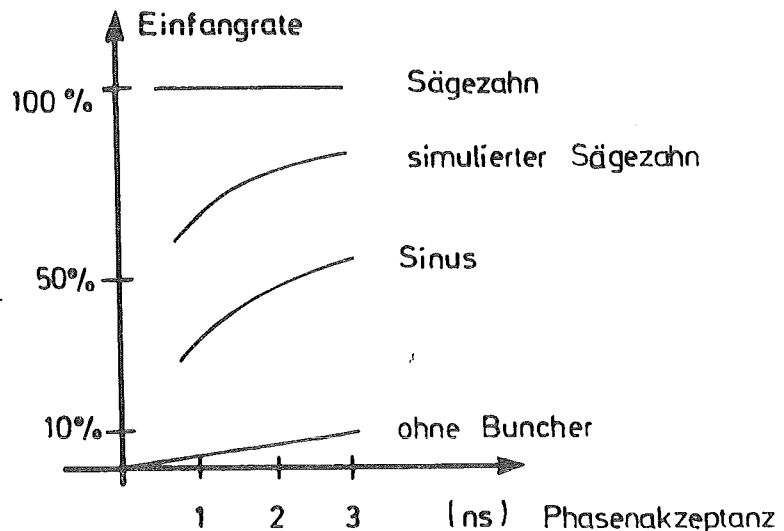
Zur Erhöhung des Anteils der beschleunigten Ionen bezogen auf den eingeschossenen Gleichstrom wurde ein Doppeltspalt-Buncher entwickelt, der die Aufgabe hat, eine Phasenbündelung der injizierten Teilchen synchron zur Beschleunigungsfrequenz herzustellen (Klystronprinzip). Buncher bestehen aus Modulationsspalten, die den Teilchen beim Durchlaufen eine Geschwindigkeitsmodulation erteilen. Auf nachfolgenden Driftstrecken ergibt sich daraus eine Dichtemodulation, so daß der Teilchenstrahl beim Eintritt in das Zyklotron in Pakete gebündelt ist. Die Bündelung und damit die Einfangrate hängt von der Art der Modulationsspannung ab. Abb. 1 zeigt eine Berechnung der Einfangraten als Funktion der Phasenakzeptanz für verschiedene Modulationsspannungen. Da eine ideale Sägezahnspannung für die von uns benötigte hohe Frequenz (33 MHz) technisch schwierig herzustellen ist, wurde ein Sägezahn aus drei Harmonischen der Beschleunigungsfrequenz simuliert:

$$U = U_0 (\sin \omega t + 1/3 \sin 2 \omega t + 1/9 \sin 3 \omega t)$$

Die technische Realisierung dieser Modulationsspannung wird in Abb. 2 dargestellt. Die Wirkung des Bunchers konnte durch Messungen am eingefangenen und beschleunigten Strahl im Zyklotron bestätigt werden.

Die Untersuchungen zeigten eine gute Übereinstimmung mit den nach K. Blasche /1/ berechneten Werten. Bis zu 60 % des eingeschossenen Gleichstromes wurden beschleunigt, was gegenüber der 10 %-Akzeptanz ohne Buncher einen Intensitätsgewinn um den Faktor 6 bedeutet. Die gleichzeitig erzielte starke, zeitliche Kompression der Mikrostrukturimpulse durch die sägezahnförmige Modulationsspannung, verbesserte außerdem die Extraktionsrate um 25 %.

Abb. 1 Berechnung der Einfangraten für einen kontinuierlichen Ionenstrom in Abhängigkeit von der Phasenakzeptanz für verschiedene Modulationsspannungen am Buncher



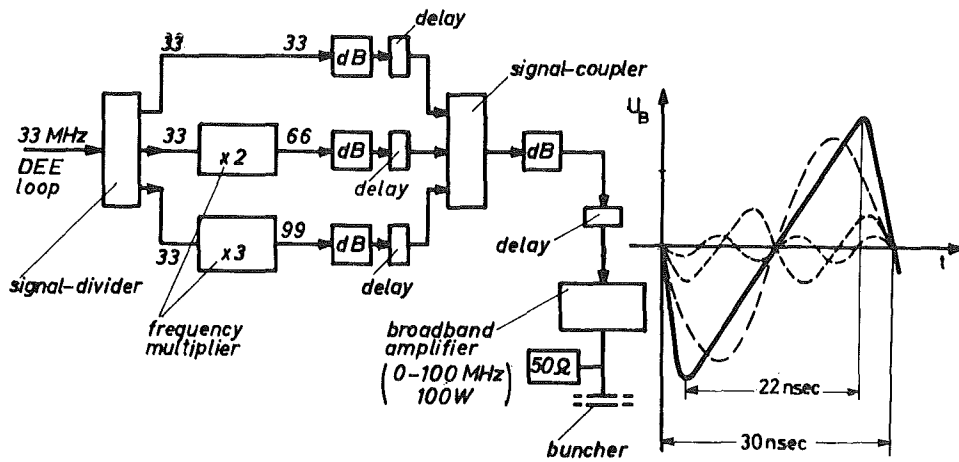
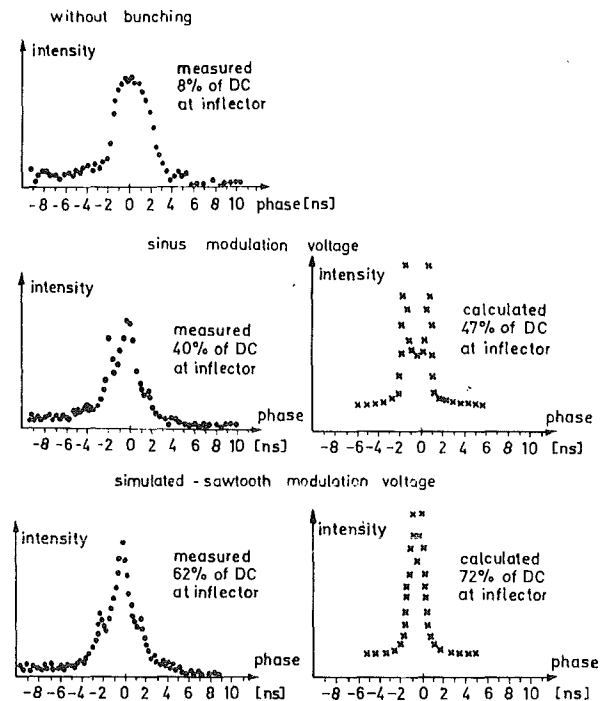


Abb. 2 Erzeugung einer hochfrequenten Sägezahnspannung durch eine geeignete Superposition der Grundwelle und zweier Oberwellen der Beschleunigungsfrequenz. Mit dieser sägezahnförmigen Spannung konnte der Anteil der beschleunigten Ionen, bezogen auf den eingeschossenen Gleichstrom, im axialen Einschußsystem von 10 % auf über 60 % vergrößert werden.

Abb. 3 Bunching Effekt am beschleunigten Strahl im Zyklotron. Oben: Einfangrate und Phasenbreite ohne Buncher. Mitte: Situation mit einer sinusförmigen Modulationsspannung. Unten: Wirkungsweise der sägezahnförmigen Modulationsspannung. Die Phasenbreitemessungen wurden mit der prompten γ -Strahlung der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha'\gamma)$ bei $E_\alpha = 80 \text{ MeV}$ und der üblichen Flugzeitelektronik durchgeführt.



Referenzen

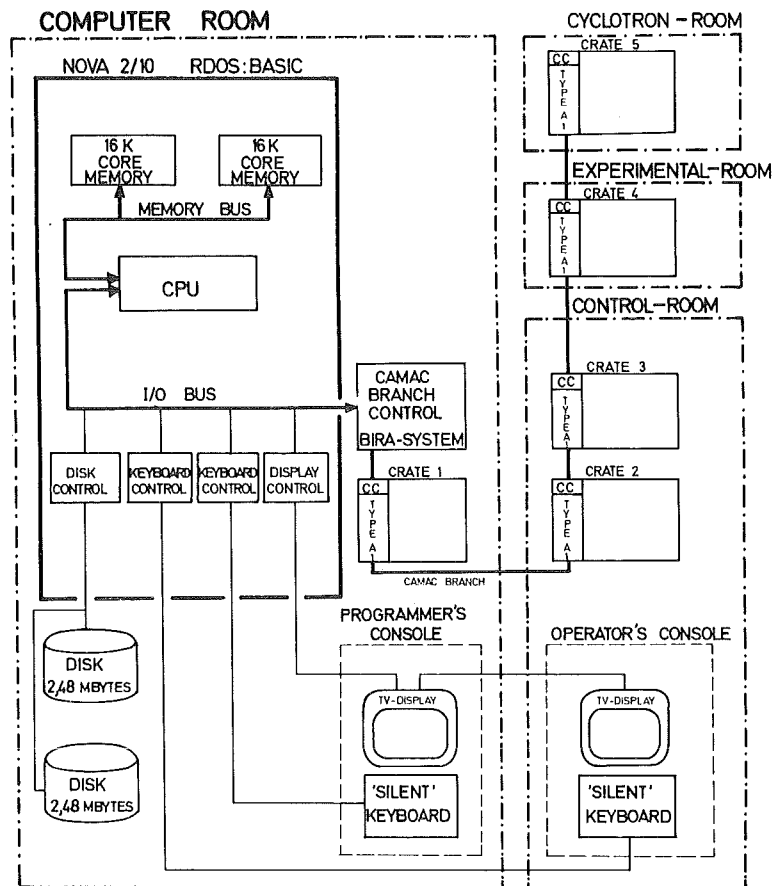
/1/ K. Blasche, R. Friehmelt, UNILAC-Bericht Nr. 1-69, GSI, Darmstadt

6.5 Rechnerunterstützung des Zyklotronbetriebes

W. Kappel, W. Karbstein, W. Kneis, J. Möllenbeck, H. Schweickert

Um die Maschine den häufig wechselnden Benutzerwünschen anzupassen, benötigen die Operateure schnelle und zuverlässige Messungen von zu optimieren- den Parametern. Diese Aufgaben können geradezu ideal von einem On-line-Rechner übernommen werden. Die hauptsächlichen Vorteile liegen hier in der Schnelligkeit, Zuverlässigkeit und Reproduzierbarkeit der Messungen. Außerdem können komplizierte Meßabläufe und deren Auswertung von den Operateuren durchgeführt werden.

Abb. 1 Rechnerkonfiguration zur Unterstützung des Zyklotronbetriebes. Sie besteht aus einer NOVA 2/10 mit 32K Kernspeicher, 2 Platten, 2 Terminals und einem CAMAC Branch-Controller. Die Meßdaten werden vor Ort digitalisiert und über einen 200 m langen CAMAC-Branch-Highway dem Rechner zugeführt.



Die Rechnerkonfiguration (Abb. 1) besteht aus einer Nova 2/10 mit 32 K Kernspeicher, zwei Platten, zwei Terminals und einem CAMAC-Branch-Controller. Ein 200 m langer paralleler CAMAC-Branch verbindet die 5 Crates in der Schaltwarte, der Experimentierhalle und im Zyklotron-Bunker. Die Kosten für das Rechnersystem, bis zum ersten CAMAC-Crate, betragen 100 000 DM.

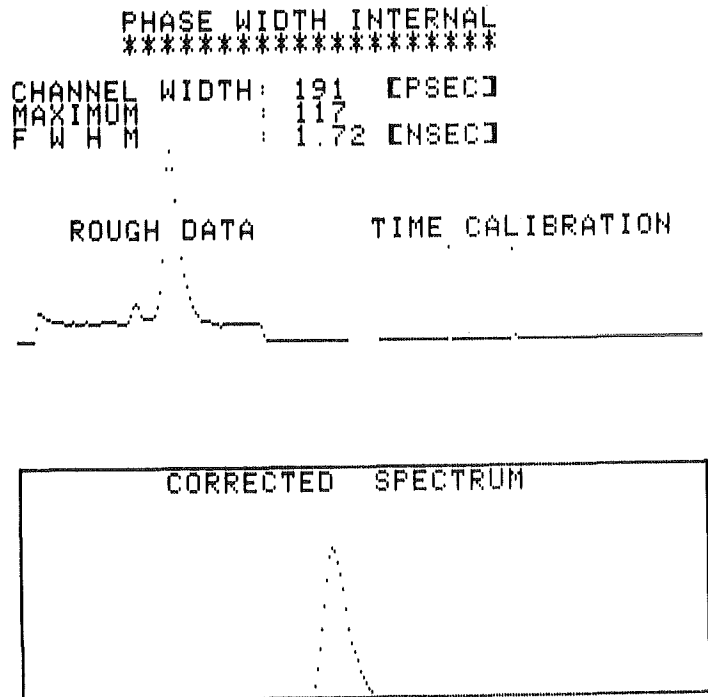
Als gemeinsame Sprache für alle Meßprogramme wird BASIC verwendet, das unter dem Plattenbetriebssystem RDOS läuft. Für den CAMAC I/O stehen eine Reihe von Assembler-Unterprogrammen zur Verfügung, die von BASIC über 'CALL'-Statements aufgerufen werden können. Alle Meßprogramme sind in einem Meßprogrammssystem 'CICERO' zusammengefaßt, das aus einer Reihe von Meßprogrammen und dazugehörigen Tabellen besteht (Abb. 2).

Abb. 2 Liste der augenblicklich einsetzbaren Meßprogramme auf dem TV-Bildschirm in der Schaltwarte. Der Zyklotronoperator wählt durch Eingabe einer Zahl das notwendige Diagnostikprogramm aus. Daraufhin führt der Rechner dieses Programm aus und stellt das Resultat auf dem TV-Bildschirm dar.

CICERO TABLE		PAGE 1
0	- PHASE WIDTH INTERNAL	
1	- PHASE WIDTH EXTERNAL	
2	- PHASE POSITION PHI=F(R)	
3	- EMITTANCE EXTERNAL BEAM	
4	- STATUS EXTERNAL BEAM	
5	- STATUS CYCLOTRON	
6	- DIFF. TARGET R=100-1040	
7	- AXIAL TARGET R=100-1040	
8	- ABS. ENERGY MEASUREMENT	
9	- CONTR. OF PULSING SYSTEM	

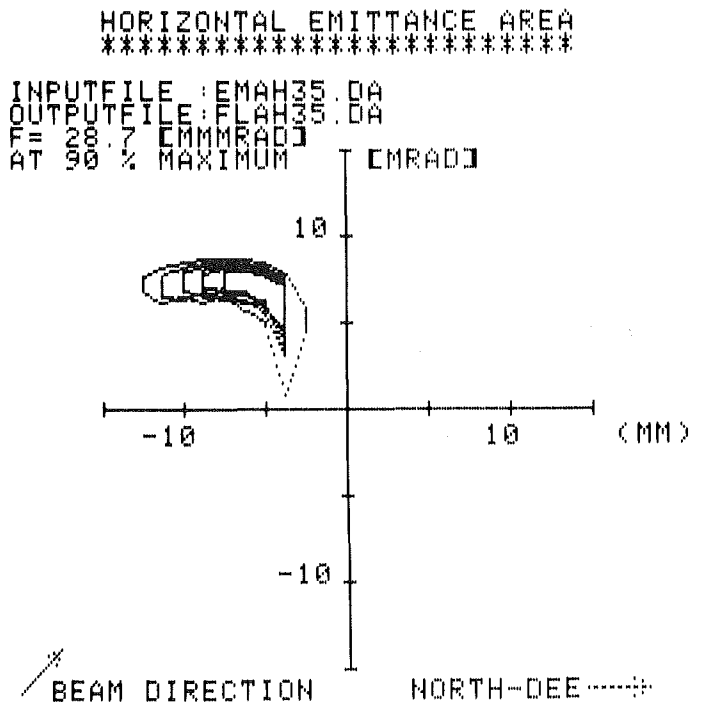
'RET'	- NEXT PAGE	
-	- PREVIOUS PAGE	
Z	- BACK TO CICERO	

Abb. 3 Resultat einer vom Rechner ausgeführten Phasenbreitenmessung am Innenstrahl. Der Rechner führt vor der eigentlichen Messung automatisch eine Zeiteichnung durch. Vom Start der Messung bis zur Ausgabe des hier gezeigten TV-Bildes werden 10 sec. benötigt



Neben den Programmen "Status Cyclotron" und "Status External Beam" sind nun auch die Programme "Emittance External Beam" und "Phase Width Internal" betriebsbereit (Abb. 3 und 4). Mit den "Status"-Programmen werden eine Reihe relevanter Zyklotron-Parameter gemessen. Besonders nützlich sind hierbei die Betriebsarten "Justierung" und "Drifttest" von einzelnen Parametern. Phasenbreite und Emittanz können jetzt in 10 bzw. 30 sec. von den Operateuren gemessen werden.

Abb. 4 Resultat einer vom Rechner durchgeführten Emittanzmessung am extrahierten 52 MeV Deuteronenstrahl. Der Rechner steuert via CAMAC die zur Messung notwendigen mechanischen und elektronischen Einheiten und nimmt die Rohdaten auf. Aus diesen berechnet er die auf dem Bildschirm gezeigte Emittanzfläche. Das Resultat zeigt deutlich Abweichungen des extrahierten Strahles von der optischen Achse des Strahlführungssystems in Ort und Richtung.



6.6 Kapazitive Strommessung am externen Strahl

G. Haushahn, K. Heidenreich, E. Röhl

Für eine Reihe von Anwendungen am Zyklotron ist es wünschenswert, den Teilchenstrom kapazitiv, d.h. ohne Unterbrechung zu messen. Alle bis jetzt angewandten Verfahren /1,2/ haben den Nachteil, daß die Beschleunigungsfrequenz des Zyklotrons als Störfrequenz wirkt und dadurch der Nachweis von kleinen Strömen ($<1 \mu\text{A}$) erschwert wird. Wir haben für unsere Festfrequenzma-

schine (33 MHz) eine Anordnung entwickelt, die diese Schwierigkeit durch das Herausfiltern der 2. Harmonischen aus dem Frequenzspektrum der kapazitiv übertragenen Zyklotronimpulse umgeht (Abb. 1).

Bei unserem Zyklotronstrahl handelt es sich um Ionenpulse von etwa 1-3 nsec Breite mit einer Folgefrequenz von 33 MHz. Die durch ein solches Ionenpaket influenzierte Ladung beträgt $1/2 I \cdot \tau$ (I = Impulsamplitude, τ = Impulsdauer), wobei die Ladungsimpulse dreieckförmig angenommen werden. Entwickelt man eine solche Pulsform in eine Fourier-Reihe, so stellt man fest, daß für ein kleines Tastverhältnis $\alpha = \tau/T$ (T = Pulsabstand), die ersten Harmonischen etwa gleich große Amplituden besitzen.

Das Blockschaltbild der benutzten Elektronik ist in Abb. 1 dargestellt. Strahlströme von 10 nA - 10 μ A können mit dieser Einheit sehr zuverlässig gemessen werden. Experimente, die kapazitive Sonde als Teil eines 66 MHz-Schwingkreises auszubilden, brachten keine wesentliche Verbesserung der

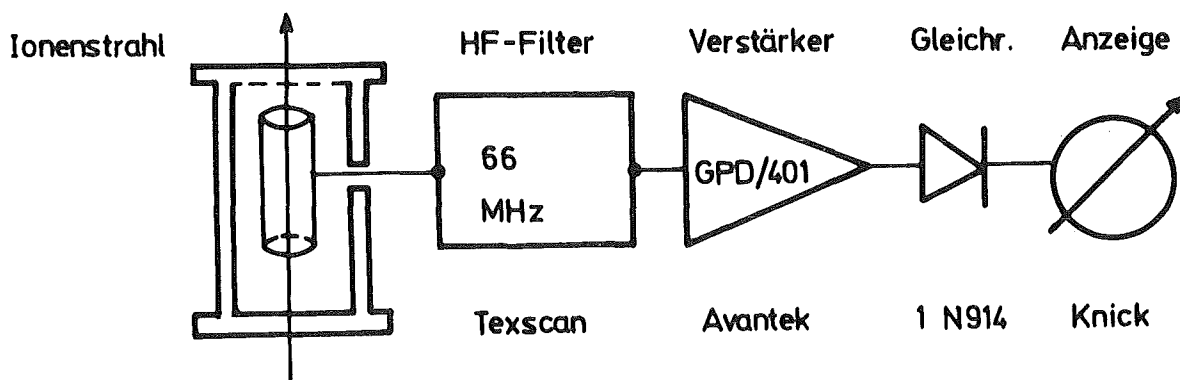


Abb. 1 Anordnung zur berührungsfreien Strahlstrommessung am externen Zyklotronstrahl. Aus den kapazitiv übertragenen Zyklotronimpulsen wird nur die 2. Harmonische der Pulsfolge- bzw. der Beschleunigungsfrequenz herausgefiltert und weiterverarbeitet. Eine Beeinflussung der Messung durch Einstreuung der Beschleunigungsfrequenz wird dadurch vermieden. Strahlströme von 10 nA-10 μ A können mit dieser Einheit sehr zuverlässig gemessen werden.

Empfindlichkeit. Augenblicklich wird eine Anordnung mit der gleichen Philosophie für den internen Strahl ausgetestet. Diese Einheit soll in der Zukunft dazu dienen, die Extraktionsrate berührungsfrei anzuzeigen.

Referenzen

- /1/ S.S. Sherman, R.G. Roddick, A.J. Metz, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15, (1968) 500
- /2/ R. Reimann, 153. Session Annuelle de la Societé Helvetique des Sciences Naturelles, Lugano, Switzerland, Oct. 19-20 (1973)

6.7 Neue Korrekturspulen für das Zyklotron

G. Haushahn, J. Möllenbeck, Ch. Rärer, H. Schweickert, F. Schulz

Spätestens im Jahre 1977 muß das durch Strahlenbelastung beschädigte Korrekturspulensystem an unserem Zyklotron durch ein neues ersetzt werden.

Im letzten Jahr wurden deshalb Messungen und Rechnungen durchgeführt mit der Fragestellung, ob durch eine geeignete Modifikation an der Korrekturspulenanordnung ${}^3\text{He}^{2+}$ -Ionen bis zum Extraktionsradius beschleunigt werden können. Prinzipiell ist dies bei unserer Festfrequenzmaschine dadurch möglich, daß man das Isochronfeld auf $3/4$ des Magnetfeldwertes für $e/m = 1/2$ -Teilchen absenkt.

Eine Reduzierung des Erregerstroms ändert die radiale Abhängigkeit des Magnetfeldes (siehe Abb. 1). Kurve 1 ist die gemessene radiale Magnetfeldverteilung für $e/m = 1/2$ -Teilchen. Kurve 3 diejenige, für die im Zentralbereich die Resonanzbedingung für $e/m = 2/3$ -Teilchen erfüllt wird. Auf den äußeren Radien beträgt die Abweichung von der Sollwertkurve für ${}^3\text{He}^{2+}$ bis zu 2 kGauß. Intensive Rechnungen /1,2/ und Messungen haben jetzt gezeigt, daß eine Feldanpassung für ${}^3\text{He}^{2+}$ - und $e/m = 1/2$ -Ionen durch folgende Modifikationen ermöglicht wird:

1. Entfernung des äußeren Eisenrandshims zur Reduktion der notwendigen maximalen Feldkorrektur von 2 kGauß auf 1,2 kGauß.
2. Einbau eines neuen summierenden Korrekturspulensystems (siehe Abb. 2,3).

Eine Prototypspule ist in Bau und wird bis Ende 1975 für Testmessungen zur Verfügung stehen. Mit einem Einbau der neuen Korrekturspulenanordnung ist nicht vor Mitte 1977 zu rechnen.

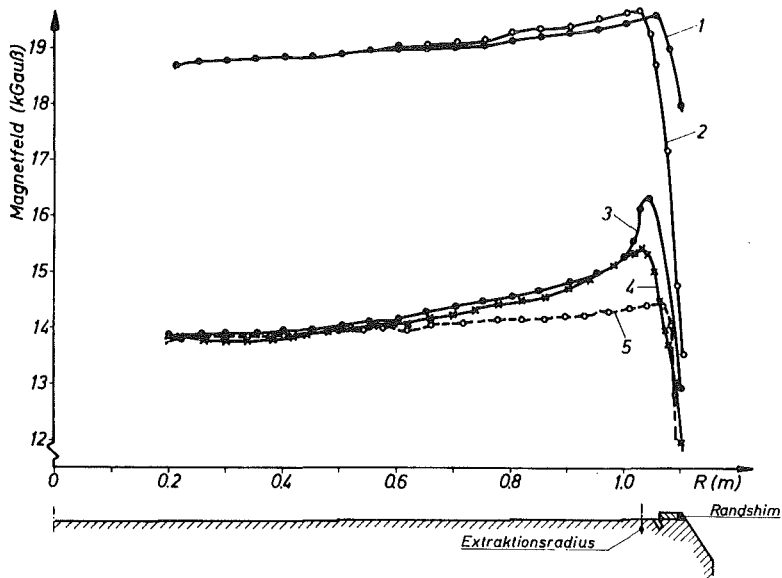


Abb. 1 Radialer Magnetfeldverlauf, gemessen in der Mittelebene eines starken Sektors. 1: Feldverlauf für $e/m=1/2$ -Teilchen; 2: Feldverlauf für $e/m=1/2$ -Teilchen ohne Eisenrandshim; 3: Feldverlauf für $e/m=2/3$ -Teilchen; 4: Feldverlauf für $e/m=2/3$ -Teilchen ohne Eisenrandshim; 5: Sollfeld für $e/m=2/3$ -Teilchen

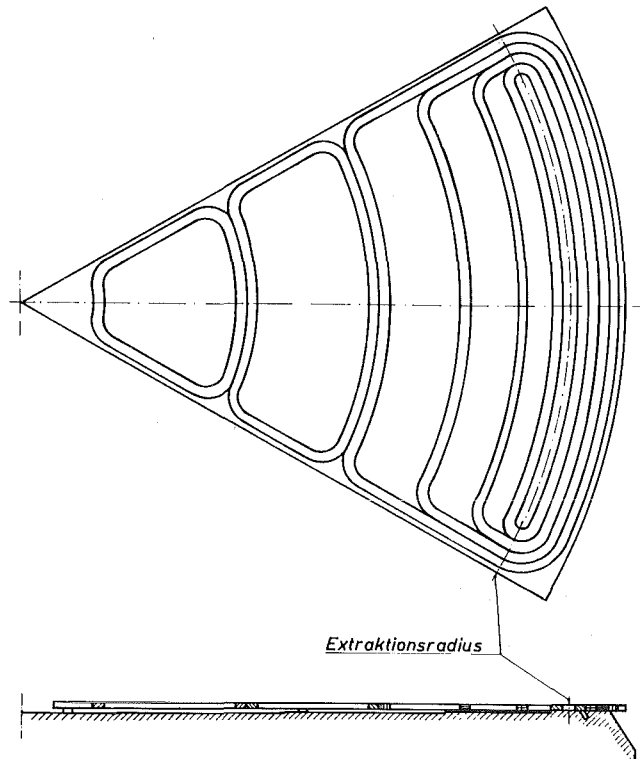


Abb. 2 Neue Korrekturspulenordnung zur Magnetfeldanpassung für ${}^3\text{He}^{2+}$ -Ionen. Die Windungszahlen der äußeren vier summierenden Spulen liegen zwischen 20 und 60 bei Stromstärken bis 40 A. Die Lage der einzelnen Spulen und die notwendige Feldstärke zur Kompensation wurden mit einem Fitprogramm ermittelt.

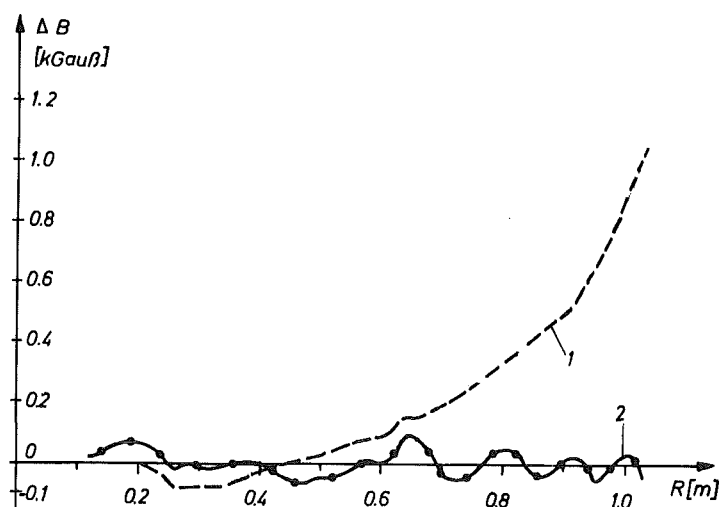


Abb. 3 Berechnete Feldkorrektur durch die neue Korrekturspulenordnung.

1: Feldabweichung für ${}^3\text{He}^{2+}$ -Ionen ohne Korrekturspulen; 2: Feldabweichung nach dem Einschalten der in Abb. 2 dargestellten Spulenkonfiguration

Referenzen

- /1/ H. Braun, Die numerische Berechnung von Trimmspulfeldern, SIN-TM-03-13, 1970
- /2/ G.W. Schweimer, Zyklotron-Arbeitsbericht Nr. 48, 1973

6.8 Neue rechnergeführte Strahlprofilmonitore

G. Bauer, K. Heidenreich, G. Klinger, Ch. Rärer, R. Schütz

Für die geplante rechnerunterstützte Einstellung des extrahierten hochenergetischen Strahles wurden eine Reihe von mechanischen Diagnostikelementen entwickelt. Sie sollten schnell, betriebssicher und möglichst über industriell hergestellte CAMAC-Module steuerbar sein. Im folgenden werden einige dieser Anordnungen vorgestellt.

1. Ein x-y-Schlitzsystem (Abb. 1) mit einer festen Schlitzbreite von 1 mm. Die Tantalblenden werden mittels eines Schrittmotors positioniert (100 Hz, $1,25\text{ mm} \hat{=} 6$ Schritte).

2. Ein schneller x-y-Beams Scanner (Abb. 1), der mittels einer kardioidförmigen Nut in einer rotierenden Scheibe bewegt wird. Damit sind der Drehwinkel der Scheibe und die Stellung des Drahtes einander linear zugeordnet (Drehgeschwindigkeit 1000 U/min) und können über einen inkrementalen Winkelkodierer einfach digitalisiert werden.

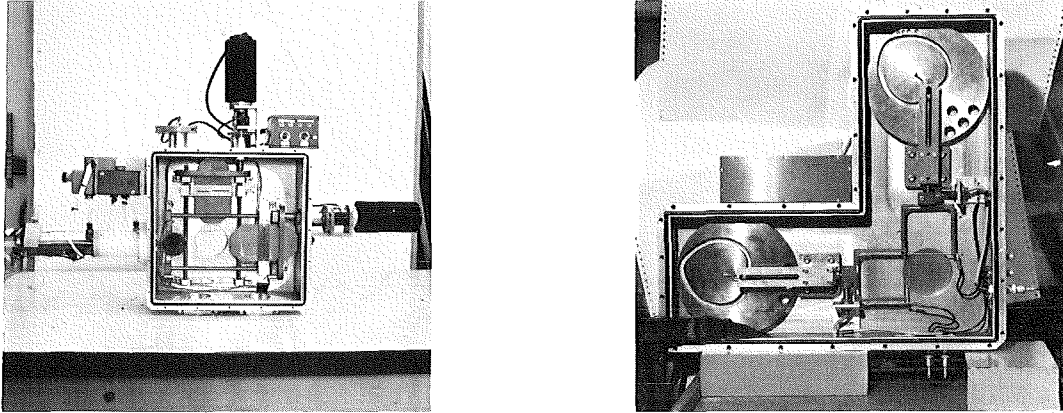
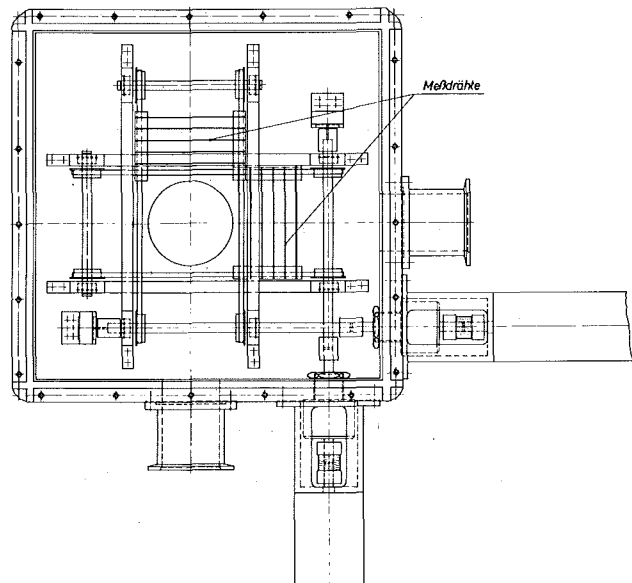


Abb. 1 Mechanische Einheiten zur Routinemessung der Emittanz am Eingang des Strahlführungssystems. Links: Eine mittels Schrittmotoren via CAMAC gesteuerte x-y-Schlitzblende. Rechts: Ein x-y-Beams Scanner, der mittels einer kardioidförmigen Nut in einer rotierenden Scheibe bewegt wird. Schlitzbreite und Meßdrahtstärke betragen 1 mm.

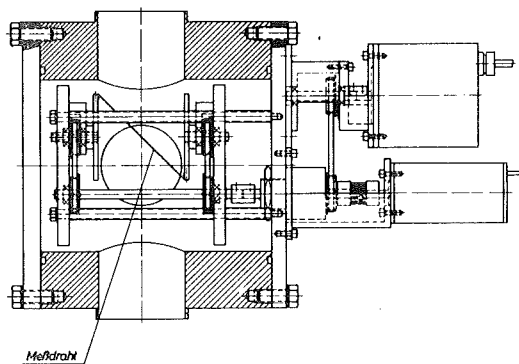
3. Eine noch schnellere Abtastung des Strahlprofils wird durch eine in Abb.2 dargestellte Einheit ermöglicht. Im Abstand von 10 mm sind hier sechs Drähte isoliert eingespannt. Der Antrieb erfolgt über Zahnriemen mit einem Schrittmotor. Die Meßzeit für eine Profilmessung wird dabei um einen Faktor 6 schneller als beim oben genannten Kardioidensystem.

Abb. 2 Schneller Strahlprofilmonitor aus 6 gleichzeitig mittels Zahnriemen und Schrittmotor bewegten Meßdrähten. Die Strominformation von diesen Meßdrähten wird mit einem elektronischen Multiplexer einem Analog-Digital-Wandler zugeführt



4. Für Aufgaben, bei denen lediglich die Strahlage in x- und y-Richtung im Führungssystem überprüft und eingestellt werden müssen, bietet sich eine Anordnung nach G. Hortig /1/ an. Abb. 3 zeigt diesen, für die Rechnerführung geeigneten Aufbau. Bei einer vollen Umdrehung wird bei dieser Anordnung der Strahl in zwei aufeinander senkrecht stehenden Richtungen abgetastet.

Abb. 3 Neuer x-y-Beams Scanner. Antrieb über einen Gleichstrommotor mit 2000 U/min. Positionsmessung über einen Winkelkodierer



Referenzen

/1/ G. Hortig, Nucl. Inst. Meth. 30 (1964) 355

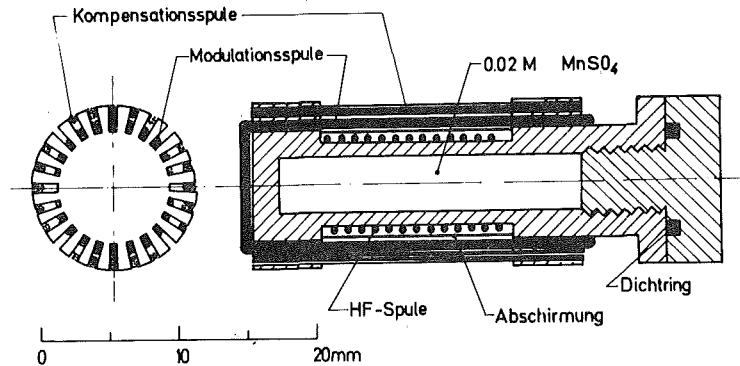
6.9 NMR-Messungen in nichthomogenen Magnetfeldern

G. Bauer, Ch. Rärer

Der Analysiermagnet im Strahlführungssystem hat einen Feldindex $n = 0.5$. Sämtliche auf dem Markt angebotenen Protonenresonanzsonden erfordern am Ort des Probenvolumens ein sehr homogenes Magnetfeld. In der Regel werden nur Inhomogenitäten von 1×10^{-4} innerhalb des Probenvolumens zugelassen. Andererseits ist die genaue Kenntnis dieses Feldwertes zur Einstellung und Stabilisierung bei Experimenten am hochaufgelösten Strahl notwendig. Deshalb wurde die im folgenden beschriebene Sonde entwickelt.

Ihren Aufbau zeigt Abb. 1. Der Spulenkörper besteht aus einem Plexiglaszylinder. In einer konzentrischen Bohrung von 4 mm Durchmesser und 22 mm Länge ist die Probensubstanz, eine 0,02 molare $MnSO_4$ -Lösung, eingeschlossen. Um diese Probensubstanz befindet sich im Abstand von 1 mm die HF-Spule mit ca. 10 Windungen, darüber eine Abschirmung aus Cu-Folie. Zwischen HF-Spule

Abb. 1 Protonenresonanzsonde zur Messung im inhomogenen Magnetfeld ($n = 1/2$) eines Analysiermagneten. Der Feldgradient wird dabei durch eine Korrekturspule kompensiert



und Abschirmung wurde ein Dielektrikum mit Teflonband gewickelt. Senkrecht dazu sind die Modulationsspule, die ein möglichst homogenes Feld erzeugen soll, und darüber die Kompensationsspule, die ein Quadrupolfeld erzeugen soll, angebracht. Beide Spulen sind in der in /1/ beschriebenen Weise gewickelt. Alle Spulen sind gegeneinander isoliert. Gegen mechanische Verschiebungen ist die gesamte Sonde mit Epoxidharz vergossen. Zum Test der Sonde wurde die handelsübliche Kernresonanz-Magnetfeldmeß- und -regeleinrichtung der AEG mit einigen Modifikationen verwendet. Beim Betrieb wurde bei einem Feld von 11 kG entsprechend ~ 47 MHz mit einem Kompensationsstrom von 215 mA das Resonanzsignal auf minimale Breite eingestellt. Die Abhängigkeit des Kompensationsstromes von der Feldstärke ist gering. Bei Änderung des Feldes um 1 kG beträgt die Änderung des Kompensationsstromes, die nötig ist, um das Signal auf minimale Breite einzustellen, wenige mA. Die Probensubstanz war nach etwa 1 Jahr zur Hälfte aus dem Plexiglaskörper diffundiert. In einer neuen Version der Sonde wird die Probensubstanz deshalb in einer Glasampulle abgeschmolzen und in die Öffnung des Plexiglaskörpers eingeführt.

Referenzen

/1/ H. Breuer, Rev. Sci. Inst. 36 (1965) 1666

6.10 Die Karlsruher Lambshiftquelle für polarisierte Deuteronen*

V. Bechtold, L. Friedrich, D. Finken⁺, G. Strassner⁺, P. Ziegler⁺

Das Lambshiftprinzip gestattet es, Quellen für polarisierte Protonen und Deuteronen mit hoher Phasenraumdichte zu erzeugen (brightness $B \approx 0,5 \mu\text{A}/\text{cm}^2 \text{rad}^2 \text{eV}$). Während Quellen dieses Typs bisher nur an Tandembeschleunigern eingesetzt wurden, wurde in Karlsruhe erstmals eine Lambshiftquelle für die Erzeugung von positiv geladenen Wasserstoffionen entwickelt. C-LASKA ist bisher die einzige Lambshiftquelle, die an einem Zyklotron in Betrieb ist und polarisierte Deuteronen durch Ladungsaustausch mit Jod aus polarisierten metastabilen Atomen erzeugt. Im Gegensatz zu anderen Quellen kann diese Quelle direkt transversal polarisierte Ionen liefern. Dazu wird innerhalb der Ladungsaustauschzelle ein Transversalfeld von 150 Oe erzeugt, das elektrisch kompensiert werden kann, um Strahlaufweitung und Quenchen der metastabilen Atome zu vermeiden. Zu diesem Zweck wird die Zelle (18 mm \emptyset und 200 mm Länge) in 24 Segmente geteilt, die auf verschiedenen Potentialen betrieben werden. Durch das überlagernde Feld des zweiten Sonamagneten und das Randfeld der Jodzelle wird die Polarisation der metastabilen Atome in transversale Richtung gedreht.

Die Quelle liefert 0,8 μA vektorpolarisierte Deuteronen mit der Emittanz von 1,1 $\text{cm rad eV}^{1/2}$. Die Vektorpolarisation wurde durch elastische Streuung des 52 MeV Strahles an ^{12}C bestimmt. Über 60 Stunden gemittelt wurde eine Vektorpolarisation $P_y = 0,45 \pm 0,014$ gemessen. Eine Abschätzung ergibt für die Tensorpolarisation $P_{yy} = 0,01$.

* Proceedings of the Fourth International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Zürich Switzerland, August 1975

⁺ Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

6.11 Beschleunigung von polarisierten Deuteronen einer
Lambshiftquelle im Karlsruher Zyklotron*

V. Bechtold, L. Friedrich, D. Finken⁺, G. Strassner⁺, P. Ziegler⁺

Am Karlsruher Zyklotron wurde eine Lambshiftquelle installiert, die $0,8 \mu\text{A}$ vektorpolarisierte Deuteronen mit einer Emittanz von 100 mm mrad bei der Einschussenergie von 10 keV liefert. Der Abstand zwischen Einschussystem und Quelle beträgt 11 m . Die kleine Emittanz gestattet es, die Quelle ionenoptisch mit nur zwei Beschleunigungs- und drei Einzellinsen an die nichtzylindrische Akzeptanz des Einschussystemes anzupassen. Die äußerst kritische Strahllage und Strahlrichtung werden mit Hilfe von Statoren von Drehstrommotoren korrigiert. Das ganze System ist vollständig in ein Präzisions-Eisenrohr von 23 cm Durchmesser eingesetzt, um das magnetische Streufeld des Zyklotrons abzuschirmen. 100 nA wurden bis auf 52 MeV beschleunigt und ein Strahl von 40 nA aus dem Zyklotron extrahiert. Die gemessene Vektorpolarisation des 52 MeV -Strahles betrug $P_y = 0,45$. Dies ist der Maximalwert, der aus den Quellenparametern erwartet wurde. Es wird also keine Depolarisation festgestellt, wenn der Strahl im Zyklotron beschleunigt wird. Seit Ende 1973 wurde die Quelle insgesamt 500 Stunden für kernphysikalische Polarisationsexperimente betrieben. Von jeder Periode von 80 Stunden wurden etwa 15 Stunden benötigt, um die Quelle in Betrieb zu nehmen und um Einschussystem und Zyklotron zu optimieren. Danach wurde ein stabiler Strahl erreicht, und es waren keine weiteren Einstellarbeiten an der Quelle erforderlich.

*Proceedings of the Seventh International Conference on Cyclotrons and their Applications, Zürich, Switzerland, August 1975

⁺Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

6.12 Ausbau der Experimentiereinrichtungen am Neutronenflugzeitspektrometer

G. Schmalz, D. Erbe, S. Cierjacks, K. Kari, B. Leugers

a) Betrieb und Ausbau des Spektrometers

In Zusammenarbeit mit der Betriebsgruppe des Zyklotrons wurden umfangreiche Arbeiten zur Verbesserung des Flugzeitspektrometers durchgeführt. Hierzu gehören vor allem der Aufbau eines neuen leistungsfähigeren Impulsgenerators für die 3:1 Strahlpulsung sowie der Einbau verschiedener strahlbegrenzender Elemente im Zentrum des Zyklotrons. Mit diesen Verbesserungen konnte während eines längeren Testlaufs eine wesentlich erhöhte mittlere Strahlintensität erreicht werden. Bei einer Ablenkfrequenz von 100 KHz wurde der Strom auf dem Urantarget von bisher 10 μ A auf \approx 18 μ A gesteigert. Eine weitere Erhöhung um 30 - 50 % erscheint mit den in den letzten Jahren entwickelten leistungsfähigen Ionenquellen möglich. Mit den jetzt erreichten Strömen wird bei einem Flugweg von 57 m eine Intensität von ca. $2,5 \cdot 10^5$ Neutronen/cm²·sec erzielt.

Eine zusätzliche Verbesserung der Experimentiermöglichkeiten wurde durch den Aufbau einer weiteren Meßstation mit zwei zusätzlichen Meßplätzen geschaffen. Außer an den schon vorhandenen Flugwegen von ca. 57 m und 190 m kann jetzt in 0° -Richtung auch bei ca. 13 m experimentiert werden. Unabhängig davon steht ein vierter Meßplatz in 6° -Richtung bei ca. 15 m zur Verfügung. Damit sind jetzt die räumlichen Voraussetzungen gegeben, zwei Experimente gleichzeitig durchzuführen und so das Spektrometer besser auszunutzen.

b) Aufbau eines (n, α)-Meßplatzes

In der neuen Meßstation wurde am 6° -Strahl ein neuer Meßplatz für die Bestimmung von (n, α)-Reaktionsquerschnitten eingerichtet. Für solche Messungen, die mit einem Flugweg von 15 m durchführbar sind, ist der Einsatz einer Halbleiter-Streukammer vorgesehen. Die Streukammer, welche inzwischen von der Firma Sutorius geliefert wurde, bietet Platz für zwölf Detektoren für geladene Teilchen, so daß vollständige Winkelverteilungen im Prinzip gleichzeitig gemessen werden können. Die Kammer wurde in Karlsruhe mit einer fernsteuerbaren Schleuse ausgerüstet. Diese dient vor allem dazu, Meßproben in kurzer Zeit ohne Änderung der Detektorbedingungen auszuwechseln.

c) Automatische Experimentsteuerung

Absolutmessungen von Neutronenwirkungsquerschnitten erfordern eine genaue Überwachung und Registrierung aller wesentlichen Experimentierbedingungen. Dazu gehören am Flugzeitspektrometer u.a. die Überwachung des Zyklotronstrahls, der Pulsuntersetzung, verschiedener Detektorbedingungen sowie der Operationen des Datenerfassungssystems. Zur Überwachung und automatischen Regelung einer großen Zahl von Bedingungen wurde als Ersatz für ein veraltetes Gerät eine neue Experimentsteuerung entwickelt, welche einen weitgehend rechnergesteuerten Experimentierablauf ermöglicht. Die wesentlichen Funktionen der Einheit sind die ständige Intensitätskontrolle, die kontinuierliche Überwachung von Ablenkbedingungen für den unteretzten Strahl, die automatische Normierung von Proben- und Untergrundmessungen auf gleichen integrierten Neutronenfluß, die Überprüfung des Datentransfers und der Datenannahme sowie die automatische Registrierung der durch Fehlbedingungen verursachten Ausfallzeiten. Die neue Steuereinheit wurde fertiggestellt und bei einer längeren Testmeßzeit erfolgreich eingesetzt.

6.13 Absolute Neutronenflußmessung mit Hilfe von Gasszintillationszählern

I. Schouky, S. Cierjacks

Zur Bestimmung des absoluten Neutronenflusses bei der Messung partieller Wirkungsquerschnitte am Neutronenflugzeitspektrometer wurde ein Detektorsystem für den Energiebereich 1 - 30 MeV entwickelt /1/. Es zeichnet sich durch folgende Eigenschaften aus: a) gute Zeitauflösung (einige ns), b) geringe Empfindlichkeit gegen γ -Strahlung, c) glatten Verlauf des Ansprechvermögens und d) hohe Transmission (besser als 99 %), so daß es gleichzeitig mit einem dahinter aufgebauten Experiment betrieben werden kann.

Die Flußmessung erfolgt mit zwei Detektoren, einem für den Energiebereich $\sim 1-6$ MeV und einem für den Bereich $\sim 5-30$ MeV. Bei beiden handelt es sich um Gasszintillationszähler, in denen die Neutronen mit Hilfe von Rückstoßprotonen aus dünnen Polypropylenfolien nachgewiesen werden. Als Gasfüllung dient eine Mischung aus 85 % Argon und 15 % Stickstoff. Der geometrische Aufbau beider Detektoren ist in Abb. 1 skizziert.

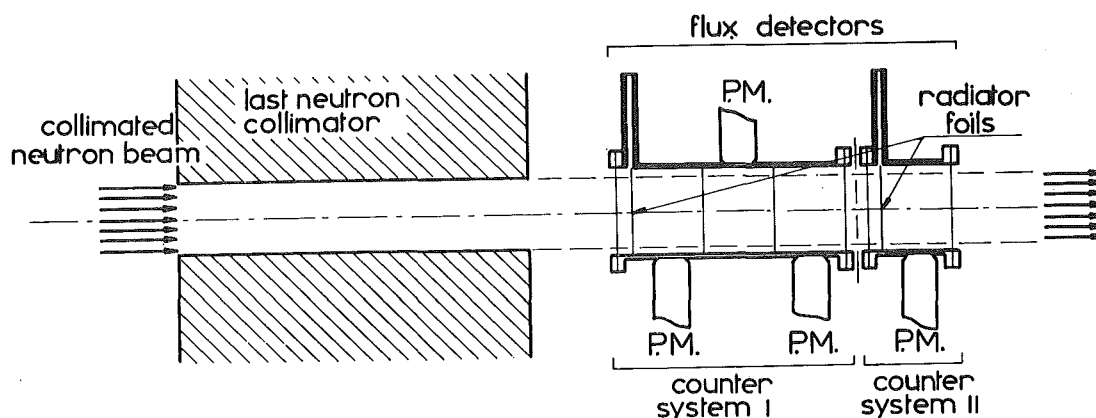


Abb. 1 Geometrische Anordnung der Flußdetektoren im Neutronenstrahl
(schematisch)

Der Neutronenstrahl wird hinreichend gut kollimiert, so daß er nicht auf die Detektorwände oder andere massive Teile fällt. Das System I wird im Energiebereich >6 MeV eingesetzt. Es besteht aus drei hintereinander liegenden, optisch getrennten Kammern mit je einem Photomultiplier zur Registrierung des Szintillationslichts. Zum Nachweis eines Protons ist ein koinzidentes Ereignis in allen drei Kammern erforderlich. Die Trennung der Protonen von anderen geladenen Teilchen erfolgt aufgrund der unterschiedlichen spezifischen Energieverluste. Der Detektor für niedrige Energien (<6 MeV), bei denen aus kinematischen Gründen keine anderen geladenen Teilchen als Protonen erzeugt werden, besteht nur aus einer einzigen Kammer (System II), auf deren Umfang drei Photomultiplier montiert sind. Diese werden in Koinzidenz betrieben, um Untergrundereignisse von Rauschimpulsen weitgehend zu unterdrücken.

Das Ansprechvermögen ist durch folgende Faktoren gegeben: a) den Wirkungsquerschnitt und die Kinematik der (n,p)-Streuung, b) die Dicke der Radiatorfolien, c) die Geometrie der Kammern, d) die spezifische Energieverluste und e) die elektronische Schwelle, die aus den on-line aufgenommenen Rückstoßprotonenspektren ermittelt wird. Aus diesen Größen wird mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms das Gesamtansprechvermögen berechnet. Es liegt für beide Kammern je nach Energiebereich und Foliendicke zwischen einigen 10^{-5} und einigen 10^{-4} .

Diese Detektoren wurden bisher bei Experimenten zur Spaltung und elastischen Neutronenstreuung eingesetzt /2/.

Referenzen

/1/ I. Schouky, S. Cierjacks, P. Brotz, D. Gröschel, B. Leugers; Conf. on Nucl. Cross Sections and Techn., Washington, D.C. 3.-7. March 1975, paper DB 13

/2/ s. Beitrag 1.2.1 dieses Berichtes

6.14 Kontinuierliche Messung der Länge der Ionenstrahl-impulse des Van-de-Graaff-Beschleunigers mit einem rechnergesteuerten Sampling-Oszillographen

A. Ernst⁺

Die Protonenimpulse des Van-de-Graaff-Beschleunigers haben nach ihrer Kompression im Mobley-Bunching-System eine Länge von ≤ 1 ns. Um die Pulse so kurz wie möglich machen zu können und um diesen optimalen Wert über lange Zeiten halten zu können, wurde die Steuerung des Bunching-Systems durch einen Prozeßrechner geplant. Als erster Schritt dazu wurde das System zur Messung der Pulsbreite und der elektrischen Parameter des Bunching-Systems aufgebaut.

Es wurde eine Elektrode in das Strahlrohr eingebaut, die aus einem mit dem Strahl koaxialen 5 mm langen Rohr zwischen zwei davor und dahinter liegenden Abschirmblechen besteht, die also kürzer ist als die Protonenimpulse, die bei 2 MeV und 1 ns Dauer 2 cm lang sind. Von dieser "Pick-Up"-Elektrode wird über ein breitbandiges 50 Ω -Kabel ein Signal abgenommen, das dem differenzierten zeitlichen Verlauf der Zahl der das Rohr durchfliegenden Ladungsträger entspricht. Dieses Signal geht auf den Eingang eines Sampling-Oszillographen mit 75 ps Anstiegszeit. Der Oszillograph wird in der Zeitachse extern von dem Rechner über einen Digital-Analog-Converter gesteuert. Das vom Oszillographen dazu erzeugte Vertikalsignal liest der Rechner über einen Analog-Digital-Converter ein und erzeugt sich so im Kernspeicher ein Bild des differenzierten Ionenpulses aus 256 Punkten mit ca. 10 ps Punktabstand. Diese Daten integriert der Rechner und erhält dadurch den tatsächlichen Verlauf der in der "Pick-Up"-Elektrode befindlichen Ladung. Dieses

Bild des Protonenimpulses wird im Hauptprogramm dem Operateur auf einem Bildschirm dargestellt zusammen mit numerischen Daten über Phase und Amplitude der Hochfrequenz des Bunchers, der aus den Meßdaten über den Ionenpuls berechneten Halbwertsbreite des Pulses und der durch eine zweite Integration berechneten Anzahl der Protonen in einem Puls.

Als Rechner wird ein NOVA 2-Computer verwendet, der für diesen Zweck mit einem 12 bit differentiellen ADC und 16-fach-Multiplexer ausgerüstet ist sowie mit einem DAC. Die Programme sind in BASIC geschrieben, das für die Bedienung der speziellen Peripherie mit Assembler-Subroutinen /1/ erweitert ist.

Dieses Programm benötigt ca. 4 s für die oben angegebenen Prozeduren, die berechneten Pulsbreiten schwanken um etwa $\pm 5\%$, vorwiegend verursacht durch Störungen auf den analogen Übertragungsstrecken (35 m). Für den Übergang zur Prozeßsteuerung werden gegenwärtig Arbeiten durchgeführt, um einerseits dem Programmablauf zu beschleunigen und andererseits die Qualität der Meßwerte zu verbessern.

Als obere Grenze für die ohne Verzicht auf Strahlintensität erzielbare minimale Pulsbreite wurden bisher 750 ps gefunden. Es ist wahrscheinlich, daß dieser Wert noch unterschritten werden kann.

Referenzen

/1/ G. Ehret, W. Karbstein, W. Kneis: 2nd Int. Symp. on CAMAC in Comp. Appl., Brüssel (1975)

⁺Mitglied der Infrastruktur des Gesamtinstitutes

6.15 Ein rechnergesteuerter Probenwechsler mit
 80 Positionen

H. Sobiesiak, G. Rupp

Diese Entwicklung wurde notwendig, um den Meßplatz zur Spurenanalyse mittels protoneninduzierter Röntgenfluoreszenz am Van-de-Graaff-Beschleuniger rationell betreiben zu können. Dafür wurde ein Probenwechsler benötigt, der folgende Forderungen erfüllen mußte:

- 1.) Der Wechsler sollte im Hochvakuum betrieben werden können.
- 2.) Um den Anteil von Belüftungs- und Evakuierungszeiten niedrig zu halten, sollte der Wechsler möglichst viele Proben enthalten.
- 3.) Das Targetformat sollte einer allgemein zugänglichen Norm entsprechen, um externen Benutzern die Möglichkeit zu bieten, ihre Targets selbst zu präparieren.
- 4.) Da die Messungen in der Endausbaustufe des Experiments vollautomatisiert ablaufen sollten, mußte der Probenwechsler durch einen Rechner steuerbar sein.

Die Punkte 2,3 und 4 wurden am besten durch einen handelsüblichen Diaprojektor erfüllt, der mit Rechneranschluß geliefert wird. Das Magazin faßt 80 Diarahmen vom Format 50 x 50 mm. Die Vakuumtauglichkeit wurde dadurch erreicht, daß sämtliche Antriebsaggregate sowie die Positionierungselektronik des Diawechslers ausgebaut und auf einer gesonderten Platine außerhalb der Vakuumkammer montiert sind. Die mechanischen Antriebe sind über Drehdurchführungen verbunden. Für die automatische Steuerung wurde ein Interface zwischen den Positionsschaltern des Wechslers (zwei dekadisch geteilte Schleifringe) und der Einzelbitsteuerung des NOVA 2-Rechners entwickelt und gebaut. Der rechnergesteuerte Betrieb des Probenwechslers ist inzwischen voll realisiert. Gegenwärtig wird der Einbau in die Vakuumkammer vorbereitet.

6.16 Herstellung und Aufbewahrung metallischer Li-Targets

D. Roller, J. Nadasdy, F. Käppeler

Die ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion wird wegen der hohen Ausbeute und dem geringen Strahlenrisiko häufig an elektrostatischen Beschleunigern zur Neutronenproduktion verwendet. Wegen der chemischen Unbeständigkeit von metallischem Lithium werden jedoch häufig Targetschichten aus LiF eingesetzt, was bei vorgegebener Targetdicke zu einer Verminderung der Neutronenausbeute führt. Um diesen Vorteil von metallischen Targets zu erhalten, wurde eine einfache Technik zur Herstellung und Lagerung solcher Schichten entwickelt, die darauf beruht, das metallische Lithium ausschließlich in Vakuum, Edelgasatmosphäre und bei der Temperatur von flüssigem Stickstoff zu handhaben. Auf diese Weise wurden chemische Reaktionen eingefroren bzw. durch das

Fehlen von Reaktionspartnern verhindert. Im einzelnen verläuft die Targetherstellung in folgenden Schritten:

Das Rohmaterial wird in Methanol von Oxidresten gereinigt und in flüssigem Stickstoff eingelagert. Bei Bedarf wird es in kaltem Zustand in einen Rezipienten gebracht und aus einem Ta-Schiffchen durch Widerstandsheizung verdampft. Während des Aufdampfvorgangs wird der Druck im Rezipienten kleiner als 10^{-5} Torr gehalten. Durch gleichzeitiges Mitbedampfen eines Schwingquarzes wird über dessen Frequenzänderung die Aufdampfgeschwindigkeit kontrolliert und die gewünschte Schichtdicke überwacht. Grundsätzlich wird immer möglichst langsam aufgedampft. Dadurch wird ein Abblättern der Li-Schicht verhindert und eine stets gleichbleibende Qualität des Targets erzielt. Nach Beendigung des Aufdampfvorgangs wird bis zum Temperaturengleich gewartet und dann mit Argon belüftet. Durch Adhäsion von Argon ergibt sich ein kurzzeitiger Schutz der Li-Oberfläche. Die Targets werden sofort in flüssigen Stickstoff getaucht und können so bis zu ihrer Verwendung über Monate gelagert werden, ohne ihr metallisch-silbriges Aussehen zu verlieren. Beim Einbau werden die Targets in kaltem Zustand auf das Strahlrohr gesetzt und dieses sofort evakuiert. Bei guter Kühlung, nicht zu hoher Strombelastung und kohlenstofffreiem Vakuum erreichen diese Targets Betriebszeiten bis zu 10 Tagen bei praktisch unverändertem Neutronenspektrum und konstanter Ausbeute.

6.17 Schnelle elektromagnetische Massentrennung mit
 interner Chlorierung zur Herstellung massenreiner
 Quellen von Seltenerdisotopen mit Halbwertszeiten
 $T_{1/2} \geq 1$ min.*

B. Feurer, A. Hanser

Es wird die schnelle Herstellung von Quellen kurzlebiger Seltenerdnuclide, wobei eine elektromagnetische Massentrennung mit interner Chlorierung eingeschlossen ist, beschrieben. Zur Erzeugung der Radionuclide werden oxidische Pulvertargets am externen Zyklotronstrahl bei Atmosphärendruck bestrahlt. Innerhalb 30 Sekunden wird das bestrahlte Pulver zum Massenseparator transportiert, in das Chlorierungsgefäß der Ionenquelle des Massenseparators umgefüllt und mit diesem in die Ionenquelle eingeschleust.

Die unmittelbar anschließende Anlaufphase der Ionenquelle dauert bis zum Erreichen von 50 % der maximalen Ionenstromstärke etwa 35 Sekunden. Diese für eine Ionenquelle mit interner Chlorierung sehr kurze Zeit wird u.a. durch Anwendung eines CCl_4 -Stosses und durch hohen Materialdurchsatz durch die Ionenquelle erreicht. Die Herstellung der massengetrennten Quellen erfordert damit nach dem Ende der Bestrahlung nur ca. 65 Sekunden plus 1,5 Halbwertszeiten des interessierenden Nuklids (optimale Auffangzeit). Das Verfahren wird demonstriert im Zusammenhang mit Messungen am Zerfall des $^{143\text{m}}\text{Gd}$ (1,8 min).

*KFK Report 2146 (1975)

6.18 Aufbau eines dreifachen ΔE -E-Teleskops zur Spektroskopie und Identifizierung leichter geladener Teilchen im 150 MeV-Bereich

H.J. Gils, H. Rebel, D. Hartmann, G. Riepe⁺ and D. Protic⁺

Bei Streuexperimenten und Untersuchungen von Kernreaktionen am Strahl des Karlsruher Isochron-Zyklotrons wurde die Energie der Sekundärteilchen bisher vorwiegend mit Si(Li)- oder Si-Oberflächensperrschicht-Detektoren gemessen. Diese Detektoren haben eine hohe Energieauflösung und lassen sich einfach handhaben. Allerdings können sie industriell nur bis zu einer aktiven Dicke von etwa 5 mm hergestellt werden. Damit können insbesondere die (Z=1)-Teilchen p, d, t nur bis zu Energien von maximal 30, 40 bzw. 50 MeV vollständig gestoppt werden.

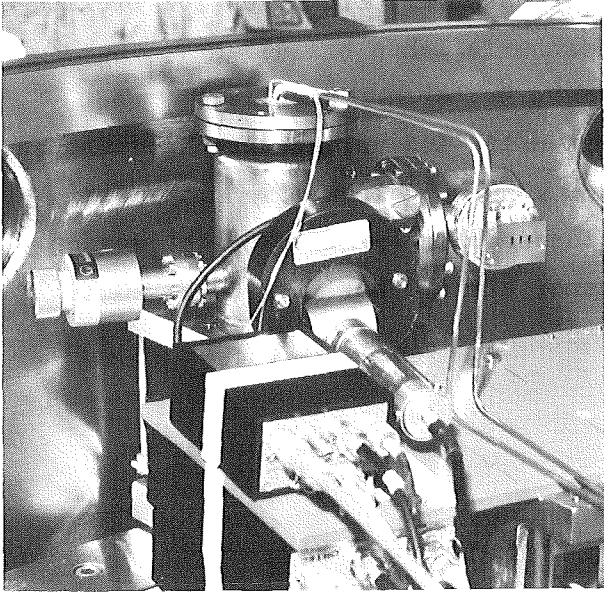


Abb. 1 Das dreifache ΔE - E -Teleskop in der großen Streukammer. Der Ge-Kristall befindet sich im rechten Teil hinter den drei Schlitzblenden und ΔE -Zählern. Vordergrund: Vorverstärker und Ionen-Getter-Pumpe. Die dünnen Rohre dienen der Versorgung mit flüssigem Stickstoff.

Für geplante Experimente am neuen $156 \text{ MeV-}^6\text{Li}$ -Strahl des Zyklotrons ist es notwendig, auch die leichten Teilchen mit noch höherer Energie spektroskopieren und voneinander unterscheiden zu können. Insbesondere ist die α -Transferreaktion ($^6\text{Li}, d$) ins Auge gefaßt, wobei Deuteronen mit einer Energie bis ca. 160 MeV emittiert werden. Um diese Teilchen mit Si-Detektoren zu spektroskopieren, bräuchte man einen $5,5 \text{ cm}$ dicken Zähler. Anders als bei Silizium-Detektoren werden Germanium-Detektoren großer Dicke schon seit längerer Zeit hergestellt. Spezielle Erfahrungen in der Herstellung von Lithium-gedrifteten Germanium-Zählern zur Spektroskopie geladener Teilchen wurden im Institut für Kernphysik der KFA Jülich gesammelt. Die Energieauflösung dieser Detektoren ist vergleichbar mit der der Si-Zähler/1/. Allerdings müssen die Ge(Li)-Detektoren ständig auf Temperatur des flüssigen Stickstoffs gehalten werden, dh. in einen Kryostaten eingebaut sein. Nachdem geklärt wurde, daß ein Ge(Li)-Kristall geeigneter Größe hergestellt werden kann, wurde der Aufbau eines Detektors für die geplanten Zwecke mit folgenden Zielen vereinbart: Der Detektor sollte Deuteronen bis 160 MeV vollständig stoppen. Das gesamte Teleskop sollte leicht in die große Streukammer am analysierten Strahl des Karlsruher Zyklotrons eingebaut werden können, möglichst einfach in der Handhabung sein und gleichzeitige Messungen unter zwei bis vier dicht benachbarten Streuwinkeln ermöglichen, um die Meßzeiten zu verkürzen. Die Planung und der Aufbau des mechanischen Teils wurde in Karlsruhe durchgeführt; der Germaniumkristall wurde in Jülich eingebaut und betriebsbereit übergeben.

Abb. 1 zeigt das Teleskop in der großen Streukammer. Die effektive Dicke des Ge-Kristalls beträgt 31.4 mm; darin können α -Teilchen bis 475 MeV, ^3He -Teilchen bis 420 MeV, Tritonen bis 190 MeV, Deuteronen bis 159 MeV und Protonen bis 117 MeV gestoppt werden. Mit Hilfe des vorgesetzten dreifachen ΔE -Zählers und der entsprechenden Blenden können gleichzeitig unter drei Streuwinkeln (Abstand 0.75°) die Reaktionsprodukte spektroskopiert werden. Die Energieauflösung des Systems ist besser als 150 keV für 104 MeV- α -Teilchen.

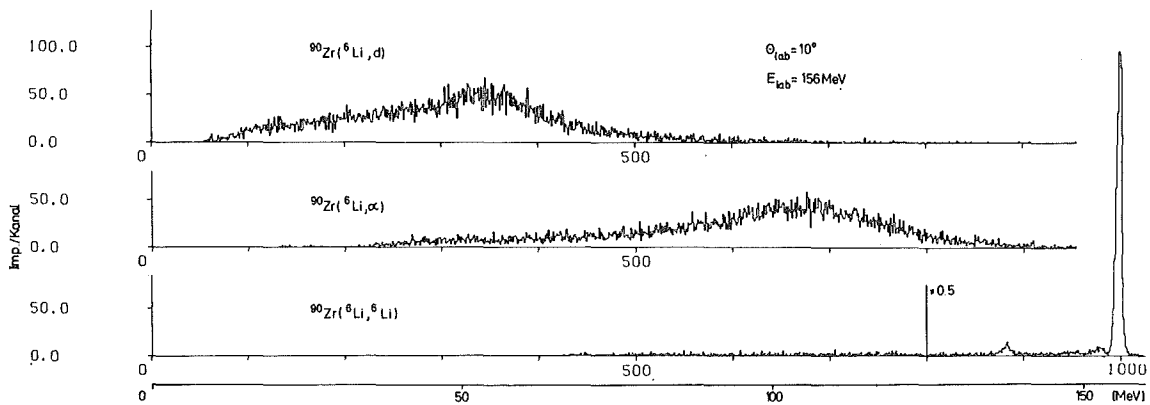


Abb. 2 Testspektren $^{90}\text{Zr}(^6\text{Li}, x)$

Abb. 2 zeigt Testspektren verschiedener Teilchensorten, die am 156 MeV- ^6Li -Strahl aufgenommen wurden. In diesem Fall wird die Energieauflösung durch die hohe Primärunschärfe des Strahls von ca. 600 keV begrenzt.

⁺Institut für Kernphysik der KFA Jülich

Referenzen

/1/ G. Riepe and D. Protic, *Nucl. Instr. Meth.* 101 (1972) 77

6.19 Weiterentwicklung des Mini-Orangen-Spektrometers zum Nachweis von Konversionselektronen

K. Wisshak⁺, H. Faust⁺, H. Klewe-Nebenius⁺, H. Rebel

Zur Spektroskopie von Konversionselektronen bei der Untersuchung des β -Zerfalls neutronenarmer Kerne wurde vor einigen Jahren das "Mini-Orange"-Spektrometer entwickelt. Es handelt sich dabei um eine Art Orangenspektrometer, dessen Felddurchmesser durch die Verwendung von Dauermagneten statt Spulen auf weniger als 10 cm reduziert wurde. Die Energie der Elektronen wird mit

einem Si(Li)-Detektor gemessen, das Magnetsystem dient nur noch als Filter, das Elektronen von β^+ - und γ -Untergrund abtrennt. Die ursprüngliche Version (vergl. Ref. /1/) konnte durch Verwendung neuartiger Magnetmaterialien erheblich verbessert werden, so daß jetzt auch Messungen in-beam möglich sind. Zusätzlich wurde eine modifizierte Anordnung zur Messung von Konversionselektronenwinkelverteilungen entwickelt. Eine ausführliche Beschreibung der bisher verwendeten Magnetsysteme sowie eine Zusammenstellung der Anwendungsmöglichkeiten in der Kernspektroskopie werden in /2/ gegeben.

Um die Transmission des Spektrometers zu erhöhen, wurde das ursprünglich verwendete Magnetmaterial durch Barium-Ferrit ($\text{BaO}_6 \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$) und das erst seit kurzem im Handel erhältliche Samarium-Cobalt (SmCo_5) ersetzt. Bei diesen Substanzen läßt sich die Magnetisierungsrichtung wesentlich besser fixieren, so daß nicht-toroidale Feldkomponenten, die zu einem Verlust an Transmission führen, weitgehend vermieden werden. Der wesentliche Vorteil der SmCo_5 -Magnete liegt jedoch darin, daß sie etwa die doppelte Feldstärke liefern wie das bisher verwendete Material. Es konnte daher der Abstand von Quelle und Detektor zum Magnetsystem jeweils halbiert werden, wodurch man erheblich an Raumwinkel gewinnt. Während die maximale Transmission mit ursprünglicher Magnetanordnung 1 % betrug und Werte > 0.5 % nur in einem Energieintervall von 200 keV erreicht wurden, liefern die neuen Magnetsysteme 3-4 % maximale Transmission und mehr als 1 % in einem Energiebereich von über 500 keV Breite. Abbildung 1 zeigt die Transmissionskurven von zwei Magnetsystemen, die sich zum Nachweis von Konversionselektronen bis 1 MeV eignen (s. Beitrag 2.8) Die jeweilige geometrische Anordnung von Quelle, Detektor und Magneten ist im unteren Teil des Bildes gezeigt. Beim Barium-Ferrit-System wurde der Abstand Quelle-Detektor mit 8 cm relativ groß gewählt, um eine Transmission von über 1 % zwischen 400 und 500 keV zu erhalten. Verringert man diesen Abstand auf 6 cm, so steigt die maximale Transmission über 3 %, der Abfall zu hohen Energien hin wird jedoch steiler.

Durch die große Feldstärke ($> 2\text{kGauß}$), die sich mit SmCo_5 -Magneten erreichen läßt, ist es möglich, Konversionselektronen auch mit Energien über 1 MeV nachzuweisen. Verwendet man z.B. in der im rechten Teil von Abb. 1 gezeigten Konfiguration 6 statt 4 Magneten, so erhält man eine Transmissionskurve mit mehr als 1 % zwischen 1,2 und 2 MeV und einem Maximum von 3.2 %. Für Messungen oberhalb 2 MeV müßten die bisher verwendeten 5 mm-Detektoren allerdings durch dickere ersetzt werden.

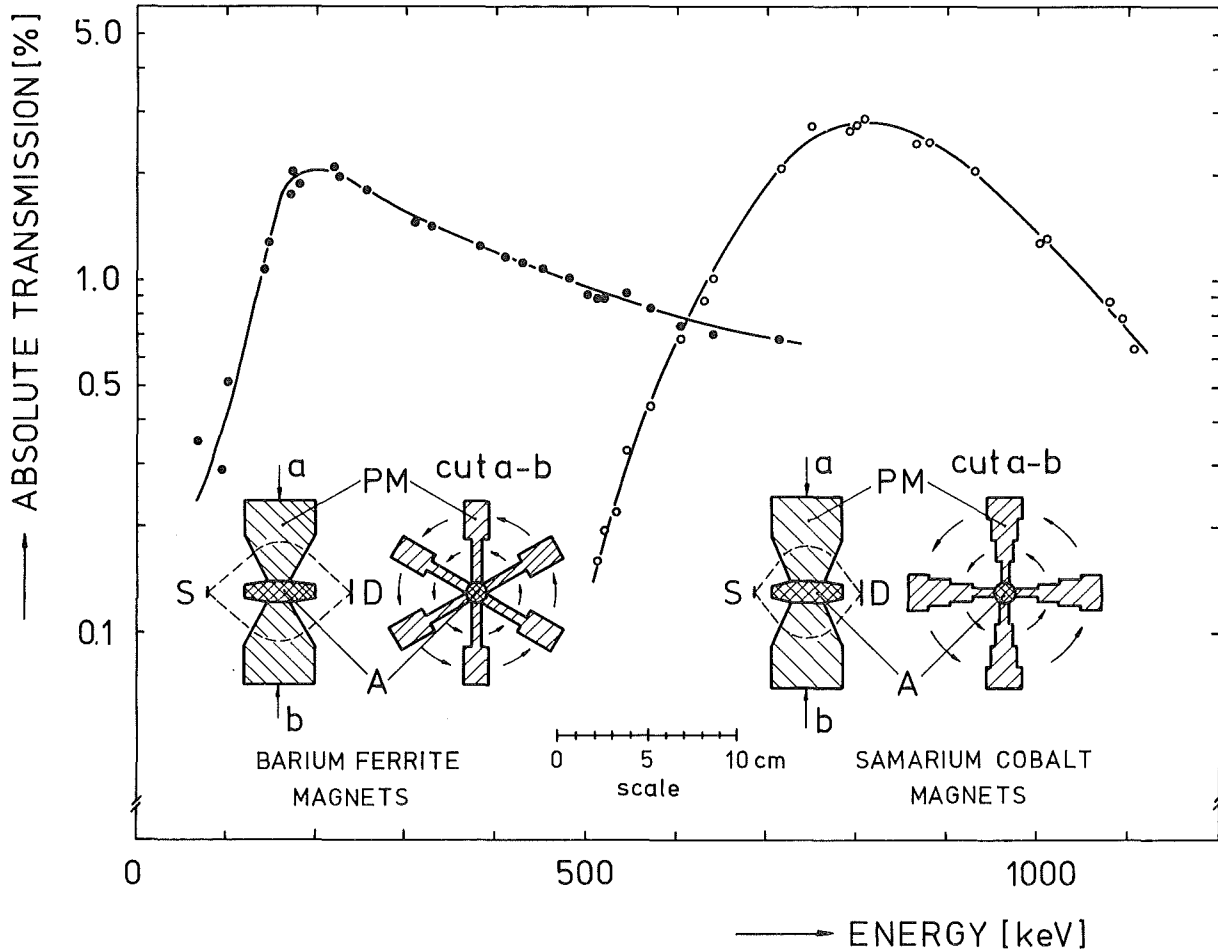


Abb. 1 Transmissionskurven von 2 Magnetsystemen zur Messung von Konversions-
elektronen bis 1 MeV. Die jeweilige geometrische Anordnung ist im
unteren Teil gezeigt. S = Quelle, D = Detektor, A = Absorber,
PM = Dauermagnet (Die Transmissionskurven wurden mit einer ^{206}Bi -
Quelle aufgenommen).

Wegen der verbesserten Transmission ist es inzwischen auch gelungen, die Mini-Orange erfolgreich bei in-beam Messungen einzusetzen. Es müssen jedoch zusätzliche Vorkehrungen gegen den sehr großen niederenergetischen Untergrund von δ -Elektronen getroffen werden: Zum einen ist es notwendig, daß die Transmissionskurve zu niederen Energien hin steil abfällt. Dies erreicht man durch Blenden, die den äußeren Bereich des Magnetfeldes abdecken. Zum anderen ist es notwendig, eine dünne Folie vor den Detektor zu spannen, die niederenergetische Elektronen absorbiert. Zusätzlich ist es vorteilhaft, das Magnetsystem unter Rückwärtswinkeln zur Strahlrichtung aufzustellen.

Um Winkelverteilungen von Konversionselektronen zu messen, wurde die Mini-Orange zum sog. Sandwich-System abgewandelt. Dieses besteht nur noch aus 2 Luftspalten, die von je 2 planparallelen Magneten begrenzt werden (s. Beitrag 2.12).

⁺Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

Referenzen

- /1/ J. van Klinken und K. Wisshak: Nucl. Instr. and Meth., 98 (1972) 1
- /2/ J. van Klinken, S.J. Feenstra, K. Wisshak and H. Faust, Nucl. Instr. and Meth.(im Druck)

7. DATENVERARBEITUNG

7.1 CAMAC unter FORTRAN an einer CDC 3100*

W. Kneis, W. Karbstein

Es wird eine einfache Methode beschrieben, die es gestattet, CAMAC an der CDC 3100 unter FORTRAN zu betreiben. Die Methode basiert auf der vorhandenen CAMAC-IML-Implementation an der CDC /1/ und besteht aus 4 Assembler-Subroutinen und einem LAM-Handler für die Alarmverarbeitung:

Die 4 Assembler Unterprogramme können von Fortran-Programmen aus wie jede andere FORTRAN-Subroutine aufgerufen werden. Dabei wird von dem Konzept ausgegangen, die einzelnen Module im Camac-System zunächst durch Variablennamen zu kennzeichnen und bei Input/Output von/zu CAMAC-Modulen diese Variablenamen zu verwenden.

Dies wird durch die beiden ersten Unterprogramme, die Deklaration eines CAMAC-Moduls und den Einzelwort-Transfer, ermöglicht.

Für die Abarbeitung von Interrupts aus dem CAMAC-System wurde ähnlich vorgefahren. Hier ist ebenfalls die Deklaration eines CAMAC-Interrupts (LAM) möglich. Die Zuordnung zu einer benutzereigenen Interruptroutine kann der Programmierer über das sog. "LINK"-Unterprogramm erreichen.

Bei Auftreten eines Interrupts zur Laufzeit verfolgt der sog. LAM-Handler einen CAMAC-Interrupt zurück zu der LAM-Quelle. Nach der Identifikation durch den LAM-Handler kann ein Interrupt über die LAM-Tabelle der benutzereigenen Interrupt-Service-Routine zugeordnet und von dieser abgehandelt werden.

* CAMAC Bulletin No. 13 (1975)

Referenzen

/1/ W. Kneis, CAMAC Bulletin No. 10 (1974)

7.2 Die Übersetzung der CAMAC-Sprache unter Verwendung der Zwischensprache IML - Erfahrungen bei der Implementierung von CAMAC-Compilern*

W. Kneis, K.H. Degenhardt⁺, W. Woletz⁺

Die ESONE-CAMAC-Software-Working-Gruppe (SWG) hat bis heute zwei grundsätzliche Vorschläge für die Programmierung eines CAMAC-Systems entwickelt: die CAMAC-SPRACHE (CL) und die CAMAC-IML (IML). Die Grundmotivation bei der Definition der CAMAC-Sprachen ist, die rechnerunabhängige Darstellung von CAMAC-Peripherie-Funktionen zu ermöglichen. Ziel der CL ist es, dem Programmierer die Möglichkeit zu geben, die CAMAC-spezifischen Teile seines Programmes in einfacher und übersichtlicher Form zu schreiben. Aus diesem Grund hat die CL die Form einer höheren Programmiersprache wie z.B. Fortran. IML hingegen ist so definiert, daß sie den niedrigsten implementierungsunabhängigen Software-Level über der Hardwarespezifikation des CAMAC-Systems besitzt, d.h., sie kann als Assemblersprache des CAMAC-Systems aufgefaßt werden.

IML- und CL-Programme sind in einen System- und einen Problemtteil gegliedert. Der Systemteil beschreibt Struktur und Komponenten des CAMAC-Systems während der Problemtteil die Wechselwirkung zwischen Computer und CAMAC-System, d.h. die Programmausführung darstellt. Der Systemteil eines CL-Programmes beschreibt das CAMAC-System in der Form einer Baumstruktur.

Der Systemteil eines IML-Programmes erfaßt hingegen das CAMAC-System durch seine "Grundbausteine", die CAMAC-Register, in Form einer ungeordneten Liste ihrer "Knotenpunkte". Der Problemtteil von IML beinhaltet ähnliche Aktions-Statements wie CL, allerdings in anderer syntaktischer Form. Ein Vergleich der CL mit IML zeigt, daß die wesentlichen Unterschiede der beiden Sprachen in der Programmierung des Systemteils liegen.

Der Compiler für die Übersetzung der CL in IML wird mit einem compilererzeugenden Programmsystem (TWS) automatisch erstellt. Der IML-Compiler wird mit Hilfe des Metacompiler-Systems, Meta-II/X [1/], erzeugt und läuft ebenfalls unter dessen Kontrolle.

Wenn CL und IML in Assembler eingebettet werden, so ist dieses Konzept sehr wohl ein integriertes Programmsystem, das relativ leicht zu implementieren und zu benutzen ist. Bei Einbettung von CL und IML in eine höhere Programmiersprache treten dagegen Probleme auf. Eine optimale Lösung bietet nur die Integration von CAMAC-Funktionen in eine höhere Real-Time-Programmiersprache.

* GfK-GI-GMR, Fachtagung Prozessrechner 1974, Lecture Notes in Computer Science, Vol. 12, p 447

+ Hahn-Meitner-Institut, Berlin

Referenzen

/1/ W. Kneis, KFK 2121 (1975)

7.3 Das Metacompilersystem META-II/X Implementierung eines CAMAC-IML-Precompilers*

W. Kneis

An Hand der Eigenschaften des META-II/X-Systems und einer konkreten Compilerimplementierung für IML wird gezeigt, daß es mit einem einfachen und universell einsetzbaren Symbolprozessor sehr leicht möglich ist, Precompiler für problemorientierte Sprachen zu erstellen. Hierbei steht die Tatsache im Vordergrund, daß keine handcodierten Hilfsroutinen für die spezielle Implementierung hinzugefügt werden mußten. Die Übersetzung von IML wird einzig und allein durch die in der Meta-Sprache abgefaßte Compilerbeschreibung definiert.

Insgesamt erweist sich META-II/X als ein relativ leicht zu handhabendes System für die Übersetzungsautomatisierung expliziter Sprachen. Entscheidend hierfür ist die Wahl einer Assemblersprache als Objektsprache, wodurch nicht vollständig aufgelöste Referenzen in die Assemblerebene übertragen werden können. Die Implementierung beinhaltet die Möglichkeit einer problemlosen Übertragung des gesamten Systems inclusive der internen Compilerdarstellungen.

* KFK-2121

7.4 Die Einbettung von CAMAC IML in eine Assembler-Sprache*

W. Kneis

Da CAMAC IML per definitionem nur Sprachelemente für Input/Output von/zu Camac-Modulen enthält, muß IML in eine andere Sprache eingebettet werden (z.B. COMPASS-Assembler der CDC 3100). Ein IML-Assembler-Programm wird in zwei getrennten Schritten übersetzt. Die Vorübersetzung der IML-Statements in Assembler wird an der IBM/370 durchgeführt, die Assemblierung des hieraus resultierenden Programmes an der CDC 3100.

Die Implementierung ist im wesentlichen durch folgende Eigenschaften gekennzeichnet: Relativ schnelles und komfortables Programmieren des CAMAC-I/O-Teils von Programmen; kurze Ausführungszeiten für CAMAC-IML-Instruktionen (15-30 µsec); Link-Möglichkeit zu Fortran-Programmen; einfache Erstellung und Modifikation des Compilers durch das Metacompilersystem META-II/X.

* CAMAC-Bulletin 10 (1974)

7.5 Darstellung von alphanumerischen Zeichen auf TV-Display für Extended BASIC

W. Kneis, G. Ehret⁺)

Die Ausgabe von alphanumerischen Zeichen auf TV-Display wurde in BASIC über das normale "PRINT FILE"-Statement realisiert. Vergleichbar mit dem WRITE-Statement in FORTRAN wird normalerweise in BASIC mit "PRINT FILE" die Ausgabe von alphanumerischen Zeichen auf ein "File" ermöglicht. Ein "File" kann entweder ein Datenbereich auf der Platte oder ein externes Gerät selbst darstellen. Generell gilt, daß ein File zunächst durch ein "OPEN FILE"-Statement eröffnet werden muß. Das folgende Beispiel veranschaulicht die Ausgabe der Variablen X und ihres Wertes auf das File "\$LPT", das in BASIC normalerweise den Schnelldrucker darstellt.

PROGRAMM:

```
10 LET X=1
20 OPEN FILE (1,1), "$LPT"
30 PRINT FILE (1), "X=", X
```

SCHNELLDRUCKER:

X = 1

Die Ausgabe auf TV-Display geschieht in derselben Weise, nur daß vor dem Statement Nr. 20 eine Assembler-Unterroutine aufgerufen werden muss. Diese durch ein "CALL"-Statement aufrufbare Routine besorgt das "Umschalten" von Schnelldrucker Ausgabe auf TV-Display.

PROGRAMM:

```
10 LET X=1
15 CALL 130
20 OPEN FILE (1), "$LPT"
30 PRINT FILE (1), "X=", X
```

TV-DISPLAY:

X = 1

Diese Möglichkeit wurde sowohl für das "Stand-alone operating system" (SOS⁺) und das "real-time disk operating system" (RDOS⁺⁺) realisiert. Obwohl die Programmierung des Displays unter BASIC in beiden Betriebssystemen dieselbe ist, mußten aufgrund der Systemstruktur verschiedene Wege der Implementierung beschritten werden. Während in SOS-BASIC die Ausgabe auf TV-Display innerhalb SOS, d.h. auf Driver-Niveau, abgehandelt werden kann, muß in RDOS-BASIC innerhalb BASIC, d.h. auf BASIC-Interpreter-Niveau, angesetzt werden. Damit ergibt sich für das SOS-BASIC nur eine Abhängigkeit gegenüber Änderungen im SOS-Betriebssystem (Release-Abhängigkeit). Änderungen im BASIC-Interpreter von SOS haben keinen Einfluß auf die Implementierung. Gerade umgekehrt verhält es sich bei RDOS-BASIC. Hier ist die Implementierung BASIC-Interpreter-abhängig und RDOS-unabhängig.

⁺ SOS, Stand alone Operating System, Data General Corp.

⁺⁺ RDOS, Real-time Disk Operating System, Data General Corp.

^{+) Mitglied der Datenverarbeitungsgruppe des Gesamtinstitutes}

7.6 Programme für die CDC 3100

H. Klewe-Nebenius⁺, J. Buschmann, W. Kneis, B. Volk

Die Programme zur Daten-Aufnahme und -Auswertung an der CDC 3100 wurden durch drei interaktive FORTRAN-Programme ergänzt:

SPPLOT dient dazu, auf Magnetband gespeicherte Spektren zu zeichnen, wobei die Darstellungsform in flexibler Weise interaktiv gewählt werden kann.

PR154A dient der on-line-Daten-Aufnahme (Vielkanal-Analysator-Programm) und bietet die Möglichkeit verschiedener Kontrollen während der Messung sowie in einem zweiten Bereich parallel zur Datenaufnahme die Analyse (Eichung, Linien-Intensität, Plot) eines gemessenen Spektrums.

PR154B dient der Auswertung gemessener Spektren, die auf Magnetband stehen sowie dem Umschreiben (z.B. Format-Änderungen) von beschriebenen Magnetbändern.

⁺ Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

7.7 Ein FORTRAN-Programm zur off-line-Teilchenidentifikation

J. Buschmann, W. Nowatzke

Zur off-line-Auswertung der Messungen mit einem DE-E-Detektor-Teleskop zur Untersuchung Li-6-induzierter Kernreaktionen wurde ein Programm geschrieben, das aus den im list-mode auf Band gespeicherten einzelnen Impulshöhen die teilchenspezifische Größe

$$(DE + E)^{1.78} - E^{1.78}$$

(Potenzmethode) berechnet. Abb. 1 zeigt als Beispiel das Teilchensorten-Spektrum, das bei Beschuß von Pb-208 mit Alpha-Teilchen von 104 MeV erhalten wurde.

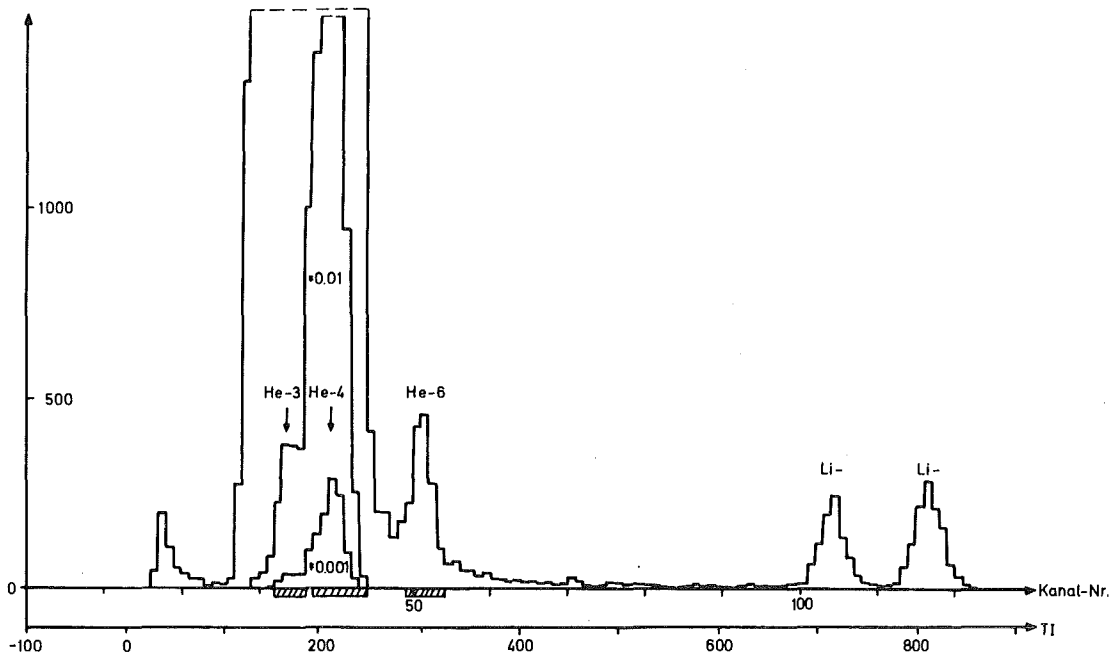


Abb. 1 He- und Li-Teilchen-Spektrum

Referenzen

/1/ F.S. Goulding, D.A. Landis, J. Cerny und R.H. Pehl, Nucl. Instr. Meth. 31 (1964) 1

7.8 Interruptbehandlung unter BASIC

G. Ehret[†], W. Karbstein, B. Volk

Ein Nachteil bei Verwendung der Programmiersprache BASIC für sog. Real-Time-Anwendungen (Prozeßsteuerung) liegt darin, daß es bis heute keine Standard-Lösung zur Behandlung externer Unterbrechungssignale gibt. Da verschiedene Gremien /1/ an der Entwicklung von Real-Time BASIC arbeiten, wird dieser Mangel in absehbarer Zukunft behoben sein. Im folgenden wird als Interims-lösung eine Methode gezeigt, welche die Verarbeitung externer Interrupts als Standard BASIC ERROR erlaubt.

Das BASIC-Programm eines Benutzers bestehe aus nur zwei Programmteilen: (vgl. Abb. 1) dem Hauptprogramm MAIN (beginnend bei Statement Nr. 100) und der benutzereigenen Interrupt- und Error-Subroutine UERS (beginnend bei 4000). LINE und ERROR sind Standard-Subroutinen des BASIC-Interpreters der Fa. Data General /2/. Die Routine LINE ermittelt nach Verarbeitung eines BASIC-Statements die No. des nachfolgenden Statements. Die Routine ERROR entdeckt BASIC-Errors und verzweigt, im Falle eines vorangegangenen "ON ERR GOSUB"-Statements (vgl. Programm-Beispiel unten) zu der benutzereigenen Error-Service-Routine. Dies sind Standard-Möglichkeiten von Extended BASIC. Für die Interruptbehandlung wurde die Routine LINE so ergänzt, daß sie nach jedem Interrupt zur Routine ERROR verzweigt. Dadurch wird eine Error-Bedingung simuliert. Zusätzlich wird ein für diesen Interrupt spezifischer Error-Code generiert. Damit die oben geschilderte Programmverzweigung wirksam werden kann, müssen noch folgende Voraussetzungen erfüllt sein:

1. Der erwartete Interrupt muß beim Betriebssystem RDOS angemeldet und damit 'enabled' sein. Dies geschieht in dem Programm-Beispiel mit dem CALL190. Dadurch wird gleichzeitig die Routine LINE in der o.a. Weise modifiziert.
2. Es muß in RDOS ein sog. 'Device Driver' für das Gerät vorhanden sein, von dem Interrupts erwartet werden.

Für die Implementierung von Device Drivern gibt es definierte Vorschriften /3/. In unserem Beispiel heißt dieser Driver LAM (= LAM-Handler). Wird z.B. Statement No. 120 durch einen externen Interrupt unterbrochen, so wird von LAM (im Falle eines CAMAC-Interrupts) das Alarmmuster gelesen, daraus ein Quasi BASIC-Error Code (9000+Alarmmuster) generiert und LINE auf die Verzweigung nach ERROR vorbereitet. Das unterbrochene Statement wird zunächst beendet, anschließend geschieht die Verzweigung nach UERS wie oben schildert.

Diese Methode benötigt somit für jedes Real-Time-Gerät einen speziellen Interrupt Enable/Disable-CALL sowie einen Device Driver. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß der Benutzer mit Standard BASIC-Statements auskommt.

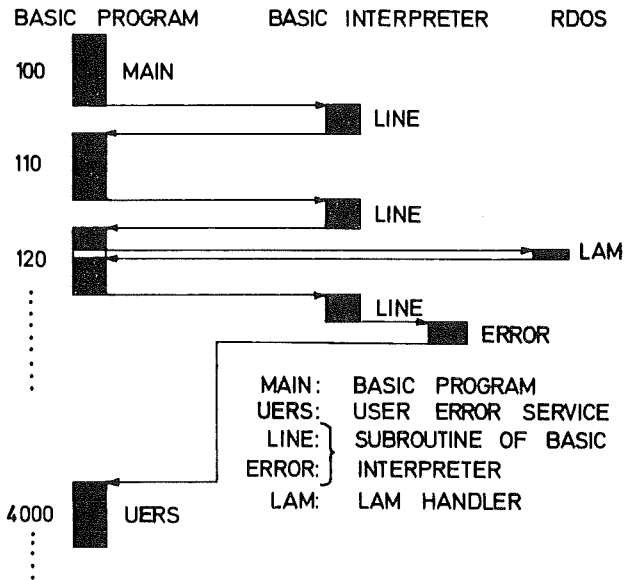


Abb. 1 Schematische Darstellung der Interruptbehandlung mit BASIC unter dem Plattenbetriebssystem RDOS. Als Beispiel wurde die CAMAC-Alarmverarbeitung gewählt.

Programmbeispiel

```

:
70 ON ERR GOSUB 4000
80 REM ENABLE CAMAC INTERRUPT
90 CALL 190
100 REM MAIN PROGRAM
110 READ A
120 IF A=15 GOTO 200
:
4000 REM USER ERROR SERVICE ROUTINE
4010 REM INTERRUPT-ROUTINES FOR LAM'S L1,L2,L3
4020 ON SYS(7)-9000 GOTO 4050,4300,4400
4030 REM NORMAL BASIC ERROR
4040 GOTO 5000
4050 REM START FOR LAM L1:READ LAM STATUS S1
4060 CALL 93,0,L1,S1,Q
4070 IF S1=4 THEN 4090
80 GOTO 4180
90
:
4180 CALL 190
4190 RETURN
    
```

Referenzen

- /1/ ESONE Software Working Group ESWG 75/15 (1975)
- /2/ DATA GENERAL Document No. 093-000065-06
- /3/ DATA GENERAL Document No. 017-000002-02

+ Mitglied der Datenverarbeitungsgruppe des Gesamtinstitutes

7.9 BASIC Subroutinen für CAMAC auf Nova-Rechnern*

G. Ehret[†], W. Karbstein, W. Kneis

Wird BASIC für Realtime-Aufgaben benutzt, benötigt man für die Prozeßperipherie - wie z.B. CAMAC - spezielle Assembler-Routinen, die als Subroutinen-Call von BASIC aufgerufen werden. Tabelle 1 zeigt die Liste der bei uns vorhandenen CAMAC CALLs. Die BASIC-Subroutinen wurden auf einem Data-General-Rechner (Nova/2/10, 32K Speicher, TV-Display, CAMAC Branchsystem) realisiert. Als Standard-Software benutzen wir Extended BASIC unter dem Plattenbetriebssystem RDOS von Data General.

No.	Arguments	Explanation	IML equivalent	*)
90		Enable X-Error Detection	ENBX	r
91	F,Z,N,A,D	Single Action (for SEN single crate controller only)	SA	r
92	M,C,N,A	Modul Declaration	LOCD	r
93	F,M,D,Q	Single Action	SA	r
94	F,M,D(o)	Unidevice Blocktransfer, List Mode	UBR	r
95	F,M,D(o),W	Unidevice Blocktransfer, add one (Multichannel Analysing)		r
96	F(o),M(o),D(o),W,L	Unidevice Blocktransfer, add y (Multisampling)	-	r
97		free		
98		free		
99	-	Disable X-Error Detection	DISBX	r
190	-	Enable Branch Demand	ENBD	i
191	L,C,N,B	LAM Declaration for LAM-I	LOCL	i
192	L,C,N,A	LAM Declaration for LAM-A	LOCL	i
193	L,S	LINK LAM to Subroutine	LINK	p
194	F,M,D(o)	Unidevice Blocktransfer, List Mode(DMA)	UBC	i
195		free		
196		free		
197		free		
198		free		
199	-	Disable Branch Demand	DISPD	i

F = function code
 C = crate address
 N = station no.
 A = subaddress
 M = modul name
 D = data
 Q = Q variable

D(o) = dimension
 W = wordcount
 L = lam name
 S = statement no.
 B = number containing bit position
 Z = modifier for SEN controller

*) r = running
 i = implementing
 p = planning

Tab. 1 Liste der BASIC-Subroutinen-CALLs

* Proceedings of 2nd Intern. Symp. on CAMAC in Computer Appl., Brüssel, Okt. 75 (CEC, Luxembourg)

[†] Mitglied der Datenverarbeitungsgruppe des Gesamtinstitutes

8. VERÖFFENTLICHUNGEN UND KONFERENZBEITRÄGE

Bechtold, V.; Friedrich, L.;

Untersuchung von Kernreaktionen am Kohlenstoff mit vektorpolarisierten Deuteronen von 52 MeV
Frühjahrstagung DPG, Kernphysik, Den Haag, 7.-11. April 1975
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
R.6 Bd 10 (1975) 866

Beer, H.; Spencer, R.R.; Käppeler, F.;

High Energy γ -Ray Transitions of ^{58}Ni and ^{60}Ni Resonances.
2nd International Symposium on Neutron Capture Gamma Ray
Spectroscopy, Petten/Holland, September 2-6, 1974

Beer, H.; Spencer, R.R.; Ernst, A.;

The s-Process near the Iron Seed - some Improved Capture
Cross Sections
Astronomy and Astrophysics 37 (1974) 197

Beer, H.; Spencer, R.R.; Rohr, G.;

The Total Neutron Cross Sections of ^{63}Cu and ^{65}Cu in the
Energy Region 34 - 150 keV
KFK 2056 (Oktober 1974)

Beer, H.; Spencer, R.R.;

KeV Neutron Radiation Capture and Total Cross Section
of $^{50,52,53}\text{Cr}$, $^{54,57}\text{Fe}$, and $^{62,64}\text{Ni}$
KFK 2036 (Oktober 1974)
Nuclear Physics A240 (1975) 29

Beer, H.; Spencer, R.R.; Käppeler, F.;

High Energy γ -Ray Transitions of ^{56}Fe Resonances in the
Energy Range 7-70 keV
Conference on Nucl. Cross Sections and Technology,
Washington, March 3 - 7, 1975

Chaffin, E.F.; Dickmann, F.; Swamy, N.V.V.J.;

A Two-Center Relativistic Oscillator Model and its
Application in Estimation of Shell Corrections
Nucl. Phys. A251 (1975) 65

Cierjacks, S.; Schmalz, G.; Töpke, R.; Voß, F.;

Thick Sample Transmission Measurement and Resonance
Analysis of the Total Neutron Cross Section of Iron
4th Conference on Nucl. Cross Sections and Technology,
March 3 - 7, 1975

Cierjacks, S.; Schmalz, G.; Spencer, R.; Voß, F.; Töpke, R.;

Resonanzanalyse des totalen Neutronenwirkungsquerschnitts von
Eisen im Bereich der intermediären Struktur bei 750 keV
Frühjahrstagung der DPG, Kernphysik, Den Haag, 7.-11. April 1975,
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft,
R.6 Bd 10 (1975) 828

Cierjacks, S.;

Current Aspects of Nuclear Structure Investigations with Fast
Neutrons
3^d All Union Conf. on Neutron Physics, Kiev, UdSSR, 9.-13. Juni 1975

Deimling, M.; Dietrich, J.; Neugart, R.; Schweickert, H.;

Magnetic Moments of ^{80}Rb and ^{25}Na by Optical Pumping
4th Intern. Conference on Atomic Physics, Heidelberg, Juli 22-26, 1974

Deimling, M.; Neugart, R.; Schweickert, H.;

Spin and Magnetic Moment of ^{25}Na by β -Radiation Detected Optical
Pumping
Z. Physik, A273 (1975)

Dickmann, F.; Dietrich, K.;

Coexistence and Mixing of Spherical and Deformed States in
the Region of Light Hg-Isotopes
Z. Physik 271 (1974) 417

Dickmann, F.; Rebel, H.;

Proton rich Transitional Nuclei around Mass 185
XIII International Winter Meeting on Nuclear Physics,
Bormio (Italien), January 20 - 25, 1975

Fanger, U.; Pepelnik, R.;

In-Situ Analysis of Minerals by Means of Neutron Capture
Techniques
2nd International Symposium on Neutron Capture Gamma Ray
Spectroscopy, Petten/Holland, September 2-6, 1974

Fanger, U.; Pepelnik, R.;

In-situ-Analyse von marinen Erzlagerstätten mit der neutronen-
induzierten Gammaskopie
38. Physikertagung 1974, Nürnberg, 23.-27. September 1974.
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft,
R.6, Bd 9 (1974) 895

Faust, H.; Wisshak, K.; Klewe-Nebenius, H.; Rebel, H.;

Discrimination between prompt $\Delta J=1$ and $\Delta J=2$ transitions from
Conversion Electron Angular Distributions
Frühjahrstagung DPG, Kernphysik, Den Haag, 7.-11. April 1975,
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft,
R6 Bd 10 (1975) 744

Feurer, B.; Hanser, A.;

Schnelle elektromagnetische Massentrennung mit interner
Chlorierung zur Herstellung massenreiner Quellen von
Seltenerd isotopen mit Halbwertszeiten ≥ 1 min.
KFK 2146 (Juli 1975)

Flothmann, D.; Gils, H.J.; Wiesner, W.; Löhken, R.;

Spectral Shape of the $(7/2^- \rightarrow 5/2^+)$ -Transition in the
 β -Decay of ^{139}Ba .

Z. Physik A272 (1975) 219

Gils, H.J.; Rebel, H.; Nowicki, G.; Hartmann, D.; Ciocanel, A.;
Klewe-Nebenius, H.; Wisshak, K.;

Deformation of ^{56}Fe from 104 MeV α -Particle Scattering

KFK 2087 (Dezember 1974)

J. Phys. G 1 (1975) 344

Gils, H.J.; Rebel, H.;

Empirical Studies of the Folding Model of 104 MeV α -Particle
Scattering and Determination of Isoscalar Transition Rates
Frühjahrstagung DPG, Kernphysik, Den Haag, 7.-11. April 1975.
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, R.6
Bd 10 (1975) 791

Gils, H.J.; Rebel, H.;

Empirical Studies of the Effective Interaction and of
Exchange Effects for the Folding Model Approach of
104 MeV α -Particle Scattering

KFK 2127 (Mai 1975)

Gils, H.J.; Rebel, H.;

Isoscalar Transition Rates from Folding

Model Analyses of (α, α') Scattering

Z. Physik A274 (1975) 253

Göring, S.; Hanser, A.;

Kernspektroskopische Messungen am Zerfall des ^{202}Bi

Z. Physik 271 (1974) 183

Hanser, A.; Wisshak, K.; Klewe-Nebenius, H.; Rebel, H.;

Observation of an Enhanced $4^+_{1} \rightarrow 0^+$ Crossover Transition
in ^{202}Pb by Conversion Electron Spectroscopy

Frühjahrstagung DPG, Kernphysik, Den Haag, 7.-11. April 1975.

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, R.6

Physical Review, C12 (1975) 338

Heck, D.; Pinston, J.A.; Börner, H.; Koch, H.R.; Roussille, R.;

Shell Model States in ^{100}Tc

2nd Symposium on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy,
September 2 - 6, 1974, Petten, Holland

Kappel, W.R.; Karbstein, W.; Kneis, W.; Möllenbeck, J.;
Schweickert, H.; Volk, B.

Rechnerunterstützte Strahldiagnostik am Karlsruher Isochron-
zyklotron

Frühjahrstagung DPG, Kernphysik, Den Haag, 7.-11. April 1975,
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, R6,
Bd 10 (1975)

Kappel, W.; Karbstein, W.; Kneis, W.; Möllenbeck, J.; Rämmer, Ch.;
Schweickert, H.;

Computer-Aided Beam Diagnostics at the Karlsruhe Isochronous
Cyclotron

12th European Cyclotron Progress Meeting, Harwell and
Hammersmith, March 6-8, 1975

Käppeler, F.;

The Status of Neutron Cross Section Data for the Fissile and
Fertile Isotopes at Thermal and Fast Neutron Energies

Interregional Review Course on Reactor Burn-up Physics der
IAEA, Mol, October 7 - 18, 1975

Käppeler, Bandl, R.-E.;

The Average Number of Prompt Neutrons, $\bar{\nu}$, from Neutron
Induced Fission of ^{235}U Between 0.2 and 1.4 MeV

Conference on Nucl. Cross Sections and Technology,
Washington, March 3 - 7, 1974

Karbstein, W.; Kögel, B.;

CAMAC Multi-Branch System for Control Data 3100 Computers
CAMAC Bulletin, (1974) No. 10

Klewe-Nebenius, H.; Habs, D.; Wisshak, K.; Faust, H.;
Nowicki, G.; Göring, S.; Rebel, H.; Schatz, G.;

The Level Scheme of ^{137}Pr : Evidence for Prolate Nuclear Shape
Nucl. Phys. A240 (1975) 137

Klinken, J. van; Feenstra, S.J.; Wisshak, K.; Faust, H.;

Mini-Orange Spectrometers

Frühjahrstagung DPG, Kernphysik, Den Haag, 7.-11. April 1975.
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, R.6
Bd 10 (1975) 745

Kneis, W.;

Implementation of CAMAC Intermediate Language (IML) in an
Assembler Language Environment
CAMAC Bulletin, (1974) No. 10, 28-30

Kneis, W.;

Das Metacompilersystem META-II/X. Implementierung eines
CAMAC-IML-Precompilers
KFK 2121 (März 1975)

Krien, K.; Soares, J.C.; Freitag, K.; Tischler, R.;
Hanser, A.; Kaufmann, E.N.;

Quadrupolwechselwirkung am ^{100}Rh and ^{181}Ta in Beryllium
Metall

Frühjahrstagung DPG, Atomphysik usw., Köln, 24.2. - 1.3.1975.
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft,
R.6, Bd 10 (1975) 69

Krien, K.; Soares, J.C.; Hanser, A.; Feurer, B.;

Electric Quadrupol Interaction of the 75 keV State of ^{100}Rh
in a Beryllium Matrix
Hyperfine Interactions, 1 (1975) 41

Matussek, P.;

Study of odd Plutonium Isotopes by Thermal Neutron Capture
2nd International Symposium on Neutron Capture Gamma-Ray
Spectroscopy, Petten, September 2 - 6, 1974

Matussek, P.; Ottmar, H.;

Neutroneneinfang-Gammastrahlung

Beitrag zu Bork, G., ed., Projekt Spaltstoffflußkontrolle,
KFK 1980 (1974)

Nowicki, G.P.;

Kernspektroskopische Untersuchungen der Isotope ^{137}Nd und ^{139}Sm
KFK 2017 (Juli 1974) und Dissertation Universität Heidelberg 1974

Nowicki, G.P.;

Odd Transitional Nuclei below $N=82$
Topical Conference on Problems of Vibrational Nuclei,
Zagreb, September 24 -27 , 1974

Nowicki, G.P.; Buschmann, J.; Hanser, A.; Rebel, H.; Faust, M.;
Hals, D.; Klewe-Nebenius, H.; Wisshak, K.;

The Level Scheme of ^{137}Nd from (α, xn) -Reactions and from β -decay
of the $11/2^-$ Isomer of ^{137}Pm
Nucl. Phys. A249 (1975) 76

Ottmar, H.; Matussek, P.; Piper, I.;

Radiative Capture of Thermal and Epithermal Neutrons in ^{235}U
2nd International Symposium on Neutron Capture Gamma-Ray
Spectroscopy, Petten, September 2 - 6, 1974

Ottmar, H.;

Gammaspektrometrische Bestimmung der Isotopenzusammensetzung von
Plutonium
Beitrag zu Bork, G., ed., Projekt Spaltstoffflußkontrolle
KFK 1980 (Oktober 1974)

Ottmar, H.; Weitkamp, C.;

Gammaspektrometrische Bestimmung der Anreicherung von
oxidischem Uranpulver
Beitrag zu Bork, G., ed., Projekt Spaltstoffflußkontrolle
KFK 1980 (Oktober 1974)

Pinston, J.A.; Börner, H.; Braumandl, F.; Jeuch, P.; Koch, H.R.;
Mampe, W.; Roussille, R.; Schreckenbach, K.; Heck, D.;

Shell Model Configurations in ^{100}Tc
Frühjahrstagung der DPG, Kernphysik, Den Haag, 7.-11. April 1975
Verhandlungen DPG R.6 Bd 10 (1975) 742

Rebel, H.;

Elastic and Inelastic Scattering of Alpha Particles and the Folding Model
International School of Nuclear Physics, Predeal, Romania,
September 4 -11 , 1974
KFK 2065 (September 1974)

Roussille, R.; Pinston, J.A.; Börner, H.; Koch, H.R.; Heck, D.;

Excited States in ^{147}Nd and ^{149}Nd
Frühjahrstagung der DPG, Kernphysik, Den Haag, 7.-11. April 1975
Verhandlungen DPG R.6 Bd 10 (1975) 813

Roussille, R.; Pinston, J.A.; Börner, H.; Koch, H.R., Heck, D.;

Level Structure of $^{147}\text{Nd I}$. The $^{146}\text{Nd}(n,\gamma)$ Reaction
Nucl. Phys. A246 (1975) 380

Schatz, G.; Schulz, F.; Schweickert, H.;

Operation of the Karlsruhe Isochronous Cyclotron in 1973 and 1974
KFK-Ext 18/75-1

Schmidt, K.A.;

KARIN - A Sealed High-Power Generator of 14 MeV Neutrons for
Radiotherapy and Activation Analysis
5th Internat. Congress of Radiation Research, Seattle, Wash.,
July 14-20, 1974

Schmidt, K.A.;

'KARIN', eine Hochleistungs-Neutronengeneratortröhre für die
Radiotherapie und die Aktivierungsanalyse mit 14-MeV-Neutronen.
2nd Symposium über Neutronen-Dosimetrie in Biologie und Medizin,
Neuherberg, 30.9. - 4.10.1974

Schweickert, H.; Dietrich, J.; Neugart, R.; Otten, E.W.;

Nuclear Spins and Magnetic Moments of ^{20}Na and ^{36}K by
 β -Radiation Detected Optical Pumping
Nuclear Physics A246 (1975) 187

Schouky, I.; Cierjacks, S.; Brotz, P.; Gröschel, D.; Leugers, B.;

Absolute Neutron Flux Determination in Fast Neutron Spectra
4th Conf. on Nucl. Cross Sections and Techn., Washington,
March 3-7, 1975

Spencer, R.R.; Beer, H.;

Total Capture Cross Section of ^{59}Co in the Neutron Energy
Region 6-200 keV
KFK 1951 (August 1974)

Spencer, R.R.; Beer, H.;

Neutron Radiative Capture Widths of Cobalt
2nd International Symposium on Neutron Capture Gamma Ray
Spectroscopy, Petten, Holland, September 2 - 6, 1974

Spencer, R.R.; Käppeler, F.;

Measurement of the ^{238}U Capture Cross Section
Shape in the Neutron Energy Region 20 to 550 keV
Conference on Nucl. Cross Sections and Technology,
Washington, March 3 - 7, 1975

Töpke, R.; Cierjacks, S.; Voß, F.;

Messung und Resonanzanalyse differentieller elastischer Neutronen-
streuquerschnitte von ^{40}Ca zwischen 1 und 2.5 MeV
Frühjahrstagung der DPG, Kernphysik, Den Haag, 7.-11. April 1975,
Verhandlungen der DPG, R.6 Bd 10 (1975) 829

Töpke, R.;

Messung und Resonanzanalyse von differentiellen elastischen
Streuquerschnitten
KFK 2122 (Dezember 1974) und Dissertation, Universität Karlsruhe 1974

Voß, F.; Cierjacks, S.; Erbe, D.; Schmalz, G.;

Measurement of the γ -Ray Production Cross Sections from
Inelastic Neutron Scattering in Some Chromium and Nickel
Isotopes between 0.5 and 10 MeV
4th Conf. on Nucl. Cross Sections and Techn., Washington,
March 3 -7 , 1975

Weitkamp, C.; Matussek, P.; Ottmar, H.;

Nondestructive Nuclear Fuel Assay by Neutron Capture Gamma-Ray
Spectroscopy
2nd International Symposium on Neutron Capture Gamma Ray
Spectroscopy, Petten/Holland, September 2.-6., 1974

Weitkamp, C.; Ottmar, H.;

Messungen an Uranbrennstäben für Leichtwasser-Reaktoren
Beitrag zu Bork, G., ed. Projekt Spaltstoffflußkontrolle,
KFK 1980 (Oktober 1974)

Wisshak, K.; Klewe-Nebenius, H.; Habs, D.; Faust, H.; Nowicki, G.;
Rebel, H.;

The Level Scheme of ^{135}Pr : Prolate Deformation of the $11/2^-$ Isomer
Nuclear Physics, A247 (1975) 59

Würz, H.; Eberle, H.;

Multielementanalyse von Erzknollen mittels Neutroneneinfang
Gammaskopie, KFK 2160 (Juni 1975)

Leitung des Teilinstitutes: Prof. Dr. G. Schatz

Wissenschaftliche und technische Mitarbeiter:

Bechthold, V., Dr.	Friedrich, F., Dr.	Nowatzke, W., Frl.
Beer, D., Dr.	Gils, H.J., DP	Nowicki, G., Dr.
Buschmann, J., Dr.	Göring, S., DP	Ottmar, H., Dr.
Chaffin, E.C., Dr.	Hanser, A., Dr.	Rebel, H.G., Dr., Priv. Doz.
Cierjacks, S., Dr.	Heck, D., Dr.	Rupp, G.
Dickmann, F., Dr.	Käppeler, F., Dr.	Schmalz, G., DI
Dohrmann, H., Ing.	Leugers, B., DP	Schmidt, A., DP
Erbe, Dr.	Matussek, P., DP	Voß, F., Dr.
Eberle, H., Ing.	Michel-Piper, I., Fr., Ing.	Zagromski, S., Ing.
Feurer, B.		

Gäste, Doktoranden und Diplomanden:

Chatterjee, A., Prof. Dr.	Naqvi, S.A.A.	Sobiesiak, H.
Hensley, F., DP	Schouky, I., DP	Töpke, R., Dr.
Kari, K., DI		

Sekretariat: H.M. Friederich, Fr. und E. Maaß, Fr.

Leitung des Zyklotron-Laboratoriums: Dr. H. Schweickert

Wissenschaftliche und technische Mitarbeiter:

Assmus, K.-H.	Kappel, W.-R., Ing.	Rämer, Ch., Frl. Ing.
Bauer, G.	Karbstein, W., DI	Röhrl, E.
Biber, J.	Kauther, P.	Schimpf, P.
Depta, A.	Kessel, M.	Schulz, F., Ing.
Ehret, H.-P.	Kneis, W., DP	Seidel, H.
Erdel, E.	Kögel, B.	Seitz, J.
Franz, J.	Kuhn, H.	Seufert, H.
Günther, O.	Mangold, D.	Volk, B.
Haushahn, G., DP	Möllenbeck, J., Ing.	Walsch, V.
Heidenreich, K.	Radtke, G. Ing.	Wiss, L.
Hirth, W.		

Werkstätten des Zyklotronlaboratoriums:

Ernst, R.

Maier, W.

Schönstein, E.

Fehling, H.

Ripp, H.

Schütz, R.

Klinger, G.

Schlenker, G.

Steigleder, C.

Langenbein, R.

Sekretariat: E. Kirste, Fr.