

ZfK-488

Gemeinsamer Jahresbericht 1981

BA Freiberg, Sektion Physik, WB Angewandte Physik
FSU Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie
HU Berlin, Sektion Physik
Bereich 06 – Atomstoßprozesse der Festkörperphysik
Bereich 07 – Angewandte Massenspektroskopie
KMU Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik
TU Dresden, Sektion Physik
WB Kernphysik, WB Angewandte Kernphysik, WB Theoretische Physik
ZfI Leipzig, Bereich Strahlenforschung, Abt. SF III
ZfK Rossendorf, Bereiche KF und G

Herausgeber: K. Hohmuth

Redaktion: H. W. Barz, F. Bigl, F. Dönau, R. Flaggmeyer,
W. D. Fromm, K. Hohmuth, P. Kleinwächter, H. Klose,
F. Naehring, G. Oelgart, E. Richter, D. Schmidt,
F. Schneider, H. Ulrich, W. Wesch, G. Winter

Techn. Redaktion: I. Lippmann, Chr. Völzke

Oktober 1982

**Postanschrift: Akademie der Wissenschaften der DDR
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf
8051 Dresden
Postfach 19 Deutsche Demokratische Republik**

Diese Publikation wurde in der Abteilung Literatur und Information des Zentralinstitutes für Kernforschung hergestellt

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR
ZENTRALINSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG
ROSSENDORF BEI DRESDEN

ZfK - 488

GEMEINSAMER JAHRESBERICHT 1981

BA Freiberg, Sektion Physik, WB Angewandte Physik
FSU Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie
HU Berlin, Sektion Physik
Bereich 06 - Atomstoßprozesse der Festkörperphysik
Bereich 07 - Angewandte Massenspektroskopie
KMU Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik
TU Dresden, Sektion Physik
WB Kernphysik, WB Angewandte Kernphysik, WB Theoretische Physik
ZfI Leipzig, Bereich Strahlenforschung, Abt. SF III
ZfK Rossendorf, Bereiche KF und G

Herausgeber: K. Hohmuth

Redaktion: H.W. Barz, F. Bigl, F. Döna, R. Flagmeyer, W.D. Fromm,
K. Hohmuth, P. Kleinwächter, H. Klose, F. Naeßring,
G. Oelgart, E. Richter, D. Schmidt, F. Schneider,
H. Ulrich, W. Wesch, G. Winter

Techn. Redaktion: I. Lippmann, Chr. Völzke

Oktober 1982

Vorwort des Herausgebers

Der 11. Gemeinsame Jahresbericht von Einrichtungen der Akademie der Wissenschaften der DDR und des Ministeriums für Hoch- und Fachschulwesen vermittelt in über 170 Kurzbeiträgen wiederum einen repräsentativen Überblick über die 1981 z.T. in internationaler Kooperation erzielten Ergebnisse der kernphysikalischen Grundlagenforschung. Zugleich wird auch mit dem vorliegenden Bericht die zunehmende Breite der sich auf diesem Gebiet besonders stark entwickelnden methodischen und anwendungsorientierten Forschungsarbeiten unterstrichen.

Zum Mechanismus inklusiver Protonenstreuung an Kernen bei mittleren und hohen Energien werden umfangreiche Untersuchungen zur Diskussion gestellt. Die im VIK Dubna erhaltenen experimentellen Daten wurden mit einem phänomenologischen Modell im ZfK Rossendorf analysiert, das Schlußfolgerungen über den Reaktionsmechanismus zuläßt. In Zusammenarbeit mit dem Leningrader Institut für Kernphysik wurde die Spaltung mittelschwerer Kerne mit Hilfe von 1-GeV-Protonen untersucht.

Am Rossendorfer Tandem-Generator wurden Untersuchungen zu Isobaranalogresonanzen durchgeführt. Rechnungen auf der Grundlage des Kontinuum-Schalenmodells führten zu neuen Erkenntnissen bei der Analyse von Kernreaktionsdaten im Bereich großer Niveaudichte, die insbesondere für die Gewinnung spektroskopischer Informationen aus einer Untersuchung der Isobaranalogresonanzen eine große Rolle spielen. Es wurden Präzisionsmessungen zum Spaltquerschnitt des wichtigen Kernbrennstoffnuklids ^{237}Np durchgeführt. Neutronenemissionsspektren aus der Spontanspaltung wurden untersucht und es wurde auf die Bedeutung der Nichtgleichgewichtskomponente hingewiesen. Weitere Arbeiten widmen sich der Einschätzung von Neutronenkerndaten für Silizium, der Wechselwirkung von Neutronen im Plasma von Fusionsreaktoren und der Bilanz des Kernbrennstoffs.

Bei den kernspektroskopischen Untersuchungen von Übergangskernen wurde durch die Erschließung der Dopplerverschiebungs-Methoden für Zeitmessungen am α -Teilchenstrahl eine neue Qualität erreicht, indem sehr viele Niveauliebendauern im ps-Gebiet bestimmt werden konnten. Aus den M1-Übergangswahrscheinlichkeiten und den Anregungsenergien kann beispielsweise auf eine drastische Änderung der Kernform bei höheren Drehimpulsen im Kern ^{81}Kr geschlossen werden. Erstmalig wurden Fluktuationen der Wechselwirkungsstärken zwischen der $g_{9/2}$ -Super(s)-Bande und der Grundzustandsbande sowie die Wechselwirkung zwischen der γ - und e-Bande beobachtet. Bei der Untersuchung halbmagischer Atomkerne wurde besonderer Wert auf die Beschreibung der Zustände negativer Parität gelegt. Die Untersuchungen wurden auf das Zinnggebiet ausgedehnt, wobei für die Beschreibung dieser Kerne im Rahmen des Schalenmodells ein neuer Parametersatz im Hamiltonian vorgeeschlagen wurde.

Schwerpunkt der theoretischen Arbeiten bilden Untersuchungen mit schweren Ionen im vielfinelastischen Bereich und bei relativistischen Energien. In weiteren Beiträgen werden Untersuchungen zu Atom-Ionenstößen und zur Vielfachionisation vorgestellt. Mit einer Arbeit zum Neutronentransport wird ein Beitrag zur angewandten Reaktorphysik geleistet.

Bei den anwendungsorientierten Arbeiten nehmen die analytisch-diagnostischen Untersuchungen mit nuklearen Methoden breiten Raum ein. Hauptanwendungsgebiete sind die Halbleiterphysik/-technologie und die Werkstoffrechnung. Zum Problem-

III

kreis "Strahlenschäden und Dotantenaktivierung" wurden insbesondere die Arbeiten zur Kurzzeittemperung mittels Lichtimpulsen und Laserbestrahlung fortgesetzt.

Es wird über Fortschritte bei der Herstellung von Halbleiterdetektoren berichtet und über Teilergebnisse auf dem Gebiet der Kernspur-Mikrofilter informiert.

In den Berichten zu den Beschleunigern wird sowohl auf Entwicklungsarbeiten an diesen Großgeräten eingegangen als auch über einige Anwendungen informiert.

Es werden Fortschritte im Ionenquellenbau vorgestellt.

Die zu den Kleinrechnergestützten Meßanordnungen vorgelegten Berichte lassen in diesem Jahr erstmalig eine Hinwendung zur Experimentautomatisierung durch den Einsatz von CAMAC-Funktionseinheiten deutlich erkennen. Darüber hinaus wird belegt, daß die Leistungsfähigkeit der vorhandenen Klein- und Mikrorechner durch den Anschluß von Massenspeichern und Displaytechnik erheblich gesteigert werden kann.

Die im Rahmen der internationalen Forschungskooperation durchgeführten Arbeiten spiegeln sich in ihrer Komplexität in den Berichten zur Entwicklung ortsempfindlicher Detektoren für Experimente am Schwerionenstrahl wider, die das Gebiet vom Bau spezieller Verstärker über Potentialberechnungen bis hin zu Problemen der On-line-Datenerfassung mit der im VIK Dubna verfügbaren Kleinrechentechnik überstreichen.

Ein Zyklus von Berichten behandelt methodische Untersuchungen zur Röntgendiffraktometrie mit Si(Li)-Detektoren und zur energiedispersiven Elektronenstrahlmikroanalyse.

Den Abschluß des Kapitels bilden 4 Beiträge, die sich theoretischen Problemen bei der Abtrennung intensitätsschwacher Linien aus Spektren unterschiedlicher Herkunft widmen.

Für die Unterstützung der Forschungsarbeiten und für die bereitgestellten Mittel danken alle Mitarbeiter der Leitung der Akademie der Wissenschaften der DDR, dem Ministerium für Hoch- und Fachschulwesen sowie dem Ministerium für Wissenschaft und Technik.

Dem bewährten Kollektiv, das für die redaktionelle und technische Bearbeitung des Jahresberichtes zuständig ist und auch diesmal wieder für schnelle Bearbeitung und Herausgabe gesorgt hat, sei für die aufgewendete Mühe herzlich gedankt.

K. Hohmuth

Inhaltsverzeichnis	Seite
1. Arbeiten auf dem Gebiet der Kernreaktionen	1
2. Arbeiten auf dem Gebiet der Kernspektroskopie	37
3. Arbeiten auf dem Gebiet der Kerntheorie	65
4. Anwendung kernphysikalischer Methoden	98
5. Berichte zu den Beschleunigern	172
6. Apparative und methodische Arbeiten	184
7. Rechenprogramme	226
8. Liste der Veröffentlichungen, Diplomarbeiten, Promotionen, Vorträge, Veranstaltungen, wissenschaftliche Preise und Auszeichnungen	231

Contents	page
1. Nuclear Reactions	1
2. Nuclear Spectroscopy	37
3. Nuclear Theory	65
4. Applied Methods of Nuclear Physics	98
5. Accelerators	172
6. Nuclear Electronics and Methods	184
7. Computer Codes	226
8. List of Publications and Lectures	231

Содержание	стр.
1. Ядерные реакции	I
2. Ядерная спектроскопия	37
3. Теория ядра	65
4. Прикладные методы ядерной физики	98
5. Ускорители	172
6. Ядерная электроника и методы измерения	184
7. Программы для ЭВМ	226
8. Список публикаций и докладов	231

Kurzberichte	Seite
1.1. Die Niederenergie-Streuparameter der nn-Wechselwirkung H. Guratzsch, D. Kühn und K. Mahn	1
1.2. Zum Mechanismus inklusiver Protonstreuung an Kernen bei mittleren und hohen Energien V.I. Komarov, H. Müller und S. Tesch	2
1.3. Über den Mechanismus inklusiver Teilchenemission in Proton-Kern-Stößen bei 500 MeV S.G. Mashnik und S. Tesch	3
1.4. Totale Querschnitte für 1-GeV-protoneninduzierte Spaltung L.N. Andronenko, L.A. Vaischnene, G.G. Kovashevny, A.A. Kotov, G.E. Solyakin und W. Neubert	5
1.5. Winkelkorrelationsmessungen für binäre Prozesse bei 1-GeV-Protoneneinschubenergie L.N. Andronenko, A.I. Iljin, A.A. Kotov, G.G. Kovashevny, L.A. Vaischnene und W. Neubert	7
1.6. Bildung von K^0 -Mesonen, Λ^- und $\bar{\Lambda}^-$ -Hyperonen in $\bar{K}^0 p$ -Wechselwirkungen bei 40 GeV/c N. Angelov, E. Kladnitskaya, V. Popova, G. Toneeva und S. Dshemuchadse	9
1.7. Zur Frage einer Doppel-Isobaranalogresonanz im System $^{50}\text{Cr} + p$ H.-U. Gersch, D. Hinke und P. Kleinwächter	10
1.8. Isospinmischung in Compoundkernreaktionen mit überlappenden Resonanzen P. Kleinwächter und I. Rotter	11
1.9. Zum Problem der spektroskopischen Information bei der Untersuchung von Isobaranalogresonanzen P. Kleinwächter und I. Rotter	13
1.10. Kein Hinweis auf einen Dreiteilchen-Zerfall der $E_{\text{cm}}=10.9$ MeV 5^- -Resonanz in der $^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$ -Reaktion H.U. Gersch, D. Wohlfarth und H. Schobbert	16
1.11. Lokale Eigenschaften der Phasenfunktion im Bereich endlicher Barrieren E. Hentschel	17
1.12. Analyse von Emissionsspektren der $^{93}\text{Nb}(n,n')$ -Reaktion im Einschubenergiebereich von 7 bis 14 MeV D. Schmidt und D. Seeliger	18
1.13. Absolute Spaltquerschnittsmessungen an ^{237}Np mit der Methode der zeitlich korrelierten assoziierten Teilchen bei 8.4 MeV Neutronenenergie R. Arlt, M. Joch, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, G. Pausch, W. Wagner, I.D. Alkhasov, L.W. Drajtschinski, O.I. Koetochkin und W.I. Spakov	20
1.14. Beschreibung von Spaltneutronenemissionsspektren aus der neutroneninduzierten Spaltung von ^{238}U H. Märten, D. Seeliger und B. Stobinski	21
1.15. Das Neutronenemissionsspektrum aus der Spontanspaltung von ^{252}Cf im hochenergetischen Bereich H. Märten, D. Seeliger und B. Stobinski	22

	Seite
1.16. Berechnung des $^{252}\text{Cf}(sf)$ -Neutronenspektrums im Rahmen des Kaskadenverdampfungsmodells H. Märten und D. Seeliger	23
1.17. Wechselwirkung von Resonanzneutronen mit Uran-Proben kristalliner und gasförmiger Struktur D. Pabst (†), L.B. Pikelner, W. Pilz, A. Meister und K. Seidel	25
1.18. Vergleich der Dopplerverbreiterung von Neutronenresonanzen in Gasmodellnäherung und Oszillatormodell A. Meister, D. Seeliger, K. Seidel, S. Mittag, D. Pabst (†), L.B. Pikelner, W. Pilz und R. Tschammer	26
1.19. Bestimmung von Parametern aufgelöster Resonanzen in $^{28}\text{Si}+n$ D. Hermsdorf und H. Philipp	28
1.20. Eine konsistente Beschreibung der γ -Spektren aus neutroneninduzierten Kernreaktionen (n,x γ) D. Hermsdorf und E. Paffrath	30
1.21. Untersuchung der Beiträge direkter Reaktionsmechanismen der neutroneninduzierten Emission geladener Teilchen in ^{28}Si D. Hermsdorf	30
1.22. Die Arbeit der Kerndatenbibliotheken in der DDR - Datenbestand und Serviceleistungen im Jahr 1981 D. Hermsdorf, D. Seeliger, K. Friedrich, L. Jankowski und B. Letz	32
1.23. Die Wechselwirkung von Neutronen im Plasma von Fusionsreaktoren und die Bilanz des Kernbrennstoffs B. Kühn	34
2.1. Zur Wechselwirkung der S-Bande mit der Grundzustands- und Gamma-bande in Kernen um die Massenzahl 80 L. Funke, J. Döring, S. Frauendorf, P. Kemnitz, F.R. May, E. Will und G. Winter	37
2.2. Nachweis deformierter Grundzustände in leichten Kr-Isotopen R.B. Piercey, J.H. Hamilton, R. Soundranayagan, Z.V. Ramayya, C.F. Maguire, X.-J. Sun, Z.Z. Zhao, R.L. Robinson, H.J. Kim, S. Frauendorf, J. Döring, L. Funke, G. Winter, J. Roth, L. Cleemann, J. Eberth, W. Neumann, J.C. Wells, J. Lin, A.C. Rester und H.K. Carter	38
2.3. Kollektive E2-Übergänge in der Yrast-Folge von ^{76}Kr G. Winter, J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz und E. Will	38
2.4. Hochspinzustände in ^{78}Se E. Will, J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz und G. Winter	40
2.5. Struktur der angeregten Zustände in ^{82}Kr P. Ojeda, J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will und G. Winter	41
2.6. Die Messung von ps-Lebensdauern in ^{82}Kr mit der Plunger-Methode G. Winter, H. Rotter, L. Kostov, J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz, P. Ojeda und E. Will	43
2.7. Kernformübergang in ^{81}Kr ? L. Funke, F. Döna, J. Döring, S. Frauendorf, P. Kemnitz, E. Will, G. Winter, L. Hildingsson, A. Johnson und Th. Lindblad	46

	Seite
2.8. Suche nach Dreiteilchenzuständen und kollektiven Banden in ^{83}Kr P. Kemnitz, J. Döring, L. Funke, E. Will, G. Winter, L. Hildingsson, D. Jerrestam, A. Johnson und Th. Lindblad	48
2.9. Bandenstrukturen in den doppelt-ungeradzahligen Kernen $^{74,76,78,80}\text{Br}$ J. Döring, G. Winter, W.-D. Fromm, L. Funke, P. Kemnitz und E. Will	48
2.10. Hochspinzustände in ^{82}Br L. Funke, J. Döring, P. Kemnitz, P. Ojeda, E. Will, G. Winter, L. Hildingsson, A. Johnson und Th. Lindblad	52
2.11. Weitere Experimente und Schalenmodellrechnungen zu ^{111}Sn H. Prade, W. Enghardt, H.U. Jäger, W.-D. Fromm, L. Käubler, H.-J. Keller, L.K. Kostov, H. Rotter, F. Stary und L. Westerberg	52
2.12. Beschreibung von Zuständen ungerader Parität in N=82- oder Z=50- Kernen durch Kopplung eines $h_{11/2}$ -Nukleons an Schalenmodell-Core- Zustände W. Enghardt und H.U. Jäger	55
2.13. Untersuchung der Anregungszustände des N=82-Kerne ^{138}Ba H. Prade, W. Enghardt, L. Käubler, H.-J. Keller und F. Stary	57
2.14. ns-Isomere im Übergangskern ^{121}I L. Käubler, H.-J. Keller, H. Prade und F. Stary	59
2.15. Absolute E1, $\Delta K=1$ -Übergangswahrscheinlichkeiten und kollektive Beimischungen in ^{172}Yb L.K. Kostov, H. Rotter, H. Prade, F. Stary und W. Andrejtscheff	61
2.16. Absolute Übergangswahrscheinlichkeiten und Konfigurationsmischun- gen in ^{182}W L.K. Kostov, H. Rotter und W. Andrejtscheff	63
3.1. Mean-Field-S-Matrix-Theorie H. Reinhardt	65
3.2. Teilchenproduktion in Schwerionenreaktionen bei relativistischen Energien H.W. Barz, T. Biro, B. Lukács und J. Zimányi	65
3.3. Clusterbildung und Mott-Übergang in Kernmaterie L. Münchow, H. Schulz und G. Röpke	66
3.4. Über die Phasestabilität von heißer Kernmaterie und die Anwend- barkeit des Massenwirkungsgesetzes G. Röpke, L. Münchow und H. Schulz	68
3.5. Zum Ladungsausgleich in tief inelastischen Schwerionenreaktionen T. Dössing, H. Ebbensen, L. Münchow und H. Schulz	70
3.6. Statistische Aspekte von tief inelastischen Schwerionenreaktionen L. Münchow, A. Pfitzner und H. Schulz	72
3.7. Einheitliche Beschreibung von innerer und kollektiver Bewegung in Schwerionentößen L. Münchow und A. Pfitzner	73

	Seite
3.8. Virtuelle "Off-shell"-Übergänge und Reibung in Schwerionenstößen A. Pfitzner	74
3.9. Mikroskopische Berechnung des Reibungstensors in HIC R.V. Jolos und R. Schmidt	75
3.10. Mikroskopische Berechnung der Energiedämpfung in HIC R.V. Jolos, R. Schmidt und R. Schwengner	76
3.11. Einschussenergie- und Schalenstrukturabhängigkeit des Massentransports in der $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -Reaktion P. Mädler, R. Schmidt, J. Teichert und V.G. Kartavenko	77
3.12. Riesenresonanzen des Kernes ^{40}Ca B. Kämpfer und R. Wünsch	78
3.13. Über den Imaginärteil des optischen Potentials I. Rotter	79
3.14. Alignment in der Reaktion ($^{14}\text{N}, ^{12}\text{B}$) R. Reif und G. Saupe	80
3.15. Polarisation in der elastischen Streuung von ^6Li an ^{16}O M.I. Yousef und R. Reif	81
3.16. Beschreibung von Polarisierungseffekten in der Reaktion $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ ($E_{\text{Lab}} = 100 \text{ MeV}$) G. Saupe	82
3.17. Diabatische und adiabatische rotierende Quasiteilchen S. Frauendorf	83
3.18. Approximation von Einteilchenverteilungen im Phasenraum H. Iwe	85
3.19. Eine einfache Berechnung von Schwerionenpotentialen mit Yukawa-Wechselwirkungen H. Iwe	87
3.20. Konsequenzen von Phasenübergängen in Kernmaterie für Neutronensterne und Supernovae B. Kämpfer	88
3.21. Dirac-Fock-Slater-Rechnungen zur Vielfachionisation in Neodym G. Zachornack, R. Pilz und G. Musiol	89
3.22. Differentieller Querschnitt eines quasi-elastischen Doppelstreuungsprozesses H. Richter	91
3.23. Approximation der Parameter des Nikitin-Modells für den KL-Sharing-Prozeß in Ion-Atom-Stößen H. Richter und C. Bauer	93
3.24. L-Schalen-Ionisation in Ag, Ta und Au mit $Z_1 \leq 10$ -Projektilen C. Bauer, H. Richter, P. Gippner, W. Rudolph, B. Eckhardt und K.O. Groeneveld	95
3.25. Anwendung der adiabatischen Näherung auf Transportstörungen M. Bedrich, R. Reif und K. Meyer	96

	Seite
4.1. TDPAC-Untersuchungen mit ^{111}Cd und ^{118}Sn zum Ausheilverhalten von strahlengeschädigten InP. F. Schneider und S. Unterricker	98
4.2. Anwendung der Nuklide ^{118}Sn und ^{77}Se bei der Untersuchung von strahlengeschädigten InAs mit TDPAC F. Schneider und S. Unterricker	99
4.3. Der Zusammenhang der Ausheiltemperatur mit der Schmelztemperatur bei strahlengeschädigten AIIIB ^{IV} C ₂ -Halbleitern S. Unterricker und F. Schneider	100
4.4. TDPAC-Untersuchungen zum Kernquadrupolmoment von $^{77}\text{Se}(5/2^-)$, 248 keV S. Unterricker und F. Schneider	101
4.5. Die Morin-Temperatur als Qualitätstest für $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ zur Ferritherstellung E. Fritsch, C. Pietzsch, H. Heegn und H.-J. Huhn	102
4.6. Orientierung von Zwillingslagen hexagonaler Kristalle K. Walther	103
4.7. Testmessungen zur Texturbestimmung von Graphit K. Walther	105
4.8. Orientierungsverteilungen in verformten und primär rekristallisierten Nickelproben J. Pospiech, J. Jura, K. Sztwiertnia, T. Pawlik, M. Betzl und A. Mücklich	106
4.9. Texturuntersuchungen an Salinargesteinen M. Betzl	108
4.10. Neutronenstreuuntersuchungen an elektrolytischen Lösungen U. Hoppe und E. Wieser	110
4.11. Polfigurnullstellen und Auflösungsvermögen reproduzierter OVFs S. Matthies	111
4.12. Neutronenkleinwinkelstreuung an $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ -Teilchen F. Eichhorn und L. Schild	112
4.13. Experimentelle Bestimmung der integralen Intensität thermischer Neutronen im Übergangsbereich vom Bragg- zum Laue-Fall P. Mikula, J. Kulda und F. Eichhorn	113
4.14. Gleichzeitiger Nachweis von Kohlenstoff und Sauerstoff auf Festkörperoberflächen mit Hilfe der (d,p,γ) -Reaktion C. Heiser, C. Bauer, P. Gippner und W. Rudolph	1
4.15. Zum Nachweis von Kohlenstoff-Kontaminationen mittels (d,p,γ) -Reaktionen W. Rudolph, C. Bauer, P. Gippner und C. Heiser	116
4.16. Nachweis von Wasserstoff in Festkörpern mit Hilfe der Reaktion $^1\text{H}(^{19}\text{F}, \alpha_\gamma)^{16}\text{O}$ P. Gippner, C. Bauer, C. Heiser und W. Rudolph	117
4.17. Bestimmung von Fluor-Tiefenprofilen mit Hilfe von Resonanzreaktionen P. Gippner und G. Winter	119

	Seite
4.18. Zur Absolutbestimmung von Flächendichten mittels isolierter Resonanzen und dicker Standards homogener Zusammensetzung W. Kujolph, C. Bauer, P. Gippner und C. Heiser	121
4.19. Echtzeitmessungen zur Bewegung der Phasenfront bei laserinduzierter Festphasenaushheilung von Ionenimplantiertem Silizium M. Wegner	124
4.20. Begrenzung des Effektes der Oberflächlichkeit während der Flüssigphasenrekristallisation bei Laseraushheilung U. Jahn	125
4.21. Photolumineszenzuntersuchungen an Ionenimplantiertem und laser-ausgeheiltem Silizium W. Ziegler und R. Nebelung	127
4.22. Palladium-Silizium-Reaktion durch Laserbestrahlung im Millisekunden-Regime H.-D. Geiler, F. Thrum und G. Götz	128
4.23. Einfluß von Dosis und absorbierter Energie auf die Lichtimpulse-aushheilung von B-, P- und As-implantiertem Silizium D. Panknin, H. Syhre und E. Wieser	130
4.24. Blitzlampenaushheilung implantierter Polysiliziume R. Klabe, J. Matthäi, A. Schmidt und M. Voelckow	131
4.25. Silizium-Graphoepitaxie mittels Lichtimpulsen R. Klabe, J. Matthäi, A. Schmidt, M. Voelckow, J. Erben, W. Scharff und Ch. Weißmantel	133
4.26. Strukturelle Veränderungen an SiO ₂ -Schichten nach Blitzlampeneinwirkung G. Boden, J. Matthäi und M. Voelckow	134
4.27. Untersuchungen zur Beeinflussung des Absorptionsverhaltens von GaAs durch Stickstoffimplantation E. Wilk und W. Wesch	135
4.28. Erzeugung von Strahlenschäden in Quarz durch Ionenimplantation H. Fischer und H. Karge	136
4.29. Über Struktur und Zusammensetzung der Grenzfläche Si/anodisches SiO ₂ G. Mende, H. Syhre und J. Finster	138
4.30. Über elektrophysikalische Eigenschaften der Grenzfläche Si/anodisches SiO ₂ G. Mende, K.-D. Butter und G. Küster	139
4.31. Zur SiO ₂ -Schichtbildung durch Sauerstoffimplantation in Silizium E. Mensel, U. Kreißig und W. Skorupa	140
4.32. Zur Aushheilung der Silizium-Deckschicht über vergrabene Si ₃ N ₄ -Schichten U. Kreißig, W. Skorupa und E. Mensel	141
4.33. Maskierungswirkung von Fotolack bei Hochdosisimplantation W. Hoffmann und H. Syhre	142
4.34. Rückstoßimplantation bei Ionenimplantation durch Fotolack R. Grötzel, W. Hoffmann und U. Kreißig	143

	Seite
4.35. Zum Ätzverhalten von polykristallinem Silizium R. Roß	144
4.36. Strukturmasken aus Silizium I. Bertus	146
4.37. Die Aushheilung von Strahlenschäden nach der Al-Metallisierung von MOS-Strukturen K.-D. Butter und H. Seifarth	146
4.38. Beeinflussung elektrischer Bauelementeparameter bei Verwendung von Fotolack-Implantationsmasken W. Hoffmann und M. Kunde	147
4.39. Oxidpassivierte Halbleiterdetektoren für die Teilchenspektrome- trie J. von Borany, G. Mende und B. Schmidt	148
4.40. Einsatz eines Silizium-Halbleiterdetektors in der Schwellpotential- spektrometrie J. Engelmann, F. Storbeck, M. Iseke und B. Schmidt	150
4.41. Ergebnisse der Herstellung von höchstohmigem n-Silizium mittels Neutronendotierung T. Geßner und B. Schmidt	151
4.42. Der Einfluß von Eisen bei der Herstellung von hochohmigem neutro- nendotiertem Silizium (ND-Si) L. Bischoff, T. Geßner und H. Morgenstern	152
4.43. Thermotransport in Silikatgläsern H. Reuther	153
4.44. Bestimmung des Elementgehaltes in Fertiggläsern M. Schiekel, B. Heinrich und J. Heckel	155
4.45. Bildung von Eisenborid und Aluminiumnitrid nach Ionenimplantation A. Kolitsch und B. Rauechenbach	157
4.46. Bildung amorpher Metall-Metalloid-Phasen nach Ionenimplantation B. Rauschenbach	157
4.47. Verfahren zur Porendurchmesserbestimmung an Kernspur-Mikrofiltern H.B. Lück und A. Nebelung	158
4.48. Treeing an Spaltfragmentspuren in Polyesterfolie H.B. Lück, K. Turek und F. Spurny	159
4.49. Relative Intensitäten von Diffraktionsreflexen verschiedener Beu- gungsordnung an ebenen Kristallen von Quarz, LiF, Ge und Si A. Pohlers und G. Zschornack	161
4.50. Die Signifikanz lokaler Elektronenaustauschpotentiale bei der Be- rechnung von Röntgenübergangsenergieverschiebungen in hochioni- sierten Atomen G. Zschornack und G. Musiol	162
4.51. K-Röntgenemissionsraten und relative Linienintensitäten von K- Röntgenübergängen in vielfach ionisiertem Argon G. Zschornack und G. Musiol	163

	Seite
4.52. Paralleluntersuchungen von Gitterkonstante änderung und Oberflächenanhebung protonenbestrahlter Galliumphosphid-Einkristalle C. Ascheron, V. Geist, G. Otto und A. Schindler	165
4.53. Messung von Argontiefenprofilen in Galliumphosphid mittels SIMS W. Frertrup und M. Griepentrog	167
4.54. Untersuchungen zur Strahlenbelastung von einkristallinem Aluminium bei Beschuß mit energiereichen Protonen G. Otto, A. Al-Khafaji, H.-E. Zschau und M. Fiebrig	169
4.55. Oberflächennahe Tiefenprofilierung von Fluor in menschlichem Zahnschmelz F. Lehnert und D. Lehmann	170
5.1. Der Betrieb des Zyklotrons U-120 B. Anders und H. Odrich	172
5.2. Eine verbesserte Aufnahmevorrichtung für Targets zur Produktion von ^{123}I am Zyklotron R. Brückner, H. Odrich und G. Umlauf	173
5.3. Oberflächenaktivierungen an Hartmetallegerungen E. Richter	174
5.4. Magnetstromversorgung MSV 600 A am Zyklotron W. Gläser, R. Brückner und H. Odrich	175
5.5. Der Betrieb der elektrostatischen Beschleuniger L. Steinert und S. Turuc	177
5.6. Neue Stromversorgung für die elektromagnetischen Linsen am Tandem-Generator M. Seidel	177
5.7. Fortschritte im Ionenquellenbau H. Matthes, W. Pfestorf und L. Steinert	178
5.8. Ein Formalismus zur Beschreibung der Bahnaufspaltung bei verschiedenen Ionenarten und Ladungszuständen in Schrägfeldbeschleunigungsrohren M. Friedrich	179
5.9. Erweiterung der Displayanwendung am Tandem W. Probst und M. Seidel	180
5.10. Prozessrechnersystem mit verteilter Intelligenz S. Hiekmann und R. Fülle	181
5.11. 24 Bit-LAM-Request-Register M. Borkenhagen	183
6.1. Ein Meßplatz für Routineanalysen von Festkörperoberflächen mit kernphysikalischen Methoden R. Grötzel, K. Brankoff und L. Kumpf	184
6.2. Rechnergesteuerte Energievariation des 2-MV-van-de-Graaff-Beschleunigers R. Grötzel und M. Seidel	185

	Seite
6.3. Nutzung des Kleinrechners CM3 zur On-line-Datenerfassung W.D. Fromm, W. Enghardt und E. Will	186
6.4. Programmsystem zur Unterstützung von Multiparameter-Experimenten W.D. Fromm und W. Enghardt	188
6.5. Unterstützung des Echtzeit-Meßbetriebes mit Plattenspeicher W.D. Fromm	190
6.6. Experiment-Automatisierung mit Hilfe von CAMAC-Instrumentierungen W.D. Fromm	191
6.7. On-line-Korrektur der Energieabhängigkeit des Zeitverhaltens von mit Ge(Li)-Detektoren registrierter γ -Strahlung W.D. Fromm und G. Winter	194
6.8. Mehrteilchenmessungen am TPA1 G. Lang	195
6.9. Kopplung von Rechnern mittels CAMAC-Link-1470 W.-J. Linnemann	196
6.10. Bestimmung der Neutronen-Nachweiseffektivität eines Szintillations- detektors J. Bauersfeld, L. Hergert, W. Grimm, K. Seidel und S. Unholzer	197
6.11. Untersuchungen zur Elementanalyse mit der $(n,n'\gamma)$ -Reaktion B. Heinrich, G. Musiol und U. Richter	198
6.12. Mikrorechnergesteuerte Spektrenbearbeitungseinheit J. Bergter und S. Kühnert	200
6.13. Alphanumerisches Display für den MPS 4944 K. Brankoff	201
6.14. Eine linear steuerbare Gleichspannungsquelle zur Steuerung piezo- elektrischer Positioniereinheiten G. Müller, G. Karrasch und G. Zschornack	201
6.15. Interface zur Übertragung mehrerer digitaler Informationen in einen Kleinrechner auf der Grundlage des Multiplexverfahrens K. Heidel und E. Will	202
6.16. Interface zur Übertragung eines 16 Bit Datenwortes auf zwei Aus- gänge E. Will, M. Freitag und W. Schulze	203
6.17. Ein schneller stromempfindlicher Vorverstärker H. Koepernik, P. Manfraß und E. Schuster	205
6.18. Ein schneller stromempfindlicher Vorverstärker mit Trigger H. Koepernik, P. Manfraß und E. Schuster	205
6.19. DLTS-Meßplatz H. Morgenstern und H. Koepernik	206
6.20. Messung der Temperaturverteilung auf einer Siliziumscheibe während der Implantation R.-R. Bartl, A. Schöneich, K. Wollschläger und H. Büttig	207
6.21. Gastarget für die Kernspektroskopie am Teilchenstrahl D. Walzog, H. Prade, J. Fiedler und F. Stary	208

	Seite
6.22. Ein Hochvakuumschieber mit Trennfolie H. Böhme, P. Manfraß und R. Kirchbach	210
6.23. Parallelplatten-Lawinenzähler P. Manfraß, W. Seidel, H. Söden, F. Stary, J. Fiedler, S.M. Luk'janov und K.-D. Schilling	211
6.24. Potentialfelduntersuchungen für die Detektorkombination Lawinenzähler - Ionisationskammer R. Günzel und P. Manfraß	212
6.25. Aufbau einer Meßeinrichtung zur dynamischen Strukturuntersuchung unter Verwendung eines energiedispersiven Röntgendiffraktometers A. Pohlers, P. Jugelt und A. Kraft	214
6.26. Experimentelle Untersuchungen zur Leistungsfähigkeit von Si(Li)-Halbleiterdetektoren in der winkeldispersiven Röntgendiffraktometrie am Beispiel der Phasenanalyse von Stahl A. Pohlers, P. Jugelt und H. Oettel	215
6.27. Bestimmung der Transmissionsfunktion eines Si(Li)-Detektors in der energiedispersiven Elektronenstrahlmikroanalyse F. Eggert, J. Heckel und P. Jugelt	217
6.28. Bestimmung des Bremsstrahlungsuntergrundes bei der energiedispersiven Elektronenstrahlmikroanalyse mittels Monte-Carlo-Rechnung J. Heckel, P. Jugelt und M. Gaber	218
6.29. Bestimmung der Polarisierungseffektivität für einen Plattendetektor J. Döring, L. Funke und G. Winter	219
6.30. Experimentelle Bestimmung geringer Dopplerverschiebung von Gammalinien P. Kemnitz	221
6.31. Möglichkeiten zur Abtrennung der elastischen Linie von kontinuierlichen Neutronenspektren D. Schmidt	222
6.32. Einsatz des Bayes-Theorems zur Entfaltung energiedispersiv gemessener Röntgenspektren W. Scholz, O. Löbnitz und R. Fülle	223
6.33. Beurteilung der Fitgüte von Mößbauerspektren mittel MISFIT E. Fritsch und H. Kubach	225
7.1. Programm zur Berechnung der relativistischen Kinematik einer Reaktion mit je zwei Teilchen im Eingangs- und Ausgangskanal R. Wünsch	226
7.2. AMESS - Ein Programm zur Registrierung von Einzelspektren an dem Kleinrechner SM3 E. Will	226
7.3. SOKRES - Ein Programm zur Berechnung aufgelöster Resonanzen auf der Basis des Ein-Niveau-Breit-Wigner-Formalismus D. Hermsdorf	227
7.4. NEUPOINT - Eine Programmvariante zur Berechnung des Neutronentransports durch dicke Schichten organischer Materialien D. Hermsdorf	228

	Seite
7.5. NEUKOR - Ein Rechenprogramm zur Korrektur von Neutronenspektren bezüglich Störneutronen aus der Quelle H. Förtsch und D. Schmidt	228
7.6. Ein Programm zur Bestimmung von Lebensdauern in Plunger-Experi- menten G. Winter	229
7.7. Neue Programme zur Auswertung von γ -Spektren mit dem Komplex NTA 1024 und EMG 666 B. Borchert, J. Vogt und G. Otto	230

1. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNREAKTIONEN

1.1. DIE NIEDERENERGIE-STREUPARAMETER DER nn-WECHSELWIRKUNG

H. Guratzsch und B. Kühn

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

K. Hahn

Universität Tübingen, Institut für Theoretische Physik

Bei der Bestimmung von nn-Streudaten ist man auf die Untersuchung von Wenigteilchenreaktionen angewiesen. Die wichtigsten Reaktionen sind der neutroneninduzierte Deuteronenaufbruch ${}^2\text{H}(n,nn)p$ und der Deuteronenaufbruch mit Pionen ${}^2\text{H}(\pi^-,nn)\gamma$. Zum Deuteronenaufbruch mit Neutronen wurden in den letzten Jahren eigene Experimente durchgeführt.

Für die Messung von a_{nn} sind in der Literatur mehr als 40 Experimente beschrieben worden. Eine kritische Sichtung des bis 1973 vorgelegenen Materials führte zu dem Mittelwert $a_{nn} = (-16.61 \pm 0.54)$ fm [1]. Unter Einbeziehung neuerer Untersuchungen und Neuauswertungen von älteren Daten ergibt sich jetzt [2]

$$a_{nn} = (-16.70 \pm 0.34) \text{ fm.}$$

Die Bestimmung der effektiven Reichweite r_{nn} erfolgte in 4 Experimenten. Dabei handelt es sich um drei kinematisch vollständige Messungen zur nn-Quasifreistreuung beim neutroneninduzierten Deuteronenaufbruch, die in Edmonton [3], Rossendorf [4] und Bonn [5] durchgeführt wurden, und um eine kinematisch unvollständige Untersuchung im Institut SIN zur γ -Strahlung aus der Reaktion ${}^2\text{H}(\pi^-, \gamma)nn$ [6]. Die gewichtete Mittelung der vier Ergebnisse führt zu [2]

$$r_{nn} = (2.78 \pm 0.13) \text{ fm.}$$

Als Gewichte wurden die Reziprokwerte der quadrierten Fehler für die Einzelmessungen angesetzt. In den Fehlern der Einzelmessungen und im Fehler des Mittelwertes sind sowohl die experimentellen Fehler als auch die Unsicherheiten für die theoretischen Auswertemodelle enthalten.

In der Arbeit [6] ist für den π^- -d-Aufbruch neben dem experimentellen Fehler auch der Modellfehler abgeschätzt worden. Die r_{nn} -Angaben aus den QFS-Messungen [3-5] enthalten aber nur den experimentellen Fehler. Um hier eine Abschätzung für den Modellfehler zu erhalten, wurden für das Rossendorfer Experiment [4] Faddeev-Rechnungen mit dem Doleeschall-Programm [7] durchgeführt und mit dem früheren EBS-Ergebnis [4] verglichen (Abb. 1). Für die Rechnungen wurden Yamaguchi- (Y) und Exponentialformfaktoren (E) verwendet. Während im EBS-Programm [8] nur s-Wellen-Wechselwirkung enthalten ist, rechnet das Doleeschall-Programm auch mit p-Wellen und (3S_1 - 3D_1)-Tensorkraft.

Abb. 1 läßt im QFS-Peak Unterschiede zwischen den Wirkungsquerschnitten aus den einzelnen Rechnungen bis zu 3 % erkennen. Nach Johanson [9] rufen unterschiedliche Näherungen in den Programmen Abweichungen im Wirkungsquerschnitt bis zu 4 % hervor. Aus der quadratischen Addition dieser beiden Angaben ergibt sich ein Fehler für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte von 5 %. Da sich der Wirkungsquerschnittfehler bei der r_{nn} -Bestimmung im Verhältnis 1 : 1.03 fortpflanzt [4], sind diese 5 % auch als Modellfehler für die QFS- r_{nn} -Auswertung zu betrachten.

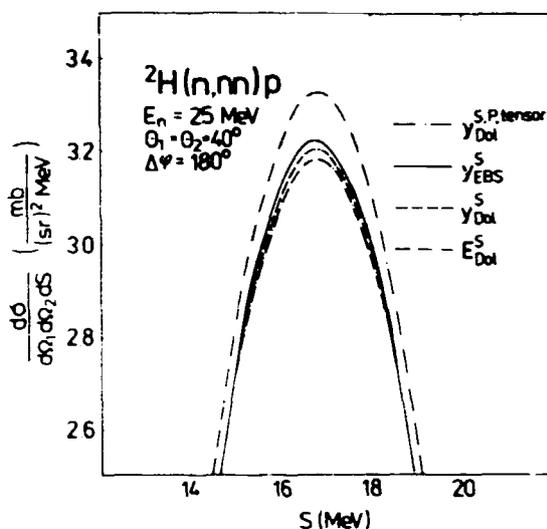


Abb. 1

Auf die kinematische Kurve projizierte differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Bogenlänge S für den QFS-Peak beim Deuteronenaufbruch ${}^2\text{H}(n,nn)p$ für 25 MeV Inzidenzenergie. Die Kurven wurden mit dem EBS- und dem Doleschall-Programm mit Yamaguchi- (Y) und Exponentialformfaktor (E) für s-Wellen und e-, p-Wellen sowie Tensorkraft berechnet. Die Parameter der s-Wellen-Wechselwirkung wurden für alle drei Kurven gleich gewählt und der Arbeit [4] entnommen. Die Parameter für die p-Wellen und die (${}^3\text{S}_1$ - ${}^3\text{D}_1$)-Tensorkraft stammen aus der Arbeit [7].

L i t e r a t u r

- [1] Kühn, B., Fiz. Ehlem. Chaetite At. Yadra 6 (1975) 347; Sov. J. Part. Nucl. 6 (1976) 139
- [2] Guratzsch, H. et al., Ann. Phys. (Leipzig), zur Veröffentlichung eingereicht
- [3] Soukup, J. et al., Nucl. Phys. A322 (1979) 109
- [4] Guratzsch, H. et al., Nucl. Phys. A342 (1980) 239
- [5] Witch, W. von, et al., Phys. Lett. 91B (1980) 342; Nucl. Phys. A346 (1980) 117
- [6] Gabioud, B. et al., Phys. Lett. 103B (1981) 9
- [7] Doleschall, P., Nucl. Phys. A201 (1973) 264
- [8] Bruinema, J. et al., Nucl. Phys. A228 (1974) 52
- [9] Johansson, A., Uppsala Tandem Accelerator Laboratory, report TLU 62/78 (1978)

1.2. ZUM MECHANISMUS INKLUSIVER PROTONSTREUUNG AN KERNEN BEI MITTLEREN UND HOHEN ENERGIEN

V.I. Komarov

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

H. Müller und S. Tesch

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Eine Reihe von Reaktionsmodellen wurde vorgeschlagen, um die Teilchenemission in das kumulative Gebiet bei Hadron-Kern-Stößen zu beschreiben. Vorstellungen über die Diffraktionstreuung mit Anregung von Nukleonengruppen und deren statistischer Zerfall wurden in [1] zu einem phänomenologischen Modell vereinigt. Weitere Untersuchungen im Rahmen dieses Clusteranregungsmodells haben gezeigt, daß mit denselben Parametern, die Größe und Anregung der Cluster festlegen, sowohl Protontaten bei mittleren Energien als auch bei den höchsten z.Z. verfügbaren Einschubenergien [2] beschrieben werden. Das Exponentialverhalten der Protonspektren und die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Einschubenergie werden reproduziert. In Abb. 1 sind Spektren, gemessen bei der Einschubenergie 400 GeV [2], mit entsprechenden Rechnungen im Rahmen unseres Modells

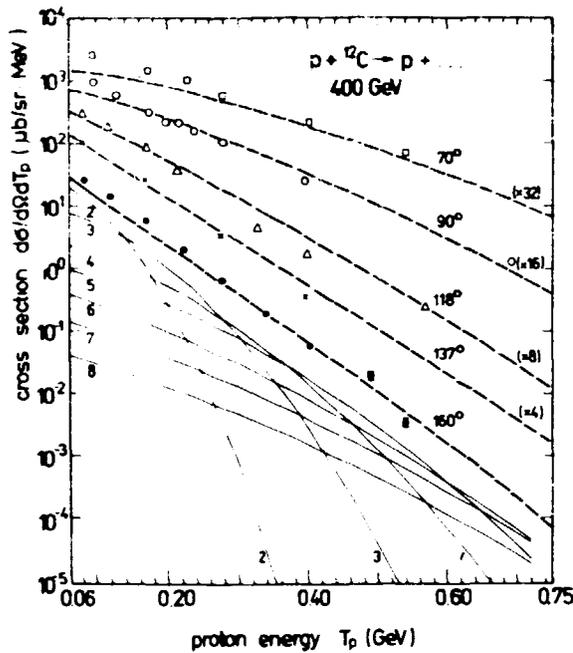


Abb. 1

Inklusiver doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt für verschiedene Emissionswinkel, Daten [2]. Gestrichelte Linien - Rechnungen im Rahmen des Clusteranregungsmodells. Im unteren Teil der Abbildung sind für das Spektrum bei 160° die Beiträge von Stößen an verschiedenen Clustern (2 bis 8 Nukleonmassen) dargestellt - durchgezogene Linien.

verglichen. Unter Verwendung der Koaleszenzvorstellung (siehe z.B. [3]) wurden auch Deuteron- und Tritonspektren berechnet, ebenfalls in guter Übereinstimmung mit den Daten [4].

L i t e r a t u r

- [1] Komarov, V.I. und H. Müller, Preprint P1-80-677 Dubna (1980); Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 5
- [2] Bayukov, Yu.D. et al., Phys. Rev. C20 (1979) 764
- [3] Kapusta, J.I., Phys. Rev. C21 (1980) 1301
- [4] Frankel, S. et al., Phys. Rev. C20 (1979) 2257

1.3. ÜBER DEN MECHANISMUS INKLUSIVER TEILCHENEMISSION IN PROTON-KERN-STÜSSEN BEI 500 MeV

S.G. Maehnik

Institut für Angewandte Physik, Kishinev

S. Teach

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Inklusive Protonstreuung in kinematische Gebiete, die im freien Nukleon-Nukleon-Stoß nicht erreicht werden, ist Gegenstand vieler experimenteller und theoretischer Untersuchungen, um den Reaktionsmechanismus aufzuklären. Die in [1] durchgeführte Datenanalyse hat gezeigt, daß inklusive Protonenspektren, gemessen bei Streuwinkeln größer 90°, unter Annahme statistischer Mechanismen befriedigend beschrieben werden. Im Rahmen eines Kaskaden-Excitonen-Modells [2] durchgeführte Rechnungen ergaben, daß dabei in der Kaskade nur wenige Nukleonen als effektives Target wirksam werden und zum Wirkungsquerschnitt in Rückwärtsrichtung hauptsächlich unelastische Stöße mit Pionerzeugung und anschließender Absorption beitragen [3].

Messungen am TRIUMF-Zyklotron bei 500 MeV [4] hatten zum Ziel, verschiedene Reaktionsmodelle zu testen. In dieser Arbeit [4] wurde gezeigt, daß Annahmen über direkte Stoßprozesse auf der Grundlage einer Projektal-Nukleon-Wechselwirkung die Daten bei 500 MeV ähnlich gut beschreiben wie bei einer Einschüßener-

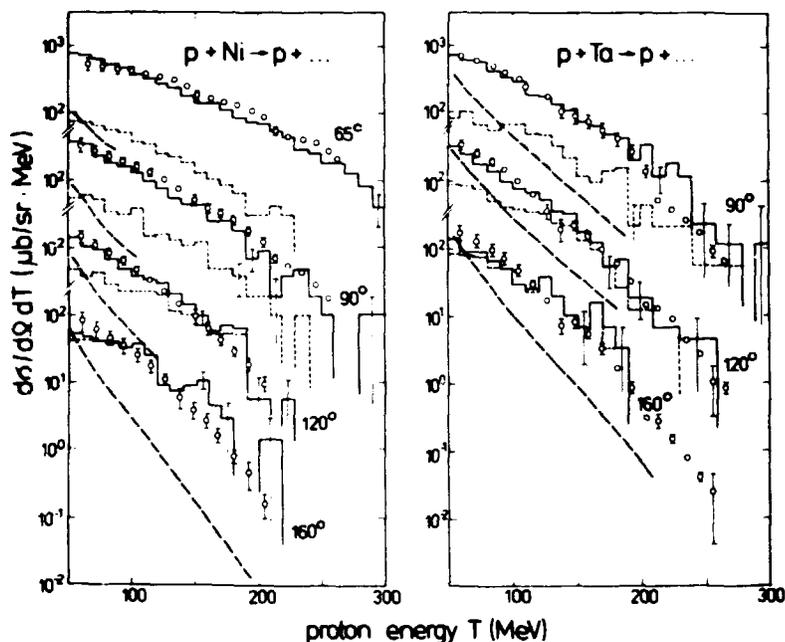


Abb. 1
Inklusive Protonstreuung an Ni- und Ta-Targete bei 500 MeV, Daten [4]. Durchgezogene Histogramme - Kaskadenkomponente, gestrichelte Histogramme - Kaskadenanteil mit Pionproduktion und Absorption, gestrichelte Linien - Vergleichsgewichtskomponente

gie von 800 MeV [5]. Da sich andererseits der Wirkungsquerschnitt für Pionproduktion in Nukleon-Nukleon-Stößen im hier betrachteten Energieintervall drastisch ändert, schluß-

folgern die Autoren der Arbeit [4], daß bei 500 MeV statistische Mechanismen keine Rolle spielen.

Abb. 1 zeigt unsere Rechnungen im Rahmen des Kaskaden-Excitonen-Modells zusammen mit den Daten [4]. Man sieht, daß sowohl die Abhängigkeit von der Energie der registrierten Protonen, die Winkelabhängigkeit als auch die Abhängigkeit von der Masseenzahl des Targetkerns befriedigend reproduziert werden. Den Hauptbeitrag zum "harten" Teil der Spektren in Rückwärtstrichtung liefern solche Kaskaden, die die Pionproduktion und Absorption enthalten (gestrichelte Histogramme).

L i t e r a t u r

- [1] Komarov, V.I. et al., Nucl. Phys. A326 (1979) 297
- [2] Mashnik, S.G. et al., Preprint P2-80-774 Dubna (1980)
- [3] Mashnik, S.G. und S. Tesch, Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 3
- [4] Roy, G. et al., Phys. Rev. C23 (1981) 1671
- [5] Boal, D.H., Phys. Rev. C21 (1980) 1913; Frankel, S., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1338

1.4. TOTALE QUERSCHNITTE FÜR 1-GeV-PROTONENINDUZIERTE SPALTUNG

L.N. Andronenko, L.A. Vaischnene, G.G. Kovshevny, A.A. Kotov und
G.E. Solyakin

Leningrader Institut für Kernphysik, Laboratorium für Hochenergiephysik
W. Neubert

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
(angenommen zur Veröffentlichung in Z. Phys.)

Makroskopische Modelle sagen ein Maximum der Spaltbarriere (d.h. ein Minimum für die Spaltbarkeit) im Bereich mittelschwerer Kerne mit $Z^2/A \approx 20$ voraus [1]. Zur experimentellen Untersuchung dieses Verhaltens sind ein Mittelenergie-Beschleuniger und eine empfindliche und effektive Methode zur Registrierung von Spaltfragmenten im Untergrund anderer inelastischer Prozesse notwendig.

Die Spaltquerschnitte von U, Bi und Pb wurden mit zwei Si-Detektoren gemessen, die so nahe wie möglich beiderseits am Target angeordnet waren und mit dem Target zusammen direkt im Protonenstrahl standen. Für Targetkerne leichter als Au versagt diese Methode. Deshalb existieren für mittelschwere Kerne bisher Querschnittangaben, die fast nur mit Spurendetektoren ermittelt wurden und mit erheblichen Unsicherheiten behaftet sind.

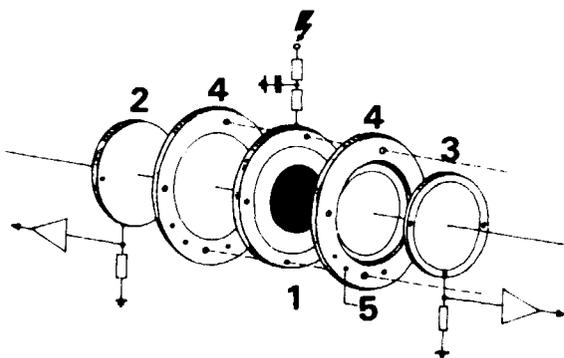


Abb. 1

Explosionsansicht des Doppelspalt-Lawinenzählers

1 - Zentralelektrode mit Target, 2,3 - Sammelelektroden (aluminisiertes Mylar) mit Anschluß zum Vorverstärker, 4 - Diaphragmringe (PTFE), 5 - Bohrungen mit Gas-einlaß

Das Problem konnte mit Hilfe eines Doppelspalt-Lawinendetektors (Abb.1) gelöst werden, der aufgrund seiner guten Diskriminationseigenschaften für leichte Teilchen noch bei Protonenintensitäten von 10^{10} p/e störungsfrei arbeitete. Auf der unter Hochspannung liegenden Mittelelektrode ist die Targetsubstanz aufgedampft oder die Elektrode besteht selbst aus einer dünnen Folie des Targetmaterials. Die Spaltfragmente werden in beiden Spalten registriert, d.h., von den beiden Sammelelektroden werden Zeit- und Energieverlustsignale abgenommen. Korrelierte Ereignisse mit den für Spaltfragmente typischen Energieverlusten werden in Koinzidenz ($\tau = 50$ ns) registriert.

Die Zähleranordnung gewährleistet nahezu 4π -Geometrie. Durch den Nachweis eines Plateaus in der Zählrate in Abhängigkeit von der Anoden-Katodenspannung wurde der Bereich 100prozentiger Registriereffektivität ermittelt. Der Untergrund von den Elektrodenmaterialien wurde durch Leermessungen bestimmt. Die Messungen wurden auf einen Monitordetektor mit Bi-Zentralelektrode bezogen, der bei geringen Protonenintensitäten mit einem Szintillationszählerteleskop und bei höheren Intensitäten mittels der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,3pn)^{24}\text{Na}$ [2] absolut geeicht wurde. Die Korrekturen bezüglich der Winkelkorrelation und der Abweichung des Raumwinkels von der idealen 4π -Geometrie erreichten im ungünstigsten Fall 15 % des Gesamtquerschnittes. Die wesentlichste Fehlerquelle für die Targetkerne Te, Ag

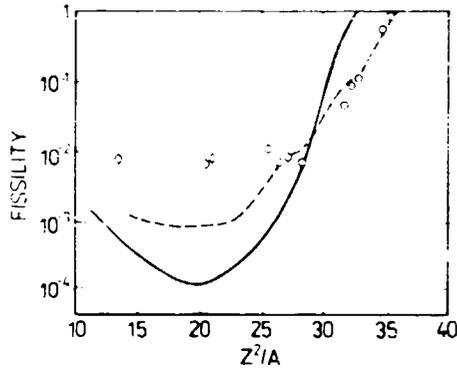


Abb. 2
 Abhängigkeit der Spaltbarkeit von Parameter Z^2/A
 offene Kreise - experimentelle Werte, durchgehende Kurve - theoretische Abhängigkeit nach [1], gestrichelte Kurve - theoretischer Verlauf nach [4]

Tabelle 1
 Absolute Spaltquerschnitte für 1-GeV-Protonen

Target	Z^2/A	σ_f [mb]	σ_{in} [mb]	σ_f / σ_{in}
^{238}U	35.56	1480 ± 60	1720	0.895 ± 0.036
Th	34.91	940 ± 47	1688	0.557 ± 0.028
Bi	32.96	183 ± 9	1568	0.116 ± 0.006
^{208}Pb	32.33	132 ± 13	1563	0.084 ± 0.008
Au	31.68	71 ± 7	1504	$(0.472 \pm 0.047) 10^{-1}$
Yb	28.32	9.7 ± 1.5	1372	$(0.707 \pm 0.109) 10^{-2}$
Ho	27.21	9.8 ± 1.5	1327	$(0.73 \pm 0.11) 10^{-2}$
Tb	26.57	9.0 ± 1.5	1293	$(0.69 \pm 0.13) 10^{-2}$
Sm	25.63	13.1 ± 2.0	1240	$(1.06 \pm 0.16) 10^{-2}$
Te	21.12	8.9 ± 1.8	1108	$(0.80 \pm 0.16) 10^{-2}$
Ag	20.45	6.6 ± 2.0	981	$(0.67 \pm 0.20) 10^{-2}$
Ni	13.52	4.9 ± 1.5	627	$(0.78 \pm 0.24) 10^{-2}$

und Ni besteht im Abzug des hohen Untergrundanteils. Die Ergebnisse sind in Tab. 1 zusammengestellt und die daraus berechneten Spaltbarkeiten σ_f / σ_{in} (σ_{in} - inelastischer Gesamtquerschnitt nach [3]) in Abhängigkeit von Parameter Z^2/A des Targetkernes zeigt Abb. 2.

Der Vergleich mit den theoretischen Kurven zeigt, daß die experimentellen Werte das vom Tröpfchenmodell vorausgesezte Minimum der Spaltbarkeit nicht bestätigen. In einem weiten Bereich sind die experimentellen Werte in Übereinstimmung mit Rechnungen des Kaskaden-Verdampfungsmodelle [4], wobei der Einfluß der Vorgleichgewichtsemission auf die Herausbildung des statistischen Gleichgewichts vernachlässigbar klein sein muß.

L i t e r a t u r

[1] Nix, F.R. and E. Sassi, Nucl. Phys. 81 (1966) 61
 [2] Cuming, F., Annu. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 261
 [3] Perfilov, N.A., Zh. Ehkep. Teor. Fiz. 41 (1961) 871
 [4] Iljinov, A.S. et al., Z. Phys. A287 (1978) 37

1.5. WINKELKORRELATIONSMESSUNGEN FÜR BINÄRE PROZESSE BEI 1-GeV-PROTONENEIN-SCHUSSENERGIE

L.N. Andronenko, A.I. Iljin, A.A. Kotov, G.G. Kovachevny und
L.A. Vaishnena

Leningrader Institut für Kernphysik, Laboratorium für Hochenergiephysik

W. Neubert

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Messung der Winkelkorrelation in der Reaktionsenebene gibt Informationen über die longitudinale Komponente $P_{||}$ des übertragenen Impulses, der den Wechselwirkungsmechanismus hochenergetischer Inzidenzteilchen mit dem Kern charakterisiert. Im Zusammenhang mit der beobachteten Massenasymmetrie korrelierter Fragmente in der Reaktion $Ag + p \rightarrow A + B + X$ ist diese Fragestellung besonders aktuell [1].

Da der totale Querschnitt für diesen Prozeß nur ≈ 6 mb beträgt [2] und Breiten der Korrelationsfunktion $\geq 40^\circ$ erwartet werden, ist diese Aufgabe nur mittels eines aufwendigen Vieldetektorsystems oder eines ortsempfindlichen Detektors zu lösen. Der für diese Aufgabenstellung entwickelte ortsempfindliche Lawinenzähler wurde bereits in [3] beschrieben.

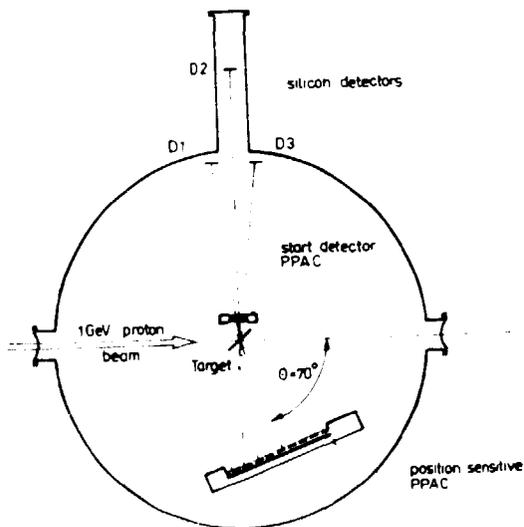


Abb. 1
Schematische Darstellung des Experimentaufbaues (Strahlmonitorierung ist nicht gezeigt).

Abb. 1 zeigt schematisch den Aufbau des Winkelkorrelationsexperiments am 1-GeV-Protonenstrahl des Synchrozyklotrons in Gatchina. Der obere Zweig des Doppelarmespektrometers besteht aus einem Parallelplattenzähler (PPAC) als Startdetektor und drei niederohmigen Si-Detektoren ($\sim 250 \Omega \text{ cm}$), die Stop- und Energiesignale liefern. Um die Reproduzierbarkeit der Daten und eine innere Zeiteichung zu gewährleisten, sind die Detektoren in der aus Abb. 1 ersichtlichen Geometrie angeordnet. Dieser Spektrometerarm liefert drei Parameter: Detektornummer, Flugzeit und Energie. Die Elektroden des Lawinenzählers bestehen aus Ni-Rastern mit 86 % Transmission, wodurch die Energieverluste im Startdetektor, bezogen auf eine Variante mit Folien-

Elektroden, um etwa die Hälfte gesenkt werden konnten.

Der untere Arm der Meßanordnung besteht aus dem ortsempfindlichen PPAC, der einen Öffnungswinkel von $\Delta\theta = 48^\circ$ erfaßt. Da mit abnehmender Massenzahl des Targetkernes der Wert von $P_{||}$ zunimmt und sich das Maximum der Winkelkorrelationsfunktion binärer Reaktionsprodukte zu Werten $\theta < 90^\circ$ verschiebt, wurde die Mitte des ortsempfindlichen PPAC unter $\theta \approx 70^\circ$ angeordnet. Die Ortskoordinate in der Reaktionsenebene (4. Parameter) wurde durch Auslesen der Katodenstreifen mittels einer Verzögerungsleitung bestimmt. Die Ortskoordinate eines Teilchens ergibt sich dabei als Zeitdifferenz der Impulse an den beiden Enden der Verzögerungs-

leitung. Durch die endliche Höhe des Eintrittsfensters erfaßt der Detektor außerhalb der Reaktionsebene einen Azimutalwinkelbereich von $\pm 4^\circ$. Da unabhängig von der Ortsbestimmung die Anode noch ein schnelles Signal liefert, kann als 5. Parameter noch für koinzidente Teilchen die Zeitdifferenz zwischen dem Start-PPAC und dem ortsempfindlichen Zähler abgespeichert werden. Sie gibt in erster Näherung die Flugzeit des korrelierten Reaktionsproduktes.

Bei Ausschalten der Koinzidenzbedingung zwischen den Spektrometerarmen können zusätzlich inklusive Energie-, TOF-Spektren und Winkelverteilungen gemessen werden.

Durch Eichung mit Spaltfragmenten einer dünnen ^{252}Cf -Quelle wurde für jeden der drei Si-Detektoren der Aufpunkt der Verbindungslinie Detektor D1, D2, D3-Target auf dem positionsempfindlichen Zähler bestimmt. Die Fixierung der Richtung des Protonenstrahls zur Verbindungslinie der Spektrometerarme erfolgte mit ^{238}U , für das die Lage des Maximums der Winkelkorrelationsfunktion ($\theta = 88^\circ$) bekannt ist [4]. Abb. 2 zeigt die mit dem beschriebenen Experimentenaufbau gemessenen Winkelkorrelationen für ^{252}Cf , $^{238}\text{U} + p$ und $^{209}\text{Bi} + p$.

Die experimentellen Rohdaten für die Reaktion $\text{Ag} + p$ zeigen eine breite Winkelkorrelationsfunktion mit einem schwach ausgeprägten Maximum bei $\theta \approx 63^\circ$. Erste Orientierungsmessungen mit geringer Statistik liegen für die Targetkerne ^{nat}Sb und ^{nat}Ni vor.

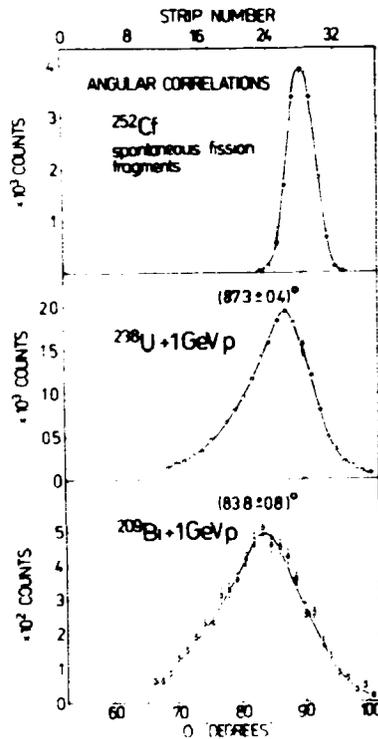


Abb. 2

Gemessene Winkelkorrelationen für Spaltfragmente aus einer ^{252}Cf -Quelle und den Targets ^{238}U und Bi bei Beschuß mit 1-GeV-Protonen. Die angegebenen Winkel beziehen sich auf das Maximum der Korrelationsfunktion.

L i t e r a t u r

- [1] Kotov, A.A. et al., Phys. Lett. 93B (1980) 254
- [2] Vaishnena, L.A. et al., Preprint LIJef Nr. 642, Leningrad (1981)
- [3] Neubert, W. und U. Baumann, Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 175
- [4] Kotov, A.A. et al., Yad. Fiz. 17 (1973) 950

1.6. BILDUNG VON K^0 -MESONEN, Λ - UND $\bar{\Lambda}$ -HYPERONEN IN π^-p -WECHSELWIRKUNGEN BEI 40 GeV/c

N. Angelov, E. Klodnitskaya, V. Popova und G. Toneva
 Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna
 S. Dshenuchadse

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Es wurde die Erzeugung neutraler seltener Teilchen in π^-p -Reaktionen bei Impulsen $P_{\pi^-} = 40$ GeV/c untersucht [1-3]. Dazu wurden 100 000 Fotografien ausgewertet, die bei der Bestrahlung in der 2m-Propan-Blenkammer des IWE Dubna in Serpuchow erhalten wurden.

Die inklusiven Wirkungsquerschnitte der K^0 -Mesonen, Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen wurden nach folgender Gleichung bestimmt:

$$G_{K^0(\lambda, \bar{\lambda})}^{\pi^-p} = \frac{3G_{in}^{\pi^-C} + 8G_{in}^{\pi^-P}}{N G_{H^2}} \cdot \alpha \cdot N_{K^0(\lambda, \bar{\lambda})}$$

wobei $G_{in}^{\pi^-C}$ und $G_{in}^{\pi^-P}$ - die inelastischen Wirkungsquerschnitte der π^- -Mesonen mit Sauerstoff und Wasserstoff sind, $G_{in}^{\pi^-C} = 179 \pm 2$ mb, $G_{in}^{\pi^-P} = 21.38 \pm 0.16$ mb; $N_{C^3H_8}$ ist die Gesamtzahl der Ereignisse in Propan; $N_{K^0(\lambda, \bar{\lambda})}$ ist die Gesamtzahl der in der π^-p -Reaktion gebildeten K^0 , Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Teilchen, die den in Arbeit [4] genannten Kriterien genügen.

Der Koeffizient α ($\alpha = 0.557 \pm 0.014$) bestimmt den Anteil der Wechselwirkung der π^- -Mesonen mit freien Protonen. Folgende Wirkungsquerschnitte wurden erhalten: $G_{K^0} = 2.42 \pm 0.15$ mb; $G_{\Lambda} = 1.38 \pm 0.12$ mb; $G_{\bar{\Lambda}} = 0.173 \pm 0.030$ mb.

Aus der Anzahl der in der π^-p -Reaktion registrierten λK^0 -, $K^0 K^0$ -, $\bar{\lambda} K^0$ - und $\lambda \bar{\lambda}$ -Paare wurden die folgenden Wirkungsquerschnitte der Paarerzeugung gefunden:

$$\begin{aligned} G_{\lambda K^0} &= 0.40 \pm 0.06 \text{ mb}, & G_{K^0 K^0} &= 0.39 \pm 0.06 \text{ mb}, \\ G_{\bar{\lambda} K^0} &= 0.044 \pm 0.015 \text{ mb}, & G_{\lambda \bar{\lambda}} &= 0.021 \pm 0.012 \text{ mb}. \end{aligned}$$

Der Anteil der K^0 -Mesonen in den λK^0 - und $\bar{\lambda} K^0$ -Paaren beträgt weniger als 20 % aller K^0 .

Die Anzahl der in unserem Experiment registrierten $\bar{\lambda} K^0$ - und $\lambda \bar{\lambda}$ -Paare ist klein, jedoch gestattet sie trotzdem die Aussage, daß die Erzeugung von $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen in erster Linie in Paaren mit K -Mesonen erfolgt.

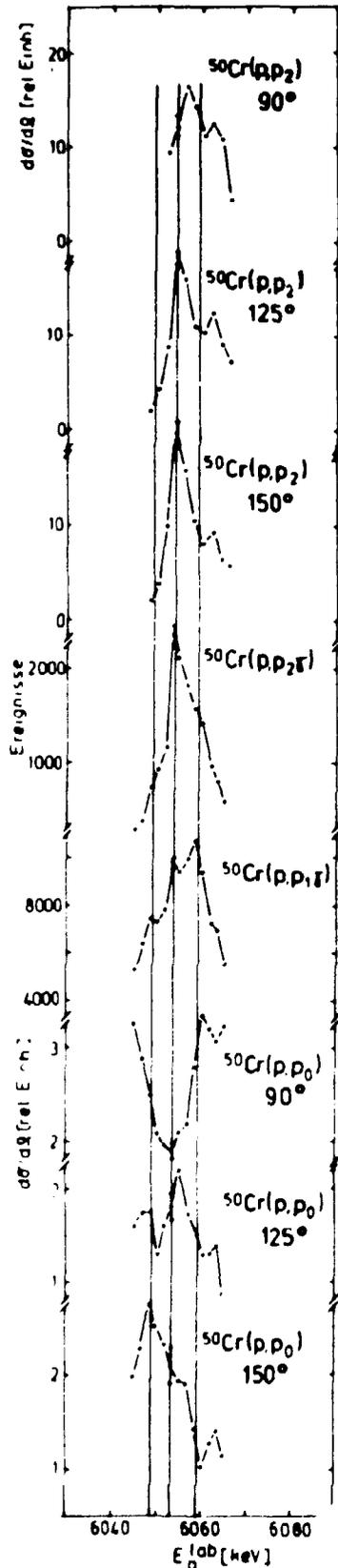
L i t e r a t u r

- [1] Dshenuchadse, S. et al., *Yad. Fiz.* **27** (1978) 680
- [2] Dshenuchadse, S. et al., *Yad. Fiz.* **31** (1980) 403
- [3] Angelov, N. et al., Preprint P1-81-5 Dubna (1981)
- [4] Abdurakhimov, A. et al., Preprint P1-6326 Dubna (1972)

1.7. ZUR FRAGE EINER DOPPEL-ISOBARANALOGRESONANZ IM SYSTEM $^{50}\text{Cr} + p$

H.-U. Gersch, D. Hinke und P. Kleinwächter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF



Von Brenner [1] wurde in der Reaktion $^{50}\text{Cr}(p,p_2)$ bei einer Protoneneinschubenergie von 6045 keV eine für dieses Energiegebiet ungewöhnlich starke Resonanz gefunden und versuchsweise als zum Doppel-Isobaranalogzustand (DIAS) des Grundzustandes von ^{51}V gehörig interpretiert. Solche Resonanzen sind interessant, da ihre Anregung im Protoneneingangskanal isospinverboten ist. Man erhält daraus Informationen über Stärke und Mechanismus der Brechung der Isospinsymmetrie. Es wäre dies der erste DIAS, der als Resonanz in einer protoneninduzierten Reaktion an einem Target mit $A > 40$ gefunden worden wäre.

Wir haben Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{50}\text{Cr}(p,p_1)$, (p,p_2) mit der gegenüber [1] besseren Energieauflösung des Rossendorfer Tandemgenerators aufgenommen und die gesuchte Resonanz bei 6054 keV Einschubenergie gefunden. Die absolute Unsicherheit der Energieangabe beträgt ± 10 keV. In einer Simultanmessung haben wir in der Umgebung der Resonanz gleichzeitig die elastisch bzw. inelastisch gestreuten Protonen unter 90° , 125° und 150° (n_{lab}°) sowie die Folgammastrahlung gemessen (Abb. 1). Es ergeben sich folgende Schlüsse:

1. Die Gesamtbreite der Resonanzstruktur beträgt 10 keV, in Übereinstimmung mit [1].
2. Der Peak in der Anregungsfunktion enthält mehrere Komponenten, die sich in ihrer Struktur unterscheiden (bei 6049, 6054 bzw. 6059 keV). Nur die Resonanz bei 6054 keV zeigt eine starke Kopplung zum 2. angeregten Zustand des ^{50}Cr .
3. Die Winkelverteilung der $^{50}\text{Cr}(p,p_2)$ -Reaktion schließt eine Spinzuordnung von $7/2^-$ aus, und damit auch die Zuordnung zum DIAS des ^{51}V -Grundzustandes (vgl. [2]!).

Abb. 1

Ausschnitt der Anregungsfunktion zu $^{50}\text{Cr}(p,p_0)$, (p,p_1) , (p,p_2) . Der (p,p_0) -Kanal sowie die γ -Kanäle wurden simultan gemessen. Die Anregungsfunktion zu (p,p_2) entsetzt einem anderen Meßgang.

4. Möglicherweise handelt es sich bei der Resonanz bei 6054 keV um die Isobar-analogresonanz eines $5/2^+$ -Zustandes bei etwa 6.8 MeV Anregungsenergie im ^{51}Cr . Es gibt dafür mehrere Kandidaten mit relativ großen spektroskopischen Faktoren in der (d,p)-Reaktion. Zu klären wäre die Ursache für die Stärke des Überganges zum zweiten angeregten Zustand des ^{50}Cr .

L i t e r a t u r

- [1] Brenner, M., Allunionekonf. für Kernspektroskopie, Leningrad 1980
 [2] Sheldon, E. and D.M. Van Patter, Rev. Mod. Phys. 38 (1966) 143

1.8. ISOSPINMISCHUNG IN COMPOUNDKERNREAKTIONEN MIT ÜBERLAPPENDEN RESONANZEN

P. Kleinwächter und I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Auf der Grundlage der traditionellen Kernreaktionsmodelle wird erwartet, daß die Isospinmischung für Kernzustände bei hohen Anregungsenergien, d.h. für $\Gamma \gg D$ (Γ - mittlere Breite, D - mittlerer Abstand der Resonanzzustände), nahezu vollständig ist. Die Isospinauswahlregeln sollten daher ihre Gültigkeit verlieren. Dieser Aussage widersprechen jedoch einige experimentelle Daten, die zeigen, daß auch bei höheren Anregungsenergien die Isospinauswahlregeln noch gültig sind. Aus diesem Grunde untersuchten Harney et al. [1] theoretisch die Isospinmischung im Bereich stark überlappender Resonanzen. Es wurde gezeigt, daß die Spreadingbreite aus zwei Anteilen, $\Gamma_{\text{int}}^{\downarrow}$ und $\Gamma_{\text{ext}}^{\downarrow}$, besteht, die von der inneren bzw. äußeren Mischung der Resonanzzustände herrührt, und daß die äußere Mischung bei überlappenden Resonanzen eine große Rolle spielt. Jedoch konnte die Größe der äußeren Mischung nicht zuverlässig vorhergesagt werden [1].

Auf der Grundlage des von Barz et al. [2] entwickelten Kontinuum-Schalenmodells (CSM) wurde ebenfalls die Rolle der äußeren Mischung untersucht [3]. Beide Größen unterscheiden sich nur dadurch, daß in [1] eine Mittlung über alle Feinstrukturkomponenten explizit ausgeführt wird, während in [3] keine statistischen Annahmen gemacht werden.

Mit der in [2] formulierten Methode können innere und äußere Mischung getrennt voneinander untersucht werden. Die innere Mischung wird in einer üblichen Schalenmodellrechnung durch Diagonalisierung des Hamiltonoperators H im Unterraum Q der diskreten Zustände bestimmt:

$$(H_{QQ} - E_R^{SM}) \phi_R = 0. \quad (1)$$

Bei Berücksichtigung der Kopplung aus Kontinuum und damit der äußeren Mischung muß der Operator

$$H_{QQ}^{\text{off}} = H_{QQ} + H_{QP} G_P H_{PQ} \quad (2)$$

(G_P - Greensche Funktion im Unterraum P der Streuzustände) diagonalisiert werden:

$$(H_{QQ}^{\text{off}} - \tilde{E}_R + \frac{1}{2} \tilde{\Gamma}_R) \tilde{\phi}_R = 0. \quad (3)$$

Die Eigenwerte und Eigenfunktionen von H_{QQ}^{eff} enthalten den Einfluß der äußeren Mischung.

Numerische Rechnungen wurden für die Reaktion $^{15}N + p$ durchgeführt. Die Zustände des Compoundkernes ^{16}O enthalten 6 Zustände 1^- mit der Konfiguration $(1p)^{-1} (2s, 1d_{5/2})^1$ und 70 Zustände 1^- mit der Konfiguration $(1s)^{-1} (1p)^{-1} (2s, 1d_{5/2})^2$, die die Basiszustände für die Diagonalisierung von H_{QQ} (Gl. (1)) bilden. Die innere Mischung der Compoundkernzustände ist relativ stark: die größte Amplitude ist 0.68 für die Komponente $(1p_{3/2})^{-1} 1d_{5/2}$ in einem Zustand mit überwiegender $1p-1h$ -Konfiguration. Die Zustände des Targetkernes sind auf die beiden Lochzustände $(1p)^{-1}$ in ^{15}N beschränkt.

Die Basiszustände für die Diagonalisierung von H_{QQ}^{eff} (Gl. (3)) sind die folgenden Eigenzustände von H_{QQ} : 1-Zustand mit dominierender $1p-1h$ -Kernstruktur und dominierendem Isospin $T=1$ (Doorwayzustand) und 12 Zustände mit dominierender $2p-2h$ -Kernstruktur und dominierendem Isospin $T=0$ (Feinstrukturzustände). Um den Einfluß der Überlappung auf die Breiten zu untersuchen, wurden die Rechnungen zusätzlich mit etwas geänderten Schalenmodellenergien E_R^{SM} der Zustände durchgeführt (Satz I und II in Tab. 1).

Tabelle 1
Energien E_R und Breiten Γ_R der 1^- -Zustände

Nr. des Resonanzzustandes	Satz I der Schalenmodellenergien E_R^{SM}				Satz II der Schalenmodellenergien E_R^{SM}			
	ohne äußere Mischung		mit äußerer Mischung		ohne äußere Mischung		mit äußerer Mischung	
	E_R [MeV]	$1/2 \Gamma_R$ [keV]	E_R [MeV]	$1/2 \Gamma_R$ [keV]	E_R [MeV]	$1/2 \Gamma_R$ [keV]	E_R [MeV]	$1/2 \Gamma_R$ [keV]
3	29.851	55.9	29.858	58.4	30.385	56.2	30.400	60.5
4	30.089	21.0	30.090	17.1	30.515	20.8	30.515	13.9
10	30.287	10.6	30.288	11.1	30.607	10.7	30.608	11.6
2	30.499	27.1	30.501	25.9	30.713	27.1	30.713	24.7
5	30.706	6.3	30.701	5.2	30.812	6.2	30.805	5.5
6	30.938	48.7	30.949	25.0	30.938	48.7	30.954	19.0
1	31.044	224.5	31.073	257.6	31.044	224.5	31.086	305.4
12	31.138	25.2	31.137	28.7	31.031	25.1	31.031	32.1
13	31.329	37.3	31.331	48.0	31.116	36.7	31.118	48.6
7	31.564	101.3	31.530	85.0	31.244	100.6	31.199	47.1
8	31.780	46.3	31.780	43.9	31.353	46.8	31.353	45.2
9	31.997	34.0	31.984	33.4	31.463	34.6	31.442	23.9
11	32.213	1.5	32.213	1.3	31.573	1.5	31.573	1.2

Die Resultate (Tab. 1) zeigen, daß die Breiten aller Resonanzzustände nur wenig durch die äußere Mischung mit einem "Doorwayzustand" beeinflußt sind. Ein solches Ergebnis unterscheidet sich von den Erwartungen auf der Grundlage der traditionellen Kernreaktionstheorien. Das traditionelle Konzept kann nicht durch den Fit der experimentellen Daten mit Hilfe der parametrisierten S-Matrix gestützt werden, weil die S-Matrix identisch von einer Interpretation in eine andere umgeschrieben werden kann [4]. Daher muß die Analyse der experimentellen Daten durch eine dynamische Rechnung ergänzt werden [4], wie es hier auf der Grundlage des CSM getan wurde. Das erhaltene Ergebnis bedeutet, daß die Feinstrukturresonanzen trotz ihrer Wechselwirkung mit dem "Doorwayzustand" einen großen Teil ihrer Individualität behalten. Tatsächlich haben Kanter et al. [5] eine sehr kleine Breite (15 eV) einer Feinstrukturresonanz in der Gegenwart

einer breiten (≈ 200 keV) Isobaranalogresonanz in der Reaktion $^{58}\text{Ni} + p$ gemessen.

Die Ergebnisse zeigen weiterhin, daß nur durch innere Mischung die Breite eines Doorwayzustandes auf die Zustände mit komplizierter Kernstruktur verteilt wird. Die äußere Mischung wirkt jedoch, im Gegensatz zur herkömmlichen Anschauung, dieser Tendenz entgegen (Tab. 1). Zusätzliche Rechnungen zeigten, daß diese Aussage des CSM signifikant ist (vgl. [3]). Sie beruht darauf, daß der Zustand mit größerem Isospin aufgrund seiner Protonenkonfiguration stark an einen der Kanäle gekoppelt ist ("Doorwayzustand").

Wird entsprechend Lane [6] ein Mischungsparameter

$$\lambda = \frac{\frac{1}{2} \Gamma_{\lambda}^{\downarrow}}{(D^2 + \frac{1}{2} \Gamma_{\lambda}^{\uparrow\downarrow})^{1/2}} \quad (4)$$

definiert, so kann leicht verstanden werden, daß auch in schweren Kernen der Fall starker Mischung ($\lambda \gg 1$) nicht unbedingt erreicht werden muß. In schweren Kernen ist zwar der Niveauabstand D klein, aber $\Gamma_{\lambda}^{\downarrow}$, das ein entgegengesetztes Vorzeichen wie $\Gamma_{\lambda}^{\downarrow}$ besitzt, ist wegen der starken Überlappung groß, so daß

$$\Gamma_{\lambda}^{\downarrow} = \Gamma_{\lambda}^{\downarrow} + \Gamma_{\lambda}^{\downarrow} \quad (5)$$

auch hier klein werden kann. Aus diesem Grunde ist auch bei höherer Anregungsenergie, d.h. bei $\Gamma \gg D$, der Isospin noch eine gute Quantenzahl und Isospinwahlregeln spielen eine Rolle, so daß die experimentellen Ergebnisse, die in [1] diskutiert worden sind, erklärt werden können.

L i t e r a t u r

- [1] Harney, H.L. et al., Phys. Rev. **C16** (1977) 1774
- [2] Barz, H.W. et al., Nucl. Phys. **A275** (1977) 111
- [3] Rotter, I., J. Phys., G **5** (1979) 251
- [4] Jeukenne, J.P. and C. Mahaux, Nucl. Phys. **A136** (1969) 49
- [5] Kanter, E.P. et al., Nucl. Phys. **A299** (1978) 230
- [6] Lane, A.M., in: Isospin in Nuclear Physics. Ed. D.H. Wilkinson. Amsterdam 1969

1.9. ZUM PROBLEM DER SPEKTROSKOPISCHEN INFORMATION BEI DER UNTERSUCHUNG VON ISOBARANALOGRESONANZEN

P. Kleinwächter und I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Im Rahmen der detaillierten Untersuchung von Isobaranalogresonanzen [1] blieb u.a. folgendes Problem ungeklärt: Der spektroskopische Faktor der Komponente $|n^{\pi}C_0\rangle$ des Vateranalogzustandes (Ψ_{PAS}) $S_n = \langle n^{\pi}C_0 | \Psi_{\text{PAS}} \rangle^2$ ist in der Regel größer als der aus der elastischen Protonenstreuung bestimmte äquivalente Wert

des Isobaranalogzustandes $(\gamma_{AS}) S_p = (2T_0 + 1) \langle p | C_0 | \psi_{AS} \rangle^2 = (2T_0 + 1) \Gamma_p / \Gamma_{s.p.}$, wobei T_0 den Isospin des Targetgrundzustandes (C_0), Γ_p die gemessene Partialbreite der Analogresonanz im elastischen Kanal und $\Gamma_{s.p.}$ die entsprechende Einzelteilchenbreite bezeichnen. Es wurde experimentell festgestellt, daß die Reduktion von S_p gegenüber S_n um so größer ist, je höher die Niveaudichte ist.

Zur Klärung des Problems wurde folgende Rechnung auf der Grundlage des Kontinuumschalenmodells (CSM) [2] am System $^{15}\text{N}+p$ durchgeführt: Ein Doorway mit relativ großer Kopplung an den ersten inelastischen Protonenkanal (vereinfachte Analyse wegen Wegfalls der Potentialstreuung) und vorherrschender $1p-1h$ -Struktur sowie dominierendem Isospin $T_y = 1$ mischt mit 12 komplizierten Resonanzen vom Typ $2p-2h$ sowie dominierendem Isospin $T_z = 0$. Dabei kann die äußere Mischung der Resonanzen (Kopplung über das Kontinuum) wahlweise berücksichtigt oder weggelassen werden. Details der Rechnung sind anderswo beschrieben (s. Bericht 1.8.).

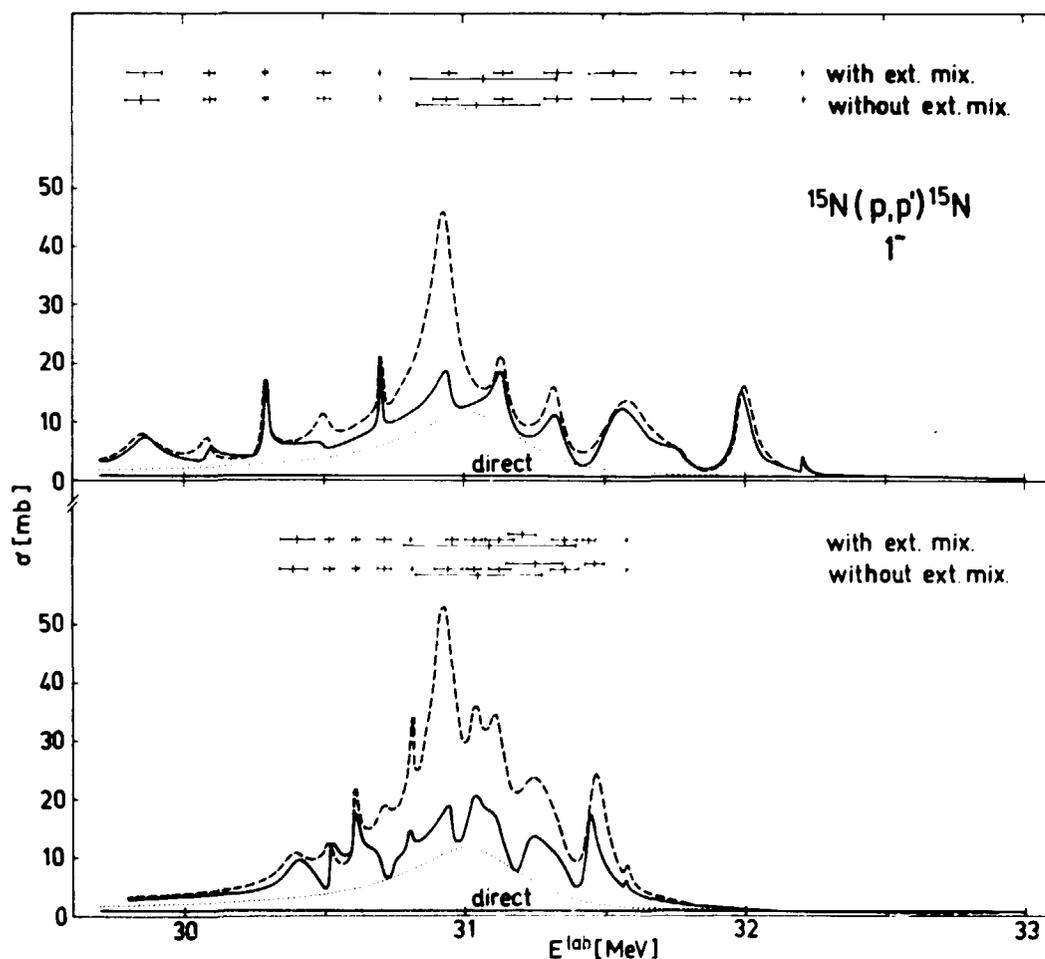


Abb. 1

Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{15}\text{N}(p,p')$ für zwei verschiedene mittlere Niveaudichten. Gestrichelte Linie: ohne Berücksichtigung der äußeren Mischung, ausgezogene Linie: mit äußerer Mischung, gepunktete Linie: Doorway allein plus direkter Anteil

Zur Illustration zeigt die Abb. 1 den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{15}\text{N}(p,p')$ für zwei verschiedene mittlere Niveaubestände mit jeweils ein- und ausgeschalteter äußerer Mischung.

Die Resultate der Rechnungen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Der Wirkungsquerschnitt der betrachteten Reaktion mit äußerer Mischung ist stets kleiner als bei ausgeschalteter äußerer Mischung. Die Ursache hierfür ist die Unitarität der S-Matrix [3].
2. Die Reduktion des Wirkungsquerschnitts ist im Zentrum des Doorways größer als an dessen Flanken.
3. Die Reduktion des Wirkungsquerschnittes nimmt mit höherem Überlappungsgrad der Resonanzen relativ zu.
4. Die Reduktion des Wirkungsquerschnittes nimmt bei stärkerer Restwechselwirkung ebenfalls zu.

Die berechneten Wirkungsquerschnitte wurden mit Hilfe der klassischen Breit-Wigner-Formel analysiert, um die durch die Anpassung erhaltenen Breiten mit den theoretisch berechneten vergleichen zu können. Bei konstanter Reproduktion der T_c -Untergrund-Resonanzen wurde dabei die Breite Γ_p des Doorways zu klein bewertet. Es zeigte sich weiterhin, daß durch die üblicherweise angewandte Analyse die Doorway-Parameter nicht eindeutig bestimmt werden können in Übereinstimmung mit den theoretischen Untersuchungen über die parametrisierte S-Matrix [4]. Die Beschreibung des Wirkungsquerschnitts kann für den Fall überlappender Resonanzen sowohl mit als auch ohne Doorway erfolgen.

Bei der Analyse der elastischen Meßdaten geht man üblicherweise von der energiemittelten S-Matrix [5]

$$\langle S_{cc} \rangle = \exp(2i\delta - 2\eta) - i \frac{\exp(2i\delta + 2i\phi) \Gamma_p}{E - E_R + \frac{i}{2} \Gamma_{tot}} \quad (1)$$

aus, wobei η und ϕ die Mischung der Analogresonanz mit dem T_c -Untergrund beschreiben. Diese Größen wurden bisher nach der "off-resonance"-Region und der Asymmetrie der Analogresonanz bestimmt. Aus den CSM-Rechnungen folgt jedoch, daß beide Größen energieabhängig sind und der T_c -Untergrund im Zentrum der Analogresonanz bedeutend geringer zum Wirkungsquerschnitt beiträgt als an den Flanken. Somit folgt, daß die klassische Analyse der Kernreaktionsdaten an der Analogresonanz generell zu einer Unterbewertung des spektroskopischen Faktors S_p führt wegen des scheinbar kleineren Wertes für Γ_p aus (1). Auch die Dichteabhängigkeit dieses Effektes wird durch das CSM qualitativ richtig wiedergegeben.

L i t e r a t u r

- [1] Bilpuch, E.G. et al., Phys. Rep. 28C (1976) 145
- [2] Barz, H.W. et al., Nucl. Phys. A275 (1977) 111
- [3] Rotter, I.: Workshop on Resonances in Heavy Ion Collisions. Bad Honnef 1981
- [4] Jeukenne, J.P. and C. Mahaux, Nucl. Phys. A136 (1969) 49
- [5] Weidenmüller, H.A., in: Nuclear Isospin. New York 1969, 361

1.10. KEIN HINWEIS AUF EINEN DREITEILCHEN-ZERFALL DER $E_{cm} = 10.9$ MeV 5^- -RESONANZ
IN DER $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ -REAKTION

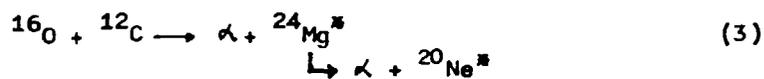
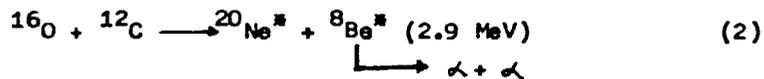
H.U. Gersch, D. Wohlfarth und H. Schobbert

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

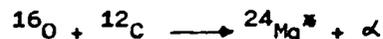
In der 5^- -Resonanz der Reaktion $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ bei $E_{cm} = 10.9$ MeV [1] wurde nach einem möglichen Dreiteilchen-Charakter ($^{12}\text{C} - \alpha - ^{12}\text{C}$) gesucht [2]. In [2] konnten noch keine zweifelsfreien Aussagen gewonnen werden. Anschließend an [2] war nach einer günstigen Geometrie für ein kinematisch vollständiges Experiment zu suchen. Mit dem Programm papexp [3] wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion



in obiger Resonanz simuliert. Es ergab sich, daß in einer Messung mit Detektorwinkeln $\psi_1 = 26^\circ$ und $\psi_2 = 28^\circ$ für die beiden Detektoren, mit denen die Reaktionsprodukte ^{12}C registriert werden, alle möglichen Dreiteilchen-Komponenten [4] erfaßt werden können. Durch eine geeignete Wahl der Detektorabstände vom Target $l_1 = 10$ cm und $l_2 = 20$ cm wurde es möglich, den Ausgangskanal $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} + \alpha$ in einem Koinzidenzexperiment völlig untergrundfrei von Stufenprozessen der Art



zu untersuchen. In einem Vorversuch wurde in der Reaktion



die Resonanzenergie der zu untersuchenden 5^- -Resonanz genau bestimmt. Es ergab sich $E_{cm} = 10.971$ MeV. Bei dieser Energie wurde das Koinzidenzexperiment durchgeführt. Im gesuchten Kanal (1) konnte nach einer Meßzeit von 48 Stunden mit einem $^{16}\text{O}^{5+}$ -Strahl von ca. $0.5 \mu\text{A}$ und einem freitragenden Kohlenstofftarget ($20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) nicht ein einziges Ereignis registriert werden. Damit existiert keinerlei Hinweis, daß in der untersuchten Resonanz Dreiteilchen-Komponenten der Art $^{12}\text{C} - \alpha - ^{12}\text{C}$ angeregt werden.

Aufbauend auf den hier gewonnenen Erfahrungen wurde begonnen, die Resonanz in mehreren Zweiteilchen-Ausgangskanälen simultan zu untersuchen.

L i t e r a t u r

- [1] Cindro, N. et al., J. Phys., G 5 (1979) 309
- [2] Gersch, H.U. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 30
- [3] Schobbert, H., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 224
- [4] Schobbert, H. et al., J. Phys. G 7 (1981) L73

1.11. LOKALE EIGENSCHAFTEN DER PHASENFUNKTION IM BEREICH ENDLICHER BARRIEREN

E. Hentchel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei der Bildung von Kernmolekülen in Schwerionenstößen kommt es darauf an, die Eigenschaften der Relativbewegung in der Umgebung einer endlichen Barriere möglichst klar und näherungsfrei zu erfassen. Die Grundidee der vorliegenden Arbeit besteht darin, in Abweichung vom üblichen Schema der Streutheorie die komplexe Phasenfunktion nicht asymptotisch, sondern an Ort des entscheidenden Geschehens, d.h. in ihren lokalen Eigenschaften zu untersuchen.

Real- und Imaginärteil f bzw. g der komplexen Phasenfunktion sind durch die gekoppelten Riccati-Differentialgleichungen

$$f'' + 2f'(g' + \frac{1}{2}) = w \quad z = kr = \frac{r}{k} \sqrt{2mE} \quad (1)$$

$$g'' + g'^2 + \frac{2}{z} g' = f'^2 - [1 - v_{\text{eff}}(z, l)] \quad ("" \text{ bedeutet } \frac{d}{dz})$$

definiert. Dabei ist

$$v_{\text{eff}}(z, l) = \frac{1}{E} V(r=z/k) + \frac{l(l+1)}{z^2} \quad (2)$$

$$w(z) = \frac{1}{E} W(r=z/k)$$

und $V+iW$ das komplexe (kugelsymmetr.) Streupotential, E und l sind Energie bzw. Bahndrehimpuls der Relativbewegung. Es gelten die Randbedingungen verschwindender Ableitungen von f bei $z \rightarrow 0$ und verschwindender Ableitungen von g bei $z \rightarrow \infty$.

Bei Vorgabe von $f'(z, l)$ und $w(z)$ lassen sich alle Größen der Streutheorie wie S -Matrix, Streuamplitude und Realpotential berechnen. So folgt z.B. unmittelbar aus (1)

$$g' = \frac{w - f''}{2 f'} - \frac{1}{z} \quad (3)$$

$$v_{\text{eff}} = 1 - f'^2 + \frac{w(w - 4f'') + 2f'(w' - f''') + 3f''^2}{4f'^2} .$$

Diese Gleichungen gestatten direkt vollziehbare Schlüsse zur Molekülbildung:

- Damit eine Anhäufung von radialer Aufenthaltswahrscheinlichkeit entstehen kann, muß $w(<0)$ hinreichend klein und $-f''$ hinreichend groß sein. Das ist der Kern der vieldiskutierten Oberflächentransparenz [1]. Jeder hinreichend scharfe Übergang von einem abstoßenden zu einem anziehenden Potential führt zu einer molekulartigen Situation. Es ist von Interesse, unter diesem Aspekt auch Stöße zwischen Nukleonen zu betrachten.
- Fragen wie Lebensdauer des Molekularzustandes, Bandenanstieg und Rolle der Absorption lassen sich anhand von (3) diskutieren.

Die molekulare Phase der Relativbewegung ist eine klassisch verständliche Bewegungsform; die individuelle Existenz der Stoßpartner und das Potential der Relativbewegung sind noch weitgehend erhalten. Die hier verwendete Methode, die

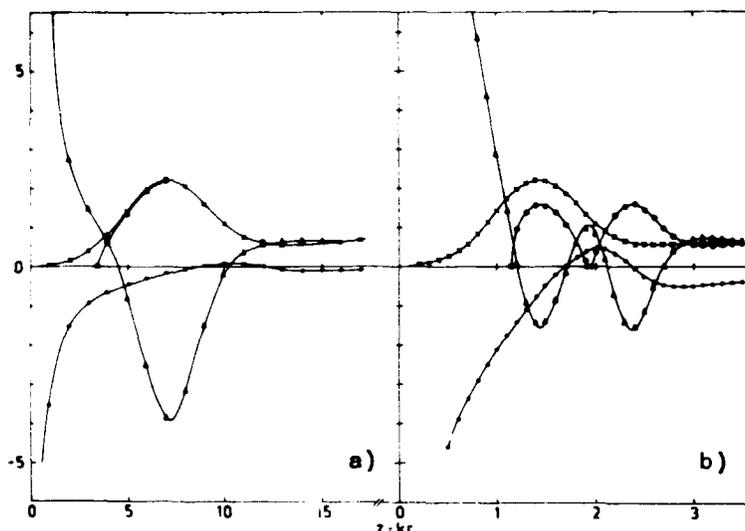


Abb. 1a und b

Dargestellt ist die Funktion $f'(z)$ (x), deren WKB-Näherung $f'(z)^{WKB}$ (o), die Funktion $g'(z)$ (•) sowie das Effektivpotential $v_{eff}(z,l)$ (Δ). Die Funktion $f'(z)$ stellt in beiden Fällen dasselbe Bewegungsmodell dar, das dem Schema einer Abbremsung, Anziehung und einer divergenten inneren Barriere entspricht. Die Energie E in Abb. 1a ist 25mal so groß wie die in Abb. 1b.

Funktion $f'(z)$ modellmäßig vorzugeben und das Potential zu berechnen, erlaubt darüberhinaus Aussagen über Potentialformen bei beginnender Verschmelzung der Stoßpartner und einen kontinuierlichen Übergang zu völlig nichtklassischen Bewegungsformen. Das sind solche, bei denen die höheren Ableitungen in (3) dominieren. Ein typisches Merkmal hierfür ist die Herausbildung eines zweiten, äußeren Potentialminimums. Effekte dieser Art treten bei kleinen Energien und Drehimpulsen auf. Die Rolle der höheren Ableitungen ist durch Kontraktion der Abszissenachse $z=kr$ durch einen Vergleich von Abb. 1a und 1b zu ersehen.

L i t e r a t u r

[1] Heavy Ion Collisions, Vol. 1. Ed. R. Bock. Amsterdam 1979

1.12. ANALYSE VON EMISSIONSSPEKTREN DER $^{93}\text{Nb}(n,n')$ -REAKTION IM EINSCHUSSENERGIEBEREICH VON 7 BIS 14 MeV

D. Schmidt und D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Der vorliegenden Analyse liegen winkelintegrierte Emissionsspektren bei Einschussenergien $E_0 = 7.0, 9.0, 12.3$ und 14.6 MeV der (n,n') -Reaktion an ^{93}Nb zugrunde. Die am Tandem des ZfK Rossendorf gemessenen Spektren zwischen 7.0 und 12.3 MeV zeichnen sich durch verbesserte Genauigkeit vor allem im hochenergetischen Teil des Spektrums aus, da verschiedene experimentelle Verbesserungen zum Tragen kamen ([1], [2], s. Bericht 6.31).

Die frühere 14.6 -MeV-Messung [3] wurde in die physikalische Analyse einbezogen. Es wurde zunächst das kombinierte Gleichgewichts-Vergleichgewichts-Modell benutzt in der im Rechenprogramm STAPRE [4] formulierten Fassung. Das Ziel der vorliegenden Analyse war, in geschlossener Form die Spektren für alle Einschussenergien beschreiben zu können. Wie Abb. 1 zeigt, ist mit der üblichen Formulierung des Excitonenmodells, daß die Übergangswahrscheinlichkeit λ_+ proportional der Anregungsenergie des Compoundsystems E ist, eine Beschreibung im gesamten Energiebereich nicht möglich. Abb. 2 belegt, daß auch eine andere Energieabhängigkeit nicht zum Ziel führen kann, da sich die Spektrform eines

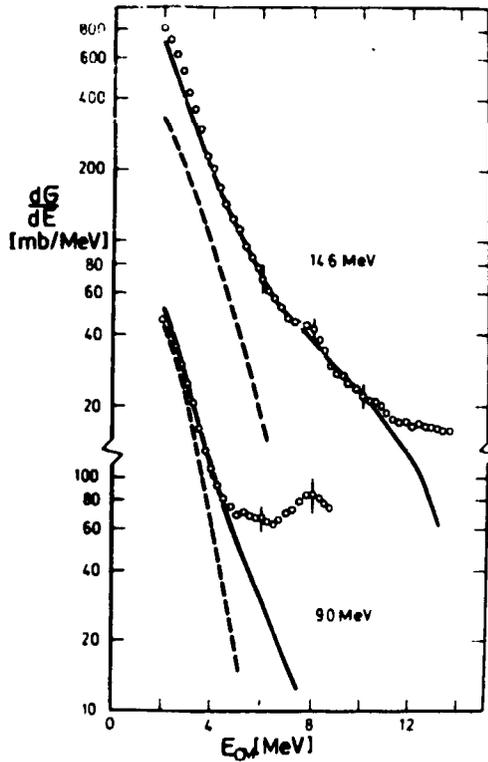


Abb. 1

Winkelintegrierte Emissionsspektren der $^{93}\text{Nb}(n,n')$ -Reaktion, verglichen mit Berechnungen nach STAPRE [4] ($\langle \sigma/M^2 \rangle = 87 \text{ MeV}^2 \cdot A^{-3} \cdot E^{-1}$)

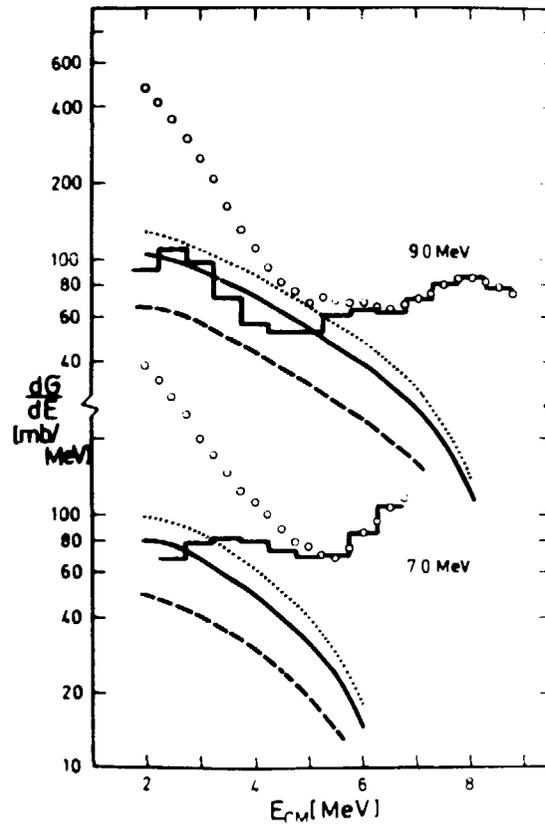


Abb. 2

Winkelintegrierte Emissionsspektren der $^{93}\text{Nb}(n,n')$ -Reaktion: o exp. Werte, $\int (d\sigma/dE_{\text{exp}} - d\sigma/dE_{\text{HF}})$; verglichen mit Vergleichgewichtsspektren nach STAPRE ($\langle \sigma/M^2 \rangle = \text{FM} \cdot A^{-3} \cdot E^{-1}$;
 — FM = 87
 - - - FM = 50
 FM = 40

Vergleichgewichtsspektrums prinzipiell vom hochenergetischen Teil des experimentellen Spektrums unterscheidet. Diese Diskrepanz wird, bezogen auf den gesamten Emissionsenergiebereich, mit sinkender Einschussenergie immer größer.

Es ist bekannt, daß bei Anregung niedrigliegender Zustände durch Neutronenstreuung kollektive Effekte eine dominierende Rolle spielen. Berechnungen mittlerer Emissionsspektren im Rahmen eines gemittelten DWBA-Modells [5] zeigen wesentliche Beiträge für Anregungsenergien bis zu einigen MeV, die bei höheren Anregungsenergien stark abnehmen. Es wird angenommen, daß die bestehende Differenz zwischen experimentellem und im Gleichgewichts-Vergleichgewichts-Modell berechnetem Spektrum, die ebenfalls nur für einige MeV Anregungsenergie wesentlich ist, auf direkte kollektive Effekte zurückgeführt werden kann. Die Untersuchungen werden fortgesetzt.

L i t e r a t u r

- [1] Förtsch, H. et al., Preprint 05-01-80 TU Dresden (1980)
- [2] Adel-Fawzy, M. et al., Kernenergie 24 (1981) 107
- [3] Hermedorf, D., TU Dresden, private Mitteilung
- [4] Uhl, M. und B. Strohmaier, Report IRK 76/01, IRK Wien (1976)

[5] Ignatyuk, A.V. et al., Yad. Konst. 32 (1979) 3

1.13. ABSOLUTE SPALTQUERSCHNITTMESSUNGEN AN ^{237}Np MIT DER METHODE DER ZEITLICH KORRELIERTEN ASSOZIIERTEN TEILCHEN BEI 8.4 MeV NEUTRONENERGIE

R. Arlt, M. Josch, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, G. Pausch und W. Wagner
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik
 I.D. Alkhazov, L.W. Dreptschinski, O.I. Kostochkin und W.I. Spakov
 Chlopin-Radiuminstitut Leningrad

Im Rahmen des bereits mehrfach vorgestellten Meßprogrammes zur Präzisionsmessung des Spaltquerschnittes wichtiger Kernbrennstoffnuklide [1,2] wurde ein weiteres Experiment durchgeführt. Gemessen wurde der Spaltquerschnitt von ^{237}Np , der in jüngster Zeit besonders als Standardquerschnitt für Relativmessungen empfohlen wird [3].

Die Neutronenerzeugung nach der Reaktion $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ erfolgte bei einer Deuteroneineinbruchenergie von $E_d = 9.5 \text{ MeV}$ am Tandemgenerator des ZfK Rossendorf. Als Deuteriumtargets fanden Folien von ca. $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Flächendichte aus deuteriertem Polyäthylen Verwendung. Die Monitorierung und absolute Zählung der Neutronen erfolgte nach der Methode der zeitlich korrelierten assoziierten Teilchen [4].

Je nach Abstand des Deuteriumtargets wurden Neutronenintensitäten von $600 - 1000 \text{ s}^{-1}$ erreicht. Der Deuteronenstrom betrug dabei ca. $0.5 \mu\text{A}$, der Raumwinkel des Assoziierte-Teilchen-Nachweissystems ca. 10^{-3} sr .

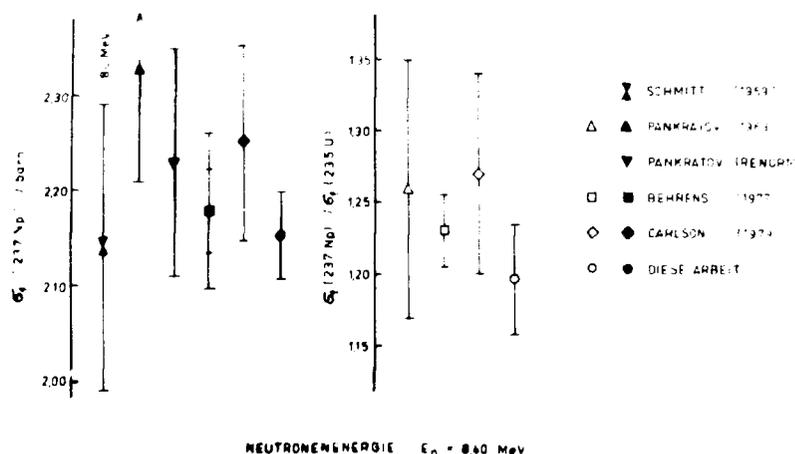


Abb. 1

Resultat der vorgestellten Messung im Vergleich zu anderen experimentellen Ergebnissen. Der Relativwert bezüglich des Spaltquerschnittes von ^{235}U wurde mit [4] gebildet.

Zur Verringerung der erforderlichen Meßzeit wurde eine 4-Platten-Ionisations-spaltkammer als Spaltdetektor verwendet. Die erreichte Genauigkeit des Spaltquerschnittes von ^{237}Np beträgt 2.15 %. Größe und Beitrag der einzelnen Korrekturen bzw. Fehlerquellen zum Gesamtfehler sind in Tab. 1 zusammengestellt. Abb. 1 zeigt das Resultat im Vergleich zu anderen neueren Messungen.

Tabelle 1

Neutronenenergieverteilung		
Mittelwert :	$(8.40 \pm 0.15) \text{ MeV}$	
Halbbreite :	0.50 MeV	
	Korrektur K	$\Delta K = (\Delta G / G)_K$
N_f -Statistik	-	1.42 %
Zufällige Koinzidenzen	3.00 %	0.25 %
Extrapolation der Energien der Spaltbruchstücke zu Null	1.95 %	0.50 %
Absorption und Anisotropie der Verteilung der Spaltbruchstücke	2.20 %	0.40 %
N_{He} -Untergrund	3.09 %	0.85 %
Streuung von Neutronen aus dem Konus heraus	0.23 %	0.40 %
Z - Meßgenauigkeit	-	0.90 %
Inhomogenität	-	0.60 %
schräg auftreffende Neutronen am Rande des Konus	0.10 %	0.05 %
$G_f = (2.151 \pm 0.045) \text{ barn}$		$\frac{\Delta G}{G} = 2.15 \%$

L i t e r a t u r

- [1] Arlt, R. et al., Jahresbericht 1976, ZfK-315 (1976) 172
- [2] Arlt, R. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 190
- [3] Cierjacks, S., Proc. of the Int. Spec. Symp. on Neutron Standards and Appl., Gaithersburg, NBS-Spec. Publ. 493 (1977) 278
- [4] Wagner, W., Dissertation. TU Dresden, 1981

1.14. BESCHREIBUNG VON SPALTNEUTRONENEMISSIONSSPEKTREN AUS DER NEUTRONENINDUZIERTEN SPALTUNG VON ^{238}U

H. Märten, D. Seeliger und B. Stobinski
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Unter Anwendung des FORTRAN-Programms BSSN - entwickelt auf der Grundlage eines speziellen, relativ einfach handhabbaren Modells von Madland und Nix [1] - wurden Neutronenemissionsspektren aus der neutroneninduzierten Spaltung von ^{238}U in Abhängigkeit von der Inzidenzenergie unter Berücksichtigung

- der Mehrfachchancespaltung in Form der (n,xnf)-Reaktionen,
- der Abhängigkeit der mittleren totalen kinetischen Energie der Fragmente sowie der mittleren Zahl der pro (n,xnf)-Spaltung freiwerdenden Neutronen von der Inzidenzenergie

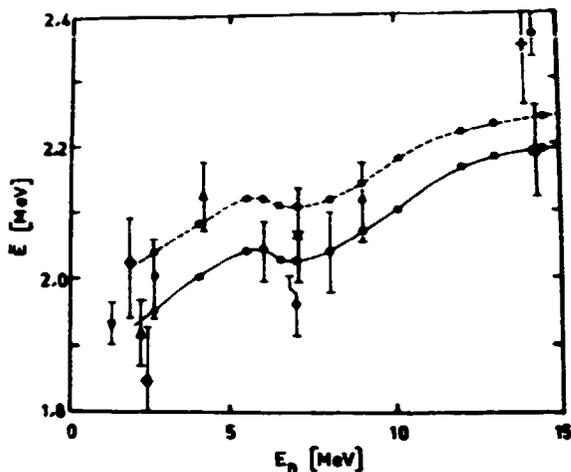


Abb. 1

Die mittlere Spaltneutronenemissionsenergie aus der Neutroneninduzierten Spaltung von ^{238}U als Funktion der Inzidenzenergie: BSSN-Ergebnisse (\circ) im Vergleich mit experimentellen Daten (s. [2])

berechnet [2]. Die Anpassung der ermittelten Spektren an die Maxwellverteilung im Energiebereich von 1 bis 10 MeV führte auf den T-Parameter bzw. die mittlere Emissionsenergie \bar{E} im Laborsystem als Funktion der Inzidenzenergie E_n (Abb. 1). Der Verlauf $\bar{E}(E_n)$, der die experimentellen Ergebnisse verschiedener

Autoren relativ gut widerspiegelt, ist durch den Einfluß der (n, xn_f) -Reaktionskanäle charakterisiert. Der Vergleich der berechneten mit experimentell ermittelten Spektren bestätigte die Anwendbarkeit des Programms für einen weiten Inzidenzenergiebereich.

L i t e r a t u r

- [1] Madland, D.G. and J.R. Nix, Trans. Am. Nucl. Soc. 32 (1979) 726
- [2] Märten, H., Dissertation, TU Dresden, 1981

1.15. DAS NEUTRONENEMISSIONSSPEKTRUM AUS DER SPONTANSPALTUNG VON ^{252}Cf IM HOCHENERGETISCHEN BEREICH

H. Märten, D. Seeliger und B. Stobinski
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Der Einsatz eines hochempfindlichen, on-line-rechnergekoppelten Neutronenspektrometers [1], das wesentlich durch das Prinzip der zweidimensionalen Messung von Neutronenflugzeit und Szintillatorkückstoßprotonenenergie und die Methode der elektronischen n/μ -Diskriminierung zur Unterdrückung des kosmischen Untergrundes charakterisiert ist, ermöglichte erstmals den Nachweis des $^{252}\text{Cf}(sf)$ -Neutronenspektrums bis zu extrem hohen Energien.

Die unter Anwendung einer Ionisationskammer (Spaltrate $3.40 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$) und bei einer Flugstrecke von 4,5 m durchgeführte Langzeitmessung (1218,5 h) unterteilte sich aufgrund der relativ hohen Stabilität des Spektrometers in lediglich fünf Einzelmessungen. Die Eichung der Rückstoßprotonenenergieachse erfolgte anhand der gemessenen Spektren selbst; dazu waren Korrekturen bzgl. der Form der Rückstoßprotonenenergiespektren - studiert mit dem Monte-Carlo-Programm NEUCEF [2] - notwendig. Die ebenfalls mit NEUCEF berechneten Nachweiseffektivitätsdaten wurden im Neutronenenergiebereich von 4 bis 10 MeV durch Messung des in diesem Intervall sehr genau bekannten $^{252}\text{Cf}(sf)$ -Neutronenspektrums absolut bestätigt.

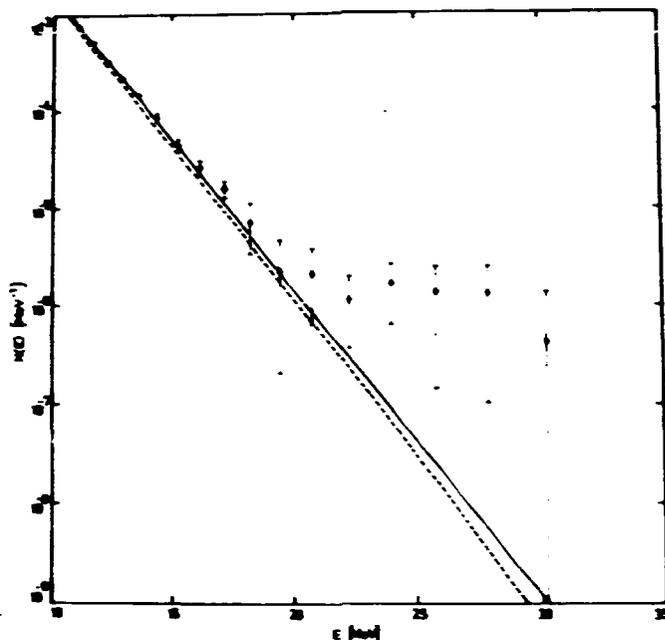


Abb. 1

Das Neutronenenergiespektrum aus der Spontanspaltung von ^{252}Cf

-  - experimentell ermittelte Werte
-  - NBS-Spektrum
-  - im Rahmen des Kaskadenverlempfungsmodells detailliert berechnetes Spektrum

Das oberhalb 11 MeV ermittelte Energiespektrum entspricht bis ca. 16 MeV relativ genau dem NBS-Spektrum [3] (analytischer Ausdruck des Ergebnisses einer umfassenden Dateneinschätzung). Es weicht oberhalb 20 MeV stark von diesem ab.

Insbesondere der Spektrbereich von 20 bis 23 MeV konnte durch eine detaillierte Berechnung des $^{252}\text{Cf}(sf)$ -Neutronenspektrums unter Voraussetzung des vorrangigen Mechanismus der Spaltneutronenemission, der Verdampfung von den voll beschleunigten Fragmenten, nicht beschrieben werden (s. Bericht 1.16). Die Interpretation der experimentell nachgewiesenen Nichtgleichgewichtskomponente des Spaltneutronenspektrums erfordert die Berücksichtigung anderer Emissionsmechanismen, die mit der Dynamik des Spaltvorgangs, insbesondere mit den durch starke Kernpotentialänderungen hervorgerufenen Einteilchenanregungen, verbunden sind [4].

L i t e r a t u r

- [1] Grimm, W. et al., Allunionskonf. über Neutronenphysik, Kiew 1980, Teil 3, 3- und Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 180
- [2] Hermsdorf, D., Jahresbericht 1976, ZfK-315 (1976) 192
- [3] Grundl, J. and C. Eisenhauer, Natl. Bur. Stand. Spec. Publ., NBS-493 (1977)
- [4] Märten, H., Dissertation. TU Dresden, 1981

1.16. BERECHNUNG DES $^{252}\text{Cf}(sf)$ -NEUTRONENSPEKTRUMS IM RAHMEN DES KASKADENVERDAMPFUNGSMODELLS

H. Märten und D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Auf der Grundlage des vorrangigen Mechanismus der Spaltneutronenemission, der Verdampfung von den voll beschleunigten Fragmenten, wurde unter Anwendung des FORTRAN-Programmkomplexes PEXC/NCMB/ILSA [1,2] das relativ gut bekannte Neutronenspektrum aus der Spontanspaltung von ^{252}Cf (Standard) bis zu Emissionsenergien von 30 MeV unter folgenden wesentlichen Voraussetzungen berechnet:

- Ermittlung der Anregungsenergieverteilung der Fragmente als Funktion ihrer primären Massenzahl auf der Grundlage experimenteller Daten zur Neutronenmultiplizitätsverteilung in Abhängigkeit von der Fragmentmassenzahl A und der totalen kinetischen Energie der Fragmente [3] (Programm PEXC);
- Berechnung der Schwerpunktsystememissionsspektren unter Berücksichtigung des Kaskadencharakters der Emission (exakte Ermittlung der Anregungsenergieverteilung nach jedem Emissionsschritt) und des halbempirischen Formalismus von Ignatjuk [4] zur Beschreibung der Kernniveaudichte (Einbeziehung des anregungsenergieabhängigen Schaleninflusses) sowie Umrechnung in das Laborsystem für die mittlere kinetische Energie des Fragments (Programm NCMB);
- Zusammenfassung - gewichtet bzgl. primärer Fragmentmassenverteilung - der für $A = 87)3)165$ berechneten Laborsystememissionsspektren (Programm ILSA).

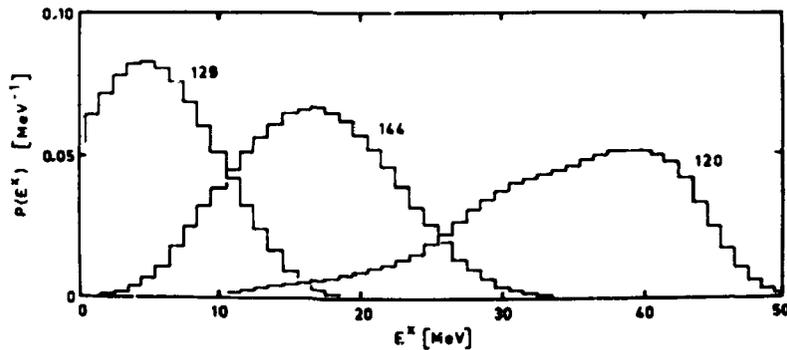


Abb. 1
Ermittelte Fragmentanregungsenergieverteilungen für typische Massenzahlen ($^{252}\text{Cf}(\text{sf})$)

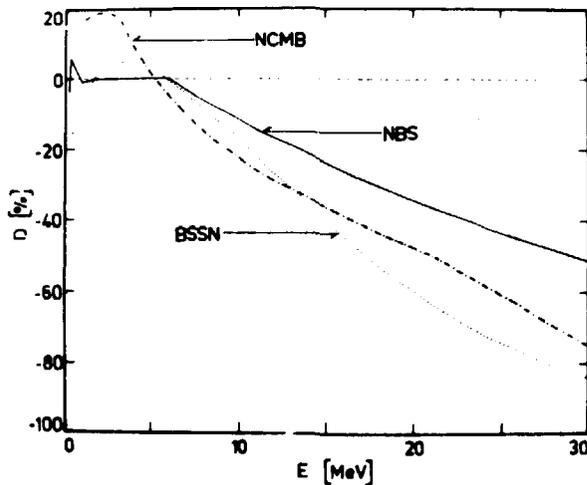


Abb. 2
Prozentuale Abweichung D der berechneten Neutronenemissionsspektren (NCMB und BSSN) und des NBS-Spektrums

Die Abhängigkeit der Eingangsparameter - insbesondere der im allgemeinen nichtgaußförmigen Anfangsanregungsenergieverteilung (Abb.1) - und der Berechnungsergebnisse von der Fragmentmassenzahl wird maßgeblich durch die während der Spaltung wirksamen Schalenefekte bestimmt. Die prozentuale Abweichung des berechneten Spektrums sowie der mit dem Programm BSSN [2] ermittelten Energieverteilung und des vom National Bureau of Standards (NBS) der USA eingeschätzten Spektrums [5] - extrapoliert oberhalb 20 MeV - von der Maxwellverteilung mit $T = 1.42$ MeV ist in Abb. 2 gezeigt. Sowohl das NCMB- als auch das BSSN-Spektrum - beide ohne Einbeziehung willkürlicher Parameter berechnet - stimmen relativ gut mit dem auf zahlreichen experimentellen Arbeiten basierenden NBS-Spektrum überein.

L i t e r a t u r

- [1] Märten, H., Dissertation. TU Dresden, 1981
- [2] Märten, H. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 227
- [3] Nifenecker, H. et al., Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission, Rochester, IAEA (1973) vol. II, 117
- [4] Ignatjuk, A.W. et al., Allunionskonf. über Neutronenphysik, Kiew 1977, Teil 1, 60
- [5] Grundl, J. and C. Eisenhauer, Natl. Bur. Stand., Spec. Publ., NBS-493 (1977)

1.17. WECHSELWIRKUNG VON RESONANZNEUTRONEN MIT URAN-PROBEN KRISTALLINER UND GASFÖRMIGER STRUKTUR

D. Pabst (†), L.B. Pikelner und W. Pilz
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna
A. Meister und K. Seidel
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Im Zusammenhang mit der chemischen Verschiebung von Neutronenresonanzen [1] ist eine genaue Beschreibung ihrer Dopplerverbreiterung notwendig. In Erweiterung zu den verwendeten kristallinen Proben, bei denen Gitterschwingungen mit einem Nernst-Lindemann-Modell hinreichend genau erfaßt wurden [2], wurde der Vergleich mit einem molekularen Gas vorgenommen.

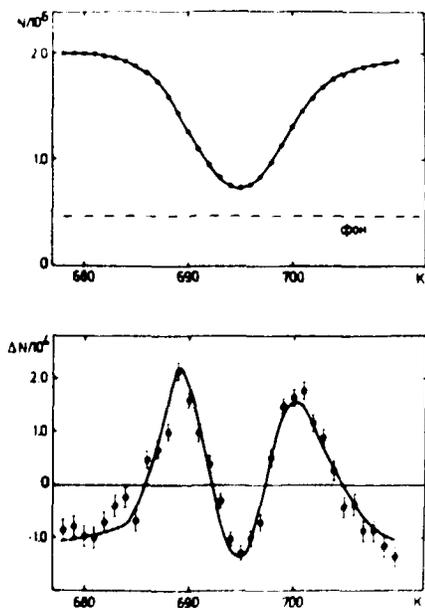


Abb. 1
Transmissionsspektrum im Bereich der 6.67-eV-Neutronenresonanz (oben) und Vergleich der Differenz der experimentellen Spektren zwischen UO_3 und UF_6 mit berechneten Werten (unten)

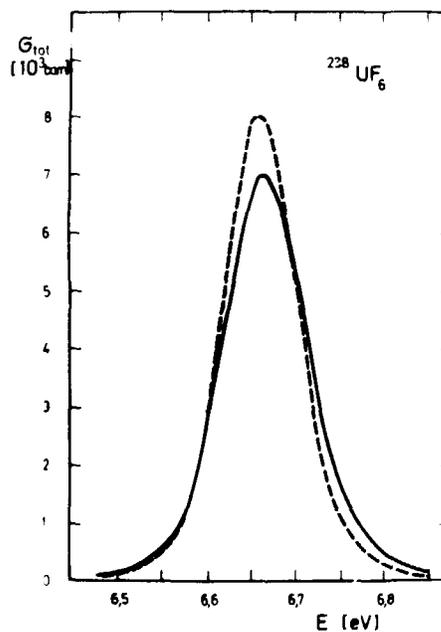


Abb. 2
Wirkungsquerschnitt der 6.67-eV-Resonanz für ein UF_6 -Target mit Berücksichtigung (—) und ohne Berücksichtigung (----) der Molekülanregungen

Am Impulsreaktor IBR-30 wurden Transmissionsspektren einer UO_3 -Probe und einer UF_6 -Probe bei 373 K im Bereich der 6.67-eV-Resonanz von ^{238}U mittels Flugzeittechnik gemessen und die Differenz der experimentellen Flugzeitspektren mit theoretischen Rechnungen verglichen [3]. Abb. 1 zeigt ein Beispiel. In der Dynamik des UF_6 -Gases wurden die Translationsbewegungen des gesamten Moleküls und die inneren Schwingungen berücksichtigt. Rotationsanregungen können aufgrund der Symmetrie des UF_6 -Moleküls vernachlässigt werden. Die Matrixelemente für die zu berücksichtigenden Phononenübergänge im Molekül wurden analog dem Vorgehen in [4] bestimmt.

Abb. 2 zeigt den Einfluß der inneren Anregung der UF_6 -Moleküle auf den Wirkungsquerschnitt der 6.67-eV-Resonanz. Die Molekülanregungen erniedrigen den Querschnitt im Resonanzmaximum um etwa 15 % und verschieben die Resonanzlage um ca. 10 meV.

Die Beschreibung des kristallinen und des gasförmigen Targets durch zwei verschiedene Modelle gestattet über den Vergleich mit den experimentellen Daten die Schlußfolgerung, daß beide Modelle die Dopplerverbreiterungen ohne merklichen systematischen Fehler wiedergeben. Darüber hinaus geben die Untersuchungen qualitative Hinweise, welche Veränderungen der Dopplerverbreiterung bei sehr hohen Temperaturen, wenn feste Materialien gasförmig werden, erwartet werden können und insbesondere, welchen Einfluß innere Molekülfreiheitsgrade haben.

L i t e r a t u r

- [1] Meister, A. et al., Nucl. Phys. A362 (1981) 18 und Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 18
- [2] Seidel, K. et al., Preprint P3-11741 Dubna (1978)
- [3] Seidel, K. et al., Preprint P3-81-89 Dubna (1981) und Yad. Fiz., im Druck
- [4] Letokhov, V.S., Phys. Rev. A12 (1975) 1954

1.18. VERGLEICH DER DOPPLERVERBREITERUNG VON NEUTRONENRESONANZEN IN GASMODELL-NÄHERUNG UND OSZILLATORMODELL

A. Meister, D. Seeliger und K. Seidel
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik
 S. Mittag, D. Pabst (†), L.B. Pikelner, W. Pilz und R. Tschammer
 Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Die experimentellen Untersuchungen zur chemisch bedingten Neutronenresonanzverschiebung hatten gezeigt, daß die Dopplerverbreiterung der Resonanzen hinreichend genau beschrieben wird [1], wenn für die im Kristallgitter schwingenden Atome ein Frequenzspektrum des Typs

$$g(h\nu) = a_1 \delta(h\nu - h\nu_1) + a_2 \delta(h\nu - h\nu_2) \quad (1)$$

verwendet wird, dessen freie Parameter in erster Linie in ihrer Kombination als mittlere Energie pro Schwingungsfreiheitsgrad wirken

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} d(h\nu) \cdot h\nu \cdot g(h\nu) \cdot \coth(h\nu / 2kT) \quad (2)$$

Demgegenüber versagt bei niederenergetischen Resonanzen, wie der 6.67-eV-Resonanz in ^{238}U , das gegenwärtig fast ausschließlich verwendete Modell quasifreier, gasförmiger Bewegung der Uranatome, mit der mittleren Energie pro Freiheitsgrad gleich kT oder mit einer effektiven Temperatur T_{eff} anstelle der Proben temperatur T aus $\langle \epsilon \rangle = k T_{\text{eff}}$ [2].

Da gerade die drei niederenergetischen Resonanzen des ^{238}U die Resonanzabsorption und damit auch das Temperaturverhalten eines Reaktorcores wesentlich beeinflussen, wurden in Fortsetzung der Arbeiten direkte Gegenüberstellungen der genaueren Beschreibung und der allgemein verwendeten vorgenommen.

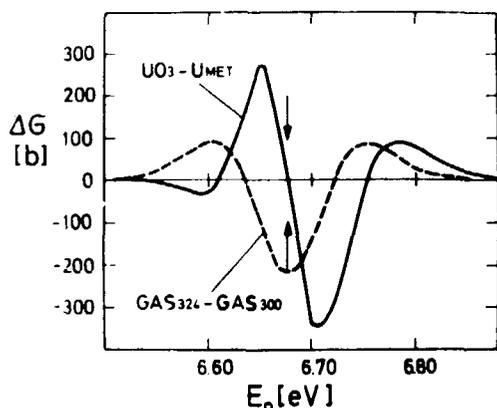


Abb. 1
Differenzen im Wirkungsquerschnittsverlauf der 6.67-eV-Resonanz von Uran-238 bei $T = 300\text{ K}$ zwischen zwei Materialien, einerseits beschrieben mit Oszillatormodell (—, Ansatz (2)) und andererseits in Gasmodellnäherung (----) mit den angegebenen effektiven Temperaturen T_{eff} . $\langle \epsilon \rangle / kT$ ist 1.015 bei U-Metall und 1.080 bei UO_3 . Die Pfeile zeigen die Lage des Resonanzmaximums.

In Abb. 1 sind für das Probenpaar UO_3 und metallisches Uran die asymmetrisch zum Resonanzmaximum liegenden Differenzen im Querschnittsverlauf den nahezu symmetrischen des Gasmodells gegenübergestellt, um u.a. den Einfluß auf Energie- bzw. Lethargieintegrale abschätzen zu können. Differenzen und Verhältnisse der Querschnitte zwischen beiden Modellen sind in Abb. 2 angegeben. Bei UO_3 und $T = 300\text{ K}$ z.B. erhält man durch die genauere Beschreibung der Dopplerverbreiterung eine Veränderung der Resonanzparameter von $\Delta \Gamma / \Gamma = 0.04$ und $\Delta \Gamma_n / \Gamma_n = 0.004$ [3].

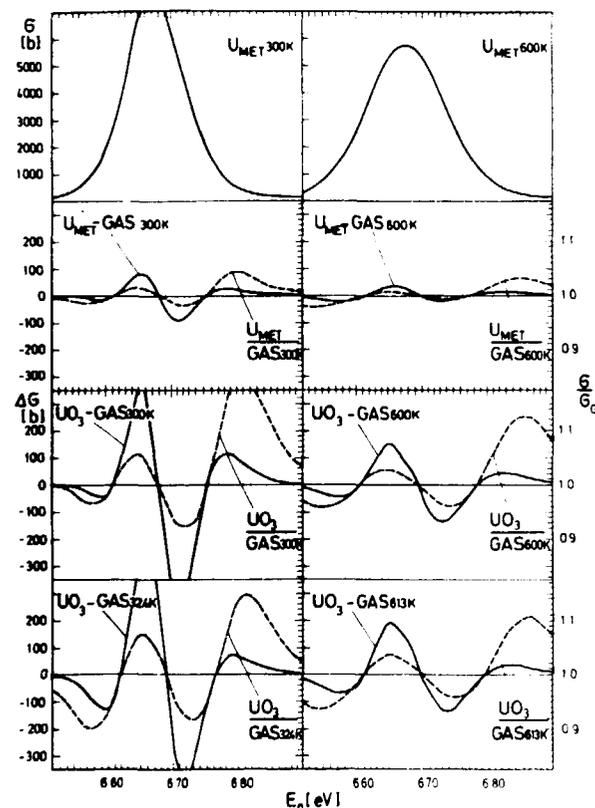


Abb. 2
Differenzen (—) und Verhältnisse (----) der Wirkungsquerschnitte zwischen Oszillator- und Gasmodell für U-Metall und UO_3 bei $T = 300\text{ K}$ (linke Hälfte) und $T = 600\text{ K}$ (rechte Hälfte), wobei in Gasnäherung die als Indizes angegebenen Werte von T und T_{eff} verwendet wurden.

L i t e r a t u r

- [1] Seidel, K. et al., Preprint P3-11741 Dubna (1978); Meister, A. et al., Nucl. Phys. A362 (1981) 18
- [2] Meister, A. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 18
- [3] Meister, A. et al., Preprint 05-17-81 TU Dresden (1981)

1.19. BESTIMMUNG VON PARAMETERN AUFGEKÜSTER RESONANZEN IN $^{28}\text{Si+n}$

D. Hermsdorf und H. Philipp

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die große Menge experimenteller Daten für den totalen Wirkungsquerschnitt für $^{28}\text{Si+n}$ im Gebiet aufgelöster Resonanzen [1] zwingt notwendigerweise zu einer kompakteren Darstellung für eine Bibliothek eingeschätzter Neutronenkerndaten. Deshalb wurde versucht, die Strukturen in der Energieabhängigkeit des totalen Querschnitts und der Querschnitte für die elastische Streuung und den Neutroneneinfang mittels des Ein-Niveau-Breit-Wigner-Formalismus zu parametrisieren. Ausgehend von bekannten Resonanzparametern [2] wurden unter Einbeziehung des Rechenprogrammes SOKRES (s. Bericht 7.3.) die empfindlichen Parameter Resonanzenergie E_R , totale Neutronenbreite Γ , (übertragener Bahndrehimpuls l und Spin der Resonanz J) empirisch sukzessive so variiert, daß eine optimale Anpassung an die Experimente [1] erreicht wurde.

Im Ergebnis der Arbeiten wurde eine im Rahmen der Gültigkeit des angewandten Formalismus befriedigende Approximation der Resonanzstrukturen im Bereich der Neutroneneinschubenergien $E = 10^{-5}$ eV bis $1.5 \cdot 10^6$ eV erzielt unter Verwendung der in Tab. 1 zusammengestellten Resonanzparameter. Abb. 1 demonstriert die Anpassung im MeV-Bereich.

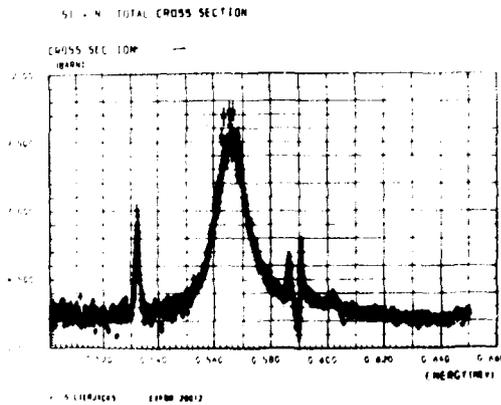


Abb. 1

Totaler Wirkungsquerschnitt für $^{28}\text{Si+n}$ im Bereich von 0.5 bis 0.65 MeV. Die durchgezogene Kurve wurde unter Verwendung der Resonanzparameter der Tab. 1 und dem Ein-Niveau-Breit-Wigner-Formalismus berechnet.

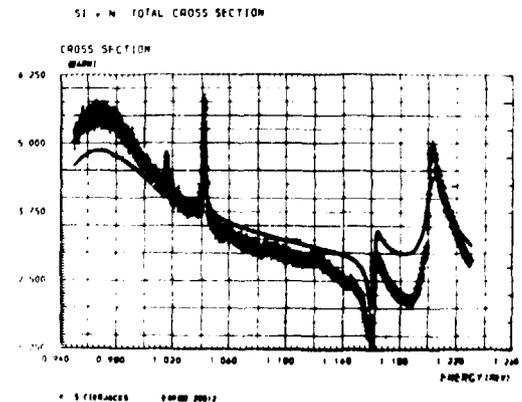


Abb. 2

Wie Abb. 1 im Bereich von 0.95 bis 1.25 MeV

Mit wachsender Neutronenenergie treten zunehmend größere Abweichungen auf wie Abb. 2 zeigt. Diese Differenzen sind auf den wachsenden Einfluß von Resonanz-Resonanz-Interferenzen zurückzuführen, die z.B. in Mehr-Niveau-Formalismen berücksichtigt werden können. Der Einfluß der Temperaturabhängigkeit der Resonanzstrukturen wurde mittels der Dopplerverbreiterung und der $\chi - \gamma$ -Approximation [3] studiert, konnte aber als unwesentlicher Effekt vernachlässigt werden [4].

Tabelle 1

Zusammenstellung der aus der Analyse des totalen Wirkungsquerschnitts für $^{28}\text{Si}+n$ extrahierten Resonanzparameter für den E₁-Niveau-Breit-Wigner-Formalismus

E_R [MeV]	l	J	Γ [eV]	E_R [MeV] nach [2]	l nach [2]	J nach [2]	Γ [eV] nach [2]
0.1865	0	1/2	29013.8	0.188	0	1/2	-
0.532	1	3/2	2000.8	0.5372	2	5/2	530 \pm 120
0.5635	1	3/2	14000	0.5662	1	3/2	10400 \pm 700
0.5655	1	3/2	11004	-	-	-	-
0.5865	1	1/2	103.3	0.587	1	1/2	800 \pm 300
0.5899	0	1/2	200	0.5927	1	1/2	400 \pm 200
0.602	1	1/2	34.1	0.6017	-	-	-
0.771	1	1/2	104	0.7722	-	-	-
0.8115	1	3/2	28000	0.8045	-	-	-
0.8145	1	3/2	32020.8	0.8162	1	3/2	27000 \pm 2000
0.8442	2	3/2	1507	0.8442	2	5/2	2500 \pm 800
0.8714	1	1/2	67	0.8714	-	-	< 3800
0.9096	1	3/2	6502.3	0.9105	1	3/2	3000 \pm 500
0.959	1	3/2	95004.8	0.9667	1	1/2	90000 \pm 10000
1.016	1	3/2	200	1.016	-	-	1000
1.0415	1	3/2	1500	1.0417	1	1/2	1400 \pm 400
1.1615	0	1/2	2500	1.1639	0	1/2	1800
1.202	1	3/2	15000	1.2037	1	3/2	12000 \pm 3000
1.254	0	1/2	5000	1.252	0	1/2	7000 \pm 1000
1.263	1	3/2	2000	1.264	1	1/2	6000 \pm 4000
1.407	1	3/2	7000	1.4083	1	3/2	8000 \pm 2000
1.477	2	5/2	7000	1.4777	-	-	5500 \pm 500
1.51	1	1/2	600	1.5104	-	-	3500 \pm 700
1.5275	1	3/2	6000	1.5275	-	-	-

L i t e r a t u r

- [1] Cierjacks, S. et al., Report KFK-1000, Karlsruhe (1968)
- [2] Mughabghab, S.F. and D.I. Garber, Report BNL-325, Brookhaven (1973)
- [3] Hermsdorf, D. und R. Nagel, Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 25
- [4] Philipp, H., Diplomarbeit, TU Dresden, 1981

1.20. EINE KONSISTENTE BESCHREIBUNG DER γ -SPEKTREN AUS NEUTRONENINDUZIERTEN KERNREAKTIONEN ($n, x\gamma$)

D. Hermsdorf und E. Paffrath

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

In Fortführung der Untersuchungen über die Beschreibung der Emission von γ -Quanten aus hochangeregten Kernzuständen [1] erfolgte die Berechnung der γ -Spektren aus neutroneninduzierten Kernreaktionen ($n, x\gamma$) für ^{28}Si [2].

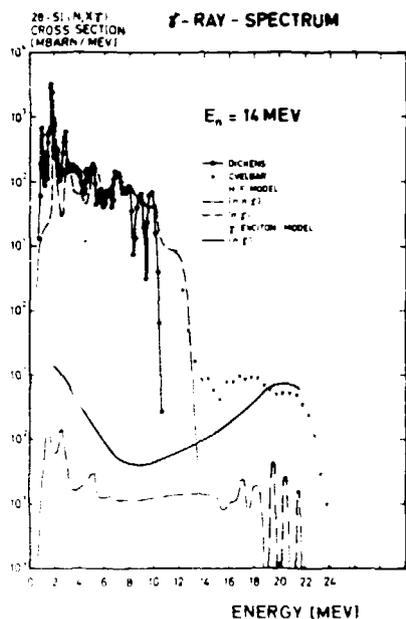


Abb. 1

γ -Spektrum aus ($n, x\gamma$)-Reaktionen bei 14 MeV Neutroneneinschussenergie. Experimentelle Ergebnisse von Dickens [4] und Budnar [5] werden mit theoretischen Rechnungen verglichen, die auf der Basis der Emission von γ -Quanten aus Gleich- und Nichtgleichgewichtsprozessen ausgeführt wurden.

Die Anwendung eines Excitonmodells für die Emission von γ -Quanten nach Břták [3] erwies sich auch im Fall des mittelschweren Kerns ^{28}Si als sehr erfolgversprechend. Die Übereinstimmung der berechneten und der experimentellen Spektren ist sehr zufriedenstellend sowohl in den absoluten Querschnitten als auch in der Form des Spektrums wie in der Abb. 1 gezeigt wird.

Die erzielten Ergebnisse wurden zusammen mit den in [1] erhaltenen ausgewertet und verallgemeinert und fanden ihren Niederschlag in zwei Publikationen [6,7].

L i t e r a t u r

- [1] Basarragtscha, B. et al., Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 32
- [2] Paffrath, E. und D. Hermsdorf, Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 22
- [3] Břták, E. and J. Dobes, Phys. Lett. **84B** (1979) 368; Břták, E., private Mitteilung (1981)
- [4] Dickens, J.K. et al., Phys. Rev. **C10** (1974) 958
- [5] Budnar, M. et al., Report INDC(YUG)-6/L (1979)
- [6] Basarragtscha, B. et al., Proc. Conf. on Neutron Capture, Grenoble 1981
- [7] Basarragtscha, B. et al., J. Phys., G, zur Veröff. eingereicht

1.21. UNTERSUCHUNG DER BEITRÄGE DIREKTER REAKTIONSMECHANISMEN DER NEUTRONENINDUZIERTEN EMISSION GELADENER TEILCHEN IN ^{28}Si

D. Hermsdorf

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Im Energiebereich zwischen 15 und 20 MeV ist aufgrund der sehr hohen Schwellenergie für die Reaktion ($n, 2n$) bei leichten bis mittelschweren Kernen die Wahrscheinlichkeit der Emission von geladenen Teilchen durchaus vergleichbar mit der Neutronenemission. Diese Tatsache ist nicht nur interessant vom Stand-

punkt des Reaktionsmechanismus, sondern vor allem auch vom Standpunkt der praktischen Bedeutung derartiger Wirkungsquerschnitte (Gasproduktion in Materialien), die zum größten Teil nur sehr begrenzt und ungenau bekannt sind.

Für die Einschätzung von Neutronenkerndeten für Si [1] wurde deshalb eine möglichst konsistente Untersuchung der neutroneninduzierten Emission von geladenen Teilchen angestrebt. Es konnte dabei gezeigt werden, daß insbesondere für die Beschreibung von Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Teilchenemission zu niedrigliegenden Zuständen der Restkerne der Einfluß direkter Reaktionsmechanismen unbedingt berücksichtigt werden muß.

Emission von α -Teilchen (n, α)

Resultate der entsprechenden Untersuchungen wurden bereits publiziert [2]. Die Beschreibung direkter Mechanismen wurde im Bild des ^3He -pick-up bzw. des knock-out versucht. Das Verständnis des sehr mangelhaften experimentellen Materials ist vernünftig.

Emission von Protonen (n,p)

Sowohl Anregungsfunktionen als auch Winkelverteilungen der ersten Protonengruppen zeigen nur sehr geringe Beiträge direkter Reaktionen. Trotzdem wurden Rechnungen im Rahmen des Knock-out-Bildes durchgeführt unter Verwendung eines Yukawa-Potentials ($V_0 = 90 \text{ MeV}$, $\mu^{-1} = 1.43 \text{ fm}$) für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Eine Superposition direkter Beiträge und des Ergebnisses der Berechnungen im statistischen Modell liefert eine verbesserte Beschreibung des experimentellen Materials, wie Abb. 1 zeigt.

Emission von Deuteronen (n,d)

Die Reaktion $^{28}\text{Si}(n,d)$ ist experimentell sehr schlecht untersucht, weshalb eine theoretische Interpretation der bekannten Daten äußerst wichtig ist, um Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen zu extrapolieren. Die (n,d)-Reaktion ist als ein p-pick-up-Prozeß zu verstehen und läßt damit einen starken Beitrag vom direkten Reaktionsmechanismus erwarten. Rechnungen in der DWBA-Näherung zeigen sowohl in Anregungsfunktionen als auch Winkelverteilungen dieses Verhalten (Abb. 2). Aus der Anpassung der theoretischen Rechnungen an die Experimente können absolute spektroskopische Faktoren für die niedrigliegenden Zustände im Kern ^{27}Al gewonnen werden.

Emission von Helionen und Tritonen (n, ^3He), (n,t)

Für beide Reaktionen sind keine gesicherten experimentellen Daten verfügbar. Darüber hinaus fehlen optische Potentiale für ^3He und t, so daß selbst theoretische Berechnungen im Rahmen des statistischen Modells nur mit größter Umsicht verwandt werden können. Beiträge aus direkten Reaktionen sind aus obigen Gründen nicht berechnet worden.

Die hier vorgestellten Ergebnisse werden in einer Publikation zusammengefaßt, die in Vorbereitung ist.

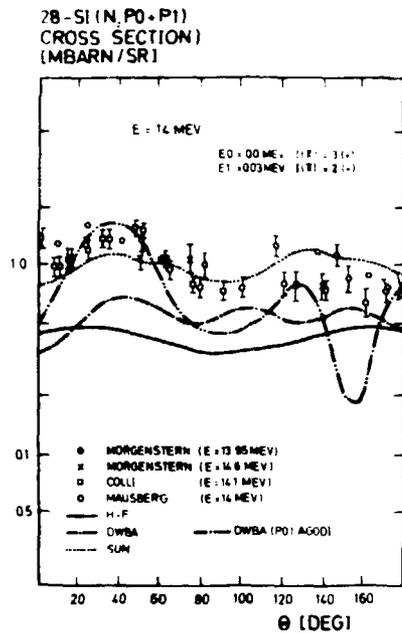


Abb. 1

Winkelverteilung der ersten beiden Protonengruppen p_0 und p_1 aus der Reaktion $^{28}\text{Si}(n,p)$ bei 14 MeV Neutroneneinschussenergie.

Es werden experimentelle Ergebnisse mit theoretischen Berechnungen im statistischen Modell (H-F) und in der DWBA-Näherung verglichen. Der Beitrag direkter Reaktionen ist gering.

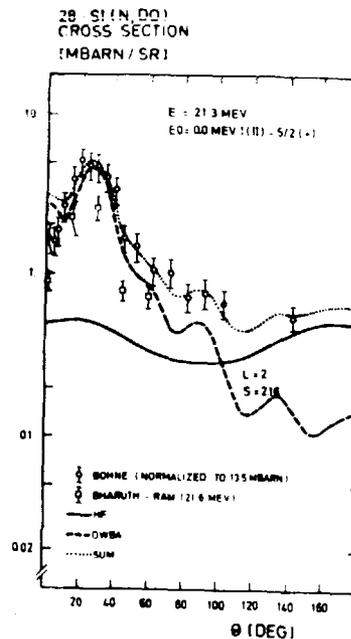


Abb. 2

Winkelverteilung der ersten Deuteronengruppe d_0 aus der Reaktion $^{28}\text{Si}(n,d)$ bei 21.3 MeV Neutroneneinschussenergie.

Experimentelle Daten werden mit theoretischen Berechnungen im statistischen Modell (H-F) und der DWBA-Näherung verglichen. Der Beitrag direkter Reaktionen ist sehr groß.

L i t e r a t u r

- [1] Hermsdorf, D. and L. Neumann, Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 39
[2] Hermsdorf, D., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 23

1.22. DIE ARBEIT DER KERNDATENBIBLIOTHEKEN IN DER DDR - DATENBESTAND UND SERVICELEISTUNGEN IM JAHR 1981

D. Hermsdorf und D. Seeliger
Technische Universität Dresden, Sektion Physik
K. Friedrich, L. Jankowski und B. Letz
Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung Leipzig, Informations- und Rechenzentrum

Wie in den letzten Jahren begonnen und entwickelt [1], wurden die Arbeiten zur Sammlung, Speicherung und Verteilung von Kerndaten in der DDR kontinuierlich verbessert. Als sehr nützlich erwies sich wiederum die AG "Kerndaten", in deren Rahmen eine effektive Information aller Kerndatennutzer über Datenangebot und Nutzungsarten garantiert werden kann.

Die internationale Zusammenarbeit wurde stabilisiert, um insbesondere durch die Erfassung von in der DDR gemessenen und publizierten Daten und deren Ein-speisung in internationale Bibliotheken einen gewichtigen Beitrag zur Wissen-schaftskooperation zu leisten.

Die Neutronenkerndatenbibliothek an der TU Dresden konnte im Jahr 1981 den Da-tenbestand um einige Files der Bibliothek ENDF/B-V aktualisieren. Eine starke Erweiterung erfuhr der Bestand an Gruppendaten. Mit Hilfe der Bibliotheken ENDF/B-IV, V, KEDAK-3 und ENDL konnten wiederum 10 Anfragen aus den Instituten KKAB Berlin, ZfK Rossendorf (Bereiche Reaktorphysik und Kernphysik), ZfI Leip-zig, TU Dresden (Sektion Physik, WB AKP und SSP), VEB Geophysik u.a. beantwor-tet werden. Ein beträchtlicher Anteil an Serviceleistungen für Kerndatennutzer betraf die Ausführung von Rechnungen im Rahmen kerntheoretischer Modelle (für ZfK Rossendorf, Bereiche Reaktorphysik und Kernphysik) sowie Beratungen zu grundlegenden physikalischen Fragen der Nutzung von Datenbibliotheken (TU, WB AKP) und technische Unterstützung (TU, Sekt. 12, KMU Leipzig). Es wurden zwei neue EXFOR entries an die IAEA Wien übergeben sowie die beiden älteren entries 30 275 und 30 397 korrigiert und überarbeitet.

Die Bibliothek für Kernstruktur- und Zerfallsdaten am ZfI Leipzig wurde 1981 um die neue Version der Datei ENSDF erweitert. Mit Hilfe der Dateien ENSDF, GAMDAT und NSR (siehe [1]) wurden in diesem Jahr 11 Anfragen von Nutzern des ZfI und der TU Dresdens beantwortet.

Tabelle 1
Beispiel für die Anwendung des Programmes
MEDLIST (OS-ES)

104RE EC DECAY (36.0 0 0) I(MIN)= 0.103

RADIATION TYPE	ENERGY (KEV)	INTENSITY (%)	GROUP/ ACT--)
AUGER-L	2.33	51.5	0.0115
CE-K-1	41.086 7	12.5 6	0.0111
AUGER-K	45.7	4.0 18	0.0134
CE-L-1	49.107 7	24.5 12	0.0114
CE-K-2	108.387 7	6.1 3	0.0161
CE-L-2	110.512 7	1.86 4	0.0147
CE-K-3	183.324 10	0.274 25	0.0111
CE-L-3	240.743 10	0.125 12	0.0006
CE-K-4	228.542 22	0.221 4	0.0034
CE-K-5	833.757 14	0.172 7	0.0031
X-RAY L	2.4	35.4	0.0067
X-RAY K	57.4817 5	25.5 4	0.0315
X-RAY K	57.51520 10	44.5 15	0.0560
X-RAY K	67.4	18.4 7	0.0274
Y	111.207 7	17.1 7	0.0406
Y	252.843 10	3.0 3	0.0167
Y	354.224 25	0.327 12	0.0038
Y	641.913 20	1.44 5	0.0265
Y	769.778 17	0.066 24	0.0104
Y	792.007 22	37.5 4	0.032
Y	894.760 14	15.6 4	0.297
Y	903.282 10	37.4 4	0.729
Y	1022.03 3	0.32 3	0.0112
Y	1275.11 3	0.114 7	0.0032
Y	1366.33 3	0.103 6	0.0030

10 WEAK P'S OMITTED (I_p = 0.2%)

Der Schwerpunkt der Arbei-ten am ZfI zur Nutzung der Kernstruktur- und Zer-fallsdatenfiles lag 1981 bei der Umsetzung des Pro-gramms MEDLIST (Medical Application List). Mit Hil-fe dieses Programms ist es möglich, den Nutzern ein aufbereitetes Listing der Strahlungsdaten eines Nuklids der Datei ENSDF zu übergeben (siehe Tab. 1). Dieses internationale Pro-gramm liegt damit erstmals in einer Version für ESER-Rechner (ES 1040/Betriebs-system OS) vor.

Die Indexierung in der DDR erschienenener Arbeiten zur Gewährleistung des Inputs der DDR für die interna-tionale Referatedatei für Kernstruktur- und Zer-fallsdaten (NSR) wurde 1981 fortgeführt. Dabei konnte auf Material des

ZfK Rossendorf zurückgegriffen werden.

Dem Leningrader Institut für Kernforschung (LIJAF) wurden 62 Referate zur Einspeicherung in den internationalen Fonds übergeben.

L i t e r a t u r

[1] Hermsdorf, D. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 27; Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 35; Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 22

1.23. DIE WECHSELWIRKUNG VON NEUTRONEN IM PLASMA VON FUSIONSREAKTOREN UND DIE BILANZ DES KERNBRENNSTOFFS

B. Kühn

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In Fusionsreaktoren muß das Tritium in dem Blanket mit Hilfe der Reaktion ${}^6\text{Li} + n \rightarrow t + {}^4\text{He}$ reproduziert werden, wobei die Neutronen durch die Fusionsreaktion selbst geliefert werden. Der Brutfaktor muß etwas größer als 1 sein, damit unvermeidbare Verluste ersetzt werden können und Brennstoff für den Start neuer Reaktoren zu Verfügung gestellt werden kann. Um solche Brutfaktoren zu erreichen, ist es notwendig, die primären Neutronen durch (n,2n)-Reaktionen, die alle negative Q-Werte haben, zu vervielfachen.

Im Fusionsplasma sind folgende in Tab. 1 aufgeführte Reaktionen der Neutronen mit den Bestandteilen des Plasmas, Deuterium und Tritium, möglich.

Tabelle 1
Neutronenreaktionen im Fusionsplasma

Reaktion	Q [MeV]	Schwelle [MeV]	E_n^{\max} [MeV]	E_n^{\min} [MeV]	σ_1 [barn]
(1) d(n,n)d	0	0	14.1	1.57	0.64 [1]
(2) t(n,n)t	0	0	14.1	3.52	0.86 [2]
(3) d(n,2n)p	-2.225	3.338	11.83	0	0.175 [3]
(4) t(n,2n)d	-6.258	8.344	7.5	0	0.1+0.05 [4]
(5) t(n,3n)p	-8.483	11.31	4.8	0	(10 ⁻³) [4]

In Tab. 1 bedeuten E_n^{\max} und E_n^{\min} die maximale bzw. minimale Energie der sekundären Neutronen des entsprechenden Prozesses und σ_1 der über die Winkelverteilung integrierte Querschnitt. Die bezüglich der Tritiumproduktion relevanten Konsequenzen dieser Reaktionen sind:

1. In allen Reaktionen wird die Neutronenenergie erniedrigt, d.h., die Fähigkeit der Neutronen sich zu vervielfachen wird reduziert.
2. Durch den Tritiumaufbruch (4,5) geht Brennstoff verloren, der durch zusätzliches Brüten ersetzt werden muß.
3. Die Aufbruchreaktionen (3,4,5) produzieren zusätzliche Neutronen mit relativ weichen Spektren.

Die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung eines Fusionsneutrons in dem Plasmavolumen kann durch das Verhältnis N_1/N_n ausgedrückt werden, wo N_1 die Zahl der Reaktionen des Typs (i) im Einheitsvolumen und in der Zeiteinheit und N_n die Zahl der in der Fusionsreaktion pro Volumen- und Zeiteinheit produzierten Neutronen ist. N_1 ergibt sich aus der Dichte ρ (cm^{-3}) einer der Brennstoffkomponenten, dem Neutronenfluß ϕ_n ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) und dem Reaktionsquerschnitt σ_i (barn) der Reaktion (i) zu

$$N_1 = \rho \phi_n \sigma_i \quad (1)$$

Der mittlere Neutronenfluß in einer Plasmakugel mit dem Radius R kann zu

$$\phi_n = 0.5 N_n R \quad (2)$$

abgeschätzt werden. Aus den Gleichungen (1) und (2) folgt für das Verhältnis N_1/N_n

$$N_1/N_n = 0.5 \rho R \sigma_i \quad .$$

In Tab. 2 sind die Verhältnisse N_1/N_n für die typischen Bedingungen in verschiedenen Fusionsreaktoren zusammengestellt.

Tabelle 2

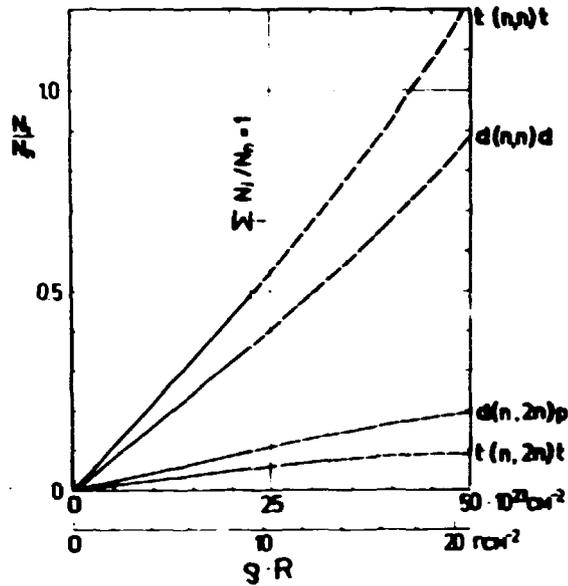
N_1/N_n für verschiedene Fusionsreaktoren

ρ (d+t) (cm^{-3})	$2 \cdot 10^{14}$	$4.6 \cdot 10^{22}$	$4.6 \cdot 10^{25}$	$4.6 \cdot 10^{26}$
R (cm)	100	0.1	0.01	0.0046
ρR (cm^{-2})	$2 \cdot 10^{16}$	$4.6 \cdot 10^{21}$	$4.6 \cdot 10^{23}$	$2.1 \cdot 10^{24}$
	TOKAMAK	fester Wasserstoff	1000x fester Wasserstoff	10000x fester Wasserstoff
Reaktion	N_1/N_n			
d(n,n)d	$0.32 \cdot 10^{-8}$	$0.74 \cdot 10^{-3}$	0.074	0.34
t(n,n)t	$0.43 \cdot 10^{-8}$	$0.99 \cdot 10^{-3}$	0.099	0.46
d(n,2n)p	$0.088 \cdot 10^{-8}$	$0.20 \cdot 10^{-3}$	0.020	0.093
t(n,2n)d	$0.05 \cdot 10^{-8}$	$0.12 \cdot 10^{-3}$	0.012	0.053
t(n,3n)p	10^{-12}	10^{-6}	10^{-4}	$5 \cdot 10^{-4}$

Schlußfolgerungen:

1. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit hängt von dem Produkt ρR , der "Plasmagröße", ab.
2. In Plasmamaschinen ist die Brennstoffdichte so klein, daß die Neutronenwechselwirkung vernachlässigt werden kann.
3. Im Falle der Trägheitshalterung kann die Neutronenwechselwirkung nicht vernachlässigt werden. Bei etwa $\rho R = 23 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ wird die Summe der $N_1/N_n = 1$, d.h., im Mittel macht jedes Neutron eine Reaktion. Hier ist die mittlere Neutronenenergie bereits erheblich herabgesetzt.

4. Die Tritiumverluste erreichen etwa 5 % (s. Abb. 1).



Bei größerem gR führt die Vielfachstreuung zu einer weiteren Verminderung der Neutronenenergie. Die dabei ansteigenden Querschnitte der elastischen Streuung führen zu einem schnelleren Anstieg der N_1/N_n für diese Wechselwirkungen. (In Abb. 1 angedeutet durch die gestrichelten Kurven.) Andererseits werden die "weichen" Neutronen unfähig, weitere Aufbruchreaktionen herbeizuführen.

Abb. 1

Die Verhältnisse N_1/N_n für die Reaktionen (1,...,4) als Funktion der "Plasmagröße" gR

5. Die Verhältnisse N_1/N_n für die Aufbruchreaktionen gehen deshalb bei wachsendem gR asymptotisch gegen bestimmte Grenzen. Für den Tritiumaufbruch liegt diese Grenze zwischen 5 und 10 % in Abhängigkeit vom Querschnitt. Das Verhältnis der Aufbruchraten für Deuterium und Tritium hängt von den Querschnitten beider Reaktionen ab. Die zusätzlichen Neutronen vom Tritiumaufbruch können ohne ausreichende Vervielfachung die Tritiumverluste nicht ausgleichen. Der kleine Überschuß an Aufbruchneutronen vom Deuterium hilft etwas, die Situation zu verbessern. Der endgültige effektive Neutronenfluß, der für das Tritiumbrüten zur Verfügung steht, hängt von der konkreten Konstruktion des Blankets ab.
6. Bei sehr großem gR werden die Neutronen thermalisiert. Dieser Effekt hilft, das Plasma zu erhitzen [5], aber die Neutronen verlieren ihre Fähigkeit, sich in dem Blanket zu vervielfachen. Der erreichbare Brutfaktor wird in diesem Falle mit Sicherheit kleiner als 1 sein.
7. Aus diesem Grunde ist die nutzbare Pelletgröße vom Standpunkt der Brennstoffbilanz, d.h. der Tritiumreproduktion, prinzipiell begrenzt.
8. Genauere Querschnittswerte, besonders für den Tritiumaufbruch und Messungen der Spektren der Aufbruchneutronen sind notwendig, um genauere quantitative Aussagen machen zu können.

L i t e r a t u r

- [1] Seagrave, J.D., Proc. Int. Conf. Three Body Problem in Nuclear and Particle Physics, Birmingham 1969. Amsterdam 1970, 66
- [2] Seagrave, J.D., Proc. Int. Conf. Few Body Problems, Light Nuclei and Nuclear Interaction, Brela 1967. New York 1968, 822
- [3] Sundquist, B., Proc. Int. Conf. Few Body Systems and Nuclear Forces II, Graz 1978. Berlin 1978, 270
- [4] Mether, D.S. and L.F. Pain, AWRE-Report No. 047/69 (1969), J.D. Seagrave ibid [1] 58, ibid [2] 822; Shirato, S. et al., Nucl. Phys. A267 (1976) 157
- [5] Beynon, T.D. and G. Constantine, J. Phys., G 3 (1977) 81

2. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNSPEKTROSKOPIE

2.1. ZUR WECHSELWIRKUNG DER S-BANDE MIT DER GRUNDZUSTANDS- UND GAMMABANDE IN KERNEN UM DIE MASSEZAHLE 80

(zur Veröffentlichung eingereicht bei Phys. Lett.)

L. Funke, J. Döring, S. Frauendorf, P. Kienitz, F.R. May, E. Will und G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Ein Vergleich der experimentellen Daten über Hochspinzustände in ^{80}Kr , ^{82}Sr , ^{81}Kr und ^{81}Rb (siehe [1]) mit Rechnungen auf der Basis des "Cranked shell"-Modells liefert den ersten Beweis für die vorhergesagten Oszillationen der Wechselwirkungsstärke zwischen der Grundzustandsbande und der $g_{9/2}$ -Protonen-S-Bande (siehe Abb. 1). Erstmals wurde eine Wechselwirkung zwischen der γ - und S-Bande beobachtet, deren Stärke in Abhängigkeit von der Protonenzahl ebenfalls zu oszillieren scheint.

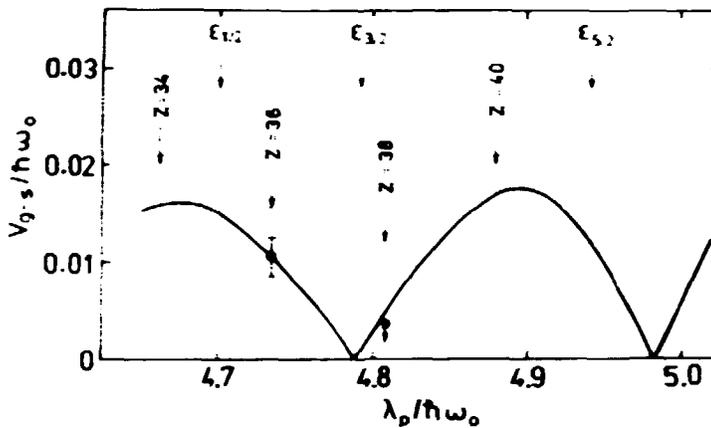


Abb. 1

Wechselwirkungsmatrixelement V_{g-s} als Funktion der Lage des chemischen Potentials λ_p . Die Lage von λ_p für gerade Protonenzahlen und die $g_{9/2}$ -Untersubzustände sind angegeben. In den Rechnungen wurden folgende Parameter benutzt: $\epsilon_2 = 0.25$, $\Delta_p = 1.7$ MeV, $\kappa = 0.068$, $\mu = 0.48$ (Protonen).

L i t e r a t u r

- [1] Funke, L. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 52

2.2. NACHWEIS DEFORMIERTER GRUNDZUSTÄNDE IN LEICHTEN KR-ISOTOPEN

(erschienen in Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1514)

R.B. Piercey, J.H. Hamilton, R. Soundranayagam, Z.V. Ramayya, C.F. Maguire,
X.-J. Sun und Z.Z. Zhao

Vanderbilt University, Nashville Tennessee

R.L. Robinson und H.J. Kim

Oak Ridge National Laboratory

S. Frauendorf

University of Tennessee, Knoxville und Zentralinstitut für Kernforschung,
Rossendorf, Bereich KF

J. Döring, L. Funke und G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

J. Roth, L. Cleemann, J. Eberth und W. Neumann

Institut für Kernphysik der Universität Köln

J.C. Wells und J. Lin

Tennessee Technological University, Cookeville

A.C. Rester

University of Florida, Gainesville

H.K. Carter

UNISOR, Oak Ridge

Die Energieniveaus in $^{74,76}\text{Kr}$ wurden mit "in-beam"-spektroskopischen Methoden in Schwerionenreaktionen und beim radioaktiven Zerfall von ^{76}Rb untersucht. Der zweite 0^+ -Zustand in ^{76}Kr wurde bei 770 keV identifiziert. Die Anregungsenergien der ersten 2^+ -Zustände in $^{74,76}\text{Kr}$ sind im Vergleich zum glatten Verlauf der höheren Zustände in der Grundzustandsbande zu groß [1]. Diese Tatsache kann man auf der Basis der Kreuzung von zwei Banden verstehen, die mit nahezu sphärischer und deformierter Kernform zusammenhängen. Die Grundzustände haben dann eine ungewöhnlich große Deformation. Die Ursache der Koexistenz verschiedener Kernformen in diesem Massengebiet ist wahrscheinlich damit verbunden, daß die Besetzung der untersten Zustände des $g_{9/2}$ -Multipletts sowohl im Protonen- als auch Neutronensystem eine große Deformation begünstigt.

L i t e r a t u r

[1] Funke, L. et al., Nucl. Phys. A355 (1981) 228

2.3. KOLLEKTIVE E2-ÜBERGÄNGE IN DER YRST-FOLGE VON ^{76}Kr

G. Winter, J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz und E. Will

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In die systematische Untersuchung von Anregungszuständen in Atomkernen nahe der Massenzahl 80 wurden auch die Niveaus in ^{76}Kr einbezogen, die bei der Bestrahlung von ^{74}Se mit α -Teilchen von 27 MeV angeregt werden. Mißt man die dabei emittierte γ -Strahlung unter Vorwärts- oder Rückwärtswinkeln relativ zur Strahlrichtung, so erhält man deutliche Veränderungen der Linienform an der hoch- oder niederenergetischen Flanke infolge des Dopplereffektes. Um diese Linienformänderung von den leichten Asymmetrien der Abbildungsfunktion der Nachweis-

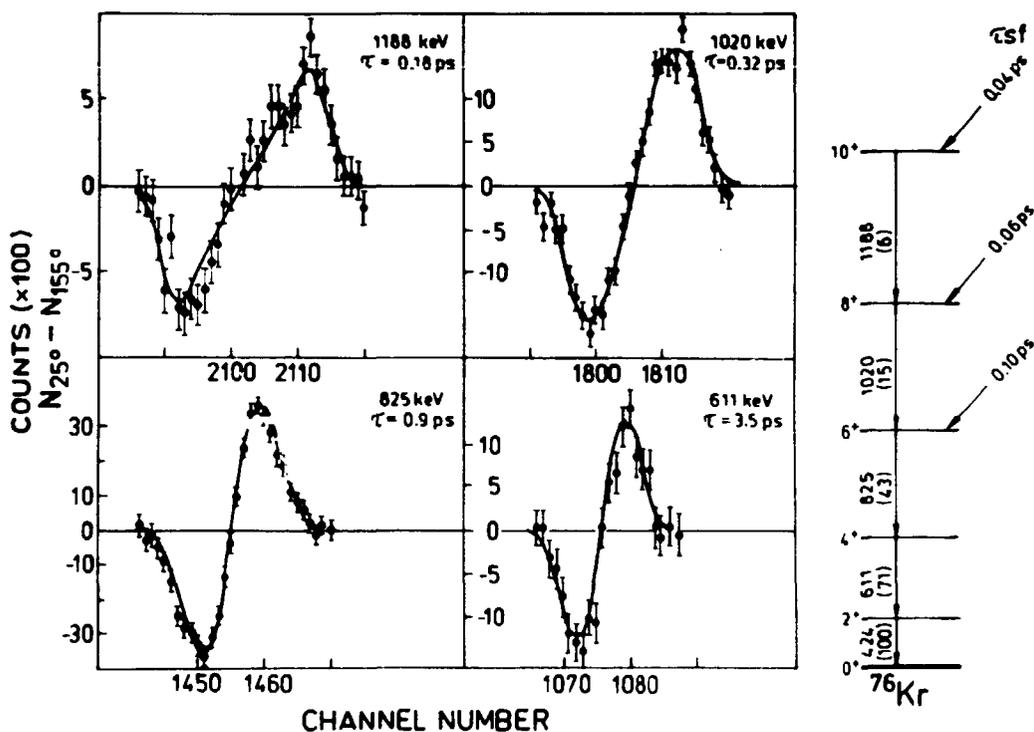


Abb. 1

Analyse der Linienform von γ -Übergängen in der Yrast-Folge von ^{76}Kr . Messungen und Rechnungen beziehen sich auf die Differenz der Messungen unter Vorwärts- und Rückwärtswinkeln.

apparat abzutrennen, betrachten wir das Differenzspektrum der Messungen unter Rückwärts- und Vorwärtsrichtung, wobei sich die meist stark überwiegende Intensität des ungestörten Peaks weghebt. Diese Differenzbildung wird auch bei der theoretischen Berechnung der durch Dopplereffekt veränderten Linienform [1] vollzogen, so daß man experimentell beobachtete und theoretisch berechnete Differenzen vergleichen und unter Verwendung der totalen Intensität der Linie die Lebensdauer des betreffenden Kernniveaus bestimmen kann. Nach dieser Methode wurden die Lebensdauern der Yrast-Niveaus in ^{76}Kr bestimmt (siehe Abb. 1). Für die Interpretation sehr kurzer Lebensdauern spielt die Zeitverzögerung zwischen dem Beginn der Bewegung des Endkerns und der Bevölkung des betreffenden Niveaus (sidefeeding Zeit τ_{sf}) eine bedeutende Rolle. Im vorliegenden Fall übersteigt die Einchußenergie die Energieschwelle zur Erzeugung des Kerne im 10^+ -Niveau nur um 4 MeV. Da die mittlere Energie der Verdampfungsneutronen etwa 2 MeV beträgt, werden viele Prozesse ohne große Zeitverzögerung zum 10^+ -Niveau führen (siehe Abb. 1). Die Ergebnisse unserer Messung sind in Tab. 1 angegeben und mit neuen Ergebnissen anderer Autoren [3,4] verglichen. Die Linie bei 825 keV ist ein Dublett, dessen schwächere Komponente (30 %) zum ^{76}Br gehört. Ein systematischer Fehler ist hier nicht ausgeschlossen. Nach den neuesten Ergebnissen treten in der Yrast-Folge von ^{76}Kr (bereits für den ersten Übergang) stark beschleunigte E2-Übergänge auf, die schneller sind als die bekannten E2-Übergänge dieses Messengebietes.

Tabelle 1

Zusammenstellung der Lebensdauermessungen zum ^{76}Kr . Die Lebensdauern wurden bestimmt in Coulombanregung [2,4], in der $^{66}\text{Zn}(^{12}\text{C},2n)$ -Reaktion [3] und in der $(\alpha,2n)$ -Reaktion (diese Arbeit). Die $B(E2)$ -Werte wurden mit den Lebensdauern der beiden vorhergehenden Spalten berechnet. Die Fehler sind in Klammern in Einheiten der letzten Dezimalstelle angegeben. Mit W.u. ist die Weißkopfeinheit abgekürzt.

E_γ [keV]	$I_i \rightarrow I_f$	τ [2] [ps]	τ [3] [ps]	τ [4] [ps]	τ [ps]	$B(E2)$ W.u.
424	$2^+ \rightarrow 0^+$	53(7)	-	35(3)		89(8)
611	$4^+ \rightarrow 2^+$	8.2(23)	5.0(20)	-	3.5(10)	143(41)
825	$6^+ \rightarrow 4^+$		1.2(12)		0.9(2)	123(28)
1020	$8^+ \rightarrow 6^+$		0.30(3)		0.32(4)	121(15)
1188	$10^+ \rightarrow 8^+$		0.14(2)		0.18(4)	100(23)
1278	$12^+ \rightarrow 10^+$		0.24(5)			

L i t e r a t u r

- [1] Winter, G., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 185
- [2] Nolte, E. et al., Z. Phys. A268 (1974) 267
- [3] Hamilton, J.H. et al., Contrib. Int. Conference Nucl. Phys., Helsinki 1981
- [4] Keinonen, J. et al., Nucl. Phys. A (submitted)

2.4. HOCHSPINZUSTÄNDE IN ^{78}Se

E. Will, J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz und G. Winter
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Untersuchung der angeregten Zustände von ^{78}Se wurde mit dem Ziel begonnen, die Wechselwirkungsstärke zwischen der s-Bande und der g- sowie γ -Bande zu bestimmen. Aus unseren Rechnungen [1] (siehe auch Bericht 2.1.) wird ein Wert von $V_{g-s} > 100$ keV vorausgesagt. Die bisherige Auswertung der $\gamma\gamma$ -Koinzidenz- und Winkelverteilungsexperimente führte zu dem in Abb. 1 gezeigten vorläufigen Niveauschema. Einige weitere, dem ^{78}Se zugeordnete Übergänge, konnten bisher nicht eingeordnet werden.

Ein Vergleich des ^{78}Se -Niveauschemas mit dem von ^{80}Kr [2] offenbart gewisse Ähnlichkeiten sowohl in den Strukturen positiver als auch negativer Parität.

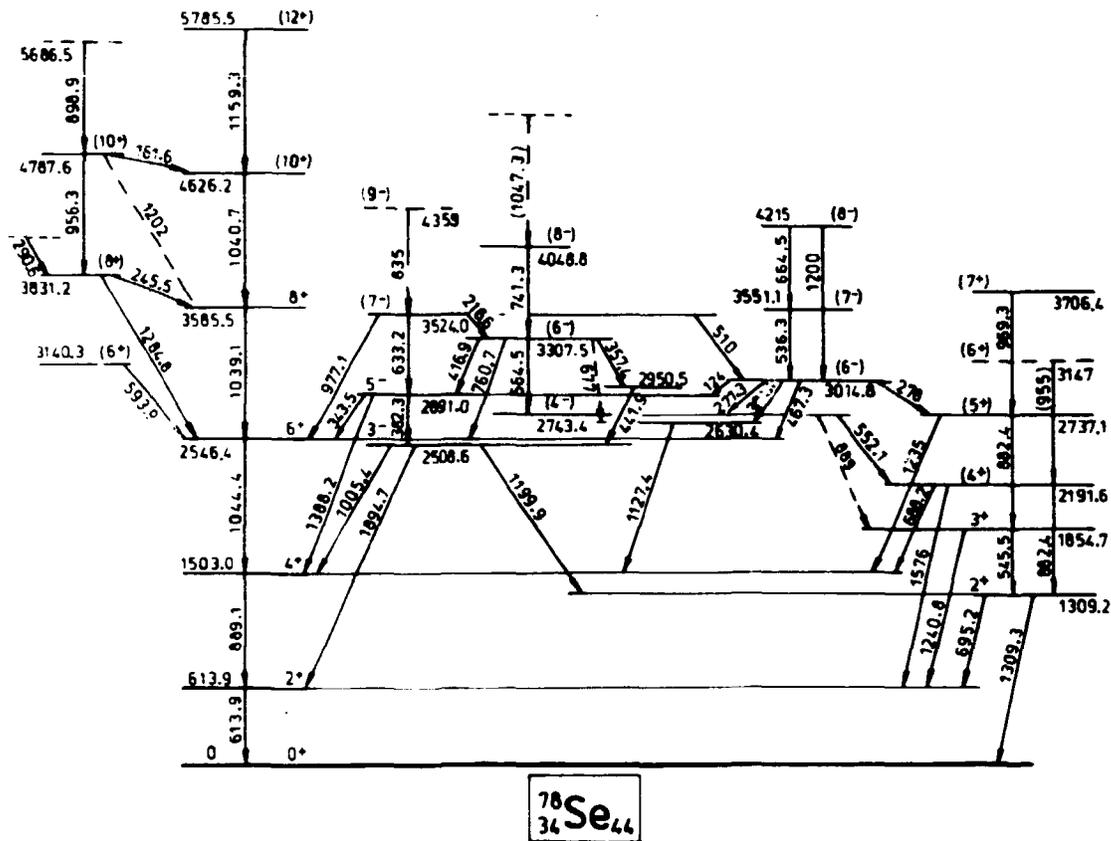


Abb. 1

Vorläufiges Niveauschema von ^{78}Se , erhalten aus "in-beam"-Experimenten in der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion bei 27 MeV

L i t e r a t u r

- [1] Funke, L. et al., Phys. Lett., im Druck
- [2] Funke, L. et al., Nucl. Phys. A355 (1981) 228

2.5 STRUKTUR DER ANGEREGTEN ZUSTÄNDE IN ^{82}Kr

P. Njeda^{x)}, J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will und G. Winter
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Untersuchung der Kernstruktur des ^{82}Kr [1] wurde fortgesetzt. Da das Niveauschema sehr komplex ist (siehe Abb. 1) und aus dem Anregungsspektrum allein kaum auf den kollektiven oder Mehrteilchencharakter der Niveaus geschlossen werden kann, konzentrierten wir unsere experimentellen Arbeiten im vergangenen Jahr auf die Bestimmung von Übergangswahrscheinlichkeiten. Durch Messung der Dopplerverschiebungen der γ -Linien konnten für etwa die Hälfte der angeregten Zustände Lebensdauern oder Grenzen für die Lebensdauer bestimmt werden. Zeiten unterhalb 10 ps wurden mit der DSA-Methode (Doppler shift attenuation) gemessen. Dazu wurde die Dopplerverschiebung sowohl aus einer Winkelverteilungsmessung (8 Winkel

^{x)} Institut für Kernforschung, Havanna, AdW Kuba

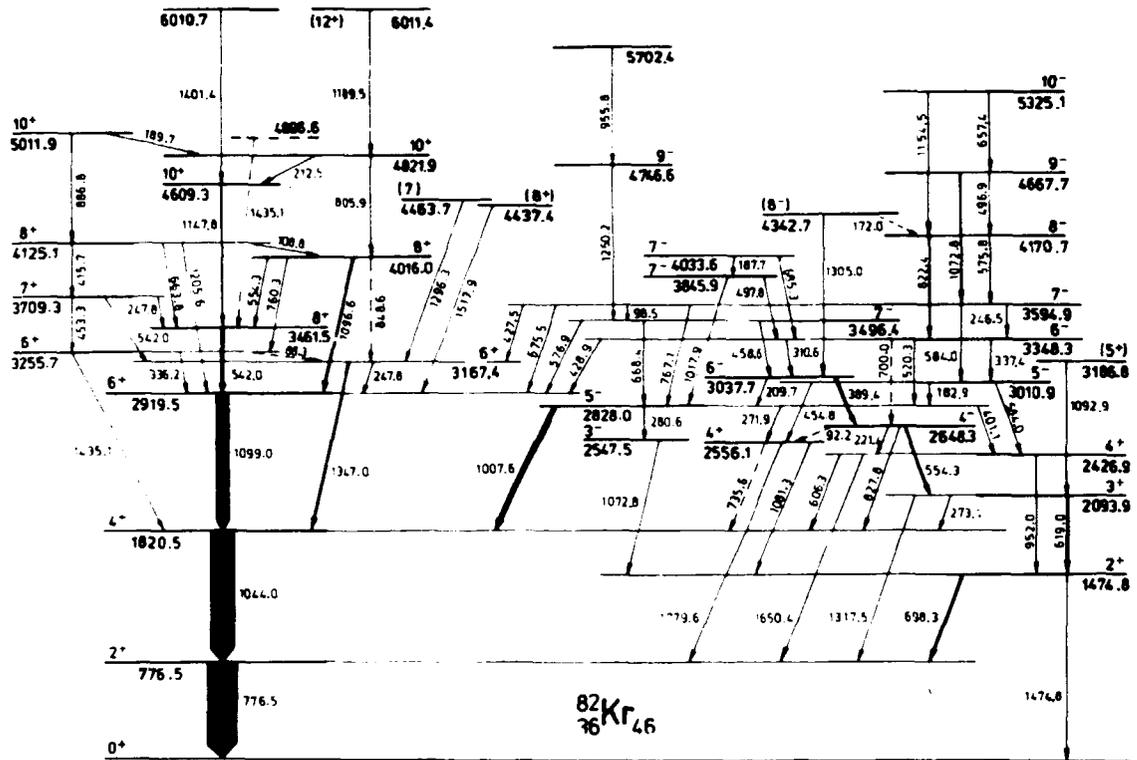


Abb. 1
Niveauschema des ^{82}Kr , wie es aus der Reaktion $^{80}\text{Se}(\alpha, 2n\gamma)$ erhalten wurde

zwischen 23° und 160° relativ zur Strahlrichtung) als auch aus einer Differenzmessung bestimmt, bei der das γ -Spektrum unter einem Vorwärts- und einem Rückwärtswinkel aufgenommen wurde (siehe auch Beitrag 2.3.). Außerdem wurden Messungen nach der Plunger-Methode durchgeführt, über die im Beitrag 2.6. berichtet wird.

Im Anregungsspektrum des ^{82}Kr konnten wir nur wenige kollektive Strukturen nachweisen. Bereits die Zuordnung eines der drei 6^+ -Niveaus zur Grundzustandsbande ist problematisch; offenbar spielt schon bei diesem Drehimpuls die Mischung mit $2q_2$ -Konfigurationen eine wichtige Rolle. Die stärkste Kollektivität wird in der Folge 8^+ (4016 keV) - 10^+ (4822 keV) - 12^+ (6011 keV) beobachtet. Hier findet man Ähnlichkeiten mit der $(g_{9/2})^2$ -Protonenanregung, die als S-Bande im Nachbarkern ^{80}Kr nachgewiesen wurde [2]. Eine Niveaufolge mit negativer Parität und der Spinfolge $\Delta I=1$ weist ebenfalls Züge einer kollektiven Bande auf (Kaskaden- und Crossover-Übergänge, $B(E2)$ -Werte von etwa 10 Weisskopf-Einheiten). Auffällig ist die starke Behinderung der E2-Übergänge zwischen dieser Bande und einer weiteren Folge, zu der das 4^- -Niveau und das 6^- -Niveau bei 3038 keV gehören. Möglicherweise handelt es sich einerseits um Protonen- und andererseits um Neutronenanregungen, die untereinander wenig gemischt sind. Aus der Systematik radioaktiver Zerfälle im benachbarten Kerngebiet [3] ist für das 4^- -Niveau die Neutronenkonfiguration $(g_{9/2})^3 p_{1/2}$ zu erkennen. Daraus ergibt sich der Hinweis, daß in der Bande, die mit dem 5^- -Zustand bei 3011 keV beginnt, die Protonenkomponenten dominieren.

In mehreren Fällen sind Niveaus mit gleichem Spin durch schnelle M1-Übergänge verbunden. Übergangswahrscheinlichkeiten von mehr als 0.1 Weisskopf-Einheit wurden für die Übergänge bei 88 keV (6^+), 336 keV (6^+), 108 keV (8^+), 183 keV (5^-), 98 keV (7^-) und 187 keV (7^-) beobachtet. Solche Übergänge weisen auf eine starke Mischung zwischen Ausgangs- und Endniveau des Übergangs oder auf sehr unterschiedliche magnetische Momente hin [2].

L i t e r a t u r

- [1] Ojeda, P. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 50
- [2] Funke, L. et al., Nucl. Phys. A355 (1981) 228
- [3] Lederer, C.M. and V.S. Shirley: Table of Isotopes. New York 1978

2.6. DIE MESSUNG VON ps-LEBENSDAUERN IN ^{82}Kr MIT DER PLUNGER-METHODE

G. Winter, H. Rotter, L. Kostov, J. Döring, L. Funke, P. Kamnitz,
P. Ojeda^{x)} und E. Will

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Untersuchung der Anregungszustände im ^{82}Kr mit Hilfe der ($\alpha, 2n$)-Reaktion [1] wurde durch Messung von Lebensdauern im ps-Gebiet mit der Plunger-Methode fortgesetzt (siehe auch Bericht 2.5.). Bei der Emission von γ -Quanten eines Übergangs registriert die Meßapparatur im Plunger-Experiment eine Energieverteilung, deren drei Komponenten durch die Emission zu verschiedenen Zeiten charakterisiert sind:

1. Die Emission während der Abbremsung des Kerns im Target (I_T).
Diese Komponente liefert insbesondere einen Beitrag zur Intensität der unverschobenen Linie, der von den im Target vollständig abgebremsten Kernen herrührt.
2. Die Emission während der Flugzeit zwischen Target und Plunger (I_{FL}).
3. Die Emission nach dem Auftreffen und Abstoppen im Plunger (I_{STOP}).

Die Zerfallskurve des betreffenden Kernniveaus wird durch Variation des Abstands zwischen Target und Plunger abgetastet, wobei die Zeitinformation aus den Intensitäten I_{FL} und I_{STOP} abgeleitet wird. Die Intensität I_T stellt einen für alle Abstände konstanten Anteil dar. Die Plunger-Kammer erhielten wir im Austausch von unserem Kooperationspartner aus dem FTI Leningrad. Das Target wurde durch Aufdampfen von metallischem ^{80}Se auf eine 0.49 mg/cm^2 Polyesterfolie (aluminiumbeschichtet) hergestellt, wobei die Seleneschicht etwa 0.2 mg/cm^2 dick war. Das gleiche Folienmaterial wurde auch als Plunger verwendet. Sowohl die Plunger-Folie als auch die Targetunterlage müssen so gewählt werden, daß sie sich gut spannen lassen und beim Beschuß mit α -Teilchen möglichst wenig Fremdstrahlung emittieren. Die γ -Strahlung wurde mit einem Ge(Li)-Detektor von 6 % Effektivität registriert, der sich in 12 cm Abstand vom Target befand und die Strahlung unter einem Winkel von 17 ± 7 Grad relativ zur Strahlachse erfaßte. Die Messung erfolgte für insgesamt 12 Abstände zwischen $12 \mu\text{m}$ und $9840 \mu\text{m}$. Außerdem wurde zur Kontrolle eine Messung unter dem Winkel 90° sowie zwei Aktivierungsmessungen durchgeführt.

^{x)} Institut für Kernforschung, Havanna, AdW Kuba

Zur Analyse der gemessenen Energieverteilungen wurden zwei Wege verfolgt:

1. Die traditionelle Zerlegung in die Komponenten I_{FL} und I_{STOP} unter Verwendung von Linienmodellen. Hierbei wird die Größe $I_{STOP}/(I_{STOP} + I_{FL})$ in Abhängigkeit vom Plunger-Abstand bestimmt. Als Modell für die Form der unverschobenen Linie wurde direkt die experimentelle Energieverteilung, gemessen beim kleinsten Abstand, verwendet. Voraussetzung dafür ist, daß die zugehörige Flugzeit klein gegenüber der zu bestimmenden Lebensdauer ist. Entsprechend wurde die Form der dopplerverschobenen Linie aus der gemessenen Verteilung beim größten Abstand gefunden. Der vom Target verursachte konstante Anteil I_T braucht explizit nicht berücksichtigt zu werden, da er sowohl in der auszuwertenden Energieverteilung als auch in den Spektren, denen die Linienmodelle entnommen wurden, enthalten ist. Die mittlere Rückstoßgeschwindigkeit wurde unabhängig von der Kinematik aus der Schwerpunktverschiebung zwischen unverschobener und verschobener Linie, gemessen beim kleinsten beziehungsweise größten Plunger-Abstand, ermittelt. Hierbei und bei der maschinellen Zerlegung der gemessenen Energieverteilungen wurden, falls notwendig, Verschiebungen der Spektren, hervorgerufen durch Instabilitäten

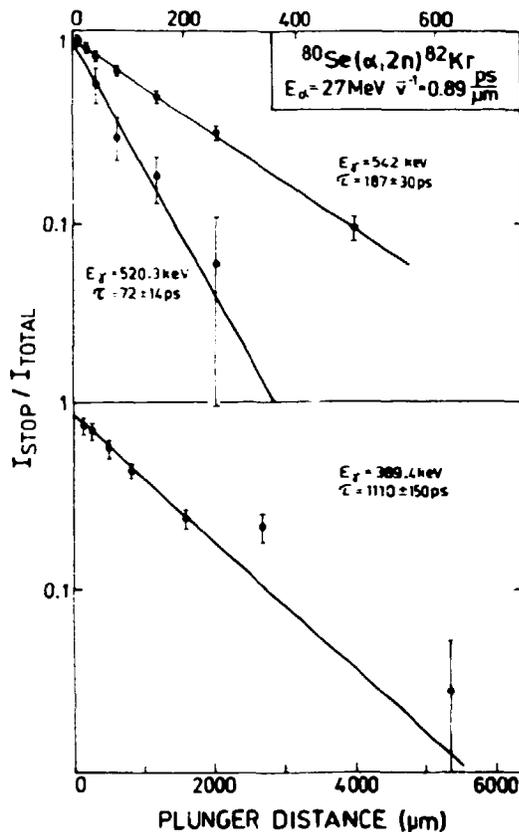


Abb. 1

Relative Intensität der gestoppten Komponente I_{STOP}/I_{TOTAL} in Abhängigkeit vom Plunger-Abstand für verschiedene Übergänge in ^{82}Kr

der Meßapparatur, korrigiert. Beispiele für die Analyse sind in Abb. 1 dargestellt.

2. Eine Analyse der gemessenen Energieverteilung durch theoretische Berechnung der für den Dopplereffekt maßgebenden Prozesse nach der Monte-Carlo-Methode.

Folgende physikalische Prozesse wurden bei der Berechnung berücksichtigt:

- a) Das Auslösen der Reaktion in verschiedenen Tiefen der Targetsubstanz.
- b) Die Änderung der Rückstoßgeschwindigkeit und der Flugrichtung infolge der Emission der zwei Neutronen (einfaches Verdampfungsmodell).
- c) Das Abbremsen und die Richtungsänderung in der noch zu durchfliegenden Targetsubstanz (Blaugrund-Näherung).
- d) Das Durchfliegen des Target-Plunger-Abstandes und das Auftreffen auf den Plunger.

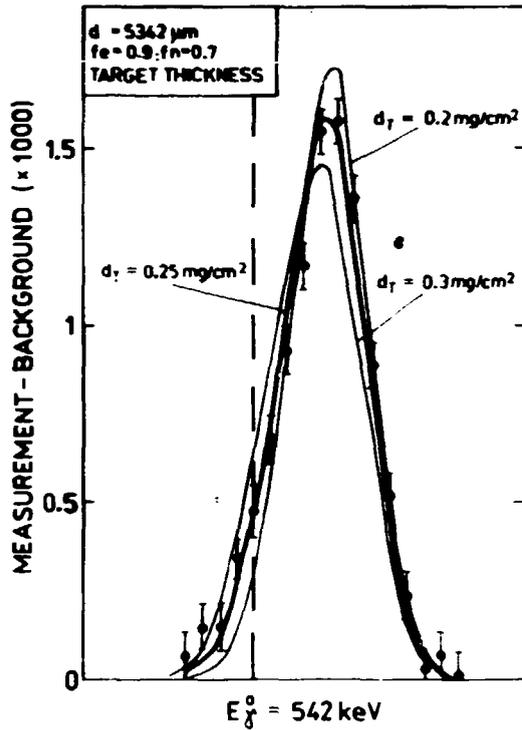


Abb. 2

Bestimmung der effektiven Targetdicke im Plunger-Experiment

Beim Nachweis der γ -Strahlung aus dem Endkern wird der Relativwinkel zur Rückstoßbewegung, der Öffnungswinkel und die Abbildungsfunktion des Detektors einbezogen. Da die Targetdicke und die Abbremsfaktoren f_e und f_n nicht genau bekannt waren, wurde eine effektive Targetdicke bestimmt, indem eine gemessene Verteilung für eine sehr lange Flugzeit analysiert wurde. Eine solche Verteilung kann die Komponente I_{STOP} nicht enthalten und die Komponente I_T tritt im Gebiet der unverschobenen Linie deutlich hervor (siehe Abb. 2). Beispiele für die theoretische Analyse gemessener Verteilungen sind in Abb. 3 dargestellt.

Eine Zusammenstellung der vorläufigen Einzelergebnisse für die Lebensdauer nach diesem Verfahren ist in Tab. 1 angegeben. Bei den letzten drei Linien tritt eine erhebliche systematische Unsicherheit auf, die mit dem nicht ausreichend genau bekannten Zeitverhalten der diese Niveaus bevölkernden Übergänge verbunden ist.

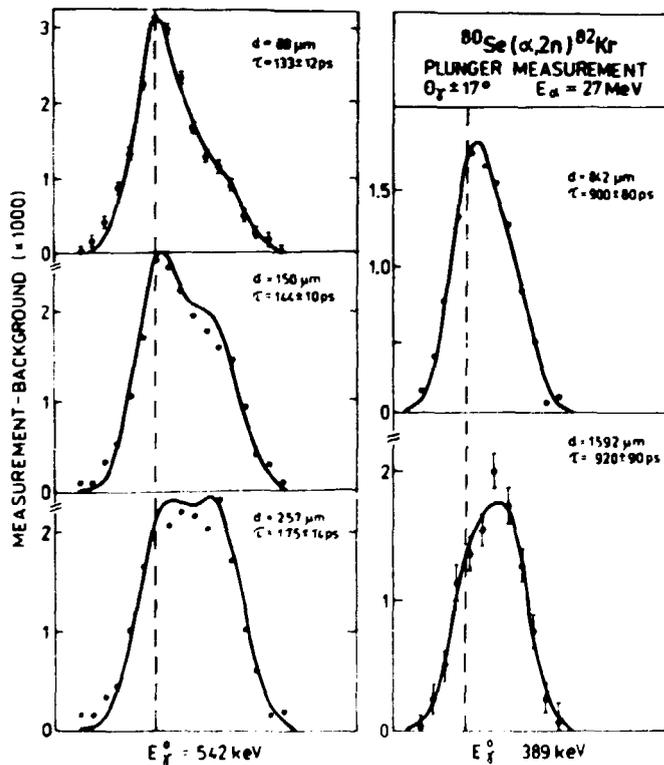


Abb. 3

Berechnete und gemessene Energieverteilungen im Plunger-Experiment. Die statistischen Fehler der Meßpunkte sind nur für einen Abstand eingezeichnet.

Tabelle 1

Lebensdauern (in ps) für γ -Übergänge in ^{82}Kr . Der statistische Fehler ist in Klammern in Einheiten der letzten Stelle angegeben.

E_γ [keV]	Abstand [μm]							
	12	24	42	80	150	257	842	1592
389							900(80)	920(90)
520				72(35)	50(25)	62(30)		
542				133(12)	144(10)	175(15)		
777	6.8(10)							
1044	2 (1)							
1099	3 (1)	5(2)						

L i t e r a t u r

[1] Ojeda, P. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 50

2.7. KERNFORMÜBERGANG IN ^{81}Kr ?

L. Funke, F. Döna, J. Döring, S. Frauendorf, P. Kemnitz, E. Will und G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

L. Hildingsson, A. Johnson und Th. Lindblad

Forschungsinstitut für Atomphysik Stockholm

Die Fortsetzung der Untersuchungen zum ^{81}Kr [1] führte zu Ergebnissen, die eine Änderung der Kernform beim Übergang von 1-Quasiteilchen (QT) zu 3QT-Anregungen als wahrscheinlich erscheinen lassen.

Durch die Anwendung der DSA-Methode auf die Winkelverteilungsspektren konnten für 22 der 40 beobachteten Niveaus [1] die Lebensdauern bestimmt werden (siehe auch Bericht 2.3.). Dadurch liegen viele B(E2)- und B(M1)-Werte für einen Vergleich mit theoretischen Werten vor. Beispielsweise betragen die B(E2)-Werte in der Folge positiver Parität etwa 30 - 40 Weißkopf-Einheiten (W.u.). Die B(M1)-Werte zwischen Zuständen positiver Parität sind in Abb. 1 als Funktion des Drehimpulses des Ausgangszustandes gezeigt. Wie man sieht, sind die Werte für Übergangswahrscheinlichkeiten tiefliegender Zustände viel kleiner als die zwischen den Hochspinzuständen. Dabei tritt ein Sprung der B(M1)-Werte beim Spin 21/2 auf, d.h. gerade dort, wo die $g_{9/2}$ -Neutronenbande eine 3QT-Bande kreuzt, die sehr wahrscheinlich der Kopplung des $g_{9/2}$ -Neutrons an die $(g_{9/2})^2$ -Protonenbande (S) des Rumpfkerns ^{80}Kr [2] entspricht. Die Interpretation dieser Bandenkreuzung wird gestützt durch die Wechselwirkungsstärke von $V_{\text{exp}} = (97 \pm 8)$ keV, die Kreuzungsfrequenz von $\hbar \omega_{\text{cr}} \approx 650$ keV (siehe Abb. 2), den "aligned"-Drehimpuls $i \approx 6.5 \hbar$ und die hohe Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den zwei $21/2^+$ -Zuständen (siehe Abb. 1). Diese Werte entsprechen denen der Bandenkreuzung in ^{80}Kr [2].

Die Analyse der experimentellen Energien der Zustände positiver Parität in ^{81}Kr ergibt für die QT-Energien im rotierenden System [3] die in Abb. 2 oben dargestellten Verläufe. Im unteren Teil der Abb. 2 sind die entsprechenden Kurven

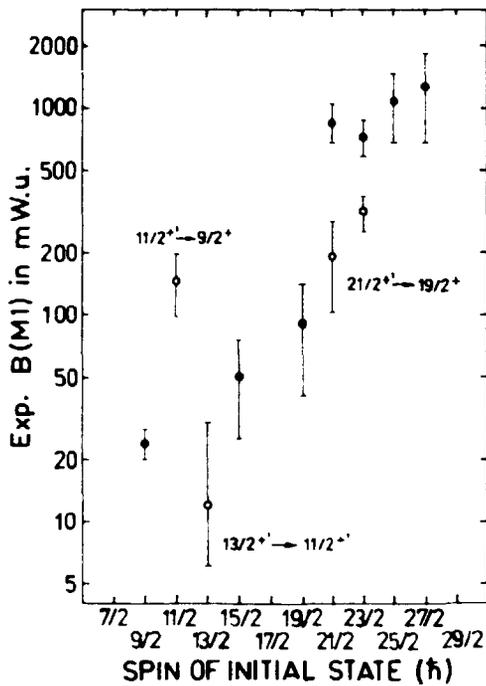


Abb. 1

M1-Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen Zuständen positiver Parität in ^{81}Kr . Volle Kreise entsprechen den Übergängen, die von Yrastniveaus ausgehen.

angegeben, die sich aus einer "Cranked shell"-Modellrechnung unter der Annahme axialer Symmetrie ergeben. Der Vergleich zeigt, daß die 3QT-Struktur recht gut durch die Rechnung wiedergegeben wird, während die große Signaturaufspaltung und der kleine "aligned"-Drehimpuls in der 1QT-Struktur durch diese Rechnung nicht beschrieben wird. Ähnlich verhält es sich mit den M1-Übergangswahrscheinlichkeiten (Abb. 1): die großen Werte der 3QT-Struktur entsprechen, im Gegensatz zu den kleinen bei niederen Spins, den erwarteten Werten einer $g_{9/2}$ -Neutronenkonfiguration mit großem K. Damit weisen sowohl die Energien als auch die M1-Übergangswahrscheinlichkeiten darauf hin, daß die Annahme axialer Symmetrie für

die 1QT-Struktur ungerechtfertigt ist. Erste Rechnungen unter Einfluß des γ -Freiheitsgrades zeigen, daß mit steigenden Werten von γ die Signaturaufspaltung ansteigt und die Übergangswahrscheinlichkeiten abnehmen. Auf dieser Basis können möglicherweise auch die kleinen B(E2)-Werte von nur etwa 5 - 10 W.u. für Übergänge innerhalb der 3QT-Struktur negativer Parität (aufbauend auf

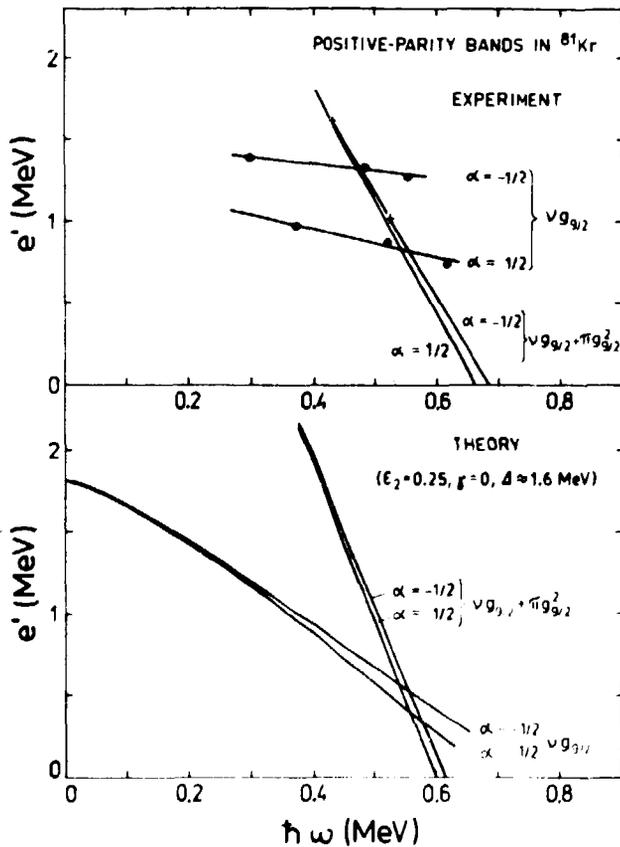


Abb. 2

1QT- und 3QT-Energien (Routhian) positiver Parität in ^{81}Kr . Oben: aus dem Experiment abgeleitete Werte, wobei am Kreuzungspunkt die ungestörten Energien der $21/2^+$ -Zustände verwendet wurden. Unten: CSM-Rechnungen unter Annahme einer axial-symmetrischen Kernform (siehe auch Bericht 2.1.).

dem $13/2^-$ -Niveau bei 2165.7 keV [1]) verstanden werden. Zur Klärung der komplizierten Situation sind weitere theoretische Untersuchungen notwendig.

L i t e r a t u r

- [1] Funke, L. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 48 und Annual report, AFI Stockholm (1980) 52
- [2] Funke, L. et al., Nucl. Phys. A355 (1981) 228
- [3] Bengtsson, R. and S. Frauendorf, Nucl. Phys. A327 (1979) 139

2.8. SUCHE NACH DREITEILCHENZUSTÄNDEN UND KOLLEKTIVEN BANDEN IN ^{83}Kr

P. Kemnitz, J. Döring, L. Funke, E. Will und G. Winter
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
L. Hildingsson, D. Jerrestam, A. Johnson und Th. Lindblad
Forschungsinstitut für Atomphysik Stockholm

Im Rahmen systematischer Untersuchungen von Hochspinzuständen in Kernen um die Massenzahl 80 begannen wir Experimente zum ^{83}Kr . Dieser Kern ist nur drei Neutronen vom Schalenabschluß $N = 50$ entfernt. Daraus erklärt sich die geringe Kollektivität der bisher bekannten angeregten Zustände. Das Hauptziel unserer Experimente ist die Suche nach Dreiteilchenanregungen und hochliegenden kollektiven Banden.

Das Nuklid ^{83}Kr wurde am Stockholmer Zyklotron unter Ausnutzung der Reaktion $^{80}\text{Se}(\alpha, 3n)$ erzeugt. Die Analyse einer $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung ergab Hinweise auf mehrere bandenähnliche Niveaufolgen. Insbesondere fanden wir weitere Niveaus einer Folge, die in jüngster Zeit in (α, n) -Experimenten nachgewiesen wurde [1,2] und die Ähnlichkeit mit einer $13/2^-$ -Bande im ^{81}Kr besitzt [3]. Weitere Messungen wurden durchgeführt, aber bisher noch nicht ausgewertet.

L i t e r a t u r

- [1] Oartwright, C.M. et al., J. Phys., G 7 (1981) 65
- [2] Eskola, P. et al., University of Helsinki Report HU-P-201 (1981)
- [3] Funke, L. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 48

2.9. BANDENSTRUKTUREN IN DEN DOPPELT-UNGERADZÄHLIGEN KERNEN $^{74,76,78,80}\text{Br}$

J. Döring, G. Winter, W.-D. Fromm, L. Funke, P. Kemnitz und E. Will
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Arbeiten zur systematischen Untersuchung von tiefliegenden Hochspinzuständen in den doppelt-ungeradzähligen Kernen $^{74,76,78,80}\text{Br}$ [1,2,3] wurden durch Messungen zur Winkelverteilung niederenergetischer γ -Übergänge und durch Zeitmessungen im Nanosekundengebiet unter Verwendung eines hochauflösenden Röntgenspektrometers fortgeführt. Außerdem wurden erste Ergebnisse zum Kern ^{82}Br erhalten (siehe Bericht 2.10.).

Auf der Grundlage unserer Experimente konnte insbesondere zum Kern ^{76}Br ein erheblich erweitertes Niveauschema aufgestellt werden (siehe Abb. 1). Die Folge positiver Parität [1], die auf dem $I^{\pi} = 4^+$ -Isomer [4] bei 102.7 keV aufbaut,

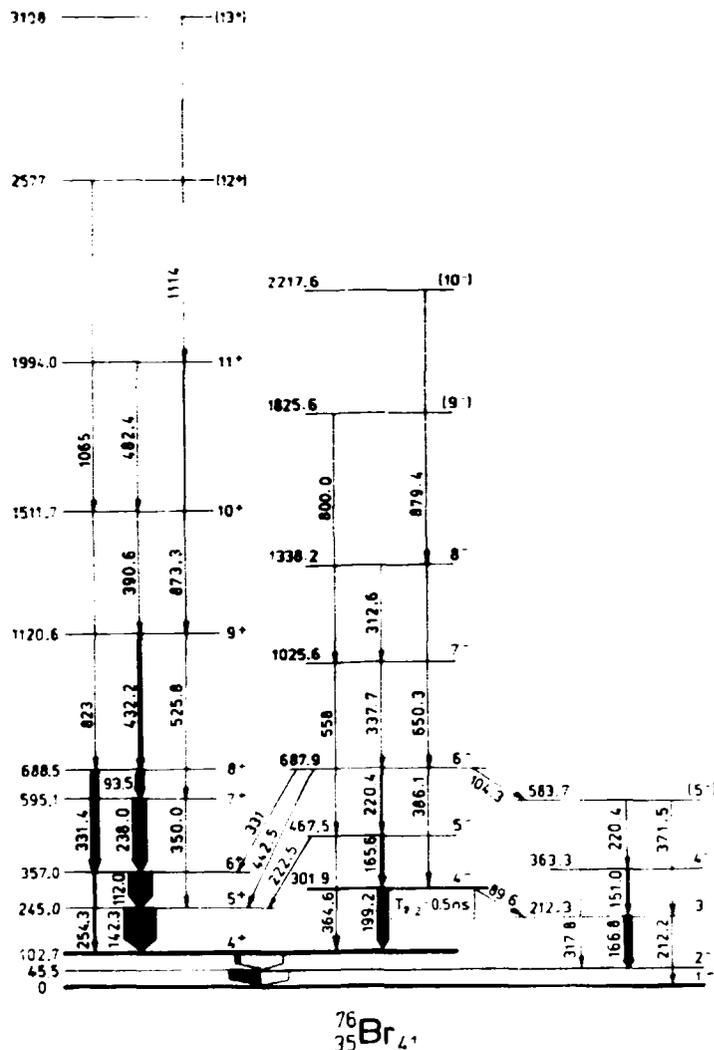


Abb. 1

Bandenstrukturen aus dem Niveauschema von ^{76}Br . Die Breite der Pfeile entspricht der Intensität in der $^{74}\text{Se}(\alpha, pn)$ -Reaktion.

konnte bis zum Spin $I^\pi = (13^+)$ beobachtet werden. Die angegebene Niveaufolge bis zu $I = (11)$ wird durch eine kürzlich veröffentlichte Arbeit [5] bestätigt. Außerdem konnten erstmalig zwei Folgen negativer Parität in ^{76}Br nachgewiesen werden. Die Zuordnung der auf dem $I^\pi = 4^-$ -Zustand bei 301,9 keV aufbauenden Folge beruht hauptsächlich auf den γ -Koinzidenzerggebnissen von einigen Zwischenbanden-Übergängen zu bekannten Zuständen positiver Parität. Die negative Parität dieser Struktur folgt eindeutig aus der gemessenen Linearpolarisation der Übergänge bei 199,2 keV und 222,5 keV (siehe Bericht

6.29.) in Verbindung mit den experimentellen Winkelverteilungskoeffizienten. Die andere Niveaufolge negativer Parität baut direkt auf dem Grundzustand von $I^\pi = 1^-$ auf, wobei das Niveau bei 45,5 keV auch im Zerfall von ^{76}Kr [6] beobachtet wird.

Im Ergebnis der Zeitmessungen zu den genannten Br-Kernen konnten für einige Niveaus Lebensdauern bestimmt werden, so zum Beispiel für das 301,9-keV-Niveau in ^{76}Br (siehe Abb. 1). Aus der gemessenen Halbwertszeit von $T_{1/2} = (0,5 \pm 0,2) \text{ ns}$ ergibt sich für den 89,6-keV-M1-Übergang eine $B(M1)$ -Übergangswahrscheinlichkeit von $1,7 \cdot 10^{-3}$ Weißkopf-Einheiten. Einige weitere Resultate sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Da in dem betrachteten Massengebiet sowohl das ungepaarte Proton als auch das Neutron die $g_{9/2}$ -Schale besetzen können, erwartet man tiefliegende Hochspinzustände positiver Parität. Solche möglichen Zustände werden in allen vier Br-Kernen beobachtet, jedoch treten unterhalb des $I^\pi = 8^+$ -Zustandes erhebliche Unterschiede zwischen benachbarten Kernen auf. In ^{74}Br und ^{76}Br werden zusätzlich zu den intensitätsstarken $\Delta I = 1$ -Kaskadenübergängen auch starke E2-Übergänge beobachtet, während diese E2-Übergänge in ^{78}Br nur schwach und in ^{80}Br nicht nachgewiesen werden konnten. Dieses Verhalten deutet darauf hin, daß die Kollektivi-

Tabelle 1
M1-Übergangswahrscheinlichkeiten in ^{76}Br

E_{γ} [keV]	$T_{1/2}^{\text{exp}}$ [ns]	$B(M1) \times 10^{-3}$ in Risikopf-Einheiten
45.5	1.13 [6]	99
89.6	0.5	1.7
165.6	≤ 0.15	≥ 14
166.8	≤ 0.15	≥ 14

tät in den Zuständen unterhalb $I^{\pi} = 8^{+}$ mit zunehmender Massenzahl abnimmt. Weiterhin werden im Kern ^{78}Br relativ lange Lebensdauern für die Niveaus bei 227.7 keV ($T_{1/2} = 84$ ns) und bei 337.9 keV ($T_{1/2} \approx 7$ ns) beobachtet [3,7], die die Interpretation als $(\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2})_I$ in Frage stellen. Zur Zeit ist noch

völlig unklar, welcher Zustand im ^{78}Br dem $I^{\pi} = 5^{-}$ -Zustand entspricht, den man aus einem Vergleich mit ^{80}Br und ^{82}Br (siehe Bericht 2.10.) erwartet. Oberhalb des $I^{\pi} = 8^{+}$ -Zustandes tritt in allen vier Br-Kernen eine Vergrößerung der Energieabstände zwischen aufeinanderfolgenden Niveaus auf. Außerdem werden E2-Übergänge beobachtet. Eine Darstellung der Anregungsenergie der experimentell gefundenen Zustände positiver Parität über dem tiefsten Zustand in Abhängigkeit vom Drehimpuls wird in Abb. 2 gezeigt. In dieser Abbildung ist der Anstieg der Kurven proportional zu $\hbar^2/2\theta$, wobei θ dem Trägheitsmoment entspricht. Beim Spin $I=8$ tritt für die positiven Paritäten eine deutliche Änderung des Verlaufes auf, und zwar so, daß oberhalb dieses Drehimpulses der Anstieg für die betrachteten Br-Kerne im Mittel gleich ist. Dieses systematische Verhalten deutet auf kollektive, rotationsähnliche Anregungen oberhalb des 8^{+} -Zustandes hin.

Eine Analyse der Anregungsenergien im Rahmen des "Cranked shell"-Modells [8] wird in Abb. 3 gezeigt, wo die zur Rotationsachse ausgerichtete Drehimpulskomponente I_x in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz ω dargestellt ist. Bezogen auf eine Referenzkurve (REF) kann für die beiden Signaturen $\alpha = 0,1$ der Folge positiver Parität (PPB) ein "aligned"-Drehimpuls von $i_{\text{PPB}} = 3.9 \hbar$ abgeleitet werden. Für die beiden Signaturen der Folge negativer Parität (NFB) erhält man einen Wert von $i_{\text{NFB}} = 3.3 \hbar$. Da in diesem Massengebiet die typischen Werte für den "aligned"-Drehimpuls für $g_{9/2}$ -Protonen $i_p \approx 3.5 \hbar$ und für $g_{9/2}$ -Neutronen $i_n \leq 1 \hbar$ [9] betragen, ist stark anzunehmen, daß die K=4-Bande negativer Parität in ^{76}Br ein $g_{9/2}$ -Proton enthält. Diese Interpretation wird auch durch die Existenz tiefliegender $9/2^{+}$ -Zustände in den ungeradzahligem Protonenkernen $^{75,77}\text{Br}$ unterstützt. Andererseits gibt es in den ungeraden Neutronenkernen $^{73,75}\text{Se}$ tiefliegende $3/2^{-}$ -Zustände, so daß die Kombination $\pi g_{9/2} \otimes \nu p_{3/2}$ für die K=4-Bande negativer Parität sehr wahrscheinlich ist. Bei Annahme einer Deformation von $\epsilon_2 \approx 0.25$ ergibt sich im Nilsson-Modell als wahrscheinlichste Konfiguration $\pi 5/2[422] \otimes \nu 3/2[301]$.

Die ebenfalls im ^{76}Br beobachtete Grundzustandsbande kann verstanden werden als eine Kopplung des $5/2^{+}$ -Grundzustandes der ungeradzahligem Neutronenkerne ^{75}Se und ^{77}Kr ($g_{9/2}$ -Neutron) an den $3/2^{-}$ -Grundzustand der ungeradzahligem Protonenkerne $^{75,77}\text{Br}$ (im wesentlichen $f_{5/2}$ -Proton) zu einem Gesamtspin $I^{\pi} = 1^{-}$. Diese Kombination beinhaltet einen Wechsel sowohl der Protonen- als auch der Neutronenkonfiguration beim Übergang von der K=4- zur K=1-Bande negativer Parität. Wie zu erwarten, ist die entsprechende M1-Übergangswahrscheinlichkeit für den 89.6-keV-Übergang sehr klein. Experimentell wurde ein um mehr als 8mal kleinerer Wert als für den 166.8-keV-Übergang beobachtet (vgl. Tab. 1).

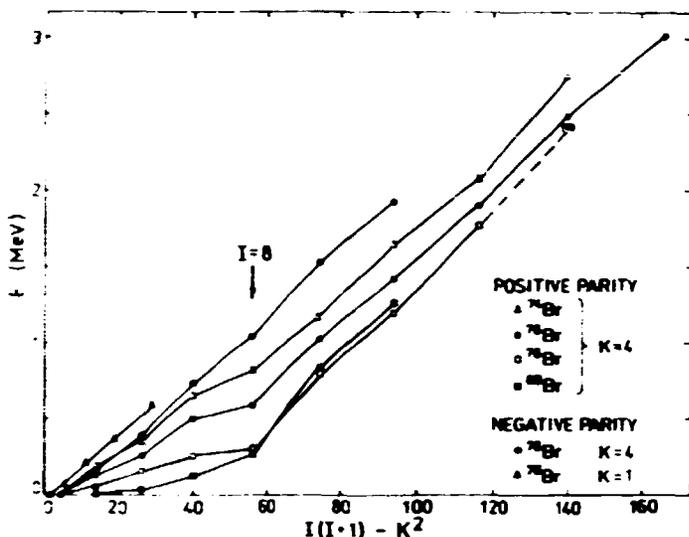


Abb. 2

Anregungsenergie E oberhalb des Bandkopfes ($I=K$) in Abhängigkeit vom Drehimpuls für die in ^{76}Br beobachteten Niveaufolgen und für die positiven Paritäten der Kerne $^{74,78,80}\text{Br}$.

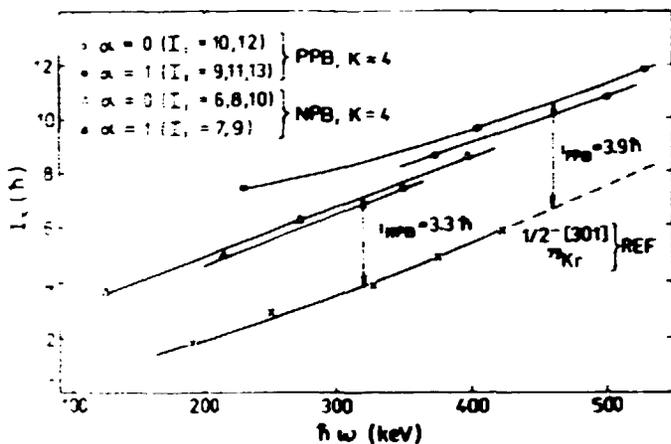


Abb. 3

Drehimpulskomponente I_x in Richtung der Rotationsachse als Funktion der Rotationsfrequenz ω für die in ^{76}Br beobachteten Niveaufolgen positiver Parität oberhalb des $I^\pi = 8^+$ -Zustandes und negativer Parität mit $K=4$.

L i t e r a t u r

- [1] Winter, G. et al., Jahresbericht 1979, Zfk-408 (1980) 44
- [2] Winter, G. et al., Jahresbericht 1980, Zfk-443 (1981) 40
- [3] Döring, J. et al., Jahresbericht 1980, Zfk-443 (1981) 41,43
- [4] Schmidt-Ott, W.-D. et al., Z. Phys. A289 (1978) 121
- [5] Wells, J.C. et al., Phys. Rev. C24 (1981) 171
- [6] Lode, D. et al., Z. Phys. 260 (1973) 253
- [7] Garcia Bermudez, G. et al., J. Phys., G 6 (1980) L89
- [8] Bengtsson, R. and S. Frauendorf, Nucl. Phys. A314 (1979) 27
- [9] Funke, L. et al., Nucl. Phys. A355 (1981) 228

2.10. HOCHSPINZUSTÄNDE IN ^{82}Br

L. Funke, J. Döring, P. Kemnitz, P. Ojeda^{x)}, E. Will und G. Winter
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
 L. Hildigeson, A. Johnson und Th. Lindblad
 Forschungsinstitut für Atomphysik Stockholm

Sowohl bei der Untersuchung von ^{81}Kr (siehe Bericht 2.7.) in der $(\alpha, 3n)$ -Reaktion bei 43 MeV als auch bei der Untersuchung von ^{82}Kr (siehe Bericht 2.5.) in der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion bei 27 MeV wurden Übergänge beobachtet, die wir der (α, pn) -Reaktion zugeordnet haben. Diese Zuordnung folgt zweifelsfrei aus der

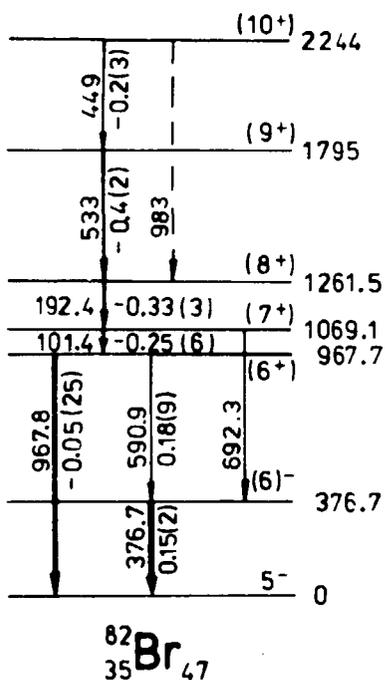


Abb. 1
 Niveaus in ^{82}Br , beobachtet in der (α, pn) -Reaktion. An den Übergängen sind neben den Energien auch die A_2 -Koeffizienten der Winkelverteilung mit Fehlern angegeben.

Anregungsfunktion. Obwohl der Wirkungsquerschnitt der (α, pn) -Reaktion klein ist (etwa 2 % des totalen Querschnitts bei 43 MeV Teilchenenergie) konnte auf der Basis von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperimenten und aus den Winkelverteilungsmessungen bei 27 und 43 MeV das in der Abb. 1 dargestellte Niveauschema aufgebaut werden. Die Anregung des Zustandes bei 377 keV in der (d, p) -Reaktion [1] durch einen L=4-Übergang weist auf einen hohen Drehimpuls dieses Zustandes hin. Ansonsten sind bisher in ^{82}Br nur Zustände mit Drehimpulsen $I < 4$ bekannt [2]. Die auf dem Niveau bei 967.7 keV aufbauende Struktur hat große Ähnlichkeit mit einer Struktur positiver Parität in ^{80}Br [3]. Zur gesicherten Spin- und Paritätszuordnung sind weitere Experimente, beispielsweise in der $(d, 2n)$ -Reaktion, notwendig.

L i t e r a t u r

- [1] Cheung, H.C. et al., Nucl. Phys. **A193** (1972) 225
- [2] Do Huu Phuoc et al., Z. Phys. **A286** (1978) 107
- [3] Döring, J. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 43

2.11. WEITERE EXPERIMENTE UND SCHALENMODELLRECHNUNGEN ZU ^{111}Sn

H. Prade, W. Enghardt, H.U. Jäger, W.-D. Fromm, L. Käubler, H.-J. Keller, L.K. Kostov, H. Rotter und F. Stary
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
 L. Westerberg
 Tandemlaboratorium, Universität Uppsala

Die im letzten Jahr vorgestellten Arbeiten [1,2] zum Anregungsschema des halbmagischen Z=50-Kernes ^{111}Sn wurden durch weitere Experimente und durch theoretische Untersuchungen fortgeführt. Es erfolgten Messungen der Winkelverteilung und Linearpolarisation der γ -Strahlung aus der Reaktion $^{108}\text{Cd}(\alpha, n)^{111}\text{Sn}$ bei

^{x)} Institut für Kernforschung, Havanna, AdW Kuba

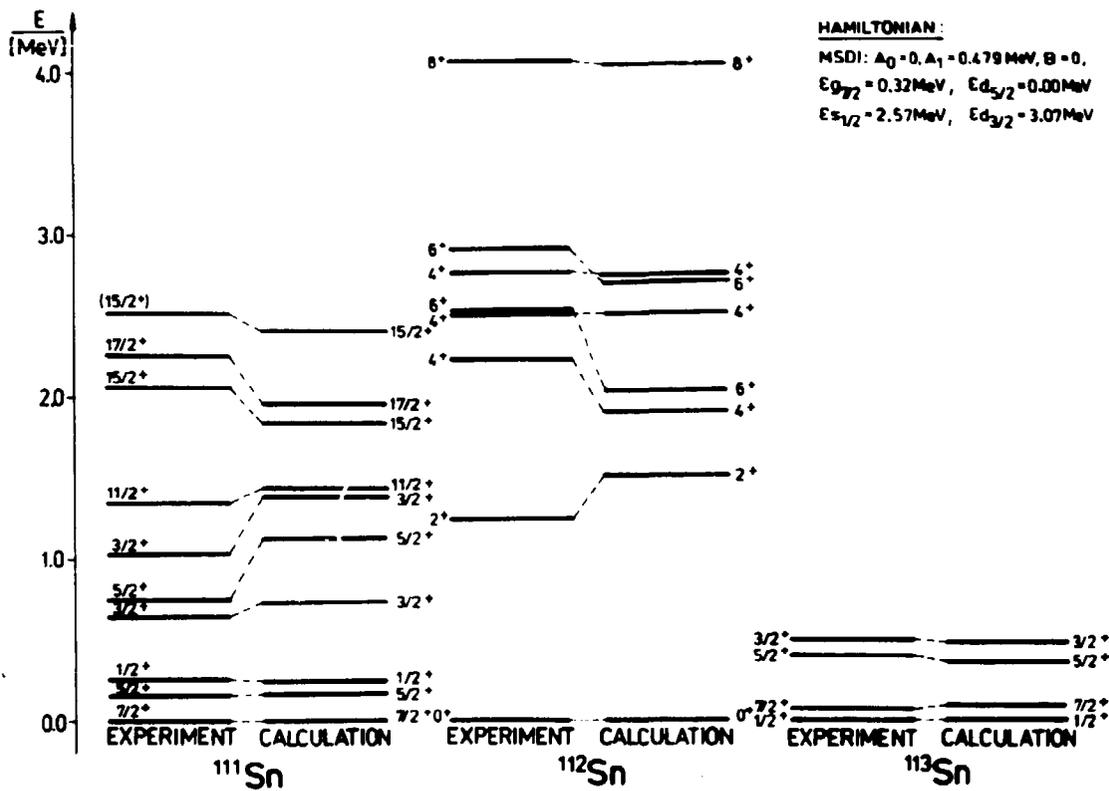


Abb. 1
 Vergleich experimenteller Niveauenergien für $^{111}, ^{112}, ^{113}\text{Sn}$ mit den Ergebnissen von Schalenmodellrechnungen

$E_{\alpha} = 20$ MeV sowie Lebensdauermessungen im ns-Gebiet mit Hilfe der γ -HF-Methode. Auf der Grundlage der erhaltenen Winkelverteilungskoeffizienten und Linearpolarisationsdaten konnten die Multipolarität der intensiven 717.3-keV- und 1347.8-keV-Übergänge zu E2 bestimmt sowie der bekannte M2- bzw. E2-Charakter der 978.6-keV- bzw. 1083.6-keV-Übergänge bestätigt werden. Damit erhalten die durch die erstgenannten Übergänge abgeregtten Niveaus [1,2] die Spin- und Paritätszuordnungen $11/2^+$ ($E_{\text{Niv.}} = 1347.8$ keV) bzw. $15/2^+$ ($E_{\text{Niv.}} = 2065.2$). Für die gemessenen γ -Zeitverteilungen wurden die Lagen der Schwerpunkte bestimmt (Abb. 2), deren Differenzen zur Lage prompter Zeitverteilungen die Lebensdauer der entsprechenden abgeregtten Niveaus lieferte. Auf diese Weise sind die in Abb. 1 angegebenen 6 neuen Lebensdauern gefunden worden. Aus dem exponentiellen Abfall der Zeitkurve des 978.6-keV-Übergangs ergab sich $T_{1/2} = 9.9(2)$ ns für das $11/2^-$ -Niveau in Übereinstimmung mit dem von Brenn et al. [3] angegebenen Wert ($T_{1/2} = 9.2(10)$ ns).

Ausgehend von der guten Beschreibung angeregter Zustände in N=82-Isotonen im Schalenmodell [4,5], wobei Protonenanregungen außerhalb des Cores von N=82 und Z=50 betrachtet wurden, sind analoge Schalenmodellrechnungen für ^{111}Sn , den Quasispiegelkern zu $^{143}_{61}\text{Pm}_{82}$, begonnen worden. Dabei werden Anregungen im Neutronensystem außerhalb des doppelt magischen Rumpfes aus 50 Protonen und 50 Neutronen (ν) betrachtet und alle Konfigurationen der Form $\nu(1g_{7/2}, 2d_{5/2})^{A-100}$ und $\nu(1g_{7/2}, 2d_{5/2})^{A-101} \nu(2d_{3/2}, 3s_{1/2})^1$ berücksichtigt. Die Bestimmung der

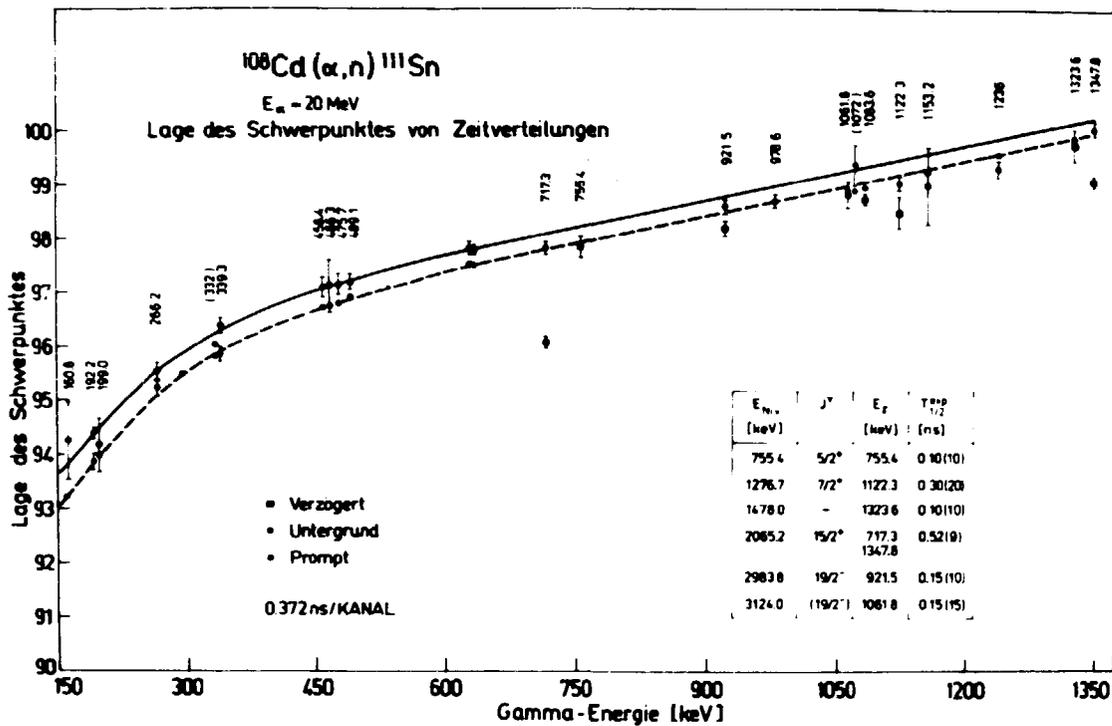


Abb. 2

Schwerpunkte von γ -Zeitverteilungen für ^{111}Sn in Abhängigkeit von der γ -Energie. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Schwerpunkte prompter, die gestrichelte die von Untergrund-Zeitverteilungen. Es sind die abgeleiteten Halbwertszeiten angegeben.

Tabelle 1

Vergleich der Schalenmodellparameter für Z=50-Kerne mit (N=50) aktiven Neutronen und für N=82-Kerne mit (Z=50) aktiven Protonen. Die Einteilchenenergie $\epsilon_{d_{5/2}}$ wurde willkürlich auf Null gesetzt.

	Einteilchenenergien [MeV]				Wechselwirkungsparameter A_1 [MeV]
	$\epsilon_{d_{5/2}}$	$\epsilon_{g_{7/2}}$	$\epsilon_{s_{1/2}}$	$\bar{c}_{d_{3/2}}$	
Neutronensystem Z=50 N>50	0	0.32	2.57	3.07	0.479
Protonensystem N=82 Z>50	0	-0.52	2.43	2.60	0.383

Parameter des Hamiltonoperators erfolgte durch Anpassung berechneter Niveauenergien an die experimentellen Werte in den Kernen ^{111}Sn , ^{112}Sn und ^{113}Sn [1,6,7].

Die Restwechselwirkung zwischen den außerhalb des Rumpfes befindlichen Neutronen wurde, wie im Gebiet der N=82-Kerne für Protonen, durch eine modifizierte Oberflächen-Delta-Kraft (MSDI) beschrieben.

Die angepaßten Werte des Wechselwirkungsparameters A1 sowie der Einteilchenenergien \mathcal{E}_{1j} sind in Tab. 1 mit den Wildenthal-Werten [4] für Protonenanregungen im N=82-Gebiet verglichen. In Abb. 1 sind experimentelle Anregungsenergien der Kerne $^{111,112,113}\text{Sn}$ den theoretischen gegenübergestellt. Der verwendete Parametersatz reproduziert für alle drei Kerne die experimentell gesicherte Niveaureihenfolge und liefert eine optimale Übereinstimmung bezüglich der Energie der angeregten Zustände. Insbesondere werden die unterschiedlichen Drehimpulse der Grundzustände von ^{111}Sn und ^{113}Sn richtig wiedergegeben.

L i t e r a t u r

- [1] Prade, H. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 53
- [2] Prade, H. et al., Thesen 31. Allunionskonf. Kernspektroskopie und Kernstruktur, Samarkand 1981, 85
- [3] Brenn, R. et al., Phys. Rev. C10 (1974) 1414
- [4] Wildenthal, B.H., Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1118
- [5] Prade, H. et al., Nucl. Phys. A333 (1980) 33
- [6] Van Poelgeest, A. et al., Nucl. Phys. A346 (1980) 70
- [7] Lederer, C.M. and V.S. Shirley: Table of Isotopes. New York 1978

2.12. BESCHREIBUNG VON ZUSTÄNDEN UNGERADER PARITÄT IN N=82- ODER Z=50-KERNEN DURCH KOPPLUNG EINES $h_{11/2}$ -NUKLEONS AN SCHALENMODELL-CORE-ZUSTÄNDE

W. Enghardt und H.U. Jäger

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In neueren experimentellen Untersuchungen der N=82-Kerne ^{141}Pr , ^{143}Pm und ^{145}Eu [1-4] wurden bei Anregungsenergien zwischen etwa 1 MeV und 4.5 MeV eine Reihe von Zuständen ungerader Parität (mit $J \geq 11/2$) identifiziert.

Ausgehend von der guten Beschreibung der Zustände gerader Parität für N=82-Isotone durch das sphärische Schalenmodell [1,2,5], sollte die Berücksichtigung von Einteilchenanregungen auf das $1h_{11/2}$ -Niveau auch die Interpretation der niedrigsten Zustände ungerader Parität erlauben. Da die Schalenmodellrechnungen im dafür benötigten Konfigurationsraum $(1g_{7/2}, 2d_{5/2})^{(Z-51)} (1h_{11/2})^1$, $(1g_{7/2}, 2d_{5/2})^{(Z-52)} (3s_{1/2}, 2d_{3/2})^1 (1h_{11/2})^1$ jedoch sehr aufwendig sind, wurde ein Näherungsverfahren ausgearbeitet.

Es wird von weak-coupling-Basiszuständen

$$|(E'J'), J, M\rangle = \sum_{M', m} (J' M' 11/2 m | J M) c_{11/2 m}^+ |E', J', M', \pi = +1, A-1\rangle \quad (1)$$

ausgegangen, in denen ein $1h_{11/2}$ -Nukleon an die Schalenmodellwellenfunktionen $|E', J', M', \pi = +1, A-1\rangle$ von Niveaus im Kern mit (A-1) Nukleonen angekoppelt wird. Die Wellenfunktionen der Zustände ungerader Parität für Kerne der Massenzahl A werden nach diesen Basiszuständen entwickelt

$$|E, J, M, \pi = -1, A\rangle = \sum_{(E'J')} \alpha_{(E'J')}^{E, J} |(E'J'), J, M\rangle \quad (2)$$

ihre Energien E und die Entwicklungskoeffizienten $\alpha_{E,J}^{E,J}$ erhält man bei Lösung der Schrödingergleichung (E^*J^*)

$$H |E, J, M, \pi = -1, A\rangle = E |E, J, M, \pi = -1, A\rangle. \quad (3)$$

Berücksichtigt man in Gl. (2) alle möglichen Weak-coupling-Basiszustände, so erhält man natürlich die gleichen Ergebnisse wie in einer analogen Schalenmodellrechnung. Die Näherung besteht darin, in Gl. (2) nur über Schalenmodellzustände in der Nähe der Yrast-Linie zu summieren. Dafür wurde ein Fortran-Programm NEPA geschrieben. Es erlaubt für die Zustände ungerader Parität (2), deren Energien, elektromagnetische Momente und Übergangswahrscheinlichkeiten ($\Delta\pi = \pm 1$) zu berechnen.

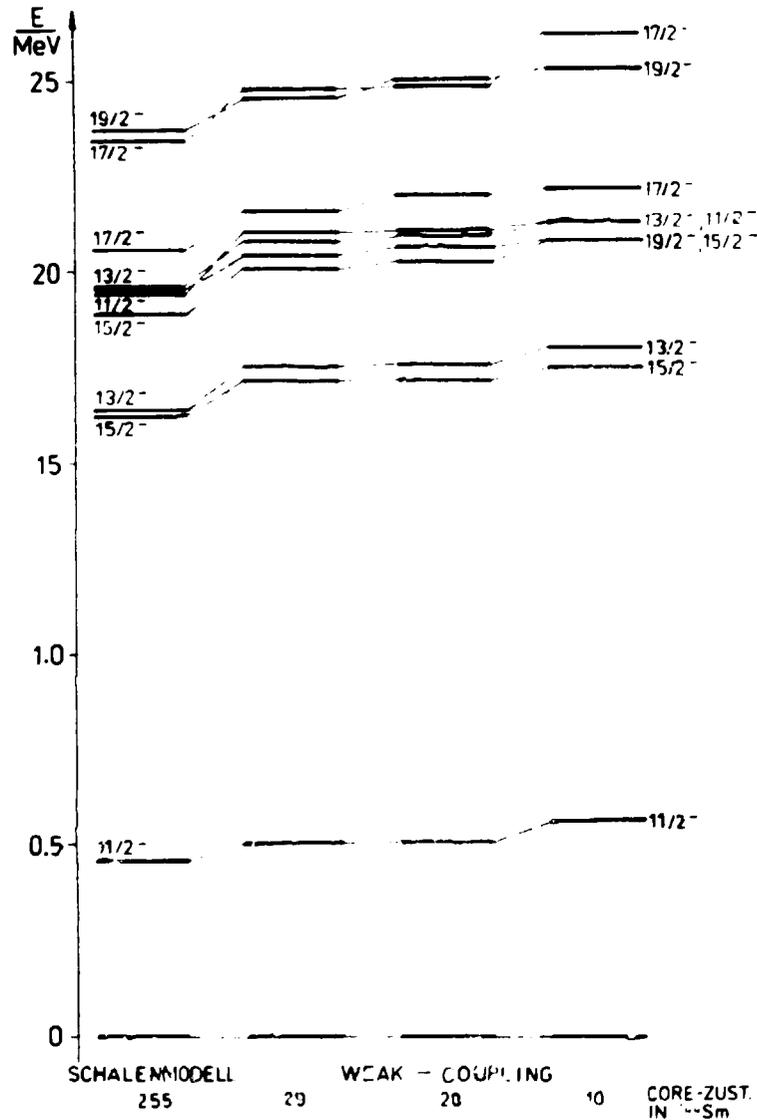


Abb. 1

Theoretische Anregungsenergien von Zuständen ungerader Parität in ^{145}Eu , berechnet im Schalenmodell und in einem Weak-coupling-Modell mit eingeschränkter Zahl von Schalenmodell-Core-Zuständen.

Zur Untersuchung des Näherungsverfahrens wurden für Zustände ungerader Parität des Korns $^{145}_{63}\text{Eu}_{82}$ sowohl Schalenmodellrechnungen im Konfigurationsraum $(1g_{7/2}, 2d_{5/2})^{12} (1h_{11/2})^1, (1g_{7/2}, 2d_{5/2})^{11} (3s_{1/2}, 2d_{3/2})^1 (1h_{11/2})^1$ als auch Weak-coupling-Rechnungen durchgeführt. In den Weak-coupling-Rechnungen wurden statt der 255 Schalenmodellzustände, die der Konfigurationsraum $(1g_{7/2}, 2d_{5/2})^{12}, (1g_{7/2}, 2d_{5/2})^{11} (3s_{1/2}, 2d_{3/2})^1$ für $^{144}\text{Sm}, \bar{K} = +1$ enthält, nur 10 bis 29 Core-Zustände berücksichtigt. Abb. 1 und Tab. 1 illustrieren die Ergebnisse dieses Vergleichs und zeigen, daß bereits mit etwa 20 Core-Zuständen Energien und elektromagnetische Eigenschaften der Zustände ungerader Parität hinreichend genau beschrieben werden.

Tabelle 1

Vergleich von reduzierten elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E\lambda)/e^2(\text{fm})^{2\lambda}$, $B(M\lambda)/\mu_N^2(\text{fm})^{2\lambda} = 2$ und elektromagnetischen Momenten in ^{145}Eu

Core-Zust. in ^{144}Sm	Schalenmodell	weak-coupling		
	255	29	20	10
$B(E3, 11/2^- \rightarrow 5/2^+)$	$0.255 \cdot 10^3$	$0.257 \cdot 10^3$	$0.258 \cdot 10^3$	$0.252 \cdot 10^3$
$B(M4, 11/2^- \rightarrow 5/2^+)$	$0.114 \cdot 10^6$	$0.117 \cdot 10^6$	$0.118 \cdot 10^6$	$0.125 \cdot 10^6$
$B(M2, 11/2^- \rightarrow 7/2^+)$	$0.257 \cdot 10^1$	$0.274 \cdot 10^1$	$0.276 \cdot 10^1$	$0.157 \cdot 10^1$
$B(E3, 11/2^- \rightarrow 7/2^+)$	$0.612 \cdot 10^1$	$0.432 \cdot 10^1$	$0.436 \cdot 10^1$	$0.125 \cdot 10^2$
$B(M1, 11/2_2^- \rightarrow 11/2_1^-)$	$0.203 \cdot 10^{-2}$	$0.982 \cdot 10^{-3}$	$0.105 \cdot 10^{-2}$	$0.863 \cdot 10^{-4}$
$B(E2, 11/2_2^- \rightarrow 11/2_1^-)$	$0.448 \cdot 10^2$	$0.431 \cdot 10^2$	$0.433 \cdot 10^2$	$0.366 \cdot 10^2$
$B(M1, 13/2^- \rightarrow 11/2_1^-)$	$0.506 \cdot 10^{-3}$	$0.896 \cdot 10^{-3}$	$0.889 \cdot 10^{-3}$	$0.909 \cdot 10^{-5}$
$B(E2, 15/2^- \rightarrow 11/2_1^-)$	$0.914 \cdot 10^2$	$0.939 \cdot 10^2$	$0.934 \cdot 10^2$	$0.100 \cdot 10^3$
$B(M1, 17/2^- \rightarrow 15/2^-)$	$0.115 \cdot 10^{-1}$	$0.127 \cdot 10^{-1}$	$0.123 \cdot 10^{-1}$	$0.123 \cdot 10^{-1}$
$B(E2, 17/2^- \rightarrow 13/2^-)$	$0.24 \cdot 10^1$	$0.186 \cdot 10^1$	$0.192 \cdot 10^1$	$0.234 \cdot 10^1$
$\mu(11/2^-) / \mu_N$	$0.640 \cdot 10^1$	$0.645 \cdot 10^1$	$0.645 \cdot 10^1$	$0.666 \cdot 10^1$
$Q(11/2^-) / e(\text{fm})^2$	$-0.397 \cdot 10^2$	$-0.391 \cdot 10^2$	$-0.392 \cdot 10^2$	$-0.369 \cdot 10^2$

L i t e r a t u r

- [1] Prade, H. et al., Nucl. Phys. A370 (1981) 47
- [2] Prade, H. et al., Nucl. Phys. A333 (1980) 33
- [3] Bezzacco, D. et al., Phys. Rev. C21 (1980) 222
- [4] Rakel, D.A. et al., Phys. Rev. C21 (1980) 595
- [5] Wildenthal, B.H., Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 118

2.13. UNTERSUCHUNG DER ANREGUNGSZUSTÄNDE DES N=82-KERNS $^{138}_{82}\text{Ba}$

H. Prade, W. Enghardt, L. Käubler, H.-J. Keller und F. Stary
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

Während die Anregungszustände der Nachbarkerne des doppelt magischen Kernes $^{146}_{64}\text{Gd}$ im Modell der schwachen Kopplung verstanden werden können [1], versagt für die Zustände positiver Parität in den leichteren N=82-Isotonen $^{143}_{64}\text{Pm}$ und $^{141}_{64}\text{Pr}$ diese Beschreibung, und es können nur noch die Zustände negativer Parität

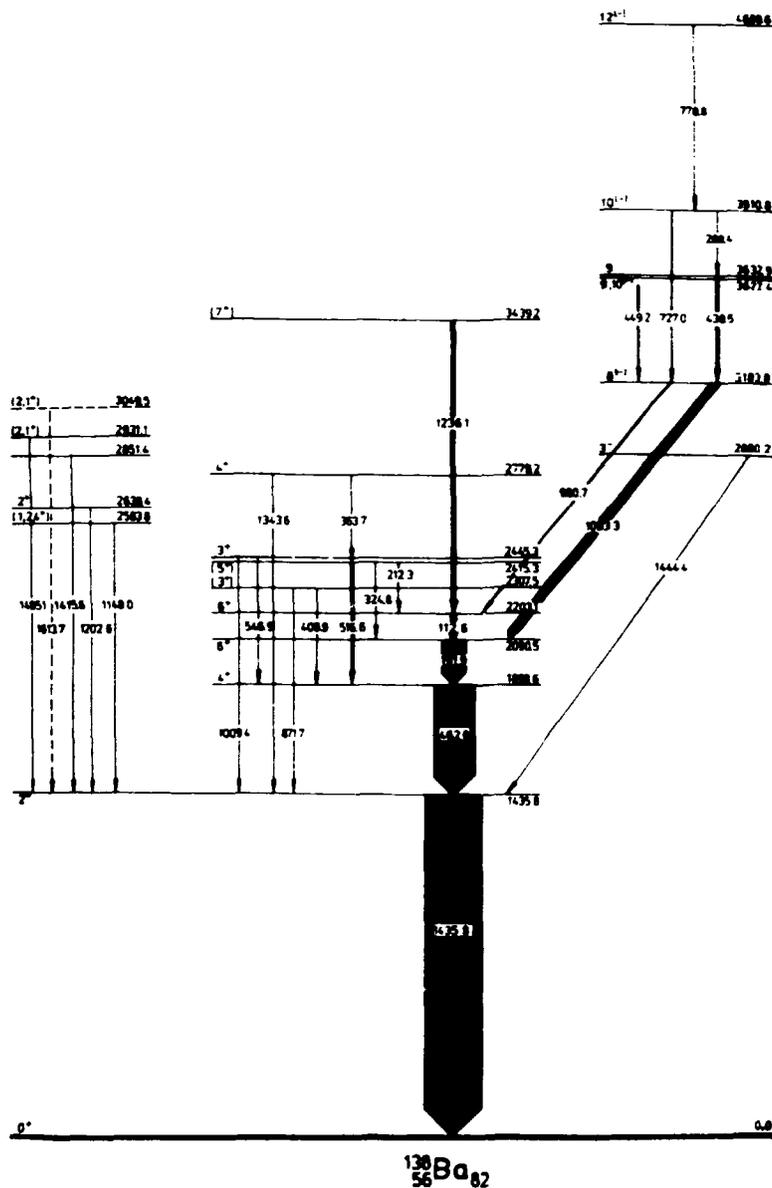


Abb. 1
Vorläufiges Niveauschema von ^{138}Ba . Die Breite der Pfeile entspricht der Intensität der γ -Übergänge.

so interpretiert werden. Für die Zustände positiver Parität erweist sich jedoch das Schalenmodellkonzept von Wildenthal [2] als sehr leistungsfähig. In den Arbeiten zu ^{143}Pm [3] und ^{141}Pr [4] konnte gezeigt werden, daß dieses an Zustände mit kleinen Drehimpuls ($J \leq 7/2$, für ungerade Kerne) angepaßte Konzept auch die Hochspinzustände dieser Kerne gut beschreibt. Die vorliegenden spektroskopischen Untersuchungen zu ^{138}Ba wurden begonnen, um in Fortsetzung der genannten Arbeiten [3,4] einen leichteren, geraden N=82-Kern zu studieren. Gleichzeitig wird für die Berechnung der Zustände negativer Parität, die bisher nur in einem nicht hinreichenden Konfigurationsraum möglich war, ein neues Verfahren im Rahmen des Schalenmodells realisiert (siehe Bericht 2.12.)

In den früheren Untersuchungen zu ^{138}Ba [5] sind nur für Zustände mit $J \leq 6$ eindeutige Spin- und Paritätszuordnungen angegeben worden. Voraussetzung für einen detaillierten Experiment-Theorie-Vergleich ist die eindeutige Zuordnung von Spin und Parität für weitere Niveaus mit höheren Drehimpulsen.

Unsere Experimente wurden unter Verwendung eines Gastargets (siehe Bericht 6.21.) aus angereichertem (99 %) ^{136}Xe einer Flächenmasse von 8 mg/cm^2 am α -Strahl des Rossendorfer Zyklotrons mit der Reaktion $^{136}\text{Xe}(\alpha, 2n\gamma)^{138}\text{Ba}$ durchgeführt. Aus den bei $E_\alpha = 22 \text{ MeV}$ gemessenen γ -Spektren, prompten und verzögerten $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen, γ -Winkelverteilungen sowie den Anregungsfunktionen mit $E_\alpha = 20, 22, 24, 27 \text{ MeV}$ ergab sich das in Abb. 1 dargestellte vorläufige Niveauschema von ^{138}Ba .

Im Ergebnis dieser Experimente wurden in ^{138}Ba drei neue Niveaus mit $J = 7, 10$ und 12 gefunden, und für die meisten der Zustände Spin- und Paritätszuordnungen vorgeschlagen, die durch Polarisationsmessungen eindeutig gesichert werden sollen.

Weiterhin befinden sich Lebensdauermessungen (γ -HF und DSA) in der Auswertung.

Der Zusammenhang der das 800-ns-Isomer bei 2090.6 keV anregenden Übergänge mit der darunterliegenden intensiven γ -Kaskade (191.9 keV, 462.8 keV, 1435.8 keV) wird durch die gemessenen verzögerten Koinzidenzen eindeutig nachgewiesen. Der vermutete Paritätswechsel zwischen den Niveaus bei 3183.8 keV und 2090.5 keV bzw. 2203.1 keV ($8^- \rightarrow 6^+$) folgt aus der Winkelverteilung, wonach der 980.7-keV-Übergang reinen Quadrupolcharakter, der 1093.3-keV-Übergang jedoch Oktupolbeimischungen ($\delta = 0.12 \pm 0.05$) hat. Aus diesem Grunde ist für den 980.7-keV-Übergang die Multipolarität M2 und für den 1093.3-keV-Übergang die Mischung M2 + 1 % E3 wahrscheinlich.

L i t e r a t u r

- [1] Kleinheinz, P. et al., Z. Phys. A290 (1979) 279; Bazzacco, A.M. et al., Phys. Rev. C21 (1980) 222
- [2] Wildenthal, B. H., Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1118
- [3] Prade, H. et al., Nucl. Phys. A333 (1980) 33
- [4] Prade, H. et al., Nucl. Phys. A370 (1981)
- [5] Lederer, C.M. and V.S. Shirley: Table of Isotopes. New York 1978

2.14. ns-ISOMERE IM ÜBERGANGSKERN ^{121}I

L. Käubler, H.-J. Keller, H. Prade und F. Stary
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Halbwertszeiten $T_{1/2}$ der im Kern ^{121}I neu gefundenen isomeren Zustände [1] bei 433.8 keV und 2353.1 keV mit Drehimpuls und Parität $J^\pi = 9/2^+$ bzw. $(21/2^+)$ wurden mit höherer Genauigkeit bestimmt (Tab. 1) und zusammen mit den bereits bekannten Lebensdauern der $1/2_1^+$ -, $7/2_1^+$ -, $3/2_1^+$ -, $3/2_2^-$ - und $5/2_2^-$ -Zustände [2] interpretiert.

Die Lebensdauern wurden mit Hilfe der γ -HF-Methode in der Reaktion $^{121}\text{Sb}({}^3\text{He}, 3n)^{121}\text{I}$ bei $E_{{}^3\text{He}} = 32 \text{ MeV}$ und einer Teilchenimpulsfrequenz von 13.9 MHz gemessen, wobei ein $^{121}\text{Sb}_2\text{O}_4$ -Target mit 34 mg/cm^2 Flächenmasse Verwen-

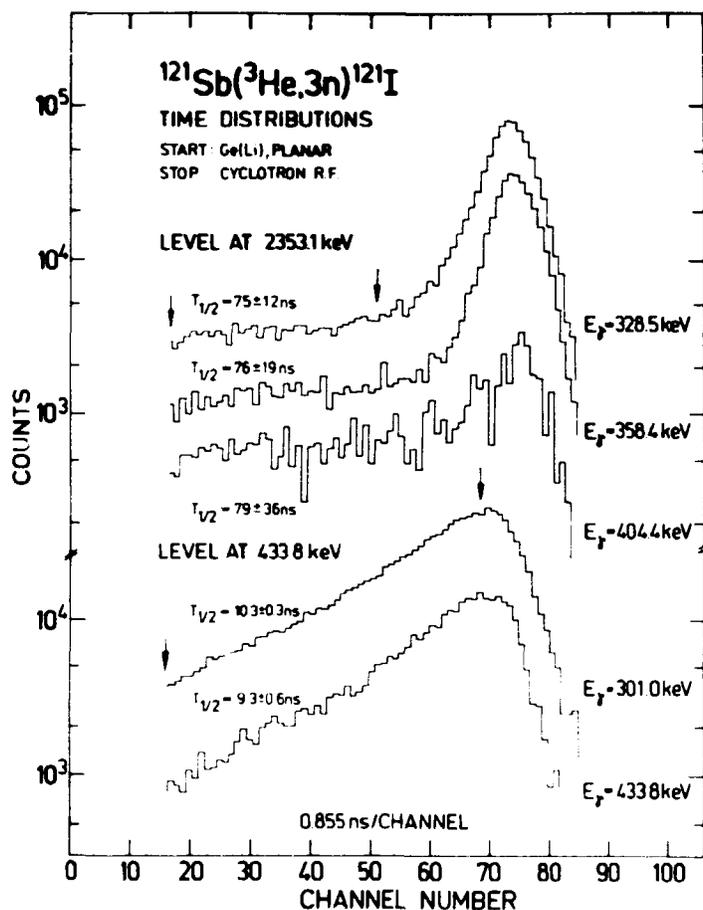


Abb. 1

Zeitverteilungen verzögerter γ -Übergänge in ^{121}I . Die Pfeile markieren die Fitbereiche.

derung fand. Das $(21/2^+)$ -Isomer wird in der genannten Reaktion nur schwach angeregt, und der direkt das Isomer abregende 134.8-keV-Übergang, der keinen Promptanteil besitzt, ist Bestandteil einer nicht aufgelösten Liniengruppe im γ -Spektrum. Deshalb wird für die Halbwertszeit des 2353.1-keV-Niveaus der gewichtete Mittelwert angegeben, der aus den Zeitverteilungen von fünf Folgeübergängen resultiert. Drei dieser Zeitverteilungen sind in Abb. 1 dargestellt. Da der isomere Zustand bei 433.8 keV teilweise über das 80-ns-Isomer angeregt wird, weisen die Zeitverteilungen der

301.0 und 433.8-keV- γ -Übergänge (Abb. 1) zwei Komponenten auf. Die Halbwertszeit des 433.8-keV-Niveaus ergibt sich als Mittelwert der Ergebnisse beider Zeitspektren. Bei der Parameteranpassung wurden die Halbwertszeit $T_{1/2} = 80$ ns der langlebigen Komponente und das Intensitätsverhältnis $I_{\text{kurz}}/I_{\text{lang}} = 7.3$ fixiert. In Tab. 1 werden die experimentellen Ergebnisse den Vorhersagen des Core-Quasiteilchen-Kopplungs-Modells (CQPC) [3] gegenübergestellt. Einzelheiten der Modellrechnung sind in [4] angegeben. Der Vergleich zeigt, daß in 6 Fällen Theorie und Experiment um weniger als den Faktor 8 abweichen, wogegen für drei Fälle eine Abweichung um mehr als einen Faktor 25 konstatiert werden muß. Im Vergleich zu ^{123}I stimmen Theorie und Experiment bei ^{121}I weniger gut überein. Das ist darauf zurückzuführen, daß der im Modell eingeführte Polarisationsfaktor f die kollektiven Anteile der Wellenfunktionen zu stark unterdrückt. Der Faktor f berücksichtigt dabei die durch das ungerade Nukleon bewirkte zustandsabhängige Formänderung des Kernrumpfes [3].

Aus der Diskussion des g -Faktors des $(21/2^+)$ -Isomers [4] ergibt sich für diesen Zustand die Drei-Protonen (π)-Konfiguration $[\pi (g_{9/2})^{-1} (d_{5/2}) (g_{7/2})]_{21/2^+}$. Damit ist der γ -Übergang zum $19/2^+$ -Rotationszustand aus der $(g_{9/2})^{-1}$ -Rotationsbande ein $3q \rightarrow 1q$ -Übergang. Die Wellenfunktion des $19/2^+$ -Zustandes enthält entsprechend den CQPC-Rechnungen nur kleine Beimischungen, die einen M1-Übergang

$21/2^+ \rightarrow 19/2^+$ ermöglichen. Das könnte die Verzögerung des genannten Überganges erklären.

Tabelle 1

Vergleich experimenteller und im Modell der Core-Quasiteilchen-Kopplung (CQPC) berechneter Halbwertszeiten in ^{121}I

E_{Niveau} [keV]	E_{γ} [keV]	I_i	I_f	Multi- polarität	$T_{1/2}^{\text{exp}}$ [ns]	$T_{1/2}^{\text{exp}}$ [ns]	$T_{1/2}^{\text{CQPC}}$ [ns]
95.8	95.8	$1/2_1^+$	$5/2_1^+$	E2	8.3(4)	25.5	177
132.8	132.8	$7/2_1^+$	$5/2_1^+$	M1	0.35(2)	0.47	65
				$\delta = 0.02$			
				E2		1172	423
175.9	80.1	$3/2_1^+$	$1/2_1^+$	M1	0.32(2)	1.31	347
	175.9	$3/2_1^+$	$5/2_1^+$	M1		0.91	0.58
252.8	252.8	$3/2_2^+$	$5/2_1^+$	M1	0.055(15)	0.058	0.451
310.6	310.6	$5/2_2^+$	$5/2_1^+$	M1	0.13(3)	0.13	1.08
433.8	301.0	$9/2_1^+$	$7/2_1^+$	M1	10.0(4)	14.0	4.76
				$\delta = 0.15$			
				E2		624	$1.1 \cdot 10^5$
	433.8	$9/2_1^+$	$5/2_1^+$	E2		41.6	1040
2353.1	134.8	$(21/2^+)$	$19/2^+$	M1	80(12)		

L i t e r a t u r

- [1] Hagemann, U. und H.-J. Keller, Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden. ZfK-336 (1977) 16
- [2] Lederer, C.M. and V.S. Shirley; Table of Isotopes. New York 1978
- [3] Dönauf, F. und U. Hagemann, Z. Phys. A293 (1979) 31
- [4] Hagemann, U. et al., Nucl. Phys. A, zur Veröff. eingereicht

2.15. ABSOLUTE $E1, \Delta K=1$ -ÜBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN UND KOLLEKTIVE BEIMISCHUNGEN IN ^{172}Yb

L.K. Kostov, H. Rotter, H. Prade und F. Stary
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
 W. Andrejtscheff^{x)}

Institut für Kernforschung und Kernenergetik der BAdW, Sofia

Kürzlich wurden von Walker et al. [1] in den deformierten Nukliden $^{170,172}\text{Yb}$ Zwei-Quasiteilchen-Banden negativer Parität analysiert, deren dominierende Konfiguration eine Zwei-Quasineutronen-Konfiguration ist. Dabei erweist sich die Herkunft eines der Neutronen aus der $i_{13/2}$ -Schale als wesentlich für die Struktur dieser Banden. Sie kann durch die vereinfachende Annahme verstanden werden,

^{x)} jetzt: Rutgers University, New Brunswick, USA

daß nur das Neutron aus der $i_{13/2}$ -Schale infolge Corioliswechselwirkung teilweise vom Rumpf entkoppelt ist, während das andere Neutron von der Rotation nicht beeinflusst wird. Für diese "semi-aligned"-Banden [1] ist wegen der Corioliswechselwirkung K keine gute Quantenzahl mehr. Daher können kollektive Beimischungen zu einer merklichen Vergrößerung der Übergangswahrscheinlichkeit bei der Abregung der Zustände einer "semi-aligned"-Bande führen. Dieser Effekt wurde von uns für den Bandenkopf $K^\pi = 5^-$ bei 1637 keV in ^{178}Hf diskutiert [2]. Mit gleicher Zielstellung erfolgten von uns Subnanosekundenzeitmessungen nach der γ -HF-Methode [3] in ^{172}Yb , dessen Zustände in der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion bei $E_\alpha = 27$ MeV angeregt wurden.

Die gemessenen Zeitverteilungen wurden nach der Schwerpunktverschiebungsmethode ausgewertet und ergaben für den Zustand $K^\pi = 4^-$ bei 1640.8 keV eine Halbwertszeit $T_{1/2} = 0.5 \pm 0.2$ ns und für den Zustand $K^\pi = (9^-)$ bei 2689.5 keV eine Halbwertszeit $T_{1/2} = 0.7 \pm 0.1$ ns. Das Niveau bei 1640.8 keV mit der Konfiguration $nn \{7/2^+[633], 1/2^-[521]\}_4^-$ zerfällt hauptsächlich durch einen E1-Übergang zum Niveau I=4 einer Bande mit $K^\pi = 3^+$, deren dominierende Konfiguration $nn \{5/2^-[512], 1/2^-[521]\}_3^+$ ist [1]. Der isomere E1-Übergang $7/2^+[633] \rightarrow 5/2^-[512]$ ist K-erlaubt; seine Stärke B(E1) wird in Tab. 1 mit Voraussagen des Nilsson-Modells (Hinderungsfaktoren F_N ohne und F_N^P mit Paarkorrelationen) verglichen. Ferner enthält Tab. 1 Angaben [4] über den gleichen E1-Übergang in den benachbarten Kernen mit ungerader Neutronenzahl. Vergleicht man insbesondere die Übergangsamplituden GG_{exp} [5], so ergibt sich, daß dieser Wert für den E1-Übergang zwischen den Zwei-Quasineutronen-Zuständen in ^{172}Yb , ähnlich wie im Falle von ^{176}Hf [2], deutlich größer ist. Die Vergrößerung der Übergangs-

Tabelle 1

E1-Übergänge $n \ 7/2^+[633] \leftrightarrow 5/2^-[512]$

1	Nucleus	$^{172}_{70}\text{Yb}_{102}$	$^{167}_{68}\text{Er}_{99}$	$^{169}_{68}\text{Er}_{101}$	$^{169}_{70}\text{Yb}_{99}$	$^{173}_{70}\text{Yb}_{103}$	$^{173}_{72}\text{Hf}_{101}$	$^{175}_{72}\text{Hf}_{103}$
2	E_{level} [keV]	1640.8	346.5	241.0	191.4	351.2	197.7	207.4
3	E_γ [keV]	377.7	346.5	149.5	191.4	351.2	90.5	207.4
4	$ i\rangle; (2\Omega \hbar n_z \Lambda)$ J, K^π	7633, 1521 4, 4 ⁻	5512 5/2, 5/2 ⁻	7633 7/2, 7/2 ⁺	5512 5/2, 5/2 ⁻	7633 7/2, 7/2 ⁺	7633 7/2, 7/2 ⁺	7633 7/2, 7/2 ⁺
5	$ f\rangle; (2\Omega \hbar n_z \Lambda)$ J, K^π	5512, 1521 4, 3 ⁺	7633 7/2, 7/2 ⁺	5512 5/2, 5/2 ⁻	7633 7/2, 7/2 ⁺	5512 5/2, 5/2 ⁻	5512 5/2, 5/2 ⁻	5512 5/2, 5/2 ⁻
6	$T_{1/2exp}$ [ns]	0.5	1.0	200	3.35	0.45	300	1.55
7	$B(E1)_{exp} \times 10^{-8} [\text{e}^2\text{b}]$	13.5	10.5	0.36	13	0.44	1.35	21
8	$P_N \times 10^4$	14.9	3.1	89	2.7	75	26	1.6
9	P_N	3.3	28	720	21	590	140	10
10	P_N^P	0.4	11	4.6	8	170	2.3	4.3
11	$GG_{exp} \times 10^{-2}$	5.26	1.10	1.92	1.22	0.31	2.20	1.69
12	P_{if}^2	0.11	0.39	0.006	0.38	0.28	0.016	0.43
13	ϵ	0.268	0.285	0.280	0.275	0.272	0.262	0.265

wahrscheinlichkeit kann durch Beimischungen von Oktupolvibrationskomponenten erklärt werden. Diese Beimischungen im Zustand $K=4$ werden möglich durch das Vorhandensein von Komponenten mit $K < 4$, die durch Corioliswechselwirkung des $i_{13/2}$ -Neutrons $7/2^+$ [633] mit Zuständen $\Omega < 7/2$ entstehen.

L i t e r a t u r

- [1] Walker, P.M. et al., Nucl. Phys. A343 (1980) 45; Nucl. Phys. A365 (1981) 61
- [2] Kostov, L.K. et al., Nucl. Phys. A376 (1982) 451
- [3] Schilling, K.D. et al., Nucl. Phys. A265 (1976) 58
- [4] Andrejtscheff, W. et al., At. Data Nucl. Data Tables 16 (1975) 515
- [5] Andrejtscheff, W. and K.D. Schilling, Z. Phys. A289 (1978) 107

2.16. ABSOLUTE ÜBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN UND KONFIGURATIONSMISCHUNGEN IN ^{182}W

L.K. Kostov, und H. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
W. Andrejtscheff^{x)}

Institut für Kernforschung und Kernenergetik der BAdW, Sofia

In ^{182}W liegen nahe der Fermi-Energie Einquasiteilchen-Zustände mit hohem Ω , die niedrig angeregte Zwei-Quasiteilchen-Zustände mit hohem K bilden. Ihr Zerfall zur Grundzustandsbande ist mehrfach K -verboten, so daß Isomere erwartet werden können. Tatsächlich sind in ^{182}W zahlreiche Zwei-Quasiteilchen-Banden mit $4 \leq K \leq 10$, angeregt in der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion, identifiziert worden [1], hauptsächlich Banden mit einer dominierenden Zwei-Quasineutronen-Konfiguration. Mit Ausnahme der Bandenköpfe $K^\pi = 4^-$ und $K^\pi = 10^+$, deren Halbwertszeiten zu $T_{1/2} = 1.2 \text{ ns}$ [2] bzw. $T_{1/2} = 1.4 \mu\text{s}$ [3] gemessen wurden, ist für die Halbwertszeit der übrigen Niveaus mit hohem K nur eine obere Grenze von 5 ns bekannt [1]. Daher wurden von uns Lebensdauermessungen der Niveaus von ^{182}W , angeregt in der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion bei $E_\alpha = 27 \text{ MeV}$, nach der γ -Hf-Methode durchgeführt. Die vorläufigen Ergebnisse sind in Tab. 1 angegeben.

Tabelle 1

Halbwertszeiten einigen Niveaus in ^{182}W und zugehörige Weißkopf-Hinderungsfaktoren

E _{Zustand} I ^π K [keV]	T _{1/2} [ns]	E _γ [keV]	Multipolarität δ ²	F _W	
1757 6 ⁺ 6	< 0.5	1426.8 1076.4	E2 E2	< 710 < 150	4K-verboten 4K-verboten
1810 5 ⁻ 5	0.25	256.6	M1 0.25 E2	320 0.21	K-erlaubt
1830 6 ⁻ 6	0.20	169.2 276.4	M1 0.13 E2 E2	120 0.067 0.19	1K-verboten K-erlaubt

x) Jetzt: Rutgers University, New Brunswick

Aus der oberen Grenze für die Halbwertszeit des Bandenkopfes $K^{\pi} = 6^{+}$ bei 1757 keV folgt, daß die beiden abragenden E2-Übergänge zur Grundzustandsbande höchstens um den Faktor 5.2 (1426.8 keV) bzw. 3.5 (1076.4 keV) je Grad des K-Verbots behindert sind.

Die Systematik der experimentellen Hinderungsfaktoren ergibt in deformierten Kernen bekanntlich Werte zwischen 10 und 100 je Verbotenheitsgrad. Die relativ niedrigen oberen Grenzwerte der Hinderungsfaktoren, die für den Zerfall des Zweiquasiprotonen-Zustandes $K^{\pi} = 6^{+}$ ermittelt wurden, weisen auf eine merkliche Konfigurationsmischung in diesem Zustand hin. Während in [1] eine ziemlich ungewöhnliche Mischung mit dem Zustand $I = 6$ der γ -Vibrationsbande diskutiert wird, erscheint die in [4] angenommene Mischung mit anderen Zweiquasiprotonen-Konfigurationen mit $K < 6$ wahrscheinlicher.

Die Zweiquasineutronen-Zustände $K^{\pi} = 5^{-}$ bei 1810 keV und $K^{\pi} = 6^{-}$ bei 1830 keV zerfallen über einen K-erlaubten M1- bzw. E2-Übergang in den Zweiquasineutronen-Zustand $K^{\pi} = 4^{-}$ bei 1553 keV [1]. Die Weißkopf-Hinderungsfaktoren für den E2-Übergang und den E2-Anteil des M1-Überganges (Tab. 1) liegen an der Grenze der für kollektive E2-Übergänge typischen Werte [5]. Ebenso erscheint der Hinderungsfaktor des K-verbotenen M1-Überganges mit 169 keV zu klein.

Eine starke Mischung der Zweiquasineutronen-Banden $K^{\pi} = 6^{-}, 5^{-}, 4^{-}$ folgt bereits aus Transferreaktionsuntersuchungen [6] und der Tatsache, daß für alle drei Banden die Interband-Übergänge stärker als die Intra-bandübergänge sind [1]. Da in allen drei Banden eines der Neutronen aus der $1_{13/2}$ -Schale herkommt, ist starke Coriolismischung zwischen den Banden zu erwarten. Die Werte der Hinderungsfaktoren der Bandenkopfübergänge sind eine weitere Bestätigung der Konfigurationsmischung in den genannten Banden.

L i t e r a t u r

- [1] Jeltema, B.D. et al., Nucl. Phys. A280 (1977) 21
- [2] Höglund, A. et al., Nucl. Phys. A169 (1971) 49
- [3] Nordhagen, R. et al., Nucl. Phys. A138 (1969) 231
- [4] Walker, P.M. et al., Nucl. Phys. A293 (1977) 481
- [5] Andrejtscheff, W. et al., At. Data Nucl. Data Tables 16 (1975) 515
- [6] Kleinheinz, P. et al., Nucl. Phys. A208 (1973) 93

3. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNTHEORIE

3-1. MEAN-FIELD-S-MATRIX-THEORIE

H. Reinhardt

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die gewöhnliche zeitabhängige Hartree-Fock-Theorie (Anfangswertproblem!) ist nicht in der Lage, eine exklusive Beschreibung von Kernreaktionen zu geben. Infolge der Nichtlinearität der TDHF-Gleichung existiert kein Superpositionsprinzip. Entwickelt man die TDHF-Wellenfunktion nach einem orthogonalen Satz von Kanalfunktionen, so sind die Absolutbeträge der Entwicklungskoeffizienten nicht asymptotisch konstant. Dies bedeutet, daß, im Widerspruch zur exakten Schrödinger-Theorie, die in der gewöhnlichen TDHF-Theorie vorhergesagten Ergebnisse eines Streuexperiments von der genauen Position der Meßapparatur (Detektor) abhängen.

Unter Benutzung des früher entwickelten Funktionalintegralzuganges [1] wurde eine Mean-Field-Theorie für Reaktionen zwischen gebundenen Vielteilchensystemen entwickelt, die all die Schwierigkeiten der gewöhnlichen TDHF-Theorie überwindet [2]. Insbesondere liefert sie eine asymptotisch konstante S-matrix und gestattet damit eine exklusive Beschreibung der Kernreaktionen.

L i t e r a t u r

- [1] Reinhardt, H., Nucl. Phys. **A346** (1980) 1; Int. Summer School on Critical Phenomena in Heavy-Ion Collisions, Poiana Brasov, 1980; Fortschr. Phys., im Druck
- [2] Reinhardt, H., Nucl. Phys., zur Veröff. eingereicht

3.2. TEILCHENPRODUKTION IN SCHWERIONENREAKTIONEN BEI RELATIVISTISCHEN ENERGIEN

H.W. Berz

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

T. Biro, B. Lukács und J. Zimányi

Zentralinstitut für Physik, Budapest

Die Messungen von Pionen, Deuteronen und anderer schwerer zusammengesetzter Teilchen, die in Schwerionenstößen bei Energien von mehr als 500 MeV/Nukl. erzeugt werden, sind geeignet, die vorhandenen Vorstellungen über den Reaktionsmechanismus zu prüfen. Wir benutzen zur Berechnung der Teilchenspektren ein Modell [1], das die Herausbildung einer heißen Gasphase annimmt, in der sich alle Konstituenten im thermischen Gleichgewicht befinden. In der heißen Phase geschieht die Teilchenbildung durch die verschiedenen Kernreaktionen zwischen den Konstituenten. Die Annäherungsphase der beiden Ionen wird durch zwei sich durchdringende, mit Nukleonen gefüllte Kugeln beschrieben. Dabei geht die kinetische Energie der Ionen durch elastische und inelastische Nukleonenstöße in thermische Energie und Massenenergie über. Wenn beide Kerne vollständig überlappen, beginnt eine sphärische Expansion, wobei thermische Energie in Flußenergie umgewandelt wird. Berücksichtigt werden folgende Kernreaktionen: $N+N \rightleftharpoons N+N+\pi \rightleftharpoons d+\pi$, $N+d \rightleftharpoons 3N$, $N+(^3\text{H}, ^3\text{He}) \rightleftharpoons d+d \rightleftharpoons d+2N$. Die Reaktionsraten werden aus den experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitten berechnet.

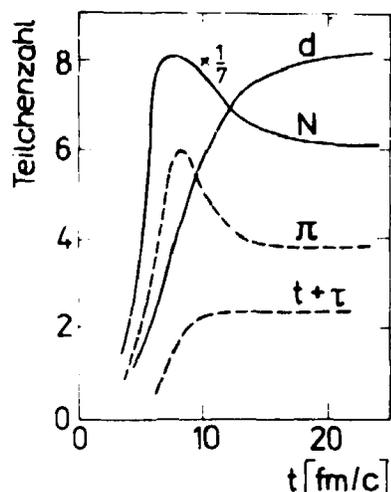


Abb. 1
Anzahl der erzeugten Nukleonen (N), Pionen (π), Deuteronen (d) und ${}^3\text{H}+{}^3\text{He}$ ($t+\tau$) als Funktion der Reaktionszeit

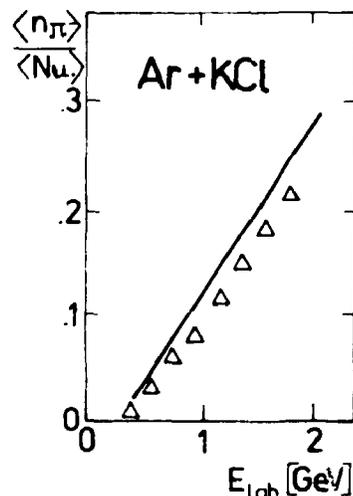


Abb. 2
Verhältnis der Zahl der erzeugten Pionen zur Zahl der erzeugten Nukleonen im Vergleich mit experimentellen Daten [2]

In Abb. 1 ist für die Reaktion Ar + KCl bei einer Energie von 800 MeV/Nukl. die Zahl der erzeugten Teilchen als Funktion der Reaktionszeit dargestellt. Die maximale Anzahl der Pionen wird in der Nähe der vollständigen Überlappung erreicht. Der Wert dieser Pionenkonzentration ist jedoch größer als der Wert, der dem chemischen Gleichgewicht entspricht, so daß während der folgenden Expansionsphase eine Reabsorption der Pionen eintritt. Infolge dieses Effektes ist die Zahl der beim Aufbruch des Feuerballe vorhandenen Pionen größer als sie in den üblichen Feuerballmodellen geliefert wird. Die Anregungsfunktion der Pionenproduktion stimmt relativ gut mit den experimentellen Daten überein (siehe Abb. 2). Dagegen wird die Zahl der Deuteronen überschätzt.

L i t e r a t u r

- [1] Montvay, I. and J. Zimányi, Nucl. Phys. A316 (1979) 490
[2] Sandoval, A. et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 874

3.3. CLUSTERBILDUNG UND MOTT-ÜBERGANG IN KERNMATERIE

L. Münchow und H. Schulz
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
G. Röpke
Wilhelm-Pieck-Universität Rostock

Zur Berechnung der Erzeugungsraten leichter Teilchen (d, t, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$) in Schwerionenreaktionen bei relativistischen Energien wurde von Mekjian [1] ein thermodynamisches Modell benutzt, das die Vorstellung des Massewirkungsgesetzes benutzt.

Quantenstatistische Effekte sowie die Wechselwirkung mit der ungebundenen Kernmaterie modifizieren das einfache chemische Bild wesentlich und führen u.a. bei

größerer Dichte zum Verschwinden der gebundenen Zustände (Mott-Übergang). Diese Effekte werden im Rahmen einer quantenstatistischen Beschreibung erfaßt [2]. Ausgangspunkt ist die thermodynamische Einteilchen-Greenfunktion

$$G(12, t_1, t_2) = i \frac{\text{Tr} \{ e^{-\beta(H - \mu N)} \hat{T} \hat{C}_1^\dagger(t_1) \hat{C}_2^\dagger(t_2) \}}{\text{Tr} \{ e^{-\beta(H - \mu N)} \}}$$

$$(1 = \{ \vec{p}_1, \sigma_1, \tau_1 \})$$

mit deren Hilfe über

$$\varrho(\beta, \mu) = \frac{1}{V} \sum_1 \int \frac{d\omega}{\pi} \text{Im} G(i, \omega - i0_+) f(\omega) \quad (1)$$

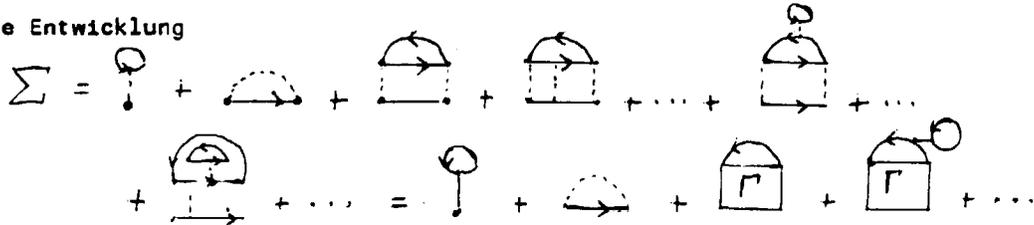
$$(f(\epsilon) = (\exp(\epsilon - \mu)\beta + 1)^{-1})$$

die totale Nukleonendichte berechnet wird.

Benutzt man für den Selbstenergieoperator Σ in der Dyson-Gleichung

$$G^{-1} = \hbar\omega - E(1) - \Sigma(1, \omega), \quad (E(1) = \frac{p_1^2}{2m})$$

die Entwicklung



wobei die Amplitude Γ der Bethe-Salpeter-Gleichung

$$\Gamma = V + V G G \Gamma$$

genügt, spielen die Pole von Γ eine dominierende Rolle. Für anziehende Wechselwirkung $V < 0$ liegen diese Pole bei den Eigenwerten der effektiven Zweiteilchen-Schrödinger-Gleichung

$$(E(1) + E(2) - E_\alpha) \phi_\alpha(12) + \sum_{1'2'} \langle 1'2' | V | 12 \rangle \phi_{1'}(1'2') =$$

$$= - \sum_{1'2'} \langle 1'2' | V | 12 \rangle \frac{1}{2} (f(1) + f(2) + f(1') + f(2')) \div \Delta_{HF} \delta_{11'} + \Delta_{HF} \delta_{22'} \quad (2)$$

und aus (1) folgt die Virialzerlegung

$$\varrho = \varrho_{\text{free}} + 2 \varrho_{\text{bound}} \quad (3)$$

mit

$$\varrho_{\text{free}} = 4 \sum_p^- f(E(p) + \Delta_{HF}), \quad (4)$$

$$2\varrho_{\text{bound}} = 6 \sum_{p=p_1+p_2 > p_m} (\exp(\beta(\frac{p^2}{4m} + E_2 + 2\Delta_{\text{HF}} + \varrho \Delta^{\text{Pauli}} - 2\mu)) - 1)^{-1} \quad (5)$$

wobei Δ_{HF} die Hartree-Fock-Verschiebung gebundener Zustände, $\varrho \Delta^{\text{Pauli}}(p, T)$ eine durch das Pauliprinzip bedingte Verringerung der Bindungsenergie ist. Bei

$$E_\alpha + \varrho \Delta^{\text{Pauli}}(p, T) = 0 \quad (6)$$

(Mottbedingung) verschwindet der gebundene Zustand E_α . Aus Gl. (4) und (5) folgt ein verallgemeinertes Massenwirkungsgesetz, das im Grenzfall kleiner Dichten und großer Temperaturen die übliche Form einnimmt, jedoch bei größeren Dichten zum Verschwinden der Cluster führt.

L i t e r a t u r

- [1] Mekjian, A.Z., Phys. Rev. C17 (1978) 1051
- [2] Röpke, G. et al., Preprint NBI 81-21 Niels-Bohr-Institut (1981); Nucl. Phys., zur Veröff. eingereicht

3.4. ÜBER DIE PHASENSTABILITÄT VON HEISSER KERNMATERIE UND DIE ANWENDBARKEIT DES MASSENWIRKUNGSGESETZES

G. Röpke
 Wilhelm-Pieck-Universität Rostock
 L. Münchow und H. Schulz
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Das Studium der Eigenschaften von heißer Kernmaterie ist im Hinblick auf die relativistischen Schwerionenstöße und zum Verstehen von astrophysikalischen Problemen (z.B. Kernsynthese) von großem Interesse. Um Kernmaterie bei endlichen Temperaturen zu beschreiben, muß nicht nur die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen berücksichtigt werden, sondern auch die Bildung von zusammengesetzten Komplexen wie Deuteronen, Tritonen und Alphateilchen. Verschiedene Ergebnisse von Näherungen zur Zustandsgleichung für Kernmaterie sind in Abb. 1 dargestellt. Mit "F" ist die Lösung für das ideale Fermigas gekennzeichnet. Es gibt keine Phaseninstabilität. Mit "HF" ist die Lösung für das wechselwirkende Fermigas bezeichnet. In diesem Fall gibt es zwei getrennte Phasen analog der Flüssigkeits-Dampfphase des klassischen realen van-der-Waals-Gases. Benutzt man eine Skyrme-Wechselwirkung, ergibt sich für die kritische Temperatur $T_c = 22.8 \text{ MeV}$ und für die kritische Dichte $\varrho_c = 0.066 \text{ fm}^{-3}$ [1]. Berücksichtigt man eine zusätzliche Bildung von komplexen (Deuteronen), wird die kritische Temperatur um etwa 2.1 MeV herabgesetzt (Kurve mit "L, HF" in Abb. 1). Eine weitere Absenkung der kritischen Temperatur ist zu erwarten, wenn höhere Komplexe in die Rechnungen mit einbezogen werden. Für Temperaturen oberhalb $T_c \approx 20 \text{ MeV}$ ist das Massenwirkungsgesetz (Balancegleichungen) [2] anwendbar, da nur eine homogene Phase vorliegt.

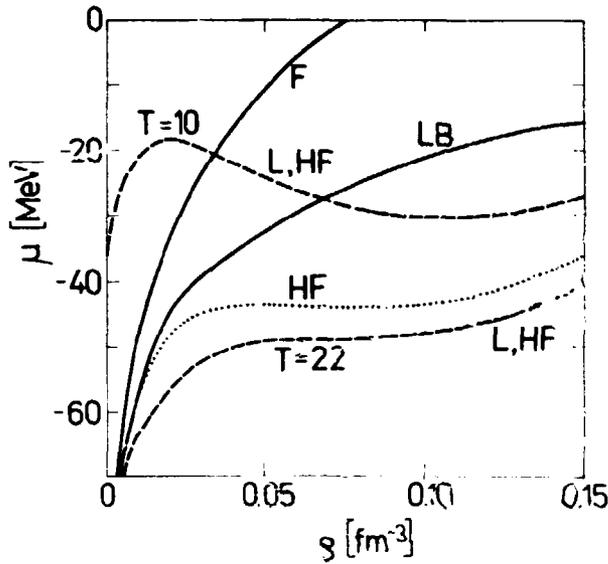


Abb. 1

Abhängigkeit des chemischen Potentials μ [MeV] von der Dichte ρ [fm⁻³] bei verschiedenen Temperaturen

- F - freies Fermigas (T = 20 MeV)
- HF - Hartree-Fock-Näherung (T = 20 MeV)
- LB - Leiternäherung ohne Dichtekorrekturen (T = 20 MeV)
- L,HF - Hartree-Fock-Leiternäherung (T = 10 MeV und T = 22 MeV)

Abb. 2 zeigt die Phase-separationslinie. Außerdem ist das Verhältnis von Neutronen zu Protonen R_{dp} für den explodierenden Feuerball angegeben. Berücksichtigt man, daß Neutronen nicht in der ganzen (ρ, T)-Ebene existieren können (Mottbedingung) [3], so liefern unsere Rechnungen, daß etwa $R_{dp} \approx 0.5$ als obere Grenze für die Neutronenproduktion auftreten sollte.

L i t e r a t u r

- [1] Röpke, G. et al., Phys. Lett., in Druck
- [2] Mekjian, A.Z., Phys. Rev. **C17** (1978) 1051
- [3] Röpke, G. et al., Preprint NBI 81-21 Niels-Bohr-Institut (1981); Nucl. Phys., zur Veröff. eingereicht

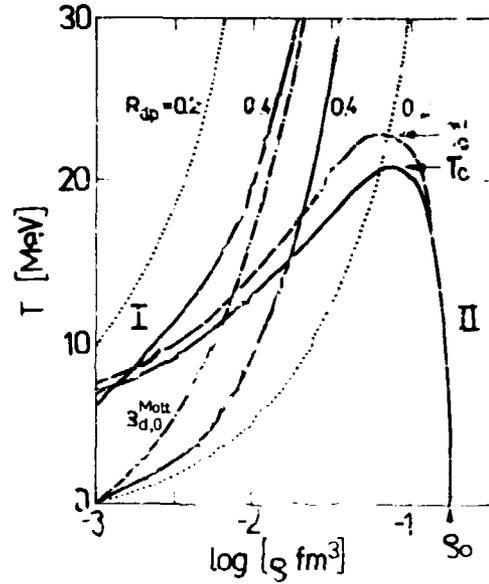


Abb. 2

T-log ρ Phasendiagramm der Kernmaterie

- Phasegrenzlinie (Zustandsgleichung mit Dichtekorrekturen; T_c = maximale kritische Temperatur)
- Phasegrenzlinie für Zustandsgleichung mit Berücksichtigung von Neutronen, T_c = maximale kritische Temperatur
- Mottlinie für $P=0$ (kritische Dichte, bei der Neutronen mit dem Gesamtpuls $P=0$ verschwinden)
- $R_{dp} = 0.2, 0.4$ bedeuten Linien mit konstanter Neutronen- zu Protonenzahl.

3.5. ZUM LADUNGSAusGLEICH IN TIEF INELASTISCHEN SCHWERIONENREAKTIONEN

T. Döessing und H. Esbensen
 Niels-Bohr-Institut, Kopenhagen
 L. Münchow und M. Schulz

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Ein charakteristisches Merkmal der tief inelastischen Schwerionenreaktionen ist, daß nach der Reaktion das Neutron- zu Proton-Verhältnis des projektilähnlichen Fragments nahezu mit dem Neutron- zu Proton-Verhältnis des Gesamtsystems übereinstimmt.

Die gemessenen Varianzen der N/Z-Verteilung (die Massenasymmetrie wird dabei konstant gehalten) zeigen für eine Reihe von Experimenten keine Abhängigkeit von dem Energieverlust. Dies führt zu der Vermutung, daß der Ladungsausgleich ein sehr schneller Prozeß ist, der in einer Zeit von 10^{-22} s abläuft.

Der schnelle Ladungsfluß kann als Riesendipolresonanz des Kerndoppelsystems approximiert werden. Ausgangspunkt für das Berechnen der Varianz ist eine Fokker-Planck-Gleichung vom Typ

$$\frac{df}{dt} = -\frac{P}{B(t)} \frac{\partial f}{\partial Q} + CQ \frac{\partial f}{\partial P} + \gamma_1 \frac{\partial}{\partial P} (Pf) + D_1 \frac{\partial^2 f}{\partial P^2} + \gamma_2 \frac{\partial}{\partial Q} (Qf) + D_2 \frac{\partial^2 f}{\partial Q^2}$$

Der entsprechende Massenparameter $B(t)$ ist zeitabhängig und dem Neckradius invers proportional. Das zeitliche Verhalten des Neckradius wurde mittels TDHF-Rechnungen bestimmt.

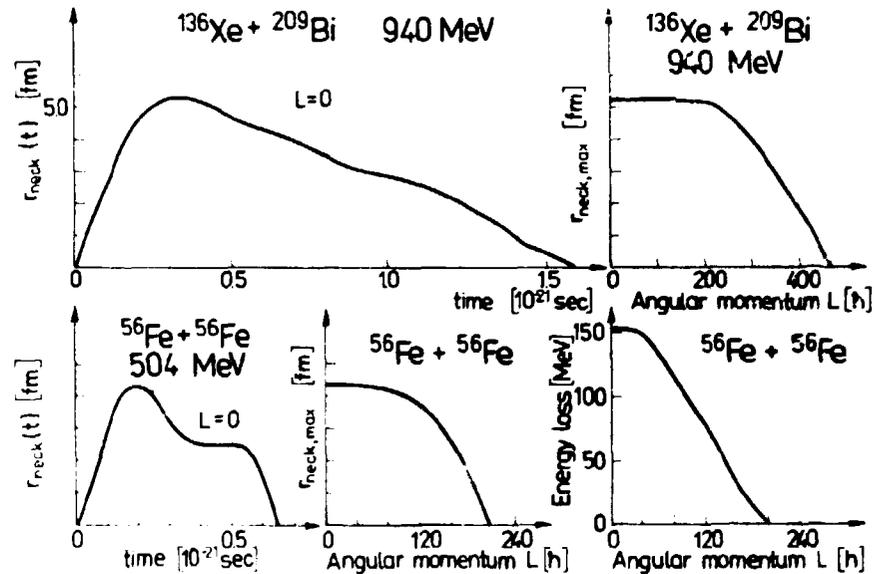


Abb. 1

TDHF-Resultate für den Abschnürradius (Neckradius) der doppel-nuklearen Systeme $^{136}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$ und $^{56}\text{Fe} + ^{56}\text{Fe}$ in Abhängigkeit von der Evolutionszeit sowie für die Drehimpulsabhängigkeit des maximalen Abschnürradius und des Energieverlustes

Eine wichtige Charakteristika sind in Abb. 1 dargestellt. Verläuft das Schließen des Necks relativ langsam im Vergleich zur Frequenz der Riesenresonanz, bewirkt die Kopplung der Riesenresonanz an die inneren Freiheitsgrade, daß für die Varianz der statistische Grenzfall (T : "Temperatur" des Doppelsystems, C : Stiffnessparameter)

$$\sigma_z^2 = \frac{T}{C}$$

erreicht wird [1]. Dies ist in Abb. 2 zu sehen. Verläuft das Schließen des Necks sehr schnell im Vergleich zur Frequenz der Mode, dann ist die Varianz nahezu energieunabhängig und durch ($\hbar\omega_0$: Energie der Mode)

$$\sigma_z^2 = \frac{\hbar\omega_0}{2C}$$

gegeben (siehe Abb. 3) [1]. In diesem Fall wird die Varianz durch die Quantenfluktuationen bestimmt.

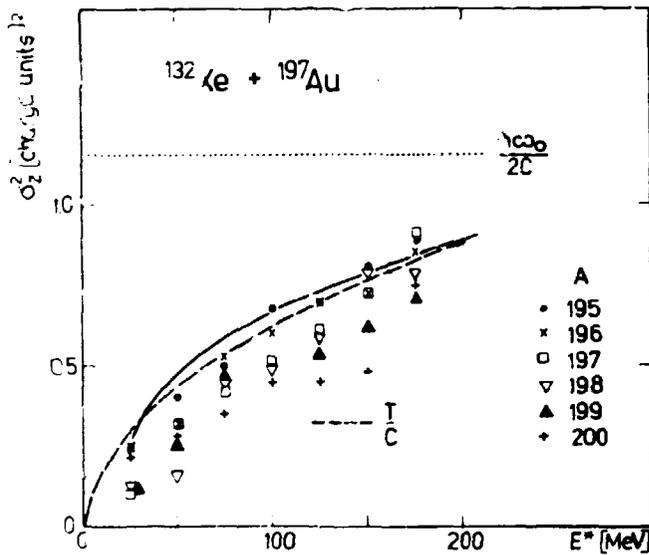


Abb. 2

Abhängigkeit der Ladungsvarianz σ_z^2 vom Energieverlust E^*

Punktiert: reine Quantenfluktuationen; gestrichelte Gerade: thermische Fluktuationen; ausgezogene Kurve: Ergebnis der Berechnung mit Hilfe der Fokker-Planck-Gleichung; gestrichelte Kurve: experimenteller Fit für $A = 196$.

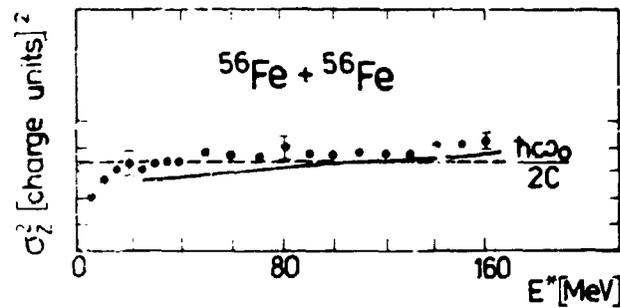


Abb. 3

Abhängigkeit der Ladungsvarianz σ_z^2 vom Energieverlust für die Reaktion $^{56}\text{Fe} + ^{56}\text{Fe}$

Ausgezogene Kurve: Ergebnis der Berechnung mit Hilfe der Fokker-Planck-Gleichung; punktierte Gerade: reine Quantenfluktuationen.

L i t e r a t u r

[1] Döessing, T. et al., Workshop on Nuclear Physics, Trieste 1981

3.6. STATISTISCHE ASPEKTE VON TIEF INELASTISCHEN SCHWERIONENREAKTIONEN

L. Münchow, A. Pfitzner und H. Schulz

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die statistischen Aspekte von tief inelastischen Schwerionenreaktionen lassen sich analog zur quantenmechanischen Beschreibung der Brownschen Bewegung diskutieren. Betrachtet man die Kopplung eines Quantenoszillators (kollektive Bewegung) an innere Zustände (Wärmebad), so kann man folgende Operatorgleichung für die Koordinate ableiten [1]

$$\ddot{\hat{Q}} + \beta \dot{\hat{Q}} + \Omega^2 \hat{Q} = \hat{F}_0(t) \quad (1)$$

Hier ist β der Reibungskoeffizient, Ω die Frequenz und $F_0(t)$ ist eine fluktuierende Kraft, die mit der Nullpunktbewegung des inneren Systems verknüpft ist und für deren Erwartungswert $\langle \hat{F}_0(t) \rangle = 0$ gilt. Nur unter Berücksichtigung der fluktuierenden Kraft ist der Kommutator konstant

$$[\hat{Q}(t), \hat{P}(t)] = i\hbar \quad (2)$$

Andernfalls findet man, daß

$$[\hat{Q}(t), \hat{P}(t)] \approx i\hbar e^{-\beta t}, \quad (3)$$

d.h., eine angenäherte quantenmechanische Bewegung ist nur für sehr kurze Zeiten oder sehr schwache Wärmebadkopplung möglich. Man kann anstatt von Gl. (1) nicht die viel einfachere klassische Gleichung $\ddot{Q} + \beta \dot{Q} + \Omega^2 Q = 0$ betrachten. In diesem Fall würde man die Energiedissipation verhältnismäßig richtig erfassen, doch nicht die Fluktuation physikalischer beobachtbarer Größen.

Die quantenmechanische Operatorgleichung (1) steht in enger Beziehung zur Langevin-Gleichung

$$\ddot{Q}(t) + \beta \dot{Q} + \Omega^2 Q = \beta L(t) \quad (4)$$

mit $\langle L(t) \rangle = 0$ und $\langle L(t) L(t') \rangle = 2D \delta(t - t')$. Die Konstante D ist der Diffusionskoeffizient.

Mit Gl. (1) können Dissipation und Diffusion beschrieben werden. Eine Langevin-Gleichung kann abgeleitet werden, wenn man die klassische Bewegung eines Oszillators betrachtet, der an sehr viele Oszillatoren gekoppelt ist und deren Anfangswerte (Koordinate und Impuls) zufällig verteilt sind (thermisches Gleichgewicht). In diesem Fall ist eine vollständige quantenmechanische Behandlung der kollektiven Bewegung nicht notwendig. Dieser Sachverhalt ist auch in dem Kopenhagen-Modell für die Berechnung der tief inelastischen Prozesse (Kopplung der relativen Bewegung der Ionen an die Oberflächenfreiheitsgrade) berücksichtigt [2].

L i t e r a t u r

- [1] Münchow, L. et al., Preprint NBI 81-27 Niels-Bohr-Institut (1981)
- [2] Esbensen, H. et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 196

3.7. EINHEITLICHE BESCHREIBUNG VON INNERER UND KOLLEKTIVER BEWEGUNG IN SCHWERIONENSTÜSSEN

L. Münchow und A. Pfitzner

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In mikroskopischen Theorien für dissipative Schwerionenstöße werden die kollektiven Freiheitsgrade (d. f.) und insbesondere die Relativbewegung klassisch behandelt. Darüber hinaus wird angenommen, daß sich die inneren Freiheitsgrade in einem lokalen statistischen Gleichgewicht befinden, was eine Beschreibung der schnellen Annäherungsphase beider Kerne ausschließt [1]. Um nichtstatistische Fluktuationen der Kollektivbewegung in der Annäherungsphase zu beschreiben, ist deshalb eine einheitliche quantenmechanische Behandlung aller Freiheitsgrade notwendig.

Die zeitliche Entwicklung des Systems wird durch die v. Neumann-Gleichung für die totale Dichtematrix $D(x, x', R, R', t)$ beschrieben (x : innere d. f., R : kollektive d. f.).

Sie lautet in der Impulsdarstellung:

$$\begin{aligned} \dot{D}(q, p, t) = & [E(p + \frac{1}{2}q) - E(p - \frac{1}{2}q)] D(q, p, t) + [H_{in}, D(q, p, t) + \\ & + \sum_{q'} [V(q - q') D(q', p - \frac{q - q'}{2}, t) - D(q', p + \frac{q - q'}{2}, t) V(q - q')], \end{aligned} \quad (1)$$

wobei $D(q, p, t) = \langle p + \frac{1}{2}q | D(t) | p - \frac{1}{2}q \rangle$, $E(p) = p^2/2\mu$, $H_{in} = H_{in}^0 + V^{res}$ und $V(q) = \langle p + \frac{1}{2}q | V(R, x) | p - \frac{1}{2}q \rangle$. Als innere Anregungen $|m\rangle$ bezeichnen wir die Eigenzustände von H_{in}^0 , die wir nach wachsender Komplexität ordnen können: $|m\rangle = |0\rangle, |1p, 1n\rangle, |2p, 2n\rangle, \dots$. Um die zeitliche Entwicklung des Gesamtsystems konsistent zu beschreiben, fragen wir nach den Gleichungen für die Populationen der inneren Anregungen $\rho_{mm}(t) = \int dp D_{mm}(0, p, t)$ sowie nach den Gleichungen für den mittleren Impuls der Relativbewegung $\langle p(t) \rangle = \int dp p \sigma(0, p, t)$ und eine Fluktuation $\langle \varphi(t) \rangle = \int dp \sigma(0, p, t) (p^2 - \langle p \rangle^2)$, wobei $\sigma(q, p, t) = \text{tr}_{in} D(q, p, t)$ die reduzierte Dichtematrix der Relativbewegung ist. Diese Gleichungen erhalten wir aus (1), indem wir die Operatoren $D(q', p \pm \frac{q - q'}{2}, t)$ eliminieren und auf die resultierende Integrodifferentialgleichung des Prinzip der Diagonalsingularität [2] anwenden. Weiterhin wird angenommen, daß Ein- und Zweiteilchenkopplung V und Zweiteilchenrestwechselwirkung V^{res} nur Anregungen aufeinanderfolgender Komplexität miteinander koppeln [3].

Das Resultat ist, mit $\Omega_{mn}(p, q') = \omega_{mn} - \Delta E(p - q')$ und $\Delta E(p - q') = (p - q')^2/2\mu - p^2/2\mu$,

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{mm}(t) \approx & \sum_{n \neq m} |V_{mn}^{res}|^2 \int_0^t d\tau e^{-\frac{i}{2}(\Gamma_m^m + \Gamma_n^n)\tau} 2 \cos \omega_{mn}\tau [\rho_{nn}(t - \tau) - \rho_{mm}(t - \tau)] + \\ & + \sum_{n \neq m} \int dq' |V_{mn}(q')|^2 \int_0^t d\tau e^{-\frac{i}{2}(\Gamma_m^m + \Gamma_n^n)\tau} \int dp \sigma(0, p, t - \tau) 2 \cos \Omega_{mn}(p, q')\tau [\rho_{nn}(t - \tau) \\ & - \rho_{mm}(t - \tau)], \end{aligned} \quad (2a)$$

$$\langle \dot{p}(t) \rangle = - \int_0^t d\tau \rho_{mm}(t - \tau) \int dq' \sum_{n \neq m} |V_{mn}(q')|^2 e^{-\frac{i}{2}(\Gamma_m^m + \Gamma_n^n)\tau} q' \langle M_n(t - \tau) \rangle, \quad (2b)$$

$$\langle \dot{\varphi}(t) \rangle = \int_0^t d\tau \sum_m \rho_{mm}(t-\tau) \int dq' \sum_{\mu, \mu'} |V_{\mu\mu'}(q')|^2 e^{-\frac{i}{\hbar}(\Gamma_m + \Gamma_{\mu'})\tau} [q'^2 \langle M_1(t-\tau) \rangle - 2q' \langle M_2(t-\tau) \rangle] \quad (2c)$$

mit $\langle M_1(t-\tau) \rangle = 2 \int dp \sigma(0, p, t-\tau) \cos Q_{mn}(p, q')\tau$ und $\langle M_2(t-\tau) \rangle = 2 \int dp \sigma(0, p, t-\tau) \times \langle p - \langle p(t) \rangle \rangle \cos Q_{mn}(p, q')\tau$.
 Dämpfungskonstanten sind $\Gamma_m = \pi \sum_n |V_{mn}^{res}|^2 \delta(\omega_{mn})$

und $\lambda_n^m = \pi \int dq' \sum_{\mu, \mu'} |V_{\mu\mu'}(q')|^2 \int dp \sigma(0, p, t) \delta(\omega_{mn} - \Delta E(p, q'))$. Die gegenseitige dynamische Kopplung der inneren und der kollektiven Bewegung kommt durch die Abhängigkeit der Integralkerne in (2a) von $\sigma(0, p, t-\tau)$ und in (2b, c) von $\rho_{mm}(t-\tau)$ zum Ausdruck. Zusammen mit den Anfangsbedingungen $\rho_{mm}^{(0)} = \delta_{m0}$, $\langle p(0) \rangle = p_0$ und $\langle \varphi(0) \rangle = \varphi_0$ beschreiben die Gln. (2a) - (2c) die zeitliche Entwicklung des Schwerionenstoßes für alle Zeiten.

Die Größe $\langle M_1(t-\tau) \rangle$ enthält ebenso wie $\langle M_2(t-\tau) \rangle$ die Mittelwerte beliebiger Potenzen von p . Eine retardierte Reibungskraft $\propto \langle p(t-\tau) \rangle$ ist daher nur unter speziellen Bedingungen zu erwarten.

L i t e r a t u r

- [1] Hofmann, H. and P.J. Siemens, Nucl., Phys. A257 (1976) 165 und A275 (1977) 464; Ayik, S. and W. Nörenberg, Z. Phys. A288 (1978) 401 und A297 (1980) 55; Groes, D.H., Z. Phys. A291 (1979) 145
- [2] Fein, W.M. und J.I. Chanin: Quantenelektronik. Leipzig 1969, 78
- [3] Münchow, L. et al., Z. Phys. A296 (1980) 55

3.8. VIRTUELLE "OFF-SHELL"-ÜBERGÄNGE UND REIBUNG IN SCHWERIONENSTÜSSEN

A. Pfitzner

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Im Rahmen einer einheitlichen Beschreibung von innerer und kollektiver Bewegung (siehe Bericht 3.7.) wurden Bewegungsgleichungen für Mittelwert $\langle p(t) \rangle$ und Fluktuation $\langle \varphi(t) \rangle$ des Impulses der Relativbewegung abgeleitet. Als Maß für die zeitliche Nichtlokalität dieser Integrodifferentialgleichungen führen wir eine charakteristische Zeit τ^* ein. Sie bestimmt das Gedächtnis der zeitlichen Entwicklung in dem Sinne, daß Beiträge des Integranden zum Integral $\int_0^t d\tau \dots$ für $\tau > \tau^*$ vernachlässigbar sind.

Wir fragen nach Bedingungen, unter denen eine Reibungskraft $\propto \langle p(t-\tau) \rangle$ in den Bewegungsgleichungen auftritt. Das ist z.B. der Fall, wenn die Bedingungen $\Delta E(p-q')\tau^* \ll 1$ und $\omega_{mn}\tau^* \approx 1$ erfüllt sind, d.h. virtuelle "off-shell"-Übergänge eine dominierende Rolle spielen. Betrachten wir $\Delta E(p-q') = q'^2/2\mu - p'q'/\mu$ und $|V(q')|^2$ in Abhängigkeit vom übertragenen Impuls q' , so können o.g. Bedingungen für große Massen μ und ein eng um $q' = 0$ konzentriertes Fourierspektrum $|V(q')|^2$ einerseits und große Niveauabstände ω_{mn} andererseits erfüllt sein. Entwickelt man unter diesen Bedingungen die induzierten Kräfte in den Bewegungsgleichungen nach Potenzen von $\Delta E(p-q')\tau$, so erhält man

$$\begin{aligned} \langle \dot{p}(t) \rangle &= \int_0^t d\tau K(t, \tau) - \int_0^t d\tau \gamma(t, \tau) \frac{\langle p(t-\tau) \rangle}{\mu} \\ \langle \dot{\varphi}(t) \rangle &= \int_0^t d\tau d(t, \tau) - 2 \int_0^t d\tau \gamma(t, \tau) \frac{\langle \varphi(t-\tau) \rangle}{\mu} + 2 \int_0^t d\tau [K(t, \tau) - \gamma(t, \tau) \langle p(t-\tau) \rangle] [\langle p(t) \rangle - \langle p(t-\tau) \rangle] \end{aligned} \quad (1)$$

Reibungs- und Diffusionskern haben die Gestalt ($F = \partial V / \partial R$)

$$\begin{aligned} \gamma(t, \tau) &= \sum_m \rho_{mm}(t-\tau) \sum_{q', n'} |F_{m, n'}(q')|^2 \rho_m^c(\tau) \rho_n^c(\tau) 2 \frac{\partial}{\partial \omega_{m, n'}} \cos \omega_{m, n'} \tau \\ d(t, \tau) &= \sum_m \rho_{mm}(t-\tau) \sum_{q', n'} |F_{m, n'}(q')|^2 \rho_m^c(\tau) \rho_n^c(\tau) 2 \cos \omega_{m, n'} \tau. \end{aligned} \quad (2)$$

Die Gleichungen für $\langle p \rangle$ und $\langle \varphi \rangle$ sind während der Annäherungsphase der beiden Kerne durch Gedächtniseffekte miteinander gekoppelt.

Für Zeiten $t > \tau^*$ verschwindet diese Kopplung (Markoffsche Näherung) und die Gl. (1) hat dann die von der Gleichgewichtstheorie für das innere System her bekannte Form. Solange die Populationen der inneren Anregungen noch nicht ihre Gleichgewichtswerte erreicht haben, handelt es sich um nichtstatistische Fluktuationen. Sie konkurrieren mit den sich aus dem Anfangswert $\langle \varphi(0) \rangle$ heraus entwickelnden Quantenfluktuationen [1].

L i t e r a t u r

[1] Sobel, M.I., Phys. Lett. 92B (1980) 53

3.9. MIKROSKOPISCHE BERECHNUNG DES REIBUNGSTENSORS IN HIC

R.V. Jolos

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

R. Schmidt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Betrachtet wird die Dynamik von Schwerionenstößen unter dem Einfluß von 1p-1h-Anregungen im mittleren zeitabhängigen Feld unter der Berücksichtigung, daß die Restwechselwirkung zwischen den Nukleonen zu einem Zerfall der 1p-1h-Zustände in kompliziertere Konfigurationen (2p-2h etc.) führen kann. Die Relativbewegung wird rein klassisch behandelt und der Erwartungswert des Wechselwirkungsoperators quantenmechanisch bezüglich der Nukleonenfreiheitsgrade berechnet. Beschränkt man sich bei der Kopplung der angeregten 1p-1h-Zustände auf den Zerfall in 2p-2h-Zustände, gelingt es, ein geschlossenes System von Heisenberg-Gleichungen für die Erwartungswerte der entsprechenden Operatoren abzuleiten. Dieses System von Differentialgleichungen 1. Ordnung wird analytisch gelöst unter der Annahme einer Random-Matrix [1] für die 2p-2h-Matrixelemente der Restwechselwirkung V_{2p2h}^{res} . Die explizite Zeitabhängigkeit dieser Kopplung wird im van-Hove-Limit [2,3] behandelt, was gerechtfertigt ist, falls die Breite D der Verteilung $\sum |V_{2p2h}^{res}|^2 \approx |V^{res}|^2(E)$ groß ist gegenüber einer typischen Zeitskala für die Änderung der Anregungsenergie des Systems, $D \gg \hbar/\tau_0 \approx 1$ MeV mit $\tau_0 \approx 0.5 \cdot 10^{-21}$ s [4]. Die Bewegungsgleichung der Relativbewegung ist mit den obigen Annahmen eine Integrodifferentialgleichung mit gedämpften oszillierenden Zeitverhalten des Integrkerns (siehe Bericht 3.10.). Die Dämpfung wird durch

die Breite Γ_{ph} der 1p-1h-Zustände bestimmt. Nimmt man an, daß die Response des inneren Systems klein ist gegenüber einer typischen Zeit für Änderung der Relativbewegung $\hat{R}(t)$, erhält man den Reibungstensor

$$\overleftrightarrow{\gamma} = 2\hbar \sum_{ph} \frac{\tilde{\epsilon}_{ph} \Gamma_{ph}}{(\tilde{\epsilon}_{ph}^2 + \Gamma_{ph}^2)^2} \cdot \left\{ \begin{array}{cc} \left(\frac{\partial}{\partial R} V_{ph} \right)^2 & \frac{1}{R} \left(\frac{\partial}{\partial R} V_{ph} \frac{\partial}{\partial \theta} V_{ph} \right) \\ \frac{1}{R} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} V_{ph} \frac{\partial}{\partial R} V_{ph} \right) & \frac{1}{R^2} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} V_{ph} \right)^2 \end{array} \right\}$$

mit den durch die Restwechselwirkung renormierten 1p-1h-Energien $\tilde{\epsilon}_{ph}$ und den ph-Matrixelementen der Wechselwirkung V_{ph} .

Dieser ist im wesentlichen proportional der Breite Γ_{ph} der 1p-1h-Zustände. Interessant ist zu bemerken, daß der tangentielle Reibungskoeffizient γ_{tc} für ein System aus sphärisch-symmetrischen Kernen verschwindet, da die Wechselwirkung V_{ph} in diesem Falle nicht von der gegenseitigen Orientierung der Kerne im Raum abhängt und damit der Gradient bezüglich des Polariswinkels θ verschwindet. Eine einfache Beziehung für das Verhältnis von tangentialen und radialen Reibungskoeffizienten $x = \gamma_{tc} / \gamma_{RR}$ erhält man, falls ein Kern quadrupol-deformiert ist. Mit einem mittleren ph-Matrixelement folgt die einfache Beziehung

$$x = \frac{3}{4} \frac{45}{4\pi} \langle \cos^2 \theta \sin^2 \theta \rangle \approx 0.025$$

mit einem $B_{20} \approx 0.17$ [5]. Diese Größenordnung für x ist konsistent mit pharmakologischen Abschätzungen [5], in denen x als Parameter an experimentelle Daten der Drehimpulsdissipation angepaßt wurde.

An dem Einschluß der Anregung kollektiver Oberflächenschwingungen, welche zu einer mittleren Deformation B^2 führen, wird gearbeitet.

L i t e r a t u r

- [1] Agassi, D. et al., Ann. Phys. (N. Y.) 107 (1977) 140
- [2] Hove, L. van, Physica 21 (1955) 517
- [3] Münchow, L. et al., Z. Phys. A296 (1980) 55
- [4] Jolos, R.V. et al., Z. Phys., zur Veröff. eingereicht
- [5] Schmidt, R. and R. Reif, J. Phys. G 5 (1979) L 181; J. Phys. G 7 (1980) 775

3.10. MIKROSKOPISCHE BERECHNUNG DER ENERGIEDÄMPFUNG IN HIC

R.V. Jolos

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

R. Schmidt und R. Schwengner

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Auf der Grundlage der mikroskopischen Theorie (siehe Bereich 3.9.) wurden Modellrechnungen für die Reaktion ^{238}U (7.4 MeV/Nukleon) + ^{238}U durchgeführt. Auf eine Reibungenäherung in der Bewegungsgleichung für die Relativbewegung wurde verzichtet und die Integrodifferentialgleichung

$$\mu \ddot{\vec{R}} = -\nabla U - \frac{2}{\hbar} \sum_{ph} V_{ph}(R(t)) \int_0^t dt' \sin \frac{\tilde{\epsilon}_{ph} t'}{\hbar} e^{-\Gamma_{ph} t'/\hbar} V_{ph}(R(t-t')) \quad (1)$$

numerisch gelöst, wobei die Summation über die ph-Zustände in eine Integration überführt wurde und für die Verteilung der ph-Matrixelemente

$\sum |V_{ph}|^2 \approx V^2(\epsilon) \cdot f^2(R)$ verschiedene Parametrisierungen für die Energieabhängigkeit $V^2(\epsilon)$ verwendet wurden. Die Breite der ph-Zustände wurde proportional der Dichte der 2p-2h-Zustände angenommen $\Gamma_{ph} \sim \epsilon^3$. Die Ergebnisse können folgendermaßen zusammengefaßt werden:

1. Mit physikalisch sinnvollen Parametern für die Stärke der Wechselwirkung liefert die Integrodifferentialgleichung (1) in den berechneten Ablenkwinkeln, Wechselwirkungszeiten und radialen Energieverlust der Relativbewegung als Funktion des Eingangsbahndrehimpulses eine überraschend gute Übereinstimmung mit Rechnungen im phänomenologischen Reibungsmodell [1].
2. Bei Vernachlässigung der Restwechselwirkung zwischen den Nukleonen ($\Gamma_{ph} = 0$) bleibt der berechnete Energieverlust der Relativbewegung klein gegenüber der verfügbaren kinetischen Energie oberhalb der Barriere, da in diesem Falle hochenergetische ph-Zustände (≥ 5 MeV) nicht zum Energieverlust im Ausgangskanal beitragen. Diese Zustände werden in relativ kurzer Zeit stark angeregt ($\approx 5 \cdot 10^{-22}$ s), jedoch erlaubt die Reversibilität der Bewegungsgleichung (1) für $\Gamma_{ph} = 0$ eine Abregung dieser Zustände während der zur Verfügung stehenden Wechselwirkungszeit ($\approx 10^{-21}$ s). Der Einschluß der Restwechselwirkung ($\Gamma_{ph} \neq 0$) beeinflusst das Zeitverhalten der inneren Energie $\langle H_0 \rangle(t)$ in physikalisch sinnvoller Weise (vernachlässigbare Oszillationen).

L i t e r a t u r

[1] Schmidt, R. et al., Nucl. Phys. A311 (1978) 247

3.11. EINSCHUSSENERGIE- UND SCHALENSTRUKTURABHÄNGIGKEIT DES MASSENTRANSPORTS IN DER $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -REAKTION

P. Mödler, R. Schmidt und J. Teichert
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik
 V.G. Kartavenko
 Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Messungen des Produktionsquerschnitts für die leichten Fragmente in der $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -Reaktion zeigen eine unerwartet starke Abnahme von $d\sigma/dZ_1$ für Elemente mit $Z_1 < 85$ bei der niedrigsten gemessenen Einschubenergie [1]. Gegenüber einer früheren theoretischen Analyse [2] wurde ein Modell entwickelt, daß sowohl Einflüsse der Schalenstruktur als auch der Reaktionsdynamik berücksichtigt. Die Beschreibung des Massentransports erfolgt durch eine Fokker-Planck-Gleichung, wobei Schaleneffekte und ihre temperaturabhängige Dämpfung berücksichtigt werden. Der Einfluß der Dynamik der Relativbewegung auf den Massentransport wird durch eine Kopplung zwischen Relativbewegung und Massentransport in einem dynamischen klassischen Modell mit Reibungskraft realisiert [3].

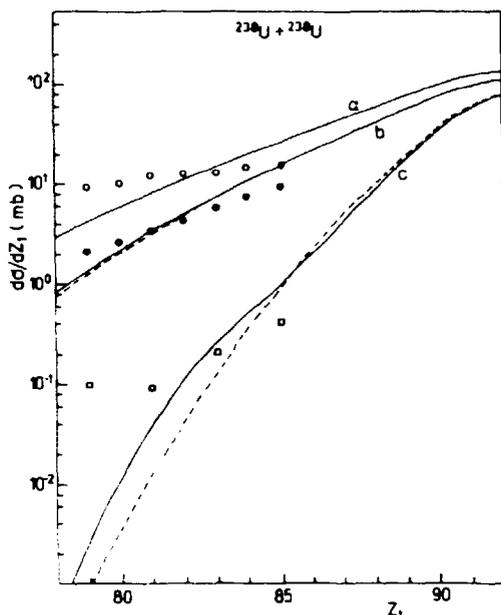


Abb. 1

Elementverteilung $d\sigma/dZ_1$ in der $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -Reaktion für drei Einschubenergien von 1975 (experimentelle Daten: offene Kreise; theoretische Ergebnisse: Kurven a), 1785 MeV (volle Kreise; Kurven b) und 1545 MeV (Quadrate; Kurven c). Die experimentellen Werte stammen von Kratz u.a. [1]. Die Kurven sind Ergebnisse von Rechnungen mit temperaturabhängigen Schaleneffekten (durchgezogene Kurven) bzw. ohne Berücksichtigung von Schaleneffekten (gestrichelte Kurven) im Massentransport.

Die Resultate für die Elementverteilung $d\sigma/dZ_1$ und die experimentellen Werte aus Ref. [1] sind in Abb. 1 gezeigt. Weiterhin enthält die Abbildung Ergebnisse aus Tröpfchenmodell-Rechnungen (gestrichelte Kurven), d.h. ohne Berücksichtigung von Schaleneffekten.

Beide Rechnungen reproduzieren i. wesentlichen die Einschubenergieabhängigkeit der experimentellen Elementverteilung, insbesondere den starken Abfall von $d\sigma/dZ_1$ für die niedrigste Einschubenergie. Der Vergleich der beiden Rechnungen zeigt, daß für die zwei höheren Einschubenergien Schaleneffekte im Massentransport praktisch keine Rolle spielen, während bei der niedrigsten Einschubenergie der Querschnitt im Pb-Gebiet vergrößert wird. Zusammengefaßt ergibt sich, daß Schaleneffekte den Massentransport bei niedrigen Energien ($T \lesssim 1$ MeV) beeinflussen könnten, daß jedoch die experimentell beobachtete Abnahme des Produktionsquerschnitts ein dynamischer Effekt (d.h. kürzere Wechselwirkungszeiten und geringere Anregungsenergien) ist.

L i t e r a t u r

- [1] Kratz, J.V. et al., GSI-Report 80-3 (1980) 27
- [2] Riedel, C. and W. Nörenberg, Z. Phys. A290 (1979) 385
- [3] Schmidt, R. and J. Teichert, J. Phys. G 7 (1981) 1523

3.12. RIESENRESONANZEN DES KERNES ^{40}Ca

B. Kämpfer und R. Wünsch

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die in jüngster Zeit mit großer Intensität durchgeführten Streuexperimente an ^{40}Ca sowie anderen Kernen der sd-Schale mit Hilfe von Elektronen-, Protonen- oder Heliumprojektilen zielen auf eine Klärung der Resonanzstruktur in einem Anregungsgebiet von etwa 10...25 MeV ab [1]. Nach der Identifikation der Dipol-Riesenresonanz bei 19.8 MeV und der Quadrupol-Riesenresonanz bei 18.0 MeV sucht man vor allem nach einer Monopolanregung, deren Lage für Aussagen über die Kernmaterie-Kompressibilität von Bedeutung ist [2]. Daneben wurden Hinweise auf Resonanzen höherer Multipolarität (3^- , 4^+) gefunden, die die gesuchte 0^+ -Anregung

zumindest teilweise überlagern. Eine zweifelsfreie Identifikation einer Monopolanregung ist somit nur nach einer generellen Klärung der Resonanzstruktur in dem betreffenden Energiegebiet möglich.

Die von uns im Rahmen des Kontinuum-Schalenmodells in 1p-1h-Näherung durchgeführten Rechnungen reproduzieren die Dipol-Riesenresonanzen an der im Experiment gefundenen Energie. Zur Beschreibung von Resonanzen höherer Multipolarität erwies sich der üblicherweise benutzte Konfigurationsraum, bestehend aus einem Loch in der 2s1d-Schale und einem Nukleon in der 1f2p-Schale, als unzureichend. Unsere Rechnungen ergeben, daß Konfigurationen mit einem Nukleon in der $1g_{7/2}^-$ Schale, die bei den verwendeten Woods-Saxon-Potentialen bei 2.4 MeV (Neutron) bzw. 8.7 MeV (Proton) oberhalb der Emissionsschwelle liegt, zu gut ausgeprägten 2^+ - und 4^+ -Resonanzen mit großer Anregungsstärke führen. Im Gegensatz dazu liefern andere - bei etwa der gleichen Energie liegende - Einteilchenzustände (3s, 3p, 2d, $1g_{7/2}$) keine vergleichbaren Resonanzstrukturen, sondern nur einen Beitrag zu einem glatten Untergrund.

L i t e r a t u r

- [1] Lui, Y.W. et al., Phys. Rev. C24 (1981) 884; Youngblood, D.H. et al., Phys. Rev. C23 (1981) 1997; Borg, K. v. d. et al., Nucl. Phys. A365 (1981) 243
 [2] Bertrand, F.E. et al., Phys. Lett. 80B (1979) 198

3.13. ÜBER DEN IMAGINÄRTEIL DES OPTISCHEN POTENTIALS

I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Eine der Quellen des Imaginärteils des optischen Potentials ist die Anregung von Compoundkernzuständen, die nicht explizit in der Rechnung berücksichtigt sind. Üblicherweise wird angenommen, daß dieser Anteil nur schwach energieabhängig ist.

Rechnungen auf der Grundlage des Kontinuum-Schalenmodells haben gezeigt, daß der Beitrag, den die individuellen Compoundkernresonanzen zum Querschnitt geben können, nicht nur von ihrer Breite, sondern auch von der Überlappung mit anderen Resonanzzuständen abhängt. Der Maximalwert des Querschnitts bei jeder Energie ist bestimmt durch die Unitaritätsbedingung für die S-Matrix

$$S_{cc'} = \exp(2i\delta_c) \delta_{cc'} - 2i\pi \langle \chi_E^{c(-)} | V | \xi_E^{c(+)} \rangle + i \sum_R \frac{\tilde{\gamma}_{Rc'} \tilde{\gamma}_{Rc}}{E - \tilde{E}_R + \frac{i}{2} \tilde{\Gamma}_R}$$

Die Wellenfunktionen χ und ξ sind die Streuwellenfunktionen ohne bzw. mit Störung durch die Restwechselwirkung V . Die Größen $\tilde{\gamma}$, \tilde{E} , $\tilde{\Gamma}$ sind energieabhängige Funktionen, die im Rahmen des Modells berechnet werden [1]. Ihre Werte an der Energie des Resonanzzustandes geben die Partialbreite, die Lage und die Breite des Zustandes R .

Die relativen Phasen der Resonanzzustände sind i.a. nicht statistisch unabhängig voneinander, sondern in einer solchen Weise korreliert, daß die Unitaritätsbedingung für die S-Matrix erfüllt ist. Im Gebiet eines Zustandes mit einer großen

Teilchenzerfallsbreite und damit starken Kopplung an einen Kanal c_0 gilt $S_{c_0 c_0} \approx -1$ bereits ohne die Feinstruktur-Resonanzzustände. Die Phasen der Feinstruktur-Resonanzzustände ändern sich dergestalt, daß der Maximalwert $|S_{c_0 c_0}| = 1$ nicht überschritten wird. Dabei ändern sich die individuellen Eigenschaften wie Zerfallsbreiten, Legen, Kernstrukturanteil der Wellenfunktion nur unwesentlich. Der Kern ist im Kanal c_0 nahezu transparent, denn bereits ohne Berücksichtigung der Feinstruktur-Resonanzzustände gilt für den Transmissionskoeffizienten $T_{c_0} = 1 - |S_{c_0 c_0}|^2 \approx 0$. Numerische Rechnungen sind in [2] gegeben.

Die Berücksichtigung der Unitarität der S-Matrix führt demnach zu dem Ergebnis, daß der Imaginärteil des optischen Potentials im Gebiet eines Doorwayzustandes reduziert ist. In Schwerionenreaktionen können Formresonanzen die Rolle von Doorwayzuständen spielen [2]. Sie sollten sich in den experimentellen Daten durch einen l-abhängigen Imaginärteil des optischen Potentials, große Rückwärtswinkelstreuung (wegen eines dominierenden l-Wertes), große Partialbreite relativ zu dem entsprechenden Kanal und eine gewisse Grobstruktur im Kernreaktionsquerschnitt bemerkbar machen.

L i t e r a t u r

- [1] Barz, H.W. et al., Nucl. Phys. A275 (1977) 111; Rotter, I., Ann. Phys. (Leipzig) 38 (1981) 221
- [2] Rotter, I., Int. Workshop on Resonances in Heavy Ion Collisions, Bad Honnef 1981

3.14. ALIGNMENT IN DER REAKTION ($^{14}\text{N}, ^{12}\text{B}$)

R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

G. Saupe

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Neue Experimente zur Anisotropie der β -Strahlung vom ^{12}B nach den Reaktionen $\text{Mo}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{B}), \text{Th}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{B})$ ($E_{\text{Lab}} = 200 \text{ MeV}$) liefern ein sehr geringes Alignment von $A \lesssim 0.1$ des Ejektils im gesamten Q-Wertebereich [1]. Dieses Resultat weist auf eine starke Population des Orientierungszustandes $M=0$ hin, im Widerspruch zu den Aussagen eines semiklassischen Transfermodells, das z.B. für Anregungsenergien von etwa 30 MeV im Endkern ein Alignment von $A \approx 0.75$ erwarten läßt [2]. Rechnungen in einem zweidimensionalen klassischen Reibungsmodell mit Einschluß von Fluktuationen [3] reproduzieren die gemessenen Werte für das Alignment recht gut (Abb. 1), wenn man die Reibungsparameter $a_R = 17.0 \text{ fm/c MeV}$, $a_0 = 0.523 \text{ fm/c MeV}$ verwendet. Massentransfer und Deformationseffekte blieben unberücksichtigt. In diesem Modell ergibt sich das geringe Alignment durch die beträchtlichen Fluktuationen der in-plane-Komponente des dissipierten Drehimpulses. Man kann schließen, daß das in den Reaktionen ($^{14}\text{N}, ^{12}\text{B}$) bisher gemessene Alignment des Ejektils für den tiefunelastischen Bereich einem klassischen Reibungskonzept nicht widerspricht.

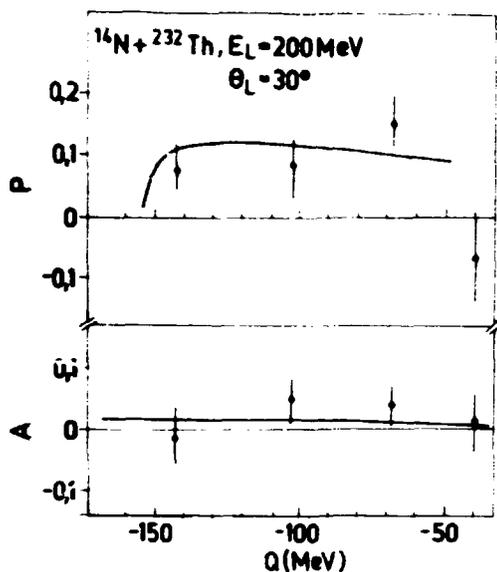


Abb. 1

Polarisation und Alignment des leichten Fragments in der Reaktion $^{14}\text{N}(200 \text{ MeV}) + ^{232}\text{Th}$ als Funktion des Q-Wertes. Experimentelle Daten nach Ref. [1] werden mit Voraussagen des Reibungsmodells verglichen.

L i t e r a t u r

- [1] Takahashi, N., private Mitteilung
- [2] Matzuoka, K. et al., Prog. Theor. Phys. 63 (1980) 1067
- [3] Schmidt, R. and R. Reif, J. Phys. G 7 (1981) 775

3.15. POLARISATION IN DER ELASTISCHEN STREUUNG VON ^6Li AN ^{16}O

M.I. Yousef

Mansoura Universität, AR Ägypten

R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Polarisation der elastischen Streuung von ^6Li an ^{16}O wurden im Diffraktionsmodell berechnet und mit experimentellen Daten für $E = 22.8 \text{ MeV}$ [1] verglichen. Eine Anwendung des Diffraktionsmodells wird nahegelegt durch die Abhängigkeit dieser Meßgrößen von der Massenzahl des Targets im Bereich $A=12(\text{C})$ bis $A=58(\text{Ni})$. Die zugrunde liegende Behandlung der Streuung von Teilchen mit dem Spin 1 entspricht Ref. [2]. Außerdem wird eine Frahn-Venter-Parametrisierung der Komponenten der S-Matrix verwendet (vgl. [3]). Die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der

Polarisation von den Parametern des Modells wurde untersucht. Die Analyse ergab, daß in allen Anteilen der S-Matrix (mit und ohne spin-flip) ein einheitlicher Parametersatz benutzt werden kann, solange man sich auf die Betrachtung des Vorwärtswinkelbereiches beschränkt. Mit den Werten $l_0 = 10.8$, $r_0 = 1.6 \text{ fm}$, $\Delta = 0.66$,

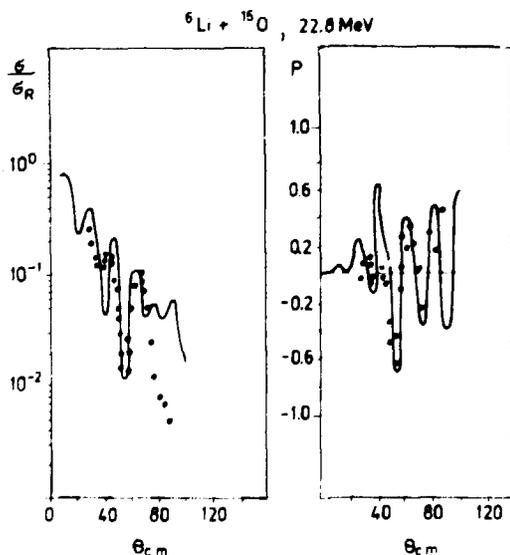


Abb. 1

Verhältnis von differentiellem Wirkungsquerschnitt zu Rutherfordquerschnitt und Polarisation in der elastischen Streuung von ^6Li an ^{16}O , $E = 22.8 \text{ MeV}$. Die experimentellen Daten nach Ref. [1] werden mit Rechnungen im Diffraktionsmodell verglichen.

$\gamma = 0.8$ wird für diesen Streuwinkel eine befriedigende Übereinstimmung von Theorie und Experiment erreicht (Abb. 1). Lediglich für Streuwinkel $\theta \approx 40^\circ$ tritt bei der Polarisation eine Diskrepanz auf: Das Diffraktionsmodell liefert (mit dem Minimum im differentiellen Wirkungsquerschnitt korrespondierend) einen nicht beobachteten hohen Polarisationsgrad. Die Resultate entsprechen etwa einem Fit im optischen Modell, bei dem das Spinbahnpotential aus der bekannten Spinbahnkopplung in der Deuteron-Target-Wechselwirkung durch Faltung berechnet wurde [1].

L i t e r a t u r

- [1] Weiss, W. et al., Phys. Lett. B61 (1976) 21
- [2] Hodgson, P.E.: The optical Model of Elastic Scattering. Oxford 1963
- [3] Yousef, M.I. und R. Reif, Yad. Fiz. 33 (1981) 1006

3.16. BESCHREIBUNG VON POLARISATIONEFFEKTEN IN DER REAKTION $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ ($E_{\text{Lab}} = 100 \text{ MeV}$)

G. Saupe

Technische Universität Dresden, Sektion Physik und
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Trautmann et al. [1] veröffentlichten Ergebnisse von Polarisationsmessungen an dem leichten System $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ für eine Einschubenergie $E_{\text{Lab}} = 100 \text{ MeV}$ unter dem Winkel $\vartheta_{\text{Lab}} = 35^\circ$ ($\vartheta_{\text{Lab}}^{\text{gr}} = 19.7^\circ$). Dabei wurde die Polarisation des leichten Fragmentes aufgrund der Messung der Zirkularpolarisation des diskreten γ -Überganges $3^- \rightarrow 0$, 6.13 MeV in ^{16}O und die des schweren Fragmentes aus der Messung der Polarisation des γ -Kontinuums für $E_\gamma > 3 \text{ MeV}$ ermittelt. Aus den erhaltenen Ergebnissen wurde geschlossen, daß die klassischen Modellvorstellungen für die Beschreibung derartiger Orientierungseffekte in leichten Systemen im gegebenen Energiebereich keine Gültigkeit haben.

Mit dem Programm TRAJEC 2 [2] ausgeführte Rechnungen zeigen jedoch eine befriedigende Übereinstimmung mit den experimentellen Daten für die inelastische Reaktion $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ sowohl bezüglich der Q-Wert-Abhängigkeit der Polarisation als auch des Polarisationsgrades, wobei der für das schwere Fragment ermittelte in allen Fällen innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen liegt (Abb. 1). Folgende Modellrechnungen wurden vorgenommen, wobei Effekte der Kerndeformation und des Massentransfers nicht berücksichtigt wurden:

1. Zweidimensionales Modell (Freiheitsgrade: r, ϑ) [3]:

Parameter des Reibungstensors: $a_r = 20.0 \text{ fm/c MeV}$, $a_\vartheta = 0.758 \text{ fm/c MeV}$.

2. Vierdimensionales Modell (Freiheitsgrade: $r, \vartheta, \vartheta_1, \vartheta_2$) [2]:

a) Parameter des Reibungstensors: $a_r = 20.0 \text{ fm/c MeV}$, $a_\vartheta = 1.0 \text{ fm/c MeV}$

b) Proximity-Friction [4] mit dem Parameter der Rollreibungskraft $a_{\text{roll}} = 2$.

Für die kleinsten Q-Werte ($Q < -45 \text{ MeV}$) ergibt das zweidimensionale Modell aufgrund des Orbiting-Verhaltens der Trajektorie einen erneuten Vorzeichenwechsel der Polarisation, der bei Berücksichtigung der Eigenrotationen der beiden

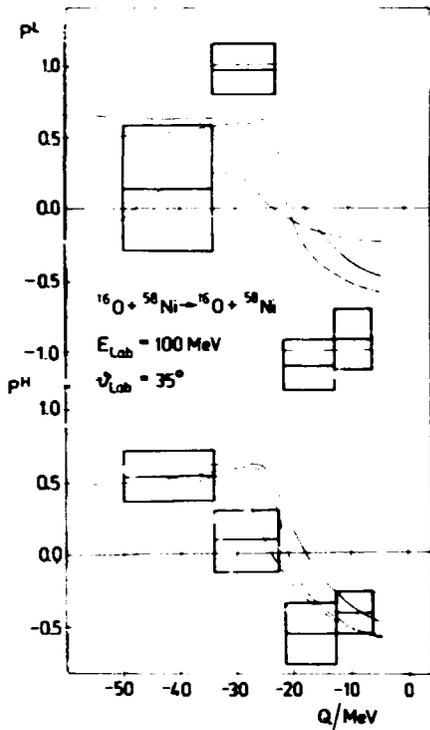


Abb. 1

Reaktion $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, $E_{\text{Lab}} = 100 \text{ MeV}$
 Vergleich der gemessenen [1] und in klassischen Reibungsmodellen mit Fluktuationen berechneten Polarisation (strichpunktiert: Rechnung 1; gestrichelt: Rechnung 2a; ausgezogen: Rechnung 2b)

Ionen nicht auftritt. Ebenso führen die Rechnungen im Modell mit den kollektiven Variablen $(r, \dot{r}, \dot{\varphi}_1, \dot{\varphi}_2)$ zu einer besseren Beschreibung des Energiespektrums.

Andererseits zeigen die Analysen, daß eine befriedigende Interpretation der Polarisationsmessungen für den 4.44-MeV- γ -Übergang $^{12}\text{C}, 2^+ \rightarrow 0$ in der Transferreaktion $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{62}\text{Zn}$ im Rahmen der klassischen Modellvorstellungen ohne Berücksichtigung von quasielastischen Einteilchen-Transfer-Prozessen nicht möglich ist.

L i t e r a t u r

- [1] Trautmann, W. et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1188
- [2] Saupe, G., Preprint 05-10-80 TU Dresden (1980)
- [3] Schmidt, R. and R. Reif, J. Phys. G 5 (1979) L181
- [4] Bangert, D., H. Freiesleben, Nucl. Phys. A340 (1980) 205

3.17. DIABATISCHE UND ADIABATISCHE ROTIERENDE QUASITEILCHEN

E. Frauendorf [1]

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Im Rahmen des Cranked Schalenmodells [2] (CSM) werden Rotationsbanden als Quasiteilchenkonfigurationen im rotierenden Potential interpretiert. Abb. 1 zeigt ein Beispiel von Quasiteilchenniveaus als Funktion der Frequenz ω . Da das CSM nur auf die Berechnung von relativen Größen abzielt, muß eine Referenzkonfiguration (Vakuum) eingeführt werden, die nicht berechnet wird, sondern experimentell darstellt, von wo aus die Energie und der Drehimpuls gezählt werden sollen. Man kann zwei Kriterien zur Wahl der Referenz formulieren:

- a) Die Energie soll möglichst niedrig sein.
- b) Die Referenz soll eine glatte Funktion von ω sein.

Da die Yrastline von deformierten Kernen Irregularitäten (back- oder upbends) aufweist, muß ein Kompromiß gefunden werden. In Abb. 1 entspricht die Kreuzung zwischen den $1_{13/2}$ -Trajektorien a und b^+ dem ersten Backbend im Neutronensystem von Seltenern Erden mit $N \approx 98$.

Wenn die Kreuzung als gradueller Austausch zwischen a und b^+ auftritt, sollte man die Yrastline (Parität, Signatur) = $(+, 0)$ als Referenz wählen (Yrastreferenz; Kriterium a dominiert). Die Quasiteilchenanregungen entsprechen allen

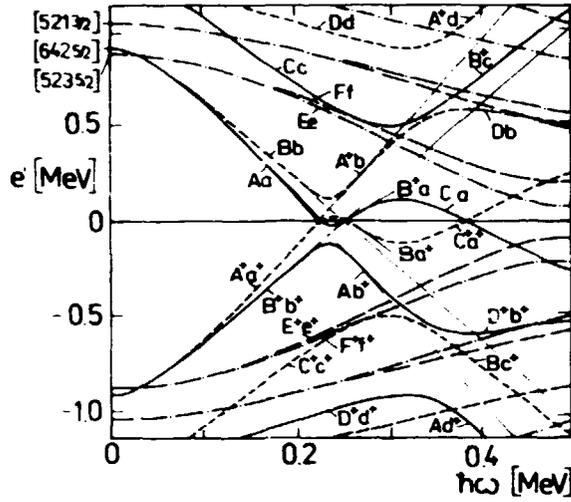


Abb. 1
Quasiteilchenniveaus e' als Funktion der Crankingfrequenz ω

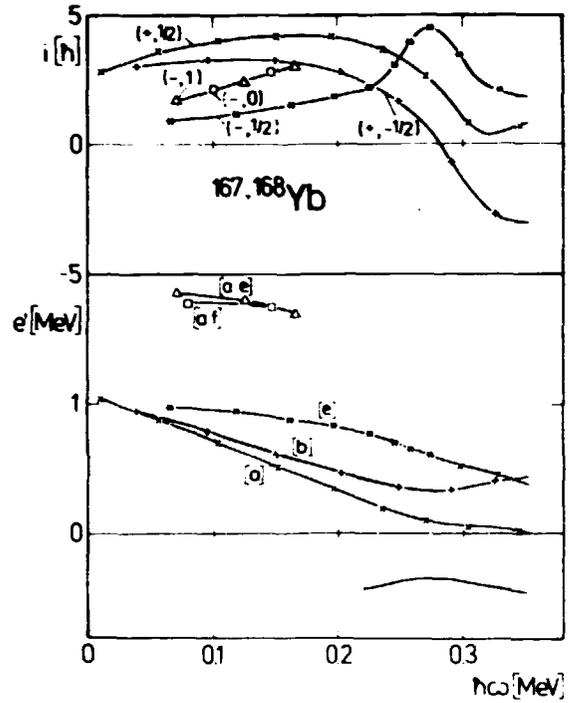


Abb. 2
Anregungsenergie $e'(\omega)$ und aligned Drehimpuls $i(\omega)$ für $^{167,168}\text{Yb}$

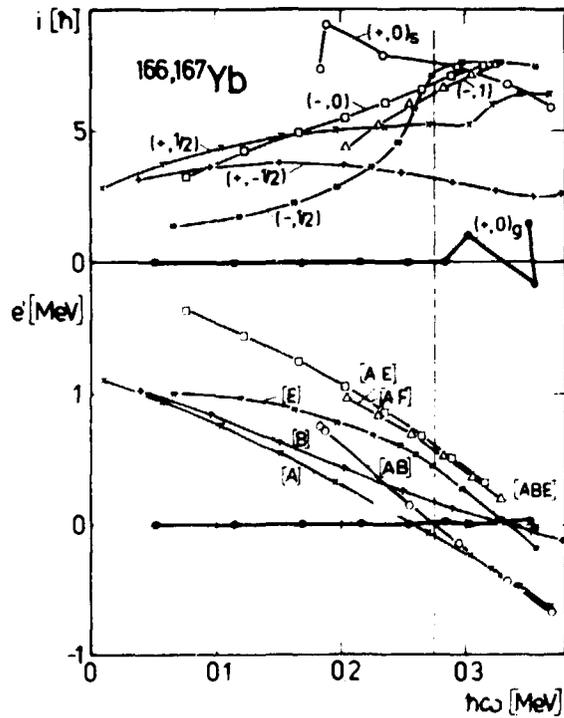


Abb. 3
Anregungsenergie $e'(\omega)$ und aligned Drehimpuls $i(\omega)$ für $^{166,167}\text{Yb}$ mit traditioneller g-Referenz

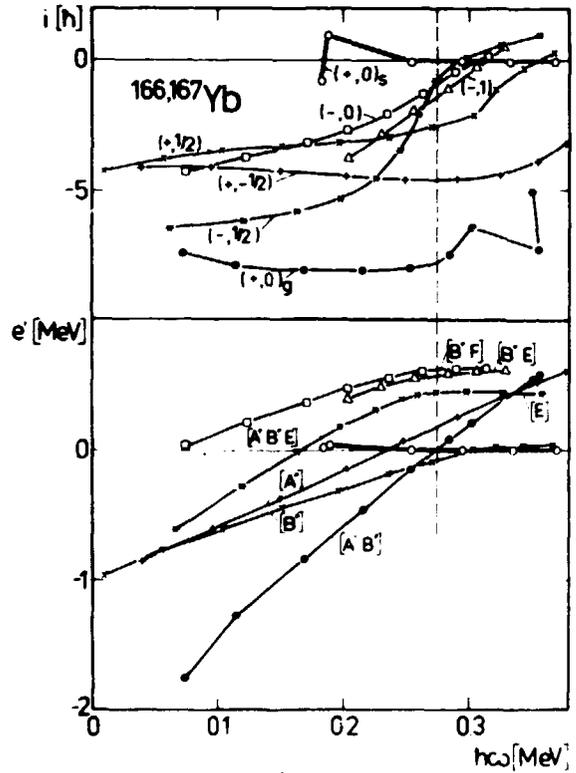


Abb. 4
Die Größen von Abb. 3 mit S-Referenz

Trajektorien $e' > 0$ für kleine ω und deren kontinuierliche Fortsetzungen, den adiabatischen Quasiteilchentrajektorien. Wir bezeichnen diese mit Kleinbuchstaben. Die Konvention in Abb. 1 ist (+, 1/2)-durchgezogen, (+, -1/2)-kurzgestrichelt, (-, 1/2)-strichgepunktet, (-, -1/2)-langgestrichelt.

Abb. 2 zeigt die relativen Routhians (Anregungsenergie im rotierenden System) $e'(\omega)$ und aligned Drehimpulse $l(\omega)$ für $^{167,168}\text{Yb}$ in Yrastdarstellung. Man kann relativ genau den kleinsten Abstand zwischen a und b^* , der die Wechselwirkungsstärke für die stark wechselwirkenden Grundzustands- und Superbande mißt, bestimmen.

Wird die Kreuzung zwischen den Trajektorien relativ scharf, dann ist es vorteilhaft, diabatische Quasiteilchentrajektorien einzuführen (dünne Linien in Abb. 1), die wir mit Großbuchstaben bezeichnen (Kriterium l dominiert). Für kleine ω ist die Grundzustandsbande die geeignete Referenz (g-Referenz). Diese entspricht der Besetzung aller diabatischen Quasiteilchen $e' < 0$ für kleines ω . Abb. 3 zeigt die $^{166,167}\text{Yb}$ -Spektren in g-Darstellung. Dies ist die traditionelle [2] CSM-Referenz.

Bei höheren Frequenzen ist die diabatische S-Referenz, bei der von der Superbande gezählt wird, am geeignetsten. Sie entspricht der Besetzung von A und B, und die Quasiteilchenanregungen enthalten die antialigned Trajektorien A^* und B^* . Abb. 4 zeigt die $^{166,167}\text{Yb}$ -Spektren in S-Referenz. Der Vorteil der S-Referenz besteht darin, daß das Energiekriterium besser erfüllt wird. Dies hat zur Folge, daß weite Extrapolationen der g-Bande vermieden werden und Renormierungen der Quasiteilchenorbitale sowie der Parameter der kollektiven Rotation automatisch berücksichtigt werden, sofern diese aus dem Experiment entnommen werden.

L i t e r a t u r

- [1] Frauendorf, S., Workshop on Nuclear Physics Workshop, Trieste 1981; Nucl. Physics, im Druck
- [2] Bengtsson, R. and S. Frauendorf, Nucl. Phys. A327 (1979) 139

3.18. APPROXIMATION VON EINTEILCHENVERTEILUNGEN IM PHASENRAUM

H. Iwe

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Der Ausgangspunkt der folgenden Betrachtung ist ein System von n Teilchen im Ausgangskanal einer Reaktion. Diese sind nur über die Energie- und Impulserhaltung miteinander verbunden, wodurch eine $(3n-4)$ -dimensionale Oberfläche (Phasenraum) im $3n$ -dimensionalen Impulsraum definiert wird.

Als lorentzinvariante Impulsverteilung eines Teilchens des n -Teilchensystems erhält man

$$\phi_n^1(p_1) = \frac{R_{n-1}(\hat{s})}{R_n(s)} \quad (1)$$

mit

$$R_n(s) = \int \prod_{i=1}^n \frac{d\mathbf{p}_i}{2E_i} \delta^4(p - \sum_i \mathbf{p}_i), \quad s = p^2, \quad \hat{s} = (p - p_1)^2.$$

Diese Einteilchenverteilung ist isotrop im S-System ($p' = 0$). Es handelt sich hier um die Wahrscheinlichkeit für das Auffinden eines Teilchens mit dem Impuls \vec{p}_1 in einem Ensemble von n-Teilchen, wobei das Ensemble alle Zustände, die eingedenk der Energie- und Impulserhaltung möglich sind, mit gleicher Wahrscheinlichkeit besetzen kann. Die Funktionen $R_1(s)$ geben hierbei das zur Verfügung stehende Phasenraumvolumen des i-Teilchensystems an, während mit s bzw. \hat{s} die jeweiligen invarianten Massen bezeichnet sind.

Mit Ausnahme von R_1 und R_2 können für $R_n, n > 2$ keine exakten analytischen Lösungen gefunden werden. Jedoch lassen sich für $n > 2$ der nichtrelativistische Grenzfall R_n^{nonr} und der relativistische, R_n^{rel} , sehr leicht ermitteln, so daß auch $\phi_n^{\text{nonr}}(E_1)$ und $\phi_n^{\text{rel}}(E_1)$ analytisch vorliegen. Numerische Lösungen erweisen sich als außerordentlich aufwendig, müssen doch (n-2)-fach Integrationen mit immer komplizierter werdenden Integranden ausgeführt werden.

In der Hochenergiephysik sind Näherungsmethoden ausgearbeitet worden, die genäherete analytische Ausdrücke für R_n unter Benutzung der Methoden der statistischen Physik und Wahrscheinlichkeitstheorie aufzufinden gestatten [1].

Man erhält

$$R_n^{(n)}(s) = R_n^{(0)} [1 + G_n(\beta)] \quad (2)$$

mit B als Nullstelle von

$$2n/\beta + \sum_{i=1}^n m_i \frac{K_0(m_i \beta)}{K_1(m_i \beta)} - \sqrt{s} = 0 .$$

Hier bezeichnen K_0 und K_1 die modifizierte Besselfunktionen nullter und erster Ordnung, G_n eine Korrekturfunktion und $R_n^{(0)}$ das Phasenraumvolumen in nullter Ordnung.

Im folgenden werden die mit Hilfe von $R_n^{(1)}$ erhaltenen Einteilchenverteilungsfunktionen $\phi_n^{(1)}(E_1)$ auf ihre Genauigkeit überprüft.

Im asymptotischen Bereich (nichtrelativistisch und relativistisch) ist dies analytisch möglich, da alle Ausdrücke formelmäßig vorliegen. Aus

$$\phi_n^{(n) \text{rel}} = \delta_n^{\text{rel}} \phi_n^{\text{rel}}(E_1) \quad , \quad \phi_n^{(n) \text{nonr}}(E_1) = \delta_n^{\text{nonr}} \phi_n^{\text{nonr}}(E_1)$$

erhält man die in der Tab. 1 angegebenen Werte, die nicht von E_1 abhängen.

Tabelle 1
Korrektur δ in Abhängigkeit von der Teilchenzahl n

n	3	4	5	6
δ_n^{rel}	.934	.984	.994	.997
δ_n^{nonr}	.87	.971	.989	.995

Man sieht, daß die Korrekturen δ mit wachsender Teilchenzahl n sehr schnell gegen 1 streben. Während ein 3-Teilchensystem relativ ungenaue Werte liefert, sind die Einteilchenverteilungen von 4- bzw. 5-Teilchensystemen schon auf 3 % bzw. 1 % genau. Für einen weiteren Vergleich

$$\phi_n^{(n)}(E_1) = \delta_n \phi_n^{\text{exact}}(E_1)$$

wird ein Energiebereich \sqrt{s} herangezogen

gen, der Laboreinschußenergien bis zu 5 GeV/N entspricht. Die Ergebnisse aufwendiger numerischer Integrationen von Gl. (1) für Systeme mit $n = 3, 4, 5$ Teilchen sind mit solchen verglichen worden, die aus Gl. (2) folgen. Es zeigt sich, daß $\bar{c}_n = \bar{c}_n^{\text{nonr}}$ wieder unabhängig von der Energie E_1 für den gesamten Energiebereich \sqrt{s} gilt, d.h., der nichtrelativistische Grenzfall ist sehr gut realisiert. Die Funktionen $\phi_n^{(1)}$ auf der Grundlage der genäherten Phasenraumvolumina gemäß Gl. (2) stellen somit ausgezeichnete Näherungslösungen dar.

L i t e r a t u r

[1] Lurcat, F. and P. Mazur, Nuovo Cim. 31 (1964) 140

3.19. EINE EINFACHE BERECHNUNG VON SCHWERIONENPOTENTIALEN MIT YUKAWA-WECHSELWIRKUNGEN

H. Iwe

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Gewöhnlicherweise wird für die effektive Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung $v(r)$ der aus G-Matrix-Rechnungen gewonnene Ausdruck

$$v(r) = \sum_{i=1}^2 A_i Y_i(\mu_i r) \quad \text{mit} \quad Y(t) = \frac{e^{-t}}{t} \quad (1)$$

benutzt (Abb. 1). Die auftretenden Yukawa-Funktionen erweisen sich in der An-

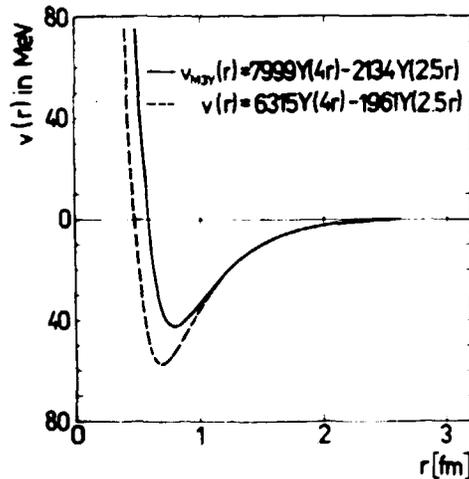


Abb. 1

Räumliche Abhängigkeit des effektiven Potentials mit verschiedenen Parametern (Tab. 1)

wendung als sehr unbequem, denn bei numerischen Rechnungen im Ortsraum ist man wegen des Poles bei $r = 0$ gezwungen, Cut-off-Redien einzuführen. Geht man andererseits zum Fourier-Raum über, führt die Transformation auf die Fourier-Transformierte $F[v] = \frac{4\pi/\mu}{k^2 + \mu^2}$, die die Pole $K = \pm i\mu$ besitzt. Dieses funktionale Verhalten bewirkt eine Aufteilung der Lösung in Lösungsintervalle, die analytisch gar nicht oder nur sehr schwer gefunden werden können. Von einigen Autoren wurde wegen dieser Schwierigkeiten die Entwicklung der effektiven Wechselwirkung nach Gauß-Funktionen der Art

$$v(r) = \sum_{i=1}^2 A_i e^{-(r/a_i)^2} \quad (2)$$

versucht, um so die in der Handhabung bequemeren Gauß-Funktionen nutzen zu können. Leider läßt diese Approximation keine gute Anpassung an die effektive Wechselwirkung in Gl. (1) zu. Statt dessen wird ein viel einfacherer Näherungsausdruck vorgeschlagen.

In Abb. 2 ist die Fourier-Transformierte $F[v]$ von Gl. (1) für den Bereich $0 \leq K \leq 4$ dargestellt. In den meisten Anwendungen tritt die effektive Wechsel-

Tabelle 1
Anwendungsbeispiele für die Approximation der Yukawa-Wechselwirkung

Wechselwirkung gemäß Gl. (1)				Approximation von Gl. (1) im Fourier-Raum gemäß Gl. (3)		Wechselwirkung im Ortsraum (Gl. (4))		
A_1	A_2	μ_1	μ_2	C_1	C_2	B_1	B_2	a
6315	-1961	4	2.5	-514.41	177.23	-65.1742	177.23	1.1233
7999	-2134			-455.4	309.73	-43.4472	309.73	1.2347

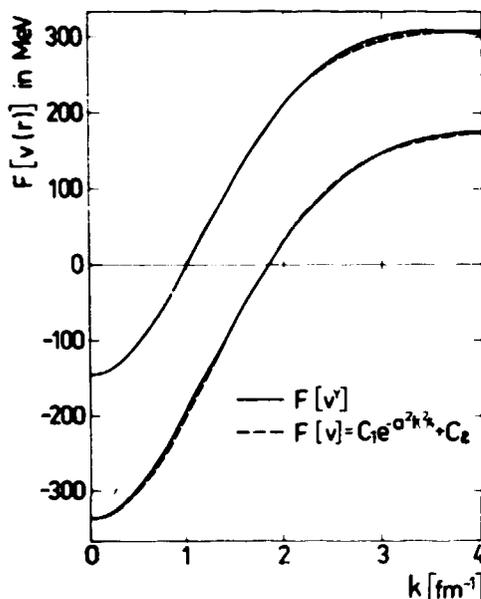


Abb. 2
Fourier-Transformierte $F[v]$ (obere Kurve $F[v] \sim 3Y$)

wirkung immer im Zusammenhang mit solchen Größen auf, deren höhere Impulskomponenten keine Rolle spielen. In diesen Fällen läßt sich $F[v]$ hervorragend durch

$$F^{app}[v] = C_1 e^{-a^2 k^2 / 4} + C_2 \quad (3)$$

approximieren (gestrichelte Kurven in Abb. 2).

Die Rücktransformation von Gl. (3) in den Ortsraum führt auf

$$v(r) = B_1 e^{-(r/a)^2} + B_2 \delta(r) \quad (4)$$

mit den in der Tab. 1 angegebenen Werten.

Damit ist eine erhebliche Vereinfachung der Ausgangsform Gl. (1) gelungen. Die ursprüngliche Summe zweier Yukawa-Funktionen kann durch eine Gauß-Funktion, die in den anziehenden langreichweitigen Teil der Wechselwirkung übergeht und eine Delta-Funktion, die den abstoßenden Teil der Wechselwirkung bei kleinen Abständen beschreibt, ersetzt werden. Die effektive Wechselwirkung ist damit in einen glatten Gauß-Anteil und einen Nullreichweitenanteil zerlegt worden.

3.20. KONSEQUENZEN VON PHASENÜBERGÄNGEN IN KERNMATERIE FÜR NEUTRONENSTERNE UND SUPERNOVAE

B. Kämpfer

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Phasenübergänge in Kernmaterie (Übergang eines Kerngases zur Kernflüssigkeit, Pionenkondensat, Übergang von hadronischer Materie zur Quarkmaterie) modifizieren die statischen Neutronensternmodelle und spielen beim stellaren Kollaps eine wesentliche Rolle.

Die Konsequenzen eines Phasenüberganges im Zentrum eines relativistischen, kalten, kugelsymmetrischen Sternes wurden in [1] dargestellt. Es zeigte sich, daß

relativistische Effekte in einem gewissen Bereich stabilisierend wirken. In [2] wurden die Bedingungen für die Existenz stabiler pionen-kondensierter Sterne und Quarksterne untersucht. Die Resultate sind: (i) für einen schwachen Phasenübergang, verbunden mit einem hinreichenden Anwachsen der Inkompressibilität der hochdichten Materiephase, können stabile Quarksterne existieren; (ii) Pionen-kondensierte Sterne können nur bei genügend kleinen kritischen Dichten und harter Fortsetzung der Zustandsgleichung stabil sein.

Die Rolle von Phasenübergängen für die stellare Kollapsdynamik ist in [3] beschrieben. Erste numerische Resultate [4] scheinen die Vermutung zu bestätigen, daß die Entropieproduktion an der als Schockwelle durch den Stern laufenden Phasengrenze Anlaß zu einem vom thermischen Druck getriebenen Abblasen der Sternhülle führen kann. Dieser Mechanismus könnte ein alternatives Supernovamodell erlauben. Rechnungen zu diesem Problem werden gegenwärtig durchgeführt.

L i t e r a t u r

- [1] Kämpfer, B., Phys. Lett. 101B (1981) 366
- [2] Kämpfer, B., J. Phys. A14 (1981) L471
- [3] Kämpfer, B., J. Phys. A, zur Veröff. eingereicht
- [4] Kämpfer, B., Astron. Nachr. 303 (1981), im Druck

3.21. DIRAC-FOCK-SLATER-RECHNUNGEN ZUR VIELFACHIONISATION IN NEODYM

G. Zschornack und R. Pilz
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna
G. Musiol
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Röntgen- und Augerelektronenemissionen von hochionisierten Atomen sind Prozesse, welche u.z. bei der Analyse von Hochtemperaturplasmen, in der Solar- und Astrophysik, der Beam-foil-Spektroskopie, der Ionenquellendiagnostik, der Fusionsforschung und beim Studium der Eigenschaften von Elektronen-Ionen-Ringen in Schwerionenkollektivbeschleunigern von Bedeutung sind. Die Analyse der emittierten Röntgenquanten bzw. Augerelektronen erlaubt, auf den Ionisationszustand des analysierten Teilchenensembles zu schließen und Aussagen über die Vakanzverteilung in der Atomhülle der ionisierten Atome zu treffen.

Ziel der Arbeit ist es, die energetischen Verschiebungen von Röntgen- und Augerelektronenemissionslinien gegenüber den Diagrammlinien für die Ionen Grundzustandskonfigurationen von Neodym zu berechnen. Die Berechnung der entsprechenden Quantitäten erfolgte mit der Dirac-Fock-Slater-Methode unter Verwendung eines Rechenprogrammes von Libermann u.a. [1]. Der Elektronenaustausch wurde durch ein lokales Potential vom Slaterchen $\zeta^{1/3}$ -Typ approximiert und der Potentialverlauf für große Kernabstände durch eine Coulombschwanzkorrektur nach Later [2] korrigiert. In [3] wird nachgewiesen, daß die Verwendung lokaler Austauschpotentiale gegenüber Rechnungen mit nichtlokalen Potentialen nur unwesentliche Abweichungen aufweist, wenn relative Änderungen von Übergangsenergien berechnet werden.

Systematische Untersuchungen der energetischen Struktur der Atomhülle als Funktion der Außenschalenionisation wurden in früheren Arbeiten für Neon [4],

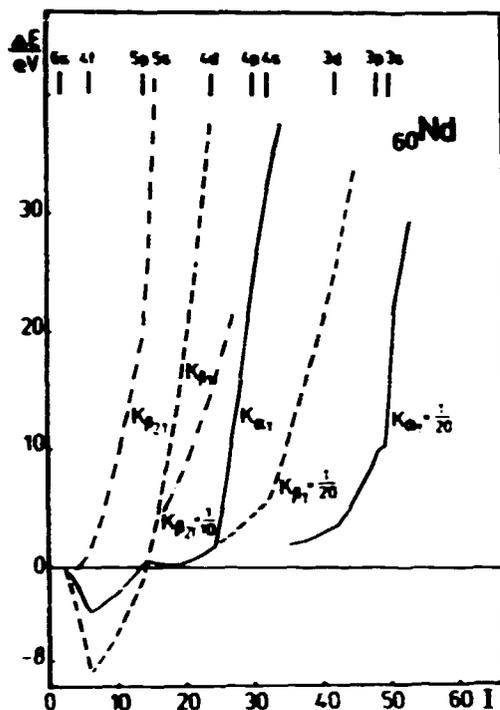


Abb. 1
Röntgenübergangsenergieverschiebungen ausgewählter Linien der K-Serie für die Ionengrundzustände von Neodym bei wachsendem Ionisationsgrad

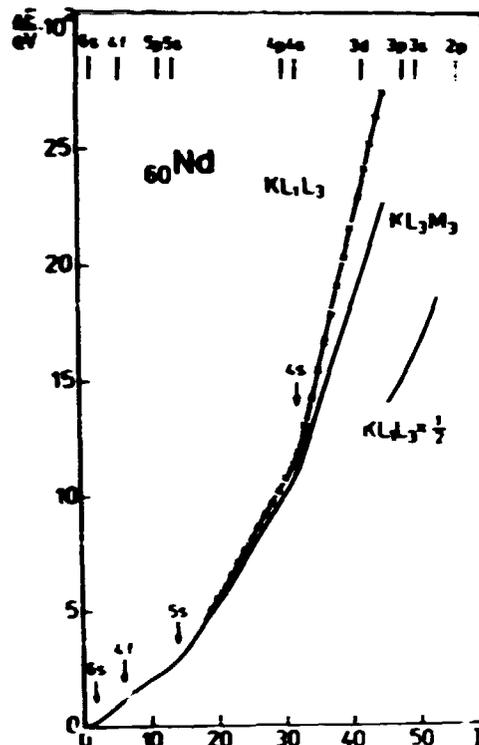


Abb. 2
K-Auger-Elektronenenergieverschiebungen ausgewählter Übergänge für die Ionengrundzustände von Neodym bei wachsendem Ionisationsgrad

Argon [5], Brom [6], Xenon [7], Blei [3] und Uran [8] durchgeführt. Die Analyse von Neodym erscheint insbesondere dadurch interessant, weil dieses Element zur Lanthanidengruppe gehört und das Vorhandensein von 4f-Elektronen Irregularitäten in den Energieverschiebungen der Emissionslinien erwarten läßt. In Abb. 1 sind die Energieverschiebungen ausgewählter Linien der K-Röntgenserie von Neodym dargestellt. Der Einfluß der 4f-Elektronen tritt bei allen Übergängen zwischen Niveaus mit einer Hauptquantenzahl $n < 4$ deutlich zutage. Infolge der starken Abschirmwirkung der 4f-Elektronen auf innere Atomorbitale kommt es bei der Ionisierung von 4f-Elektronen zur Verringerung des energetischen Abstandes zwischen den an dem betrachteten Übergang beteiligten Elektronenniveaus im Vergleich zu dem Niveauabstand für den entsprechenden Diagrammübergang. Dies findet seinen Ausdruck im Auftreten von Satellitenlinien auf der langwelligen Seite der Elternlinien. Röntgenübergangsenergieverschiebungen von Linien der L-Serie weisen das gleiche qualitative Verhalten wie die Energieverschiebungen der K-Serie auf. Für Röntgenübergänge der M-Serie sind langwellige Röntgensatelliten nicht zu verzeichnen.

In Abb. 2 sind die Energieverschiebung der $K-L_{III}L_{III}$ und der $K-L_{III}M_{III}$ Auger-Übergänge dargestellt. Eine deutliche Änderung des Gradienten der Energieverschiebungen kann als Folge der vollständigen Ionisierung von s- und 4f-Elektronenorbitalen festgestellt werden.

L i t e r a t u r

- [1] Libermann, D.A. et al., Comput. Phys. Commun. 2 (1971) 107
- [2] Later, R., Phys. Rev. 99 (1955) 510
- [3] Arndt, E. et al., Phys. Lett. 83A (1981) 164
- [4] Matthews, D.L. et al., At. Data Nucl. Data Tables 15 (1975) 41
- [5] Bhalla, C.P., Phys. Rev. A8 (1973) 2877
- [6] Betz, H.D. et al., Proc. Int. Conf. Inn. Shell Ioniz. Phenomena Future Appl., Conf-720404, Oak Ridge 1973, 1375
- [7] Siebert, H.U. et al., Opt. Spektrosk. 42 (1977) 1012
- [8] Zachornack, G. et al., Opt. Spektrosk. 47 (1979) 430

3.22. DIFFERENTIELLER QUERSCHNITT EINES QUASI-ELASTISCHEN DOPPELSTREUPROZESSES

H. Richter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei hochenergetischen, annähernd symmetrischen Ion-Atom-Stößen in einem Festkörper kann während eines Doppelstreuprozesses MO (molecular orbital) $\text{is}\sigma$ -Röntgenstrahlung emittiert werden: K-Vakanzerzeugung im Projektil in der ersten Kollision mit Streuwinkel ϑ_1 und Zerfall dieses Zustandes in einer zweiten Kollision mit Streuwinkel ϑ_2 durch MO-Röntgenemission. Der Streuwinkel ϑ_0 , unter dem das Projektil detektiert wird, ist mit ϑ_1 und ϑ_2 korreliert. Eine zeitliche Korrelation der beiden quasi-elastischen Streueignisse entsteht im wesentlichen nur durch den zeitlich exponentiellen Zerfall der Projektil-K-Vakanz. Hier soll das letztere Problem jedoch ausgeklammert und nur der Einfluß der Winkelkorrelation auf den Querschnitt der Doppelstreuung untersucht werden. Allgemein läßt sich die Aufgabe so formulieren: Berechnung des differentiellen Querschnittes $\sigma_0(\vartheta)$ der Doppelstreuung aus den differentiellen Querschnitten $\sigma_1(\vartheta)$ und $\sigma_2(\vartheta)$ der beiden quasi-elastischen Einzelstreuungen. Als gemeinsames Bezugssystem für ihre Streuwinkel dient das Laborsystem. Die Voraussetzung der Quasi-Elastizität ermöglicht es, bei der Transformation der Streuwinkel vom CM-System ins Laborsystem elastische Streuung anzunehmen. Wir wollen uns hier auf eine Doppelstreuung des Projektils beschränken. Alle ϑ_i sind deshalb Streuwinkel des Projektils im Laborsystem. Bei gleicher Masse der Stoßpartner gilt $\vartheta = \theta/2$, wobei θ der Streuwinkel im CM-System ist. Damit ergibt sich für das Raumwinkelelement $d\Omega = 2 \sin^2 \vartheta d\vartheta d\varphi \equiv d\omega d\varphi$. Vernachlässigt man noch den Energieverlust des Projektils nach der ersten Streuung, so berechnet sich der Doppelstreuquerschnitt in folgender Weise

$$\sigma_0(\vartheta_0) = \sigma_N^{-1} \int d\omega_1 \sigma_1(\vartheta_1) \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \sigma_2(\vartheta_2(\vartheta_0, \vartheta_1, \varphi)) \quad (1)$$

Hier ist ϑ_2 abhängige Variable und die Abhängigkeit wird durch die geometrische Beziehung $\cos \vartheta_2 = \cos \vartheta_0 \cos \vartheta_1 + \sin \vartheta_0 \sin \vartheta_1 \cos \varphi$ gegeben. Der Winkel φ ist die Azimutalwinkeldifferenz $\varphi_0 - \varphi_1$. Der Normierungsquerschnitt σ_N hängt von der konkreten physikalischen Problemstellung ab und soll hier nicht weiter analysiert werden.

Mit $\sigma_1(\vartheta) = \sigma_2(\vartheta) = \sigma_R(\vartheta) = (\varphi/2) \sin^{-4} \vartheta$ ergibt sich aus (1) der Doppel-Rutherford-Querschnitt. In nullter Näherung und der Normierung $\sigma_N = \sigma_1 = \sigma_2$ erhält man

$$\sigma_0^e(\vartheta_0) \approx 2\sigma_R(\vartheta_0). \quad (2)$$

Von verschiedenen Autoren [1,2] ist zur Berechnung des differentiellen Doppelstreuquerschnittes der Ausdruck

$$\int \sigma_0'(\vartheta_0) d\omega_0 = \sigma_N^{-1} \int d\omega_1 \sigma_1(\vartheta_1) \int d\omega_2 \sigma_2(\vartheta_2) \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi_2 \quad (3)$$

benutzt worden, der auch in der einfachen Form $\sigma_0' = \sigma_N^{-1} \sigma_1 \sigma_2$ geschrieben werden kann. Bei der konkreten Anwendung von Gl. (3) werden ϑ_1 , ϑ_2 und φ_2 als unabhängige Variable und ϑ_0 als abhängige Variable behandelt. Durch eine Transformation, die ϑ_2 und φ_2 zu abhängigen Variablen macht, kann (3) nach $\sigma_0'(\vartheta_0)$ aufgelöst werden:

$$\sigma_0'(\vartheta_0) = \sigma_N^{-1} \int d\omega_1 \sigma_1(\vartheta_1) \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi F(\vartheta_0, \vartheta_1, \varphi) \sigma_2(\vartheta_2(\vartheta_0, \vartheta_1, \varphi)) \quad (4)$$

mit $F \equiv \frac{\sin 2\vartheta_2}{\sin 2\vartheta_0} \left| \frac{D(\vartheta_2, \varphi_2)}{D(\vartheta_0, \varphi)} \right|$.

Der Ausdruck zwischen den Betragszeichen ist eine Funktionaldeterminante. Die Gl. (4) unterscheidet sich von (1) nur durch den Term F. Wenn ϑ_0 und ϑ_1 sehr klein sind, wie in unserem experimentellen Beispiel, dann gilt $F \approx 1$. Gl. (3) kann dann als gute Approximation dienen. Für große Streuwinkel jedoch gilt $F \neq 1$ und die Gln. (3) und (4) werden unkorrekt. Ursache ist, daß ϑ_1 und ϑ_2 nicht wie in (3) als unabhängige Variablen behandelt werden dürfen. Man kann sich diesen Sachverhalt auch anhand der Relation $d\Omega_2 = F d\Omega_0$ verständlich machen.

Bei quasi-elastischer Streuung kann der Querschnitt in folgender Weise faktorisiert werden: $\sigma(\vartheta) = P(\vartheta) \sigma^e(\vartheta)$. Hier ist $\sigma^e(\vartheta)$ der elastische Querschnitt und $P(\vartheta)$ die Übergangswahrscheinlichkeit des inelastischen Prozesses. Mit dieser Faktorisierung und der Annahme $\sigma_1^e(\vartheta) = \sigma_2^e(\vartheta) = \sigma_R(\vartheta)$ erhält man aus (1)

$$P_0(\vartheta_0) = [\sigma_0^e(\vartheta_0) \sigma_N]^{-1} \int_0^\infty db_1 b_1 P_1(b_1) \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \sigma_R(\vartheta_2) P_2(\vartheta_2), \quad (5)$$

wobei $b_1 = \rho \cot \vartheta_1$ und $b_1 db_1 = -\sigma_R(\vartheta_1) d\omega_1$ gilt.

Für kleine Streuwinkel (ϑ_0 , ϑ_1 , ϑ_2) werden zur Zeit analytische Näherungslösungen von (5) abgeleitet, wobei $P_1(b)$ und $P_2(b)$ durch exponentielle Funktionen approximiert werden.

L i t e r a t u r

- [1] Anholt, R., private Mitteilung
- [2] Jäger, H.-U., private Mitteilung

3.23. APPROXIMATION DER PARAMETER DES NIKITIN-MODELLS FÜR DEN KL-SHARING-PROZESS IN ION-ATOM-STÜSSEN

H. Richter und C. Bauer

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für grobe Abschätzungen der KL-Sharing-Wahrscheinlichkeit mittels Nikitin-Modell [1] haben wir die Modellparameter α , θ , $\Delta\varepsilon$ und R_p durch einfache analytische Ausdrücke approximiert [2].

Ausgehend von einer Näherung für die Differenz der Diagonalmatrixelemente

$$H_{11} - H_{22} = \Delta\varepsilon - (Q_2 - Q_1) R^{-1} \exp(-\alpha_0 R) \quad (1)$$

(siehe auch [3]) erhielten wir für den Mischungswinkel

$$\cos \theta = (Q_2 - Q_1) (R_p \Delta\varepsilon)^{-1} \exp(-\alpha_0 R_p) \quad (2)$$

und für den inversen Längenparameter

$$\alpha = \alpha_0 + R_p^{-1} \quad (3)$$

Hierbei sind $\alpha_0 = (2/3) (Q_1^{2/3} + Q_2^{2/3})^{1/2}$ eine quasi-atomare Abschirmkonstante, $\Delta\varepsilon = I_2 - I_1$ die asymptotische Energieseparation ($I_{1,2}$ = Ionisierungsenergien) der beiden koppelnden Terme und Q_i effektive Ladungen, welche die Abschirmung durch die Elektronen der inneren Schalen berücksichtigen: $Q_1 = Z_1 - 2$ (Abschirmung durch K-Schale), $Q_2 = Z_2 - 10$ (Abschirmung durch K- und L-Schale). Das Zentrum der Kopplungsregion, charakterisiert durch den internuklearen Abstand R_p , wurde aus den radialen Erwartungswerten von K- und L-Schale berechnet:

$$R_p = (\bar{r}_K + \bar{r}_L) \cdot g \quad (4)$$

wobei $g \approx 1 \dots 1.5$ variiert, je nach dem "Abstand" $\Delta\varepsilon / (I_1 + I_2)$ vom "KL-level matching".

Verschiedene Autoren [4-7] ermittelten die Größen α , θ , $\Delta\varepsilon$ und R_p mit Hilfe eines Parameter-Fits aus der adiabatischen Energieseparation, die unter Benutzung des "Variable Screening Model" [8] oder der Hartree-Fock-Theorie berechnet wurde. Die so bestimmten Parameter für verschiedene KL-Sharing-Systeme haben wir mit unseren Ergebnissen verglichen und eine befriedigende Übereinstimmung festgestellt.

Eine Abschätzung für α kann man auch aus dem nichtdiagonalen Matrixelement $h_{12}(R) = \langle \varphi_n(r_1) | h | \varphi_m(r_2) \rangle$ des Eielektron-Hamiltonian $h = p^2/2 - Z_1/r_1 - Z_2/r_2$ auf folgende Weise gewinnen:

$$\alpha(R) = - \frac{\partial_R h_{12}(R)}{h_{12}(R)} \quad (5)$$

Benutzt man H-ähnliche oder Slaterische Atomwellenfunktionen (n und m seien die Hauptquantenzahlen), so erhält man für den asymptotischen ($R \rightarrow \infty$) Wert von α :

$$\alpha = \min(Z_1/n, Z_2/m) \quad (6)$$

Es gilt $Z/n = (2I_n)^{1/2}$, wobei I_n wie oben die Eielektronen-Bindungsenergie darstellt. Ersetzt man nun I_n durch die Vielelektronen-Bindungsenergie (experimentelle Ionisierungsenergie oder HF-Werte) und mittelt über beide Orbitale, so werden Abschirmungseffekte effektiv mit erfaßt. Auf diese Weise erhält man den Meyerhofischen Ausdruck [9]

$$\alpha^{\text{Mey}} = (\sqrt{2I_1} + \sqrt{2I_2})/2. \quad (7)$$

Aus der Literatur [4-7] ist bekannt, daß α^{Mey} stets größer als der Wert ist, der sich mittels eines Fits aus den adiabatischen Energiekurven (oder auch aus (3)) ergibt. Dies gilt insbesondere für den KL-Sharing-Fall, wo der Unterschied etwa einen Faktor 2 ausmacht. Ursache dieser Diskrepanz ist, daß der asymptotische α -Wert größer als der an der Stelle $R = R_p$ ist. Im $1s-2p_0$ -Kopplungsfall erhält man für $Z_1 = Z$ und $Z_2 = 2Z$ folgende R-Abhängigkeit:

$$\alpha(R) = Z f(R), \text{ mit } f(R) = (3g^2 + 13g - 28 - 16/g)/(3g^2 + 22g + 16) \quad (8)$$

und $p \equiv ZR$. Aus (4) ergibt sich der Kopplungsabstand $R_{\text{KL}} \approx 4g/Z$.

Für $g = 1$ und 1.5 ist $f(R_{\text{KL}}) = 0.45$ und 0.61 . Entsprechend dem obigen Vorgehen kann Z durch α^{Mey} ersetzt werden und man erhält

$$\alpha = \alpha^{\text{Mey}} \cdot f(R_p). \quad (9)$$

Für den $1s-1s$ -Kopplungsfall sind bei $Z_1 = Z_2 = Z$ die entsprechenden Größen: $f(R) = (g^2 + 7g)/(g^2 + 9g + 9)$, $R_{\text{KK}} \approx 3g/Z$, $f(R_{\text{KK}}) = 0.67$ und 0.74 bei $g = 1$ und 1.5 . Die Ergebnisse von (9) stimmen näherungsweise mit denen von (3) überein.

Einige kritische Anmerkungen zur Benutzung des Nikitin-Modells für den KL-Sharing-Prozeß sind hier angebracht. Wie Fritsch und Wille [10] am System Ne + Kr gezeigt haben, ist ein guter Fit der Nikitin-Parameter an die adiabatische Energiedifferenz in der Kopplungsregion noch kein Kriterium für eine gute Beschreibung der dynamischen $4\sigma-3\sigma$ -Radialkopplung mit diesen Parametern. Ursache dafür ist, daß die dem Nikitin-Modell zugrunde liegende (atomare) 2-Zustandsnäherung im KL-Sharing-Fall zusammenbricht oder zumindest gestört wird, da aus der L-Schale der $2p_0$ - und der $2s$ -Zustand mit dem $1s$ -Zustand des anderen Stoßpartners koppeln. Die Kopplungen und damit auch die Störung der 2-Zustandsnäherung werden um so stärker, je näher das System dem Matching-Punkt kommt (kleines $\Delta\xi$, große Sharing-Wahrscheinlichkeit). Das Versagen des Nikitin-Modells für solche Systeme wurde experimentell auch beobachtet [11,12]. Versucht man trotzdem, das experimentell ermittelte Sharing-Verhältnis mit dem Modell zu reproduzieren, so verlieren die Parameter völlig ihre ursprüngliche physikalische Bedeutung.

L i t e r a t u r

- [1] Nikitin, E.E., Adv. Quant. Chem. 5 (1970) 135
- [2] Bauer, C. et al., Z. Phys. A303 (1981) 13
- [3] Stolterfoht, N., Proc. SPIG Conf., Dubrovnik 1978
- [4] Boving, E.G., J. Phys. B10 (1970) L63
- [5] Woerlee, P.H. et al., J. Phys. B11 (1978) L425
- [6] Fortner, R.J., IEEE Trans. Nucl. Sci. 26 (1979) 1016
- [7] Reed, K.J. et al., Phys. Rev. A22 (1980) 903

- [8] Eichler, J. and U. Wille, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 56 and Phys. Rev. A11 (1975) 1973
- [9] Meyerhof, W.E., Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1341
- [10] Fritsch, W. and U. Wille, J. Phys. B12 (1979) L645
- [11] Middlesworth, Jr. E.M. et al., Phys. Rev. A18 (1978) 1765
- [12] Frank, W. et al., Ann. Phys. (Leipzig), zur Veröff. eingereicht

3.24. L-SCHALEN-IONISATION IN Ag, Ta UND Au MIT $Z_1 \leq 10$ -PROJEKTILEN

C. Bauer, H. Richter, P. Gippner und W. Rudolph
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
B. Eckhardt und K.O. Groeneveld
Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt(Main)

Absolute Wirkungsquerschnitte für die Emission von Ag, Ta und Au L-Röntgenstrahlung wurden bei Beschuss dünner und dicker Targets mit H^+ - und He^+ - (0.125 - 4 MeV/amu) sowie N^{++} - und Ne^{+++} -Projektile (0.286 - 1 MeV/amu) gemessen [1].

Der Vergleich daraus berechneter experimenteller Ionisationsquerschnitte mit Modellergebnissen für die Vakanzproduktion ist aufgrund größerer Unsicherheiten in den Fluoreszenzausbeuten und Coster-Kronig-Übergangswahrscheinlichkeiten für die L-Schale [2] nur mit einer Genauigkeit von ca. $\pm 30\%$ möglich. Für H^+ -Ionen ($Z_1/Z_2 < 0.1$) ist die direkte Coulombanregung [PWBA (BPCR)] [3] dominierender Vakanzherstellungsprozess, insbesondere bei höheren Projektilgeschwindigkeiten. Ein ähnliches Verhalten wird für (N, Ne) + Au ($Z_1/Z_2 \leq 0.13$) beobachtet. Dagegen liegen die experimentellen Querschnitte für (N, Ne) + Ag ($Z_1/Z_2 \leq 0.21$) stets signifikant über den Voraussagen der PWBA(BPCR)-Theorie. Der verringerte energetische Abstand zwischen Target-L- und Projektil-K-Schale in diesen weniger asymmetrischen Stoßsystemen begünstigt Ladungsaustauschprozesse zwischen beiden Schalen und damit zusätzliche Beiträge zur L-Schalen-Ionisation. Voraussetzung dafür ist die Existenz von mindestens einer K-Vakanz im Projektil. In Übereinstimmung mit anderen Autoren [4] geht unsere Interpretation von einem Zweistufenprozess aus: Projektil-K-Vakanzherzeugung im ersten Teil des Stoßes gefolgt von KL-Vakanztransfer in das Targetatom im auslaufenden Trajektorienteil.

Detaillierte Untersuchungen am Stoßsystem Ne + Ag zeigen, daß die quantitative Beschreibung des Ladungsaustauschprozesses mittels modifizierter Brinkman-Kramers-Theorie [5] nur für Inzidenzenenergien $E_1 \gtrsim 1$ MeV/amu gute Ergebnisse liefert.

Die Modifikation besteht in einer approximativen Berücksichtigung der Coulomb-Trajektorie des Projektils und des zusätzlichen Bindungseinflusses des Projektilkerns auf das Targetelektron. Bei kleineren Geschwindigkeiten ($E_1 < 1$ MeV/amu) unterliegen auch die Projektil-K-Elektronen adiabatischer Relaxation. Zur Abschätzung der "quasimolekularen" KL-Vakanztransfer-Wahrscheinlichkeit ($4\sigma - 3\sigma$ vacancy sharing) benutzten wir das Nikitin-Modell [6].

Die Modellparameter berechneten wir mittels einfacher Näherungsformeln (siehe Bericht 3.23.). Die Ergebnisse dieser Abschätzungen bekräftigen unsere Vorstellung, daß für $E_1 < 1$ MeV/amu in Ne + Ag und Systemen mit ähnlichem Z_1/Z_2 -Verhältnis quasimolekulare Effekte in der Projektil-K-Schale zu einer starken Vergrößerung des KL-Vakanztransfer-Querschnittes führen.

L i t e r a t u r

- [1] Bauer, C. et al., Z. Physik A303 (1981) 13
- [2] Bambynek, W. et al., Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 716
- [3] Brandt, W. and G. Lapicki, Phys. Rev. A20 (1979) 465
- [4] Schiebel, U. et al., J. Phys. B10 (1977) 2189
- [5] Lapicki, G. and W. Losonsky, Phys. Rev. A15 (1977) 896
- [6] Nikitin, E.E., Adv. Quant. Chem. 5 (1970) 135

3.25. ANWENDUNG DER ADIABATISCHEN NÄHERUNG AUF TRANSPORTSTÖRUNGEN

M. Bedrich, R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

K. Meyer

Ingenieurhochschule Zittau, Sektion Kraftwerksanlagen und Energieumwandlung

Auf der Grundlage eines einfachen Eingruppendiffusionsmodells sollte die Gültigkeit der adiabatischen Näherung für die Berechnung von Spektraldichten der Neutronenflußdichteschwankungen infolge von Transportstörungen überprüft werden.

Bezeichnet man mit $\delta\bar{\Phi}(x, \omega)$ die fouriertransformierten Schwankungen des schnellen Neutronenflusses, mit $B^2(\omega)$ das frequenzabhängige (Pseudo)Buckling und eine Volumenrauschquelle mit $q(x, \omega)$, so nimmt die Diffusionsgleichung im Falle eindimensionaler Geometrie und unter Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung die Gestalt (1) an:

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + B^2(\omega)\right) \delta\bar{\Phi}(x, \omega) + q(x, \omega) = 0. \quad (1)$$

Löst man Gl. (1) mit der Methode der Greenschen Funktionen unter Beachtung der entsprechenden Randbedingungen, so gilt für $\delta\bar{\Phi}(x, \omega)$:

$$\delta\bar{\Phi}(x, \omega) = \int_0^H dx' \cdot G(x, x', \omega) \cdot q(x', \omega). \quad (2)$$

Unter Verwendung der in [1] besprochenen adiabatischen Näherung bezüglich der Greenschen Funktion des Problems spalten die Flußdichteschwankungen $\delta\bar{\Phi}$ in zwei Anteile auf, wobei einer dem gut bekannten Punktmodell [2] entspricht und der andere durch Integration über eine frequenzunabhängige Greensche Funktion $G_{ad}(x, x')$ entsteht. Mit $G_p(x, x', \omega)$ als Greenscher Funktion des Punktmodells genügt G_{ad} der folgenden Beziehung:

$$G_{ad}(x, x') = \lim_{\omega \rightarrow 0} (G(x, x', \omega) - G_p(x, x', \omega)). \quad (3)$$

Für einen eindimensionalen Modellreaktor mit der Höhe $H = 2.5$ m, mit sechs Gruppen verzögerter Neutronen und mit Rauschquellen vom Typ $\sim \bar{\Phi}_0(x) e^{i\omega x/v}$, wobei v als charakteristische Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störung im Bereich von $(3..5) \text{ms}^{-1}$ lag, wurden Spektraldichten, Phasen und Kohärenzen berechnet und mit der exakten Lösung von Gl. (1) verglichen [3].

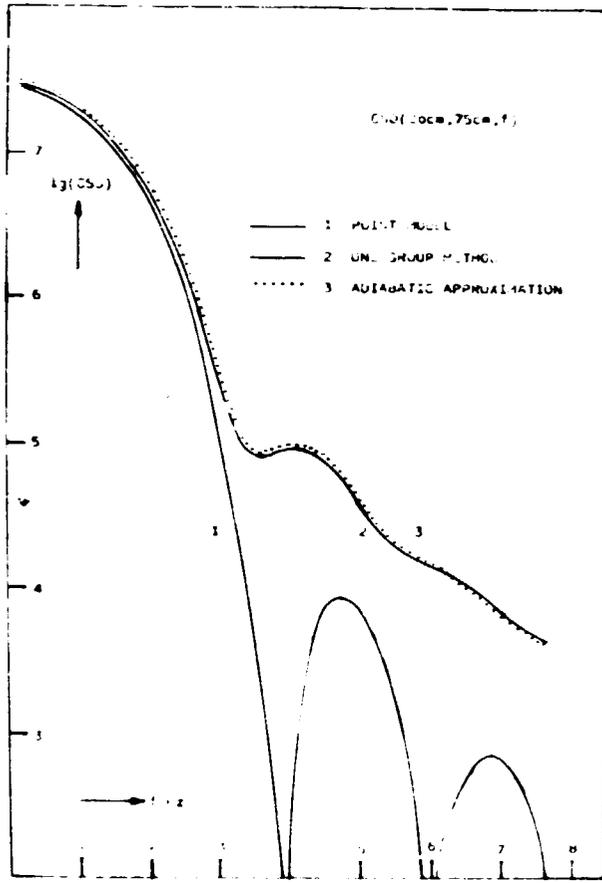


Abb. 1
Spektraldichte der Neutronenfluß-
dichteschwankungen

Die Abb. 1 zeigt einen Vergleich zwischen Punktmodell, adiabatischer Näherung und exakter Lösung anhand der Kreuzspektraldichte $CSD(x, x', f)$.

Es ist eine recht gute Übereinstimmung zwischen exakter Lösung und adiabatischer Näherung ersichtlich.

Späteren Untersuchungen wird es zu entnehmen sein, ob die oben diskutierte Näherung auch für praktische reaktorphysikalische Berechnungen, i.a. nur numerische Verfahren sinnvoll ist.

L i t e r a t u r

- [1] Meyer, K., Kernenergie 23 (1980) 10
- [2] Williams, M.M.R., Random Processes in Nuclear Reactors. Oxford 1976
- [3] Ulitzsch, D., unveröffentlicht

4. ANWENDUNG KERNPHYSIKALISCHER METHODEN

4.1. TDPAC-UNTERSUCHUNGEN MIT ^{111}Cd UND ^{118}Sn ZUM AUSHEILVERHALTEN VON STRAHLENGESCHÄDIGTEM InP

F. Schneider und S. Unterricker
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Scheiben von polykristallinem InP wurden mit Silber bedampft (Schichtdicke ca. 1500 \AA) und anschließend mit 27 MeV - α -Teilchen bei Raumtemperatur bestrahlt. Durch Rückstoß werden die nach der Reaktion $^{109}\text{Ag}(\alpha, 2n)^{111}\text{In}$ entstandenen Mutterkerne des PAC-Nuklids ^{111}Cd ($I = 5/2^-$, $T_{1/2} = 84 \text{ ns}$) mit einer Energie von etwa 1 MeV in die InP -Probe implantiert. Die hierbei auftretende Strahlenschädigung und deren Ausheilung wurde nach dem Entfernen der Silberschicht untersucht. Die Meßergebnisse sind in Abb. 1 dargestellt.

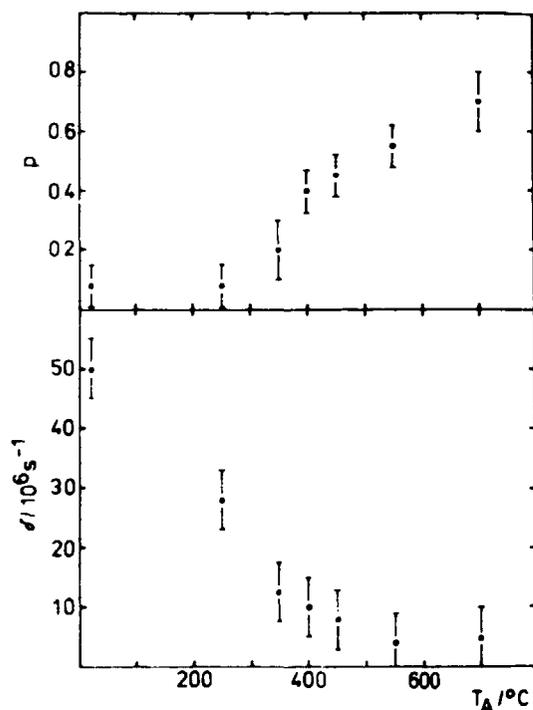


Abb. 1
Der relative Anteil p von Sondenkernen in kubischer Umgebung und der Frequenzverteilungsparameter δ als Funktion der Ausheiltemperatur T_A bei halbstündiger Temperung für $^{111}\text{Cd}(^{111}\text{In})$ in InP

Es ist ersichtlich, daß nach der Bestrahlung ca. 90 % aller Sondenkerne in einer stark geschädigten Umgebung sitzen. Der Anteil p der Sondenatome in nahezu kubischer Umgebung steigt zwischen $300 \text{ }^\circ\text{C}$ und $500 \text{ }^\circ\text{C}$ relativ schnell an und nimmt bei höheren Ausheiltemperaturen nur noch wenig zu. Frühere Messungen mit dem Nuklid ^{118}Sn (Mutterkern ^{118}Sb) in InP [1] zeigten nach einer thermischen Behandlung der Probe bei $700 \text{ }^\circ\text{C}$ bereits einen vollständigen Einbau aller Sondenatome. Dagegen wird im Falle von $^{111}\text{Cd}(^{111}\text{In})$ in InP bei der gleichen Ausheiltemperatur nur ein Anteil von ca. 70 % aller Sondenatome in die kubische Struktur eingebaut, obwohl die implantierten ^{111}In -Sonden keine wirtsfremden Atome sind.

Da für die restlichen 30 % keine scharfe Quadrupolwechselwirkung beobachtet wird (dies würde auf eine Bindung der Sondenatome an einen ganz speziellen Defekt hindeuten), kann man annehmen, daß es sich um solche Sondenatome handelt, die nahe der Kristalloberfläche

an Verunreinigungen (vor allem Sauerstoff) gebunden bleiben.

Dies trifft auf ^{118}Sb nicht zu, da Antimon z.B. eine viel geringere Sauerstoffaffinität als Indium besitzt.

An den experimentellen Verlauf $A_2 G_2(t)$ wurde unter der Annahme einer Normalverteilung der elektrischen Feldgradienten der zeitabhängige Schwächungskoeffizient

$$G_2(t) = \sum_{n=0}^3 b_n \exp\left[-\frac{1}{2} (n \delta t)^2\right]$$

angefittet. Die so bestimmten Frequenzverteilungsparameter δ sind im unteren Teil der Abb. 1 dargestellt.

L i t e r a t u r

[1] Schneider, F. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 90

4.2. ANWENDUNG DER NUKLIDE ^{118}Sn UND ^{77}Se BEI DER UNTERSUCHUNG VON STRAHLENGESCHÄDIGTEM InAs MIT TDPAC

F. Schneider und S. Unterricker
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Polykristallines InAs wurde im Rossendorfer Zyklotron mit 27-MeV- α -Teilchen bei Raumtemperatur bestrahlt. Über eine $^{115}\text{In}(\alpha, n)^{118}\text{Sb}$ -Reaktion entsteht das Mutternuclid des PAC-Nuklids ^{118}Sn ($I = 5^-$, $T_{1/2} = 21.7$ ns) und über $^{75}\text{As}(\alpha, 2n)^{77}\text{Br}$ das Mutternuclid des PAC-Nuklids ^{77}Se ($I = 5/2^-$, $T_{1/2} = 9.3$ ns) [1]. Mit beiden Nukliden wurden Untersuchungen zum Ausheilverhalten von InAs ausgeführt. Aufgrund der Struktur und Schmelztemperatur erwartet man im Falle von ^{118}Sn in InAs ein analoges Ausheilverhalten zu dem in InP gemessenen [2]. Die Ergebnisse der InAs(^{118}Sn)-Messungen sind in der Tab. 1 zusammengestellt.

Tabelle 1

Anteil p der Sondenatome in kubischer Umgebung und der Frequenzverteilungsparameter δ für verschiedene Ausheiltemperaturen

Ausheiltemperatur in °C (0.5 h)	InAs(^{118}Sn)		InAs(^{77}Se)	
	p	$\delta/10^6 \text{ s}^{-1}$	p	$\delta/10^6 \text{ s}^{-1}$
-	0.48(+0.04)	9.0(+1.0)	0.37(+0.04)	6.6(+1.6)
450	0.82(+0.04)	1.1(+0.5)	-	-
600	1.00(-0.04)	0	0.90(+0.10)	-

Der Anteil p der Sondenatome in einer nahezu kubischen Umgebung beträgt bei der ungetemperten Probe fast 50 % und die Ausheilung ist nach einer halbstündigen Temperung bei 600 °C beendet. Alle Sondenatome sitzen auf regulären Gitterplätzen.

Erstmals wurden TDPAC-Messungen mit ^{77}Se in Halbleitern ausgeführt. Tab. 1 gibt die Ergebnisse wieder. Der Frequenzverteilungsparameter δ (siehe Bericht 4.1.) zeigt, daß die auftretenden Quadrupolfrequenzen etwa zehnmal größer sind als die mit ^{118}Sn gemessenen. Auch ist der Anteil der ^{77}Se -Sonden in ungeschädigter Umgebung in der ungetemperten Probe kleiner als im Falle von ^{118}Sn . Ein nahezu vollständiger Einbau auf reguläre Gitterplätze wird aber auch im Falle von ^{77}Se bei einer Ausheiltemperatur von 600 °C beobachtet.

L i t e r a t u r

[1] Engels, W. et al., Phys. Lett. 11 (1964) 57

[2] Schneider, F. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 90

4.3. DER ZUSAMMENHANG DER AUSHEILTEMPERATUR MIT DER SCHMELZTEMPERATUR BEI STRAHLENGESCHÄDIGTEN $A^{II}B^{IV}C_2^V$ -HALBLEITERN

S. Unterricker und F. Schneider
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Die $A^{II}B^{IV}C_2^V$ -Verbindungen besitzen eine tetragonal verzerrte Zinkblendestruktur (Chalkopyrit). Am Ort der A^{II} -Kerne tritt ein axialsymmetrischer Feldgradient auf, der von der tetragonalen Stauchung $\gamma = (2-c/a)$ abhängt. Außer den in [1] publizierten Quadrupolkopplungskonstanten $\nu_Q = eV_{zz} Q/h$ (V_{zz} - z-Komponente des Feldgradiententensors, Q - Kernquadrupolmoment), wurden die für die Substanzen $CdSnAs_2$ und $CdGeAs_2$ zu $\nu_Q = (31 \pm 1) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ und $\nu_Q = (62 \pm 2) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ bestimmt. Für diese Werte ν_Q bestätigte sich der lineare Zusammenhang [1] zwischen $a^3 \nu_Q$ und γ . Die $CdSnAs_2$ - und $CdGeAs_2$ -Proben wurden uns vom Joffé-Institut Leningrad zur Verfügung gestellt.

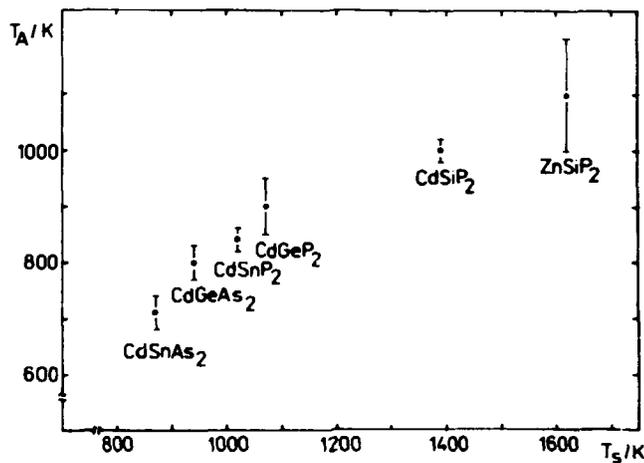


Abb. 1

Abhängigkeit der Temperatur T_A für die Mitte der zweiten Ausheilstufe von der Schmelztemperatur T_S

der Schmelztemperatur T_S der Substanzen zusammen (Abb. 1).

Da es noch keine umfassende Theorie des Schmelzvorganges gibt, kann der Zusammenhang nicht quantitativ beschrieben werden. Die gemessene Abhängigkeit bedeutet, daß für die Ausheilung eine gewisse Aktivierungsenergie notwendig ist, die mit der für das Schmelzen wächst. Die Umgebungen, die sich nach der ersten Ausheilstufe bilden, müssen relativ stabil sein, da die Ausheiltemperaturen T_A im Verhältnis zu T_S alle sehr hoch liegen.

L i t e r a t u r

- [1] Unterricker, S. und J. Hausbrand, Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 98
- [2] Unterricker, S. und J. Hausbrand, Phys. Status Solidi A 46 (1978) 125
- [3] Unterricker, S. und J. Hausbrand, Jahresbericht 1978, ZfK-386 (1979) 99

Die Ausheilung der Strahlenschäden, die bei der Bildung der Sondenkerne ^{111}In (^{111}Cd) entstehen, verläuft für die Substanzgruppe einheitlich. Sie ist durch zwei Stufen charakterisiert [2,3]. Nach der ersten Stufe liegen gestörte kubische Umgebungen vor, wobei Gitterfehler oder Unordnung nicht in unmittelbarer Sondenumgebung auftreten. Nach der steilen zweiten Stufe sind praktisch nur noch die Chalkopyritumgebungen des ungestörten Gitters vorhanden. Es wurde die Temperatur T_A für die Mitte der zweiten Stufe bestimmt. Sie hängt direkt mit

4.4. TDPAC-UNTERSUCHUNGEN ZUM KERNQUADRUPOLMOMENT VON $^{77}\text{Se}(5/2^-)$, 248 keV

S. Unterricker und F. Schneider
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Der Kern ^{77}Se mit dem angeregten Niveau 248 keV, $5/2^-$, $T_H = 9.3$ ns eignet sich für TDPAC-Messungen (Anisotropie $A_2 = -0.32$ [1]) von Kernquadrupolwechselwirkungen (siehe Bericht 4.2.). Von diesem Kernniveau ist nur eine Untersuchung des g-Faktors bekannt [1].

Um Aussagen zum Kernquadrupolmoment zu gewinnen, wurden TDPAC-Messungen von ^{77}Se in As ($^{77}\text{SeAs}$) ausgeführt. Dazu wurde in natürlichem As mit $(\alpha, 2n)$ -Reaktionen ^{77}Br erzeugt. Das zerfällt mit einer Halbwertszeit von 56 h zu ^{77}Se . Der Zerfall geht teilweise über die Kaskade 752 - 248 keV. Das As-Gitter besitzt eine dreizählige Symmetrieachse, so daß bei ungestörter Gitterumgebung ein axialsymmetrischer elektrischer Feldgradient (EFG) vorliegt.

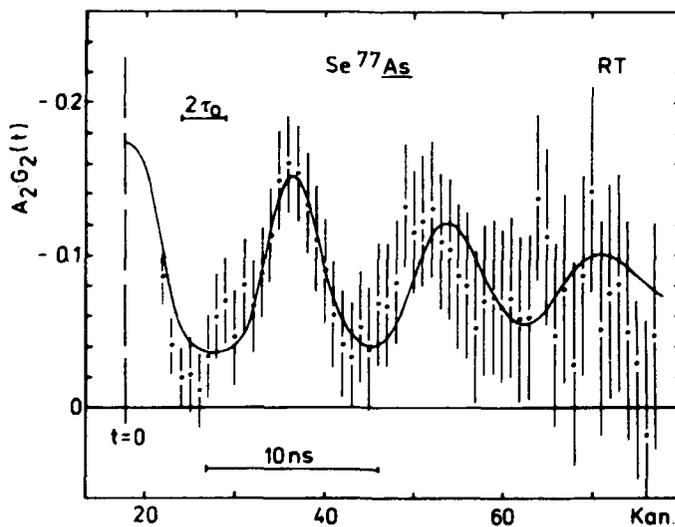


Abb. 1
Zeitabhängige Anisotropie für ^{77}Se in As gemessen bei Raumtemperatur ohne thermische Behandlung. Die durchgezogene Kurve stellt einen least squares fit an die Meßpunkte unter der Annahme einer axialsymmetrischen Wechselwirkung mit gaußförmiger Frequenzverteilung dar.

Die Messungen ergaben eine Quadrupolwechselwirkung mit sehr hoher Frequenz, wobei die Dämpfung auf eine Frequenzverteilung hinweist (Abb. 1). Infolge der begrenzten Zeitauflösung von $2\tau_0 = 2.6$ ns sind die Anteile der Frequenzen ω_2 und ω_3 nur mit sehr kleinen Amplituden vertreten. Eine gewisse axiale Asymmetrie η kann nicht ausgeschlossen werden. Die Quadrupolkopplungskonstante \mathcal{V}_Q beträgt $(700 \pm 60) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Die abgebildete Messung wurde an einer Probe ohne thermische Behandlung vorgenommen. Eine Temperung für 0.5 h bei 400°C brachte keine Änderung im Verlauf von $A_2G_2(t)$.

Für Metalle gibt es mit den verschiedensten Sondenkernen und Methoden Messungen der Quadrupolkopplungskonstanten \mathcal{V}_Q [2]. Daraus wurden empirische Zusammenhänge für die EFG hergeleitet [3]. Im Gebiet von Se und As ist das Datenmaterial aber bisher sehr lückenhaft. Speziell mit der Sonde Se gibt es noch keine Untersuchungen.

Aus der gemessenen Quadrupolfrequenz lassen sich Aussagen zum Quadrupolmoment von $^{77}\text{Se}(5/2^-)$ machen, wenn man mit der Quadrupolmessung im System $^{75}\text{AsAs}$ [2] vergleicht. Nehmen wir zunächst an, daß der Einbau eines Se-Atoms in As keine wesentliche Änderung der Elektronenstruktur verursacht (Se und As sind im Periodensystem benachbart), so müssen die EFG in beiden Fällen etwa gleich sein und das Quadrupolmoment von ^{77}Se ergibt sich aus dem von ^{75}As (0.29 barn [2]) zu 4.4 barn. Dieser Wert ist sicher zu groß. Beim Übergang zwischen den Systemen

$AsAs$ und $SeAs$ ist jedoch mit einer wesentlichen Änderung der Elektronenstruktur zu rechnen, da sich Se relativ stark elektronegativer verhält. Dadurch steigt der Sternheimerfaktor bedeutend an. Dieser Effekt kann nur sehr grob abgeschätzt werden. Vergleicht man mit den Feldgradienten, die für den zu Se isoelektronischen Sondenkern Te in Substanzen wie S, Se oder Te bestimmt wurden [2], so übersteigen diese die normalen Werte wesentlich. Zieht man noch die Ergebnisse für verschiedene Sondenkerne in Sb heran, so ist anzunehmen, daß beim Übergang von $AsAs$ zu $SeAs$ der EFG um den Faktor 4 bis 6 vergrößert wird. Deshalb dürfte das tatsächliche Kernquadrupolmoment von ^{77}Se ($5/2^-$) im Bereich von 1.1 - 0.7 barn liegen. Es ist damit wie die Quadrupolmomente von ^{75}Se ($5/2$) und ^{79}Se ($7/2$) sehr groß.

L i t e r a t u r

- [1] Engels, W. et al., Phys. Lett. 11 (1964) 57
- [2] Vianden, R., Hyperfine Interactions 9 (1981) 1243
- [3] Kaufmann, E.N. and R.J. Vianden, Rev. Mod. Phys. 51 (1979) 161

4.5. DIE MORIN-TEMPERATUR ALS QUALITÄTSTEST FÜR α - Fe_2O_3 ZUR FERRITHERSTELLUNG

E. Fritzsche und C. Pietzsch
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik
H. Heegn und H.-J. Muhn
Forschungsinstitut für Aufbereitung, Freiberg

Die Qualität weichmagnetischer Fe-Mn-Ferrite hängt wesentlich von den Eigenschaften des α - Fe_2O_3 ab, das bei ihrer Herstellung als Ausgangsmaterial eingesetzt wird. So zeigten zwei α - Fe_2O_3 -Fabrikate (Proben A und B) unterschiedlicher Hersteller verschiedene Ergebnisse, ohne daß hierfür offensichtliche Gründe erkennbar waren. Da der Morin-Übergang von α - Fe_2O_3 [1] stark von Verunreinigungen [2], Gitterstörungen [3] und der Teilchengröße [4] beeinflusst wird, wurde geprüft, ob ein Zusammenhang zwischen der Morin-Temperatur T_M der Proben und deren Eignung für die Ferritherstellung besteht.

Der Morin-Übergang wurde Mößbauerspektrometrisch untersucht. In den ^{57}Fe -Mößbauerspektren war im Übergangsbereich deutlich die gleichzeitige Existenz der Hoch- und Tieftemperaturphase nachweisbar, so daß der Übergang durch das Flächenverhältnis $A(>T_M)/(A(<T_M) + A(<T_M))$ charakterisiert wurde (Abb. 1). Ausgewertet wurde jeweils die 6. Linie des α - Fe_2O_3 -Spektrums. Die Messungen wurden bei steigender Temperatur vorgenommen und die Morin-Temperatur T_M so festgelegt, daß sie dem Flächenverhältnis 1/2 entspricht.

Die Morin-Temperatur $T_M = (256 \pm 2)K$ sowie die Breite des Übergangs der Probe A entsprechen den Werten für reines, gut auskristallisiertes, sogenanntes "bulk- α - Fe_2O_3 " ($T_M = 260 K$, [1]). Das für die Ferritherstellung ungeeignete Probenmaterial B weist eine niedrigere Morin-Temperatur ($T_M = 238 \pm 3)K$ und einen wesentlich breiteren Übergang auf. Der experimentelle Befund kann als gestörtes α - Fe_2O_3 unterschiedlicher Teilchengröße interpretiert werden. Zu jeder Teilchengröße gehört ein bestimmtes T_M , was zu einer T_M -Verteilung in der Probe und zu einem Verschmieren des Übergangs auf einen größeren Temperaturbereich führt.

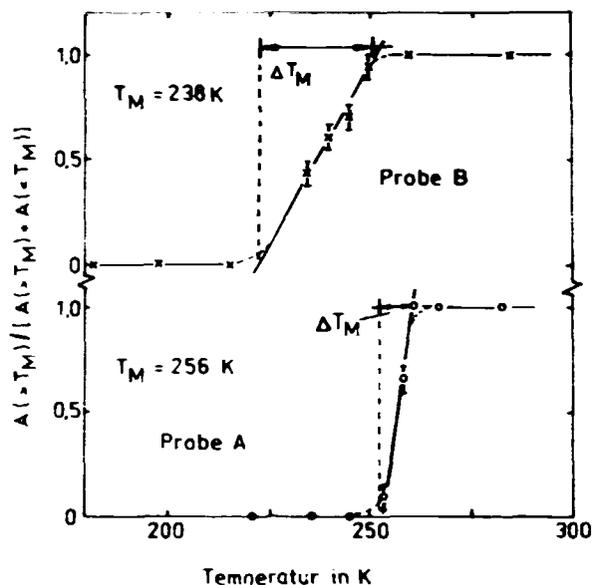


Abb. 1
Relativer Flächenanteil der schwach ferromagnetischen Phase (Hochtemperaturphase) am ^{57}Fe -Mössbauerspektrum als Funktion der Temperatur

Röntgenographische Untersuchungen zur Feinstruktur sowie die größere spezifische Oberfläche der Probe B, ermittelt nach unterschiedlichen Methoden, unterstützen obige Interpretation.

Aufgrund der Lage des Morin-Überganges kann die Probe A nicht als bulk- $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ angesehen werden. Es hat sich gezeigt, daß der Morin-Übergang als eine äußerst empfindliche Größe für die Bewertung der Qualität von $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ nutzbar ist.

L i t e r a t u r

- [1] Woode, F. van der, Phys. Status Solidi 17 (1966) 417
- [2] Curry, H.A. et al., Philos. Mag. 12 (1965) 221
- [3] Povitskii, V.A. et al., Fiz. Tverd. Tela 17 (1975) 3649
- [4] Nininger, Jr. R.C. and D. Schroer, J. Phys. Chem. Solids 39 (1978) 137

4.6. ORIENTIERUNG VON ZWILLINGSLAGEN HEXAGONALER KRISTALLE

K. Walther

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Kristallographische Zwillinge sind zwei zusammenhängende, gleichartige Kristalle in symmetrischer Stellung zueinander. Der Symmetriezusammenhang besteht darin, daß der eine dieser Kristalle (T-Kristall) als eine Spiegelung des anderen Kristalls (P-Kristall) an der Zwillingsebene oder als Drehung um 180° um die Zwillingsebene beschrieben werden kann. Deshalb nennt man sie Ebenen- oder Achsenzwillinge. Dabei darf weder die Zwillingsebene noch die Zwillingsebene Symmetrieelement der Punktgruppe des Kristalls sein. Da die betrachtete Punktgruppe (D_{6h}) ein Symmetriezentrum besitzt, sind beide Beschreibungen einander äquivalent [1] und wir werden im folgenden die Zwillinge mit Hilfe der Zwillingsebene beschreiben.

Je nach der realen Entstehung unterscheidet man Wachstums-, Umwandlungs- und Verformungszwillinge. Letztere haben große Bedeutung bei technologischen Prozessen wie Walzen, Ziehen usw.

Die bei der spanlosen Formgebung dominierenden Prozesse sind Gleitung und Zwillingbildung. Für hexagonale Metalle (Ti, Zr, Zn, Mg) ist besonders bei der Kaltverformung die Zahl der aktivierten Gleitsysteme stark eingeschränkt [2]. Mitunter ist nur die Basisgleitung möglich. Erreicht die Deformation einen kritischen Wert, so haben die Gleitsysteme einen ungünstigen Winkel zur deformierenden Kraft eingenommen und die Gleitung kommt zum Stillstand.

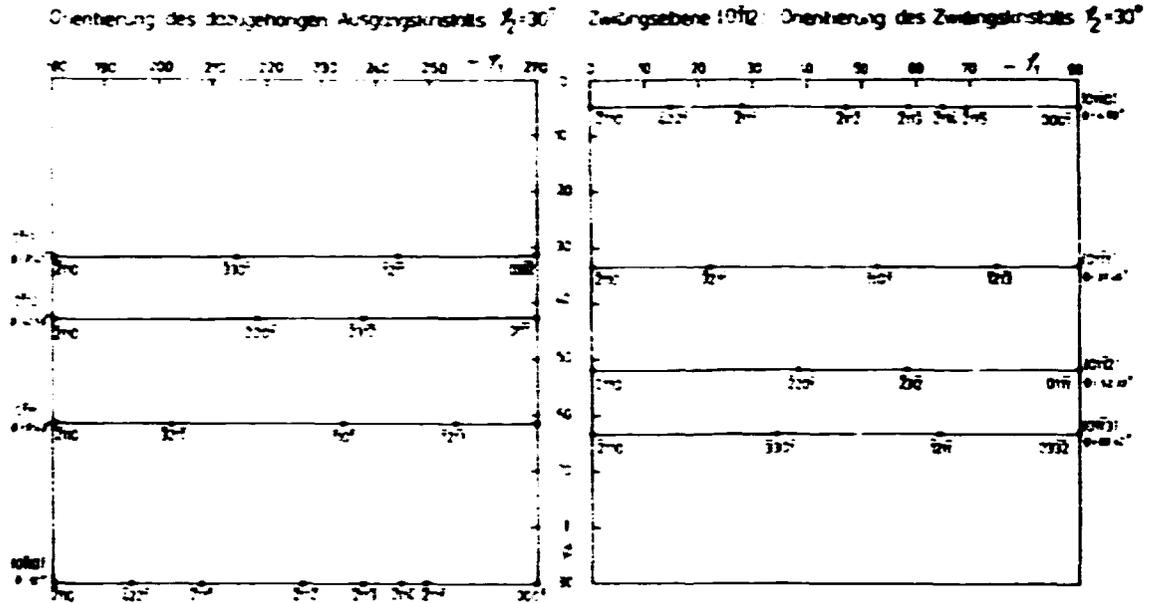


Abb. 1

Beispiel einer Orientierungskorrelation bei Zwillingsbildung hexagonaler Kristalle

Rechts ist ein Schnitt $\varphi_2 = \text{const.} = 30^\circ$ des Eulerraumes aus dem Grundgebiet ($0 \leq \varphi_1 \leq \pi/2, 0 \leq \theta \leq \pi/2, 0 \leq \varphi_2 \leq \pi/3$) gegeben. Punkte bedeuten die Lage von Zwillingsorientierungen in Ideallagenkonvention $(hkl)[uvw]$, wobei die zur Walzebene parallele Netzebene $(hkil)$ auf dem rechten Rand angegeben ist. Die an die Punkte angeschriebenen Indizes kennzeichnen die Kristallrichtung $[uvw]$ in Walzrichtung. Die linke Darstellung zeigt die Orientierung des dazugehörigen P-Kristalls. Es ist zu beachten, daß es infolge der Kristallsymmetrie weitere, den in linken Teil eingetragenen Lagen völlig gleichwertige Orientierungen gibt, die - mit permutierten oder entgegengesetzten Indizes - auch in das rechts eingetragene Grundgebiet fallen. Die Darstellung gilt für ein c/a -Verhältnis von 1.59 (Ti, Zr).

Eine weitere Verformung hat mechanische Zwillingsbildung zur Folge; als deren Resultat werden wieder Gleitsysteme aktiviert.

Bei Ti wurden sechs Zwillingssysteme beobachtet [3], wobei jedes System infolge der Symmetrie aus sechs Zwillingsebenen besteht. (Die pinakoidalen Gegenflächen der hexagonalen Bipyramide erzeugen keine neuen Zwillinge.) In Abb. 1 ist ein Beispiel einer Orientierungskorrelation dargestellt.

Für die Zwillingssysteme des Ti wurden die Zwillingsmatrizen der Zwillingsebenen hergeleitet und mit Hilfe der in [4] gegebenen Darstellungsmatrix Orientierungsbeziehungen für den Zwillingskristall in der Ideallagenkonvention berechnet. Diese Matrizen sind vom c/a -Verhältnis der Kristallachsen abhängig. Sie sind orthogonal. Ihre Spuren sind konstant und haben den Wert 1, ihre Determinanten -1. Alle sechs Matrizen eines Zwillingssystems haben das gleiche Matrixelement Z_{33} . Es werden hier (Tab. 1) die Zwillingsmatrizen des Systems $\{10\bar{1}2\}$ und der Zusammenhang zwischen den Orientierungen des T- und des P-Kristalls für einen Schnitt $\varphi_2 = \text{const.}$ der Orientierungsverteilungsfunktion (OVF) gegeben. Als Zwillingsebene wurde die Ebene $(0\bar{1}12)$ gewählt.

Tabelle 1

Zwillingematrizen des Zwillingensystems $\{10\bar{1}2\}$ ^{*)}

$$\begin{array}{l}
 Z_{(10\bar{1}2)} = \begin{pmatrix} \frac{3-c^2}{c^2+3} & 0 & \frac{2\sqrt{3}c}{c^2+3} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\frac{2\sqrt{3}c}{c^2+3} & 0 & \frac{c^2-3}{c^2+3} \end{pmatrix} \quad Z_{(\bar{1}102)} = \begin{pmatrix} \frac{c^2+6}{2(c^2+3)} & \frac{\sqrt{3}c^2}{2(c^2+3)} & \frac{\sqrt{3}c}{c^2+3} \\ \frac{\sqrt{3}c^2}{2(c^2+3)} & \frac{6-c^2}{2(c^2+3)} & -\frac{3c}{c^2+3} \\ \frac{\sqrt{3}c}{c^2+3} & -\frac{3c}{c^2+3} & \frac{c^2-3}{c^2+3} \end{pmatrix} \\
 \\
 Z_{(0\bar{1}12)} = \begin{pmatrix} \frac{c^2+6}{2(c^2+3)} & -\frac{\sqrt{3}c^2}{2(c^2+3)} & \frac{\sqrt{3}c}{c^2+3} \\ -\frac{\sqrt{3}c^2}{2(c^2+3)} & \frac{6-c^2}{2(c^2+3)} & \frac{3c}{c^2+3} \\ \frac{\sqrt{3}c}{c^2+3} & \frac{3c}{c^2+3} & \frac{c^2-3}{c^2+3} \end{pmatrix} \quad Z_{(01\bar{1}2)} = \begin{pmatrix} \frac{c^2+6}{2(c^2+3)} & -\frac{\sqrt{3}c^2}{2(c^2+3)} & -\frac{\sqrt{3}c}{c^2+3} \\ -\frac{\sqrt{3}c^2}{2(c^2+3)} & \frac{6-c^2}{2(c^2+3)} & -\frac{3c}{c^2+3} \\ -\frac{\sqrt{3}c}{c^2+3} & -\frac{3c}{c^2+3} & \frac{c^2-3}{c^2+3} \end{pmatrix} \\
 \\
 Z_{(\bar{1}012)} = \begin{pmatrix} \frac{3-c^2}{c^2+3} & 0 & \frac{2\sqrt{3}c}{c^2+3} \\ 0 & 1 & 0 \\ \frac{2\sqrt{3}c}{c^2+3} & 0 & \frac{c^2-3}{c^2+3} \end{pmatrix} \quad Z_{(1\bar{1}02)} = \begin{pmatrix} \frac{c^2+6}{2(c^2+3)} & \frac{\sqrt{3}c^2}{2(c^2+3)} & -\frac{\sqrt{3}c}{c^2+3} \\ \frac{\sqrt{3}c^2}{2(c^2+3)} & \frac{6-c^2}{2(c^2+3)} & \frac{3c}{c^2+3} \\ -\frac{\sqrt{3}c}{c^2+3} & \frac{3c}{c^2+3} & \frac{c^2-3}{c^2+3} \end{pmatrix}
 \end{array}$$

^{*)} C bedeutet das c/a-Verhältnis der Kristallachsen

L i t e r a t u r

- [1] Schumann, H.: Kristallgeometrie. Leipzig 1980
- [2] Grewen, H., 3^e colloque européen sur les textures de déformation et de recristallisation des métaux et applications industrielles, Pont-A-Mousson (1973)
- [3] Mullins, S. and B.M. Patchett, Metall. Trans., A12 (1981) 853
- [4] Walther, K., Proc. VI. ICOTOM, Tokyo 1981, 13-1

4.7. TESTMESSUNGEN ZUR TEXTURBESTIMMUNG VON GRAPHIT

K. Walther

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Graphit wird oft als Paradebeispiel für große Anisotropie makroskopischer Eigenschaften angeführt. So unterscheidet sich z.B. das E-Modul parallel zur hexagonalen Achse vom E-Modul senkrecht zur hexagonalen Achse um den Faktor 22 [1], beim elektrischen Leitwert beträgt dieses Verhältnis sogar 20000 [2]. Dies ist

überhaupt die größte bisher bekannte Anisotropie. Eine ähnlich große Anisotropie liegt für die Wärmeleitfähigkeit vor.

Kohlenstoffwerkstoffe besitzen heute bereits eine große technische Bedeutung, vor allem als Werkstoff für Elektrodenmaterial. In jüngster Zeit haben Sonderformen des Kohlenstoffes - z.B. pyrolytischer Graphit, binderfreier Foliengraphit usw. - industrielle Bedeutung erhalten und werden einen verstärkten Einsatz von Kohlenstoffwerkstoffen als "einen alten, neuentdeckten Werkstoff" zur Folge haben [3].

Durch die extrem hohe Anisotropie wird die Textur in starkem Maße die Eigenschaften der Kohlenstoffwerkstoffe prägen. Deshalb wurden erste Testmessungen zur Texturbestimmung zylindurförmiger Proben durchgeführt. Als Probenmaterial wurden Elektrodenstäbe von handelsüblichen Elementen R20 (Monozelle) genommen. Eine durchgeführte Phasenanalyse zeigte, daß außer der Graphitphase weitere Peaks vorhanden sind, die jedoch nicht näher bestimmt wurden.

Es wurden die Polfiguren $\{0002\}$, $\{11\bar{2}0\}$, $\{11\bar{2}2\}$, $\{10\bar{1}1\}$ und $\{10\bar{1}2\}$ im Bereich von 0° bis 90° gemessen. Mittels Reihenentwicklungsmethode wurde die inverse Polfigur der Faserachse (Entwicklung bis $l=22$) berechnet. Aus den erhaltenen Entwicklungskoeffizienten wurden die Polfiguren zurückgerechnet. Sehr gute Übereinstimmung mit den Ausgangsdaten ergab sich für die $\{0002\}$ -, $\{11\bar{2}2\}$ - und $\{10\bar{1}1\}$ -Polfiguren. Stärkste Texturkomponente (2.4fache der Regellosigkeit) ist eine $\langle 01\bar{1}0 \rangle$ -Richtung parallel der Faserachse, zweitstärkste Komponente (2.35) ist eine $\langle 12\bar{1}1 \rangle$ -Richtung.

L i t e r a t u r

- [1] Blacklee, O.L. et al., J. Appl. Phys. 41 (1970) 3373
- [2] Findeisen, B., Freiberg. Forschungshefte A618 (1980) 19
- [3] Findeisen, B., 15. Jahrestagung der VFK, Leipzig 1980

4.8. ORIENTIERUNGSVERTEILUNGEN IN VERFORMTEN UND PRIMÄR REKRISTALLISIERTEN NICKELPROBEN

J. Pospiech, J. Jura, K. Sztwiertnia und T. Pawlik
Institut für Metallforschung der PAN Krakow

M. Betzl und A. Mücklich

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

An Nickelproben der Reinheit 99,94 % (Ni, Co) wurde die Textur des gewalzten und primär rekristallisierten Zustandes untersucht. Ein geglühtes Blech mit einer nahezu regellosen Orientierungsverteilung wurde einsinnig in mehreren Stichen bis 89 % kaltgewalzt und für die Untersuchungen Proben mit einem Kaltwalzgrad (KWG) von 30, 65 und 89 % ausgewählt. Die Analyse des Rekristallisationsverlaufes erfolgte mittels stereologischer Methoden [1]. Entsprechend den Walzgraden findet die primäre Rekristallisation bei den Temperaturen 923 K, 898 K bzw. 848 K in einer Zeitdauer von 30 min vollständig im gesamten Probenmaterial statt.

An den gewalzten und primär rekristallisierten Proben wurden mit Hilfe der Neutronen- und der Röntgenmethode jeweils vier Polfiguren gemessen. Zur Beschreibung der Texturen wurden die Orientierungsverteilungsfunktionen (Ovf) sowohl mit

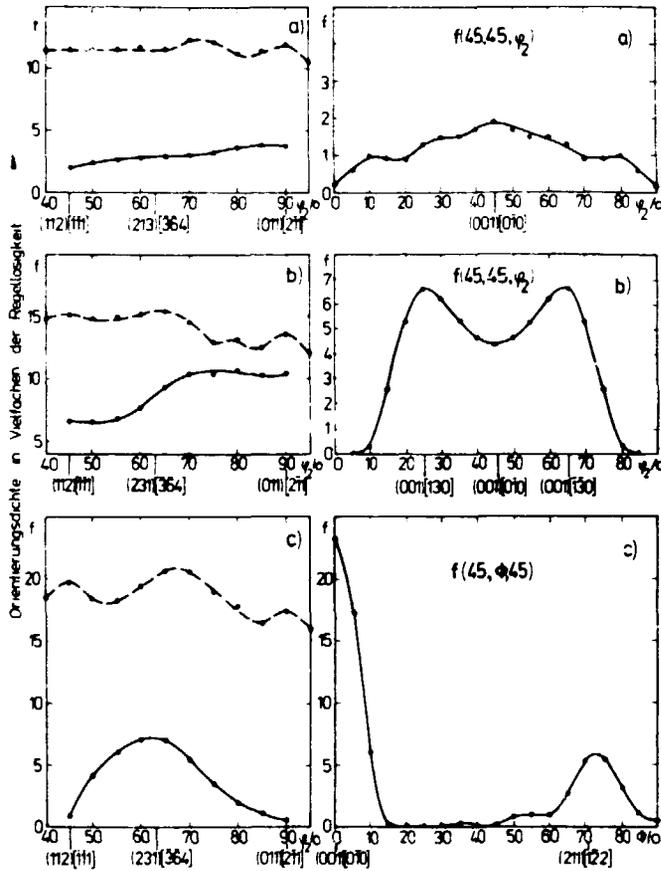


Abb. 1
Skelettlinien der Walz- (-----) und der primären Rekristallisationstextur (—) des Nickels bei a) 30 %, b) 65 %, c) 89 % Kaltwalzgrad

Abb. 2
Orientierungsdichten in der Umgebung der Würfellage des primär rekristallisierten Nickels bei a) 30 %, b) 65 %, c) 89 % Kaltwalzgrad

Abb. 1

Abb. 2

der Reihenentwicklungsmethode als auch mit der Vektormethode berechnet. Der Einsatz beider Methoden erlaubt eine gewisse Abschätzung und Korrektur der Geistereffekte in der Ovf.

Aus dem Vergleich der Orientierungsverteilungsfunktionen der Röntgen- und Neutronenmessungen konnte die Existenz von Texturinhomogenitäten in der 30 % gewalzten Probe nachgewiesen werden. Gleichzeitig beobachtet man in der entsprechenden rekristallisierten Proben-Ovf die Komponente $\{332\} \langle 110 \rangle$, die nach [2] in Kupfer aufgrund des orientierten Wachstums durch Verzerrung der außerhalb der Mittelschicht vorhandenen Scherkomponente auftreten soll.

In den Abbn. 1a, 1b und 1c sind die Orientierungsdichten entlang der Skelettlinien der Ovf dargestellt. Diese Skelettlinien durchlaufen etwa die Orientierungen (011)[211], (213)[364] und (112)[111] entsprechend der Messing-, S- und Kupferlage.

Die Abbn. 2a, 2b und 2c zeigen die Profile der Orientierungsdichten um die Würfellage (001)[010] und in Abb. 2c die zugehörige Zwillingslage (221)[122]. Bei 65 % KWG ist die Lage (001)[130] vorhanden (Abb. 2b). Der Verlauf der Orientierungsdichte der gewalzten Zustände (Abb. 1a bis 1c, gestrichelte Linie) ent-

lang der Skelettlinien zeigt die typische Entwicklung der Walztextures der Metalle mit mittlerer und höherer Stapelfehlerenergie. So beobachtet man beim Walzgrad 30 % eine etwa gleichmäßige Verteilung, die die Form eines Orientierungsschlauches bildet. Obereinstimmend mit der Analyse in [3] erfolgt nach Verformung um 65 % eine klare Ausbildung der drei Maxima in der Messing-, S- und Kuperlage, wobei die S-Lage besonders stark zunimmt.

Nach der primären Rekristallisation beobachtet man neben Orientierungsdichten um die Würfellage auch solche Lagen, die in Walztextures auftreten. Dabei entspricht einem höheren Walzgrad ein höherer Anteil der Würfelkomponente. Gleichzeitig beobachtet man mit steigendem Walzgrad zunächst (bei 30 % KWG) Belegungen in der Messinglage, bei 65 % auch in der S-Lage. Bei 89 % schließlich sind nur noch Belegungen in der S-Lage vorhanden.

Diese Ergebnisse entsprechen den in Kupfer beobachteten Regelmäßigkeiten [4]. Das Wachstum der in der Würfellage orientierten Körner erfolgt zunächst auf Kosten der verformten Matrix der Kuperlage und danach auch der Messinglage. Die Beständigkeit der S-Lage wird aufgrund von metallografischen Beobachtungen dadurch erklärt, daß die in dieser Lage orientierte verformte Matrix nicht die notwendigen Inhomogenitäten für die Entstehung der in der Würfellage orientierten Keime enthält.

L i t e r a t u r

- [1] Wstep do metalografii ilosciowej, Katowice 1970
- [2] Krol, J. and B. Major, Arch. Hutn. 25 (1980) 483
- [3] Virnich, K.-H. et al., Acta Metall., im Druck
- [4] Virnich, K.-H., Dissertation. RWTH Aachen, 1979

4.9. TEXTURUNTERSUCHUNGEN AN SALINARGESTEINEN

M. Betzl

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Natürliche Salzstöcke haben in den letzten Jahren Bedeutung erlangt als potentielle Speicher [1]. Ebenso sind Probleme der Festigkeit der Salzstöcke von großer Wichtigkeit für die Bergbausicherheit. Es ist deshalb folgerichtig, daß das Interesse an der Textur von Salinargesteinen, also die bevorzugte Einregelung der Einzelkristallite und deren Einfluß auf das Deformationsverhalten und die Festigkeit der Salzgesteine, zunimmt.

Wegen der Grobkörnigkeit scheidet das meist angewendete Untersuchungsverfahren, die Röntgenbeugungsmethode, aus, wenn man von den sehr zeitaufwendigen Einzelkornbestimmungen absieht. Das einzige erfolgversprechende Verfahren scheint derzeit die Neutronenmethode zu sein.

An einer Salzprobe der Bernburger Lagerstätte der Zusammensetzung Halit ≥ 95 %, Rest Kieserit und Karnallit mit einer primären Wachstumsregelung in Richtung der 3zähligen Halitwürfelachse und relativ starker Rekristallisation wurden die Polfiguren (111), (200) und (220) neutronografisch ermittelt. Die erhaltenen Ergebnisse (vgl. Abb. 1 bis 3) zeigen, daß die Probe (mittlere Probendicke 8.5 mm) keinerlei Probensymmetrie aufweist. Weiterhin ist zu erkennen, daß eine Vielzahl sehr großer Körner vorliegt, so daß von einer inhomogen aufgebauten Probe

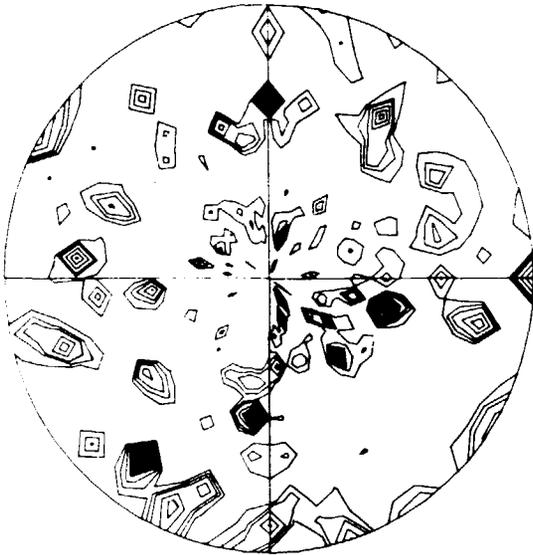


Abb. 1
Polfigur (111)

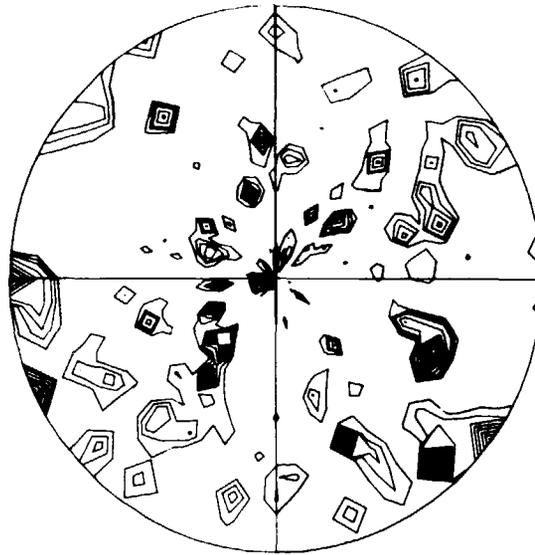


Abb. 2
Polfigur (200)

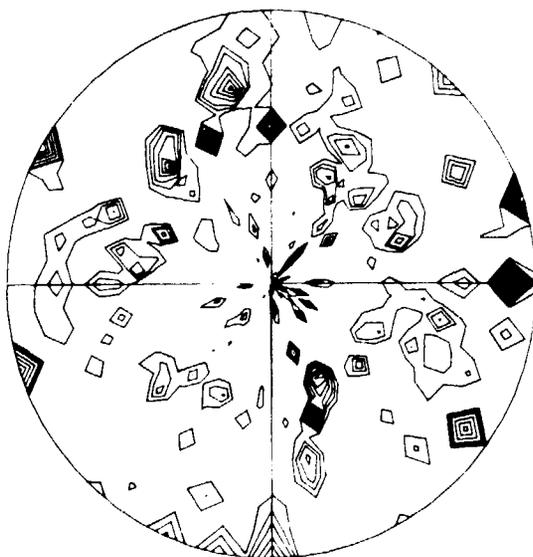


Abb. 3
Polfigur (220)

gesprochen werden muß. Die Ergebnisse der Bestimmung des linearen Schwächungskoeffizienten für die notwendige Schwächungskorrektur bestätigen den inhomogenen Probenaufbau. Zu ähnlichen Schlußfolgerungen gelangen die Verfasser von [1]. Zur Lösung des Problems ist vorgesehen, weitere Untersuchungen an Salinargesteinscheiben durchzuführen, die aus einem größeren Block geschnitten werden, und durch Überlagerung der Meßergebnisse an den einzelnen Scheiben die Zahl der vermessenen Körner entscheidend zu erhöhen. Dieser Weg erscheint erfolgversprechender als die in [1] vorgesehene Untersuchung mehrerer "gleichorientierter" kugelförmiger Proben, da wegen der zwangsläufig größeren Probendicke eine Verfälschung der Meßergebnisse infolge Extinktion nicht auszuschließen ist. Die Probe wurde freundlicherweise von Herrn Dr. P. Bankwitz, Zentralinstitut für Physik der Erde der AdW der DDR, Potsdam, zur Verfügung gestellt.

L i t e r a t u r

- [1] Brehler, B. et al., Jahresbericht Mohn-Meitner-Institut, Berlin(West) (1980)
148

4.10. NEUTRONENSTREUUNTERSUCHUNGEN AN ELEKTROLYTISCHEN LÖSUNGEN

U. Hoppe

Wilhelm-Pieck-Universität Rostock, Sektion Physik

E. Wieser

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Strukturuntersuchungen an Flüssigkeiten mit Beugungsmethoden liefern Informationen über die zeitlich und räumlich mittlere Anordnung der Atome und Moleküle. Zum Unterscheiden der Paerverteilungsfunktionen $g_{ij}(r)$ (i, j Atomsorten) sind mehrere unabhängige Streuexperimente notwendig. In diesem Rahmen wurden auch Neutronendiffraktionsmessungen am Rossendorfer Forschungsreaktor durchgeführt. Proben waren eine 1 molare CdSO_4 -Lösung in D_2O und das Lösungsmittel als Vergleichssubstanz. Der Bereich der Impulsübertragung q war 4 nm^{-1} bis 89 nm^{-1} bei Messung mit zwei Neutronenwellenlängen 0.15 nm und 0.09 nm (Abb. 1).

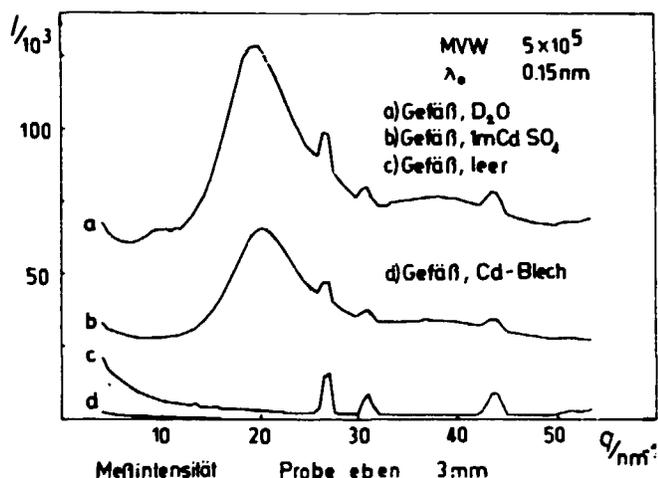
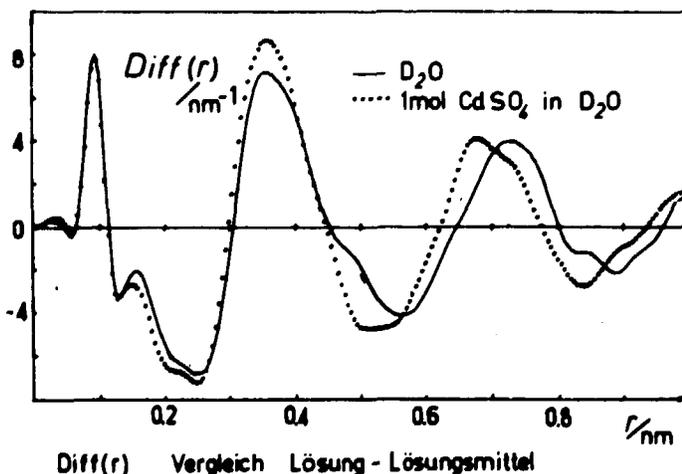


Abb. 1

Messkurvenbeispiel: Die Messung bei einer 1 molaren CdSO_4 -Lösung war trotz der Absorption durch das Cadmium noch möglich, deutlich ist der Intensitätsunterschied zu erkennen. Die Reflexe wurden durch das Aluminiumgefäß verurteilt.



Mehrfachstreuungen tragen bis zu 30 % zur Intensität bei, wie analytische Berechnungen nach [1] ergaben. Wegen inelastischer Streueffekte wird eine weitere Korrektur notwendig, die in ihrer Handhabung nach Yarnell [2] für Proben, die leichte Elemente enthalten, nur eine grobe Näherung darstellt. Durch Verwendung geeigneter Normierungsarten (Angleich an die Moleküstreuung ab $q > 70 \text{ nm}^{-1}$; Normierung bzgl. einer Vanadium-Eichprobe) konnten Fehler beider Korrekturen verringert werden.

Die Radialverteilungen (Abb. 2) widerspiegeln in besonderem Maße die Wasserstruktur und deren Veränderung. Die Ionen umgeben sich mit Hydratationshüllen, die ihrerseits eine geänderte, kompaktere Wassermolekülanordnung als das reine Wasser besitzen. Es resultiert

Abb. 2

Differenzfunktionen $4\pi r^2 \rho_0^2 (g(r) - 1)$; ρ_0 Teilchendichte. $r_{OD} = 0.094 \text{ nm}$ und $r_{DD} = 0.153 \text{ nm}$ sind die Abstände im Wassermolekül. In der Ionenumgebung bilden die Wassermoleküle keine Brückenbindungen (OD-Abstand 0.19 nm), so kommt es zu Veränderungen im Bereich von 0.16 nm bis 0.22 nm .

bei der Lösung eine Verschiebung der intermolekularen Peaks bei 0.36 nm und 0.7 nm zu kleineren Abständen. Tatsächlich liegt auch eine größere Wassermoleküldichte vor. Weitere Interpretationen erfolgen zusammen mit den Röntgenstreu-
daten.

L i t e r a t u r

- [1] Vineyard, G.H., Phys. Rev. 96 (1954) 93
 [2] Yarnell, J.L. u.s.a., Phys. Rev. A7 (1973) 2130

4.11. POLFIGURNULLEN UND AUFLÖSUNGSVERMÖGEN REPRODUZIERTER OVFs

S. Matthias

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Polfigurnullen ergeben über die Projektionsbeziehung [1]

$$\tilde{P}_{h_1}(\vec{y}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [f(\{\vec{h}_1, \vec{k}\}^{-1} \cdot \{\vec{y}, 0\}) + ..(-\vec{h}_1)..] d\tilde{\xi} \quad (1)$$

und die Forderung $f(g) \geq 0$ direkt die Aussage $f(g_0) = 0$, mit g_0 - alle Punkte des G-Raumes, die von Projektionsfäden berührt werden, die in Polfigurnullpunkten \vec{y}_0 enden. Diese Information kann nach [2] in der Form $\tilde{f}(g_0) = -\tilde{f}(g_0)$ genutzt werden, um $\tilde{f}(g)$ zu regenerieren (Geisterkorrektur). Nach [3] ist es dabei jedoch nicht erforderlich, die Koeffizienten α des entstehenden linearen Gleichungssystems

$$\sum_{l=1}^L \sum_{\mu, \nu=1}^{\mathcal{L}(GB, l)} C_1^{\mu, \nu} \alpha_1^{\mu, \nu} = \alpha_1^{\mu, \nu'} \quad (2)$$

über dreidimensionale Integrale in den Nullgebieten des G-Raumes G_0 zu bestimmen. Bei Berücksichtigung der Projektionsfadengleichungen entstehen α -Ausdrücke, die nur die entsprechenden \vec{h}_1 - und \vec{y}_0 -Werte benötigen. Den Wert einer Polfigurnull für die Geisterkorrektur kann man über die Zahl der mit ihr gekoppelten unabhängigen Informationen für einen Reihenabbruch bei $l = L$ abschätzen. Für das erreichbare Auflösungsvermögen einer reproduzierten OVF findet man nach [3] die Abschätzung

$$b_f \geq \max(2\Delta y, 360^\circ/L), \mathcal{L}(GB, L) \leq I, \quad (3)$$

mit I der Zahl vorhandener Polfiguren und Δy - dem Maßpunkt Abstand in den Polfiguren. Diese Abschätzung gilt jedoch nur für den Fall, wenn keine Polfigurnullen auftreten. Analog zur Ableitung von (2) kann man Polfigurnullen aber auch nutzen, um den Abbruch der Reihen für $f(g)$ erst bei einem $l = L_1 > L$ durchzuführen. Für die neuauftretenden Unbekannten $C_1^{\mu, \nu}$ ($l > L$) entstehen dabei wiederum lineare Gleichungen. Geisterkorrekturen und Erhöhung des Auflösungsvermögens über Polfigurnullen sind folglich untrennbar miteinander verbunden. Für L_1 erhält man die Abschätzung $L_1 \approx [V_G / (V_G - V_G^0)]^{1/3} \cdot L$. In der Vektor- und Imhofmethode werden beide Aufgabenstellungen automatisch berücksichtigt.

L i t e r a t u r

- [1] Matthies, S., Phys. Status Solidi 892 (1979) K135
- [2] Bunge, H.J. and C. Ealing, J. Phys. 40 (1979) L267
- [3] Matthies, S., Cryst. Res. Technol. 16 (1981) 513 and 1061

4.12. NEUTRONENKLEINWINKELSTREUUNG AN γ -Fe₂O₃-TEILCHEN

F. Eichhorn und L. Schild

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Aus einer Suspension, die für die Beschichtung von Magnetbändern verwendet wird, wurden Folien der Dicke 0.16 bis 0.18 mm für die Messung der Kleinwinkelstreuung thermischer Neutronen hergestellt. Die Proben enthielten neben den Fe₂O₃-Partikeln noch Bindemittel und Lösungsmittelreste, die als wasserstoffhaltige Substanzen eine erhebliche inkohärente Streuung bewirken. Der Schwächungskoeffizient für Neutronen mit einer Wellenlänge von $1.09 \cdot 10^{-10}$ m beträgt deshalb $(0.94 \pm 0.03) \text{ cm}^{-1}$. Die Messungen wurden auf dem Doppelkristalldiffraktometer am Rossendorfer Forschungsreaktor ausgeführt, wobei die Proben zwischen die beiden perfekten Siliziumkristalle des Gerätes gestellt wurden. Der Neutronenstrahl wird in den Proben um kleine Winkel gestreut. Seine Intensitätsverteilung wird durch Drehen des zweiten Kristalls analysiert.

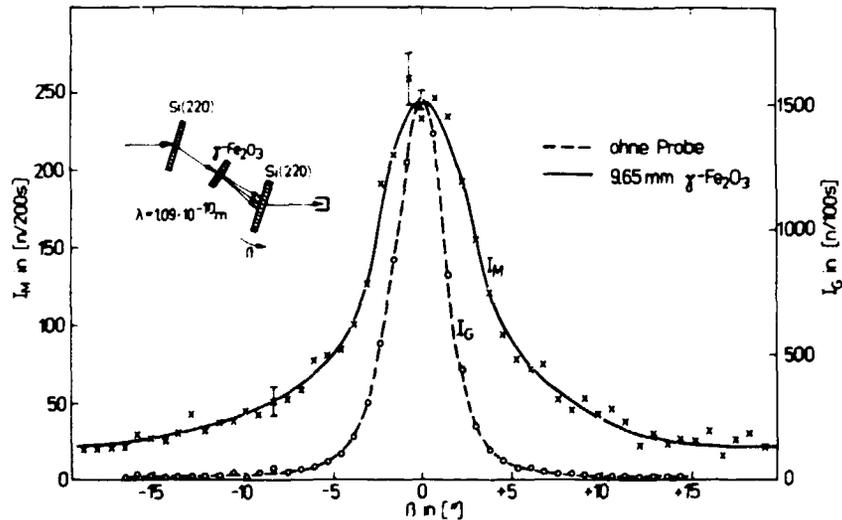


Abb. 1

Experimenteller Aufbau und Meßkurven der Neutronenkleinwinkelstreuung am Doppelkristalldiffraktometer. Infolge der Streuung des Neutronenstrahles an den magnetischen Domänen werden die Flanken der Gerätekurve I_G angehoben.

Abb. 1 zeigt die Meßkurven für die Fälle, daß sich keine Probe im Strahl befindet ($I_G(\beta)$), und daß eine Probe der Gesamtdicke 9.65 mm durchstrahlt wird ($I_M(\beta)$). Die Meßkurve I_M ergibt sich nach [1] zu

$$I_M(\beta) = a I_G(\beta) + \int I_G(\alpha) \cdot I_{KWS}(\beta - \alpha) d\alpha ,$$

wobei $I_{KWS}(\beta)$ die Streueigenschaften der Probe widerspiegelt und a ein konstanter Faktor ist. $I_{KWS}(\beta)$ wurde numerisch aus den gemessenen Kurven $I_G(\beta)$ und $I_M(\beta)$ ermittelt. Wenn man die Guinier-Näherung zugrunde legt, ergibt sich für den Gyrationradius der Fe_2O_3 -Teilchen $0,8 \mu m$.

Die Autoren danken Herrn Dipl.-Phys. Ehrlicher vom Fotochemischen Kombinat Wolfen für die Bereitstellung der magnetischen Suspension sowie Herrn W. Voitus für die Hilfe bei den Messungen.

L i t e r a t u r

[1] Schild, L. et al., Cryst. Res. Technol., zur Veröff. eingereicht

4.13. EXPERIMENTELLE BESTIMMUNG DER INTEGRALEN INTENSITÄT THERMISCHER NEUTRONEN IM UBERGANGSGEBIET VOM BRAGG- ZUM LAUE-FALL

P. Mikula und J. Kulča

Institut für Kernphysik, Řež

F. Eichhorn

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Es wurde die relative integrale Intensität des gebeugten Strahles im Übergangsbereich vom Bragg- zum Laue-Fall gemessen, wenn der Bragg-reflektierte Strahl nahezu parallel zur Strahleneintrittsfläche verläuft. Eine derartige Strahlgeometrie wurde theoretisch von Bedynska [1] für Röntgenstrahlinterferenzen untersucht.

Eine planparallele Siliziumscheibe mit einer Dicke von $0,3 \text{ mm}$ und einer (111) -Oberfläche wurde so im weißen Neutronenstrahl aufgestellt, daß an der (110) -Fläche, die unter einem Winkel von $\alpha_0 = 35,3^\circ$ zur Oberfläche liegt, Bragg-Reflexion angeregt wurde. Indem man die Probe um einen Winkel γ um den Streuvektor $[220]$ dreht, wird der Grad der Asymmetrie entsprechend $\tan \alpha = \sin \gamma \cdot \tan \alpha_0$ verändert, wobei $\gamma = 0^\circ$ und $\gamma = 180^\circ$ symmetrische Bragg-Fälle bestimmen.

Der einfallende Strahl hatte einen Durchmesser von 6 mm und eine Divergenz von 18 Bogenminuten. Da sich die Breite der Rockingkurve in Abhängigkeit von α nicht

änderte, wurde als Maß für die integrale Intensität die Peakintensität der Rockingkurve gemessen. Abb. 1 zeigt die Meßkurve und die berechnete Kurve der integralen Intensität für den (220) -Reflex. Nach der Theorie gilt für perfekte Kristalle

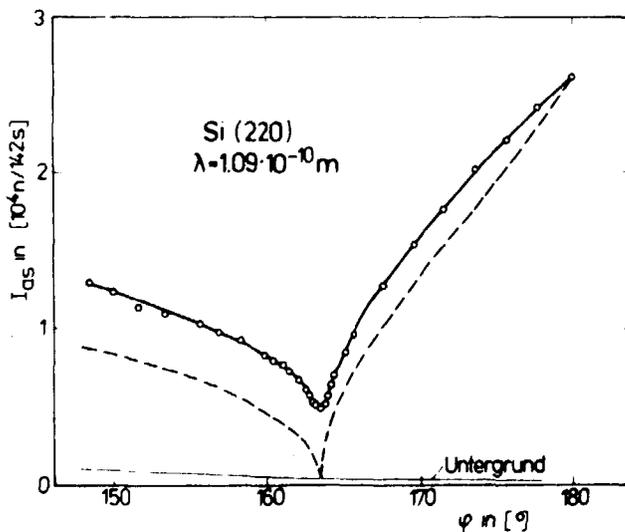


Abb. 1

Integrale Intensität des (220) -Reflexes von Silizium für eine Neutronenwellenlänge von $1,09 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel γ . Gemessene Kurve (—) und berechnete Kurve (---) wurden für $\gamma = 180^\circ$ aneinander angepaßt.

$$\frac{I_{as}(\alpha)}{I_{sym}} = \left| \frac{\sin(\theta_B - \alpha)}{\sin(\theta_B + \alpha)} \right|^{1/2}$$

I_{sym} ist die Intensität im symmetrischen Fall und θ_B der Bragg-Winkel. Die gemessene Kurve zeigt qualitativ den erwarteten Verlauf, obwohl ihre Werte teilweise höher liegen. Mögliche Ursachen können herabgesetzte Extinktion durch reduzierten Anteil von Vielfachstreuung sein oder damit zusammenhängen, daß der untersuchte Kristall nur annähernd perfekt war.

L i t e r a t u r

[1] Bedyneka, T., Phys. Status Solidi A19 (1973) 365 and A25 (1974) 405

4.14. GLEICHZEITIGER NACHWEIS VON KOHLENSTOFF UND SAUERSTOFF AUF FESTKÖRPER-OBERFLÄCHEN MIT HILFE DER (d,p γ)-REAKTION

C. Heiser, C. Bauer, P. Gippner und W. Rudolph

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die (d,p γ)-Reaktion liefert bei leichten Elementen hohe Reaktionsausbeuten und ermöglicht somit einen empfindlichen Nachweis von Kohlenstoff und Sauerstoff im oberflächennahen Bereich von Festkörpern. Diese Reaktion läuft im wesentlichen als Compoundkernreaktion ab und ist durch sehr breite überlappende Resonanzen gekennzeichnet. Aus diesem Grunde ist mit dieser Reaktion keine Tiefenauflösung zu erzielen, jedoch läßt sich durch geeignete Wahl der Inzidenzenergie der Deuteronen erreichen, daß man für zwei oder mehr Elemente gleichzeitig brauchbare Nachweiseempfindlichkeiten erhält. Die Ausbeutefunktionen für die Gammaübergänge von 3086, 3684, 3854 und 170 keV der $^{12}\text{C}(d,p\gamma)^{13}\text{C}$ -Reaktion wurden in [1] und für den 871-keV-Gammaübergang der $^{16}\text{O}(d,p\gamma)^{17}\text{O}$ -Reaktion in [2] veröffentlicht.

Der Vergleich der Ausbeutefunktionen zeigt, daß man bei einer Deuteronenenergie um 0,95 MeV die (d,p γ)-Reaktion für den gleichzeitigen Kohlenstoff- und Sauerstoff-Nachweis nutzen kann. Höhere Energien scheinen zunächst auch bessere Empfindlichkeiten zu versprechen. Eine Messung der Sauerstoffkontamination bei zwei verschiedenen Energien bei einem verhältnismäßig leichten Substrat wie Silizium zeigte jedoch, daß aufgrund des günstigeren Effekt-zu-Untergrund-Verhältnisses die Messung mit der niedrigeren Deuteronenenergie zu bevorzugen ist (Abb. 1).

Beim Nachweis der C- und O-Kontamination auf schwereren Substraten kann wegen der meist kleinen Wirkungsquerschnitte schwerer Elemente für Deuteronenenergien um 1 MeV die Gammastrahlung des Kohlenstoffs mit $E_\gamma = 3086$ keV weitgehend untergrundfrei gemessen werden. Die anderen Gammaübergänge stammen von höheren Niveaus, die erst bei Deuteronenenergien über 1,5 MeV angeregt werden. Die Abb. 2 zeigt das Gammaspektrum beim Deuteronenbeschuß einer Zirkoniumlegierung, die schwache Kontaminationen von Kohlenstoff und Sauerstoff aufwies.

Das Ergebnis einer Untersuchung an einer Zirkonium-Niob-Probenreihe zeigt die Abb. 3. Die Probe 1 wurde vor der Messung nur mechanisch bearbeitet (abgedreht), während die Proben 2 bis 7 unterschiedliche Ätz- und Reinigungsschritte durchliefen, bevor sie auf eine mögliche Kohlenstoff- und Sauerstoff-Kontamination

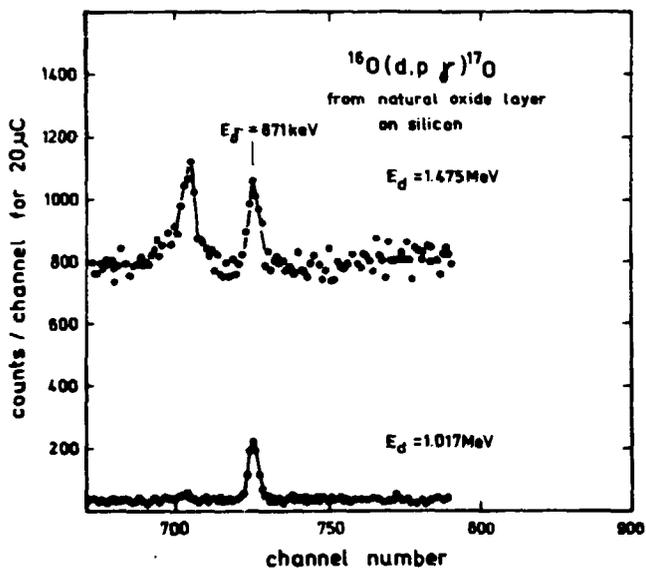


Abb. 1
Gammapektren in der Nähe des 871-keV-Überganges im Kern ^{17}O , gemessen bei Deuteronenenergien von 1.475 und 1.017 MeV. Natürliche Oxidschicht auf Rein-Silizium.

Abb. 2
Gammapektren, gemessen mit einem 80 cm^3 Ge(Li)-Detektor bei einer Deuteronenenergie $E_d = 0.98\text{ MeV}$. Target: Zirkonium-Niob-Legierung mit Kohlenstoff- und Sauerstoff-Kontamination.

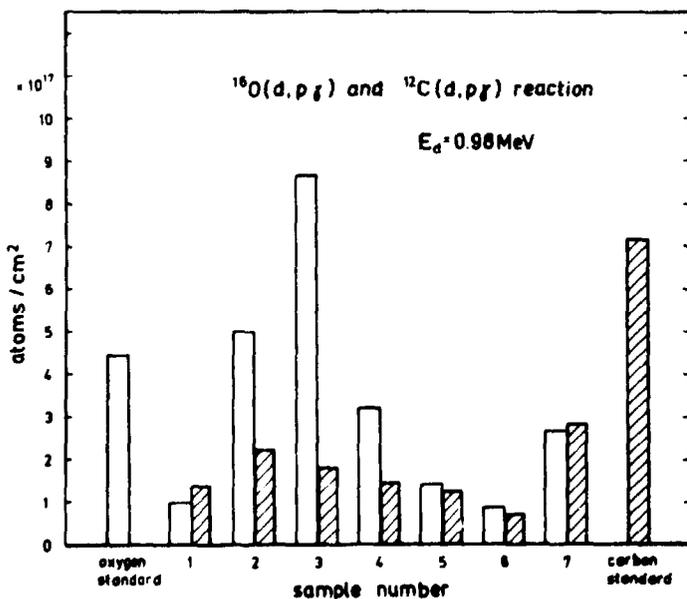
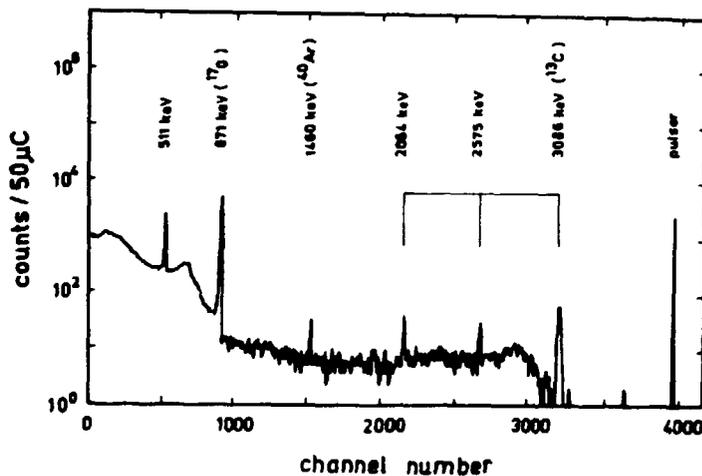


Abb. 3
Kohlenstoff- und Sauerstoff-Kontamination von ZrNb-Proben nach unterschiedlicher chemischer Oberflächenbehandlung.
Sauerstoffstandard:
80 nm Ta_2O_5 auf Ta
Kohlenstoffstandard:
64 nm C auf Ta

hin untersucht wurden. Die Messung erfolgte in einer UHV-Kammer am 2-MV-Van-de-Graeff-Generator des ZfK, die Bestimmung des C- und O-Gehaltes erfolgte durch den Vergleich mit Messungen an Standarden bekannter Schichtdicks.

L i t e r a t u r

- [1] Bauer, C. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 107
- [2] Bauer, C. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 108

4.15. ZUM NACHWEIS VON KOHLENSTOFF-KONTAMINATIONEN MITTELS (d,p γ)-REAKTIONEN

W. Rudolph, C. Bauer, P. Gippner und C. Heiser
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Der C-Nachweis mittels Kernreaktionen wird durch Ablagerungen während des Meßprozesses empfindlich gestört. Um die unter unseren Meßbedingungen [1] erreichbaren Nachweisgrenzen abschätzen zu können, wurden die Intensitäten der γ -Strahlungen mit $E_{\gamma} = 3086$ keV bzw. 871 keV, welche durch die $^{12}\text{C}(d,p\gamma)^{13}\text{C}$ - bzw. $^{16}\text{O}(d,p\gamma)^{17}\text{O}$ -Reaktion ausgelöst werden, in Abhängigkeit von der gesammelten Ladungsmenge Q gleichzeitig gemessen.

Bei der Inzidenzenergie $E_d = 0.932$ MeV und dem Ionenstrom $I_d = 120$ nA wurden für ein dickes Si-Substrat die in Abb. 1a dargestellten Ergebnisse erhalten. Die Intensitäten sind bezüglich γ -Untergrund, Totzeit und pile-up korrigiert. Die Intensität der ^{17}O -Strahlung zeigt die für ein Target konstanter Dicke oder Flächendichte x zu erwartende lineare Abhängigkeit von Q,

$$Y = a \cdot x \cdot Q \quad (1)$$

Die Abweichungen von der Linearität im Falle der ^{13}C -Strahlung lassen sich durch die aufwachsende C-Schicht erklären,

$$x = x_0 + b \cdot Q \quad (2)$$

mit x_0 = Flächendichte vor dem Ionenbeschuß,
 b = aufwachsende Flächendichte/ μC .

Die Intensität der Strahlung wird dann beschrieben durch

$$Y = a \cdot x_0 \cdot Q + \frac{1}{2} a \cdot b \cdot Q^2 \quad (1a)$$

Aus den reduzierten Intensitäten

$$y^* = \frac{Y}{a \cdot Q} = x_0 + \frac{1}{2} b \quad (3)$$

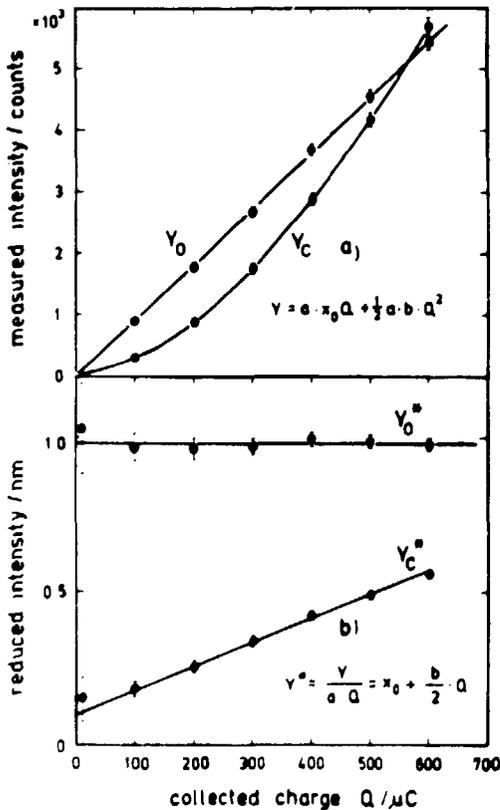


Abb. 1
 Intensitäten Y und reduzierte Intensitäten Y^* in Abhängigkeit von der gesammelten Ladungsmenge Q, gemessen für ^{12}C - und ^{16}O -Kontamination auf einem dicken Si-Substrat.
 $E_d = 0.932$ MeV, $I_d = 120$ nA

kann die vor dem Ionenbeschuss vorliegende Flächendichte x_0 durch lineare Extrapolation nach $Q = 0$ bestimmt werden.

Die Koeffizienten a wurden mittels Standards (124 nm SiO₂ bzw. 64 nm C auf Te) unter gleichen Meßbedingungen bestimmt,

$$a_{(16O)} = 9.22 \text{ Imp./nm SiO}_2/\mu\text{C} \quad ,$$

$$a_{(12C)} = 16.96 \text{ Imp./nm C}/\mu\text{C} \quad .$$

Die Abb. 1b zeigt die sich ergebenden reduzierten Intensitäten $Y_0^R(Q)$ und $Y_C^R(Q)$. Für die konstante ¹⁶O-Kontamination folgt daraus

$$x_0(^{16O}) \hat{=} 0.98 \text{ nm SiO}_2, \quad |b_{(16O)}| < 5 \cdot 10^{-5} \text{ nm SiO}_2/\mu\text{C} \quad ,$$

während die C-Schicht charakterisiert wird durch

$$x_0(^{12C}) \hat{=} 0.1 \text{ nm C}, \quad b_{(12C)} = 1.56 \cdot 10^{-3} \text{ nm C}/\mu\text{C} \quad .$$

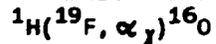
Die Messungen wurden bei einem Target-Kippwinkel $\alpha = 45^\circ$ durchgeführt. Durch Übergang zum streifenden Einschuss ($\alpha \approx 80^\circ$) läßt sich die zur Erreichung der notwendigen statistischen Genauigkeit zu sammelnde Ladungsmenge auf $Q = 100 \mu\text{C}$ herabdrücken.

Durch Messung von $Y(Q)$ können gegen.ärtig Schichtdickenäquivalente $x_0 \gtrsim 0.1$ nm Kohlenstoff bestimmt werden. Niedrigere Nachweisgrenzen erfordern die weitere Reduzierung des Partialdruckes der Kohlenwasserstoffe in der Reaktionskammer.

L i t e r a t u r

- [1] Böhme, H. et al., Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 172

4.16. NACHWEIS VON WASSERSTOFF IN FESTKÖRPERN MIT HILFE DER REAKTION



P. Gippner, C. Bauer, C. Heiser und W. Rudolph

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für den Nachweis von Wasserstoff in oberflächennahen Bereichen von Festkörpern wurde die hochenergetische γ -Strahlung des ¹⁶O genutzt, die im Ausgangekanal der Reaktion ¹H(¹⁹F, $\alpha \gamma$)¹⁶O auftritt [1,2]. Untersucht wurden vor allem die Konzentrationsprofile von implantiertem Wasserstoff in monokristallinen Siliziumproben sowie der Wasserstoffgehalt dicker, hydrogenierter Schichten von amorphem Si. Die Messungen erfolgten mit Hilfe der Resonanzen bei $E = 6.417$ MeV ($\Gamma = 46$ keV), $E = 16.437$ MeV ($\Gamma = 99$ keV) und $E = 17.592$ MeV ($\Gamma = 153$ keV). Die Abb. 1 zeigt im unteren Teil die Ausbeutekurve der Reaktion ¹H(¹⁹F, $\alpha \gamma$)¹⁶O für ein mit 10^{17} H-Atomen/cm² implantiertes Si-Target.

Die dem Profil des implantierten Wasserstoffs entsprechende Glockenkurve ist im Intensitätsmaximum um $\Delta E = 588$ keV gegenüber der Resonanzenergie $E = 16.437$ MeV verschoben. Das entspricht bei einem um 45° zur Strahlrichtung geneigten Target einer mittleren Eindringtiefe der H-Ionen von $\bar{x} = 222$ nm. Für die Halbwertsbreite des Wasserstoffprofile erhielten wir $x = 107$ nm. Die bei $E = 16.437$ MeV und 17.592 MeV erscheinenden Peaks sind auf eine wasserstoffhal-

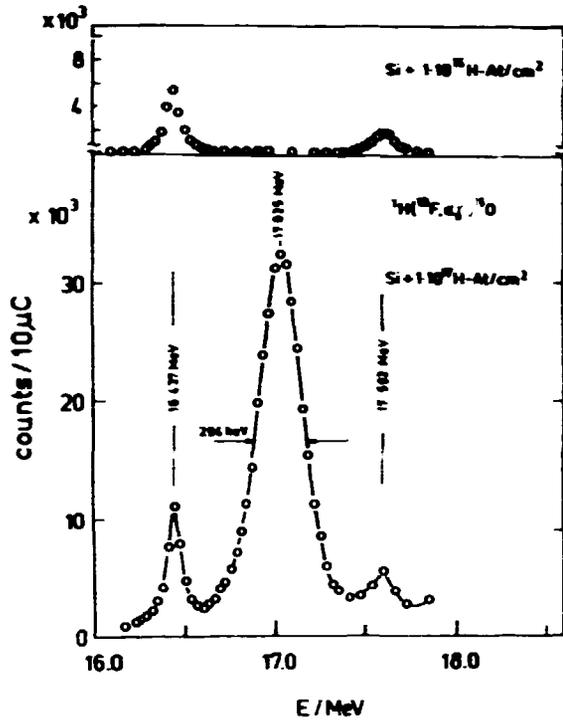
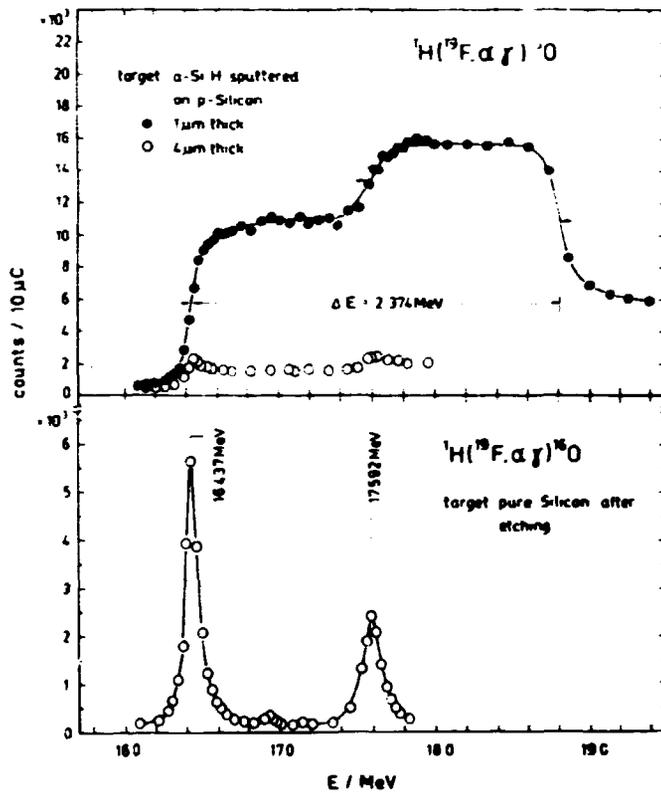


Abb. 1

Die Kurven der γ -Ausbeute für zwei mit Wasserstoff implantierte, monokristalline Si-Targete. Die Implantationsenergie betrug 15 keV.

tige Schicht auf der Targetoberfläche zurückzuführen. Im oberen Teil von Abb. 1 ist die Ausbeutekurve dargestellt, die an einer mit 10^{14} H-Atomen/cm² implantierten Si-Scheibe gemessen wurde. Die γ -Strahlung, die an implantierten Wasserstoff entsteht, hebt sich nicht vom Untergrund ab. Spezielle Untersuchungen ergeben, daß die Nachweisgrenze der gegenwärtig benutzten experimentellen Anordnung bei $3 \cdot 10^{14}$ H-Atomen/cm² liegt.

Im oberen Teil der Abb. 2 sind die Ausbeutekurven zweier hydrogenisierter Schichten von amorphem Si dargestellt. Die gemessene



γ -Ausbeute steigt an, wenn die Resonanzbedingung für die an der Targetoberfläche befindlichen Wasserstoffatome erfüllt ist. Sie fällt ab, wenn die Resonanz durch die wasserstoffführende Schicht hindurchgewandert ist. Der Wasserstoffgehalt der Proben ist sehr groß (13 Atom-% für ●, 2 Atom-% für ○). Er wurde durch Vergleich mit einem Referenztarget sowie aus dem gemessenen Wert ΔE des Energieverlustes bestimmt. Im unteren Teil von Abb. 2 ist die Kurve der γ -Ausbeute zu sehen, die an einem frisch geätzten, reinen Si-Target gemessen wurde. Die beiden Peake sind wahrscheinlich auf Wasser- und Kohlenwasserstoffmoleküle zurückzuführen, die von der Probenoberfläche adsorbiert wurden.

Abb. 2

Die Kurven der γ -Ausbeute für zwei dicke, hydrogenisierte Schichten von a-Si (oberer Teil) sowie für eine frisch geätzte, reine Si-Probe (unterer Teil).

L i t e r a t u r

- [1] Gippner, P. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 116
 [2] Gippner, P. et al., Int. Work. Meeting on Ion Implantation in Semiconductors and other Materials, Prag 1981

4.17. BESTIMMUNG VON FLUOR-TIEFENPROFILIEN MIT HILFE VON RESONANZREAKTIONEN

P. Gippner und G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Resonanzreaktionen $^{19}\text{F}(p, p'\gamma)^{19}\text{F}$ und $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ gestatten, die Konzentration von Fluoratomen in oberflächennahen Bereichen von Festkörpern zu bestimmen. Dabei wird in der Nähe einer Resonanz die γ -Ausbeute $Y(E_p)$ in Abhängigkeit von der Inzidenzenergie E_p der Protonen gemessen. Im Inneren des Festkörpers werden die Protonen abgebremst, so daß ihre Energie in einer bestimmten Tiefe x mit der Resonanzenergie zusammenfällt. Die gemessene γ -Ausbeute entsteht daher vorwiegend in dieser Tiefe x und gibt Auskunft über die dort vorhandene Konzentration $N(x)$ der Fluoratome. Durch Variation von E_p ist es möglich, die Profilfunktion $N(x)$ abzutasten. Die endliche Breite Γ einer Resonanz und der Energiestraggling der Protonen bewirken, daß die gemessene γ -Strahlung in einem endlichen Intervall $[x, x+\Delta x]$ entsteht. Die Ausbeute $Y(E_p)$ ist daher gegeben durch [1]:

$$Y(E_p) = \varepsilon n_p \int_0^R dx N(x) \int_0^\infty dE \tilde{\sigma}(E, E_p, \Gamma) \int_0^\infty dE' g(E_p, E') w(E'-E, x) \quad (1)$$

- Dabei sind $g(E_p, E')$ - die auf Eins normierte Funktion für die Energieverteilung des Primärstrahles,
 $w(E'-E, x)$ - die Wawilowverteilung [2],
 $\tilde{\sigma}(E, E_p, \Gamma)$ - der Reaktionsquerschnitt und
 ε, n_p - die absolute Effektivität der Meßanordnung bzw. die Anzahl der auf das Target geschossenen Protonen.

Mit Hilfe von (1) wurde die Profilfunktion $N(x)$ aus gemessenen Kurven der γ -Ausbeute $Y(E_p)$ berechnet. Für $g(E_p, E')$ wurde eine Gaußverteilung angenommen, während die Funktionswerte $w(E'-E, x)$ durch Interpolation aus entsprechenden Tabellen [3] erhalten wurden. Das Faltungsintegral $G(E, E_p, x) = \int dE' g(E_p, E') w(E'-E, x)$ lieferte die normierte Energieverteilung der Protonen in Abhängigkeit von der Eindringtiefe x , wobei Abbremsung und Stragging im Rahmen der Theorie von Wawilow [2] berücksichtigt wurden. Für bekannte Funktionen $G(E, E_p, x)$ und $\tilde{\sigma}(E, E_p, \Gamma)$ wurden die Parameter einer vorgegebenen Profilfunktion $N(x) = N(x, p_1, p_2, \dots)$ durch ein Fitprogramm [4] aus $Y(E_p)$ bestimmt. In Abb. 1 sind die Ergebnisse einer solchen Rechnung wiedergegeben. Die Abbildung enthält die Kurven der gemessenen γ -Ausbeute für ein ZrNb- und ein mit $1 \cdot 10^{16}$ F-Atomen/cm² implantiertes Si-Target. Die Messungen erfolgten mit Hilfe der Reaktion $^{19}\text{F}(p, p'\gamma)^{19}\text{F}$ an einer Resonanz der Energie $E_r = 935.4$ keV [5]. Beim ZrNb-Target befand sich Fluor nur auf der Oberfläche, so daß die maximale γ -Ausbeute unmittelbar bei der Resonanzenergie E_r gefunden wurde. Das implantierte Fluorprofil erzeugte eine Ausbeutekurve $Y(E_p)$ mit einem um $\Delta E = 5$ keV gegen E_r verschobenen Maximum. Für die Profilfunktion des Fluor wurde der Ansatz $N(x) = p_1 \exp\left[-\frac{x-p_2}{p_1}\right]$ gemacht. Die absolute Eichung des Verfahrens erfolgte

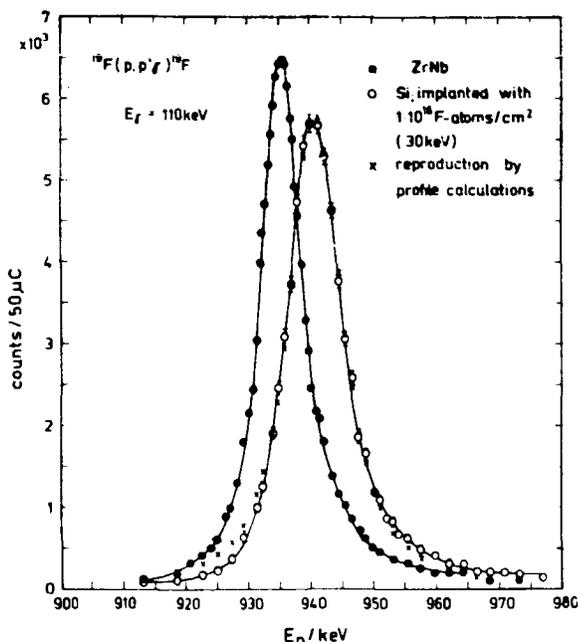


Abb. 1

Kurven der gemessenen γ -Ausbeute $Y(E_p)$ für ein $ZrNb_2$ und ein mit $1 \cdot 10^{16}$ F-Atomen/cm² implantiertes Si-Target. Die Implantationsenergie betrug 30 keV. Die Messungen erfolgten mit einem Ge(Li)-Detektor ($V = 25 \text{ cm}^3$). Die Kreuze geben die γ -Ausbeute wieder, die mit Hilfe von (1) aus dem berechneten Profil $N(x)$ erhalten wurde.

mittlere Anregungsfunktionen, die an implantierten Eichtargets gemessen wurden. Gl. (1) liefert für die Fläche $B = \int dE_p Y(E_p)$ einer Anregungsfunktion den Ausdruck

$$B \cdot \cos \alpha = \xi \cdot n_p \cdot N_1 \cdot I. \quad (2)$$

Hierbei sind α der Neigungswinkel der Targetnormalen zur Strahlachse, $N_1 = \int dx N(x)$ die bekannte Flächendichte und $I = \frac{\pi}{2} \Gamma \sigma_{\max}$ das Resonanzintegral.

Für das Produkt der absoluten Werte ξ und σ_{\max} ergibt sich daraus die Beziehung

$$\xi \cdot \sigma_{\max} = \frac{B \cdot \cos \alpha}{\frac{\pi}{2} \cdot \Gamma \cdot n_p \cdot N_1}. \quad (3)$$

Auf diese Weise wurde für das Si-Target von Abb. 1 ($N_1 = 1 \cdot 10^{16}$ F-Atome/cm²) Selbstkonsistenz erreicht. Die nichtlineare Optimierung lieferte für die Parameter der Profilfunktion folgende Werte: $p_1 = (2.39 \pm 0.59) \cdot 10^{21}$ F-Atome/cm³, $p_2 = (927 \pm 14) \cdot 10^{-8}$ cm, $p_3 = (264 \pm 66) \cdot 10^{-8}$ cm und $N_1 = (1.12 \pm 0.01) \cdot 10^{16}$ F-Atome/cm². In die angegebenen Fehler geht nur die Statistik der Meßergebnisse ein. Aus (3) folgt ein weiterer (systematischer) Fehler für die Größen p_1 und N_1 , der für das erläuterte Beispiel zu 24 % abgeschätzt wurde. Für die Flächendichte erhält man daher $N_1 = (1.12 \pm 0.28) \cdot 10^{16}$ F-Atome/cm². Das Eichverfahren wurde an mehreren implantierten Targets überprüft. Die Kreuze in Abb. 1 zeigen, wie die gemessene Ausbeutekurve durch die berechnete Profilfunktion $N(x)$ reproduziert wird.

L i t e r a t u r

[1] Dunning, K.L. und H.L. Hughes, IEEE Trans. Nucl. Sci. 19 (1972) 243; Voß, P., Diplomarbeit. FSU Jena, 1979
 [2] Wawilow, P.B., Zh. Ehkap. Teor. Fiz. 32 (1951) 320
 [3] Seltzer, S.M. und M.J. Berger, NAS-Nrc Publ. 1133 (1964) 187
 [4] Winter, G., ZfK-373 (1978)
 [5] Ajzenberg-Selove, F., Nucl. Phys. A190 (1972) 1

4.18. ZUR ABSOLUTBESTIMMUNG VON FLÄCHENDICHTEN MITTELS ISOLIERTER RESONANZEN UND DICKER STANDARDS HOMOGENER ZUSAMMENSETZUNG

W. Rudolph, C. Bauer, P. Gippner und C. Heiser
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für dicke Targets wird die gemessene Ausbeute einer Kernreaktion beschrieben durch [1]

$$Y(E_p) = \xi \int \left\{ \int n(E_p, E, x) \cdot \sigma(E) \cdot dE \right\} N(x) \cdot dx \quad (1)$$

mit E_p = (mittlere) Energie der Inzidenzteilehen
 ξ = Effektivität der Meßanordnung
 $n(E_p, E, x)$ = Energieverteilung der Ionen in der Tiefe x
 $\sigma(E)$ = differentieller Wirkungsquerschnitt bei der Energie E
 $N(x)$ = Tiefenverteilung der interessierenden Atome

Falls die Energieunschärfe der Inzidenzteilehen nicht vernachlässigbar ist, muß $n(E_p, E, x)$ als Faltung der Anfangsverteilung mit der Wawilow-Funktion beschrieben werden (siehe Bericht 4.17). Unter Berücksichtigung der Normierungsbedingung

$$\int n(E_p, E, x) \cdot dE = n_p = \text{aufgeschossene Ionenzahl}, \quad (2)$$

($n_p = 6.24 \cdot 10^{12}$ Protonen für $Q = 1 \mu\text{C}$)

folgt aus (1) bei endlicher Tiefenverteilung für das Integral über die Ausbeute-funktion im Bereich einer isolierten Resonanz

$$\int Y(E_p) \cdot dE_p = F_r = \xi \cdot n_p \cdot N_F \cdot I_r \quad [\text{Impulse} \cdot \text{keV}] \quad (3)$$

mit

$$N_F = \int N(x) \cdot dx \quad \text{sowie} \quad I_r = \int \sigma(E) \cdot dE .$$

Das Target steht dabei senkrecht zum Strahl.

Für dicke Targets homogener Zusammensetzung ($N(x) = N_V = \text{konst.}$) folgt aus (1) die "Stufenhöhe" der isolierten Resonanz

$$H_r = Y(E_p = E_r + \Delta) - Y(E_p = E_r - \Delta) = \xi \cdot n_p \cdot \frac{N_V}{S(E_r)} \cdot I_r \quad (4)$$

[Impulse]

mit $S(E_r)$ = stopping power bei der Energie $E = E_r$.

Es werden nur kleine Tiefenbereiche betrachtet und relativ scharfe Resonanzen vorausgesetzt, so daß $S(E)$ für den interessierenden Energiebereich als konstant angenommen werden kann.

Ausgehend von (3) und (4) können die Flächendichten N_F (für begrenzte Tiefenverteilungen mit $N(x) = 0$ für $x > x_{\text{max}}$) mit den Konzentrationen N_V (für dicke Targets homogener Zusammensetzung) verknüpft werden:

$$N_F [\text{cm}^{-2}] = \frac{F_r}{H_r \cdot S(E_r)} \cdot N_V \quad [\text{cm}^{-3}], \quad (5)$$

wenn die Messung von F_r und H_r an verschiedenen Targets, aber unter Ausnutzung der gleichen Resonanz "r" und unter identischen Meßbedingungen erfolgt.

Entsprechend (3) ist im Bereich einer isolierten Resonanz das Integral über die

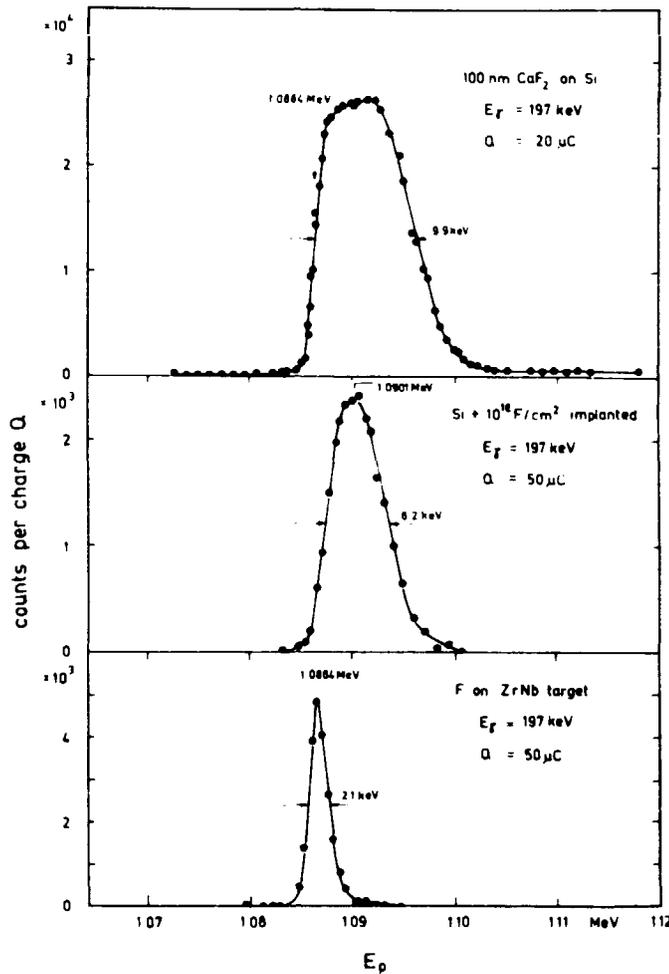


Abb. 1
 $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)$ -Ausbeutefunktionen der dünnen Fluor-Targete im Bereich der Resonanz bei $E_r = 1087.7$ keV ($E_\gamma = 197$ keV, $\Gamma = 0.15$ keV), Targetstellung 45° zum Protonenstrahl.

Ausbeutefunktion unabhängig von der Form der Tiefenverteilung. Wegen (3) und (5) können zur Absoluteichung von Flächendichten Standards mit endlicher Tiefenverteilung oder mit homogener Zusammensetzung benutzt werden. Da die Parameter der Standards homogener Zusammensetzung mit größerer Genauigkeit angebar sind, sollte sich mit diesen eine relativ genaue Bestimmung der absoluten Flächendichten N_F durchführen lassen.

Das dargestellte Verfahren wurde mittels der $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)$ -Reaktion experimentell überprüft. Im Bereich der isolierten Resonanzen bei $E_r = 1087.7$ keV ($E_\gamma = 197$ keV, $\Gamma = 0.15$ keV)

und $E_r = 933.6$ keV ($E_\gamma = 110$ keV, $\Gamma = 8$ keV) wurden die Ausbeutefunktionen der genannten γ -Übergänge für ein dickes CaF_2 -Target homogener Zusammensetzung sowie für die folgenden Targete mit endlicher Tiefenverteilung gemessen:

1. Dünnes CaF_2 -Target, aufgedampft auf Ta-Träger, interferometrisch wurde die CaF_2 -Dicke zu $d = 100$ nm ($\pm 10\%$) bestimmt.
2. Dickes Si-Substrat, implantiert mit ca. 10^{16} F-Atome/cm², Implantationsenergie 30 keV. Die Dosis wurde mittels Stromintegration bestimmt.
3. Dickes ZrNb-Substrat. Durch eine spezielle Beizbehandlung wurde eine Fluor-Oberflächenkontamination unbekannter Flächendichte realisiert.

Für diese "dünnen" F-Targete sind die im Bereich der $E_\gamma = 1087$ -keV-Resonanz gemessenen Ausbeutefunktionen in Abb. 1 dargestellt.

Die Messung am dicken CaF_2 -Target liefert unter unseren Meßbedingungen für die Höhen der Resonanzstufen die Werte

$$\begin{aligned} H_r &= 78000 \text{ Impulse} & \text{für } E_r &= 1087.7 \text{ keV}, & n_p &\hat{=} 50 \mu\text{C} \\ &= 750015 \text{ Impulse} & \text{für } E_r &= 933.6 \text{ keV}, & n_p &\hat{=} 50 \mu\text{C}. \end{aligned}$$

Mit $\rho(\text{CaF}_2) = 3.18$ g/cm³ und $S(E_r = 1087 \text{ keV}) = 5.406 \cdot 10^5$ keV/cm bzw. $S(E_r = 933 \text{ keV}) = 5.915 \cdot 10^5$ keV/cm [2] folgt

$$N_V = 4.902 \cdot 10^{22} \text{ F-Atome/cm}^3 \quad \text{sowie} \quad (n_p \hat{=} 50 \mu\text{C})$$

$$\frac{N_V}{H_r \cdot S(E_r)} = 1.163 \cdot 10^{12} \frac{1}{\text{Imp. keV cm}^2} \quad \text{für} \quad E_r = 1087.7 \text{ keV}$$

$$= 1.105 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{Imp. keV cm}^2} \quad \text{für} \quad E_r = 933.6 \text{ keV.}$$

(6)

Tabelle 1

F_r -Werte und Flächendichten der dünnen Fluor-Targets, $Q = 50 \mu\text{C}$
Resonanzenergien nach [3]

Target	E_r/keV	E_γ/keV	$F_r/\text{Imp. keV}$	N_F/cm^{-2}
100 nm CaF ₂	1087.7	197	436810	$5.08 \cdot 10^{17}$ *)
Si + 10^{16} F/cm ²	1087.7	197	10964	$1.28 \cdot 10^{16}$
	933.6	110	104935	$1.16 \cdot 10^{16}$
ZrNb + F	1087.7	197	8054	$0.927 \cdot 10^{16}$
	933.6	110	77216	$0.853 \cdot 10^{16}$

*) entsprechend 103.6 nm CaF₂

In Tab. 1 sind für die dünnen F-Targets die aus den Messungen folgenden F_r -Werte (für $Q = 50 \mu\text{C}$ und Targetstellung senkrecht zum Ionenstrahl) und die daraus berechneten Flächendichten N_F zusammengestellt. Die konstante Abweichung der N_F -Werte (ca. 9 %), die für die beiden Resonanzen am gleichen Target erhalten wird, ist wahrscheinlich auf Ungenauigkeiten bei der Peakflächenbestimmung der 110 keV- γ -Linie zurückzuführen. Für die Verhältnisse der Flächendichten der beiden Targets ZrNb + F und Si + 10^{16} F/cm² ergeben sich dagegen gut übereinstimmende Werte:

$$\frac{N_F(\text{ZrNb} + \text{F})}{N_F(\text{Si} + 10^{16} \text{ F/cm}^2)} = \frac{F_r(\text{ZrNb} + \text{F})}{R_r(\text{Si} + 10^{16} \text{ F/cm}^2)}$$

$$= 0.735 \quad \text{für} \quad E_r = 1087.7 \text{ keV}$$

$$= 0.736 \quad \text{für} \quad E_r = 933.6 \text{ keV}$$

Die Beziehung (3) wird damit ebenfalls bestätigt.

Die gute Übereinstimmung der Targetdicken für das 100-nm-CaF₂-Target zeigt die Anwendbarkeit des Verfahrens für die absolute Bestimmung der Flächendichten N_F .

L i t e r a t u r

- [1] Ameel, G. et al., Nucl. Instrum. Methode 92 (1971) 481
- [2] Ziegler, J.F.: Handbook of stopping cross sections for energetic ions in all elements, Vol. 5. Oxford 1980
- [3] Dieumegard, D. et al., Nucl. Instrum. Methode 168 (1980) 93

4.19. ECHTZEITMESSUNGEN ZUR BEWEGUNG DER PHASENFRONT BEI LASERINDUZIERTER FEST-PHASENAUSHEILUNG VON IONENIMPLANTIERTEM SILIZIUM

M. Wagner

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Durch Bestrahlung mit einem freischwingenden Nd-Glas-Laser (Impulslänge 1.5 ms) läßt sich eine Festphasenausheilung amorpher Oberflächenschichten von ionenimplantiertem Silizium realisieren. Eine zeitaufgelöste Messung des Reflexionsvermögens der bestrahlten Probe ermöglicht dabei die Beobachtung der Bewegung der Phasenfront kristallin-amorph. Aufgrund der verschiedenen Brechzahlen von amorphem und kristallinem Silizium ist das Reflexionsvermögen des Systems amorphe Oberflächenschicht - kristallines Substrat in signifikanter Weise von der Dicke der amorphen Schicht abhängig, so daß sich mit Hilfe eines Teststrahles geeigneter Wellenlänge (z.B. He-Ne-Laser) der Ausheilprozeß in situ untersuchen läßt [1]. Dabei sind infolge der zusätzlichen Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der Temperatur auch Aussagen über das thermische Verhalten der Probe während der Bestrahlung möglich.

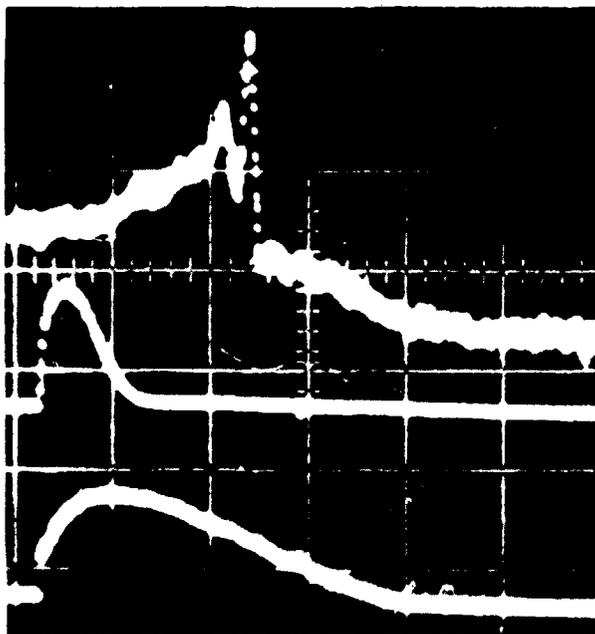


Abb. 1

Oszillogramm des Reflexionssignals (obere Kurve), des Laserimpulses (untere Kurve) und eines transmittierten Anteiles (mittlere Kurve). Horizontale Spreizung 0.5 ns/Teilestrich; Höhe des Reflexionssignals vor Beginn des Laserimpulses 10 Teilestriche; Bandbreite des Meßsystems 0 bis 50 kHz (-3 dB) für das Reflexionssignal bzw. 0 bis 16 kHz (-3 dB) für den Laserimpuls und den transmittierten Anteil.

In den durchgeführten Versuchen wurde zur Echtzeituntersuchung des Ausheilprozesses die Reflexion eines auf die Probe fokussierten Teststrahles eines He-Ne-Justierlasers, die Intensität des Laserimpulses des Nd-Glas-Lasers selbst und der die Probe durchringende Anteil dieses Impulses zeitaufgelöst gemessen (Abb. 1). Das in dieser Abbildung dargestellte Oszillogramm wurde bei der Bestrahlung einer mit 10^{15} As/cm², 100 keV implantierten <100>-Si-Probe aufgezeichnet (Bestrahlungsenergie 70 J/cm²). Im Oszillogramm des Reflexionssignals (obere Kurve) lassen sich drei Abschnitte unterscheiden:

1. Aufheizen der Probe (ansteigender Teil der Kurve)
2. Bewegung der Phasenfront kristallin-amorph bis hin zur Oberfläche (Oszillationen im Signal) und
3. Abkühlen der Probe (abfallender Teil der Kurve).

Der Abfall der Transmission der Probe (mittlere Kurve) auf Null zeigt den Beginn der vollständigen Absorption des Laserlichtes an und fällt deshalb zeitlich mit dem starken Temperaturanstieg auf der Probe (Beginn des Anstieges des Reflexionssignals) zusammen. Die Geschwindigkeit der Phasenfront wurde im obigen Falle zu $5 \cdot 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$ ermittelt. Insgesamt deuten die beobachteten Ausheilgeschwindigkeiten darauf hin, daß sie auch bei Temperaturen kurz unterhalb des Schmelzpunktes durch einen Boltzmann-Faktor bestimmt sind.

Aus den zeitaufgelösten Messungen lassen sich in Verbindung mit RBS-Untersuchungen zu folgenden Problembereichen Aussagen treffen:

- Einfluß der Phasenfrontgeschwindigkeit auf die Ausheilung sowie auf Einbau und Umverteilung von Dotanden
- Einfluß von Dotanden auf die Dynamik des Ausheilprozesses (Beschleunigungen, Verzögerungen)
- Unterscheidung zwischen Segregations- und Ausdiffusionsprozessen.

L i t e r a t u r

[1] Olson, G.L. et al., Appl. Phys. Lett. 37 (1980) 1019

4.20. BEGRENZUNG DES EFFEKTES DER ÜBERLÖSLICHKEIT WÄHREND DER FLOSSIGPHASENREKRISTALLISATION BEI LASERAUSHEILUNG

U. Jahn

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Die Bestrahlung ionenimplantierter Siliziumkristalle mit kurzen Laserimpulsen (Impulslänge im Nanosekundenbereich) führt zum Aufschmelzen einer dünnen Oberflächenschicht. Dabei treten sehr hohe Temperaturgradienten und damit große Abkühlraten auf, so daß die Geschwindigkeit f der Erstarrungsfront bis zu einigen Metern pro Sekunde betragen kann. Für derart hohe Rekristallisationsgeschwindigkeiten ist der Einbau der Fremdatome in das Kristallgitter nicht mehr unabhängig von f , so daß ihr Segregationskoeffizient K an der Flüssig-Fest-Phasenfront wesentlich vom Gleichgewichtsegregationskoeffizienten K_0 abweicht und mit wachsendem f den Wert 1 anstrebt. Diese Abhängigkeit des Dotandeneinbaus von f bietet die prinzipielle Möglichkeit, Fremdatome mit Konzentrationen, die die Löslichkeitsgrenze weit überschreiten, in den Kristall einzubauen. In [1,2,3,4] sind die Maximalkonzentrationen c_{max} , die durch Rubinlaserbestrahlung ($\tau = 15$ bis 30 ns) für einige Dotanden in Silizium erreicht werden konnten, angegeben. Im Rahmen der eigenen Untersuchungen konnten drei Effekte unterschieden werden, die für die Begrenzung von c_{max} verantwortlich sind:

Erstens bilden sich irreguläre Ausscheidungen während des Erstarrungsprozesses im Falle Antimon in Silizium. In Abb. 1 kommt dies durch die hohe RBS-Ausbeute der innerhalb einer dünnen Oberflächenschicht (0 bis 20 nm) rückgestreuten Heliumionen im Aligned-Spektrum zum Ausdruck. TEM-Aufnahmen an ähnlich präparierten Proben von White u.a. [5] zeigen, daß es sich hier um Antimonausscheidungen handelt.

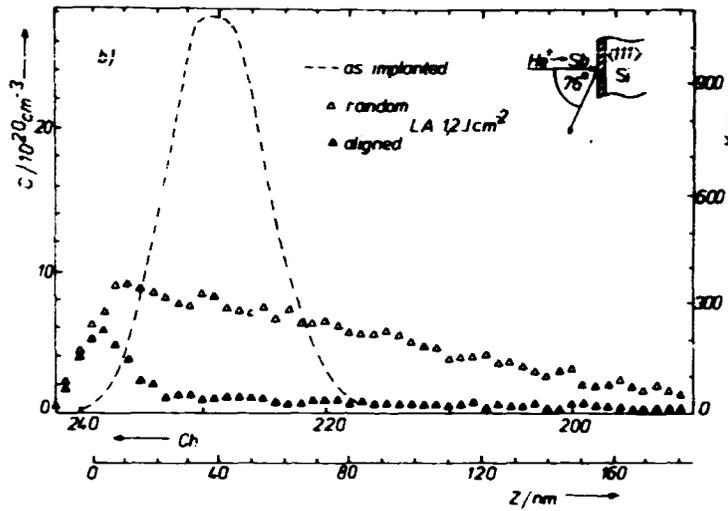


Abb. 1

Konzentration der Antisiotome in Abhängigkeit von der Tiefe vor und nach der Rubinlaserbestrahlung. Die Implantationsenergie E betrug 65 keV, die Dosis $D = 1.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

Zweitens können Ausscheidungen in Form einer Zellularstruktur wachsen. Diese Erscheinung ist die Folge des Auftretens einer konstitutionellen Unterkühlung an der Flüssig-Fest-Phasenfront und wird damit nur signifikant für solche Fremdatome, deren Segregationskoeffizient wesentlich kleiner als 1 ist. Wir konnten die Bildung einer Zellularstruktur in golddotierten Siliziumkristallen nachweisen.

Drittens beobachteten wir die amorphe Erstarrung der dotierten Schicht bei Überschreiten des Konzentrationswertes $4.5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ in arsenimplantierten, $\langle 111 \rangle$ -vororientierten Siliziumkristallen. In Abb. 2 sind dazu die Spektren der an den Siliziumatomen (Abb. 2a) und der an den Arsenatomen (Abb. 2b) rückgestreuten Heliumionen gezeigt. Es ist zu erkennen, daß eine einkristalline Erstarrung erst erfolgt, wenn infolge der Laserbestrahlung die Arsenkonzentration kleiner als $4.5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ist und daß eine amorphe Erstarrung in der Tiefe einsetzt, in der die Arsenkonzentration den Wert $4.5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ erreicht.

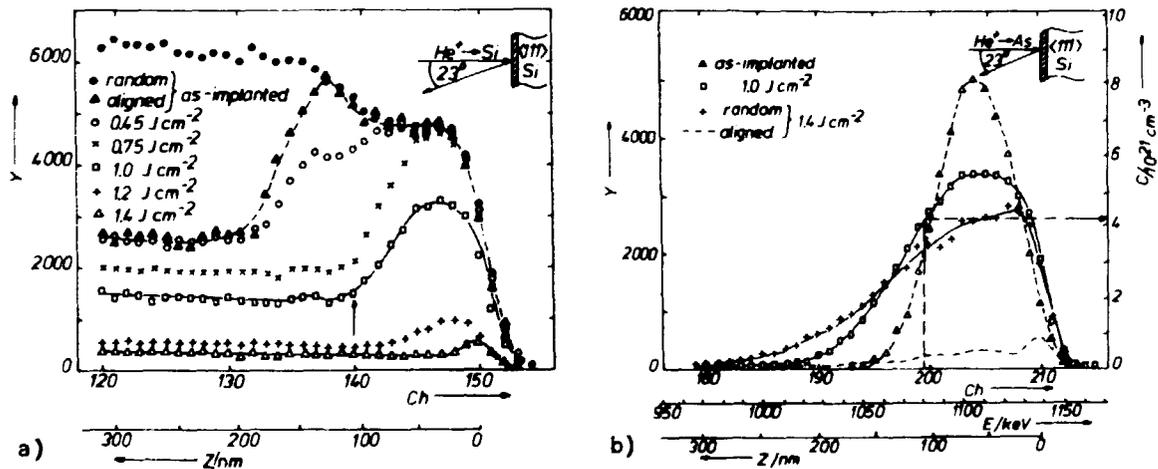


Abb. 2

Anzahl der an implantierten Siliziumkristallen rückgestreuten Heliumionen in Abhängigkeit von der Tiefe z . Dotierungselement ist Arsen mit folgenden Implantationsparametern: $E = 100 \text{ keV}$, $D = 7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Rückstreuung a) an Siliziumatomen und b) an Arsenatomen.

L i t e r a t u r

- [1] White, C.W. et al., J. Appl. Phys. 51 (1980) 738
- [2] Stock, R. et al., Appl. Phys. 23 (1980) 15
- [3] Matsunaka, N. et al., J. Appl. Phys. 51 (1980) 3373
- [4] Jahn, U., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 120
- [5] White, C.W. et al., J. Appl. Phys. 50 (1979) 3261

4.21. PHOTOLUMINESZENZUNTERSUCHUNGEN AN IONENIMPLANTIERTEM UND LASERAUSGEHEILTEM SILIZIUM

W. Ziegler und R. Nebelung

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Die Methode der Photolumineszenz ist ein empfindliches Meßverfahren zum Nachweis von Punktdefekten in Silizium [1]. Abb. 1 zeigt ein typisches Photolumineszenzspektrum einer ionenimplantierten und laserausgeheilten Siliziumprobe.

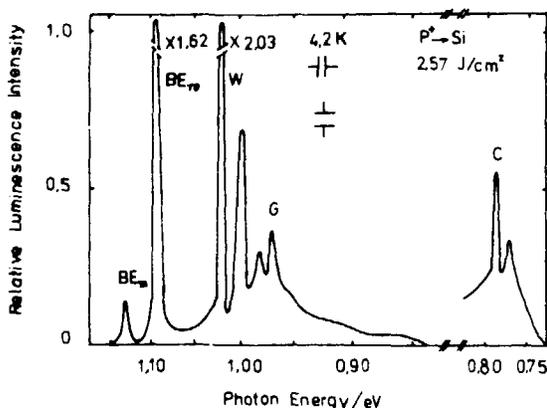


Abb. 1

Photolumineszenzspektrum einer ionenimplantierten und impuls-laserausgeheilten Siliziumprobe; P⁺-Zweifachimplantation ($E_i = 60 \text{ keV}, 150 \text{ keV}; D = 1 \cdot 10^{15}, 1.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$); Nd-Glas-Laserausheilung ($2.57 \text{ J/cm}^2, \tau = 40 \text{ ns}$)

Neben den Linien gebundener Excitonen BE_{TO} (1.093 eV) und BE_{TA} (1.132 eV), die auch an unimplantiertem Material beobachtet werden, treten im Spektrum folgende durch Defekte verursachte Linien auf:

- W-Linie (1.019 eV), 5-Vakanzkomplex
- G-Linie (0.970 eV), Kohlenstoff-Splitt-Interstitial
- C-Linie (0.790 eV), kohlenstoffmodifizierter Defekt
- Phononenwiederholungen der genannten Linien.

Für die Messung wurde die Probe mit flüssigem Helium gekühlt (4.2 K). Zur Anregung diente ein CW-Argon-Ionen-Laser (1 W cm^{-2}). Als Empfänger wurde ein gekühlter Ge-Photowiderstand ver-

wendet. Die Signalverarbeitung erfolgte mit Lock-in-Technik. Ein Vorteil der Lumineszenzmethode ist es, daß laterale Defektverteilungen relativ einfach ermittelt werden können [2,3]. Dazu wird der Anregungslaserstrahl in geeigneter Weise auf die Probe fokussiert und die Probe bewegt. Abb. 2 zeigt ein Beispiel für die laterale Defektverteilung nach einer Impuls-laserausheilung. Die gaußförmige Intensitätsverteilung des Ausheilungslaserstrahls spiegelt sich in der Lumineszenzausbeuteverteilung der BE_{TO} -Linie wider. Die BE_{TO} -Linie dient in diesem Zusammenhang als Sonde für die erreichte Ausheilung. Die Defekte, die die Linien G und C verursachen, sind bereits vor der Laserausheilung unterhalb der amorphen Schicht vorhanden. Durch Verringerung der Absorption infolge der Rekristallisation der amorphen Schicht werden diese Gebiete, in denen Defekte lokalisiert sind, zur Lumineszenz angeregt. Daraus resultiert die Gaußverteilung dieser Linien. Die die W-Linie verursachenden Defekte entstehen während der Laseraus-

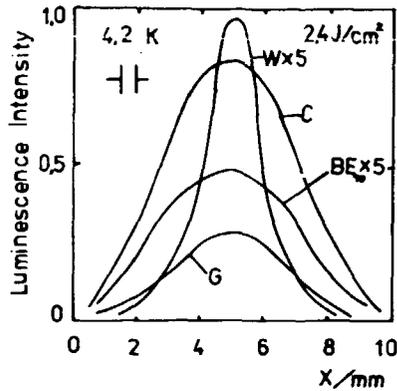


Abb. 2

Laterale Lumineszenzausbeuteverteilung einer ionenimplantierten und impuls-laserangeheilten Siliziumprobe; P⁺-Zweifachimplantation (E = 60 keV, 150 keV; D = 1·10¹⁵, 1.3·10¹⁵ cm⁻²); Nd-Glas-Laserangeheilung (2.4 J/cm², τ = 40 ns)

heilung in einem Bereich hoher Temperatur, deshalb treten diese Defekte nur im Zentrum des ausgeheilten Gebietes auf.

Das dargestellte Beispiel zeigt, daß sich die Methode der Photolumineszenz gut für Homogenitätsuntersuchungen eignet. In Verbindung mit

Schichtabtragungsverfahren (Schrägeschliff, anodische Oxydation) lassen sich darüberhinaus räumliche Defektverteilungen bestimmen.

L i t e r a t u r

- [1] Tkachev, V.D. and A.V. Mudry, Inat. Phys. Conf. Ser. 311 (1977) 231
- [2] Nakashima, H. et al., J. Appl. Phys. 50 (1979) 5966
- [3] Ziegler, W. et al., 26. Int. Wiss. Koll., TH Ilmenau 1981, H. 5, 45

4.22. PALLADIUM-SILIZIUM-REAKTION DURCH LASERBESTRAHLUNG IM MILLISEKUNDEN-REGIME

H.-D. Geiler, F. Thrum und G. Götz

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Unter UHV-Bedingungen wurden 70 nm Pd auf (111)-Si gedampft und anschließend mit einem 1.2 ns langen Impuls eines frei schwingenden Nd-Glas-Lasers (λ = 1.06 μm) bestrahlt. Die Analyse der Schichten vor und nach der Bestrahlung wurde mittels der RBS-Technik (1.4 MeV ⁴He⁺, γ = 120°) durchgeführt.

In Abb. 1 sind die Ergebnisse einer Rechnung für den Temperatur-Zeit- und Schichtdicken-Zeit-Verlauf dargestellt. Folgende Voraussetzungen bzw. Vereinfachungen wurden verwendet:

- thermisch isolierte Halterung der Probe; Abkühlung durch Wärmestrahlung
- Absorptionslänge wesentlich kleiner als die Scheibendicke d = 250 μm
- Thermodiffusionszeit t_d = d²/κ gleich der Impulslänge t_p
- zeitlicher Verlauf der Laserleistung ist rechteckförmig
- konstante Koeffizienten in der Wärmeleitungsgleichung.

Die Schichtdicke wurde für diffusionsgesteuerte Reaktionen entsprechend

$$d_{Pd_2Si}^{(+)} = \sqrt{A \int_0^t \exp\left(-\frac{E_0}{kT(t')}\right) dt'}$$

mit E₀ = 1.5 eV [1] und A = 2.5 · 10⁻⁴ m²s⁻¹ (eigene Messung) berechnet. Es wird unterschieden zwischen Vorder- und Rückseitenbestrahlung, je nachdem, ob die Bestrahlung auf die Metallseite oder die Si-Seite der Probe erfolgte.

Es lassen sich drei Zeitbereiche unterscheiden:

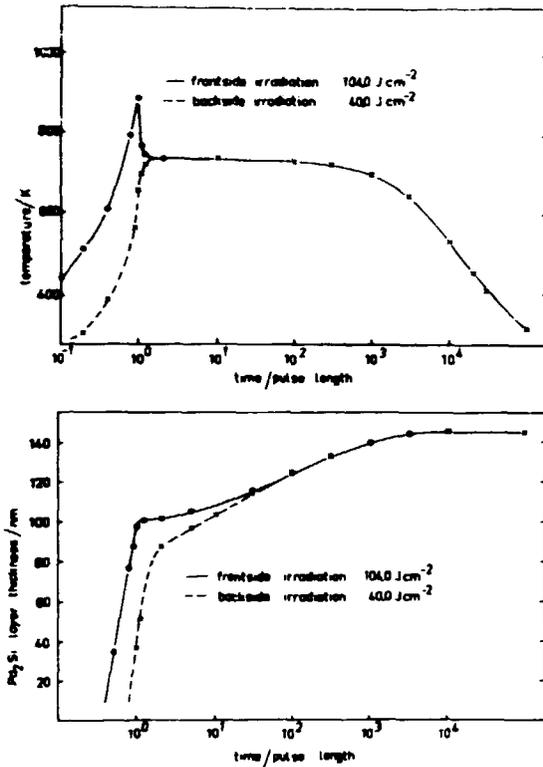


Abb. 1

Temperaturverlauf in der Oberflächenschicht und die daraus resultierende Dicke der Silizidschicht für Vorder- und Rückseitenbestrahlung mit einem 1.2-ns-Laserimpuls

- Aufheizphase $t < t_p$
- Relaxationsphase $t_p < t < t_p + t_d$
- Abkühlphase $t_p + t_d < t < 10^3 t_d$.

Die für die Rechnung gewählten Intensitäten entsprechen dem unterschiedlichen Reflexionsvermögen von Pd ($R_{Pd} = 0.75$) und Si ($R_{Si} = 0.35$) und ergeben gleiche deponierte Energien.

Die experimentellen Ergebnisse sind in Abb. 2 und 3 dargestellt. Die Silizide zeigen eine nahezu konstante Zusammensetzung über der Tiefe und entsprechen in der Stöchiometrie thermisch gebildeten Siliziden. Daß bei Vorderseitenbestrahlung die Phase

Pd_2Si nicht gefunden wurde, könnte eine Folge des Temperaturpeaks (vgl. Abb. 1a) sein, der nahe an die eutektische Temperatur (999 K [2]) heranreicht, so daß andere Keimbildungsverhältnisse entstehen. Kanalisierungsmessungen weisen epitaktisches Wachstum der Silizidschichten auf (111)-Si nach. Das Verhältnis von random-Ausbeute zu aligned-Ausbeute für Pd betrug bei Pd_2Si 33 %, bei $PdSi$ 72 %.

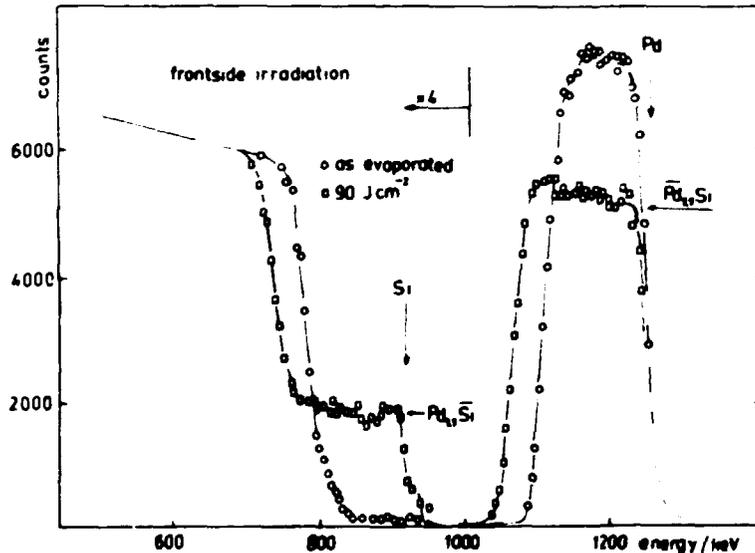


Abb. 2

RBS-Spektrum eines 70 nm dicken Pd-Films auf (111)-Si nach der Bedampfung bzw. nach der Vorderseitenbestrahlung mit $90 J/cm^2$

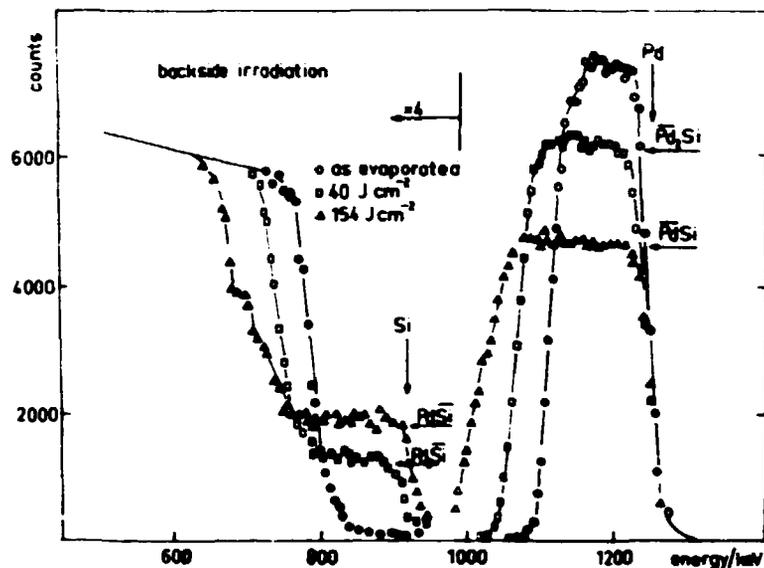


Abb. 3

RBS-Spektrum eines 70 nm dicken Pd-Films auf (111)-Si nach der Bedampfung bzw. nach der Rückseitenbestrahlung mit 40 J/cm^2 und 154 J/cm^2

L i t e r a t u r

- [1] Poate, J.M. et al.: Thin Films, Interdiffusion and Reactions. New York 1978
- [2] Hansen, M.: Constitution of Binary Alloys. New York 1958

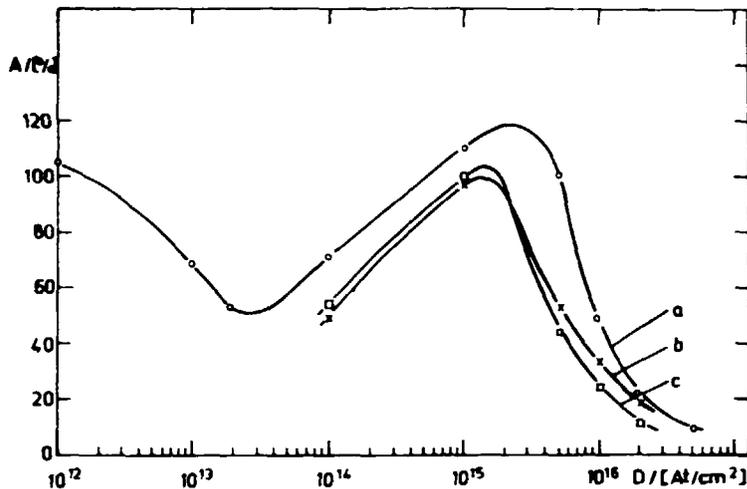
4.23. EINFLUSS VON DOSIS UND ABSORBIERTER ENERGIE AUF DIE LICHTIMPULSAUSHEILUNG VON B-, P- UND AS-IMPLANTIERTEM SILIZIUM

D. Panknin, H. Syhre und E. Wieser

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Gegenwärtig wird die Ausheilung implantierter Schichten mit kurzen, intensiven Energieimpulsen (Laser, Blitzlampe, Elektronenstrahl u.ä.) eingehend untersucht. Von uns wurden systematische Untersuchungen zur Beeinflussung der elektrischen Parameter, der Dotandenprofile und der Bildung von Sekundärdefekten für B-, P- und As-implantiertes $\langle 100 \rangle$ -Si (Implantation bei Raumtemperatur im Dosisbereich von $5 \cdot 10^{12}$ bis $5 \cdot 10^{16} \text{ At./cm}^2$ mit einer Ionenenergie von 50 keV für B^+ und P^+ und von 100 keV für As^+) durch inkohärente Lichtimpulse im Wärmestrahlungsregime (Impulsdauer 10 ns, Energiebereich 65 bis 120 J/cm^2) durchgeführt. Der Schichtwiderstand und die Hall-Konstante wurden zur Bestimmung der effektiven Ladungsträgerkonzentration und -beweglichkeit nach der Van-der-Pauw-Methode gemessen. Die Abhängigkeit der elektrischen Aktivierung von Dosis und Impulsenergie zeigt ein für alle drei Dotanden ähnliches, charakteristisches Verhalten: Bei niedrigen Dosen ($\leq 10^{13} \text{ At./cm}^2$) und bei vollständiger Amorphisierung wird eine gute Aktivierung im gesamten betrachteten Energiebereich gefunden. Allerdings erschweren bei Dosen oberhalb 10^{16} At./cm^2 Löslichkeitseffekte die Aktivierung auch bei gut amorphisierten Proben (P, As) zunehmend. Bei unvollständiger Amorphisierung findet man bezüglich der Energieabhängigkeit eine dosisab-

hängige Schwellenergie, bei deren Überschreiten die Aktivierung steil ansteigt. Abb. 1 zeigt die Dosisabhängigkeit der maximal erreichten Aktivierung für As. Die Kurven für B und P zeigen einen sehr ähnlichen Verlauf, dabei liegt die P-Kurve etwas tiefer und die für B beträchtlich höher (120 bis 130 % Aktivierung außerhalb des Minimums). Die erreichte Aktivierung ist für alle drei Dotanden gleich oder besser als die bei konventioneller Ausheilung ([1], bis zu 1000 °C/30 min für As siehe Abb. 1). Dagegen liegen die Beweglichkeiten in allen Fällen etwas niedriger als bei thermischer Ausheilung. Die Schichtwiderstände sind für beide Ausheilverfahren annähernd gleich.



Durch SIMS-Messungen wurde nachgewiesen, daß sich die Implantationsprofile bei Impulsenergien $\leq 105 \text{ J/cm}^2$ nicht verbreitern. Für hohe Bordosen ($\geq 10^{16} \text{ B/cm}^2$) werden die von der thermischen Ausheilung her bekannten charakteristischen Profilveränderungen oberhalb der Löslichkeitsgrenze [2] auch bei der Impulsausheilung beobachtet.

Abb. 1

Dosisabhängigkeit der maximalen elektrischen Aktivierung für As-implantiertes $\langle 100 \rangle$ -Si

a - Lichtimpulsausheilung, b - 600 °C/30 min,
c - 900 °C/30 min

L i t e r a t u r

- [1] Young, R.T. et al., Radiat. Eff. 47 (1980) 41
- [2] Ryssel, H. et al., Appl. Phys. 22 (1980) 35

4.24. BLITZLAMPENAUSSHEILUNG IMPLANTIERTEN POLYSILIZIUMS

R. Klabe, J. Matthäi, A. Schmidt und M. Voelkow
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Mittels gepulster und kontinuierlicher Laserstrahlung können implantierte Dotanden in Poly-Si bei gleichzeitiger Veränderung der Kornstruktur aktiviert werden [1,2]. Blitzlampenbestrahlung implantierter einkristalliner Si-Schichten führt ebenfalls zu einer Aktivierung der eingeschossenen Dotanden und zu gleichen oder niedrigeren Werten des Schichtwiderstandes im Vergleich zur konventionellen Ofenausheilung [3]. Von uns wurde der Einfluß von Blitzlampenbestrahlung auf implantiertes Poly-Si untersucht.

Die Proben waren $\langle 111 \rangle$ -Si-Scheiben von 51 mm Durchmesser und 300 µm Dicke, auf die nach thermischer Oxydation (100 nm SiO₂) 500 nm Poly-Si im CVD-Verfahren abgeschieden wurden. Die Poly-Si-Schicht wurde entweder mit Phosphor- oder mit

Arsenionen (100 keV , $5 \cdot 10^{15} \text{ At./cm}^2$) implantiert und mittels Blitzlampenlichtimpulsen von 10 ns Dauer bei Energiedichten zwischen 50 und 130 J/cm^2 ausgeheilt.

Die Ergebnisse von Rutherford-Rückstreuemessungen an den As-implantierten Schichten sind in der Abb. 1 dargestellt. Bei Energiedichten $\geq 80 \text{ J/cm}^2$ tritt ein deutlicher Ausläufer des As-Profiles im Rückstreupektrum auf. Mit steigender Energiedichte steigt die Konzentration im Ausläufer stark an, während sie im Ausgangsprofil entsprechend abnimmt, um bei Energiedichten $\approx 110 \text{ J/cm}^2$ eine nahezu kastenförmige Verteilung des As in der gesamten Poly-Si-Schicht zu bewirken.

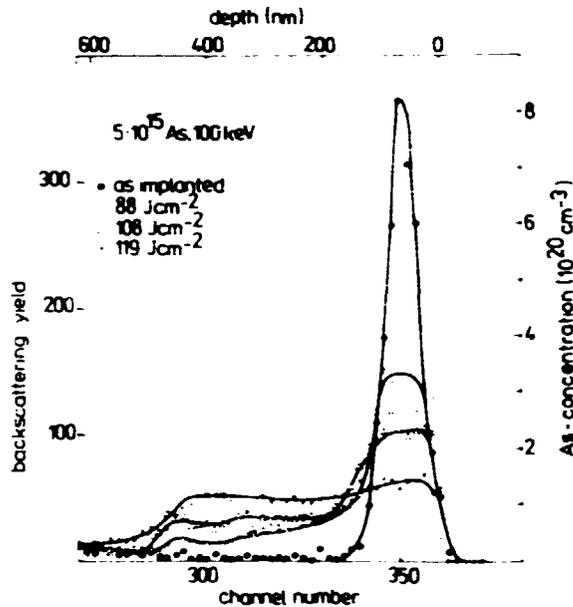


Abb. 1
Rutherford-Rückstreuemessungen nach Blitzlampenausheilung von As-implantiertes Poly-Silizium ($5 \cdot 10^{15} \text{ At./cm}^2$, 100 keV)

Dieses Verhalten unterscheidet sich wesentlich vom Verhalten der Dotenden bei der Blitzlampenausheilung von As-implantiertes einkristallines Silizium [4], wo bis zu hohen Energiedichten keine Veränderung im Profilverlauf feststellbar ist.

Messungen des Schichtwiderstandes zeigen mit steigender Blitzenergiedichte ein starkes Absinken des Widerstandes bis zu einem lokalen Minimum, einem anschließenden "reverse annealing" und ein weiteres Absinken bei höheren Energiedichten bis unter Werte, wie sie nach thermischer Ausheilung für gleiche Implantationsdosen erreicht werden (Abb. 2).

Der Unterschied im Profilverlauf nach Implantation in polykristallines Silizium und Blitzlampenbestrahlung gegenüber dem einkristallinen Material ist auf den entscheidenden Einfluß der Korngrenzen zurückzuführen. Über korngrenzenbeschleunigte Diffusion gelangen die Dotenden während des Ausheilprozesses in die Tiefe

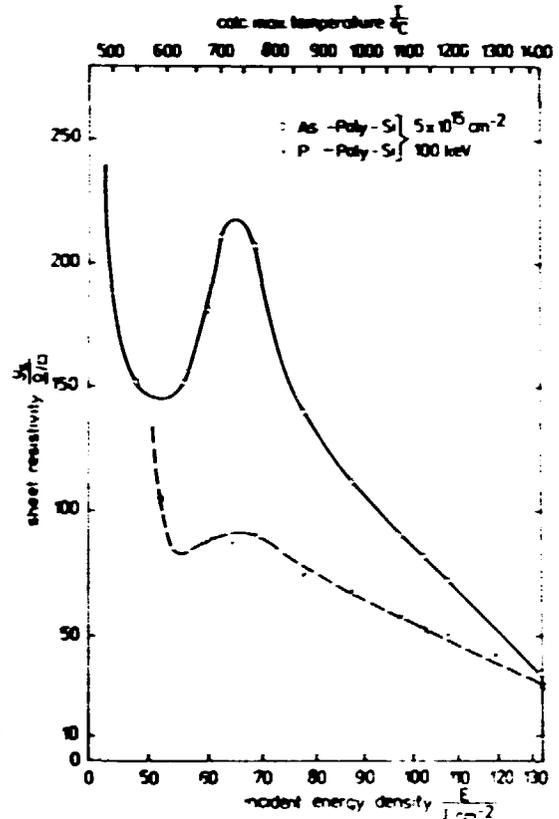


Abb. 2
Abhängigkeit des Schichtwiderstandes von P- und As-implantiertes Poly-Si von der eingestrahlt Energiedichte

der Poly-Si-Schicht und von der Korngrenze in das Kornvolumen, das aufgrund der erhöhten Temperatur eine höhere Löslichkeit für die As-Atome aufweist. Detailliertere Aussagen, auch zu den Schichtwiderstandsverläufen, sind jedoch erst nach weiteren Messungen möglich.

L i t e r a t u r

- [1] Wu, C.P. and C.W. Magee, Appl. Phys. Lett. 34 (1979) 734
- [2] Graf, A. et al., Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 775
- [3] Kläber, R. et al., Phys. Status Solidi A66 (1981) 261
- [4] Kläber, R. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1980) 123

4.25. SILIZIUM-GRAPHOEPITAXIE MITTELS LICHTIMPULSEN

R. Kläber, J. Matthäi, A. Schmidt und M. Voelskow
Zentralinstitut für Kernforschung, Roesendorf, Bereich KF
J. Erben, W. Scharff und Ch. Weißmantel
Technische Hochschule Karl-Marx-Stadt, Sektion Physik

In der Literatur [1-3] werden Experimente zur Graphoepitaxie von dünnen Silizium-Filmen auf amorphem SiO_2 -Substrat beschrieben. Das Oberflächenrelief der SiO_2 -Substrate bestand aus einer periodisch angeordneten Grabenstruktur mit Steg- und Grabenbreiten von etwa $4\ \mu\text{m}$. Nach einer Wärmebehandlung mit einem geschnittenen Dauerstrich-Laser oder einem speziellen Graphitofen kristallisierte der auf dem SiO_2 abgeschiedene Si-Film in einer $\langle 100 \rangle$ -Textur.

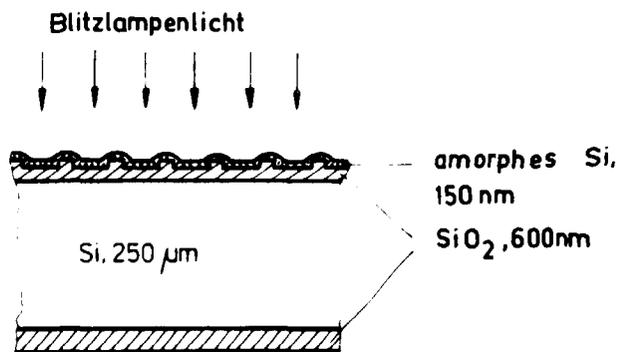


Abb. 1

Schematische Darstellung der zur Graphoepitaxie verwendeten Struktur

In dieser Arbeit werden Ergebnisse zur Graphoepitaxie vorgestellt, die mittels Lichtimpulsen einer Impulsdauer von 10 ns erzielt wurden. In thermisch auf Silizium ($250\ \mu\text{m}$ dick) aufgewachsenes Oxid ($600\ \text{nm}$ dick) wurden Gräben mit einer Tiefe von $300\ \text{nm}$ plasmachemisch geätzt. Die Stegbreite der Gräben betrug $3\ \mu\text{m}$ und die Grabenbreite variierte zwischen $3\ \mu\text{m}$ und $20\ \mu\text{m}$.

Im Gegensatz zu den Experimenten in der Literatur [1-3], bei denen

zur Erreichung optimaler Ergebnisse die Krümmungsradien aufeinanderstoßender Kanten der Grabenstruktur kleiner als $5\ \text{nm}$ sein müssen, sind die Krümmungsradien etwa $22\ \text{nm}$.

Auf die Oxidschicht wurde anschließend durch einen CVD-Prozess amorphes Silizium einer Dicke von $150\ \text{nm}$ aufgetragen (Abb. 1). Die thermische Bearbeitung der Proben erfolgte mit Energiedichten des Lichtimpulses zwischen 85 und $110\ \text{J}/\text{cm}^{-2}$. Zur Charakterisierung der Strukturen wurden TEM-Messungen durchgeführt.

Bei Energiedichten unterhalb $100\ \text{J}/\text{cm}^{-2}$ werden in den Gräben und auf den Stegen polykristalline Strukturen gebildet, bei Energiedichten oberhalb $100\ \text{J}/\text{cm}^{-2}$ entsteht bis zu den untersuchten Breiten von $20\ \mu\text{m}$ vollkommen einkristallines Silizium.

zium in den Gräben mit einer $\langle 100 \rangle$ -Orientierung senkrecht zur Oberfläche.

L i t e r a t u r

- [1] Geis, M.W. et al., Appl. Phys. Lett. 35 (1979) 71
- [2] Geis, M.W. et al., J. Vac. Sci. Technol. 16 (1979) 1640
- [3] Geis, M.W. et al., Appl. Phys. Lett. 37 (1980) 454

4.26. STRUKTURELLE VERÄNDERUNGEN AN SiO_2 -SCHICHTEN NACH BLITZLAMPENEINWIRKUNG

G. Boden, J. Matthäi und M. Voelckow

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Strukturelle Inhomogenitäten in dünnen SiO_2 -Schichten wie z.B. geordnete Bereiche oder eine allgemeine Erhöhung des Ordnungszustandes gegenüber der nahezu ideal-amorphen ungestörten SiO_2 -Schicht lassen sich durch Messung der Lumineszenzemission bei Raumtemperatur nach einer Anregung mit ionisierenden Strahlen nachweisen [1,2]. Diese Lumineszenzmethode läßt sich auf die Untersuchung von Halbleiterbauelementen anwenden, an denen nach der Implantation eine Ausheilung der Strahlenschäden mit Blitzlampen erfolgte. Bei dieser Ausheilungsmethode können entsprechend den Blitzparametern die Bauelemente kurzzeitig relativ hohen Temperaturen ausgesetzt werden, so daß in der SiO_2 -Schicht strukturelle Umwandlungen des amorphen SiO_2 in "vorgeordnetes" und z.T. kristallines SiO_2 (Cristobalit) auftreten, die ihrerseits eine Veränderung ihrer dielektrischen Eigenschaften hervorrufen.

An einigen blitzlampenbehandelten SiO_2 -Schichten wurden nach Bestrahlung mit Röntgenstrahlen einer Dosis von 1000 Gy deutliche Lumineszenzerscheinungen, z.T. lokal unterschiedlicher Intensität, gemessen, die auf Strukturumwandlungen des SiO_2 zurückzuführen sind. Erfolgt die Blitzlampenbehandlung der Si/ SiO_2 -Scheiben unter Bedingungen, die zu einem Aufschmelzen des Siliziumsubstrats, also zu einem kurzfristigen Aufheizen auf Temperaturen $> 1440^\circ\text{C}$ führen (Energie ca. 90 J/cm^2), so wird in allgemeinen eine deutliche Lumineszenz der gesamten SiO_2 -Schicht, überlagert von einigen stärker lumineszierenden Lokalisationen, festgestellt. Diese Bedingungen führen also zu einer strukturellen Veränderung der SiO_2 -Schicht. Bei Blitzenergien unterhalb 70 J/cm^2 werden solche Strukturveränderungen nicht mehr beobachtet (Tab. 1).

Tabelle 1

Ergebnisse der Lumineszenzmessungen an blitzlampenbehandelten SiO_2 -Schichten

Probe	Implantation	Oxiddicke [nm]	auftreffende Energie [J/cm ²]	Lumineszenz	
				über Foto- platte	integrale Inten- sität [Imp./min]
1	$10^{15} \text{As}^{++} \text{cm}^{-2}$ 100 keV	50	88	+	70
2	$10^{15} \text{B}^+ \text{cm}^{-2}$ 30 keV	100	97	+	190
3	$10^{15} \text{B}^+ \text{cm}^{-2}$ 60 keV	100	93	+	80

Fortsetzung Tabelle 1

Probe	Implantation	Oxiddicke [nm]	auftreffende Energie [J/cm ²]	Lumineszenz	
				Über Foto- platte	integrale Inten- sität [Imp./min]
4	10 ¹⁵ B ⁺ cm ⁻² 55 keV	100	68	-	0
5	10 ¹⁵ B ⁺ cm ⁻² 55 keV	100	56	-	0

L i t e r a t u r

- [1] Boden, G. und E. Hensel, Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 125
 [2] Boden, G. und E. Hensel, Exp. Tech. Phys. 28 (1980) 515

4.27. UNTERSUCHUNGEN ZUR BEEINFLUSSUNG DES ABSORPTIONSVERHALTENS VON GaAs
 DURCH STICKSTOFFIMPLANTATION

E. Wilk und W. Wesch

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Mit Hilfe von Rutherford-Rückstreuemessungen (RBS) und optischen Transmissionsmessungen wurde der Zusammenhang zwischen den bei Stickstoffimplantation (Iondosis $10^{13} \text{ cm}^{-2} \leq N_1 \leq 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, Implantationstemperaturen $T_1 = 80 \text{ K}, 300 \text{ K}$) in GaAs entstehenden Strahlenschäden und dem Absorptionskoeffizienten K im Bereich nahe der Bandkante ($0.6 \text{ eV} \leq \hbar\omega \leq 1.3 \text{ eV}$) untersucht.

Die bei Raumtemperaturimplantation entstehenden Defekte, die in der RBS-Analyse lediglich eine Erhöhung der Dekanalierung der He⁺-Ionen zur Folge haben [1,2], führen zu einer Ansteigen des Absorptionskoeffizienten mit der Ionendosis, wobei K exponentiell von der Photonenenergie abhängt. Mit der Herausbildung von stärker zerstörten und amorphen Bereichen durch Überlappung der bei der 80-K-Implantation primär entstehenden Defektcluster, die die Herausbildung von Strahlenschädenpeaks in den RBS-Spektren zur Folge hat, wird der Anstieg der $K(\hbar\omega)$ -Abhängigkeiten steiler (Abb. 1). Diese offenbar durch eine Umbildung der Defektstruktur hervorgerufene Veränderung der Photonenenergieabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten ist verbunden mit einer Brechzahlhöhung von $(10 \pm 2)\%$. In allen Fällen können die Photonenenergieabhängigkeiten des Absorptionskoeffizienten durch eine exponentielle Funktion der Form

$$K(\hbar\omega, N_1) = K_1(\hbar\omega, N_1) + K_2(\hbar\omega, N_1) = A_1(N_1) \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{E_1}\right) + A_2(N_1) \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{E_2}\right)$$

dargestellt werden (durchgezogene Linien in Abb. 1), wobei die Beiträge K_1 mit $E_1 = 0.506 \text{ eV}$ und K_2 mit $E_2 = 0.164 \text{ eV}$ den beiden Grenzfällen "schwach geschädigte" bzw. "amorphe" Schicht entsprechen.

Im Falle der Implantation bei $T_1 = 80 \text{ K}$ läßt sich die Dosisabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten nahe der Bandkante (Abb. 2) für $\lambda = 1, \mu\text{m}$ durch eine Überlagerung der beiden Beiträge K_1 und K_2 darstellen:

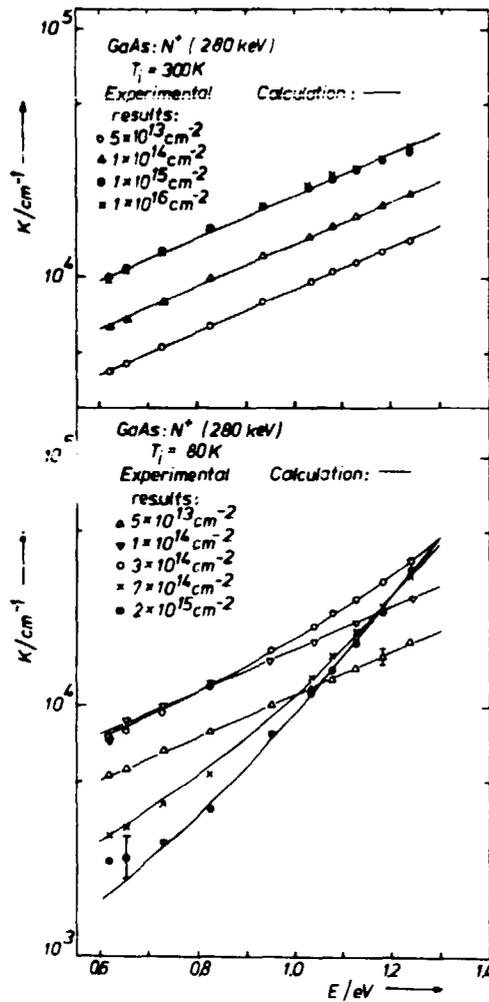


Abb. 1
Absorptionskoeffizient K in Abhängigkeit von der Photonenenergie

L i t e r a t u r

- [1] Wesch, W. und E. Wilk, Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 116
- [2] Wesch, W. et al., Phys. Status Solidi A, zur Veröff. eingereicht

4.28. ERZEUGUNG VON STRAHLENSCHADEN IN QUARZ DURCH IONENIMPLANTATION

H. Fiecher und H. Karge
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Zur Untersuchung des Einflusses der Energiedeposition über nukleare sowie über elektronische Prozesse auf die Bildung von Defekten in kristallinem SiO₂ wurden synthetische α-Quarz-Kristalle, senkrecht zur optischen Achse geschnitten und poliert, mit verschiedenen Ionen (He⁺, B⁺, Ar⁺) bei Raumtemperatur implantiert. Die Bestimmung der Tiefenverteilung der relativen Konzentration von Strahlenschäden N⁺(d)/N₀ erfolgte durch Anwendung der Weitwinkel-Rutherford-Streuung (RBS).

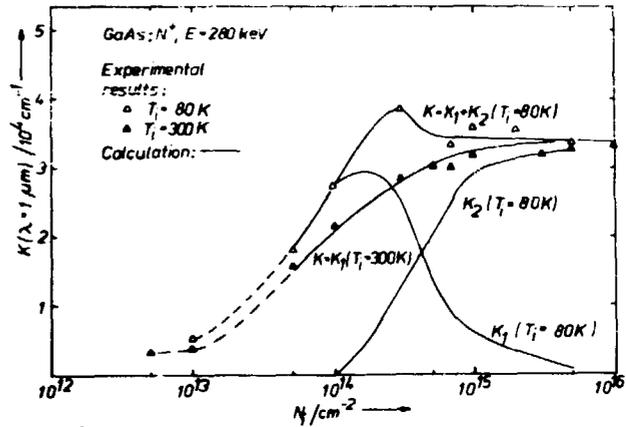


Abb. 2
Dosisabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten K bei der Wellenlänge λ = 1 μm

Die zunächst entstehende punktdéfektähnliche Struktur führt zu einem Anwachsen von K₁, mit der Herausbildung amorpher Bereiche wächst der Beitrag K₂, während der Beitrag K₁ infolge Rückganges des Punktdéfektanteils absinkt. Bei Raumtemperaturimplantation wird die Bildung amorpher Bereiche durch dynamische Ausheilung während der Implantation verhindert, die Dosisabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten wird allein durch den Beitrag K₁ beschrieben.

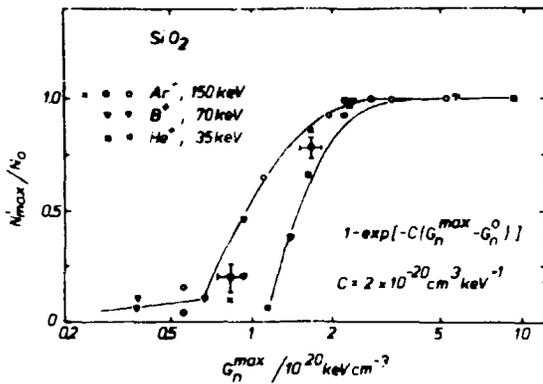


Abb. 1
Abhängigkeit der relativen Defektkonzentration N_{\max}^i/N_0 im Maximum der Strahlenschädenverteilung von der Dichte G_n^{\max} der über nukleare Prozesse deponierten Energie für verschiedene Ionenarten

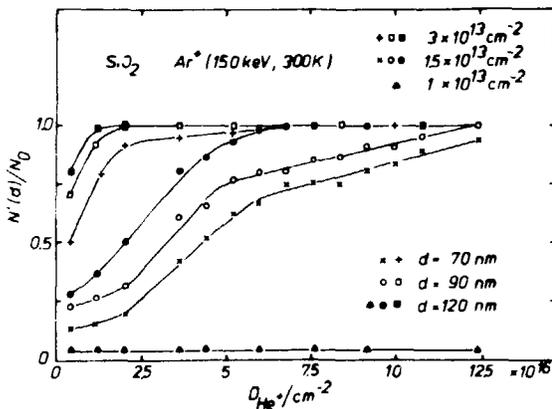


Abb. 2
Defektkonzentration $N'(d)/N_0$ in Abhängigkeit von der Ionendosis der 1.4-MeV- He^+ -Ionen für Ar^+ -vorgeschiedigte SiO_2 -Kristalle

Abb. 1 zeigt die Abhängigkeit der relativen Defektkonzentration im Maximum der Strahlenschädenverteilung von der Dichte G_n^{\max} der jeweils über nukleare Prozesse in dieser Tiefe deponierten Energie. Für $G_n^{\max} \leq 1 \cdot 10^{20} \text{ keV/cm}^3$ ist die Defektausbeute relativ gering. Unabhängig von der Ionenart erfolgt danach ein steiler Anstieg der Strahlenschädenkonzentration bis zur "Amorphisierung" bei etwa $G_n^{\max} = 2.5 \cdot 10^{20} \text{ keV/cm}^3$. Dieser Anstieg läßt sich durch eine Exponentialfunktion (Abb. 1) beschreiben. Die Konstante $C = 2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3 \text{ keV}^{-1}$ entspricht dabei einem Querschnitt des von einem Ion in vorgeeschädigtem Quarz amorphisierten Bereiches von $11 \text{ nm}^2 (Ar^+)$, $1.8 \text{ nm}^2 (B^+)$ bzw. $0.6 \text{ nm}^2 (He^+)$.

Der Einfluß elektronischer Energie-deponierungsprozesse auf die Strahlenschädigung von Quarz wurde untersucht durch Implantation von 1.4-MeV- He^+ -Ionen. In Abb. 2 ist die Defektkonzentration in oberflächennahen Kristallbereichen über der Ionendosis für unterschiedliche Werte N'/N_0 der Vorschädigung durch Ar^+ -Bestrahlung aufgetragen. In einkristallinem oder schwach geschädigtem Quarz wird die Defektkonzentration durch Ionisationsprozesse nicht beeinflusst. Mit wach-

sendem Vorschädigungsgrad steigt N'/N_0 demgegenüber immer steiler an. Die Defektausbeute beträgt schließlich für $N'/N_0 = 0.5$ etwa 1.4 fehlgeordnete Atome pro 1 keV elektronisch deponierter Energie und ist damit um den Faktor 350 geringer als bei Energiedeponierung über nukleare Prozesse.

Die Erzeugung stabiler Strahlenschäden ist folglich in einkristallinem Quarz ausschließlich über Kernstoßprozesse möglich. Die Amorphisierung von Mikrobereichen um die Bahn jedes Ione setzt jedoch ein bestimmtes Niveau der Defektkonzentration in der implantierten Schicht ($N'/N_0 = 0.2$) voraus (Abb. 1).

In derart vorgeeschädigtem Quarz können aber auch Ionisationsprozesse zu einer Umordnung der SiO_4 -Tetraeder führen. Damit wächst der Grad der Fehlordnung, was mittels RBS als Strahlenschädigung registriert wird.

4.29. OBER STRUKTUR UND ZUSAMMENSETZUNG DER GRENZFLÄCHE Si/ANODISCHES SiO₂

G. Mende und H. Syhre

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

J. Finster

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Chemie

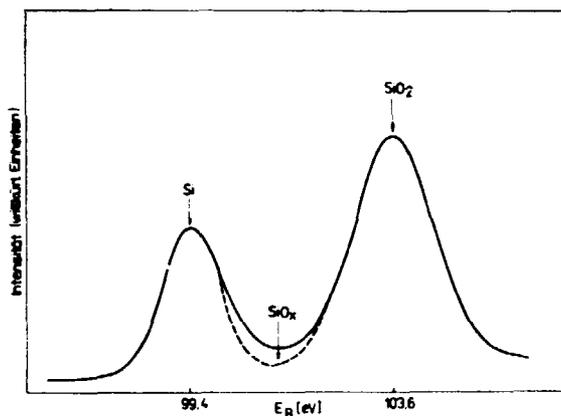


Abb. 1

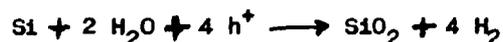
Das Si-2p-Spektrum (E_B = Bindungsenergie) einer anodisch oxydierten Si-Probe (d_{SiO_2} = 2 bis 3 nm), angeregt mit Al-K α_1 -Strahlung

Auf Abb. 1 ist das Si-2p-Spektrum einer anodisch oxydierten Si-Probe dargestellt, deren Oxiddicke etwa 2 bis 3 nm beträgt [1]. Das Spektrum enthält neben dem Silizium-Substratpeak einen Oxidpeak, der aufgrund seiner Bindungsenergie dem SiO₂ zuzuordnen ist. Durch Kurvenzerlegung in der Gegend des Minimums kann außerdem eine SiO_x-Schicht ($x < 2$) mit einer Dicke von etwa 0.4 nm nachgewiesen werden.

Die Grenzfläche Si/anodisches Oxid besteht also analog zur Grenzfläche Si/thermisches Oxid aus Si/SiO_x/SiO₂, wobei anodisches SiO₂ eine andere Struktur besitzt als thermisches SiO₂:

1. Die Si-O-Bindung des anodischen SiO₂ ist mit der des thermischen SiO₂ nicht völlig identisch, was sich im Infrarotspektrum durch eine Verschiebung der Si-O-Schwingungsfrequenzen der 9- μ m-Absorptionsbande äußert. Durch Temperung bei 900 °C kann die Verschiebung beseitigt werden.
2. Anodisches SiO₂ ist völlig amorph, während im thermischen SiO₂ eine Nahordnung nachweisbar ist.

Bedingt durch das für die elektrochemische Bruttoreaktion



notwendigerweise im Elektrolyten enthaltene H₂O, das auch während der Anodisation durch die gleichzeitig ablaufende Glykolyoxydation entsteht, sind im anodischen SiO₂ unmittelbar nach der Herstellung H₂O, Protonen und OH-Gruppen nachweisbar.

Dehalb ist auch das O/Si-Verhältnis im anodischen Oxid unmittelbar nach der Herstellung größer als 2.0, wie Rutherford-Rückstreuemessungen (RBS) zeigten. Jedoch konnten nach einer Temperung bei 500 °C innerhalb der Fehlergrenzen der RBS-Messung (± 5 %) stöchiometrische SiO₂-Schichten nachgewiesen werden.

Neben den herstellungsbedingten "Verunreinigungen" (H₂O-, H⁺- und OH-Gruppen) können im anodischen Oxid auch Verunreinigungen vorhanden sein, die durch die verwendeten Reagenzien und Materialien eingeschleppt worden sind.

Aus Tab. 1 kann geschlossen werden, daß der Verunreinigungsgehalt des anodischen SiO₂ nicht erheblich von dem des thermischen SiO₂ abweichen muß, wenn die richtigen Herstellungsbedingungen beachtet werden.

Tabelle 1

Verunreinigungen im SiO₂, bestimmt durch Sekundärionenmassenspektrometrie bzw. Aktivierungsanalyse

Element	Konzentration [cm ⁻³]		rel. Konzentration [c _a /c _t]
	anod. SiO ₂ [c _a]	therm. SiO ₂ [c _t]	
C	-	-	2
Na	(2 ± 1) · 10 ¹⁷⁺	-	(2.5) ⁺⁺
Al	≤ 5 · 10 ¹⁶	≤ 5 · 10 ¹⁶	-
K	2 · 10 ¹⁷	4 · 10 ¹⁷	0.5
Ca	1 · 10 ¹⁷	2 · 10 ¹⁷	0.5
Mn	≤ 5 · 10 ¹⁷	≤ 5 · 10 ¹⁷	-
Fe	≤ 1 · 10 ²⁰	≤ 1 · 10 ²⁰	-
Cu	≤ 1 · 10 ¹⁸	≤ 1 · 10 ¹⁸	-

⁺⁺ evtl. verfälscht durch Na⁺-Drift im elektrischen Feld während der SIMS-Messung

L i t e r a t u r

[1] Mende, G. et al., 12. Arbeitstagung Physik der Halbleiteroberfläche, Binz 1981

4.30. ÜBER ELEKTROPHYSIKALISCHE EIGENSCHAFTEN DER GRENZFLÄCHE Si/ANODISCHES SiO₂

G. Mende, K.-D. Butter und G. Küster

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In der Tab. 1 sind elektrophysikalische Eigenschaften der Grenzfläche Si/anodisches Oxid zusammengestellt, die durch Messung von MOS-Strukturen erhalten worden sind [1]. Dabei bedeuten: N_{fb} = integrale Grenzflächenladungsdichte, ermittelt aus der Flachbandspannungsverschiebung von Kapazitäts-Spannungs-Kurven (HF = Hochfrequenz, NF = quasistatisch); N_{ss} = schnelle Grenzflächenladungsdichte; N_{bew.} = bewegliche Ionenladungsdichte, ermittelt aus TVS-Messungen bei 250 °C; n₁ = Proben-Nr.; \bar{n}_a = Mittelwerte von anodischem SiO₂; \bar{n}_t = Mittelwerte von thermischem SiO₂.

Die Reproduzierbarkeit der Einzelmeßwerte ist gut, die Mittelwerte der Parameter des anodischen SiO₂ stimmen praktisch mit denen von thermischem SiO₂ überein. Die bei 250 °C ermittelten N_{bew.}-Werte sind vermutlich auf bewegliche Na⁺-Ionen zurückzuführen. Dagegen konnten selbst bei 360 °C keine beweglichen K⁺-Ionen durch TVS-Messungen nachgewiesen werden. Derartig niedrige N_{bew.}-Werte von anodischem SiO₂ sind bisher nicht bekannt geworden. Die Durchbruchfeldstärke im anodischen SiO₂ beträgt 1 · 10⁷ V/cm und der spezifische elektrische Widerstand ca. 10¹⁵ bis 10¹⁷ Ohm·cm. Im Gegensatz zum thermischen SiO₂ enthält anodisches SiO₂ keine Pinholes.

Es kann also festgestellt werden, daß es - durch Verbesserung der Herstellungsbedingungen - gelungen ist, in den angeführten Parametern bei anodischem Oxid die Qualität des thermischen Gateoxides zu erreichen.

Tabelle 1

Eigenschaft von Si-SiO₂-Al-Strukturen (p-Si <100>, 10 Ohm·cm, 100 nm SiO₂)

n ₁	N _{fb} (HF-CU) [cm ⁻²]	N _{fb} (NF-CU) [cm ⁻²]	N _{ee} [cm ⁻²]	N _{bew.} [cm ⁻²]
1	1.6 · 10 ¹¹	-	-	-
2	1.4 · 10 ¹¹	1.6 · 10 ¹¹	1.3 · 10 ¹¹	2.4 · 10 ¹¹
3	1.2 · 10 ¹¹	1.4 · 10 ¹¹	1.3 · 10 ¹¹	2.4 · 10 ¹⁰
4	1.6 · 10 ¹¹	1.8 · 10 ¹¹	1.3 · 10 ¹¹	3.3 · 10 ¹⁰
5	1.4 · 10 ¹¹	1.2 · 10 ¹¹	1.2 · 10 ¹¹	2.4 · 10 ¹⁰
6	1.4 · 10 ¹¹	1.4 · 10 ¹¹	0.7 · 10 ¹¹	2.8 · 10 ¹⁰
7	1.2 · 10 ¹¹	1.6 · 10 ¹¹	1.4 · 10 ¹¹	2.4 · 10 ¹⁰
8	1.4 · 10 ¹¹	1.6 · 10 ¹¹	1.5 · 10 ¹¹	2.6 · 10 ¹⁰
9	1.0 · 10 ¹¹	1.1 · 10 ¹¹	1.5 · 10 ¹¹	2.4 · 10 ¹⁰
10	1.6 · 10 ¹¹	1.4 · 10 ¹¹	1.4 · 10 ¹¹	2.6 · 10 ¹⁰
\bar{n}_e	(1.4 ± 0.1) · 10 ¹¹	(1.6 ± 0.1) · 10 ¹¹	(1.2 ± 0.1) · 10 ¹¹	(2.6 ± 0.1) · 10 ¹⁰
\bar{n}_t	(1.8 ± 0.15) · 10 ¹¹	ca. 1.5 · 10 ¹¹	ca. 1 · 10 ¹¹	(2.6 ± 0.2) · 10 ¹⁰

L i t e r a t u r

- [1] Mende, G. et al., 12. Arbeitstagung Physik der Halbleiteroberfläche, Binz 1981

4.31. ZUR SiO₂-SCHICHTBILDUNG DURCH SAUERSTOFFIMPLANTATION IN SILIZIUM

E. Hensel, U. Kreißig und W. Skorupa

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Durch Sauerstoff-Hochdosisimplantation mit einer Energie von 30 keV in Silizium wurden SiO₂-Oberflächenschichten erzeugt. Der Prozeß der Schichtbildung kann an den aus RBS-Spektren separierten Sauerstoffprofilen (Abb. 1) dargestellt werden. Die implantierten O-Profile in Si sind bis zur Dosis von 6.7 · 10¹⁷ cm⁻² noch gaußförmig. Das Maximum der Sauerstoffverteilung liegt jedoch infolge Volumenvergrößerung durch Si-O-Verbindungsbildung [1] beträchtlich tiefer als der LSS-Wert der projizierten Reichweite der O-Ionen (R_p in Abb. 1). Die Sauerstoffkonzentration bleibt konstant, wenn sich stöchiometrisches SiO₂ gebildet hat (im Maximum von Profil 3). Durch weitere O⁺-Implantation bilden sich Kastenprofile (wie bei thermischem SiO₂) durch Wanderung von überstöchiometrischem Sauerstoff zu den SiO₂/Si-Grenzflächen, wo eine Umwandlung von Silizium zu SiO₂ stattfindet.

Für Ionenstromdichten ≥ 10 μA/cm² wurde in Übereinstimmung mit der Literatur [2] eine Sauerstoffättigungsdosis festgestellt. Profil 4 wurde bei einer Dosis von 8 · 10¹⁷ cm⁻² erreicht und bis 2 · 10¹⁸ cm⁻² nicht überschritten. Als Ursache konnten SiO₂-Abplatzungen infolge Sauerstoffblistering nachgewiesen werden.

Die lichtmikroskopische Aufnahme solcher Abplatzungen stellt Abb. 2 dar. Das Abplatzen einer SiO₂-Schicht führt auch zur Verschiebung von Profil 3 zu Profil 4 in Abb. 1. Bei Stromdichten < 10 μA/cm² kann Blistering verhindert werden (Profil 5). An so erzeugten SiO₂-Schichten wurden ein spezifischer Widerstand von

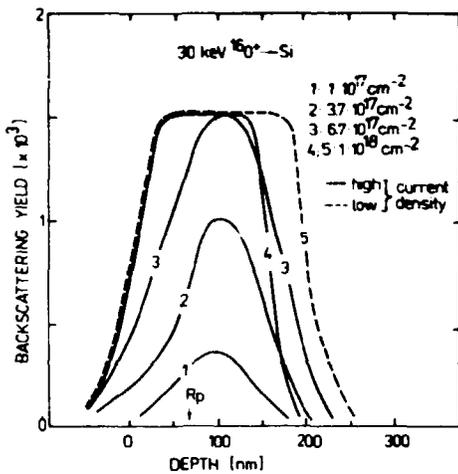


Abb. 1

Aus RBS-Spektren separierte Sauerstoffprofile in Silizium

$10^{16} \Omega \text{ cm}$, eine dielektrische Durchbruchfeldstärke von 10^7 V/cm^{-1} , eine Grenzflächenladungsdichte (im Flachbandfall) von $7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und bewegliche Oxidladungen $< 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ gemessen.

L i t e r a t u r

- [1] Kirov, K.I. et al., Thin Solid Films 48 (1978) 187
- [2] Gill, S.S. and I.H. Wilson, Thin Solid Films 55 (1978) 435

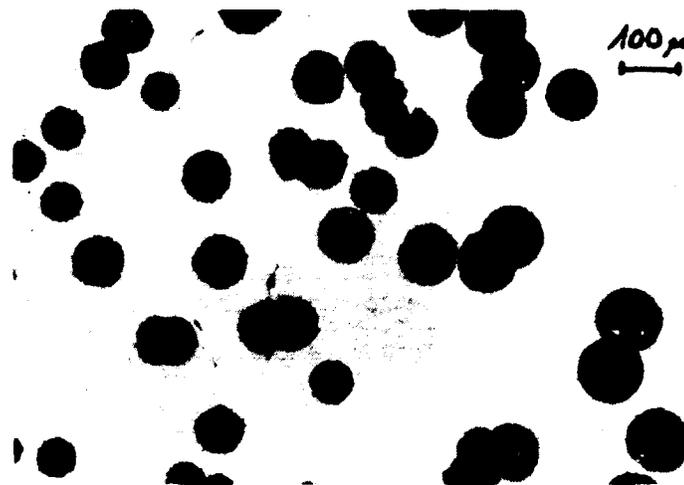


Abb. 2

Aufgeplatzte O-Blister in einer durch Implantation erzeugten SiO_2 -Schicht

4.32. ZUR AUSHEILUNG DER SILIZIUM-DECKSCHICHT ÜBER VERGRABENEN Si_3N_4 -SCHICHTEN

U. Kreißig, W. Skorupa und E. Hensel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Zur Erzeugung vergrabener, isolierender Siliziumnitridechichten durch ^{14}N -Implantation in Silizium sind Implantationsdosen $\geq 10^{18} \text{ Ionen/cm}^2$ notwendig [1]. Durch nachfolgende Temperung soll einerseits die Nitridbildung und andererseits die Ausheilung der Si-Deckschicht erreicht werden. Es wurde festgestellt, daß die Rekristallisation der Si-Deckschicht bei der nachfolgenden Temperung empfindlich von der Stromdichte und Temperatur während der Implantation abhängt.

Abb. 1 zeigt RBS-Spektren von Si-Proben, die mit 330-keV-N-Ionen und einer Dosis von $1.5 \cdot 10^{18} \text{ Ionen/cm}^2$ bei verschiedenen Stromdichten implantiert wurden. Die Ausheilung nach der Implantation erfolgte 15 h bei 1000°C in N_2 . Der Tiefenbe-

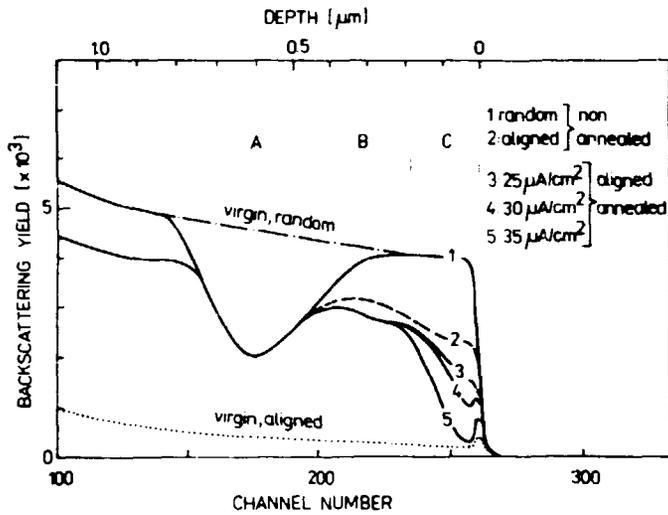


Abb. 1
RBS-Spektren von vergroebenen Si_3N_4 -Schichten
(1.7 MeV He^+)

reich A stellt die vergroebene Isolatorschicht dar, in der die Stöchiometrie erreicht und z.T. überschritten wird. Im Gegensatz zu Bourguet [2] konnte keine Sättigung der N-Konzentration beobachtet werden. Im Bereich C wird mit zunehmender Stromdichte nach der Temperung eine gute

Rekristallisation des Si-Gitters erreicht. Bei einer Stromdichte von $35 \mu\text{A}/\text{cm}^2$, das entspricht einer Proben temperatur von ca. 550°C , konnten in einer Oberflächenschicht von ca. 100 nm Dicke kaum noch Strahlenschäden nachgewiesen werden. Bei dieser Temperatur heilen Punktdefekte weitgehend aus, wodurch die Bildung ausgedehnter Defekte vermieden wird. Im Übergangsbereich B hängt die Ausheilung nicht von der Stromdichte ab. Es wird angenommen, daß die höhere Defektdichte und der beträchtliche N-Gehalt zur Bildung von komplizierten Defektstrukturen bis hin zu kristallinen Si_3N_4 -Einschlüssen führen.

L i t e r a t u r

- [1] Skorupa, W. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 140
[2] Bourguet, P. et al., J. Appl. Phys. 51 (1980) 6169

4.33. MASKIERUNGSWIRKUNG VON FOTOLACK BEI HOCHDOSISIMPLANTATION

W. Hoffmann und H. Syhre

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Ionenimplantationen mit Dosen größer 10^{15} Ionen cm^{-2} von organischen Fotolacken führen zu strahlenchemischer Vernetzung bzw. Abbau des Polymers [1], was Verringerung der ursprünglichen Fotolackschichtdicke und Veränderungen der chemischen Zusammensetzung und der Dichte bewirkt. Diese Faktoren erschweren theoretische Abschätzungen der Ionenreichweite im Fotolack erheblich. Andererseits sind Reichweitedaten erforderlich, um minimale Fotolackschichtdicken für die Lithographie kleinster Strukturen angeben zu können.

In Modellversuchen wurden deshalb Silizium-Substrate mit dünnen Fotolackschichten (Positivlack AZ 1350) verschiedener Dicke präpariert, hochdosisimplantiert, und anschließend wurden Dotandenprofile im Substrat gemessen. Die Fotolackschichtdicken wurden an lithographisch erzeugten Kanten nach Al-Bedampfung interferometrisch bestimmt; zur Dotandenprofilbestimmung wurde die Sekundärionenmassenspektrometrie am IMMA genutzt. Ergebnisse nach Bor-Implantationen zeigt Abb. 1.

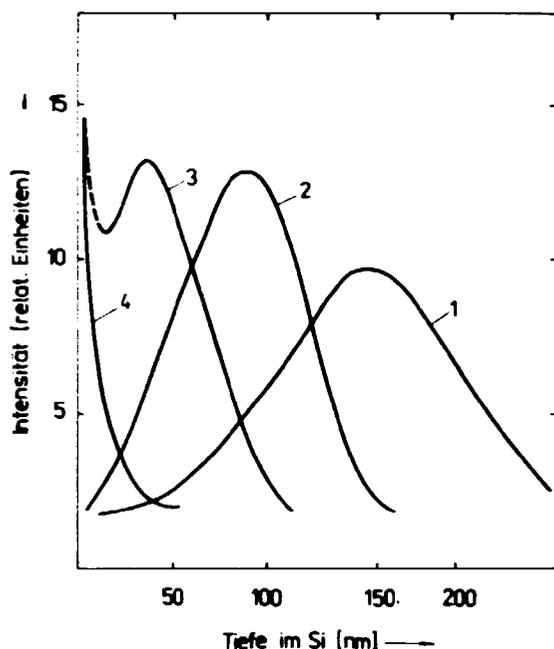


Abb. 1
 Bor-Tiefenprofile in Silizium (gemessen am IMMA) nach ^{11}B -Implantation (50 keV, $1 \cdot 10^{16}$ Ionen cm^{-2}) bei Variation der Dicke der aufliegenden Fotolackschicht (AZ 1350)
 1 - ohne Fotolack, 2 - $d = 95$ nm,
 3 - $d = 230$ nm, 4 - $d = 370$ nm

Stellt man die projizierte Reichweite R_p von Bor in Silizium als Funktion der Fotolackschichtdicke dar (Abb. 2), so findet man am Schnittpunkt mit der Abszisse ($R_p = 0$, d.h. Bor-Profilmaximum im System Fotolack/Silizium an der Grenzfläche) die dem R_p von Bor in Fotolack entsprechende Schichtdicke. Dieser Wert von 260 nm liegt nahe dem von Okuyama et al. [2] für 50-keV-Borimplantation in ungeschädigten Fotolack berechneten R_p -Wert von 210 nm. Offenbar wird demnach bei Hochdosisimplantation der Einfluß der Schichtschumpfung durch die mit der Fotolack-Verkohlung verbundene Dichteerhöhung nahezu kompensiert.

L i t e r a t u r

[1] Hoffmann, W. und A. Schmidt, Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1979) 122
 [2] Okuyama, Y. et al., J. Electrochem. Soc. 125 (1978) 1293

4.34. RÜCKSTOSSIMPLANTATION BEI IONENIMPLANTATION DURCH FOTOLACK

R. Grötzechel, W. Hoffmann und U. Kreißig
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Durch Rückstoßimplantation von im Restgas enthaltenen Kohlenwasserstoffen kann bereits bei Implantation in Silizium-Substrate mit ursprünglich reiner Oberfläche Kohlenstoff ins Substrat gelangen [1]. Mögliche Veränderungen der Rückstoßrate bei Anwesenheit zusätzlicher, sehr dünner Fotolackschichten - wie sie an Strukturkanten von Fotolackmasken auftreten können - wurden modellmäßig untersucht. Dazu wurden auf Si-Substraten dünne Fotolackschichten (Positivlack AZ 1350) präpariert und implantiert. Rückstoßimplantationseffekte wurden indirekt mittels

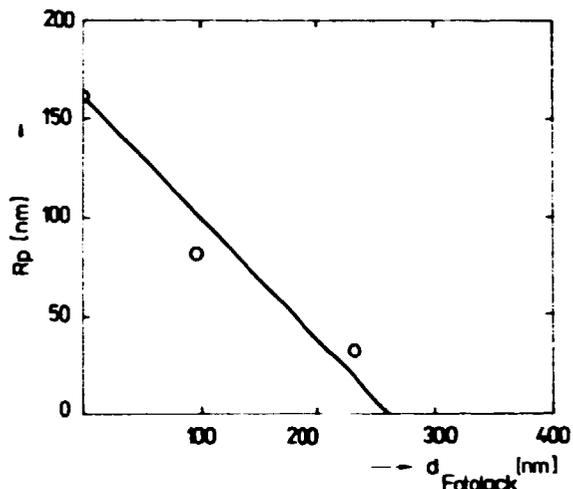


Abb. 2
 Projizierte Reichweite von ^{11}B in Silizium in Abhängigkeit von der Dicke der aufliegenden Fotolackschicht

RBS-Messungen erfaßt: Im RBS-Spektrum ist der Peak nahe der Si-Oberfläche dem durch Rückstoßimplantation verursachten Strahlenschaden zuzuordnen; seine Größe kann als Maß für die Rückstoßrate dienen [1].

In Anwesenheit von Fotolack bei der Implantation (Abb. 1a) wurden generell höhere Rückstoßraten gefunden als bei analogen Implantationen ohne aufliegende Fotolackechicht (Abb. 1b). Dabei ist die Wirkung einer Vergrößerung der Implantationsstromdichte in beiden Fällen unterschiedlich: Bei Implantation durch Fotolack wird aufgrund der stärkeren Strahlenschädigung des Fotolackes eine Zunahme der Rückstoßrate beobachtet (Vergleich der Kurven 1 und 2 in Abb. 1a), während bei Implantation in Abwesenheit von Fotolack infolge der verkürzten Implantationszeit bei erhöhter Stromdichte eine Rückstoßratenverringerung eintritt (Vergleich der Kurven 1 und 2 in Abb. 1b).

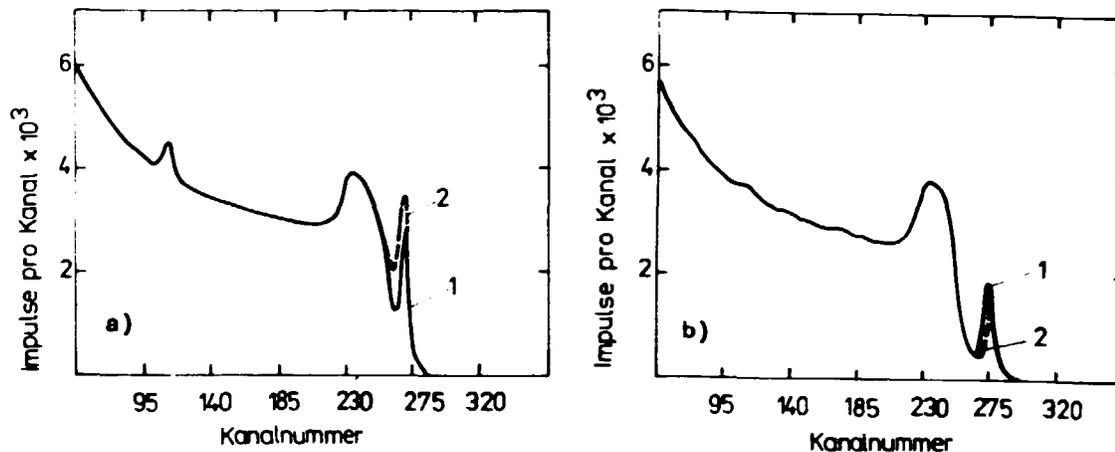


Abb. 1

RBS-Spektren der Strahlenschadenverteilung nach ^{11}B -Implantation (50 keV, $4 \cdot 10^{16}$ Ionen/cm 2) für zwei Werte der Implantationsstromdichte: 1,0/ $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ (Kurven 1) und 2,5/ $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ (Kurven 2)

- a) mit aufliegender, 30 nm dicker Fotolackechicht
- b) in kohlenwasserstoffhaltigem Vakuum, aber ohne Fotolack

L i t e r a t u r

- [1] Grötzel, R. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardbrunn 1977, 248

4.35. ZUM ÄTZVERHALTEN VON POLYKRISTALLINEM SILIZIUM

R. Roß

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Polykristallines Silizium (poly-Si) gewinnt in Form von Leitbahnen auf mikroelektronischen Bauelementen zunehmend an Bedeutung. Zur Erhöhung der Leitfähigkeit wird dieses poly-Si mit Dotanden wie B, P oder As implantiert oder dotiert.

Es wurde das Ätzverhalten von undotiertem poly-Si untersucht. Als Ätzmittel diente ein Gemisch aus HNO_3 (68%ig, 50 ml), 3 ml AgNO_3 -Lösung (0,1 n, 3 ml), CH_3COOH (ad 1000 ml 65%ig) und H_2F_2 (40%ig). Die abgetragene Si-Menge wurde radiometrisch bestimmt. Dabei konnte in Abhängigkeit vom Flußsäuregehalt des

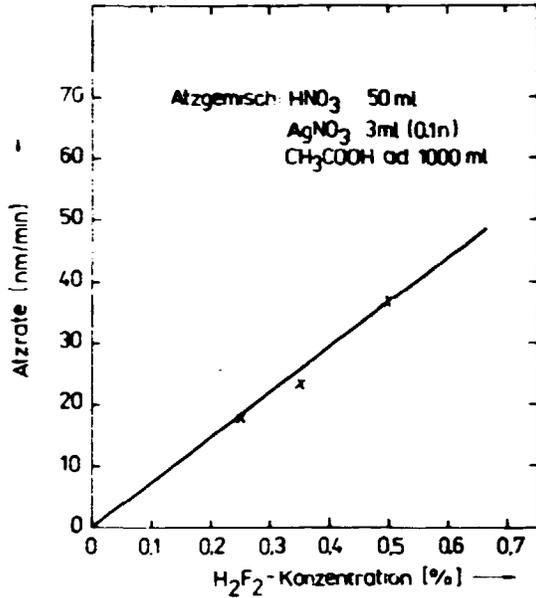


Abb. 1

Ätzrate von poly-Si in Abhängigkeit von der H₂F₂-Konzentration des Ätzgemisches

Ätzmittels eine lineare Abhängigkeit der Ätzrate festgestellt werden (Abb. 1).

Diese Ätzrate wird durch die Implantation sehr stark beeinflusst. Implantiert man beispielsweise Bor, so verringert sich die Ätzrate kontinuierlich mit zunehmender Implantationsdosis (Abb. 2). Poly-Si, das mit einer Dosis von 10¹⁷ B/cm² implantiert wurde, ist schließlich so reaktionsträge, daß es sich mit dem angegebenen Ätzmittel nicht mehr ätzen läßt. Schaut man sich die Ätzkurven der mit 10¹⁴, 10¹⁵ und 10¹⁶ B/cm² implantierten Proben an, so kann man sogar den Profilverlauf des implantierten Bors in negativer Form deutlich erkennen (Abb. 3). Werden nun die implantierten Proben noch ausgeheilt, so tritt eine weitere Absenkung der Ätzrate auf (Abb. 2). Das Ätzverhalten des poly-Si gleicht in diesem Falle dem des einkristallinen Siliziums. Hier wie dort wirken sich zwei Effekte auf die Löslichkeit aus: das implantierte Ion und die von ihm hervorgerufenen Strahlenschäden.

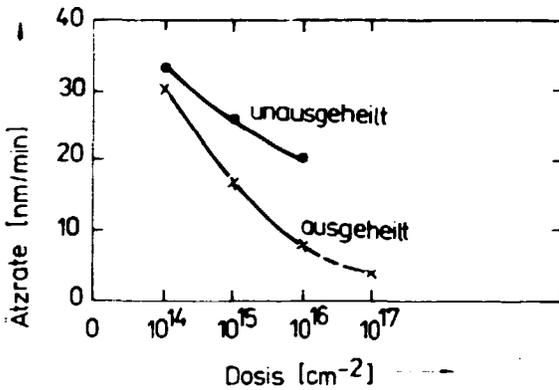


Abb. 2

Ätzrate von B-implantiertem poly-Si, unausgeheilt und ausgeheilt (850^o, 30 min, N₂), Implantationsenergie 50 keV

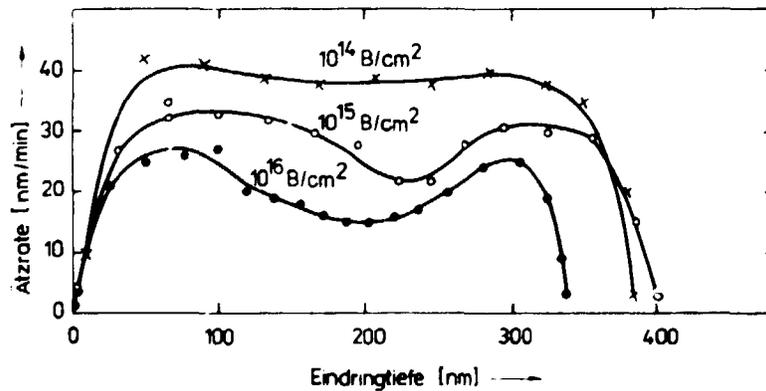


Abb. 3

Ätzratenverlauf von unausgeheiltem B-implantiertem poly-Si, Implantationsenergie: 50 keV, Dosis: 10¹⁴ cm², 10¹⁵ cm², 10¹⁶ cm²; Ätzgemisch: 0.5%ig an H₂F₂

4.36. STRUKTURMASKEN AUS SILIZIUM

I. Bestus

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In vielen Fällen der Beschichtungstechnik und der Implantationstechnik wirkt sich der Einsatz von metallischen Strukturmasken nachteilig aus. Die relativ großen Ausdehnungskoeffizienten können z.B. bei der Metallbedampfung zu Abbildungsfehlern und bei der Ionenimplantation aufgrund des Sputtereffektes zu Metallverunreinigung führen, die sich besonders im Si-Planarprozeß schädlich auswirken.

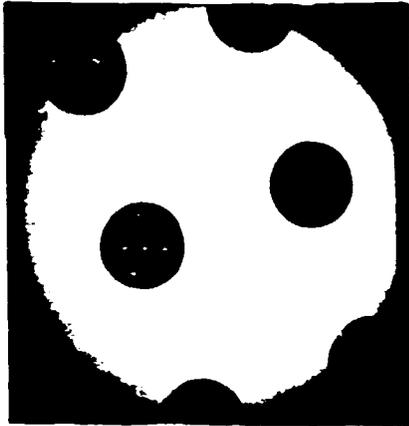


Abb. 1

Maskenausschnitt (ca. 5 μm Durchmesser) einer geätzten Si-Strukturmaske

Diese Nachteile können durch die Verwendung von Wechselmasken aus Silizium umgangen werden. Bei der Strukturmaskenherstellung fanden Si-Scheiben (Durchmesser 51 mm, Dicke 0.25 mm) Anwendung, wobei die Strukturen durch das Si-Substrat chemisch hindurchgeätzt wurden. Als Ätzmaske wurde Fotolack AZ 1350 H verwendet, der durch eine Hochdosisimplantation ätzresistent gemacht wurde [1], um bei den großen Ätzzeiten (30 Minuten für eine 0.25- μm -Si-Ätzung) eine Beschädigung der Lackmaske zu verhindern.

Nach dem genannten Verfahren wurden Si-Masken mit geätzten Kreisstrukturen von 1 μm Durchmesser und guter Kantenschärfe hergestellt (Abb. 1). Anwendungen fanden die Si-Strukturmasken bei der Al-Bedampfung von MOS-Strukturen.

L i t e r a t u r

[1] Hoffmann, W. et al., Jahresbericht 1979, ZfK-400 (1980) 121

4.37. DIE AUSHEILUNG VON STRAHLENSCHADEN NACH DER AL-METALLISIERUNG VON MOS-STRUKTUREN

K.-D. Butter und H. Seifarth

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei der Herstellung von Al-Feldelektroden für MOS (metal/oxide/semiconductor)-Strukturen sollen die Dichten N_B beweglicher Oxidladungen, N_f fester Oxidladungen und N_{gs} "schneller Zustände" an der Halbleiter/Oxid-Grenzfläche nicht erhöht werden. Da bewegliche Oxidladungen durch Verunreinigungionen (insbesondere Alkaliionen) verursacht werden, ist für die Al-Metallisierung nur ein Hochrate-Abscheidungsverfahren mit sauberem Ausgangsmaterial (d.h. z.B. Na-Konzentration ≤ 0.2 ppm) verwendbar.

Nachfolgend werden Untersuchungsergebnisse zur Al-Metallisierung von Si/SiO₂-Strukturen (mit $N_B < 3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$; $N_f < 10^{11} \text{ cm}^{-2}$; $N_{gs} \text{ (midgap)} \leq 5 \cdot 10^{10} / (\text{eV} \cdot \text{cm}^2)$) mit dem 10-kW-Elektronenstrahl-Verdampfer bve-10 diskutiert. Während die Dichte N_B der beweglichen Oxidladungen durch die Al-Bedampfung nahezu unbe-

einflußt bleibt, erfahren die N_{ss} - und N_{ss} -Werte eine Erhöhung um mehr als eine Größenordnung. Ursache hierfür ist die Röntgenstrahlung, die von der Al-Schmelze im Tiegel des Elektronenstrahlverdampfers durch den Elektronenbeschuß (bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV und dem Strahlstrom 1 A) auf die Probe emittiert wird. Diese Röntgenstrahlung bewirkt vor allem den Aufbruch von Bindungen im Oxid und an der Grenzfläche und hinterläßt so im Oxid feste Oxidladungen und an der Grenzfläche Energiezustände im verbotenen Band des Siliziums, deren Besetzung und damit Ladungszustand von der Bandverbiegung an der Grenzfläche abhängt. Es konnte gezeigt werden, daß die Dichte der strahlungsinduzierten Grenzflächenzustände nahe Gap-Mitte ein Maximum besitzt, die Grenzflächenzustände also vom Intrinsic-Typ [1] sind. Durch nachträgliche Temperung der Proben während $t = 30$ min bei $T = 450$ °C in Formiergas (97 % N_2 ; 3 % H_2) ist jedoch eine vollständige Ausheilung der strahlungsinduzierten Oxidladungen und Grenzflächenzustände möglich; Abb. 1 zeigt das Termepektrum der Grenzflächenzustände einer Al/SiO₂/Si-Struktur nach der Temperung.

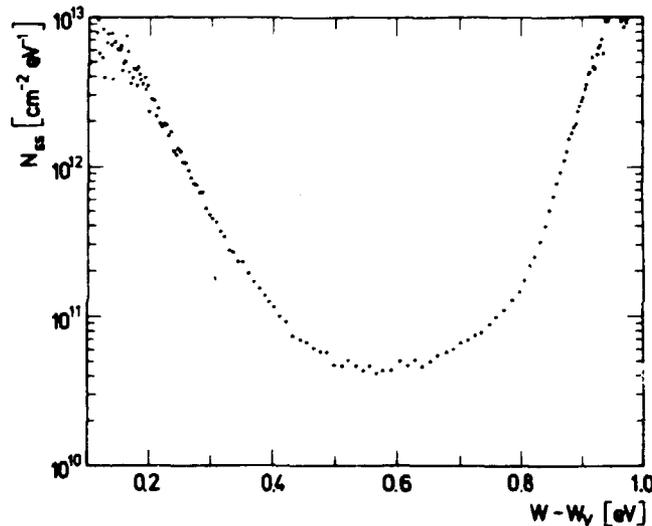


Abb. 1

Energetische Verteilung von N_{ss} , berechnet aus quasistatischen CV-Messungen mit dem Rechenprogramm des VEB Funkwerk Erfurt [2]
 $N_{ss}(\text{midgap}) \approx 5 \cdot 10^{10} / \text{cm}^2 \cdot \text{eV}$

L i t e r a t u r

- [1] Füssel, W. et al., Proc. 9. Arbeitstagung Physik der Halbleiteroberfläche, Binz 1978, 165
- [2] Schwaablein, Rechenprogramm "Auswerteverfahren zur Thermespektrenanalyse für quasistatische CV-Messung und homogene Dotierung", VEB Funkwerk Erfurt

4.38. BEEINFLUSSUNG ELEKTRISCHER BAUELEMENTEPARAMETER BEI VERWENDUNG VON FOTOLACK-IMPLANTATIONSMASKEN

W. Hoffmann und M. Kunde

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Vorteile des Einsatzes von Fotolack direkt zur Maskierung bei der Ionenimplantation (keine zusätzliche Schichtabscheidung erforderlich, keine Hochtemperaturbelastung, "Selbstjustage") sind nur nutzbar, wenn dabei Bauelementeparameter nicht unzuverlässig verändert werden. Derartige Störungen sind insbesondere bei Hochdosisimplantation zu erwarten, die zu starker Fotolackeschädigung führt. In Modellversuchen wurden Dioden mit implantiertem pn-Übergang hergestellt, wobei die Implantation durch dünne Fotolackebenen bzw. vergleichsweise durch SiO₂, Aluminium und auch in Abwesenheit einer Deckschicht erfolgte.

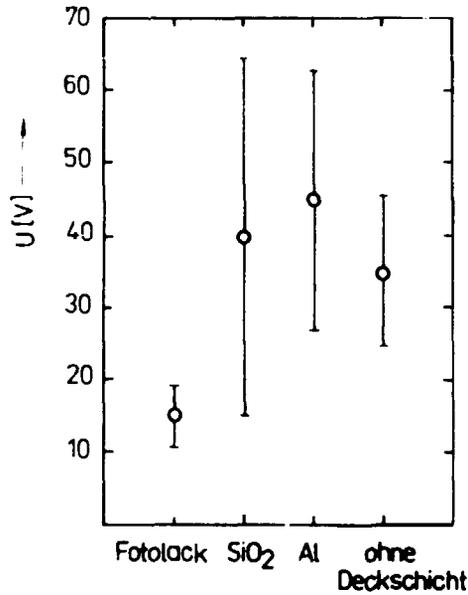


Abb. 1

Einfluß von Deckschichten bei der Implantation (^{11}B , 10^{15} Ionen cm^{-2}) auf die Diodendurchbruchspannung (U bei Sperrstrom $I_S = 1 \mu\text{A}$) - angegeben sind Mittelwerte und Standardabweichungen

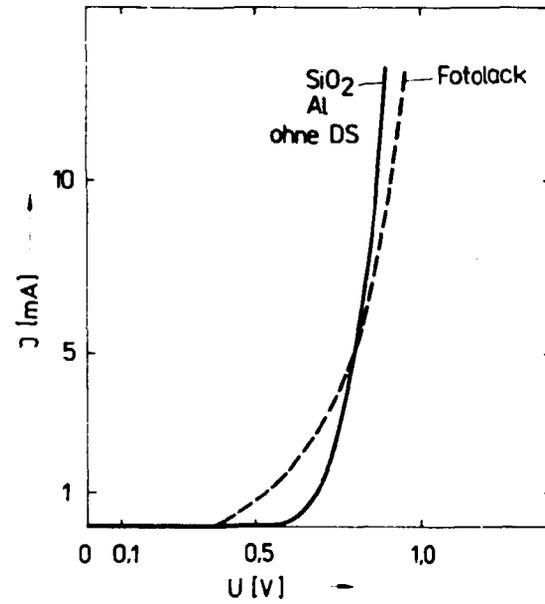


Abb. 2

Flußkennlinien der Modelldioden bei Variation der Deckschichten bei der Implantation (^{11}B , 10^{15} Ionen cm^{-2})

Im Ergebnis zeigten Dioden mit Fotolackschicht signifikante Verschlechterungen des Sperrverhaltens und der Flußkennlinien. Die Durchbruchspannung ist verringert (Abb. 1). Im Bereich niedriger Flußströme weichen die Kennlinien stark vom exponentiellen Verlauf ab (Abb. 2).

4.39. OXIDPASSIVIERTE HALBLEITERDETEKTOREN FÜR DIE TEILCHENSPEKTROMETRIE

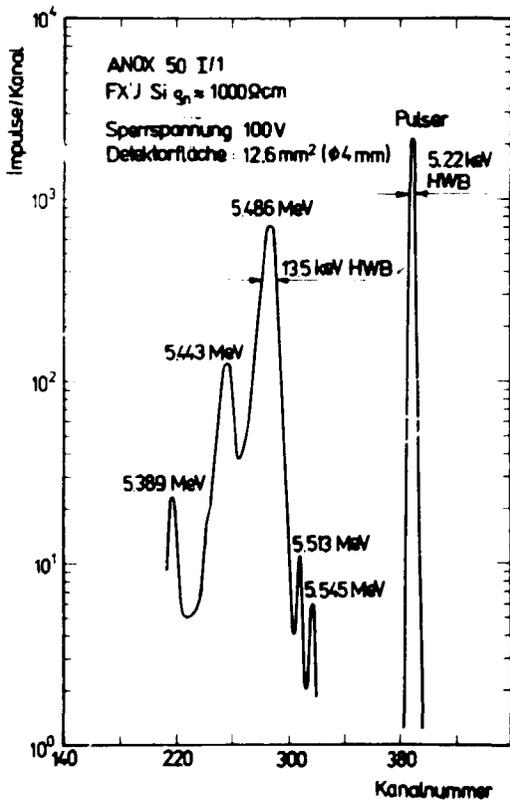
J. von Borany, G. Mende und B. Schmidt

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Es wurden ionenimplantierte, oxidpassivierte Halbleiterdetektoren für die Teilchenspektrometrie im Planarprozess hergestellt. Als Grundmaterial diente zonengefloates n-Si vom VEB Spurenmalle Freiberg (ϕ 51 mm, $\langle 111 \rangle$, $d \approx 300 \mu\text{m}$, einseitig poliert) mit einem spezifischen Widerstand von $1400 \Omega\text{cm}$ und einer Minoritätsträgerlebensdauer von ca. 1 ns. Damit diese große Lebensdauer erhalten bleibt, die für einen geringen Detektorsperrstrom und damit für ein gutes energetisches Auflösungsvermögen notwendig ist, wurden im Herstellungsprozess ausschließlich Temperaturen $\leq 450^\circ\text{C}$ eingesetzt. Die Passivierung des pn-Überganges erfolgte mit einer durch anodische Oxydation im Elektrolyten hergestellten SiO_2 -Schicht von 100 nm [1]. Die Detektoren wurden in Chipform (Chipgröße $7 \times 7 \text{ mm}^2$, Größe der empfindlichen Detektorfläche 0.13 cm^2) auf den 2"-Scheiben erzeugt.

Die so hergestellten Halbleiterdetektoren werden durch die folgenden Eigenschaften charakterisiert:

1. Die Minoritätsträgerlebensdauer des Ausgangsmaterials wird durch die Herstellungstechnologie nicht wesentlich verringert. Am Bauelement wurden Lebensdauern $\geq 600 \mu\text{s}$ gemessen.
2. Der Diodendurchbruch erfolgt bei 150 bis 200 V, d.h. wenn die Raumladungszone den Rückkontakt erreicht hat.
3. Das energetische Auflösungsvermögen beträgt für die 5.486-MeV- α -Teilchen einer ^{241}Am -Quelle bei optimalen Betriebsparametern 13.5 keV mit einer elektronischen Pulserhalbwertsbreite von 5.2 keV (Abb. 1).
4. Die Streuung der Diodenparameter auf einer 2"-Scheibe (18 Dioden) ist gering. Zwischen den Scheiben einer Charge treten geringe Abweichungen hauptsächlich in der Durchbruchspannung auf, die jedoch keinen Einfluß auf die beschriebenen spektrometrischen Eigenschaften haben.



Ein zusätzliches Experiment gestattete die im ZfK installierte Lichtblitzanlage. An zwei Scheiben wurde anstatt der konventionellen thermischen Ausheilung der implantierten Strukturen eine Lichtblitzausheilung mit einer Energiedichte von 88 J/cm^2 (10-ms-Impuls, $T^{\text{max}} = 975 \text{ °C}$) verwendet. Die Proben zeigten keine Abweichungen von den in 1. bis 3. genannten Eigenschaften. Somit konnte gezeigt werden, daß durch eine kurzzeitige Hochtemperaturbehandlung keine signifikante Reduzierung der Lebensdauer auftritt.

Abb. 1

Spektrum eines anodisch oxydierten Halbleiterdetektors mit α -Teilchen einer ^{241}Am -Quelle

L i t e r a t u r

- [1] Mende, G. et al., 12. Arbeitstagung Physik der Halbleiteroberfläche, Binz 1981

4.40. EINSATZ EINES SILIZIUM-HALBLEITERDETEKTORS IN DER SCHWELLPOTENTIALSPEKTROMETRIE

J. Engelmann und F. Storbeck

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

M. Iseke und B. Schmidt

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Schwellpotentialspektrometrie (Appearance Potential Spectroscopy - APS) ist eine vakuumphysikalische Methode zur Untersuchung von Festkörperoberflächen [1]. Es sind Aussagen über die chemische Zusammensetzung und über die Elektronenstruktur im Oberflächenbereich von Festkörpern möglich. Eine spezielle Form der Schwellpotentialspektrometrie ist die Soft X-Ray Appearance Potential Spectroscopy (SXAPS). Bei dieser Methode beschließt man das Target mit Elektronen, deren Energie stetig vergrößert wird, im vorliegenden Fall von 400 bis 2000 eV. Oberhalb bestimmter Energien, den Bindungsenergien, können Rumpfelektronen angeregt werden. Die beim Auffüllen der Rumpflöcher emittierte charakteristische Röntgenstrahlung dient bei der SXAPS als Meßsignal und wird mit Hilfe eines nichtdispersiv arbeitenden Detektors integral registriert. Aus Intensitätgründen ist eine Differentiation des Spektrums erforderlich (Modulationstechnik).

Als Röntgenstrahldetektor wurde bisher in den meisten Fällen eine Anordnung aus Metallphotokathode (Konversionsfaktor < 0.1) und Photoelektronenkollektor eingesetzt. Für spezielle Untersuchungen, wie Adsorptionsuntersuchungen und Strukturanalysen bei niedrigen Modulationsamplituden, reicht jedoch dessen Empfindlichkeit nicht aus. Wesentliche Vorteile bietet hier der Einsatz eines Halbleiterdetektors [2]. Wird ein Si-Detektor bis auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffes abgekühlt, so kommt neben der hohen Empfindlichkeit (bei Sperrströmen $< 10^{-12}$ A und einem Konversionseffizienten ≈ 1) vor allem auch das sehr gute Signal-Rausch-Verhältnis zur Geltung.

In der vorliegenden Arbeit kam ein ionenimplantierter Si-Sperrschichtdetektor zum Einsatz. Als Lichtschutz und gleichzeitig als Schutz vor reflektierten und Sekundärelektronen dient ein System aus zwei Aluminiumfolien (je 200 nm dick), die freitragend über das Eintrittsfenster des Spektrometers gespannt sind.

Abb. 1 zeigt ein mit Hilfe des vorgestellten Spektrometers aufgenommenes SXAPS- $L_{2/3}$ -Spektrum einer oxydierten Titan-Oberfläche.

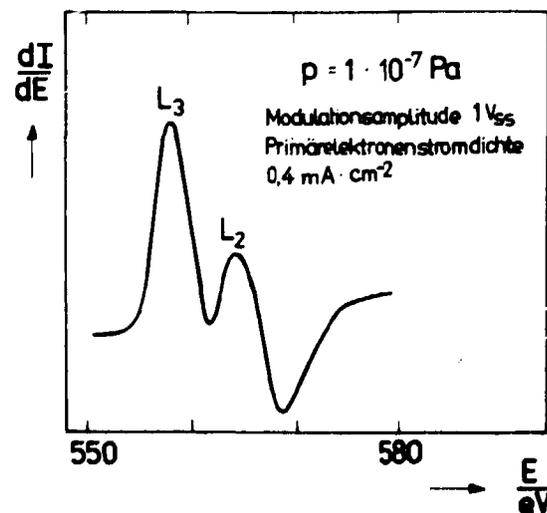


Abb. 1

SXAPS- $L_{2/3}$ -Spektrum einer oxydierten Titan-Oberfläche

L i t e r a t u r

- [1] Park, R.L. and J.E. Houston, J. Vac. Sci. Technol. 11 (1974) 1
- [2] Anderson, S. et al., Rev. Sci. Instrum. 45 (1974) 877

4.41. ERGEBNISSE DER HERSTELLUNG VON HÖCHSTOHMIGEM n-SILIZIUM MITTELS NEUTRONENDOTIERUNG

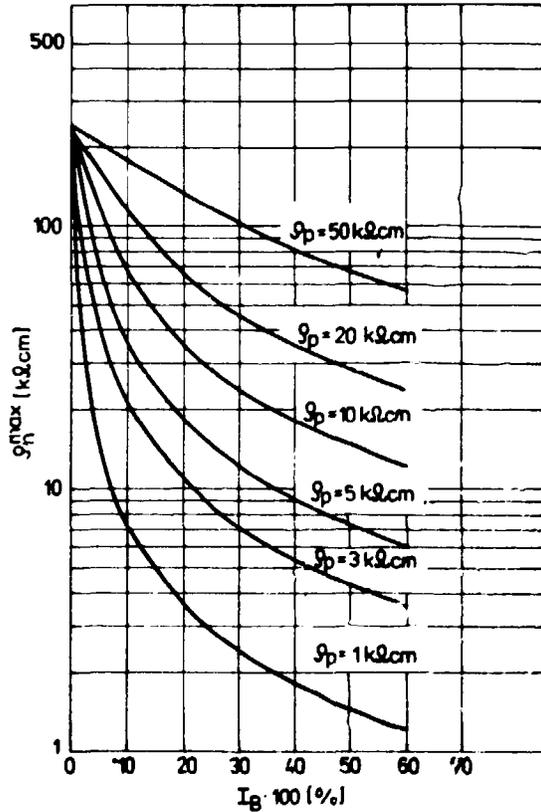
T. Geßner

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

B. Schmidt

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Herstellung von höchstohmigem, neutronendotiertem Silizium (ND-Si) stellt erhöhte Anforderungen an die Parameter des p-Siliziumausgangsmaterials sowie an die Bestrahlungsbedingungen, insbesondere bei der Bestimmung der thermischen Neutronenfluenz [1]. In jedem Fall muß gewährleistet sein, daß der Fehler der Bestrahlungskalibrierung (Leitfähigkeit des ND-Si in Abhängigkeit einer Detektionsgröße) kleiner oder gleich groß der absoluten Schwankungen der Akzeptorverteilung im hochohmigen p-Siliziumausgangsmaterial ist. Theoretisch sind unter diesen Bedingungen maximale ND-Siliziumwiderstandswerte ρ_n^{\max} bei optimaler Ausheilung in Abhängigkeit vom spezifischen Widerstand des p-Siliziums ρ_p sowie dessen Inhomogenitätsfaktor I_B ($I_B = (\rho_p^{\max} - \rho_p^{\min}) / \frac{1}{2} (\rho_p^{\max} + \rho_p^{\min})$) zu erwarten (siehe Abb. 1) [2].



Es wurden umfangreiche Untersuchungen durch Bestrahlung im Rossendorfer Forschungs-Reaktor im n-Siliziumwiderstandsbereich von 2 bis 150 k Ω /cm durchgeführt, die in der Tab. 1 zusammengestellt sind.

Es ist ersichtlich, daß mit dem vorhandenen p-Siliziummaterial (Zentralinstitut für Elektronenphysik, Abteilung Silizium) sowie den Bestrahlungsbedingungen im Reaktor hochohmiges n-Silizium bis ca. 50 k Ω /cm ohne Leitungstypschwankungen ($I_p < 100\%$) herstellbar ist.

Abb. 1

Abhängigkeit des theoretisch maximal möglichen ND-Siliziumwiderstandes ohne Leitungstypschwankungen vom spezifischen Widerstand des p-Si-Ausgangsmaterials und seinem Inhomogenitätsfaktor I_B beim Prozeß der Neutronendotierung

Tabelle 1

Zusammenstellung der Ergebnisse bei der Herstellung von höchstohmigen ND-Si in einzelnen Widerstandsbereichen

Widerstandsbereich entsprechend der Kalibrierung $\varrho_n^{\text{sol}} / \text{k}\Omega \text{ cm}$	Widerstandsbereich nach der Neutronen- dotierung $\varrho_n^{\text{ist}} / \text{k}\Omega \text{ cm}$	$I_p = \frac{\varrho_n^{\text{max}} - \varrho_n^{\text{min}}}{\frac{1}{2} (\varrho_n^{\text{max}} + \varrho_n^{\text{min}})}$ [%]
2 ... 3	1.8 ... 3.5	1 ... 5
3 ... 5	2.6 ... 6.5	3 ... 7
5 ... 10	4 ... 13	5 ... 10
10 ... 20	7 ... 30	10 ... 16
20 ... 30	15 ... 45	} 13 ... 30
30 ... 40	18 ... 75	
40 ... 50	23 ... 90	
50	25 ... 1000	25 ... 100

Die in Tab. 1 angegebenen Inhomogenitätsfaktoren I_p beziehen sich auf beliebige Werte ϱ_n^{ist} in den entsprechenden Widerstandsbereichen.

L i t e r a t u r

- [1] Geßner, T. und B. Schmidt, Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 136
- [2] Geßner, T. and B. Schmidt, J. Phys., D, im Druck

4.42. DER EINFLUSS VON EISEN BEI DER HERSTELLUNG VON HOCHOHMIGEM NEUTRONENDOTIERTEM SILIZIUM (ND-Si)

L. Bischoff und T. Geßner
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik
 H. Morgenstern
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei der Wärmebehandlung innerhalb der Prozeßführung der Neutronendotierung wurde an hochohmigem Silizium sowohl am p-Siliziumausgangsmaterial als auch am ND-Si ein reproduzierbarer Donatoreffekt durch Hallmessungen sowie Messungen des spezifischen Widerstandes mit der Vierspitzenmethode nachgewiesen. Dieser Effekt erhöht sich mit Zunahme der Temperatur der Wärmebehandlung (siehe Abb. 1). Mit DLTS- als auch SPR-Untersuchungen konnte gezeigt werden, daß dieser Effekt durch Eisen entsteht [1]. Entsprechend den Untersuchungen von Feichtinger [2], Lemke [3] und Weber [4] kann geschlossen werden, daß das interstitielle Fe^0 bzw. eine Fe^+B^- -Ionenpaarung diese Donatorwirkung hervorruft. Besonders interessant ist die Tatsache, daß diese Donatorwirkung (Größenordnung $2 \cdot 10^{11}$ bis $1 \cdot 10^{12}$ Donatoren/ cm^3) ohne zusätzliche Fe-Dotierung bei höchstohmigem Silizium (Bor- bzw. Phosphorpegel 10^{12} cm^{-3}) nachgewiesen werden konnte. Hinsichtlich der Dominanz von Eisen als Schwermetallverunreinigung in Reinstsilizium (Konzentrationen 5 bis $7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) und der großen Diffusionskonstante von Eisen ist noch ungeklärt, ob eine Prozeßverunreinigung oder ein Materialdefekt vorliegt.

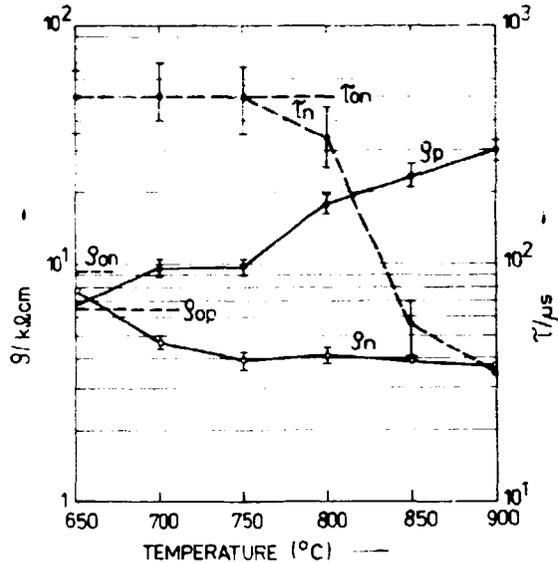


Abb. 1

Anderung des spezifischen Widerstandes ρ sowie der Minoritäteleradungsträgerlebensdauer τ bei einer zwei-stündigen Wärmebehandlung von p-Silizium (ρ_p, τ_p) sowie von n-Silizium (ρ_n, τ_n) in N_2 -Gas. Die Größen $\rho_{op}, \tau_{on}, \tau_{on}$ entsprechen dem Ausgangswert vor der Temperung.

Bei der Einstellung des Sollwiderstandswertes von hochohmigem nD-Si ist der Donatoreffekt zu berücksichtigen.

L i t e r a t u r

- [1] Bischoff, L. et al., Phys. Status Solidi A, zur Veröff. eingereicht
- [2] Feichtinger, H. et al., Phys. Status Solidi A53 (1979) K71
- [3] Lenke, H., Phys. Status Solidi A64 (1981) 215
- [4] Weber, E. et al., Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 433

4.43. THERMOTRANSPORT IN SILIKATGLASERN

H. Reuther

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei der Glasherstellung und Glasverarbeitung treten teilweise sehr große Temperaturgradienten auf. Bisher offen war die Frage, ob solche Temperaturgradienten auch in Gläsern Thermotransportvorgänge, d.h. durch inhomogene Temperaturfelder hervorgerufenen Massetransport, induzieren können. Eine Untersuchung dieses Problems ist unter zwei Aspekten interessant, und zwar einerseits hinsichtlich der möglichen Beeinflussung glastechnologischer Prozesse, andererseits bedeutete der Nachweis von Thermotransportvorgängen in Gläsern den Beweis, daß auch Phononenanregungen Impulse auf atomare Streuzentren übertragen und diese zur Wanderung im Temperaturfeld anregen können, eine Möglichkeit, die bisher teilweise angezweifelt wurde [1].

Der Thermotransport kann phänomenologisch mit Hilfe der Thermodynamik irreversibler Prozesse beschrieben werden. Die dabei auftretende Transportwärme $Q^{\#}$, eine Größe mit der Maßeinheit einer Energie, bestimmt Stärke und Richtung des Thermotransports. Bei Vorliegen stationärer Verhältnisse kann sie einfach aus dem in Abhängigkeit vom Temperaturverlauf gemessenen Konzentrationsprofil berechnet werden:

$$Q^{\#} = R \frac{d \ln c}{d (1/T)}$$

mit R - Gaskonstante
 c - Konzentration
 T - absolute Temperatur.

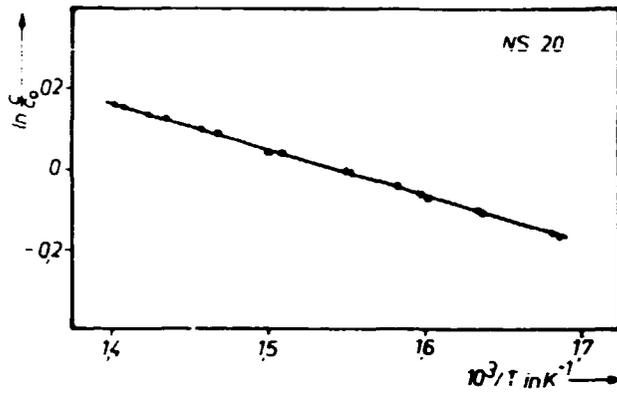


Abb. 1

In c/T^{-1} -Diagramm des stationären Zustandes für Natrium in $\text{Na}_2\text{O} \cdot 4 \text{SiO}_2$ -Glas, berechnete Transportwärme

$$Q^{\text{st}} = -(9.9 \pm 0.9) \text{ kJ/Mol}$$

Die für die Untersuchung genutzte Versuchsanordnung sowie erste experimentelle Ergebnisse über den Thermotransport von Lithium in Lithiumsilikatgläsern sind in [2] beschrieben.

Weitere Untersuchungen wurden an Natrium- und Kaliumsilikatgläsern, an Natrium- und Kaliumalumosilikatgläsern sowie am Kieselglas durchgeführt [3].

Es zeigte sich, daß in allen binären Alkalisilikatgläsern das Alkaliion im Temperaturfeld jeweils zur heißen Seite wandert. Ein entsprechendes $\ln c/T^{-1}$ -Diagramm für ein $\text{Na}_2\text{O}:4 \text{SiO}_2$ -Glas ist in Abb. 1 angegeben. In den ternären Alkalialumosilikatgläsern wandert das Alkaliion ebenfalls jeweils zur heißen Seite, jedoch wird das Konzentrationsgefälle mit zunehmendem Aluminiumgehalt immer flacher, bis schließlich bei einem bestimmten Aluminium-zu-Alkali-Verhältnis überhaupt kein Thermotransport mehr nachweisbar ist. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 2 dargestellt. Als Ursache dafür wird die Veränderung der Glasstruktur beim Einbau von Aluminium ins Silikatgerüst gesehen.

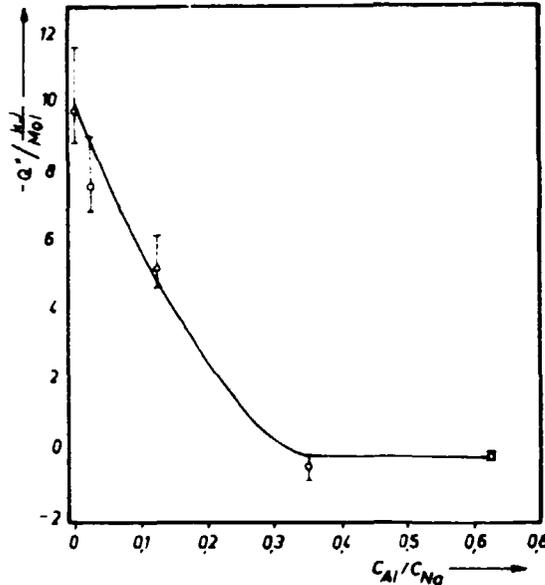


Abb. 2

Abhängigkeit der Transportwärme der Natriumalumosilikatgläser vom Aluminium-zu-Natrium-Verhältnis

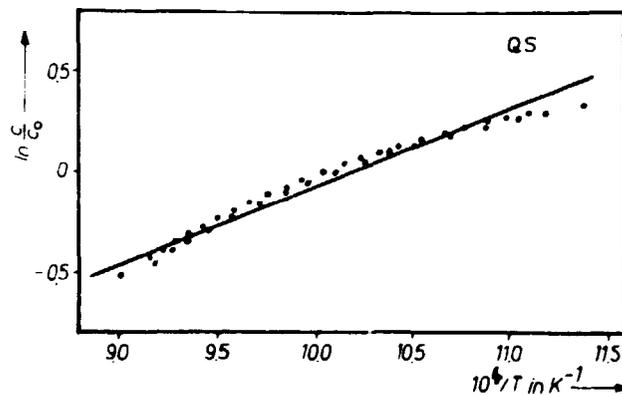


Abb. 3

In c/T^{-1} -Diagramm des stationären Zustandes für Natrium in SiO_2 -Glas, berechnete mittlere Transportwärme

$$Q^{\text{st}} = (31.1 \pm 7.4) \text{ kJ/Mol}$$

Im Kieselglas wurde der Thermotransport von Natrium-Verunreinigungen gemessen. Im Gegensatz zu den Natriumsilikatgläsern, wo das Natrium mit Hauptbestandteil ist, wandert es im Kieselglas zur kalten Seite (Abb. 3).

Zwischen $\ln c$ und $1/T$ besteht keine Linearität, d.h., die Transportwärme ist temperaturabhängig. Das wird darauf zurückgeführt, daß neben dem Natrium auch der Wasserstoff am Thermo-transport beteiligt ist.

Mit den vorliegenden Untersuchungen gelang der erstmalige Nachweis von Thermo-transportprozessen in nicht-elektronenleitenden amorphen Festkörpern.

Die Ergebnisse gestatten Abschätzungen über die technische Relevanz von Thermo-transportvorgängen in Gläsern. Es zeigt sich aber, daß derartige Vorgänge nur in Ausnahmefällen berücksichtigt werden müssen.

L i t e r a t u r

- [1] Huntington, H.B., J. Phys. Chem. Solide 29 (1968) 1641
- [2] Reuther, H. und W. Hinz, Phys. Status Solidi A59 (1980) K87 und 63 (1981) K217
- [3] Reuther, H., Dissertation A. AdW der DDR, 1982

4.44. BESTIMMUNG DES ELEMENTGEHALTES IN FERTIGGLASERN

M. Schiekel, B. Heinrich und J. Heckel
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Zur zerstörungsfreien Bestimmung der Elementzusammensetzung von Fertigprodukten eignen sich insbesondere die instrumentellen radiometrischen Verfahren. Die Leistungsfähigkeit der Aktivierungsanalyse mit thermischen Neutronen und der energiedispersiven Röntgenfluoreszenzanalyse zur Bestimmung der Gehalte an Arsen, Blei und Gold in historischem Gebrauchs- und Schmuckglas wurde untersucht. Vorrangig galten die durchgeführten Arbeiten der Goldgehaltsermittlung. Die Aktivierung des Meßgutes erfolgte mit Neutronen aus einer Am/Be -Quelle (Aktivität 185 GBq). Zur Thermalisierung diente ein Paraffinblock, der Quelle und Probe umschließt. Damit ergibt sich am Probenort eine mittlere Neutronenstromdichte von ca. $10^4 \text{ n/cm}^2 \text{ s}$. Zur Untersuchung des Strahlungseinflusses auf die Qualität des Glases wurde ein Probeabzug aus der Glasschmelze für 14 Tage dem Neutronenstrom ausgesetzt. Eine anschließende optische Prüfung ergab keine Qualitätsänderung des Meßgutes.

Die Bestimmung des Goldanteiles erfolgt über eine Messung der 412-keV-Linie des Isotopes ^{198}Au , das nach der Reaktion



erzeugt wird. Der hohe Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion von 98 barn ermöglicht auch bei Verwendung einer Nuklidquelle mit geringer primärer Neutronenstromdichte den Nachweis geringer Mengen. Bei einer Bestrahlungszeit von 120 h und einer Meßzeit von 100 h konnte aus den erhaltenen Meßergebnissen einer Standardglasprobe eine minimal nachweisbare Masse von 0,1 g Gold bei 500 g Gesamtmasse abgeschätzt werden. Die Bestimmung des Goldgehaltes in historischem Goldrubinglas ergab eine Konzentration von

$$0.012 \pm 0.001 \text{ Masse-\%}$$

bei einer Bestrahlungsdauer von 190 h und einer Meßzeit von 24 h. Der Meßfehler wird im wesentlichen von der Homogenität der Goldverteilung in Standard- und

Meßprobe bestimmt.

Zur energiedispersiven Röntgenfluoreszenzanalyse ist eine Anordnung mit Röntgenröhre und Si(Li)-Halbleiterdetektor-spektrometer (80 mm² Fläche, 180 eV Energieauflösungsvermögen) aufgebaut worden. Die Röntgenröhre besitzt eine wassergekühlte Anode aus Molybdän. Sie wird bei einer Spannung von 40 kV mit einem Anodenstrom von 25 mA betrieben. Die Untersuchung des Einflusses der bei diesen Betriebsparametern emittierten Primärstrahlung auf Goldrubinglas ergab, daß Bestrahlungszeiten bis zu drei Stunden keine merklichen Qualitätsänderung hervorrufen. Erst bei längeren Expositionszeiten zeigen sich Veränderungen in der Lichtdurchlässigkeit des Glases. Die Bestrahlungszeiten des historischen Meßgutes wurden auf 1 h beschränkt. Die Elementgehaltsbestimmung erfolgt nach zwei Methoden. Das erste Verfahren nutzt die bekannte Zusammensetzung einer Vergleichsprobe zur relativen Bestimmung des Elementgehaltes im Meßgut. Die notwendigen Korrekturen zum Matrixeinfluß bleiben klein, da die Zusammensetzungen von Bezugsglas und historischem Goldrubinglas nicht wesentlich voneinander abweichen. Beim zweiten Verfahren wird aus dem Verhältnis von Nutzsignalausbeute zur Ausbeute der gestreuten Mo-K_α-Linie die Konzentration des interessierenden Elementes bestimmt. Die für die Berechnung der Massenschwächungskoeffizienten erforderliche Matrixzusammensetzung des Meßgutes konnte [2] entnommen werden. Sie bestimmt entscheidend den Fehler des Ergebnisses und wurde deshalb einer kritischen Wertung unterzogen. Die Ergebnisse sind in Tab. 1 aufgeführt. Das dabei als Meßglas 1 bezeichnete Objekt ist das gleiche, das auch mittels Aktivierungsanalyse untersucht worden ist.

Die Resultate zeigen, daß beide Verfahren zur Goldgehaltsbestimmung in Glas gut geeignet sind. Die energiedispersive Röntgenfluoreszenzanalyse bietet Vorteile bei der Simultanbestimmung weiterer Elemente, während mittels Aktivierungsanalyse die Fehler kleiner sind und sich kleinere Mengen noch sicher nachweisen lassen.

Tabelle 1

Mittels energiedispersiver Röntgenfluoreszenzanalyse ermittelte Konzentrationen ausgewählter Elemente in historischen Gläsern (Angaben in Masse-%)

Methode Element	mit Vergleichs- probe Au	mit Bezug auf Rückstreulinie		
		Au	As	Pb
Meßglas 1	0.014 ± 0.003	0.013 ± 0.004	0.61 ± 0.20	0.36 ± 0.14
Meßglas 2	0.027 ± 0.008	0.024 ± 0.010	1.09 ± 0.27	0.20 ± 0.07

L i t e r a t u r

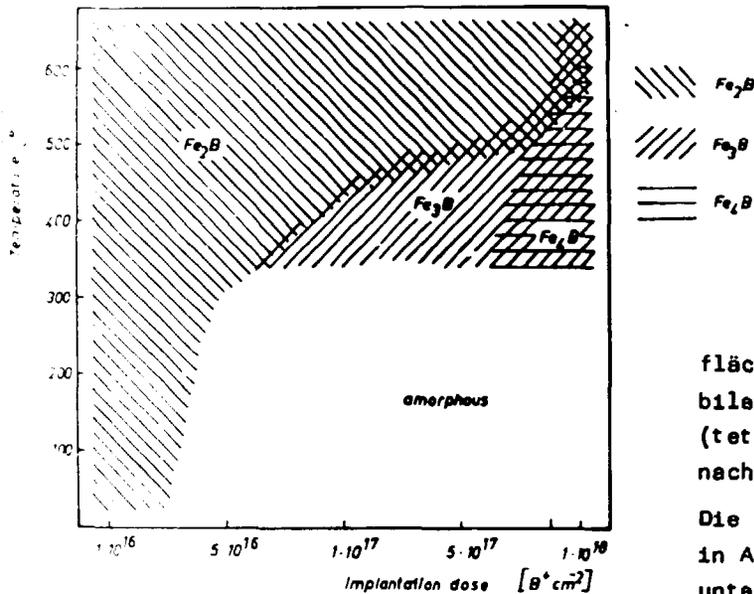
- [1] Maslov, I.A. und V.A. Luknizkiy: Spravocnik po nejtronnomu akzivazionnomu analizu. Leningrad 1971
- [2] Zechimmer, E., Sprechsal 63 (1930) Nr. 34, 642

4.45. BILDUNG VON EISENBORID UND ALUMINIUMNITRID NACH IONENIMPLANTATION

A. Kolitsch und B. Rauschenbach

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Bildung von Eisenborid nach Borimplantation in Eisen und von Aluminiumnitrid nach Stickstoffimplantation in Aluminium wurde im Dosisbereich von 10^{16} bis 10^{18} Ionen/cm² und im Energiebereich von 20 bis 50 keV untersucht. Die Phasenanalyse erfolgte in Abhängigkeit von der Temperatur mittels Transmissions-Hochspannungs-Elektronenmikroskopie und Feinbereichsbeugung.



Bei der Untersuchung von borimplantiertem Eisen in Abhängigkeit von Temperatur und Dosis (siehe Abb. 1) konnten neben der amorphen Phase die metastabilen kristallinen Phasen Fe₃B (orthorhombisch) und Fe₄B (exakt Fe₂₃B₆, kubisch flächenzentriert) und die stabile kristalline Phase Fe₂B (tetragonal raumzentriert) nachgewiesen werden [1].

Die Implantation von Stickstoff in Aluminium führt im gesamten untersuchten Temperaturbereich von Raumtemperatur bis 600 °C zur Bildung der hochschmelzenden Aluminiumnitrid-Verbindung AlN (Wurtzit-Typ, hexagonal)

Abb. 1

Phasendiagramm nach Implantation von Borionen in Eisen

[2]. Die Ausscheidungen wachsen anfangs kohärent, bei hoher Temperatur und/oder Dosis zunehmend inkohärent, wodurch eine anisotrope Versetzungsstruktur (Hauptgleitebene: (111)) initiiert wird.

L i t e r a t u r

- [1] Kolitsch, A. et al., Radiat. Eff., zur Veröff. eingereicht; Rauschenbach, B. et al., *Phys. Status Solidi A* 65 (1981) K103
- [2] Rauschenbach, B. and A. Kolitsch, *Thin Solid Films*, zur Veröff. eingereicht

4.46. BILDUNG AMORPHER METALL-METALLOID-PHASEN NACH IONENIMPLANTATION

B. Rauschenbach

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Ionenimplantation stellt eine neue Methode zur Herstellung amorpher Verbindungen an Metalloberflächen dar. Wenn die Konzentration und die Energie der durch ein Ion versetzten Atome hoch ist, findet lokal eine Umwandlung des Targets vom

kristallinen in den amorphen Zustand statt. Falls die implantierte Ionendosis groß genug ist, überlappen die amorphen Bereiche, die durch die einzelnen Ionen erzeugt wurden, so daß eine geschlossene amorphe Schicht gebildet wird [1]. Die Umwandlung findet innerhalb sehr kurzer Zeiten (10^{-12} bis 10^{-10} s) und bei hohen Temperaturen (10^2 bis 10^3 °C) statt. Damit ergeben sich theoretisch Abkühlgeschwindigkeiten von ca. 10^{14} bis 10^{15} Ks $^{-1}$.

Die Bildung amorpher Metallschichten nach Implantation tritt nur ein, wenn das folgende Kriterium erfüllt ist:

$$\bullet 0.59 \leq R \leq 0.88$$

$$\bullet \Delta\phi^* \leq 0.75 \text{ V (d.u.)}^{-1/3} \Delta n_{ws}^{1/3} \text{ für amorphe Nichtübergangsmetall-Metalloid-Verbindungen}$$

$$\Delta\phi^* \leq 0.75 \text{ V (d.u.)}^{-1/3} \Delta n_{ws}^{1/3} - 0.45 \text{ V für amorphe Übergangsmetall-Metalloid-Verbindungen,}$$

wobei R das Verhältnis von Metalloid-Atomradius zu Metall-Atomradius, $\Delta\phi^*$ die chemische Potentialdifferenz in Volt (V) und Δn_{ws} die Differenz der Elektronendichte am Rande der Wigner-Seitz-Zelle, in density units (d.u.) bedeuten [2]. Es wurden beispielsweise die amorphen Metall-Metalloid-Verbindungen Eisen-, Nickel-, Kupfer-, Indium-, Aluminiumborid, Eisenkarbid und Eisensilizid sowie Platinsilizid mittels Elektronenbeugung (SAD) analysiert [2,3]. Es konnten die Amorphisierungsdosen und die Rekristallisationstemperaturen bestimmt werden [4].

L i t e r a t u r

- [1] Hohmuth, K. und B. Rauschenbach, Proc. 14. Metalltagung, Dresden 1981, 336
- [2] Rauschenbach, B. und K. Hohmuth, Phys. Status Solidi A, zur Veröff. eingereicht
- [3] Rauschenbach, B. et al., Phys. Status Solidi A65 (1981) K103;
Rauschenbach, B., Proc. 7. Tagung Hochvakuum, Grenzflächen/Dünne Schichten, Dresden 1981, 357
- [4] Rauschenbach, B., Proc. 10. Tagung Elektronenmikroskopie, Leipzig 1981, 58

4.47. VERFAHREN ZUR PORENDURCHMESSERBESTIMMUNG AN KERNSPUR-MIKROFILTERN

H.B. Lück und A. Nebelung

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei der Entwicklung einer Funkenentladung in einer Pore, deren Durchmesser kleiner als der Durchmesser der Elektronenlawine ist, führt deren Ladungsträgerverlust an der Porenwandung zu einer Erhöhung der Durchschlagsspannung [1]. Dieser Zusammenhang kann zur Bestimmung des Porendurchmessers (PD) in Kernspur-Mikrofiltern (KMF) genutzt werden, indem mit Hilfe eines Funkenzählers [2] die Funkrate in Abhängigkeit von der Durchschlagspannung ermittelt wird. Um zu verhindern, daß eine Pore mehrfach "gefunkt" wird, benutzt man Al-bedampfte Polyesterfolie als Elektroden, deren dünne Metallschicht durch die erste Funkenentladung in einem Umkreis von 50 bis 100 μm verdampft. Dadurch ist die Elektrode jedoch nach etwa 10 000 Durchschlägen/cm 2 zerstört, wobei bereits ab 1000 Durchschläge/cm 2 Zählverluste auftreten. Um zu vermeiden, daß die Elektroden durch einen geringen Anteil größerer Poren (Mehrfachporen) bereits aufgebraucht werden, bevor die Spannung den Wert für die Majorität der Poren erreicht,

wird der KMF mit einer Reduzierfolie (RF) abgedeckt, die etwa 1000 Löcher/cm² enthält [3].

Das Verfahren kann zur PD-Bestimmung bei KMF in einem PD-Bereich von 1.5 bis 0.1 μm eingesetzt werden, was bei 10 μm dicker KMF und RF einem Spannungsbereich von 600 - 1800 V entspricht. Der PD läßt sich ohne Kenntnis der Porendichte bis zu einer Porosität von etwa 10 % ermitteln, was dem für Filtrationszwecke nutzbaren Porositätsbereich entspricht.

L i t e r a t u r

- [1] Auckland, D.W. et al., Rep. Phenomena, NAS, Downington (1974) 472
- [2] Lück, H.B. and A. Nebelung, Nucl. Tracks 6 (1982)
- [3] Lück, H.B. and A. Nebelung, Nucl. Instrum. Methods, im Druck

4.48. TREEING AN SPALTFRAGMENTSPUREN IN POLYESTERFOLIE

H.B. Lück

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

K. Turek und F. Spurny

Institut für Strahlendosimetrie, Prag

Läßt man auf geätzte Spaltfragmentspuren in einer dünnen Polyesterfolie (23 - 100 μm dick), die als Trennwand zwischen zwei Halbzellen angeordnet ist, die mit 1 n KCl-Lösung gefüllt sind, ein elektrisches Wechselfeld einwirken, dann wird der Elektrolyt durch die geätzten Spuren unter Ausbildung einer Craze-Struktur in die Folie gepreßt [1]. Dieser Vorgang, den man als Treeing bezeichnet, wird unter den genannten Bedingungen durch den elektroosmotischen Druck hervorgerufen [2]. In einer anschließenden Ätzung mit 5 n NaOH bei 70 °C wird die Craze-Struktur zerstört, wodurch eine Kavertne entsteht, die bei einer dünnen Folie zur Gegenseite geöffnet sein kann (Abb. 1a). Auf diese Weise lassen sich Kavertnen bis zu 200 μm Durchmesser herstellen, die das Auffinden und die Zählung der Spaltbruchstückspuren erleichtern [1,3].

Eine Verzögerung der Ätzung um 24 h zeigt (Abb. 1b), daß die Craze-Struktur ausheilen kann. Außerdem erkennt man, daß die Teilchenspur auf der unbestrahlten Gegenseite von kleinen Ätzgruben umgeben ist, was auf eine Schädigung der Gegenseite durch die elektrische Behandlung hinweist [2]. Eine erhöhte Wandladungsdichte in den vorgeätzten Spaltfragmentspuren wird als Ursache für das Auftreten von Elektrolytblasen nach dem Einwirken des elektrischen Wechselfeldes angesehen (Abb. 1c) [2]. Eine Blasenbildung wurde bevorzugt an Teilchenspuren beobachtet, die nach der ersten Ätzung zu kurz neutralisiert worden waren, bzw. wenn bei der elektrischen Behandlung eine schwach alkalische KCl-Lösung benutzt wurde. Die Elektrolytblasen bilden nach der Ätzung durch die ausgefallenen Ätzprodukte besondere kontrastreiche Objekte (Abb. 1d), die sich leicht erkennen lassen.

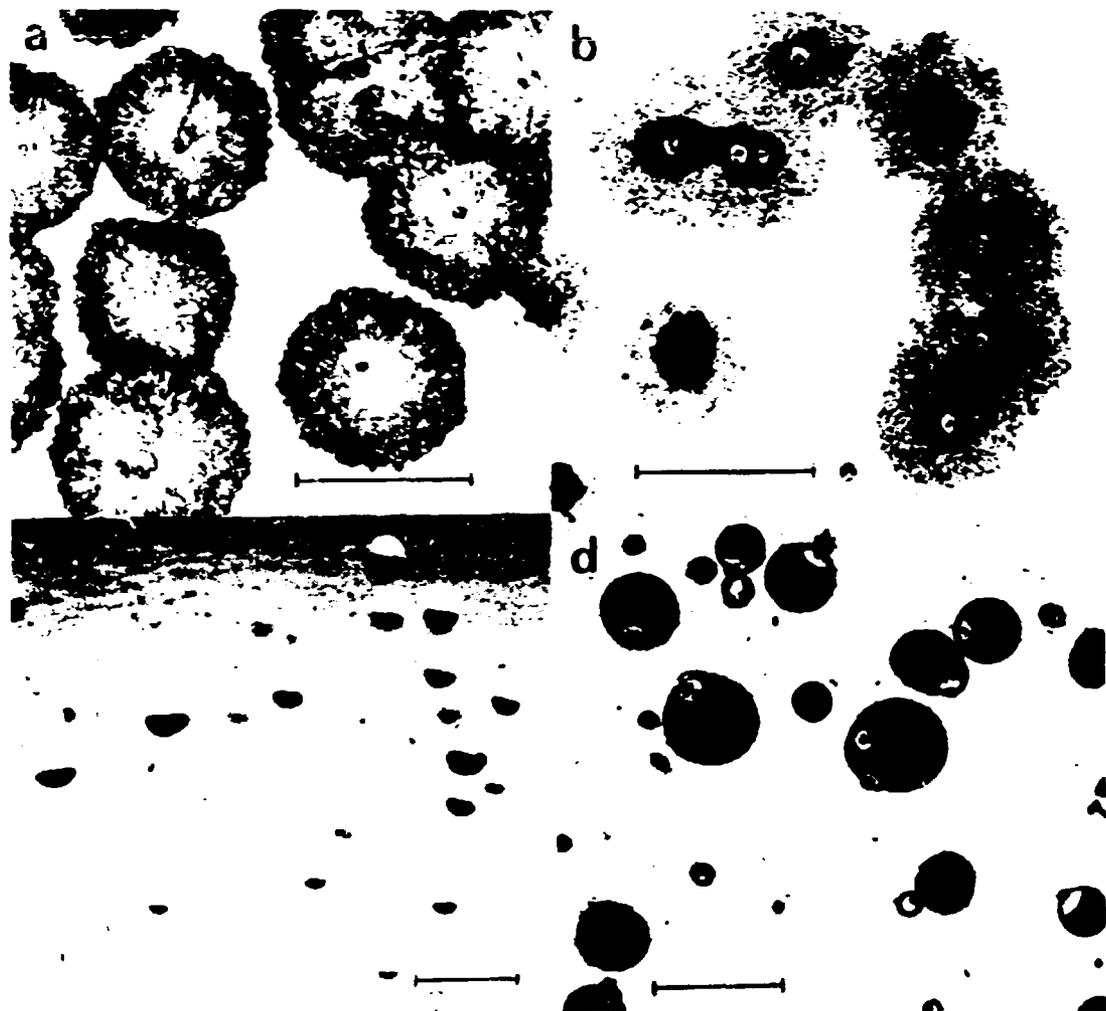


Abb. 1

Kavernen und Blasen an Spaltfragmentspuren in 25 µm dicker Polyesterfolie. Die Balkenlänge entspricht 250 µm.

- a) Offene Kavernen (sofort nach der elektrischen Behandlung geätzt)
- b) Offene Kavernen mit Ätzgruben auf der Gegenseite (24 h nach der elektrischen Behandlung geätzt)
- c) Elektrolytblasen nach der elektrischen Behandlung
- d) Geätzte Elektrolytblasen (mit ausgefallenen Ätzprodukten gefüllt)

L i t e r a t u r

- [1] Lück, H.B. et al., Nucl. Tracks 4 (1980) 151
- [2] Lück, H.B. et al., 11th Int. Conf. on Solid State Nuclear Track Detectors, Bristol 1981
- [3] Somogyi, G. and G. Almasi, 11th Int. Conf. on Solid State Nuclear Track Detectors, Bristol 1981

4.49. RELATIVE INTENSITÄTEN VON DIFFRAKTIONSREFLEXEN VERSCHIEDENER BEUGUNGSORDNUNG AN EBENEN KRISTALLEN VON QUARZ, LiF, Ge UND Si

A. Pohlere

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

G. Zschornack

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubne

In der Abteilung Neue Beschleunigungsmethoden des VIK Dubna wird ein hochauflösendes Röntgenkristalldiffraktionspektrometer zur Analyse der Energien und Intensitäten der charakteristischen Röntgenstrahlung von Schwerionen entwickelt. Es handelt sich dabei um ein fokussierendes Kristalldiffraktionspektrometer in Johansson-Geometrie [1]. Soll ein weiter Z-Bereich für die Spektrometrie der Röntgenemissionslinien der K-Serie erfaßt werden, ist es aufgrund der verfügbaren Analytorkristallmaterialien und deren Kristallstruktur unumgänglich, eine Reihe von Röntgenlinien von Elementen mit hoher Ordnungszahl in höheren Beugungsordnungen n zu messen. Bei der Auswahl geeigneter Analytorkristalle müssen insbesondere die Gitterkonstante der ausgewählten Netzebene und der damit über die Bragg'sche Gleichung und die konkreten geometrischen Abmessungen des Spektrometers vorgegebene Energiebereich sowie die Änderung der Reflexintensität mit wachsender Beugungsordnung in Rechnung gestellt werden. Da nur wenig und zum Teil in sich widersprüchliche Informationen über die Änderung der Reflexintensitäten bei unterschiedlichen Beugungsordnungen verfügbar sind [2,3], wurde diese Beziehung für LiF(200), Si(111), Si(100), Ge(111), Ge(100) und Quarz(1011) experimentell für ebene Kristalle bestimmt.

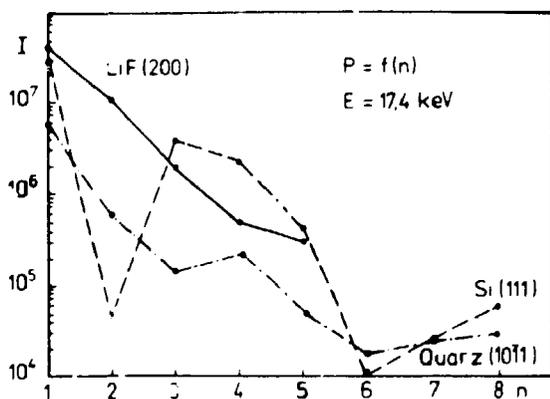


Abb. 1

Nettoreflexintensitäten von LiF(200), Si(111) und Quarz(1011) für die Beugungsordnungen $1 \leq n \leq 8$

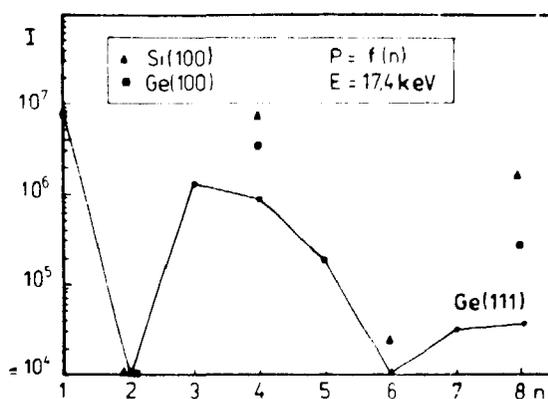


Abb. 2

Nettoreflexintensitäten von Ge(111), Si(100) und Ge(100) für die Beugungsordnungen $1 \leq n \leq 8$

Für die Messung wurde ein industriell gefertigtes Horinzontal-zählrohrgoniometer HZG 4 vom VEB Freiburger Präzisionsmechanik mit einem Meßkreiseradius von 250 mm verwendet. Die Analyse der Reflektionseigenschaften der einzelnen Kristalle erfolgte für die Molybdän-K α -Strahlung ($E = 17.441$ keV).

In den Abb. 1 und 2 sind die Nettoreflexintensitäten für die einzelnen Kristalle und die verschiedenen Beugungsordnungen angegeben. Die aufgeführten Werte wurden nach einer numerischen Spektralanalyse erhalten und sind für einen quadra-

tisch approximierten Untergrund korrigiert.

Während für LiF(200) und Quarz ($10\bar{1}1$) ein wenig strukturiertes Abfallen der Net-
toreflexintensitäten mit zunehmender Beugungsordnung zu verzeichnen ist, weisen
die übrigen Messungen eine deutliche Struktur der untersuchten Abhängigkeit auf.
Besonders auffallend sind die Minima bei $n = 2$ und 6 für Si(111) und Ge(111)
und das vernachlässigbare Reflexionsvermögen von Si(100) und Ge(100) bei
 $n = 1, 3, 5, 7$.

Die erhaltenen Resultate zeigen die Grenzen für den Einsatz der entsprechenden
Kristalle und Gitterebenen bei Messungen unter hohen Beugungsordnungen. Ist eine
Reflektivitätsminderung gegenüber der Reflexintensität von LiF(200) bei $n = 1$
um eine bzw. zwei Größenordnungen zulässig, kann der Meßbereich für die unter-
suchten Gitterebenen z.T. wesentlich erweitert werden.

L i t e r a t u r

- [1] Johansson, T., Z. Phys. 82 (1933) 507
- [2] Blochin, M.A.: Methoden der Röntgenspektralanalyse. Moskau 1959 (in russ.)
- [3] Beer, W.: Gamma-Reflektivität von Kristallen. Rapport IPF-SP-004 (1974)

4.50. DIE SIGNIFIKANZ LOKALER ELEKTRONENAUSTAUSCHPOTENTIALE BEI DER BERECHNUNG VON RÖNTGENÜBERGANGSENERGIEVERSCHIEBUNGEN IN HOCHIONISIERTEN ATOMEN

G. Zschornack

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

G. Masiol

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Für die Diagnostik von Schwerionenquellen, Hochtemperaturplasmen, von Ion-Atom-
Stoßprozessen und von Elektronen-Ionen-Ringen in Schwerionenkollektivbeschleu-
nigern ist es von Interesse, aus der Energieverschiebung der emittierten charak-
teristischen Röntgenstrahlung auf den Ionisationszustand der emittierten Atome
zu schließen. Bisher existiert nur wenig relevante Information, wie sich die
Energie der charakteristischen Röntgenstrahlung in Abhängigkeit von verschiedenen
Außenschalenionisationszuständen ändert. Da auf experimentellem Wege derartige
Informationen nur unter sehr vielen Schwierigkeiten zu erlangen sind, ist es
oftmals nur möglich, über die Self-consistent-field-Methode entsprechende Grö-
ßen zu berechnen.

Das umfassendste Modell zur Berechnung der energetischen Struktur der Atomhülle
von Schwerionen ist die Dirac-Fock-Methode mit Berücksichtigung der vom Breit-
operator herrührenden Beiträge, wenn von quantenelektrodynamischen Korrekturen
abgesehen wird. Entsprechende Rechenprogramme [1] sind jedoch sehr rechenzeit-
aufwendig, da die Austauschwechselwirkung zwischen den Elektronen durch ein
nichtlokales Potential beschrieben wird. Weniger rechenzeitaufwendig sind Pro-
gramme [2], bei denen die Approximation der Austauschwechselwirkung durch ein
lokales Potential vom Slaterschen $g^{1/3}$ -Typ [3] erfolgt (Dirac-Fock-Slater-
Methode).

In Abb. 1 werden mit der Dirac-Fock-Slater-Methode berechnete Röntgenübergangs-
energieverschiebungen von der $K_{\alpha 1}$ -Linie von Blei den aus der Dirac-Fock-Metho-
de erhaltenen Werten gegenübergestellt. Neben der nichtlokalen Beschreibung des
Elektronenaustausches beinhalten die über die Dirac-Fock-Methode berechneten

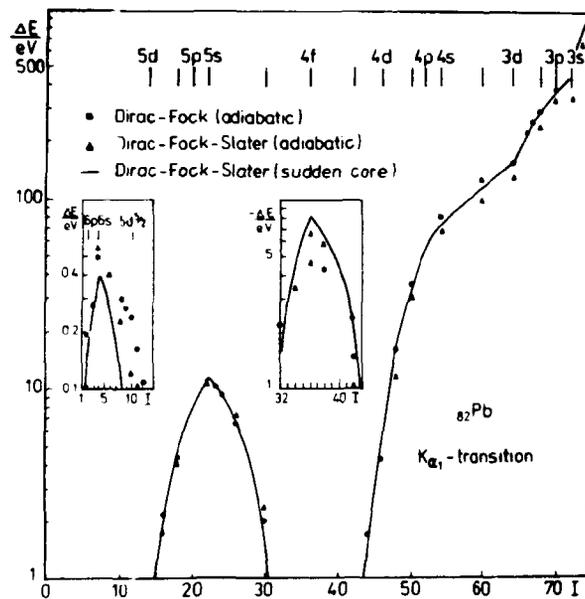


Abb. 1

Für verschiedene Modelle berechnete Röntgenübergangsergieverschiebungen der K_{α_1} -Linie von Blei als Funktion I der Außenschalenionisation

Werte vom Breitoperator herrührende Beiträge (magnetische Effekte und Retardierung). Zu den für alle Ionisationszustände von Blei bei sukzessive zunehmender Außenschalenionisation mit der Dirac-Fock-Slater-Methode unter Verwendung eines Freielektronenaustauschpotentials [4,5] für eingefrorene Orbitale berechneten Energieverschiebungen der K_{α_1} -Linie werden für ausgewählte Ionisationszustände Werte für adiabatische Dirac-Fock-Slater-

und für adiabatische Dirac-Fock-Rechnungen angegeben. Aus Abb. 1 ist ersichtlich, daß alle Berechnungsverfahren zu gleichartigen, nur wenig voneinander abweichenden Resultaten führen. Das erhaltene Resultat stützt die Aussage von Gilp und Weightman [6], daß die konkrete Realisierung einer Zentralfeldnäherung für die Analyse von inneren Eigenschaften der Atomhülle in Abhängigkeit vom Ionisierungsgrad nicht zu signifikant abweichenden Ergebnissen führt. Wichtig ist eine durchgehende Konsistenz der Rechnungen, d.h., die Rechnungen sollten stets auf gleichem Niveau hinsichtlich der Einbeziehung oder Vernachlässigung bestimmter Effekte erfolgen.

L i t e r a t u r

[1] Desclaux, J.P., Comput. Phys. Commun. 9 (1975) 31
 [2] Liberman, D.A. et al., Comput. Phys. Commun. 2 (1971) 107
 [3] Slater, J.C., Phys. Rev. 81 (1951) 385
 [4] Liberman, D.A., Phys. Rev. 171 (1968) 1
 [5] Sham, L.J. and W. Kohn, Phys. Rev. 145 (1966) 561
 [6] McGilp, J.F. and P. Weightman, J. Phys. B13 (1980) 1953

4.51. K-RÖNTGENEMISSIONSRATEN UND RELATIVE LINIENINTENSITÄTEN VON K-RÖNTGENÜBERGÄNGEN IN VIELFACH IONISIERTEM ARGON

G. Zschornack
 Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna
 G. Musiol
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Von den Energien und Linienintensitäten der charakteristischen Röntgenstrahlung von Schwerionen kann auf deren Ladungszustand geschlossen werden. Dies wird bei der Analyse von Elektronen-Ionen-Ringen im Sinne der Strahldiagnostik am Schwer-

ionenkollektivbeschleuniger des VIK Dubna ausgenutzt [1]. Die Röntgenübergangsenergien, die Röntgenemissionsraten sowie die relativen Linienintensitäten der charakteristischen Röntgenstrahlung ändern sich als Funktion des Ionisationszustandes des Atoms. In früheren Arbeiten wurden die Verschiebungen der Energien ausgewählter Röntgenübergänge als Funktion des Ladungszustandes für verschiedene Atome untersucht [2-4]. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist das Studium der Intensitätsverhältnisse von Linien der K-Serie der charakteristischen Röntgenstrahlung von Argon in Abhängigkeit vom Ionisationszustand des Atoms. Betrachtet werden die jeweiligen Ionengrundzustände.

Die Berechnung erfolgte auf der Grundlage von Dirac-Fock-Slater-Wellenfunktionen, die mit Hilfe des Rechenprogrammes von Liberman et al. [5] generiert wurden. Dabei kam die Berechnungsmethode nach Scofield [6] zum Einsatz, bei der alle Multipolordnungen des Strahlungsfeldes berücksichtigt werden.

Erste Ergebnisse, die mit den entsprechenden Rechenprogrammen für K-Röntgenintensitätsänderungen durch Vielfachionisationsprozesse in Blei erhalten wurden, sind in [4] vorgestellt.

In den Tab. 1 und 2 sind die entsprechenden Änderungen der Röntgenemissionsraten und der relativen Linienintensitäten als Funktion des Ionisationszustandes von Argon bei sukzessive wachsender Außenschalenionisation für die Ionengrundzustände dargestellt. Auf die Berücksichtigung des Elektronenaustausches durch separate Berechnungen der Anfangs- und Endzustandswellenfunktionen wurde verzichtet, da das Interesse ausschließlich der Änderung der Röntgenintensitäten bei wachsendem Ionisationsgrad galt.

Tabella 1

Berechnete K-Röntgenemissionsparameter für sukzessiv zunehmende Außenschalenionisation in Argonatomen (in Einheiten von $\text{eV}/\%$); I - Ionisationsgrad

I	Total	L_{II}	L_{III}	M_{II}	M_{III}
0	0.0715	0.0220	0.0441	0.0018	0.0036
1	0.0713	0.0221	0.0442	0.0020	0.0030
2	0.0708	0.0221	0.0442	0.0022	0.0023
3	0.0703	0.0222	0.0444	0.0025	0.0012
4	0.0695	0.0222	0.0445	0.0027	
5	0.0686	0.0224	0.0448	0.0015	
6	0.0676	0.0225	0.0450		
7	0.0680	0.0226	0.0454		
8	0.0683	0.0227	0.0455		
9	0.0603	0.0241	0.0362		
10	0.0511	0.0255	0.0256		
11	0.0405	0.0270	0.0136		
12	0.0285	0.0285			
13	0.0150	0.0150			

Tabelle 2

Änderungen der relativen Röntgenlinienintensitäten der K-Serie von Argon bei sukzessiv zunehmender Außenschalenionisation (Einheiten von eV/Å); I - Ionisationsgrad

I	$K_{\alpha 2}/K_{\alpha 1}$	K_{β}/K_{α}	$K_{\beta 3}/K_{\alpha 1}$	$K_{\beta 1}/K_{\alpha 1}$	$K_{\beta 3}/K_{\beta 1}$
0	0.4992	0.0818	0.0408	0.0818	0.4986
1	0.4993	0.0757	0.0455	0.0679	0.6700
2	0.4992	0.0677	0.0506	0.0508	0.9956
4	0.4992	0.0404	0.0606		
5	0.4992	0.0219	0.0328		
6	0.4997				
7	0.4990				
8	0.4991				
9	0.6652				
10	0.9965				
11	1.9911				

L i t e r a t u r

- [1] Zschornack, G. et al., Nucl. Instrum. Methods 173 (1980) 457
- [2] Siebert, H.-U. et al., Opt. Spektrosk. 42 (1977) 1012
- [3] Zschornack, G. et al., Opt. Spektrosk. 47 (1979) 430
- [4] Arndt, E. et al., Phys. Lett. A83 (1981) 164
- [5] Liberman, D.A. et al., Comput. Phys. Commun. 2 (1971) 107
- [6] Scofield, J.H., Phys. Rev. 179 (1969) 9

4.52. PARALLELUNTERSUCHUNGEN VON GITTERKONSTANTENÄNDERUNG UND OBERFLÄCHENANHEBUNG PROTONENBESTRAHLTER GALLIUMPHOSPHID-EINKRISTALLE
(zur Veröff. eingereicht bei Radiat. Eff.)

C. Ascheron, V. Geist und G. Otto
Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik
A. Schindler
Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung Leipzig,
Bereich Strahlenforschung

Die beim Ionenbeschuß von kristallinen Materialien auftretenden Volumenvergrößerungen äußern sich mikroskopisch als Änderungen der Netzebenenabstände, z.B. [1,2], und makroskopisch als Anhebung der Oberfläche des bestrahlten Gebiets, z.B. [3,4]. Die Abhängigkeit dieser beiden Effekte von der Protonendosis und Ausheiltemperatur wurde von uns an GaP-Kristallen untersucht.

Die Bestimmung der Oberflächenanhebung h erfolgte durch mechanisches Abtasten (Talystep) und die der Gitteraufweitung Δd in situ mittels des protoneninduzierten Kosseloeffektes [5,6].

Die Ergebnisse der Talystep-Untersuchungen beschreiben die integrale Gitteraufdehnung des gesamten bestrahlten Kristallgebieten sowie den Einfluß des eingelagerten Wasserstoffes. Dagegen charakterisieren die Kosseloeffektmessungen nur einen

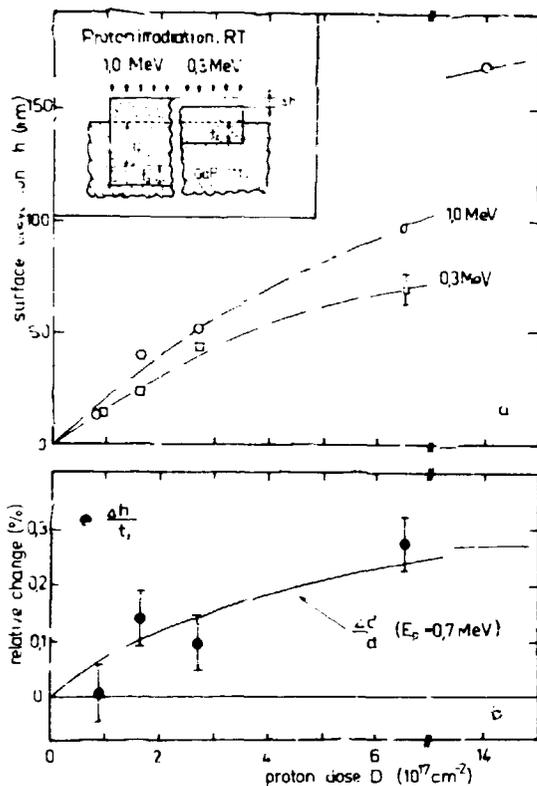


Abb. 1

a) Oberflächenanhebung h in Abhängigkeit von der Protonendosis D für zwei Inzidenzenenergien

b) Relative Volumenänderung $\frac{\Delta h}{t_1}$ und relative Vergrößerung des Netzebenenabstandes $\frac{\Delta c}{c}$ als Funktion der Protonendosis D

Oberflächenbereich von 1 bis 2 μm Dicke. Um die Ergebnisse beider Messungen zu vergleichen, wurde die Höhendifferenz Δh herangezogen, die zwischen den Oberflächenanhebungen bei Bestrahlung mit 1-MeV- und 0.3-MeV-Protonen besteht (Abb. 1a). Diese Differenzkurve (Abb. 1b) beschreibt die Expansion einer Oberflächenschicht der Dicke $t_1 = (12.6 - 2.6) \mu\text{m} = 10 \mu\text{m}$ (Reichweiten: $R_p(1 \text{ MeV}) = 12.6 \mu\text{m}$, $R_p(0.3 \text{ MeV}) = 2.6 \mu\text{m}$).

Die integrale Expansion $\frac{\Delta h}{t_1}$ dieser Schicht und die relative Gitteraufweitung $\frac{\Delta c}{c}$, die sich für eine mittlere Protonenenergie von 0.65 MeV in der Schicht t_1 ergibt [5,6], befinden sich in guter Übereinstimmung (Abb. 1b).

Diese Ergebnisse lassen den Schluß zu, daß die als Oberflächenanhebung Δh meßbare Expansion quantitativ die Vergrößerung der Netzebenenabstände im betrachteten Gebiet t_1 widerspiegelt und damit den mittleren Fehl Ordnungsgrad [5]. Ausheilungsuntersuchungen (bei 450 K und 700 K) zeigen, daß $\frac{\Delta h}{t_1}$ und $\frac{\Delta c}{c}$ in quantitativ gleicher Weise mit der Ausheiltemperatur abnehmen (vgl. auch [7]). Um die stärkere Expansion, die aus dem Gebiet t_2 am Reichweitenende stammt, zu erklären, müssen außer einer größeren Gitteraufweitung noch die Einflüsse von Gasblasen und möglichen Leerstellenkomplexen berücksichtigt werden. Erste raster-elektronenmikroskopische Untersuchungen zeigten das Auftreten von Blistern. Analoge Experimente an mit Heliumionen bestrahlten GaP-Kristallen sind in Arbeit.

L i t e r a t u r

- [1] Simmons, R.O., Phys. Rev. **113** (1959) 70
- [2] Poate, J.M. et al., Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 1308
- [3] Whan, R.E. and G.W. Arnold, Appl. Phys. Lett. **17** (1970) 378
- [4] Tu, K.N. et al., J. Appl. Phys. **43** (1972) 4262
- [5] Ascheron, C., Dissertation A. KMU Leipzig, 1980
- [6] Geist, V. et al., Radiat. Eff. **54** (1981) 105
- [7] Ascheron, C. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 115

4.53. MESSUNG VON ARGONTIEFENPROFILIEN IN GALLIUMPHOSPHID MITTELS SIMS

W. Frentrop und M. Griepentrog

Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik

Bei Untersuchungen zur Ionenstrahlgetterung wurde nachgewiesen, daß durch Argonimplantation geschaffene Strahlenschäden in GaP nach erfolgter Temperung von Kupfer dekoriert werden [1]. Das Kupferprofil wurde mit SIMS (SMI 300) bestimmt.

Aufgrund der geringen Ionisierungswahrscheinlichkeit von Argon ist der Nachweis mittels SIMS sehr kompliziert. Außerdem ist wegen der nicht hochauflösenden Massentrennung der SMI 300 mit Masseninterferenzen zu rechnen. So könnte z.B. Kalzium (^{40}Ca), das durch eine sehr hohe Ionisierungswahrscheinlichkeit gekennzeichnet ist, bei Messungen das geringe ^{40}Ar -Signal überdecken. Die Argonimplantationen erfolgten bei 300 keV mit $D = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ bis $D = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Bei den SIMS-Messungen wurden als Primärionen positive Sauerstoffionen verwendet. Bei der Massenzahl 40 waren keine auswertbaren Signale meßbar. Da bekannt ist, daß Clusterionen ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis aufweisen als Elementionen, wurden auf der Massenzahl 109 ($^{69}\text{Ga}^{40}\text{Ar}$)⁺ Tiefenprofile gemessen. Es wurden annähernd gaußförmige Profile gefunden. Um die Möglichkeit auszuschließen, daß von der Oberfläche her eindiffundiertes oder während der Implantation hineintransportiertes Kalzium das Gebiet der Strahlenschäden dekoriert hat und so auf der Massenzahl 109 ($^{69}\text{Ga}^{40}\text{Ca}$) das Signal hervorruft, wurde das Isotop ^{36}Ar implantiert.

Bei $^{36}\text{Ar}^+$ bzw. ($^{69}\text{Ga}^{36}\text{Ar}$)⁺ traten keine störenden Masseninterferenzen auf. Das auf der Massenzahl 105 gemessene Tiefenprofil entsprach im Rahmen der Meßgenauigkeit einem Gaußprofil. Vergleichsmessungen bei Masseneinheit 36, 40 und 109 ergaben keine derartige Profilform. Daraus kann der Schluß gezogen werden, daß auch im Fall der mit ^{40}Ar implantierten Proben das Clusterion ($^{69}\text{Ga}^{40}\text{Ar}$)⁺ gemessen wurde.

Bei weiteren Messungen wurde die Dosisabhängigkeit der Implantationsprofile untersucht. Tab. 1 zeigt die experimentellen Ergebnisse.

Tabelle 1

Parameter der gemessenen 300-keV-Argon-Tiefenprofile in GaP: Implantationsdosis D , mittlere projizierte Reichweite R_p , Straggling ΔR_p und Argonkonzentration N_{max} im Maximum des Tiefenprofile (bei R_p)

$D/10^{15} \text{ cm}^{-2}$	$R_p/\text{Å}$	$\Delta R_p/\text{Å}$	$N_{\text{max}}/10^{19} \text{ cm}^{-3}$
1	2450 ± 100	850 ± 100	4.5 ± 0.5
2	2400 ± 100	800 ± 100	9.5 ± 1.0
3	2400 ± 100	800 ± 100	23 ± 3

In [2] werden für Argon in GaP bei $E = 300 \text{ keV}$ folgende Werte angegeben:

$$R_p = 2411 \text{ Å} \quad \Delta R_p = 884 \text{ Å} .$$

Abb. 1 zeigt die normierte Darstellung der gemessenen Profile im Vergleich zum entsprechenden Gaußprofil. Es ist eine gute Übereinstimmung zu verzeichnen. Ein Vergleich mit nach der Pearson-(IV)-Verteilung berechneten Werten [2] bringt im Rahmen der Meßgenauigkeit keine bessere Übereinstimmung. Die Nachweisgrenze der

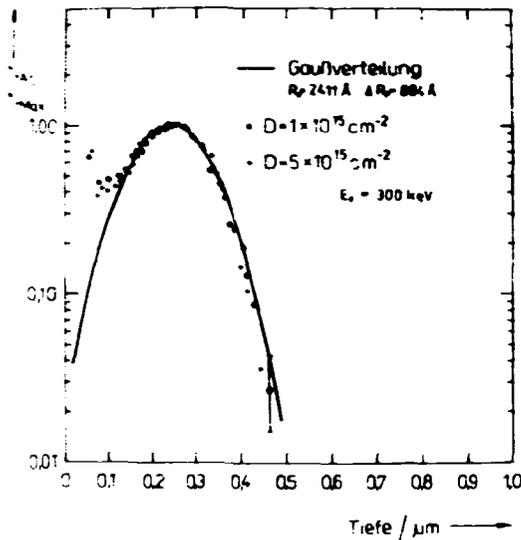


Abb. 1
Normierte Darstellung der Argonimplantationsprofile in GaP

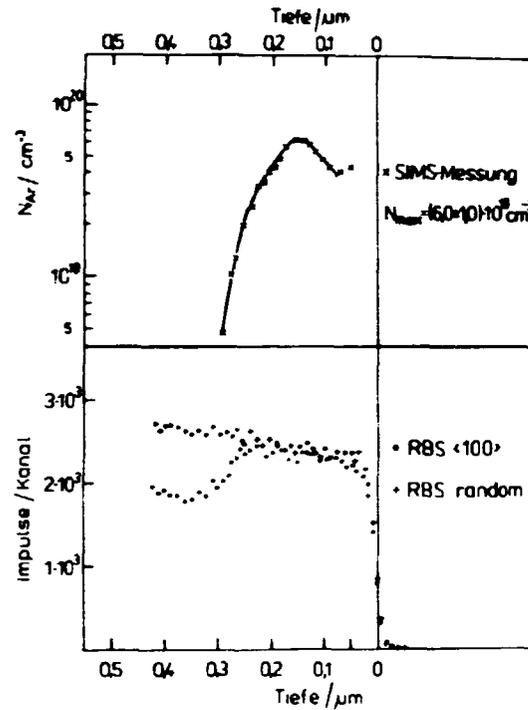


Abb. 2
Vergleich von Argonimplantationsprofil (SIMS) und He-Rückstreuungsspektrum in GaP

Argonprofile liegt unter $N = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. In der oberflächennahen Schicht ($x \approx 0.12 \mu\text{m}$) gibt es starke Abweichungen vom Gaußprofil. Als Ursache dafür kann eine erhöhte Sekundärionenausbeute durch Verunreinigungen sowie eine Überlagerung des Nutzsignals durch das ($^{69}\text{Ga}/^{40}\text{Ca}$)-Signal in Frage kommen.

Der durch die Argonimplantationen geschaffene Strahlenschaden wurde mit RBS untersucht (FSU Jena, 1.4 MeV, He^+). Bei einer Dosis von $D = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ($E = 200 \text{ keV}$) entsteht eine bis zur Oberfläche reichende amorphe Schicht. Diese Schicht reicht bis in eine Tiefe von $x = 0.26 \mu\text{m}$. Abb. 2 stellt das RBS-Spektrum und das entsprechende chemische Profil (SIMS-Messung) dar.

Vergleichende Messungen zur Kupfergetterung zeigten, daß zuerst die Grenzzone zwischen dem strahlengeschädigten Gebiet und dem unzerstörten Kristall dekoriert werden [3]. Bei höheren Temperaturen erfolgt dann eine gleichmäßige Verteilung des Kupfers im gesamten Strahlenschadensgebiet.

L i t e r a t u r

- [1] Griepentrog, M., 12. Arbeitstagung "Physik der Halbleiteroberfläche", Binz 1981; Tagungsbericht ZIE AdW DDR 1981, S. 69
- [2] Kumakov: Tabellen der Reichweiteverteilungen (russ.). Minsk 1980
- [3] Griepentrog, M. et al., 3. Int. Conf. on Secondary Ion Mass Spectrometry, Budapest 1981; Abstracts 1981, S. 65

4.54. UNTERSUCHUNGEN ZUR STRAHLENBELASTUNG VON EINKRISTALLINEM ALUMINIUM BEI BESCHUSS MIT ENERGIEREICHEN PROTONEN

G. Otto, A. Al-Khafaji, M.-E. Zachau und M. Fiebrig
 Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Bei der Messung von Lebensdauern hochangeregter Zustände des Korns ^{28}Si über die Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ mit Hilfe des Schatteneffektes [1,2] sind aufgrund der relativ geringen Stärken $S_{p, \alpha}$ (vgl. z.B. [3]) hohe Protonendosen notwendig. In Vorbereitung der Lebensdauerexperimente wurde daher die Strahlenschädigung von $\langle 110 \rangle$ -orientierten Al-Einkristallen in Blockierungs- und Kanalisierungeregime bei Raumtemperatur untersucht [4].

Im Blockierungsexperiment interessierte die normierte Minimausbeute χ_{\min} eines mit Hilfe der relativ ausbeutesterken (p, α) -Resonanz bei $E_p = 1365$ keV erzeugten Blocking-Dipe. Die Registrierung erfolgte simultan zur Belastung bei verschiedenen Protonendosen, wobei die Reaktionstiefe im Kristall bei ca. 200 nm lag. Bei der Ladungsmessung wurden die Sekundärelektronen unterdrückt. Festkörperspektrometern vom Typ Makrofol E dienten zum Nachweis der α -Teilchen. Die untere Nachweischwelle dieser Folie wurde mit Heliumionen experimentell zu $E_{\min} = 350$ keV bestimmt.

Abb. 1a zeigt die Ergebnisse für zwei unterschiedliche Strahlenintensitäten.

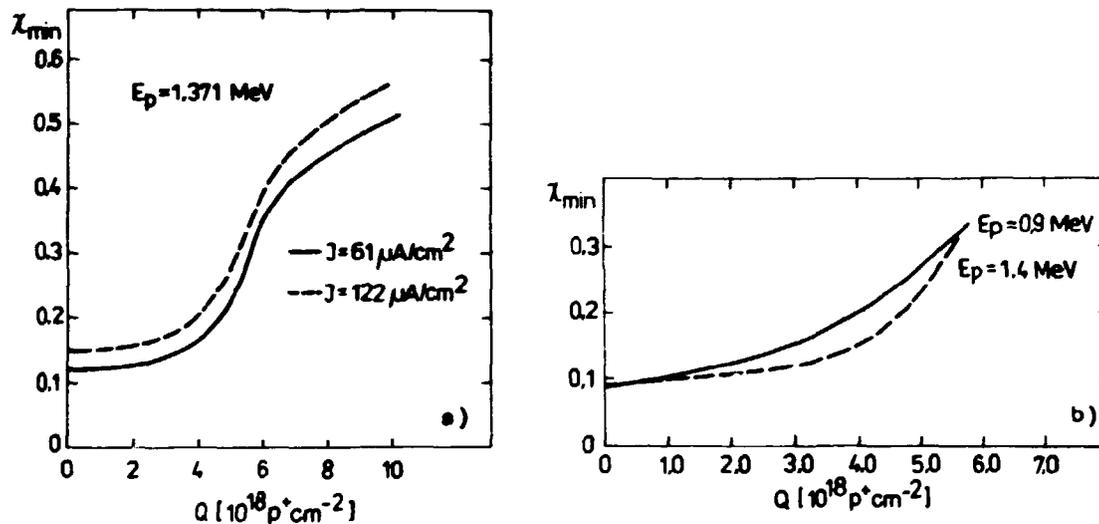


Abb. 1
 χ_{\min} -Verlauf in Abhängigkeit von der Protonendosis
 a) Blockierung
 b) Kanalisierung

Die Kanalisierungsmessungen wurden an mit Protonen der Energien $E_p = 0.9$ MeV und 1.4 MeV belasteten Strahlflecken durchgeführt. Als mittlere Strahlintensität wählten wir $120 \mu\text{A/cm}^2$. Es wurden die Spektren der aus einer Tiefe von 200 nm rückgestreuten Protonen registriert (Abb. 1b).

Wie licht- und elektronenmikroskopische Auswertung zeigten, ist das rapide Ansteigen von χ_{\min} bei einer Dosis von 3.5 bis $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ auf die Bildung von Blättern - verursacht von eingelagertem Wasserstoff - zurückzuführen.

Die Ergebnisse zeigen, daß

- sie gut mit der Literatur [5,6] übereinstimmen,
- bis zu einer Belastung von etwa $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ eine merkliche Strahlenschädigung nicht eintritt.

Als Schlußfolgerung wurde bei den in [1,2] untersuchten Resonanzzuständen des Kerne ^{28}Si eine Dosis von $1.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ pro Strahlfleck gewählt.

L i t e r a t u r

- [1] Al-Khafaji, A. et al., Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 23
- [2] Zschau, H.-E. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 8
- [3] Endt, P.M. and C.v.d. Leen, Nucl. Phys. A214 (1973) 202
- [4] Fiebrig, M., Diplomarbeit. KMU Leipzig, 1979
- [5] Alexander, R.B. et al., Nucl. Phys. A279 (1977) 278
- [6] Malaguti, F. et al., Phys. Rev. C19 (1979) 1606

4.55. OBERFLÄCHENNAHE TIEFENPROFILIERUNG VON FLUOR IN MENSCHLICHEM ZAHNSCHMELZ

F. Lehnert und D. Lehmann

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Von wesentlichem Interesse für die Kariesforschung ist die Fluorverteilung im menschlichen Zahnschmelz. Zur Gewinnung eines solchen Fluor-Konzentrationsprofils senkrecht zur Probenoberfläche registrierten wir die durch Beschuß von Zahnschmelz mit Protonen entstehende hochenergetische γ -Strahlung aus der Kernreaktion $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$, die für Inzidenzenenergien nahe 1 MeV zwei ausgeprägte Resonanzen bei $E_{p, \text{res}} = 872.11 \text{ keV}$ ($\Gamma_{\text{tot}} = 4.7 \pm 0.2 \text{ keV}$; $\sigma_{\text{res}} = 661 \text{ mb}$) und $E_{p, \text{res}} = 935.4 \text{ keV}$ ($\Gamma_{\text{tot}} = 8.1 \pm 0.5 \text{ keV}$; $\sigma_{\text{res}} = 180 \text{ mb}$) [1,2] besitzt. Dazu wurden von uns die Anregungskurven der γ -Ausbeute zwischen 850 keV und 1100 keV Protonenenergie in Schritten zu etwa 6 keV sowohl an einer Zahnprobe als auch an einem dicken Vergleichstarget aus CaF_2 , das als Normal für die absolute Konzentrationsbestimmung diente, aufgenommen. Der Nachweis der γ -Strahlung erfolgte unter 90° zum Protonenstrahl mit einem großvolumigen NaJ(Tl)-Detektor einkanalig in einem γ -Energiebereich von 4.5 bis 7.5 MeV. Sowohl der Zahn als auch die Vergleichsprobe wurden mit einer 20 nm starken Goldechicht bedampft, um unkontrollierte Aufladungen dieser nichtleitenden Targets, die zu Verfälschungen der Anregungskurve führen können, zu vermeiden.

Nach einem von Kregar u.a. [3] eingeführten, iterativen Verfahren läßt sich trotz des Beitrages mehrerer, in verschiedener Probentiefe angeregter Resonanzen zur γ -Ausbeute unmittelbar die gesuchte Konzentration bestimmen. Abb. 1 zeigt das Ergebnis einer solchen Auswertung unter Einbeziehung der beiden aufgeführten Resonanzen [4]. Bei Erweiterung der Anregungskurven nach höheren Inzidenzenenergien erreicht man unter Berücksichtigung der folgenden, höherenergetischen Resonanzen Fluorprofile bis in über $10 \mu\text{m}$ Probentiefe. Die Tiefenauflösung verschlechtert sich dabei allerdings infolge des Straggling von etwa $\pm 50 \text{ nm}$ an der Oberfläche auf rund das 10fache in $10 \mu\text{m}$ Tiefe. Da die Fluorverteilung von Zahn zu Zahn stärkeren Variationen unterliegt, lassen sich erst aus Messungen an einer großen Anzahl solcher Proben relevante Aussagen treffen.

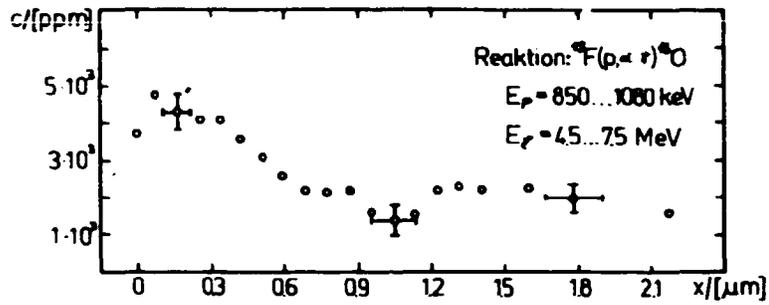


Abb. 1
Tiefenprofil der Fluor-
konzentration in
Schmelz einer mensch-
lichen Zahnprobe

L i t e r a t u r

- [1] Dieumegard, D. et al., Nucl. Instrum. Methode 168 (1980) 93
- [2] Lindh, U. and A.B. Tveit, J. Radioanal. Chem. 59 (1980) 167
- [3] Kregar, M. et al., Nucl. Instrum. Methode 142 (1977) 495
- [4] Lehnert, F., Diplomarbeit. KMU Leipzig, 1981

5. BERICHTE ZU DEN BESCHLEUNIGERN

5.1. DER BETRIEB DES ZYKLOTRONS U-120

B. Andere und H. Odrich

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich 6

Das Zyklotron wurde im Berichtszeitraum dreiechtig betrieben, 87 % der Gesamtarbeitszeit standen für Experimente mit dem Strahl zur Verfügung. Tab. 1 zeigt die Verteilung nach Nutzern und Ionenarten.

Tabelle 1

Statistik des Zyklotronbetriebes

Zeitverteilung	Stunden	Ionenart	%
Verfügbare Zeit		d	60
1.1. bis 23.12.1981	5664	H ₂ ⁺	1
Ein- und Ausschaltung, Wartung	520	4He ²⁺	39
geplante Revision	204		
Strahlzeit	4940		
davon Kernphysik	1303		
Isotopenproduktion	2354		
Neutronentherapie	130		
Biophysik	327		
Aktivierungsanalyse	168		
Verwehrentersuchungen	65		
Sonstige Nutzer	275		
Beschleunigungstechnik	318		

Der Beschleuniger arbeitete im Berichtszeitraum zuverlässig ohne nennenswerten Ausfall. Die sehr vielseitigen Anforderungen konnten termingemäß erfüllt werden. Die radioaktiven Isotope ⁶⁷Ga und ⁸⁵Sr wurden in größerem Umfang als im Vorjahr routinemäßig produziert.

Zur Verbesserung der Produktion von ¹²³I wurde ein neuer Targethalter entwickelt (siehe Bericht 5.2.). Er zeichnet sich durch verbesserte Wasserkühlung an der Rückseite des Targets und durch gute Luftkühlung unmittelbar an der zu aktivierenden Substanz aus. Um Verbrennungen auf dem Target durch "heiße Punkte" zu vermeiden, wurde der Erregerstrom des Ablenkmagneten gewobbelt.

Der Ionenquellenversuchstand [1] wurde fertiggestellt und erprobt. Erste experimentelle Ergebnisse konnten auf den Beschleuniger übertragen und der Betrieb dadurch verbessert werden.

L i t e r a t u r

[1] Büttig, H. et al., ZfK-365 (1978)

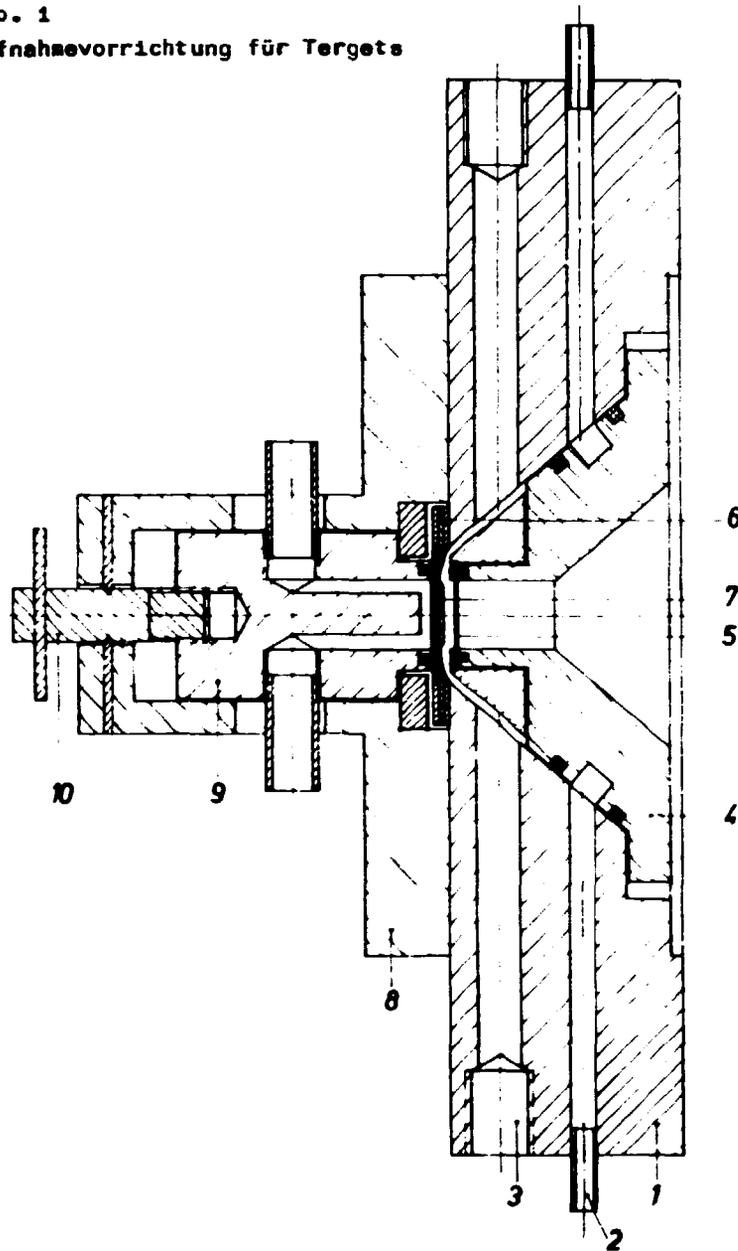
5.2. EINE VERBESSERTE AUFNAHMEVORRICHTUNG FÜR TARGETS ZUR PRODUKTION VON ^{123}I AM ZYKLOTRON

R. Brückner, H. Odrich und G. Uslauf

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Das Isotop ^{123}I wird am Rossendorfer Zyklotron durch die Reaktion $^{122}\text{Te}(d,n)^{123}\text{I}$ erzeugt. Zur effektiven Produktion ist ein hoher Strahlstrom notwendig, der eine gute Kühlung des Targets erfordert.

Abb. 1
Aufnahmevorrichtung für Targets



Als Target wird eine 1 mm dicke Platinecheibe von 24 mm Durchmesser verwendet. Auf diesem Target sind auf einer Kreiefläche mit 11 mm Durchmesser 220 mg auf 87 % angereichertes $^{122}\text{TeO}_2$ aufgeschmolzen. In der Aufnahmevorrichtung wird das Target an der Vorderseite mit Luft und an der Rückseite mit Wasser gekühlt.

Die Aufnahmevorrichtung (Abb. 1) besteht aus dem Montageflansch 1 (Material: Plexiglas), dem Kühlwasserkanal 2, dem Luftkanal 3, dem Kollimator 4, der Edelmetallfolie 5, der Targetkassette 6, dem Target 7, der Kassetteneinführung 8, dem Kühlwasserblock 9 und der Knebelchraube 10.

Das Target wird in die Targetkassette eingelegt, zur Bestrahlungsposition befördert und mit der Knebelchraube, die den Kühlwasserblock gegen das Target drückt, befestigt.

Mit dieser Kühlung des Targets wurden gute Ergebnisse erzielt. Bei einem homogen verteilten Ionenstrom mit einer Strahlleistung von 150 W entstanden noch keine Targetmaterialverluste. Zur Verbesserung der Strahlhomogenität wurde der Erregerstrom des Ablenkmagneten gewobelt.

5.3. OBERFLÄCHENAKTIVIERUNGEN AN HARTMETALLEGIERUNGEN

E. Richter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Die bisher mit dem Zyklotron durchgeführten Oberflächenaktivierungen für Verschleißuntersuchungen erfolgten fast ausschließlich an Bauteilen und Proben aus Stahl. Durch den überwiegenden Eisenanteil dieses Materials erhält man in Abhängigkeit von den Bestrahlungsparametern die Isotope ^{56}Co , ^{57}Co und ^{58}Co . Die zugehörigen γ -Spektren ermöglichen es, bei der Kurzzeitverschleißmessung eine der Praxis angepaßte und ökonomische Meßtechnik mit niedriger Auflösung zu verwenden. Bei legiertem Material mit hohen Legierungsprozentanteilen sind allgemein kompliziertere Spektren mit dicht nebeneinander liegenden γ -Linien verschiedener Halbwertszeiten zu erwarten. Daher wurden Oberflächenaktivierungen an Hartmetallelegierungen durchgeführt und die effektive Anwendungsmöglichkeit für Kurzzeitverschleißmessungen geprüft. Das Hauptaugenmerk wurde auf folgende Bedingungen gelegt:

- Aktivierung kleiner Oberflächenbereiche in vertretbar kurzer Bestrahlungszeit (genügend hoher Wirkungsquerschnitt).
- Zur Messung verwendbare γ -Linien sollen im Energiepektrum nicht dicht von Linien anderer aktivierter Komponenten begleitet sein.
- Der Untergrund im Bereich der zur Messung verwendeten γ -Linien sollte möglichst niedrig sein (Verkleinerung des Störeinflusses und Erhöhung der Meßgenauigkeit).
- Die Gesamtaktivität des bestrahlten Materials soll bei Beginn der Kurzzeitverschleißmessung unterhalb der gesetzlichen Freigrenze liegen.

Die am häufigsten verwendeten Legierungsbestandteile bei Hartmetallen sind W, Ti, Ta, Co und C. Abb. 1 zeigt als Beispiel das γ -Spektrum einer kommerziellen Hartmetallelegierung, die bei Wendepaletten eingesetzt wird, nach der Bestrahlung mit Deuteronen von 13 MeV. Die Bestrahlungszeit betrug 10 min, die bestrahlte Fläche war 12 cm^2 groß. Die Messung des gezeigten Spektrums wurde nach dem Abklingen einiger kurzlebiger Komponenten 11 Tage nach der Bestrahlung durchgeführt. Die Gesamtaktivität lag zu diesem Zeitpunkt bereits unter der gesetzlichen Freigrenze.

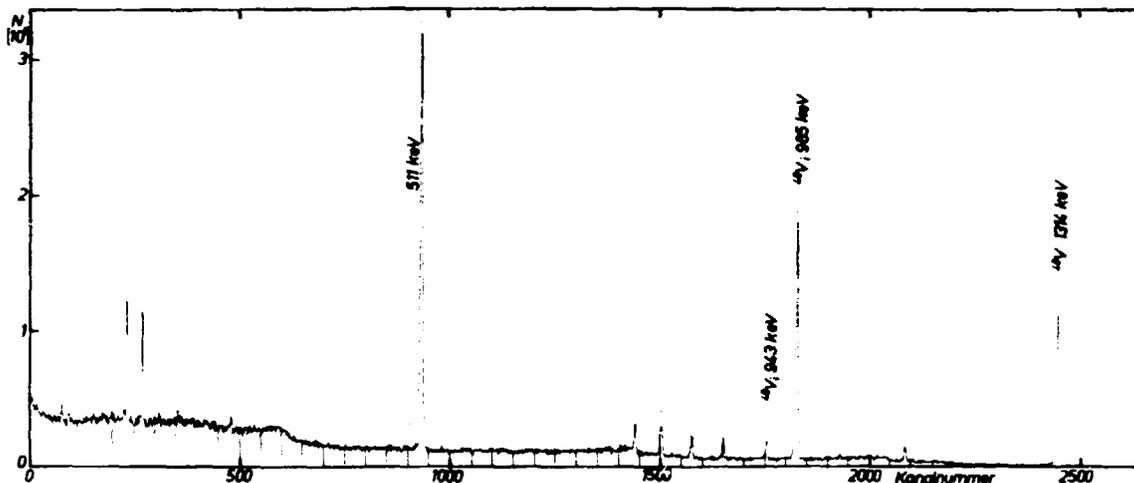


Abb. 1

γ -Spektrum einer Hartmetallegerung nach Bestrahlung mit Deuteronen von 13 MeV (Energiebereich des Spektrums bis etwa 1.5 MeV)

Das Spektrum zeigt, daß bei dieser Legierung die γ -Linien von ^{48}V , die entsprechend der Reaktion $^{47}\text{Ti}(d,n)^{48}\text{V}$ entsteht und eine Halbwertszeit von 16 Tagen hat, den o.g. Bedingungen sehr gut entsprechen. Bei der Verschleißuntersuchung können sowohl einzelne ^{48}V -Linien für die Messung ausgeblendet als auch die drei in Abb. 1 gekennzeichneten Linien als Summe gemessen werden, wobei nur die Diskriminierung des niederenergetischen Teils des Spektrums erforderlich ist. Auch die 511-keV-Linie stammt von ^{48}V . Die anderen mit deutlich geringerer Intensität auftretenden Linien dieses Spektrums ergeben sich aus den Reaktionen der übrigen Legierungsbestandteile und beeinflussen die Messung nicht.

Entsprechend der bei der Bestrahlung erzielten Aktivität und der Halbwertszeit können die auf den ^{48}V -Linien basierenden Kurzzeitverschleißmessungen innerhalb eines Zeitraumes von etwa 60 Tagen mit befriedigender Genauigkeit durchgeführt werden (statistischer Fehler bzgl. der Aktivitätsmessung < 3 %).

Da Hartmetallegerungen fast immer Ti enthalten, ist die Verschleißuntersuchung auf der Basis der ^{48}V -Linien praktisch immer gegeben. Weitere Untersuchungen zeigten, daß bei hohen Legierungsanteilen von Wolfram Messungen auf der Basis der dann stärker entstehenden Re-Linien zweckmäßiger sind.

5.4. MAGNETSTROMVERSORGUNG MSV 600 A AM ZYKLOTRON

W. Gläser

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich W

R. Brückner und H. Odrich

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Am Zyklotron U-120 wurde eine neue Stromversorgungsanlage zur Speisung des Hauptmagneten in Betrieb genommen. Diese im ZfK Rossendorf, Bereich W, entwickelte und gebaute Anlage ersetzt den bisher benutzten Motor-Generator und die mit Elektronenröhren bestückte Regeleinrichtung. Dadurch konnten die technischen Parameter wie Stabilität, Wirkungsgrad und Bedienungskomfort erhöht und der Wartungsaufwand verringert werden. Gleichzeitig wird eine jährliche Energieeinsparung von 78 MWh erreicht.

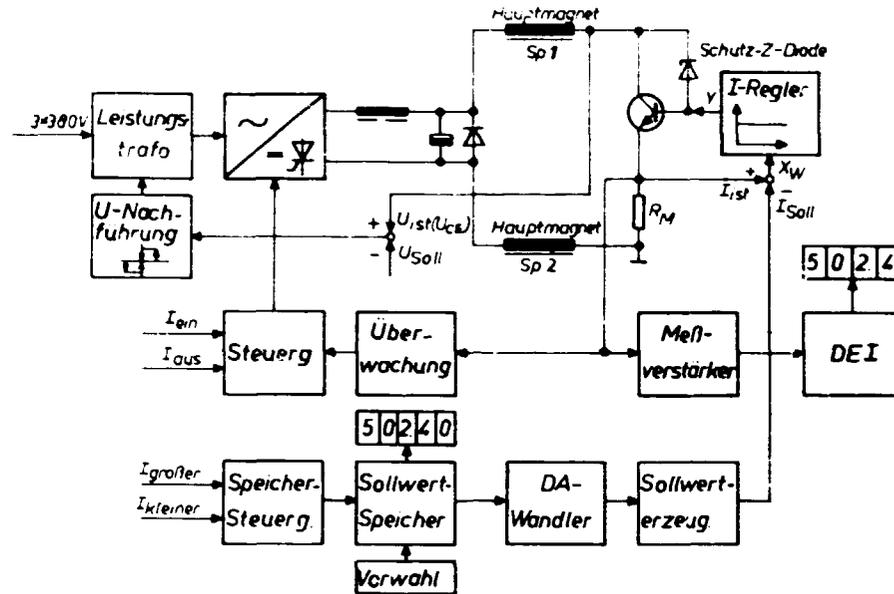


Abb. 1
Magnetstromversorgung MSV 600 A

Die neue Anlage vom Typ MSV 600 A 4492-03 besteht aus einem Reglereinschub, einem Leistungsteil sowie einem Stellglied mit 192 wassergekühlten Leistungstransistoren. Das Blockschaltbild ist in Abb. 1 dargestellt.

Technische Daten:

- Strombereich, einstellbar 350...550 (600) A
- maximale Ausgangsspannung 220 V
- Instabilität des Stromes ($J = \text{konst.}; \dot{J} = \text{konst.}$) $< \pm 10^{-4}$
- Temperaturkoeffizient $< 10^{-4} \text{ K}^{-1}$
- Welligkeit $< 100 \text{ mA}$

Wirkungsweise der Anlage:

Die Verstellung des Stromes erfolgt mit Si-Leistungstransistoren, deren Spannung U_{CE} mit einem Stelltransformator auf etwa 8 V konstant gehalten wird. Die Thyristoren im Gleichrichterteil dienen zum langsamen Erhöhen des Stromes nach dem Einschalten sowie zur Kurzschlußschnellabschaltung. Der Istwert des Stromes wird einem Meßwiderstand und der Sollwert einer digitalen Sollwertquelle entnommen. Beide Werte werden über ein Netzwerk subtrahiert und die Abweichung einem proportional wirkenden Regelverstärker zugeführt. Das Ausgangssignal dieses Verstärkers ist das Stelleignal für die Leistungstransistoren. Der Sollwert kann über einen Vorwahlschalter mit Tasten für Strom "größer" und "kleiner" sowie von einem Rechner im BCD-Code eingestellt werden. Der Stand des Sollwertespeichers (CMOS-Bausteine) wird mit einer 5stelligen 7-Segment-LED-Anzeige angezeigt. Ein digitales Einbeuinstrument zeigt den wirklichen Stromwert an. Beide Anzeigen sind im Reglereinschub sowie im Steuerpult angeordnet. Zur Erreichung einer hohen Sicherheit gegen äußere Störungen bestehen alle Steuer- und Überwachungseinheiten aus UTL-Bausteinen der MZH-Serie bzw. aus CMOS-Bausteinen und werden mit einer Spannung von 12 V betrieben.

5.5. DER BETRIEB DER ELEKTROSTATISCHEN BESCHLEUNIGER

L. Steinert und S. Turuc

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Der Tandem-Generator EGP-10-1

Der Beschleuniger war im Berichtszeitraum für Experimente der Kernphysik, der Festkörperphysik und für beschleunigungstechnische Arbeiten eingesetzt. Die Aufgliederung der Arbeitszeit des Beschleunigers und die Aufschlüsselung der Ionenarten sind in Tab. 1 angegeben.

Tabelle 1

Betriebsstatistik des Tandem-Generators EGP-10-1

Zeitverteilung	Stunden	Ionenarten	%
verfügbare Zeit	5451	p	19.6
		d	48.5
Generator unter Spannung	4074	C ⁿ⁺	2.2
		N ⁿ⁺	5.8
Experimente mit Strahl	3916	O ⁿ⁺	15.3
		F ⁿ⁺	8.6

Die Verfügbarkeit betrug 72 %. Der Beschleuniger mußte im Berichtszeitraum 3mal geöffnet werden. Das Ladeband der Firma Greengate wurde nach 11900 Betriebsstunden ausgewechselt. Im Einsatz ist nun ein schwarzes HVEC-Band. Die rekonstruierte Vakuumanlage [1] hat ihre Zuverlässigkeit endgültig bestätigt. Nach 1.5jährigem Betrieb wurden alle projektierten Parameter erreicht bzw. übertroffen. Am Injektor wurde die Sputterquelle SQ 3 durch die verbesserte Ionenquelle MISS-4 bzw. MISS-4M (siehe Bericht 5.7) ersetzt. Die ersten Experimente mit dieser Sputterquelle erfüllten die Erwartungen.

Der 2-MV-Van-de-Graaff-Generator

Der Beschleuniger stand etwa 1050 Stunden unter Spannung. Die beschleunigten Ionen waren vorwiegend Protonen, Deuteronen und Helium und dienten festkörperphysikalischen Untersuchungen. Eine neue Ladestromstabilisierereinheit wurde aufgebaut und befindet sich in der Erprobungsphase.

L i t e r a t u r

[1] Matthes, H. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 158

5.6. NEUE STROMVERSORGUNG FÜR DIE ELEKTROMAGNETISCHEN LINSEN AM TANDEM-GENERATOR

M. Seidel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Im Zusammenhang mit der Modernisierung der elektronischen Anlagenteile des Tandem-Generators und der Vorbereitung der Prozeßsteuerung mittels Mikrorechner, wurden neue Stromversorgungen für die elektromagnetischen Linsen am Tandem-Genera-

rator konzipiert und realisiert.

Die Speisung der Stromversorgung erfolgt aus dem Dreiphasennetz (380 V_~) über drei Einphasen-Transformatoren in Stern-Stern-Schaltung, die die notwendige Spannung für eine halbgesteuerte Drehstromthyristorbrücke liefern. Eine nachfolgende Siebchaltung glättet den pulsierenden Gleichstrom. Der Ausgangstrom wird durch ein transistorisiertes Stellglied geregelt. Der in einem Meßwiderstand durch den Strom hervorgerufene Spannungsabfall wird im Regelverstärker (Integrator) mit der Referenzspannung verglichen und das Ausgangssignal wird dem Stellglied über entsprechende Regelwandler zugeführt. Dieser inneren Stromregelschleife ist eine äußere Spannungsregelschleife überlagert, die die Spannungsdifferenz zwischen der Drehstrombrücke und dem Ausgang der Stromversorgung zur Ansteuerung der Phasenschrittsteuerung für die Thyristorbrücke benutzt. Diese Spannungsdifferenz und damit auch die Leistung der Regeltransistoren wird so in bestimmten zulässigen Grenzen gehalten. Eine Auswerteschaltung liefert eine Spannung von -2 V pro 1 A für den Rechnerbetrieb. Über die Thyristoransteuerung erfolgt eine Blockierung des Gerätes bei Überstrom bzw. Überspannung.

Technische Daten:

Regelbereich	$J_A = 0 \dots 5$ A bei einem Lastwiderstand zwischen 0 und 14 Ω
Einstellgenauigkeit	0.1 % mit 10gängigem Helipot
Welligkeit	$w \leq 5 \cdot 10^{-4}$
Lastabhängigkeit	$\Delta J_A \leq 0.01$ % bei Lastsprung von 10 Ω auf 0 Ω
Netzspannungsabhängigkeit	$\Delta J_A \leq \pm 0.02$ % bei $\Delta U_{\text{Netz}} = \pm 10$ %
Einlaufzeit	ca. 1 h bei $\Delta J_R \leq 0.3$ %
Stabilität	$\Delta J_A \leq 0.03$ % über 1 h $\Delta J_A \leq 0.08$ % über 24 h
Abmessungen	ECS-Kasteneinschub A (480 x 240 x 240) mm ³
Gewicht	37 kp
Leistungsaufnahme	850 W bei $J_A = 5$ A

5.7. FORTSCHRITTE IM IONENQUELLENBAU

H. Matthes, W. Pfestorf und L. Steinert

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Die Experimentierquelle SQ 3 [1] lieferte eine Reihe konstruktiver Details und Erfahrungen, die 1981 zu einer neuen Ionenquelle (Miniature Sputter Source MISS-4) führten. Das erste Funktionsmuster der MISS-4 zeigte im Handling sowie in der Fertigungstechnologie noch einige Unvollkommenheiten, die bei der nunmehr vorliegenden modifizierten Variante MISS-4M überwunden sind.

Die Sputterquelle MISS-4M ist der neuen Middleton-Quelle ähnlich [2]. Sie unterscheidet sich von dieser durch die Trennung des Quellenraumes in einen Ionisierer- und einen Heizerraum sowie die Art und Weise der Zäeiumzuführung. Die Konstruktion der MISS-4M (Abb. 1) sichert eine exakte geometrische Zuordnung von Sputterkatode, Ionisierer und Extraktorelektrode, eine wesentliche Ursache für die kleine Emittanz ($\epsilon \approx 1\pi$ mm mrad/MeV, bezogen auf 75 % der Strahlintensität). Der mittlere Durchmesser der Sputterkatode ist kleiner 1 mm. Das erlaubt den Einsatz von Sputtersubstanzen im Milligramm-Bereich. Die Heizung des Ionisierers

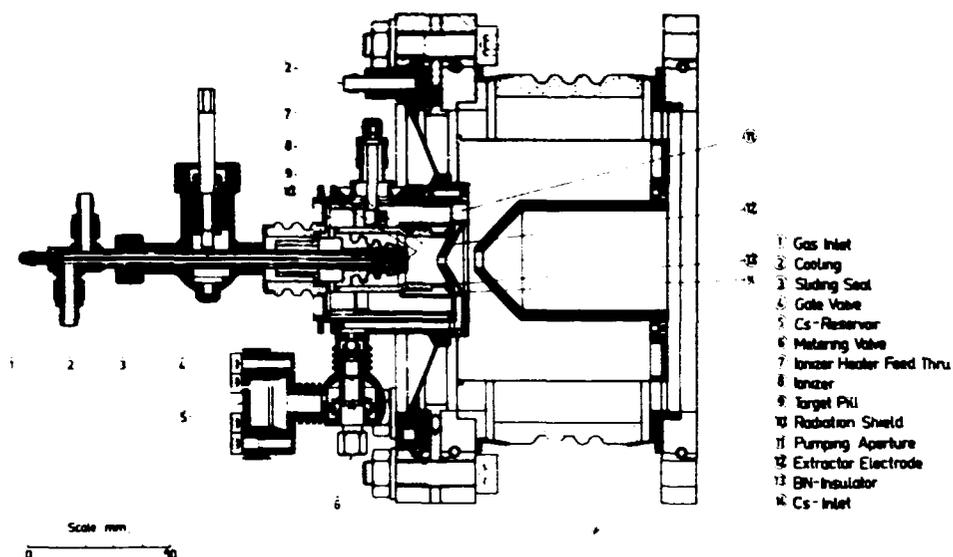


Abb. 1
Miniaturesputterquelle MISS-4M

ist in der MISS-4M nicht dem schädlichen Einfluß des Zäsiums, des Spraygases und der beschleunigten Ionen ausgesetzt. Das sichert der Heizwicklung eine lange Lebensdauer. Das Schleusenventil (NW 6) ermöglicht, in wenigen Minuten das Sputtertarget zu wechseln, ohne daß am Betriebsregime der Quelle (Heizung, Vakuum) manipuliert werden muß. Mit der Sputterquelle MISS-4M wurden die angestrebten Verbesserungen der Emittanz, der Standzeit der Quelle, der Servicefreundlichkeit und Universalität erreicht.

L i t e r a t u r

- [1] Matthes, H. und L. Steinert, Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 161
- [2] Middleton, R., 4. Tandemkonferenz, Ebeltoft 1978

5.8. EIN FORMALISMUS ZUR BESCHREIBUNG DER BANNAUFSPALTUNG BEI VERSCHIEDENEN IONENARTEN UND LADUNGSZUSTÄNDEN IN SCHRÄGFELDBESCHLEUNIGUNGSRÖHREN

M. Friedrich

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Die beim Umladen von schweren Ionen im Terminal von Tandem-Beschleunigern entstehenden unterschiedlichen Ladungszustände durchlaufen im Schrägfeld des hochenergetischen Beschleunigungsrohres nicht die gleichen Bahnen [1]. Gleiches gilt für die beim Umladen von negativen Molekülionen entstehenden verschiedenen positiven Atomionen [2].

Zur einheitlichen Beschreibung der durch die unterschiedlichen Ladungszustände und den Zerfall der Molekülionen entstehenden Bahnaufspaltung wird folgender Formalismus verwendet:

Der Ablenkwinkel eines geladenen Teilchens mit der Ladungszahl n im elektrischen Feld mit der zur Bahnrichtung senkrechten Feldstärkekomponente E ist durch die Beziehung

$$\alpha \sim n e \frac{E}{W_0} \quad (1)$$

gegeben, wobei e die elektrische Elementarladung und W_0 die Einschubenergie der Teilchen in das ablenkende elektrische Feld sind. Vor dem Umladetarget besitzen die negativen Ionen die Energie

$$W = e U_B . \quad (2)$$

wobei U_B die Terminalspeisung ist. Beim Zerfall von negativen Moleküllionen ist die Einschubenergie W_0 eines positiven Atomions in das hochenergetische Beschleunigungsrohr durch

$$W_c = \frac{m_2}{m_1} \cdot W \quad (3)$$

$$W_0 = \frac{m_2}{m_1} e U_B \quad (4)$$

bestimmt, wobei m_2 die Masse des betrachteten Atomions und m_1 die Masse des negativen Moleküllions sind. Da für die Feldstärke des die Bahnaufspaltung bewirkenden Schrägfeldes

$$E \sim U_B \quad (5)$$

gilt, ergibt sich mit (4) und (5) aus (1)

$$\alpha \sim n \frac{m_1}{m_2} . \quad (6)$$

Es wird eine virtuelle Ladungszahl n_v gemäß

$$n_v = n \frac{m_1}{m_2} \quad (7)$$

eingeführt. Damit ergibt sich

$$\alpha \sim n_v . \quad (8)$$

Die Aufspaltung der verschiedenen Ionenarten und Ladungszustände wird allein durch die virtuelle Ladungszahl n_v bestimmt. Ionen mit gleichem Wert n_v durchlaufen im Schrägfeld des hochenergetischen Beschleunigungsrohres die gleichen Bahnen. Damit ist eine einfache und einheitliche Beschreibung der Bahnaufspaltung möglich.

L i t e r a t u r

- [1] Friedrich, M. und R. Günzel, Jahresbericht 1976, ZfK-315 (1976) 153
- [2] Friedrich, M., Prib. Tekh. Eksp., zur Veröff. eingereicht

5.9. ERWEITERUNG DER DISPLAYANWENDUNG AM TANDEM

W. Probst und M. Seidel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Der Komplex - Anzeige der Statuoinformationen des Vakuumsystems auf dem Display - wurde abgeschlossen.

Die Arbeiten wurden mit der Darstellung von Betriebsparametern des Beschleunigers auf dem Display fortgesetzt. Um Betriebsstörungen, die den Beschleunigerbetrieb stark beeinträchtigen oder unmöglich machen, schnell lokalisieren zu

können, werden Betriebsparameter ausgewählter Anlagenteile überwacht. Bei auftretenden Störungen erscheint auf dem Display zwangweise ein Störungsbild. Der Ort der Störung sowie bei nachfolgenden weiteren Störungen die Reihenfolge ihres Auftretens sind aus dem Bild ersichtlich. Diese Informationen werden, auch bei nur kurzzeitigen Störungen, gespeichert. Die zwangweise Bildumschaltung, verbunden mit einem dazugehörigen akustischen Signal, erhöht beträchtlich den Überblick über den Betriebszustand der Anlage. Damit wird ein schnelles und sicheres Handeln der Operatoren gewährleistet. Diese Überwachung betrifft zur Zeit das Vakuumsystem und beide Ionenquellen des Beschleunigers.

Für den geplanten Einsatz des Mikrorechners zur Protokollierung der Beschleunigerbetriebswerte wurde die Darstellung der Meßwerte des Generators, der Sputterquelle und eines Teils des Strahlführungssystems auf dem Display vorbereitet.

Für Rechnersteuerung der Sputterquelle sind spezielle Steuer- und Meßmodule entwickelt und die Steuereinrichtung der im Schrittbetrieb arbeitenden Synchronmotoren den Betriebsbedingungen angepaßt worden.

5.10. PROZESSRECHNERSYSTEM MIT VERTEILTER INTELLIGENZ

S. Hickmann und R. Fülle

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Aus der Entwicklung der experimentellen Forschung ergeben sich steigende Ansprüche an die Genauigkeit und Stabilität der Experimentbedingungen. Deshalb stellten wir uns die Aufgabe, ein Prozeßrechnersystem [1] zu schaffen, das den Gesamtprozeß unterstützt, der bei der Erzeugung der zu beschleunigten Teilchen beginnt und bei der Interpretation der kernphysikalischen Meßergebnisse endet (Abb. 1).

Für diese komplexe Aufgabe muß das Rechnersystem

- durch Dezentralisierung der Intelligenz an die Topologie und funktionelle Struktur des Beschleunigers und des kernphysikalischen Meßsystems angepaßt sein und
- über eine On-line-Verbindung zu einem Großrechnersystem zur Ausführung numerisch aufwendiger Operationen der Prozeßautomatisierung und der Meßdatenverarbeitung verfügen.

Entscheidend für die Wahl eines Prozeßrechnersystems mit verteilter Intelligenz waren: eine übersichtliche und variable Struktur, erhöhte Rechenleistung und schnelle Reaktion durch Parallelverarbeitung, günstige Möglichkeiten der Autodiagnostik, bedingt durch die verteilte Intelligenz und eine geringe wechselseitige Beeinflussung der einzelnen Systemkomponenten bei Ausfall oder Fehloperationen durch weitgehende Entkopplung.

Entsprechend den unterschiedlichen Aufgabenprofilen, wie Beschleunigersteuerung und -optimierung einerseits und Erfassung und Auswertung der kernphysikalischen Meßdaten andererseits, kommen in unserem System Rechner unterschiedlicher Leistungsklassen zum Einsatz. Der notwendige standardisierte und modulare Aufbau des Rechnersystems ist durch den Einsatz der CAMAC-Technik gegeben.

Die Spezifik der Aufgaben forderte die Entwicklung und den Bau spezieller Systemmodule (in Zusammenarbeit mit der TU Dresden, Sektion 5):

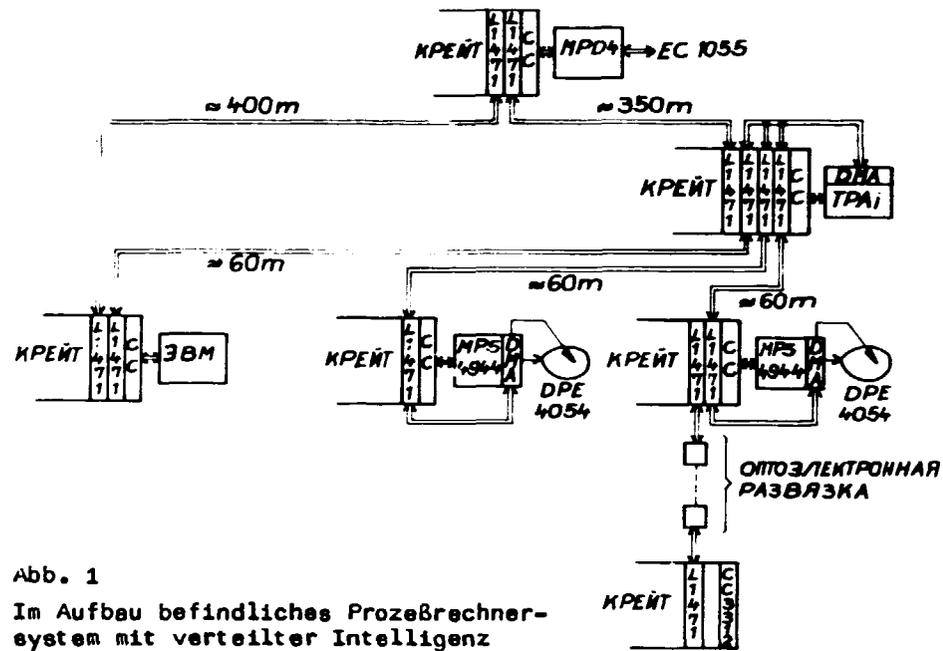


Abb. 1
Im Aufbau befindliches Prozeßrechner-
system mit verteilter Intelligenz

- Zur Kopplung der Rechner wird ein CAMAC-Linkmodul (1470/1471) [2] eingesetzt. Er kann die Informationen bitseriell bis zu einer Entfernung von 1 km übertragen.
- Ein extern steuerbarer Crate-Controller 3312 bzw. 3313 [3] dient zur Steuerung eines zweiten, weit entfernten Crates. In diesem Fall werden die Befehle und Daten nicht auf dem vertikalen Datenweg, sondern über den Linkmodul übertragen.
- Eine optoelektrische Übertragungsstrecke [4] ermöglicht die Überbrückung von einigen 100 kV. Sie wird zwischen zwei Linkmodule geschaltet.

Die Effektivität des dargestellten Prozeßrechnersystems wird einerseits durch sein Zusammenwirken mit dem Prozeß und andererseits durch die Gestaltung der Kommunikation zwischen ihm und dem Menschen bestimmt. Ein wesentliches Gestaltungselement ist die wechselseitige Anpassung von Mensch und Technik, die u.a. von den "inneren Leistungsvoraussetzungen" [5] des Operators abhängig ist. Insbesondere muß der individuell-schöpferischen Tätigkeit ausreichende Möglichkeit geboten werden.

Zur Verwirklichung der Kommunikation wählten wir die Displaytechnik. Die Informationsmenge wurde funktionell aufgeteilt und in statischen Displaybildern angeboten, die durch den Operator ausgewählt und aktiviert werden können. Treten am Beschleuniger Störungen auf, so bietet der Rechner automatisch zur Entlastung des Operatore ein Störbild mit Hinweisen oder Empfehlungen an.

Das effektivitätsbestimmende Zusammenwirken von Rechner und Prozeß fordert ein Softwaresystem, das jedem Rechner eine gleichberechtigte und weitgehend selbständige Arbeit ermöglicht.

Die Kriterien verbieten, ein zentrales Betriebssystem zu verwenden. Jeder Rechner verwaltet seine Ressourcen selbst. Eine solche autonome Verwaltung ist rech-

nerspezifisch. Sie kann in kommerziellen Betriebssystemen vorliegen oder in einfacher Form im Nutzerprogramm eingebettet sein [6]. Die Transfersynchronisation wird durch einen Linkhandler realisiert. Eine Lösungsvariante für den TPA1 und MPS 4944 liegt vor und befindet sich im Einsatz [7].

L i t e r a t u r

- [1] Hiekmann, S. und R. Fülle, ZfK-433, Vol. I (1981) 25
- [2] Weidhase, F. et al., Preprint 05-28-78 TU Dresden (1978)
- [3] Pöthig, J., Diplomarbeit. TU Dresden, 1979
- [4] Weidhase, F. und E. Kreuzer, Wirtschaftspatent WF-H 03F/219544
- [5] Hacker, W.: Allgemeine Arbeits- und Ingenieurpsychologie. Berlin 1980, 31
- [6] Linnemann, W.-J., 14. Fachkolloquium Informationstechnik, TU Dresden 1981
- [7] Fülle, R. et al., XI. Symp. on Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig 1981

5.11. 24 BIT-LAM-REQUEST-REGISTER

M. Borkenhagen

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Der CAMAC-Modul einfacher Breite wurde speziell für die Betriebszustandsüberwachung der Vakuumanlage des Tandem-Generators EGP-10-1 entwickelt. Tritt eine Störung in der Anlage auf, so erzeugt der Modul ein LAM-Signal und gibt einen Impuls zur Auslösung eines akustischen Signals ab. Der Zustand der Eingänge des Moduls wird zu diesem Zeitpunkt von einem Register übernommen und bis zum Auftreten der nächsten Störung gespeichert. Die LAM-Signale werden im Mikrorechner MPS 4944 ausgewertet, und in Verbindung mit dem Registerinhalt wird auf dem Display DPE 4054 eine Darstellung der Störungsursachen erzeugt. Der Modul wird außerdem für die Erfassung des momentanen Betriebszustandes der Vakuumanlage benutzt.

6. APPARATIVE UND METHODISCHE ARBEITEN

6.1. EIN MESSPLATZ FÜR ROUTINEANALYSEN VON FESTKÖRPEROBERFLÄCHEN MIT KERNPHYSIKALISCHEN METHODEN

R. Grötzschel, K. Brankoff und L. Kumpf

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für Routineanalysen von Oberflächen und oberflächennahen Bereichen von Festkörpern wurde am 2-MV-van-de-Graaff-Beschleuniger eine experimentelle Einrichtung geschaffen, die es erlaubt, derartige Messungen zeiteffektiv durchzuführen. Der gesamte Aufbau besteht aus zwei Streukammern, die aufgrund des fehlenden Schalmagneten hintereinander angeordnet sind. Die eine der Kammern ist in UHV-Technik ausgeführt (weitgehende Verwendung von Metaldichtungen, Ionengetterpumpen) und wurde ausführlich in [1] beschrieben. Sie dient vor allem für Analysen mittels Röntgen- oder γ -Spektroskopie mit Si(Li)-, Ge(Li)- oder NaJ-Detektor. Die zweite Kammer wird eingesetzt für RBS- und Channelinguntersuchungen sowie für Analysen mittels Kernreaktionen mit Teilchen im Ausgangskanal und enthält das schrittmotorgetriebene Dreiaxgoniometer. Als Detektoren dienen hier zwei OB-Detektoren, wobei der Detektionswinkel des hochauflösenden Meßdetektors ebenfalls durch einen Schrittmotor geändert werden kann. Die Analogelektronik besteht aus den üblichen spektroskopischen Modulen (rauscharme Vorverstärker, stabile Detektorspannungsversorgungen, spektroskopische Verstärker), die für die unterschiedlichen Detektoren spezifisch ausgewählt sind (Abb. 1). Die digitale Elektronik zur Meßdatenerfassung und -auswertung sowie zur Experimentsteuerung ist für alle Experimente einheitlich und in Abb. 1 als vereinfachtes Blockschaltbild dargestellt.

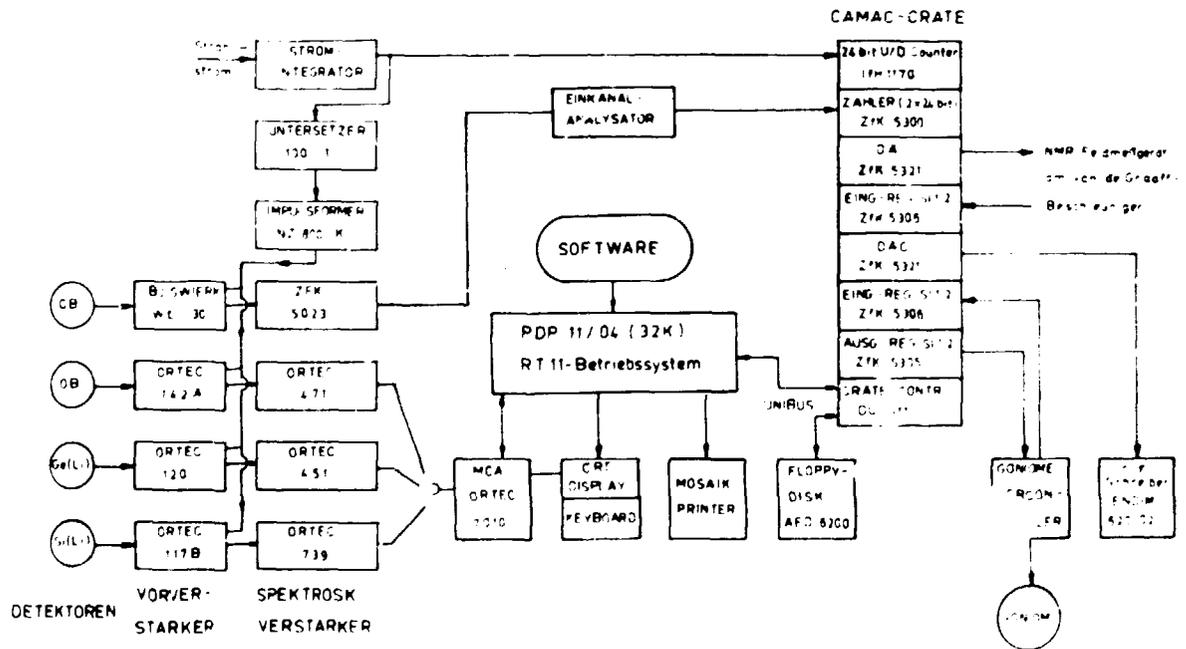


Abb. 1
Vereinfachtes elektronisches Blockschaltbild

Kernstück dieses Teiles ist das Datenerfassungs- und -analyse-system ORTEC DAAS 7041, bestehend aus Kleinrechner PDP 11/04, Vielkanalanalyser 7010 und Floppy-Disk-Speicher mit zwei Laufwerken. Über serielle Schnittstellen sind

ein Mosaikdrucker, die alphanumerische Tastatur und der MCA am Rechner angeschlossen, wobei das Sichtgerät des MCA gleichzeitig als alphanumerisches Display dient. Ein CAMAC-Crate ist über den Crate Controller DC 011 (ORTEC) angeschlossen. Das ermöglicht bei Verwendung von Standardmodulen eine Rechnersteuerung des Goniometers, der Energie des Beschleunigers (siehe Bericht 6.2.), des Endia-X-Y-Schreibers und verschiedener Zähler.

Ein umfangreiches Softwarepaket enthält in Fortran oder Macro geschriebene Programme und Routinen für Meßdaten- und Parametererfassung, Transferoperationen, graphische Ausgaben, Goniometer- und Beschleunigersteuerung und quantitative Spektrenauswertung.

Der Meßplatz ist in der vorgestellten Form seit über einem Jahr im Einsatz und arbeitet seitdem ohne nennenswerte Störungen.

L i t e r a t u r

- [1] Gippner, P. et al., ZfK-Laborbericht C2/79

6.2. RECHNERGESTEUERTE ENERGIEVARIATION DES 2-MV-VAN-DE-GRAAFF-BESCHLEUNIGERS

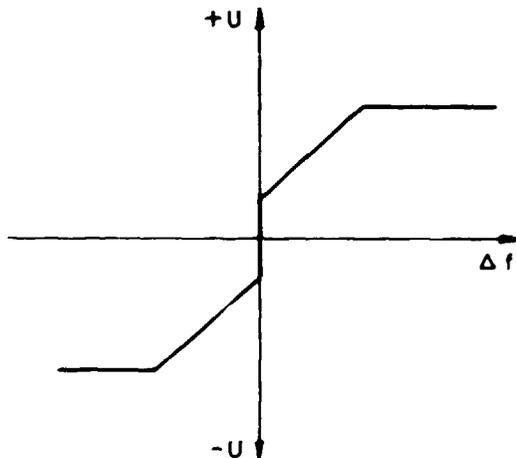
R. Grötzschel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

M. Seidel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Kernreaktionen mit scharfen Resonanzen in der Anregungsfunktion lassen sich nutzen zur Messung der Tiefenverteilung von leichten Elementen in Festkörpern [1]. Diese Experimente erfordern ein oftmaliges Messen der Anregungsfunktion in engen Energiebereichen mit kleinen Energieschritten. Es war deshalb naheliegend, den für die Meßdatenverarbeitung eingesetzten Kleinrechner PDP 11/04 auch die Aufgabe der Energievariation des van-de-Graaff-Beschleunigers zu übertragen. Eine einfache Lösung war dadurch möglich, daß durch zwei vorhandene Regelkreise in der Beschleunigersteuerung nur die Frequenz des NMR-Feldmeßgerätes des Analysermagneten geändert werden muß, um eine Energieänderung des Teilchenstrahles zu erreichen. Im manuellen Betrieb wird dabei ein Gleichspannungsmotor angesteuert, der die Frequenzänderung bewirkt; die Istfrequenz wird an einem Zähler angezeigt. Bei der Rechnersteuerung wird über ein CAMAC Eingabe-Register SI 1.2 dieser Zähler zyklisch gestartet und ausgelesen. Aus der Differenz Δf zwischen Soll- und



Istfrequenz wird eine Steuerspannung für die Leistungsstufe des Gleichspannungsmotors berechnet und über einen CAMAC-DAC ausgegeben. Mit der in Abb. 1 schematisch dargestellten Funktion $U_{DAC} = g(\Delta f)$ werden sowohl die Randbedingungen eingehalten, die sich aus dem dynamischen Verhalten der Regelung

Abb. 1

Steuerspannung als Funktion der Differenz zwischen Soll- und Istwert der Frequenz des NMR-Feldmeßgerätes

ergeben sowie ein sicheres Anlaufen des Motors gewährleistet, ohne daß der Sollfrequenzwert überfahren wird.

L i t e r a t u r

- [1] Rudolph, W. et al., Jahresbericht 1980, Zfk-443 (1981) 110

6.3. NUTZUNG DES KLEINRECHNERS CM3 ZUR ON-LINE-DATENERFASSUNG

W.D. Fromm, W. Enghardt und E. Will

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei den vom Komplex Kernepektroskopie im VIK Dubna geplanten Experimenten [1,2] anfallende Daten müssen mit Hilfe eines Rechners registriert und verarbeitet werden. Der im Laboratorium für Kernreaktionen in größerer Stückzahl eingeführte Kleinrechner CM3-A wurde am Beispiel der Registrierung von Singles-Spektren auf seine Eignung für diese Aufgaben untersucht. Der Rechner verfügt über den Befehlsatz der pdp11-Familie und besitzt 28K-Worte-Ferritkernspeicher. Vom Betriebssystem unterstützte periphere Geräte sind der Kassettenplattenspeicher MERA 9425, die Lochbandstation CM 6204 sowie wahlweise Bedienterminal MERA 7935 oder Bediendrucker DZM 180.

An den UNIBUS ist ferner der CAMAC-Crate-Controller PCLON 106 [3] angeschlossen. Da der Rechner nicht über Parallel-Ein/Ausgabe-Register verfügt, muß der gesamte Datenaustausch mit dem Experiment über die CAMAC-Apparatur im programmierten Regime abgewickelt werden. Darin besteht der wesentliche Unterschied zur Experimentbedienung am KRS, die hauptsächlich über direkten Speicherzugriff erfolgt [4]. Die Steuerung der CAMAC-Apparatur erfolgt über Geräteadressen in den oberen 4K des 32K-Adreßraumes. Für jedes Crate werden 512 Worte dieses Adreßbereiches benötigt, da Stationsnummer und Subadresse in die Geräteadresse einbezogen werden. Der Funktionscode ist in den 5 niederwertigen Bit des Kommando- und Statusregisters (CSR) enthalten, welches über die Pseudo-CAMAC-Adresse N(0)A(O) erreicht wird (siehe Abb. 1). Der Datenaustausch (16 Bit) erfolgt über

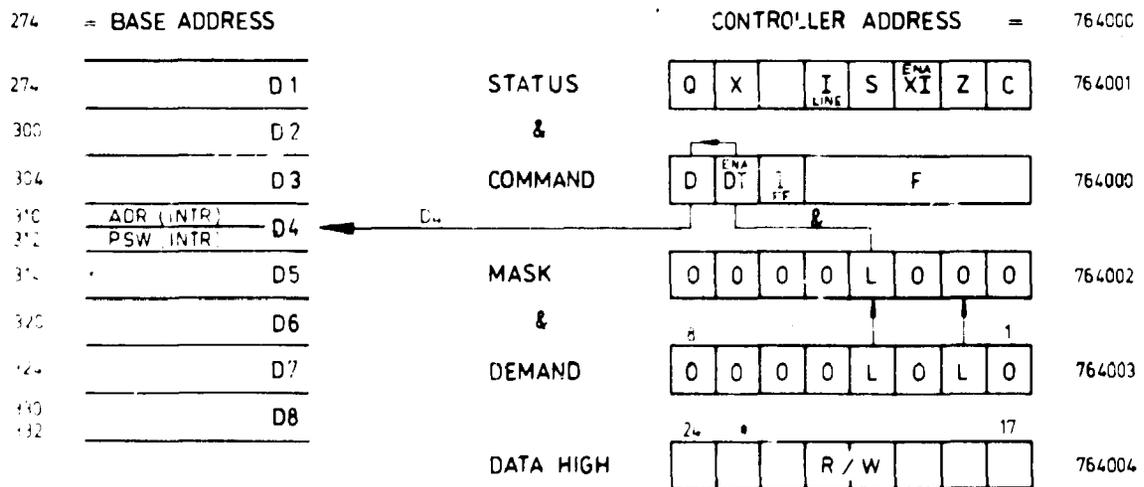


Abb. 1
Registerstruktur und Vektorinterrupt

den UNIBUS. Sollen 24 Bit-Operationen durchgeführt werden, muß zusätzlich das Data-High-Register (DHR) benutzt werden.

Es wurde eine FORTRAN-rufbare Funktion ICMC zur Ausführung beliebiger CAMAC-Operationen geschrieben. Als Parameter werden N, A, F und das auszutauschende Datenwort verwendet. Der CAMAC-Status wird als Wert der Funktion zurückgegeben (bequemer Q-Test über Vorzeichen!). Das FORTRAN-Programm HAKO, das auf ICMC zurückgreift, erlaubt die Ausführung von CAMAC-Funktionen und das Lesen oder Schreiben der Controllerregister. Es dient dem schrittweisen Test der CAMAC-Elektronik.

Der Controller verfügt ferner über das Demand-Mask-Register (DMR), das über N(0)A(1) zugänglich ist. Aus den pro Crate existierenden 23 LAM-Quellen und dem NOX-Signal können im Controller durch Lötbrücken in beliebiger Verknüpfung 8 Anforderungssignale D_i gebildet werden. Beim Erscheinen eines solchen "graded LAM" wird das zugehörige Bit im Demand-Feld gesetzt. Wenn auch das entsprechende Maskenbit M_i gesetzt ist und durch gesetztes DI-Bit im CSR Unterbrechungserlaubnis besteht, führt der Controller einen Interruptzyklus durch. Aus der durch Lötbrücken eingestellten Basisadresse und der Nummer i des Interrupts wird die Adresse gebildet, die die Einsprungsadresse der Interruptserviceroutine enthält. Dieser Wert wird in den Programmzähler übernommen, und mit dem auf der nächsten Adresse vorbereiteten Programmstatuswort wird die Bearbeitung des Interrupts begonnen. Durch die hohe Priorität des PSW wird rechnerseitig Unterbrechungssperre garantiert, CAMAC-seitig besteht durch automatisches Rücksetzen des DI-Bits Schutz gegen das Durchgreifen weiterer LAMs. In der vom Nutzer zu schreibenden Interruptroutine muß außer den Arbeitsregistern noch das CSR gerettet werden, welches den Funktionscode einer Operation enthält, die evtl. gerade zwischen CSR-Setzen und Datenaustausch unterbrochen wurde. Nach Bedienung des Interrupts wird das CSR wieder hergestellt, wobei das DI-Bit zu setzen ist. Durch die RTI-Instruktion werden das alte PSW wieder hergestellt und die Arbeit am Unterbrechungspunkt fortgesetzt.

Durch den Vektorinterrupt entfällt die sonst erforderliche LAM-Dekodierung (Einlesen LAM-Muster, Suchen Bit, Entnahme Sprungadresse aus Tabelle, Sprung). Damit wird eine sehr schnelle Reaktion des Systems auf Unterbrechungen (etwa $10 \mu s$) erreicht. Die 8 verschiedenen Anforderungen pro Crate reichen für praktische Einsatzfälle aus.

Das FORTRAN-Programm MESS gestattet die interruptgestützte Registrierung von 4K-Spektren. Die Assembler-Routine IINT besteht aus zwei Teilen: einem Anlaufteil, der die Zellen für Sprungadresse und PSW belegt und die Adressen des ADC und des Spektrenfelds übernimmt, und den Interruptteil, in dem Datenübernahme, Adreßberechnung und Inkrementieren des Kanals vorgenommen werden. Während des Einlaufens der Daten befindet sich das Programm MESS in einer Displayschleife. Als Display steht ein TV-Monitor zur Verfügung, der über einen CAMAC-Displaytreiber [5] angesteuert wird. Da nur ein Spektrenabschnitt von 256 Punkten mit einer Y-Auflösung von 8 Bit ausgegeben werden kann, werden die Anfangsadresse des darzustellenden Bereiches vom Schalterregister übernommen und der Darstellungsmaßstab automatisch auf das Maximum normiert. Displaygrenzen und Maximum werden auf dem Monitor mit dargestellt. Bei Beendigung des Meßvorganges werden die Spektren auf dem Plattenspeicher abgelegt.

Zur Auswertung der archivierten Spektren steht das Programm SUCH [6] zur Verfügung, welches automatische Peaksuche, Flächenberechnung und Energiegleichung durchführt.

L i t e r a t u r

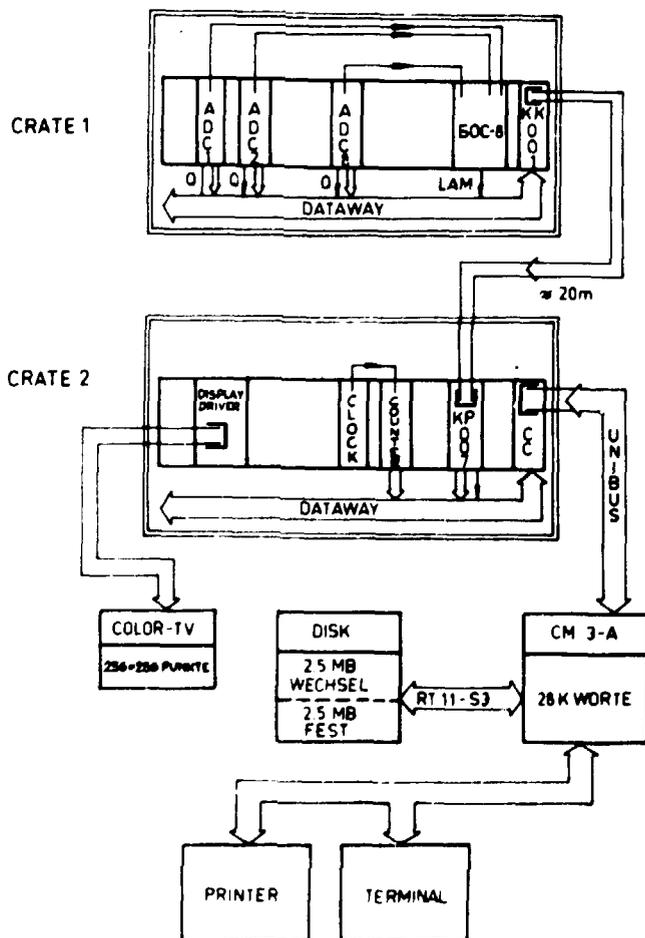
- [1] Vorschlag für ein universelles Szintillationspektrometer, ZfK Rossendorf 1980
- [2] Manfrß, P. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 171
- [3] CAMAC-Note 43-00, CERN 1972
- [4] Fromm, W.D., Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 166
- [5] CAM 3.10 TV-Display Driver, KFKI, Budapest 1979
- [6] Fromm, W.D., ZfK-218 (1971)

6.4. PROGRAMMSYSTEM ZUR UNTERSTÜTZUNG VON MULTIPARAMETER-EXPERIMENTEN

W.D. Fromm und W. Enghardt

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Verarbeitung der beim Einsatz ortsempfindlicher Ionisationskammern [1] am Schwerionenstrahl im Laboratorium für Kernreaktionen des VIK Dubna anfallenden Daten übernimmt ein Kleinrechner des Typs CM3-A, der über eine Peripherie, bestehend aus Plattenlaufwerk (5 MBytes), Bildschirmterminal, Bediendrucker und CAMAC-Crate, verfügt (Abb. 1).



Die Analog-Digitalwandlung der einlaufenden Signale sowie die Organisation ihrer Koinzidenzbeziehungen erfolgt in einem separaten CAMAC-Crate, von dem die ein physikalisches Ereignis repräsentierenden Datenworte als Block zu einem Register im CAMAC-Crate des Rechners übertragen werden. Das Lesen eines Wortes aus diesem Register wird durch LAM initiiert und erfolgt im ULS-Mode [2]. Die Zeit für die Datenannahme wird im wesentlichen durch die Zeit für Rettung und Wiederherstellung benötigter Register bestimmt, weil ein LAM im Rechner unmittelbar zu einem Vektorinterrupt führt, und damit zeitraubendes Suchen der LAM-Quelle entfällt.

Abb. 1

Digitalteil der Datenerfassung für Multiparameter-Experimente

Zur Beurteilung der einlaufenden Daten wurde ein Farbdisplay benutzt, das aus einem CAMAC-Drivermodul [3] und einem abgerüsteten kommerziellen Koffergerät besteht. Der im CAMAC-Modul vorhandene Bildwiederholtspeicher gestattet es, 256 x 256 Punkte sowie alphanumerische Zeichen in acht Farben darzustellen. Zur Intensitätswiedergabe eines 2D-Spektrums reichen acht Stufen allerdings nicht aus. Da eine Darstellung im Raster 64 x 64 eine genügende geometrische Auflösung gewährleistet, können pro Rasterzelle 16 Bildpunkte zur Intensitätsdarstellung genutzt werden. Die niedrigsten 4 Bit des Kanalinhaltcs werden zur Auswahl eines der 16 Bildpunkte verwendet, die folgenden 3 Bit legen die Farbe fest. Beim Messen im Inkrementbetrieb entsteht durch die allmähliche Auffüllung der Rasterzelle mit dem Farbwert ein guter räumlicher Eindruck der zweidimensionalen Intensitätsverteilung. In Tab. 1 ist die Zuordnung der Intensität zur Farbe gegeben, die modulo 128 periodisch ist.

Tabelle 1
Farbekala des Displays

Farbwert	1	2	3	4	5	6	7	8/0
Farbe	rot	blau	vio- lett	grün	gelb	hell- blau	weiß	schwarz
maximale Intensität	16	32	48	64	80	96	112	128

Zur Unterstützung der Messungen wurden sieben Programme erstellt, die in Tab. 2 im Überblick angegeben sind. Sie wurden in FORTRAN geschrieben und greifen bei der Arbeit mit der CAMAC-Peripherie auf Assembler-Unterprogramme zurück.

Tabelle 2
Kurzbeschreibung der FORTRAN-Programme

Name	Aufgabe
DDISK	Vorbereitung der Magnetplatte zur Ereignisaufzeichnung
DBOST	Ausgabe der pro Ereignis übertragenen Datenworte auf Terminal, Kontrolle auf Fehlerfreiheit
OZWOD	Aufbau eines 2D-Spektrums aus zwei auswählbaren Parametern mit Darstellung auf Farbdisplay, Registrierung von Fehlern bei der Datenannahme
DEMAs	Ereignisaufzeichnung auf Magnetplatte; zwei Parameter werden unter Berücksichtigung von Randbedingungen für die übrigen Parameter als 2D-Spektrum sortiert und auf Farbdisplay dargestellt.
DSORT	Sortierung aufgezeichneter Ereignisse von Platte in 2D-Spektren analog zum Verfahren bei DEMAS
DISPL	Darstellung von auf Magnetplatte archivierter 2D-Spektren auf Farbdisplay
DRUCK	Ausdruck eines 2D-Spektrums auf Mosaikdrucker

Die Ereignisse können aus einer vorgegebenen Zahl von Parametern bestehen, wobei die Hardware nicht mehr als acht Parameter zuläßt [4]. Die Ereignisannahme erfolgt im Wechsellpufferbetrieb. Während ein Puffer gefüllt wird, erhält der bereits gefüllte eine Kenninformation und wird auf Magnetplatte ausgelagert. Ferner werden zwei Parameter nach in einer Tabelle erfaßten Kriterien zu einem 2D-Spektrum sortiert. Während des Wartens auf Füllung des Puffers kann das Programm durch Setzen eines Testschalters zu verschiedenen Routinen verzweigt werden, die z.B. das Löschen von Display und 2D-Spektrum, die Ausgabe des Blockzählers, das Einstellen neuer Sortierbedingungen und die Archivierung von 2D-Spektren auf Magnetplatte erlauben. Bei Beendigung des Programms DEMAS wird der aktuelle Blockzähler ausgegeben, damit bei Wiederstart die Datenaufzeichnung fortgesetzt werden kann.

L i t e r a t u r

- [1] Manfraß, P. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 171
- [2] Blocktransfers in CAMAC-Systems, EUR 4100e Supplement, 1976
- [3] Semonov, Yu.B. et al., Preprint 13-81-271 Dubna (1981)
- [4] Suchov, A.M. and G.F. Gridnev, Preprint 13-80-11 Dubna (1980)

6.5. UNTERSTÜTZUNG DES ECHTZEIT-MESSBETRIEBES MIT PLATTENSPEICHER

W.D. Fromm

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Im Berichtszeitraum wurde am KRS die Komplexes Kernspektroskopie der Kassettenspeicherspeicher ISOT 1370 installiert, der eine Speicherkapazität von ca. 6 MB bei einer mittleren Zugriffszeit von 70 ms besitzt. Das vom Kombinat Robotron vertriebene Plattenaufbereitungssystem ASPO/OSPO [1] läßt sich vorteilhaft insbesondere bei der Entwicklung von FORTRAN-Programmen einsetzen, bietet aber durch hohe Hauptspeicherbelastung und den Zwang zur Kennsatzverarbeitung beim Plattenzugriff keine Alternative zum vorhandenen Steuerprogrammssystem [2].

Zur Erschließung des Plattenspeichers für Meßaufgaben wurden daher zwei selbständige Wege beschritten:

Einerseits wurde der autonome Programmlader DILA geschaffen, der die Archivierung von Programmen oder Daten als Hauptspeicherabzug auf dem Plattenspeicher übernimmt. Die Dateien werden unter Angabe eines vier Buchstaben umfassenden Namens zuzüglich zweier Ziffern, die Version und Variantenummer angeben, registriert. Ferner wird der Typ der Datei festgehalten. Typ Q steht für Quellfiles, auf die Assembler oder FORTRAN-Compiler unter Steuerung von ESKO zugreifen. Typ P steht für Programme, die als MC-Blöcke abgelegt werden. Mit Typ S werden Speicherabzüge gekennzeichnet, für die außerdem Anfangs- und Endadresse eingetragen werden. Der Lader sucht bei Typ P im Verzeichnis die zum angegebenen Namen zuletzt eingetragene Version und lädt diese. Bei Typ S werden alle Versionen gleichen Namens geladen. Das Verzeichnis belegt den 1. Track der Wechselplatte. Es sind 767 Eintragungen möglich. Der Lader belegt den letzten Sektor des Rechners bis zum Anfangslader. Er erlaubt eine bequeme Konfigurierung des Meßsystems entsprechend des jeweiligen Einsatzfalles bzw. den Wechsel mit ESKO in Sekundenschnelle.

Während der Arbeit des Meßsystems können ohne Unterbrechung der Datenannahme Verarbeitungsprogramme nachgeladen werden. Das unter der niedrigsten Priorität laufende Programm STEU erlaubt das Laden von Programmen, die zum Meßsystem gehören. Andere Anforderungen werden abgewiesen. Die Nummer des geladenen Programms wird protokolliert. Im Regime "Load-and-Go" wird das Programm sofort gestartet. Damit wird ein Arbeitsregime erreicht, das einem Plattenbetriebssystem entspricht, ohne daß Abstriche von den Echtzeiteigenschaften gemacht werden müssen.

Eine weitere, nicht weniger wichtige Verbesserung der Arbeitsmöglichkeiten trat mit der Nutzung der Platte als Datenspeicher ein. Es wird prinzipiell direkt mit der Platte verkehrt (physisches E/A-System). Auf Kennsatzverarbeitung und Datenschutz wurde verzichtet, da für die erforderlichen Anwendungen evtl. die gesamte Wechselplatte belegt werden muß. Die Festplatte wird für ASCO/OSPO und seine Dateien reserviert.

Der Plattenspeicher wird eingesetzt bei Winkelverteilungsmessungen mit Hilfe eines CAMAC-gesteuerten Drehtisches (siehe Bericht 6.6.), bei der On-line-Korrektur von Zeitverteilungen mit Registrierung der Energiespektren (siehe Bericht 6.7.) und bei der Sortierung von Koinzidenzspektren. Mit Programm SORT wurden Koinzidenzbänder in 128 Spektren zu je 4K Länge sortiert. Jedem Fenster wird dazu im Hauptspeicher ein 128 Worte langer Pufferbereich zugeordnet, der bei Überlauf des Puffers zur Aufdatierung des zugehörigen Spektrums, welches von der Platte gelesen wird, benutzt wird. Pro Magnetband (ca. 3×10^6 Ereignisse) werden am KRS ca. 25 min für die Sortierung benötigt. Bei Sortierung der Magnetbänder am Zentralrechner werden pro Band etwa 45 min benötigt [3]. Dabei ist zu berücksichtigen, daß in diese Werte die reine Einlesezeit eines Magnetbandes eingeht, die durch die unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Magnetbandgeräte 20 min bzw. 7 min beträgt.

L i t e r a t u r

- [1] VEB Robotron ZFT, Aufbereitungssystem ASPQ 4200, C 7023-0235-1 und Organisationssystem OSPO 4200, C 7013-0030-1
- [2] Köppen, H.E., KRS-Grundsoftware für schnelle Meßaufgaben. Arbeitsbericht RPP-6/78
- [3] Fromm, U., persönliche Mitteilung

6.6. EXPERIMENT-AUTOMATISIERUNG MIT HILFE VON CAMAC-INSTRUMENTIERUNGEN

W.D. Fromm

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die kernspektroskopische Untersuchung schwacher Effekte erfordert zwecks Erreichung ausreichender Statistik lange Meßzeiten. Daraus leitet sich die Forderung einer hohen Stabilität der Apparatur ab, die sowohl die energetische als auch die zeitliche Auflösung betrifft. Die Anwendung von Differenzverfahren bei der Auswertung von Polarisationsmessungen und Winkelverteilungen erlaubt präzisere Aussagen, setzt aber unter gleichen Bedingungen registrierte Spektren voraus. Das konnte bisher infolge von Langzeitdrift der Apparatur und physikalischen Störeffekten nicht gesichert werden. Daher wurden vier Automatisierungs-

aufgaben formuliert und mit Hilfe von programmgesteuerten CAMAC-Anordnungen realisiert. Alle Programme werden am KRS unter Steuerung des Echtzeitsystems STPR [1] zeitzyklisch aktiviert und greifen bei der Ausführung von CAMAC-Befehlen auf einen zentralen Handler zurück, dem der Funktionscode im Akkumulator und die Adreßkonstante CNA als Parameter übergeben werden. Das C-Register wird in Abhängigkeit von der Q-Antwort gesetzt. Nachfolgend werden die einzelnen Lösungen erläutert:

1) Stabilisierung von Energiespektren - Programm STAB

Die CAMAC-ADC KA206 [2] und CAM 4.04 [3] gestatten eine Steuerung von Pegel und Konvertierungssteilheit. Es wird eine interne Zweipunktstabilisierung durchgeführt. Zwei vorgegebene, sich deutlich vom Untergrund abhebende Peaks werden im vorgegebenen Zeittakt periodisch überwacht. Zwei Bereiche des anlaufenden Spektrums werden mit zwei Merkbereichen verglichen, die dem Zustand beim letzten Testzyklus entsprechen. Die aus den Differenzspektren errechneten Peakpositionen werden mit den Sollwerten verglichen. Aus den Abweichungen werden die Korrekturwerte für Schwelle und Verstärkung ermittelt, mit Hilfe von DAC in Analogspannungen umgeformt und den Korrekturereingängen der ADC zugeführt. Der aktuelle Stand wird in den Merkbereich übernommen. Die Stabilisierung regelt Driften im gesamten spektroskopischen Trakt aus.

2) Stabilisierung von Zeitverteilungen - Programm STAZ

Insbesondere bei HF- γ -Messungen treten deutliche zeitliche Schwankungen der Lage der Promptkurve auf, deren Ursachen in der thermischen Instabilität des verwendeten ZIK oder in Veränderungen der Phasenbeziehung zwischen HF und Teilchenpaket am Targetort liegen können. Da sie nicht mehr klein gegen die erreichte Zeitauflösung sind, ist eine Stabilisierung erforderlich. Der CAMAC-ZIK CAM 4.17 [4] läßt sich durch Anlagen einer Spannung beeinflussen. Programm STAZ ermittelt im vorgewählten Zeittakt den Schwerpunkt einer festgelegten Zeitverteilung (integrale oder energiewahlweise sortierte). Aus der Differenz von Soll- und Istwert wird eine Korrekturgröße berechnet, die über DAC dem ZIK aufgeprägt wird. Erforderliche Korrekturen werden auf dem Display protokolliert.

3) Plungerstabilisierung - Programm PLUS

Bei Abständen von Target und Plunger kleiner $50 \mu\text{m}$ muß diese Größe genau überwacht werden, da die sonst aufgrund unterschiedlicher thermischer Belastung möglichen Verformungen zu Verfälschungen der Meßergebnisse führen. Die Stabilisierung beruht auf der Messung der Kapazität Plunger-Target über die Registrierung der Impulshöhe eines eingekoppelten Generatorimpulses. Die Steuerung des Abstandes erfolgt über einen Schrittmotor, der über Getriebe mit der Spindel der Mikrometerschraube verbunden ist. Die Ansteuerung des Schrittmotors erfolgt mittels CAMAC-Stepmotor-Driver [5]. 40 Schritte entsprechen einer Abstandsänderung von $1 \mu\text{m}$. Das steuernde Programm PLUS besteht aus fünf Teilen, die in Abhängigkeit des Wertes der Kontrollvariablen VAR erreicht werden. Das Programm wird durch einen LAM-Handler nach der Akkumulation von 32 Meßwerten aktiviert.

VAR	Aktion
=0	Initialisierung, Übernahme der Anfangswerte
=1	Bestimmung des Kapazitätsverlaufs zwischen 0 und 50 μm in Schritten von 0.5 μm . Darstellung der Abhängigkeit auf dem Display, Umrechnung auf $1/C$, Anpassung mit Ausgleichsgerade, Angabe des "wahren" Nullpunktes
=2	Anfahren des geforderten Abstandes
=3	Bestimmung der Regelungskonstanten, Festlegung des Regelungszyklus
=4	Regelung: Vergleich Soll-Wert - Ist-Wert, Errechnung Korrekturschritt, Dämpfung, ggf. Ausführung mit Protokoll auf Display.

Die erreichte Lagestabilität kann anhand der akkumulierten Meßwerte auf dem Display kontinuierlich überwacht werden. Bei Beendigung der Messung wird durch Setzen von S2 die Kontrollvariable auf VAR=2 rückgesetzt.

4) Winkelverteilungs- und Polarisationsmessungen - Programme WINK, POLA

Zur Erzielung ausreichender Statistik muß pro Winkel mit Meßzeiten von 4 h und größer gerechnet werden. Beim Nacheinandermessen der Winkel treten systematische Abweichungen der Spektren voneinander durch Langzeitdrift der Apparatur, Aktivierung im Target, Veränderung der Brennflecklage u.a. auf, die die Aussagekraft der Daten beeinträchtigen. Diese Störungen können egalisiert werden, wenn jeder Winkel nur kurz, dafür aber oft gemessen wird. Dazu wird der Detektor auf einem schrittmotorgetriebenen Drehtisch angeordnet, der nach Ablauf der Meßzeit programmgesteuert zum neuen Winkel transportiert wird. Der Drehtisch wird über Stepmotor-Driver [5] und Leistungsstufe angesteuert. 240 Schritte entsprechen 1° Drehung. Es wurde ein Interface-Modul aufgebaut, der das Erreichen der 90° -Position signalisiert und einen Impuls je 0.5° Drehung abgibt. Diese Impulse werden mit Hilfe eines CAMAC-Zählers registriert und nach Eintreffen der Endmeldung vom Stepmotor-Driver zur Überprüfung der Positionierung benutzt. Während der Drehung wird die Messung unterbrochen.

Bei Polarisationsmessungen werden die den beiden Winkeln zugeordneten Spektren im Hauptspeicher aufgebaut. Bei Winkelverteilungsmessungen sind 15 Winkel angebar. Die zugehörigen Spektren werden auf Plattenspeicher ausgelagert. Die erreichte Winkelstellung wird auf dem Display protokolliert. Meßzeiten von 10 bis 20 min je Winkel haben sich bisher als günstig erwiesen.

Für die bereitwillige Übernahme und präzise Ausführung der erforderlichen mechanischen Arbeiten bei Koll. G. Schulze, Abt. WEG, herzlich gedankt.

L i t e r a t u r

- [1] Köppen, H.E.: KRS-Grundsoftware für schnelle Meßaufgaben. Laborbericht RPP 6-78
- [2] Gabriel, F. et al., Preprint P13-11201 Dubna (1978)
- [3] CAM 4.04-1 12bit Analog to Digital Converter, KFKI, Budapest 1980
- [4] CAM 4.17-2 Biased Time to Pulse Height Converter, KFKI, Budapest 1980
- [5] Gabriel, F., Bedienungsanleitung für Stepmotor-Driver 5331, ZfK Rosendorf 1980

6.7. ON-LINE-KORREKTUR DER ENERGIEABHÄNGIGKEIT DES ZEITVERHALTENS VON MIT Ge(Li)-DETEKTOREN REGISTRIERTER γ -STRAHLUNG

W.D. Fromm und G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Im Vorjahr wurde über das experimentell beobachtete unterschiedliche Zeitverhalten von Fotolinien und Compton-Kontinuum berichtet [1]. Dieser Effekt führt insbesondere bei niedrigen Energien dazu, daß große Verschiebungen der Maxima der Promptverteilungen auftreten. Dadurch werden Überblicksmessungen vom Typ HF- γ mit der Registrierung zeitlich aufeinanderfolgender Energiespektren zur Erfassung unterschiedlicher Halbwertszeiten unmöglich, da eine absolute Zeitbeziehung im jeweiligen Schnitt durch eine unbekannte energieabhängige Funktion ersetzt werden muß.

Als Ausweg aus dieser Situation wurde ein Korrekturverfahren entwickelt, das in folgende Schritte zerfällt:

- 1) Mit einer geeigneten Reaktion wird eine Eichmessung durchgeführt, mit der anhand von bekannten prompten Fotolinien die Energieabhängigkeit der Zeitverteilung für das verwendete Nachweissystem (Detektor und Elektronik) bestimmt wird. Die Messung erfolgt mit dem Programm FAST [2], das eine schnelle zweidimensionale Analyse entsprechend der mit dem Programm FEIN eingestellten Energiefenster durchführt. Meßzeiten von ca. 1 Stunde reichen für diese Messung aus.
- 2) Mit dem Programm ZEIT [3] wird anschließend die Analyse der Zeitkurven durchgeführt. Zunächst werden für alle Zeitkurven die Schwerpunktlagen der Zeitkurven bestimmt. Danach wird nach Angabe der Untergrundzeilen der Abzug der interpolierten Untergrundverteilung (anteilig und auf Effektlage bezogen) durchgeführt und die Schwerpunktbestimmung für die Effektkurven wiederholt. Die Auswertung nimmt einschließlich Bedienerdialog ca. 5 min in Anspruch. Das Ergebnis der Auswertung der Eichmessung ist im oberen Teil der Abb. 1 dargestellt.
- 3) Das Programm ZEKO bestimmt aus ausgewählten Werten die kontinuierliche Abhängigkeit der Schwerpunktlage von der Energie (Kanal) durch stückweise Interpolation bzw. Extrapolation. Die Korrekturkurve wird zur Beurteilung der Stetigkeit auf dem Display dargestellt. In einer Tabelle werden die Korrekturen so niedergelegt, daß bei Addition mit der Zeitinformation eine konstante Schwerpunktlage entsteht.
- 4) Mit dem Programm FADE erfolgt die Messung der untersuchten Reaktion. Dieses Programm benutzt das gleiche schnelle Sortierprinzip wie FAST, erlaubt aber den Aufbau der Spektren auf dem Plattenspeicher. Ferner wird die Korrektur der Energieabhängigkeit der Zeitverteilung durchgeführt. Für jedes Ereignis werden Energie- und Zeitwert übertragen. Entsprechend dem Energiewert wird der Tabelle der Korrekturwert entnommen und zum Zeitwert addiert. Mit diesem Wert erfolgt der Fenstertest. Bei positivem Ergebnis wird der Energiewert in den zum Fenster gehörenden Teilpuffer übernommen.

Es wurde eine Probemessung der Reaktion $^{74}\text{Se} + d$ durchgeführt. Die Zeitskala wurde in 48 aufeinanderfolgende Fenster zu je 1.5 ns geteilt. Die zugehörigen 48 Energiespektren zu je 2048 Kanälen wurden auf dem Plattenspeicher registriert.

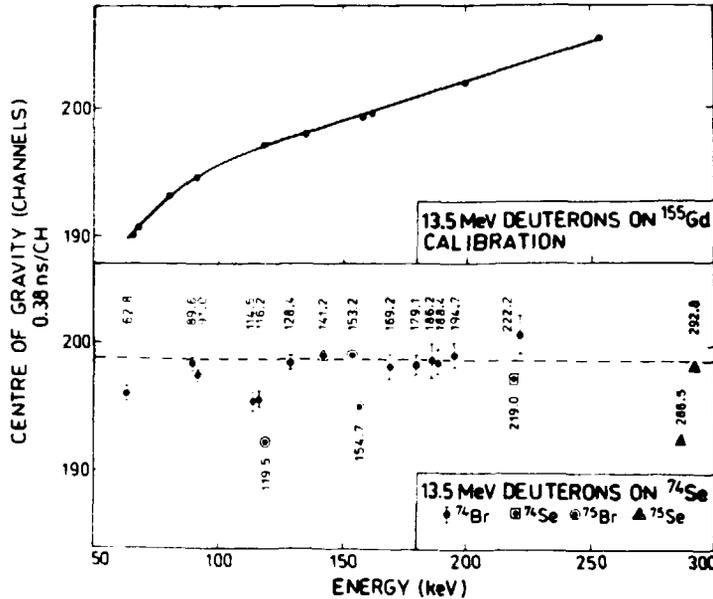


Abb. 1

Abhängigkeit des Schwerpunkts der Zeitverteilung von der Energie der γ -Strahlung

Die Zeitauswertung erfolgte anhand der Flächeninhalte der interessierenden γ -Linien in den aufeinanderfolgenden Schnitten. Die Ergebnisse zeigen (siehe Abb. 1 unten), daß im betrachteten Energiebereich eine annähernd konstante Lage des Schwerpunktes der prompten Zeitverteilung erreicht wurde.

Die Korrekturwerte für die niederenergetischsten Fotolinien sind aber nicht optimal gewählt worden. Ebenso legt die beobachtete Drift des Maximums der Promptverteilung über die gesamte Meßzeit (12 Std.) Maßnahmen zur Stabilisierung der Zeitnahmeelektronik nahe.

L i t e r a t u r

- [1] Winter, G. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 187
- [2] Fromm, W.D. und E. Will, Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 182
- [3] Fromm, W.D.: Auswertung von Zeitkurven mit Schwerpunktmethod. Arbeitsbericht KRS-SB 7 (1981)

6.8. MEHRTEILCHENMESSUNGEN AM TPA1

G. Lang

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

1981 wurde am TPA1 ein Programmsystem für Mehrteilchenmessungen in Betrieb genommen.

Das Programmsystem gestattet die Messung von maximal 36 Bit paralleler Eingangsinformationen bei mittleren Datenraten. Das eigentliche Meßprogramm arbeitet im Buffer-tape-Modus und erlaubt die getrennte Auswertung der gesammelten Daten. Im On-line-Betrieb besteht die Möglichkeit, Monitorinformationen über das CAMAC-System dem Rechner zu übergeben. Damit ist eine automatische Experimentüberwachung realisiert, die von einem CAMAC-Zeitssystem gesteuert wird.

Das Programmsystem unterstützt die Dateninspektion während der Messung in Form der Generierung von ein- und zweidimensionalen Häufigkeitsverteilungen. Die Gesamtheit der Programme umfaßt die in Assembler programmierten Programme ohne direkten Bezug auf das physikalische Problem sowie die in FORTRAN formulierten Programme, die das physikalische Problem selbst betreffen.

Aufgrund der geringen Plattenkapazität am TPA1 (64K) mußte auf ein komfortables Betriebssystem verzichtet werden. Zur Unterstützung des Programmsystems dient

das Disk-Monitor-System des TPA1.

Die Parametervermittlung zwischen FORTRAN- und Assemblerprogrammen erfolgt über spezielle blockorientierte Diskroutinen. Es besteht die Möglichkeit, Parameter für FORTRAN-Programme direkt aus der Darstellung der Häufigkeitsverteilungen zu gewinnen und an das Programm zu übergeben. Man kann somit mittels FORTRAN Grenzfunktionen (z.B. für Teilchenunterscheidungen) berechnen lassen, deren Eingabeparameter direkt der Bildinformation entnommen werden können.

Das Programmsystem bietet die Möglichkeit, alle vom Experiment angebotenen Daten zu archivieren und im nachhinein schrittweise das Datenmaterial von einer Weiterverarbeitung zu trennen, das für die momentane Untersuchung uninteressant ist. Alle archivierten Datenblöcke werden durch einen Kopfblock ergänzt, der den Messungsnamen, das Datum, die Blocknummer und weitere das Experiment charakterisierende Daten enthält. Die Eingabe eines zusätzlichen Textteils zu diesem Kopfteil vereinfacht die Protokollierung der archivierten Daten. Bei der Offline-Auswertung wird nur auf Datenblöcke Bezug genommen, die im Namen, Datum und der Blocknummer übereinstimmen. Somit wird eine effektive Magnetbandausnutzung erreicht, da der Nutzer beliebige zusätzliche Informationen mit auf dem Magnetband aufzeichnen kann.

Für beide Varianten, On-line und Off-line, steht der gleiche Programmfonds zur Verfügung, so daß sich eine übersichtliche Handhabung der Programme ergibt. Das Programmsystem beinhaltet weiterhin Programme für

- ein- und zweidimensionales Betrachten
- den Transfer zum bzw. vom Zentralrechner
- und Lineprinter- und Plotter-Ausgabe

sowie eine Anzahl von Hilfsprogrammen, die die Nutzerfreundlichkeit unterstützen.

Das gesamte Programmsystem ist Bestandteil einer Magnetbandprogrammdatei. Es wird mittels Programmnamen, Datum und Dateinummer auf den Disk geladen. Der Nutzer kann aufgrund der möglichen FORTRAN-Programmierung spezielle Modifikationen des Systems selbst vornehmen und diese mit in die Magnetbanddatei aufnehmen.

6.9. KOPPLUNG VON RECHNERN MITTELS CAMAC-LINK 1470

W.-J. Linnemann

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Für die Schaffung dezentraler Automatisierungssysteme mit Klein- und Mikrorechnern müssen diese Rechner miteinander gekoppelt sein. Verfügen die zu verbindenden Rechner über einen CAMAC-Anschluß, so ist die Kopplung mittels eines Link-Module 1470 [1] möglich. In [2] wird auf den Einsatz dieses Moduls innerhalb eines Programmsystems zur automatischen Energievariation hingewiesen. Die dort gemachten Erfahrungen bezüglich der Koppelsoftware fanden ihren Niederschlag in einem Linkhandler, der im folgenden näher beschrieben wird.

Für die erstellte Koppelsoftware bildet der CAMAC-Datenweg die Schnittstelle, wobei, bedingt durch die Wortbreite des Link-Moduls, nur 16 Bit des horizontalen Datenwegs ausgenutzt werden. Die zu übertragende Datenmenge wird in Blöcke zu je 128 Wörtern unterteilt und blockweise übertragen, wobei auch eine Einzelwortübertragung möglich ist.

Während einer Blockübertragung werden die Interrupte gesperrt. Nach jeder Übertragung findet ein Handshake mit einem definierten Signalspiel statt. Die Informationsübertragung kann somit gefahrlos durch Programme höherer Prioritäten sowohl im Sende- als auch im Empfangsrechner unterbrochen werden.

Den Informationsblöcken wird ein Meldeblock definierter Struktur vorausgeschickt. Durch diesen Meldeblock erfolgt eine Mitteilung an den Empfangsrechner über die Länge der Nutzinformation, Art der Verarbeitung, und es gibt eine Möglichkeit zur Parameterübermittlung. Außerdem wird mit Hilfe der Meldeblockübertragung eine zeitliche Anpassung der Sende- und Empfangsroutinen in den gekoppelten Rechner erreicht. Zu diesem Zweck wird der Meldeblock so oft gesendet, bis der Empfangsrechner fehlerfreie Übertragung meldet. Ist die Übertragung fehlerhaft, so wird durch ein definiertes Signalspiel die Senderoutine durch die Empfangsroutine veranlaßt, die Einzelwortsendung durch Inkrementierung einer Wartezeit zu verlangsamen. Auf diese Art wird die Übertragungsgeschwindigkeit automatisch dem langsameren der gekoppelten Rechner angepaßt.

Die Wortlänge der gekoppelten Rechner ist ohne Bedeutung. Wichtig ist, daß der sendende Rechner die Verwaltungsvorschriften des Betriebssystems im Empfangsrechner beachtet. Zu diesem Zweck müssen diese Vorschriften auf die Wortstruktur des CAMAC-Datenweges transformiert werden, die der Senderechner einzuhalten hat.

Auf diese Weise ist es z.B. leicht möglich, daß ein angeschlossener Mikrorechner ohne Peripherie die Standardperipherie eines leistungsfähigeren Rechners nutzt, was konkret bei der Kopplung eines MPS 4944 mit einem TPA1 angewendet wird. Darüber hinaus ist der Link-Handler in ein System zur rechnergestützten Betriebsführung des Tandemgenerators für den Datentransfer eingebettet. Folgende Übertragungsgeschwindigkeiten (hierbei sind die Zeiten der Handshakes mit enthalten) wurden beim praktischen Betrieb gemessen:

MPS 4944	TPA1: 6.6 K Worte/s
TPA1	MPS 4944: 7.7 K Worte/s.

Erweitert wird die Koppelsoftware durch den Einsatz des Link-Moduls 1471 [3]. Dadurch wird die Datenübertragung vom CAMAC-Datenweg gelöst und über die Frontplatte und DMA-Anschluß realisiert.

L i t e r a t u r

- [1] Reiß, S., Diplomarbeit. TU Dresden, 1977
- [2] Fülle, R. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 234
- [3] Weidhase, F. et al., Preprint 95-28-78, TU Dresden (1978)

6.10. BESTIMMUNG DER NEUTRONEN-NACHWEISEFFEKTIVITÄT EINES SZINTILLATIONSDETEKTORS

J. Bauersfeld, L. Hergert, W. Grimm, K. Seidel und S. Unholzer
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Für die routinemäßige Bestimmung der Neutronen-Nachweiseffektivität von in Flugzeitexperimenten eingesetzten Detektoren mit flüssigem organischen Szintillator wurde eine On-line-Meßanordnung entwickelt. Sie umfaßt eine für die Abnahme schneller Zeitsignale geeignete ²⁵²Cf-Spaltkammer [1], Flugzeitspektrenaufnahme und Speicherung über CAMAC-Datenweg im Kleinrechner KRS 4200 mit anschließender Aufbereitung.

Mit dem Programm OVER erfolgt die Steuerung des Meßablaufs sowie die Organisation der Datenerfassung und -übertragung. Das Programm SPALT transformiert die Zeitskala der Flugzeitspektren in die Energieskala und berechnet die Detektoreffektivität durch Anpassung des Meßspektrums an das korrigierte Maxwellpektrum der Spaltneutronen und führt einige Korrekturen aus.

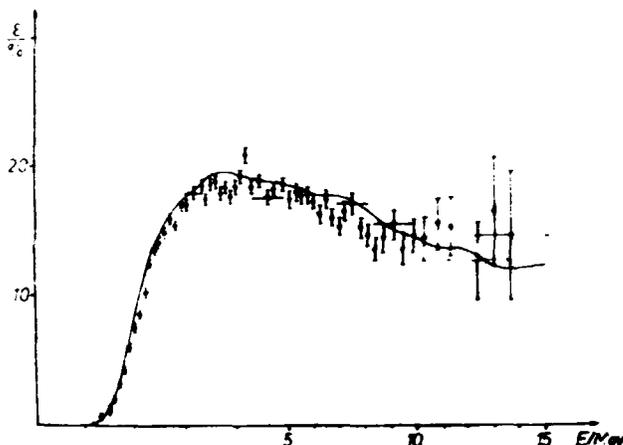


Abb. 1

Vergleich von gemessener und berechneter Neutronen-Nachweiseffektivität bei einer Rückstoßprotonenenergieschwelle, die $2/3$ der ^{137}Cs -Comptonkante entspricht (Dicke des Szintillators 3.8 cm, Durchmesser 11.4 cm)

Untersucht wurde ein Detektor mit Fotovervielfacher XP 2040 und Szintillator NE-213 bei einer Reihe unterschiedlicher Energieschwellen. Der Detektor befand sich im Meßkanal eines 14-MeV-(n,n')-Flugzeitexperiments, die Spaltkammer wurde an der Streuerposition aufgestellt.

Die experimentellen Ergebnisse wurden mit Monte-Carlo-Rechnungen nach dem Programm NEUCEF [2] verglichen. Bei Verwendung der Lichtausbeutekurven von Verbinsky [3] ergab sich eine gute Übereinstimmung von Rechnung und Experiment im gesamten Energiebereich (Abb.1). Das experimentelle Schwellverhalten der Detektoreffektivität konnte

durch die Rechnungen für alle Schwellen im Rahmen der Schwellen-Einstellgenauigkeit reproduziert werden.

Weiterhin wurden die Druckabhängigkeit der Spaltkammer von (0.1 bis 1.5 at) bezüglich Zeitauflösung und α -Trenngrenze sowie die Asymmetrie der Neutronenemission aus der Spaltkammer untersucht.

L i t e r a t u r

- [1] Adel-Fawzy, M. et al., Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 150; Schmidt, D., private Mitteilung
- [2] Hermsdorf, D., Jahresbericht 1976, ZfK-315 (1976) 192
- [3] Verbinsky, V.V., et al., Nucl. Instrum. Methods 65 (1968) 8

6.11. UNTERSUCHUNGEN ZUR ELEMENTANALYSE MIT DER $(n,n'\gamma)$ -REAKTION

B. Heinrich, G. Musiol und U. Richter

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Im Zusammenhang mit Untersuchungen zum Nachweis leichter Elemente mit der $(n,n'\gamma)$ -Reaktion bei Verwendung der Methode der zeitlich korrelierten assoziierten Teilchen (MEZKAT) [1,2] wurden Messungen zur Geometrie- bzw. Meßregimeoptimierung durchgeführt. Dabei konnte gezeigt werden, daß mit der von verschiedenen Autoren [3,4] vorgeschlagenen Methode der Neutronenstrahlpulsung zur Unterdrückung der Einfänge-Gamma-Strahlung die von der Kohleindustrie gestellten Forderungen hinsichtlich Schnelligkeit und Genauigkeit der Analyse [2] nicht erfüllt werden können.

Für den verwendeten Neutronengenerator TNC 9900 wurde zu diesem Zweck ein Plempulsungssystem geschaffen, das mit Neutronenunterdrückungsverhältnissen von größer als 10^6 bei minimalen Impulslängen von $10 \mu\text{s}$ zu arbeiten ermöglicht. Es ist damit für aktivierungsanalytische Untersuchungen mit kurzlebigen Nukliden besonders gut geeignet. Ein Zeitsteuergerät ZSG-2 [5] verteilt die während einer Impulsperiode am Eingang eines VKA DIDAC 4000 anliegenden Impulse auf vier verschiedene Untergruppen, die unterschiedlichen Zeitintervallen entsprechen. Die notwendigen Verhältnisse von Neutronenimpuls- zu Impulspausenlänge von ca. 0.04 bis 0.01 bedingen so geringe effektive Meßzeiten, daß sich die von der Kohlenindustrie geforderten Genauigkeiten auch bei optimaler Wahl der restlichen Parameter nicht erreichen lassen. Für Laboruntersuchungen ohne Zeitbegrenzung ist dieser Aufbau jedoch geeignet.

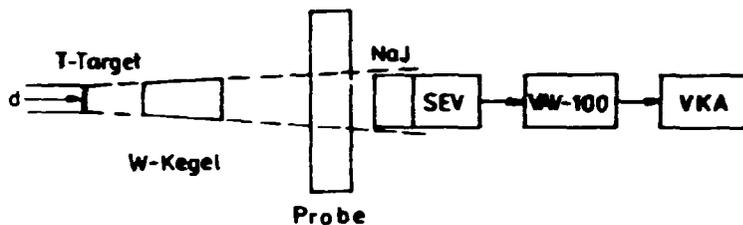


Abb. 1

Aufbau des Experiments $(n,n'\gamma)$ an Graphit in Vorwärtsstreuengeometrie

Die in [1] vorgeschlagene sogenannte "geschlossene" Geometrie ist mit einer Reihe von Nachteilen behaftet. Das große Volumen der Detektorschirmung bewirkt eine starke Untergrundvergrößerung durch gestreute Neutronen und Gamma-Quanten aus Einfangsprozessen.

Wie Abschätzungen zur Winkelverteilung der bei der $(n,n'\gamma)$ -Reaktion an Kohlenstoff entstehenden Gamma-Quanten zeigen, ist die Vorwärtsrichtung im Laborsystem stark bevorzugt. Deshalb wurden Messungen mit der sogenannten "offenen Vorwärtsstreuengeometrie" durchgeführt, die in Abb. 1 dargestellt ist. Für Neutronenquellstärken von ca. 10^9 s^{-1} werden in dieser Geometrie Kurzzeitanalysen von 1 Minute bei statistischen Fehlern kleiner als 5 % möglich. Für Messungen einer Dauer von 10 min liegen die statistischen Fehler für eine eingesetzte Kohlenstoffmasse von ca. 5 kg bei 1.5 %. Damit erscheint die gewählte Geometrie geeignet, durch Kombination mit der in [1,2] beschriebenen MEZKAT die gestellten Forderungen hinsichtlich Genauigkeit und Schnelligkeit einer Kohlenstoffanalyse zu gewährleisten.

L i t e r a t u r

- [1] Musiol, G. et al., Jahresbericht 1981, ZfK-443 (1981) 194
- [2] Le Chi Than, Dissertation, TU Dresden, 1981
- [3] McKinlay, P.F. et al., Offenlegungsschrift DB 2427127 (1975)
- [4] Scott, H.D., UK Patent Documentation 1396642 (1975)
- [5] Knorr, J. und Jugelt, P., Laborbericht, TU Dresden, 1969

6.12. MIKRORECHNERGESTEUERTE SPEKTRENBEARBEITUNGSEINHEIT

J. Bergter

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

S. Kühnert

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich W

Für die Anwendung in Spektrometern (Vielkanalanalyse) wurde die in Abb. 1 dargestellte mikrorechnergesteuerte Datenverarbeitungseinheit entwickelt.

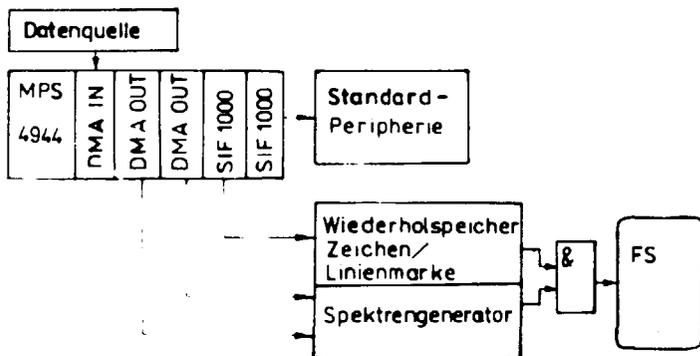


Abb. 1
Spektrenbearbeitungseinheit

Datenwortlänge: 16 oder 24 Bit

Datenkanallänge: 64, 128 ... 8 K-Worte.

Die DMA-Ausgabe (ebenfalls SI 1.2) dient vorzugeweise zur Darstellung der aktuellen Meßdaten auf dem Display ohne Bildwiederholer Speicher.

Ausgabewortlänge: 64, 128, 256, 512 Worte aufteilbar in maximal 16 Teilblöcke mit einer minimalen Teilblocklänge von 4 Worten.

Das Display besteht aus einem Steuergerät und einem Schwarz-Weiß- oder auch Farb-Monitor (handelsübliches Fernsehgerät). Die Zeilenstruktur wurde um 90° gedreht, um jedem Spektralkanal mindestens eine Fernsehzeile zuordnen zu können. Die dargestellten (Teil-)Spektren werden mit Hilfe des DMA-Ausgabekanale periodisch gelesen, im Spektrengenerator aufbereitet und zur Anzeige gebracht.

Es können Spektren über je eine Ausgabeeinheit mit folgenden Darstellungsarten abgebildet werden: Säule, Punkt, nur positive Werte, positive und negative Werte, Maßstab in 15 Linearstufen (9 Bit Auflösung) oder logarithmisch, Wortlänge 16 oder 24 Bit, bei Farbdisplay 4 Farbtöne je Spektrum, bei SW-Display 4 Graustufen.

Ein Cursor steht zur Markierung bestimmter Kanäle (Adressen) zur Verfügung.

Maximal 32 eingeblendete Linienmarken variabler Länge werden von einem Wiederholer Speicher abgerufen. Die alphanumerischen Zeichen können auf 16 Zeilen zu je 32 Zeichen angeordnet werden. Der Wiederholer Speicher ist lesbar.

Durch den Mikrorechnereinsatz im System kann der Meßvorgang im Gegensatz zu einfachen Spektrometern gesteuert werden. Ebenso sind Anwender Routinen programmierbar.

Da alphanumerische Zeichen dargestellt werden können und für die Steuerung des Systems eine alphanumerische Tastatur nötig ist, liegt auch die Anwendung des Analysators als Programmentwicklungssystem nahe.

Als Basis diente das ZfK-Mikrorechner System MPS 4944, das durch entsprechende DMA-Ein- und Ausgabemoduln ergänzt wurde. Die DMA-Eingabe ermöglicht folgende Betriebsarten: Schreiben, Addition, Subtraktion, Inkrementbildung (Wortlänge max. 13 Bit), Dekrementbildung (Wortlänge 13 Bit), logische Verknüpfung, wobei die Daten entweder nach SI 1.2 oder auch seriell eingegeben werden können.

6.13. ALPHANUMERISCHES DISPLAY FÜR DEN MPS 4944

K. Brankoff

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Zur Anzeige von Meßwerten wurde an das Mikrorechnersystem MPS 4944 eine ANA 440 vom VEB Robotron angeschlossen. Diese besteht aus der Bildröhre des Combivision und der Ablenkelektronik. Der Bildwiederholungspeicher mit der dazugehörigen Elektronik wurde auf einer Steckereinheit des MPS 4944 untergebracht. Die Schaltung wurde von der ANA 000 übernommen und zur Ansteuerung durch den Mikrorechner entsprechend modifiziert. Dazu wurden die Ansteuersignale der ANA 000 (SAUB0-SAUB8, SAGAI, SADRJ, SADRK, SUEB) durch Signale des Mikrorechnerbusses ersetzt. Das Füllen des Bildwiederholungspeichers erfolgt mit zwei OUT-Befehlen pro Zeichenposition. Im ersten OUT-Befehl wird die Zeichenposition und im zweiten der Zeichencode ausgegeben. Die Adressen für die OUT-Befehle können durch Drahtbrücken auf der Leiterplatte gewählt werden.

Auf dem Bildschirm können 8 Zeilen zu 32 Zeichen dargestellt werden. Der Zeichenvorrat besteht aus 64 verschiedenen Zeichen und kann durch Austausch des Zeichengenerators verändert werden. Die relativ große Darstellung der Zeichen gestattet auch eine Ablesung aus größerer Entfernung.

6.14. EINE LINEAR STEUERBARE GLEICHSPANNUNGSQUELLE ZUR STEUERUNG PIEZOELEKTRISCHER POSITIONIEREINHEITEN

G. Müller

Technische Universität Dresden, Sektion Informationstechnik

G. Karrasch und G. Zechornack

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Es wird eine linear steuerbare Gleichspannungsquelle für den Bereich 0 - 1000 V zur Steuerung piezoelektrischer Positioniereinheiten für den Einsatz in einem am VIK Dubna entwickelten Röntgendiffraktionspektrometer beschrieben.

Da zur Erreichung einer hohen Energieauflösung bei der Arbeit des Röntgendiffraktionspektrometers der Beitrag des von Positionsabweichungen des Kristalls herrührenden Fehlers eliminiert werden soll, sind zusätzliche Maßnahmen erforderlich, welche die Bestimmung der Kristallposition über die vom mechanischen Grundantrieb her resultierenden Genauigkeiten hinaus erforderlich machen. Die Präzisionsbestimmung der Kristallverdrehung erfolgt auf optischem Wege über ein Laserinterferometer. Die nach der Messung der Kristallposition mit dem Interferometer notwendig werdende Korrektur erfolgt mit Feinpositioniereinheiten, welche auf piezoelektrischen Elementen basieren, die eine der angelegten Gleichspannung proportionale Längenausdehnung von ca. 0.5 nm/V aufweisen. Zur Ansteuerung dieser Einheiten ist eine linear steuerbare Gleichspannungsquelle erforderlich, die den Bereich 0 - 1000 V überstreichen soll, um die geometrischen Maße der Feinpositioniereinheit in angemessenen Grenzen zu halten.

Für die Feinpositionierung des Kristallanalytators wird aus dem Vergleich der im Steuerrechner gespeicherten Soll-Stellung mit dem aus dem Laserinterferometer anliegenden Meßwert der IST-Lage ein digitales Steuersignal zur Verfügung gestellt. Dieses wird durch einen vom Block vorgeschalteten DAC in ein Signal 0 - 5 V gewandelt.

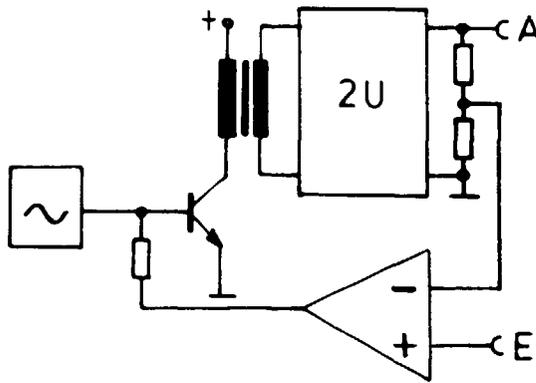


Abb. 1
Funktionsschema der steuerbaren Gleichspannungsquelle

In der Abb. 1 ist das prinzipielle Funktionsschema der Einheit dargestellt.

Ein Differenzverstärker bildet aus dem Vergleich der Eingangsspannung mit der über eine Rückkopplung zugeführten Ausgangsspannung ein Differenzsignal. Dieses dient zur Steuerung der Amplitude einer in einem R-C-Ge-

nerator erzeugten Sinusschwingung, welche über eine Kombination aus einem Leistungstransistor im B-Betrieb, Transformator und eine Spannungsverdopplungsschaltung mit nachfolgendem Siebglied verstärkt und gleichgerichtet wird. Als Transformator wurde der in Zeilenendstufen sowjetischer Fernseher verwendete TBC-90 eingesetzt und entsprechend der vom Hersteller angegebenen Anschlußbedingungen beschaltet.

Der R-C-Generator schwingt mit der Zeilenfrequenz. Damit wurden die Zeitkonstanten des Übergangsverhaltens ausreichend klein ($\leq 10^{-2}$ s).

Als Ausgangslast wirkt nur der Rückkopplungszweig, da die Piezoelemente leistungslos gesteuert werden können.

Die Welligkeit der Ausgangsspannung beträgt 0.1 V, die maximale Abweichung der Spannung vom Sollwert 7 V.

Die Stromaufnahme einer Spannungsquelle beträgt bei 6 V 8 mA, bei 24 V 35 mA. In einem CAMAC-Gefäß doppelter Breite wurden drei Einheiten zusammengefaßt.

6.15. INTERFACE ZUR ÜBERTRAGUNG MEHRERER DIGITALER INFORMATIONEN IN EINEN KLEINRECHNER AUF DER GRUNDLAGE DES MULTIPLEXVERFAHRENS

K. Heidel und E. Will

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei kernphysikalischen Messungen besteht in zunehmendem Maße die Notwendigkeit, mehr als zwei Parameter in einem Kleinrechner (KRS 4201) abzuspeichern. Die Übertragung der Informationen von den Analog-Digitalwandlern in den Rechner erfolgt über einen Eingang (16 Bit) des direkten Speicher-Kanals (DSK). Zur Eingabe der parallel anliegenden Informationen wurde ein Multiplexer entwickelt, der die Daten nacheinander an den DSK weitergibt [1]. Das Interface wurde im SI-1.2-Standard ausgeführt. Jedes Interface hat vier Eingänge, wobei der 4. Eingang als Erweiterungseingang ausgeführt ist. Die Breite des Eingangswortes ist von 10 bis 15 Bit wählbar. Um eine möglichst kleine Totzeit zu erreichen, werden die anliegenden Informationen in einen internen Speicher (8212) übernommen; danach wird das vorhergehende Gerät freigegeben. Um eine sichere Zusammenarbeit mit den anderen Geräten zu gewährleisten, beträgt die Mindestlänge der Meldesignale 3 μ s. Da die Ausgänge des internen Speichers drei stabile Zustände haben, ist eine direkte Ausgabe an die nachfolgende Einheit möglich. Zur Kennzeichnung wird in den Bits oberhalb der eingestellten Wortlänge die Nummer des Eingangs

codiert. Damit wird erreicht, daß bei einer Abspeicherung im Inkrementbetrieb die einzelnen Spektren ohne Lücke nacheinanderfolgen. Wird der 4. Eingang als Erweiterungseingang benutzt, so wird die bisherige Eingangsnummer in einem Adressennetzwerk (7483) um die Anzahl 3 erhöht. Der maximal annehmbare Adressenraum beträgt 64K. Die Kommunikation der Interface miteinander erfolgt bei einer "Erweiterung" über zwei Busy-Leitungen.

Um einen möglichst vielseitigen Einsatz zu gewährleisten, wurden verschiedene Betriebsarten realisiert:

1) Unabhängiger Betrieb

Die Daten der einzelnen Eingänge werden unabhängig voneinander weitergegeben. Liegen gleichzeitig an mehreren Eingängen Informationen an, so werden diese nacheinander in der Reihenfolge der Eingangsnummer ausgegeben. Um eine Bevorzugung der Eingänge mit niedriger Eingangsnummer zu verhindern, wird die Ausgabe bei der nächsten Wortnummer fortgesetzt.

2) Koinzidenzbetrieb

Bei dieser Betriebsart wird solange mit der Ausgabe gewartet, bis alle Eingänge eine Information erhalten haben. Sind innerhalb einer Zeit von 500 μ s nicht alle Informationen eingetroffen, so erfolgt eine Löschung der internen Speicher. Die Ausgabe beginnt immer bei der niedrigsten Wortnummer. Das 16. Bit kann zur Kennung des ersten Wortes gesetzt werden.

3) Externe Steuerung

Die Umschaltung "Unabhängig-Koinzidenz" kann auch durch einen externen Impuls erfolgen. Damit ergibt sich die Möglichkeit, gleichzeitig Einzel- und Koinzidenzereignisse zu registrieren. Die Meldung, welcher Eingang eine Information besitzt, erfolgt über externe Eingänge. Alle nicht gemeldeten Eingänge werden bis zur Ausgabe der gemeldeten Ereignisse blockiert. Damit besteht die Möglichkeit, in Vielparametermessungen beliebige Ereigniskombinationen nachzuweisen.

L i t e r a t u r

[1] Heidel, K., Ingenieurarbeit. Ingenieurschule Görlitz, 1981

6.16. INTERFACE ZUR ÜBERTRAGUNG EINES 16 BIT DATENWORTES AUF ZWEI AUSGÄNGE

E. Will, M. Freitag und W. Schulze

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei den am Zyklotron U-120 durchgeführten Messungen werden die erhaltenen Daten normalerweise an einen Kleinrechner KRS 4201 zur Registrierung weitergegeben. Bei einigen Messungen besteht die Notwendigkeit, die Daten gleichzeitig zur Kontrolle in einen anderen Speicher zu übertragen. In der Abb. 1 ist ein Blockschaltbild eines Interfaces gezeigt, daß ein 16 Bit Wort von einem Eingang auf zwei Ausgänge weitergibt. Das Interface entspricht dem Standard SI 1.2.

Um ein unabhängiges Arbeiten beider Ausgänge zu ermöglichen, werden die Eingangsdaten in zwei getrennte Zwischenspeicher übernommen. Die Übernahme der anliegenden Daten wird von den an jedem Ausgang anliegenden Meldesignalen (Tore T1 und T2) gesteuert. Die Freigabe des Eingabegerätes erfolgt wahlweise, wenn entweder

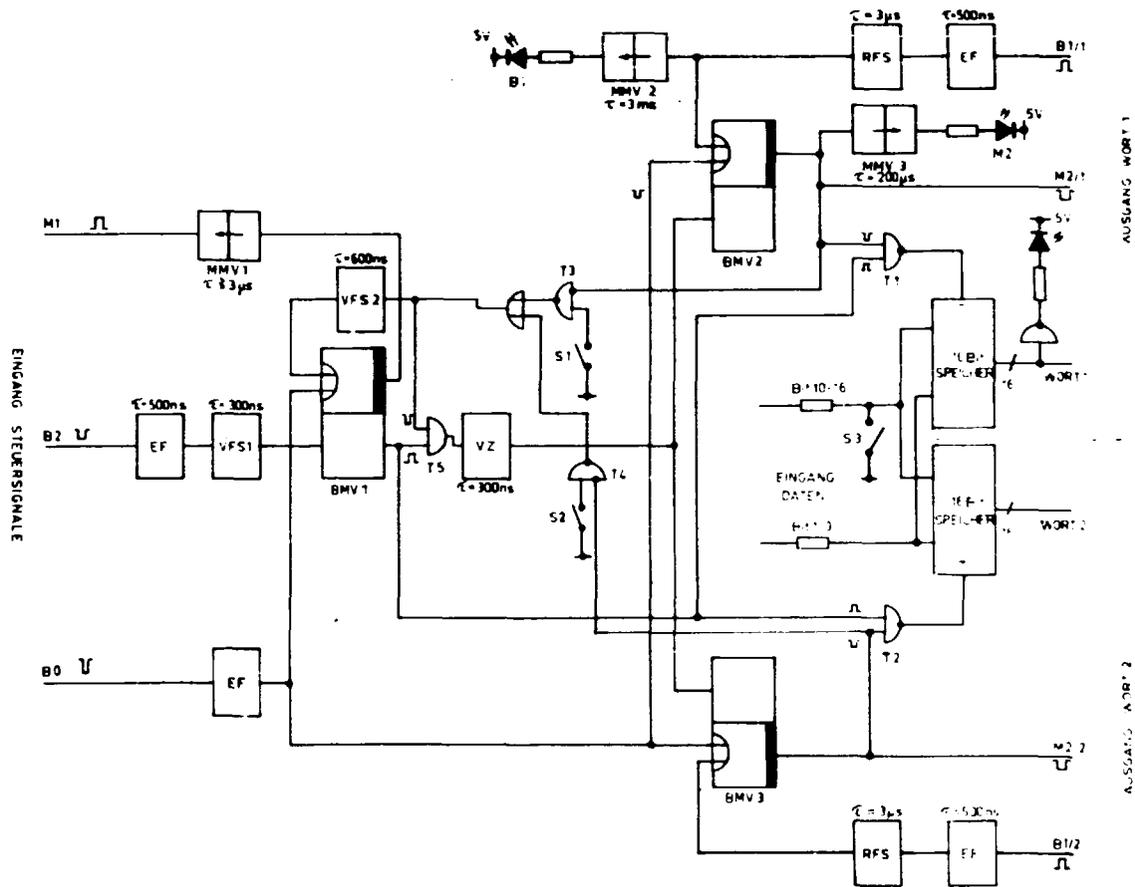


Abb. 1

Blockschaltbild eines Interfaces zur Übertragung eines 16-Bit-Datenwortes auf zwei Datenausgänge

BMV - Bistabiler Multivibrator, EF - Eingangssignalformer, MMV - Monostabiler Multivibrator, RFS - Rückflankensignal, T - Tor, VFS - Vorderflankensignal, VZ - Verzögerungsglied

nur einer oder beide Ausgänge die Daten übernommen haben (Tore T3 und T4). Damit ist es möglich, bei einem Einsatz von Geräten mit unterschiedlichen Verarbeitungsgeschwindigkeiten dem langsameren oder dem schnelleren Gerät die Steuerung zu übertragen. Hat das schnellere Gerät die Steuerung, so treten im langsameren Verluste auf, falls Daten innerhalb seiner Totzeit anliegen. Hat das langsamere Gerät die Steuerung, so wird durch das Tor T5 eine mehrfache Ausgabe der gleichen Daten verhindert. Das Interface wirkt gleichzeitig als schneller Pufferspeicher, so daß insgesamt eine höhere Datenrate zum Rechner übertragen werden kann. Die am ersten Ausgang (Wort 1) anliegenden Signale werden durch Leuchtdioden angezeigt. Die Leuchtdioden befinden sich in einem separaten Modul, Durch den Schalter S3 ist eine Blockierung der Bitleitungen 10 bis 15 möglich.

6.17. EIN SCHNELLER STROMEMPFFINDLICHER VORVERSTÄRKER

H. Koepernik

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich W

P. Manfraß und E. Schuster

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für die Flugzeitdetektoren, die im Spektrometer "DEMAS" eingesetzt werden, wurde ein schneller stromempfindlicher Vorverstärker (Abb. 1) entwickelt und im Experiment erfolgreich erprobt. Besonderer Wert wurde auf eine kleine Impulsanstiegszeit gelegt. Mit den 1,3-GHz-Transistoren KT 382 wurde eine Anstiegszeit von einer Nanosekunde erreicht bei einem Verstärkungsfaktor von 10 für den Vor-

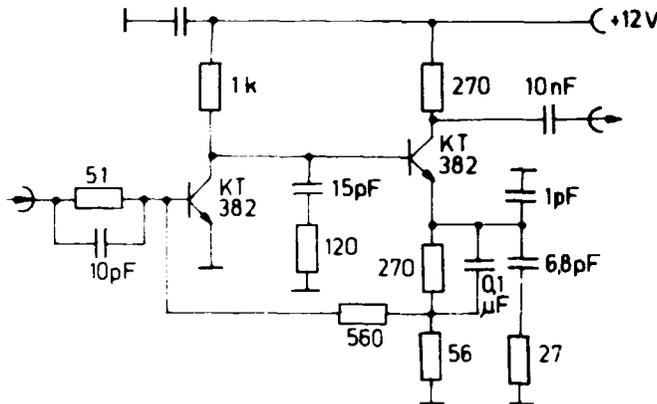


Abb. 1

Stromempfindlicher Vorverstärker

signale ist negativ, die maximale Ausgangsamplitude beträgt ~ 1.5 V an 50 Ohm bei einem Innenwiderstand von über 300 Ohm.

Der Vorverstärker wurde in Strip-line-Technik aufgebaut, wobei konventionelle Kondensatoren und Widerstände verwendet wurden. Deshalb ist anzunehmen, daß mit dem Einsatz von Chip-Kondensatoren in einem analogen Hybridschaltkreis noch kleinere Impulsanstiegszeiten erreicht werden können. Wegen der relativ starken, über beide Transistoren wirkenden Gegenkopplung ist die vorgestellte Schaltung relativ stabil gegenüber Schwankungen der Betriebsspannung und der Umgebungstemperatur sowie gegenüber Exemplarstreuungen der verwendeten Transistoren.

Der Verstärker (siehe Abbildung) enthält zwei Transistoren KT 382, die bezüglich des Nutzsignals beide in Emitterschaltung arbeiten. Das Gegenkopplungssignal wird am Emitter des zweiten Transistors abgegriffen und über ein Stromteilernetzwerk der Base des ersten Transistors zugeführt. Damit ist dieser Punkt niederohmig, und ein Vorschaltwiderstand bestimmt die Eingangsimpedanz. Die Polarität der Ein- und Ausgangs-

6.18. EIN SCHNELLER STROMEMPFFINDLICHER VORVERSTÄRKER MIT TRIGGER

H. Koepernik

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich W

P. Manfraß und E. Schuster

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In der ortsempfindlichen Ionisationskammer des Spektrometers "DEMAS" [1] wird die X-Ortskoordinate der Teilchen aus der Laufzeitdifferenz erhalten, das ein von einem Teilchen induziertes Signal in einer Verzögerungsleitung erhält. Die Verzögerungszeit der Leitung ist 2.2 ns/mm bei einem Wellenwiderstand der Verzögerungsleitung von $Z_0 = 1.1$ k Ω . Um eine Ortsauflösung von etwa 1 mm zu erreichen, muß die Laufzeitdifferenz mit einer Auflösung von etwa 2 ns gemessen

werden. Zur Vereinfachung des Zeitnahmesystems wurde der schnelle stromempfindliche Vorverstärker (siehe Bericht 6.17.) kombiniert mit einer Triggerschaltung in einem gemeinsamen Gehäuse untergebracht. Die Funktion des Triggers übernimmt ein sehr schneller ECL-Schaltkreis vom Typ K500LP116 (3fach-Kabelempfänger). Dieser Schaltkreis wirkt wegen seiner hohen Verstärkung (ca. 1000fach) und Bandbreite (ca. 100 MHz) sowie wegen seiner guten Übersteuerungsfestigkeit als Begrenzerverstärker.

Signale, die nur wenig die an einem Einstellregler eingestellte Schwelle überschreiten, führen bereits zur vollen Aussteuerung und liefern am Ausgang Signale von -0.7 V an 50 Ohm entsprechend dem NIM-Standard.

Der Eingangswiderstand der Schaltung läßt sich wegen der Niederohmigkeit der Basis des Eingangstransistors durch einen entsprechend bemessenen Vorschaltwiderstand leicht an unterschiedliche Quellimpedanzen anpassen.

Der Einsatz des Vorverstärkers mit Trigger im Experiment zeigte, daß die geforderte Zeitauflösung erreicht wurde und die Stabilität der Triggerschwelle zufriedenstellend war.

L i t e r a t u r

[1] Manfraß, P. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 171

6.19. DLTS-MESSPLATZ

H. Morgenstern

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

H. Koepf

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich W

Mittels Kapazitätsausgleichsspektroskopie können die Eigenschaften solcher Störstellen in Halbleitern bestimmt werden, die nicht durch ein modifiziertes Wasserstoffmodell beschreibbar sind. Sie werden als tiefe Störstellen bezeichnet.

Über einen in Sperrichtung vorgepannten unsymmetrischen pn- oder Schottky-Übergang wird kurzzeitig entweder die Sperrspannung reduziert oder auf Null abgebaut (Majoritätsträgerinjektion) oder Flußspannung angelegt (Majoritäts- und Minoritätsträgerinjektion). Die injizierten Ladungsträger werden von den tiefen Störstellen eingefangen. Nach der Injektion liegt die Sperrspannung wieder an, die Raumladungszone wird ladungsträgerfrei. Die gefangenen Ladungsträger werden abhängig von der Temperatur der Probe und den Emissionseigenschaften der tiefen Störstellen wieder emittiert. Damit ändert sich die Nettoladungsbilanz der Summe von ionisierten flachen Störstellen (Dotanden) und tiefen Störstellen. Das führt zu einer Kapazitätsänderung (transient). Wird die Kapazität als zeitvariables Element in einem Schwingkreis angeordnet, dann wird dessen Resonanzfrequenz ebenfalls zeitabhängig (Abb. 1).

Zur Messung wird fortwährend die Diode nach dem beschriebenen Verfahren spannungsmäßig impulsartig belastet und anschließend während eines vorgegebenen Meßintervalles die Differenz Δz der Periodenzahl eines positiv und eines negativ bewerteten Teilintervalles gebildet (Lock-in). Abhängig vom Verhältnis der Länge dieser Teilintervalle zur Zeitkonstante des Ausgleichsprozesses werden

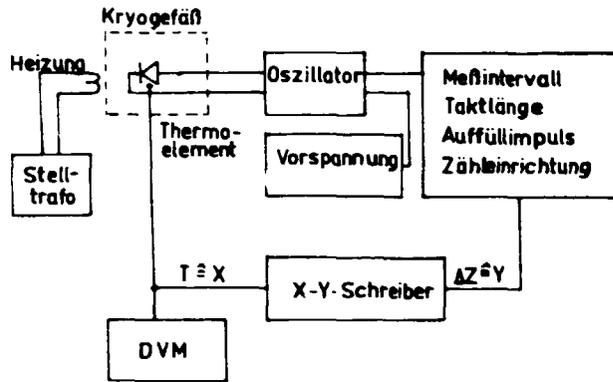


Abb. 1
Blockschaltbild des DLTS-Meßplatzes

dann als Funktion der Temperatur Extremwerte registriert. Maxima entsprechen donatorartigen, Minima akzeptorartigen tiefen Störstellen. Aus der Verschiebung dieser Extremwerte bezüglich der jeweiligen Teilintervalllänge lassen sich die Ionisierungsenergie, aus dem Amplitudenwert der Extremwerte die Dichte und aus dem Amplitudenwert als Funktion der Auffüllimpuls- bzw. Injektionsdauer die Einfangrate bzw. der Einfangquerschnitt bestimmen (Abb. 2).

DLTS-Untersuchungen allein gestatten jedoch keine eindeutige Identifizierung.

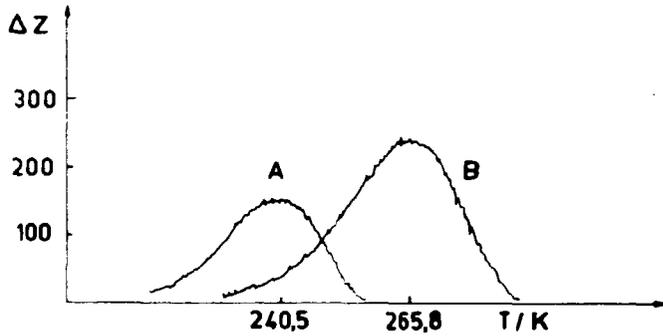


Abb. 2
DLT-Spektrum einer p^+n -Diode ($10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ B}$, $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ P}$) getempert bei $900 \text{ }^\circ\text{C}$, Sperrspannung $U_p = 4 \text{ V}$, Meßintervalllänge $T_{\text{meß}} = 219 \text{ } \mu\text{s}$
A: Taktlänge $T_t = 216 \text{ } \mu\text{s}$, Auffüllimpuls $t_a = 100 \text{ } \mu\text{s}$
B: Taktlänge $T_t = 212 \text{ } \mu\text{s}$, Auffüllimpuls $t_a = 400 \text{ } \mu\text{s}$
energetische Lage der tiefen Störstelle $E_c = (0.560 \pm 20) \text{ eV}$, Dichte $N_T = 8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, Einfangrate $\frac{c_n}{c_p} = 1120 \text{ s}^{-1}$)

6.20. MESSUNG DER TEMPERATURVERTEILUNG AUF EINER SILIZIUMSCHEIBE WAHREND DER IMPLANTATION

R.-R. Bartl, A. Schöneich und K. Wollschläger
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
H. Gütting
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Es ist bekannt, daß bei Hochstromimplantationen beträchtliche Temperaturerhöhungen in den Proben auftreten können. Werden nur kleine Bereiche der Substratoberfläche bestrahlt, führt das zu radialen Temperaturgradienten im Material.

Im Modellversuch wurde die Fläche $1 \times 1 \text{ cm}^2$ im Zentrum einer Siliziumscheibe ($\varnothing 36 \text{ mm}$, 0.2 mm dick, auf eine V2A-Unterlage geklemmt) bei unterschiedlichen Leistungen sowohl mit ungewobbeltem als auch gewobbeltem Ionenstrahl implantiert. Die Temperaturmessung erfolgte mit Thermoelementen im Zentrum der Probenoberfläche und in 11 mm Abstand davon (Abb. 1). Zusätzlich lieferte die Thermographie (infrarotempfindliches Endikon) die laterale Temperaturverteilung (Abb. 2),

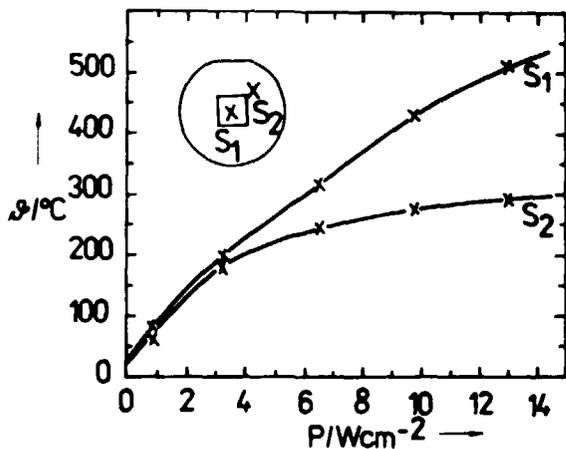


Abb. 1
Temperaturunterschiede auf einer Si-Scheibe bei Ionenimplantation in Abhängigkeit von der Leistung (1 x 1 cm² gewobbelt)

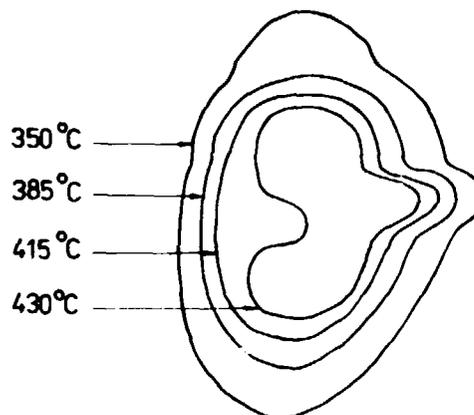


Abb. 2
Isothermen im Probenzentrum bei einer Leistungsdichte von 30 Wcm⁻²

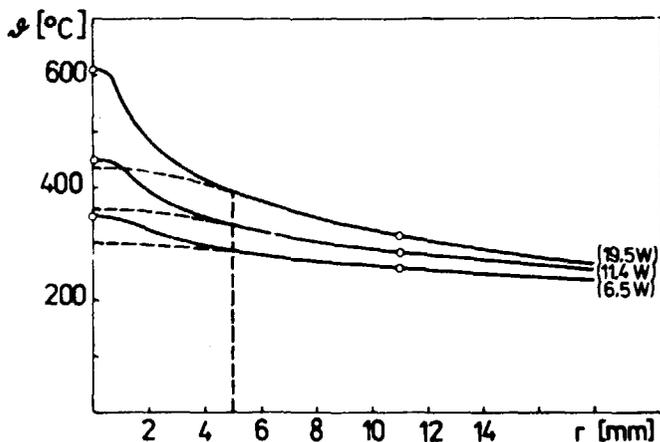


Abb. 3
Meßwertgestützte Modellkurven der Temperaturverteilung
 — ungewobelter Ionenstrahl
 - - - - gewobelter Ionenstrahl (1 x 1 cm²)

Der Temperaturgradient verursacht eine radiale Wärmeleitung in der Probe. Dabei wirken die nichtimplantierten Randbereiche als zusätzliche "Kühlflächen" und strahlen Wärme ab. Das mathematische Modell erlaubt die Berechnung der Isothermenradien in Abhängigkeit von der Leistung, dem Strahldurchmesser und der Probendicke (Abb. 3).

6.21. GASTARGET FÜR DIE KERNSPEKTROSKOPIE AM TEILCHENSTRAHL

D. Walzog, H. Prade, J. Fiedler und F. Stary
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Im Rahmen der Untersuchung von N=82-Kernen am Strahl des Rossendorfer Zyklotrons sollte der Kern ¹³⁸Ba über die Reaktion ¹³⁶Xe(α,2n) angeregt werden. Hierfür war der Aufbau einer Meßanordnung für gasförmige Targetmaterialien erforderlich. Weil für die Experimente nur eine verhältnismäßig kleine Menge angereicherten ¹³⁶Xe-Gases zur Verfügung stand, erfolgte der Aufbau in Anlehnung an die in [1,2] beschriebene Meßanordnung, die sparsamen Gasverbrauch und eine Rückfüllung aus dem Targetvolumen gewährleistet. Die Abb. 1 zeigt die Gesamtanordnung, bestehend aus Gasvorratsgefäß, Zylinder und Kolben für die Verdichtung des aus dem

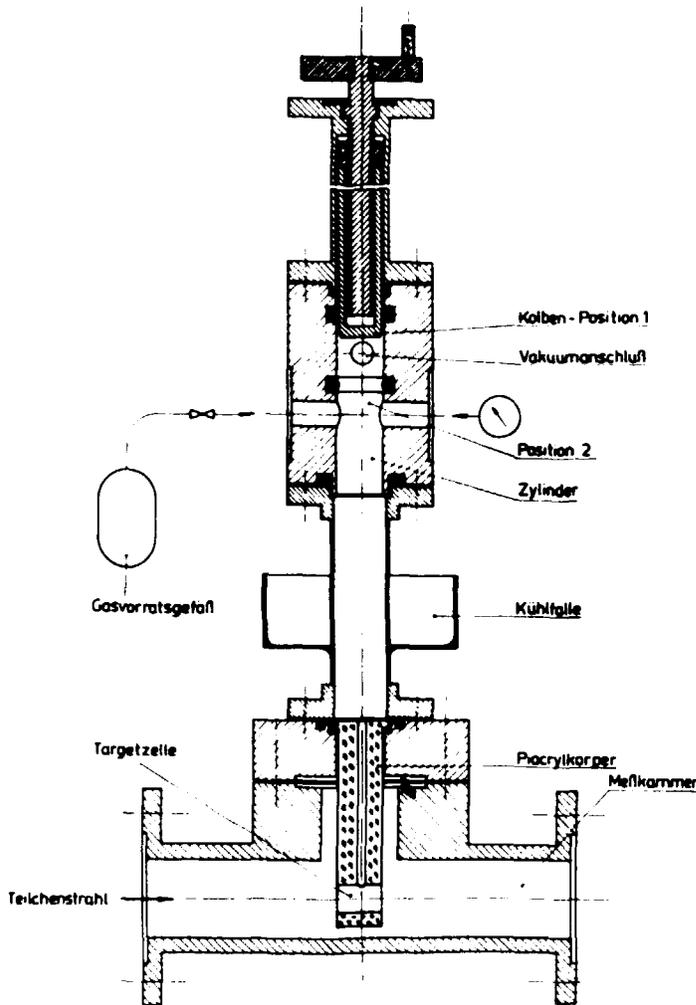


Abb. 1

Schnitt durch die Gastarget-Anordnung

Vorratsgefäß eingefüllten Gases, einem Manometer und der eigentlichen Targetzelle. Die aus Piacryl gefertigte Targetzelle besitzt eine radiale Bohrung von 12 mm Durchmesser für den Strahldurchtritt, die durch Polyesterfolie (Flächengewicht 1.5 mg/cm^2) vakuumdicht verschlossen ist. Zum Aufkleben der Folien hat sich "Fimofix" bewährt. Das Gas wird über eine axiale Bohrung von 2.5 mm Durchmesser eingefüllt. Das Volumenverhältnis von Zylinder und Targetzelle ist für eine Verdichtung bis auf 1:10 ausgelegt. Das verhältnismäßig große Manometervolumen läßt gegenwärtig nur eine maximale Verdichtung von 1:4 zu. Nach dem Evakuieren des

Systems (Kolben in Position 1) wird der Kolben in die Position 2 gebracht und über das Ventil des Vorratsgefäßes ein Anfangedruck von 25 kPa eingestellt, der durch Absenken des Kolbens in seine tiefste Stellung auf 100 kPa vergrößert wird. Damit wird erreicht, daß bei einem eventuellen Zerplatzen der Dichtungsfolie nur ein minimaler Gasverlust eintritt. Ist der Druck im Vorratsgefäß kleiner als 25 kPa, wird durch Einfüllen von flüssigem N_2 in die Kühlhülle der Gasvorrat zunächst in dem Zylinder ausgefroren, nach Schließen des Ventile wieder verdampft und anschließend auf den Enddruck komprimiert. Andererseits wird nach Beendigung der Messung das Vorratsgefäß mit flüssigem N_2 gekühlt und nach Öffnen des Ventile das Targetgas in dem Vorratsgefäß ausgefroren.

Die vom Teilchenstrahl verursachte Strahlenschädigung der Fensterfolie bewirkt, daß deren mechanische Festigkeit soweit abnimmt, daß sie schließlich zerplatzt. Um das zu verhindern, wurde nach einer integralen Belastung mit 3 - 8 nAh (je nach Foliensorte) die Targetzelle gegen eine mit frischer Fensterfolie ausgetauscht. Für diesen häufigen Targetwechsel war die jeweils vollständige Rückführung des Targetgases von Bedeutung.

In Abb. 2 ist ein mit dem beschriebenen Gastarget gemessenes γ -Single-Spektrum gezeigt.

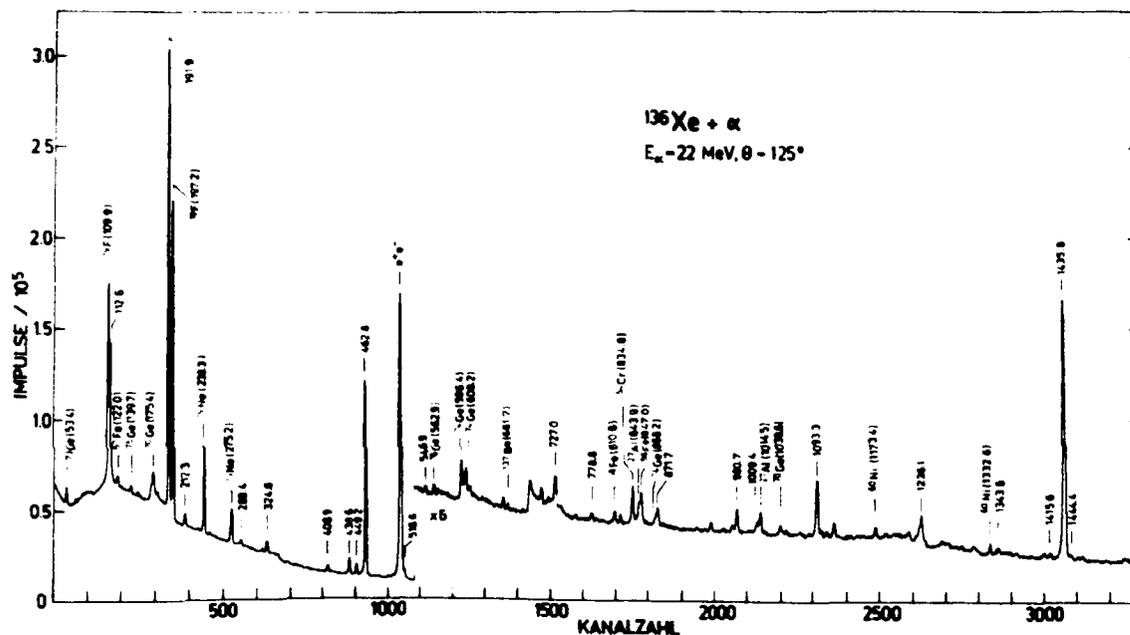


Abb. 2

Singles-Spektrum, gemessen in der Reaktion $^{136}\text{Xe}(\alpha, n)^{138}\text{Ba}$.
Die nur durch die Energie gekennzeichneten Linien sind Übergänge in ^{138}Ba .

L i t e r a t u r

- [1] Alenius, G. et al., Phys. Scr. **10** (1974) 43
- [2] Kerek, A. and J. Kownacki, Nucl. Phys. **A206** (1973) 245

6.22. EIN HOCHVAKUUMSCHIEBER MIT TRENNFOLIE

H. Böhme und P. Manfraß
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
R. Kirchbach
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Die Energiemessung von schweren Reaktionsprodukten mit kleiner kinetischer Energie ($\sim 1 \text{ MeV/Nukleon}$) in Ionisationskammern (IK) erfordert sehr dünne Eintrittsfenster von weniger als $100 \mu\text{g cm}^{-2}$ für den gasgefüllten Detektor. Bei einem Gasdruck von mehr als 10 Torr in der IK wird die Gasdiffusion durch solche dünnen organischen Folien aus FORMVAR oder Hostaphan bereits so groß, daß vor dem Eintrittsfenster eine leistungsfähige Hochvakuumpumpe eingesetzt werden muß, um in diesem Bereich ein Hochvakuum $< 10^{-5}$ Torr zu erreichen.

Im Prototyp des "Flugzeit-Energie"-Detektors für das Spektrometer "DEMAS" konnte wegen des großen Strömungswiderstandes der Vakuumleitung von der Flugstrecke zur HV-Pumpe in diesem Bereich nur ein Vakuum von etwa 10^{-3} Torr bei 25 Torr Gasdruck in der IK erreicht werden. Auch bei geöffnetem Schieber zur Reaktionskammer, in der außer dem Target auch als Flugzeit-Startdetektor ein Mikrokanalplattenzähler montiert ist, wurde mit einer zusätzlichen HV-Pumpe nicht das für den Startdetektor notwendige Hochvakuum erreicht. Deshalb wurde zwischen der Reaktionskammer und der Flugstrecke ein zusätzlicher NW-100-Schieber (HV Dresden) montiert, dessen Dichtungsflansch auf einen Durchmesser von $\varnothing = 70 \text{ mm}$ ausgebohrt

und die Öffnung mit einer $50 \mu\text{g cm}^{-2}$ FORMVAR-Folie ohne Stützgitter bedeckt wurde. Während des Betriebes des Spektrometers wird dieser Schieber erst dann geschlossen, wenn die IK mit Detektorgas gefüllt ist und sowohl die Flugstrecke als auch die Reaktionskammer evakuiert sind.

Bei der unbedeutenden Druckdifferenz von 10^{-3} Torr auf beiden Seiten der Schieberfolie ist die Gasdiffusion durch die Folie zu vernachlässigen, so daß das geforderte Hochvakuum in der Reaktionskammer ohne Schwierigkeiten erreicht werden kann. Der zusätzliche Energieverlust der Reaktionsprodukte in der Schieberfolie kann durch den Einsatz noch dünnerer Folien reduziert werden.

6.23. PARALLELPLATTEN-LAWINENZÄHLER

P. Manfräß, W. Seidel, H. Sodan, F. Stary und J. Fiedler
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
S.M. Luk'janov und K.-D. Schilling
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

In dem Flugzeitspektrometer "DEMAS" für das Schwerionenzyklotron U-400 im VIK Dubna werden als Stop-Detektoren für die Flugzeitmessung Parallelplatten-Lawinenzähler (PPAC) verwendet. Aus Gründen der vereinfachten Konstruktion und zur Vermeidung des Energieverlustes durch eine weitere Vakuum-Trennfolie wurde dieser Detektor zusammen mit einer positionsempfindlichen Ionisationskammer [1] in einem gemeinsamen Gasraum untergebracht. Dabei dient der PPAC gleichzeitig als Start-Detektor für die Bestimmung der y -Koordinate, und zwar unter der Voraussetzung einer konstanten Driftgeschwindigkeit der Elektronen als Zeitdifferenz zwischen PPAC- und Anodensignal. Zum vollständigen Abbremsen insbesondere leichter geladener Teilchen innerhalb des Ionisationskammer-Volumens war es erforderlich, den Gasdruck mitunter bis auf 60 Torr zu erhöhen. Obwohl solche Drücke außerhalb des für beste Zeitauflösung des PPAC optimalen Bereiches von 5 bis 10 Torr liegen, konnte für den gesamten verwendeten Druckbereich eine Auflösungszeit des Flugzeitspektrometers von 400 ps gemessen werden, wovon 300 ps auf den PPAC entfielen.

Einige der bei höherem Gasdruck gemessenen Flugzeitspektren zeigten allerdings die in Abb. 1B gezeigte charakteristische Abhängigkeit von der X -Koordinate. Diese Erscheinung wird durch das Durchbiegen der PPAC-Elektroden infolge elektrostatischer Anziehung verursacht, weil bei höherem Gasdruck zum Auslösen der Lawinenentladung eine verhältnismäßig hohe Spannung (1 - 1.5 kV) erforderlich ist. In der Mitte zwischen den Stützstegen (Pfeile in Abb. 1B) ist daher der Elektrodenabstand und damit die Elektronendriftzeit kleiner, wodurch die Lawinenerzeugung früher erfolgt. Aus der bei 50 Torr gemessenen Zeitverschiebung um 1.8 ns und der für $E/p = 160 \text{ V/Torr}\cdot\text{cm}$ gültigen Elektronen-Driftgeschwindigkeit von $14 \text{ cm}/\mu\text{s}$ folgt, daß der Elektrodenabstand bis zu 0.25 mm von seinem Mittelwert (1.6 mm) abweicht. Um diese Durchbiegung möglichst zu vermeiden, wurden die mit Gold beschichteten Formvarfolien zunächst über Wasserdampf gehalten und danach straff über den Trägerrahmen geklebt. Beim anschließenden Trocknen erhalten sie die erforderliche mechanische Spannung. Trotz dieser Maßnahme müssen bei höherem Fülldruck dickere Folien verwendet werden. Die Größe der Durchbiegung nimmt mit der dritten Potenz der Foliendicke ab und beträgt unter gleichen Bedingungen für

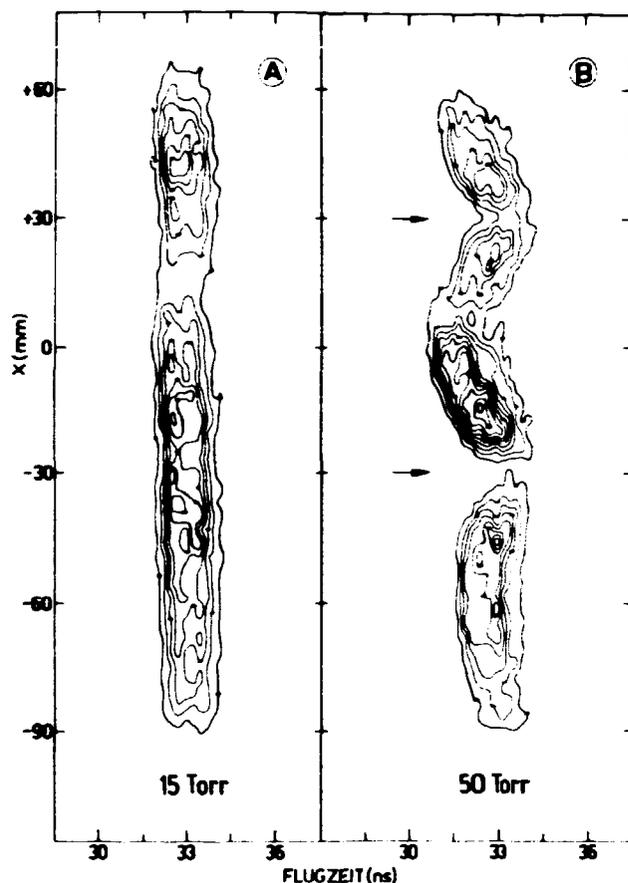


Abb. 1

Flugzeitspektren der α -Teilchen einer $^{241,243}\text{Am}$ -Quelle in Abhängigkeit von der X-Koordinate. Die PPAC-Elektroden bestehen jeweils aus $50\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Foravar und $30\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Gold. Der Druck der Pentafüllung beträgt (A) $p = 15$ Torr und (B) $p = 50$ Torr. Die Pfeile kennzeichnen die Lage der Stützstege der PPAC-Elektroden.

eine $130\ \mu\text{g}/\text{cm}$ dicke Foravarfolie nur noch $14\ \mu\text{m}$, entsprechend einer experimentell bestätigten Zeitverschiebung um $100\ \text{ps}$.

L i t e r a t u r

[1] Manfraß, P. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 171

6.24. POTENTIALFELDUNTERSUCHUNGEN FÜR DIE DETEKTORKOMBINATION LAWINENZÄHLER - IONISATIONSKAMMER

R. Günzel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

P. Manfraß

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die ortsempfindliche Ionisationskammer (IK) für das Spektrometer "DEMAS" [1] unterscheidet sich von bekannten ähnlichen Detektoren in der Weise, daß hinter ihrem Eintrittsfenster ein Parallelplatten-Lawinenzähler (PPAC) als Stop-Detektor für Flugzeitmessungen angeordnet ist. Um den Energieverlust in den Folien und im Detektorgas vor der IK möglichst klein zu halten, wurde das Drahtgitter für die Korrektur des Potentialfeldes der IK unmittelbar hinter der letzten PPAC-Elektrode angebracht. Der Abstand des Korrekturgitters zur letzten PPAC-Elektrode beträgt etwa 2 mm. Das hat zur Folge, daß die Feldstärke im PPAC-Korrekturgitter-Gebiet in der Nähe des Frisch-Gitters der IK Werte erreicht, die etwa 100fach größer sind als die Feldstärke im Kathoden-Frischgitter-Gebiet der IK. Um einen Einfluß dieses Potentialfeldes auf die IK zu vermeiden, wird allgemein der Drahtabstand für das Korrekturgitter entsprechend klein gewählt. Für unseren Detektor würde das bedeuten, ein Korrekturgitter mit einem Drahtabstand von etwa 0.2 mm einzusetzen, was wegen der Forderung nach einer großen Transmission des Detektors nicht realisiert werden kann.

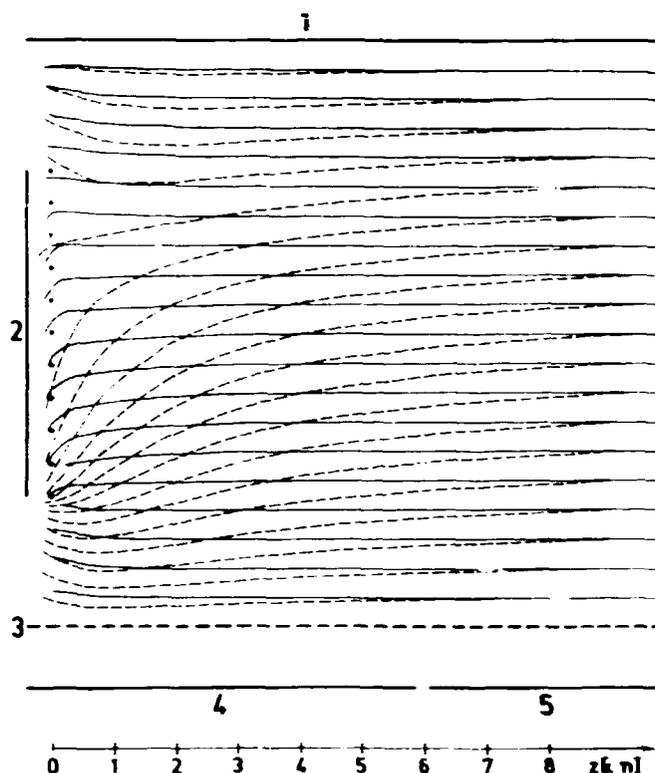


Abb. 1
Verlauf der Potentiellinien im Bereich der E-Anode ohne (-----) und mit (—) Korrekturgitter

- 1 - Katode, $U_K = -1700$ V
- 2 - PPAC, $U_{PPAC} = -1280$ V
- 3 - Frischgitter, $U_{FG} = 0$ V
- 4 - ΔE -Anode } $U_A = +520$ V
- 5 - E_{Rest} -Anode }

Aus diesem Grund wurde das Potentialfeld für die Elektrodenkonfiguration theoretisch mit dem Programm "SCAPOT" [2] optimiert. Als Variable wurde das Verhältnis der Katodenspannung U_K der Ionisationskammer und der Lawinenzählerspannung U_{PPAC} sowie die Potentiale für die Drähte des Korrekturgitters gewählt. Die Rechnungen wurden durchgeführt für

zwei Korrekturgitter mit einem Drahtabstand von 2.5 mm bzw. 5 mm bei einem Lawinenzähler-Gitterabstand von 2 mm.

Als Kriterium für ein ausreichend homogenes Potentialfeld der IK wurde die zur Frischgitter senkrechte Bewegungsrichtung der Elektronen im gesamten IK-Driftgebiet über der ΔE - E_{Rest} -Grenze der Anode gewählt. Die Anode der IK ist bei dem betrachteten Detektor unterteilt in einen 6 cm breiten ΔE - und einen 12 cm breiten E_{Rest} -Streifen. In der Abb. 1 ist das korrigierte Potentialfeld der IK für ein 2.5-mm-Korrekturgitter im Vergleich zum unkorrigierten Potentialfeld der PPAC-IK-Kombination dargestellt.

Die Bewegung der Elektronen erfolgt über das gesamte aktive Volumen der IK an der ΔE - E_{Rest} -Grenze der Anode genau in senkrechter Richtung, wenn das Spannungsverhältnis U_K/U_{PPAC} 1.33 beträgt.

Dieses theoretisch erhaltene Ergebnis wurde experimentell bestätigt, indem so wohl für das ΔE - als auch das E_{Rest} -Signal keine Abhängigkeit von der y-Ortskoordinate beobachtet wurde. Außerdem zeigten die experimentellen Untersuchungen, daß für eine bestimmte Lawinenzählerspannung die Spannung an der IK-Katode um ± 200 V variiert werden kann, ohne das ΔE - und E_{Rest} -Signal der IK merklich zu beeinflussen.

Literatur

- [1] Manfraß, P. et al., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 171
- [2] Günzel, R., ZfK-3/2 (1978)

6.25. AUFBAU EINER MESSEINRICHTUNG ZUR DYNAMISCHEN STRUKTURUNTERSUCHUNG UNTER VERWENDUNG EINES ENERGIEDISPERSIVEN RÖNTGENDIFFRAKTOMETERS

A. Pohlert und P. Jugelt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

A. Kraft

Zentralinstitut für Physik der Erde, Bereich V

Die energiedispersive Röntgendiffraktometrie gestattet die Messung von Reflexspektren bei konstantem Beugungswinkel mit nur einem Detektor. Sie ermöglicht dadurch neben Strukturuntersuchungen an ausgedehnten Proben [1] auch solche unter extremen Meßbedingungen [3,4].

Von wachsender Bedeutung sind dabei dynamische Strukturuntersuchungen in Abhängigkeit vom Druck, wobei sich zur Realisierung von Höchstdrücken international die Diamantstempeltechnik durchgesetzt hat [2].

Durch den Aufbau eines energiedispersiven Röntgendiffraktometers mit einer im Zentralinstitut für Physik der Erde entwickelten Diamantstempelkammer (Squeezer) wurde eine Meßeinrichtung geschaffen, die dynamische Strukturuntersuchungen in

Abhängigkeit vom Druck bis zu 25 GPa ermöglicht. Zur Untersuchung des zwischen den beiden Diamanten der Druckzelle (vgl. Abb. 1) befindlichen Meßobjektes besitzen die Diamanthaltungen kegelförmige Strahleneintrits- und -austrittsöffnungen. Die Messungen erfolgen im Durchstrahlungsverfahren, wobei die Bremsstrahlung einer Wolfram-Spektroskopieröntgenröhre verwendet wird. Als Detektor steht ein Si(Li)-Halbleiterdetektor mit einer effektiven Fläche von 80 mm² und

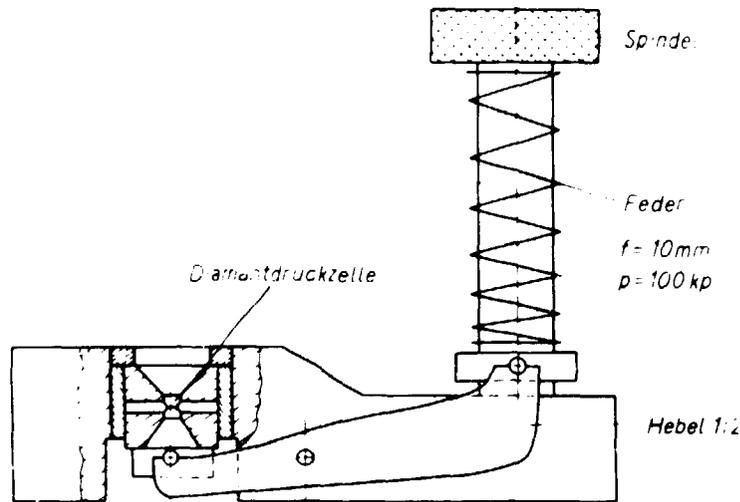


Abb. 1

Squeezer für optische und Röntgenuntersuchungen

einer Linienhalbwertsbreite von 270 eV für die Mn-K_α-Strahlung zur Verfügung.

Erste Untersuchungen erfolgten an einer Si-Pulverprobe. Abb. 2 gibt die Messung des Si(111)-Reflexes bei einem Winkel von $\theta = 5,7^\circ$ wieder. Die Zeitdauer der Messung betrug 10 Minuten. Eine mit Hilfe des Debye-Scherrer-Verfahrens gewonnene Filmaufnahme guter Qualität in vergleichbarer Anordnung und gleicher Röhrenleistung benötigt demgegenüber eine Belichtungszeit von ca. 60 - 80 h, wobei sich diese bei Hochdruckaufnahmen noch um das 1,5 bis 2,5fache erhöht.

Die Reflexhalbwertsbreite des Si(111)-Reflexes betrug 1,68 keV. Diese Linienbreite genügt bereits, um den Phasenübergang des Si bei Drücken oberhalb 8 GPa, die mit einer Änderung der Reflexlage auf 22,1 keV verbunden ist, sowie die Volumenkompression des Kristallgitters der Si-Phasen ($\Delta E \leq 1$ keV für Si(111)) zu beobachten. Zu genaueren Messungen der Volumenkompression ist jedoch eine weitere Verringerung der horizontalen und vertikalen Divergenz notwendig.

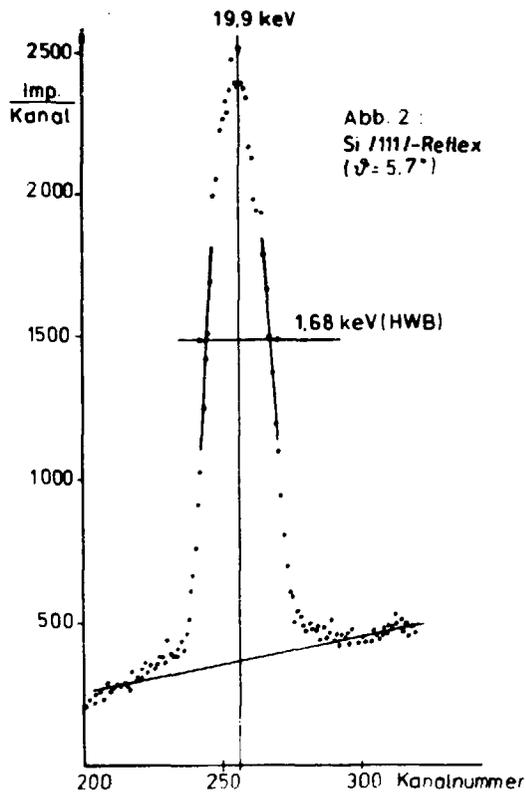


Abb. 2
Si(111)-Reflex bei $\vartheta = 5.7^\circ$

L i t e r a t u r

- [1] Koch, S. und P. Jugelt, Isotopenpraxis 8 (1978) 261
- [2] Block, S. und G.J. Piermarini, Phys. Today 29 (1976) 44
- [3] Will, G. et al., Phys. Chem. Miner. 6 (1980) 157
- [4] Takemura, K. et al., Rev. Sci. Instrum. 50 (1979) 541

6.26. EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN ZUR LEISTUNGSFÄHIGKEIT VON Si(Li)-HALBLEITERTERDETEKTOREN IN DER WINKELDISPERSIVEN RÖNTGENDIFFRAKTOMETRIE AM BEISPIEL DER PHASENANALYSE VON STAHL

A. Pohlert und P. Jugelt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

H. Oettel

Bergakademie Freiberg, Sektion Metallurgie und Werkstofftechnik

Die Erzielung geringer Meßfehler ist auch bei der winkeldispersiven Diffraktometrie mit der Forderung nach einem Detektionssystem hoher energetischer Auflösung und großer Nachweiseffektivität verknüpft (vgl. [1]). Bisher in der winkeldispersiven Röntgendiffraktometrie gebräuchliche Detektionssysteme erfüllen diese Forderung nur unzureichend. Proportionalzählrohre und Szintillationsdetektoren besitzen zwar im interessierenden Energiebereich eine hohe Nachweiseffektivität, ihr energetisches Auflösungsvermögen ist jedoch zu gering, um die Nutzstrahlung hinreichend von der Untergrundstrahlung zu separieren. Dieser Umstand erschwert z.B. die röntgenographische Phasenanalyse von Stahlproben, bei denen häufig der Nutzstrahlung dichtbenachbarte Fluoreszenzlinien auftreten. Durch die zusätzliche Verwendung von Filtern oder vor allem von Kristallmonochromatoren kann das Reflex/Untergrund-Verhältnis wesentlich verbessert werden. Damit ist jedoch gleichzeitig eine drastische Reduzierung der Nachweiseffektivität verbunden. Mit der Entwicklung von Si(Li)-Halbleiterdetektoren wurde ein Detektionssystem geschaffen, dessen Einsatz in der winkeldispersiven Röntgendiffraktometrie unter

Berücksichtigung der genannten Forderungen Vorteile verspricht. Si(Li)-Halbleiterdetektoren besitzen im betrachteten Energiebereich eine große Nachweiseffektivität und ein gutes energetisches Auflösungsvermögen und stellen damit eine Alternative zu den bisher gebräuchlichen Detektionssystemen dar. Die Trennung von K_{α} - und K_{β} -Strahlung ist über Impulshöhenanalyse möglich und erspart von vornherein die Verwendung von K_{β} -Filtern. Darüber hinaus erfolgt auch entsprechend der Probenzusammensetzung eine weitgehende bis vollständige Separierung der genutzten K_{α} -Strahlung von der Fluoreszenzstrahlung der Probe. In Tab. 1 sind die wichtigsten Ergebnisse vergleichender experimenteller Untersuchungen mit ausgewählten Detektionssystemen zusammengestellt.

Tabelle 1

Phasennachweisgrenze für ausgewählte Detektionssysteme für den $\alpha/110$ -Reflex von Eisen ($t_{\text{meß}} = 10 \text{ s}$, $v_{\alpha} = 84.5 \text{ V-\%}$, $f = 2$)

Detektionssystem	Verwendung eines Fe-Filter	P/U	P^2/U (10^3 Imp./s)	v_g (V-%)
Si(Li)-HLD	nein	56.4	534.6	0.131
PZR VA-Z-522	ja	8.1	61.1	0.388
SZ-Sonde BDC 6-06	ja	7.0	70.7	0.361
Qu(1011)-Monochrom. und PZR VA-Z-522 (RMS-N)	nein	126.4	16.5	0.747
Graphit(CO2)-Monochrom. und PZR VA-Z-522	nein	57.9	177.5	0.228

Die Messungen erfolgten unter vergleichbaren geometrischen Bedingungen mit Goniometern vom Typ HZG-4 an einer ausgewählten Stahlprobe. Es wurde Co-K_{α} -Strahlung verwendet. Der Si(Li)-Halbleiterdetektor hatte eine effektive Fläche von 80 mm^2 (kreisförmig). Für die Mn-K_{α} -Linie wurde eine Halbwertsbreite von 270 eV gemessen. Die in Tab. 1 angegebenen Werte beziehen sich auf den $\alpha/110$ -Reflex von Eisen. Die zum Vergleich herangezogene Phasennachweisgrenze v_g berechnet sich zu (vgl. [1]):

$$v_g = v_{\alpha} \cdot \frac{f}{t_{\text{meß}}} \cdot \frac{1.796}{P^2/U}$$

(v_{α} - Volumenanteil des α -Eisens in der Stahlprobe, f - statistischer Faktor, $t_{\text{meß}}$ - Meßzeit für ein Winkelintervall, P - Nettozählrate im Reflexmaximum, U - Untergrundzählrate im Reflexmaximum). Die bei Verwendung des Si(Li)-Halbleiterdetektors erreichte Phasennachweisgrenze ist besser als die der anderen Detektionssysteme. Eine weitere Verbesserung könnte bei Einsatz von Halbleiterdetektoren mit rechteckiger effektiver Fläche, die in ihren Abmessungen der Detektoreintrittsblende entspricht, erzielt werden.

L i t e r a t u r

[1] Pohlers, A. et al., Laborbericht, TU Dresden, Sektion Physik, 1980

6.27. BESTIMMUNG DER TRANSMISSIONSFUNKTION EINES Si(Li)-DETEKTORS IN DER ENERGIEDISPERSIVEN ELEKTROENSTRALHMICROANALYSE

F. Eggert, J. Heckel und P. Jugelt
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Ein Vorteil der Verwendung energiedispersiver Röntgenspektrometer bei der Elektronenstrahlmikroanalyse besteht darin, simultane Elementanalysen ohne Benutzung äußerer Standards durchführen zu können. Eine Voraussetzung dafür ist die Kenntnis der Nachweiseffektivität des verwendeten Detektors.

Im für die Mikroanalyse üblichen Energiebereich bis etwa 12 keV kann die Effektivität der gebräuchlichen Si(Li)-Detektoren auf die Transmissionsfunktion T reduziert werden.

$$T = \frac{n}{n_0} = \exp \left(- \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i \rho_i X_i \right)$$

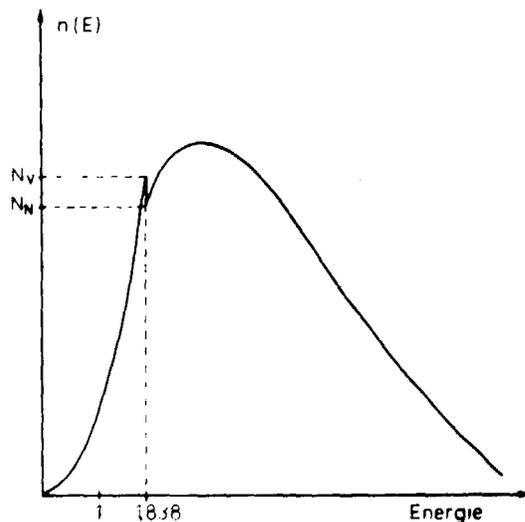
$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i$ - Massenschwächungskoeffizient des Elementes i
 ρ_i - Dichte der Elementschichten i

Die Schichtdicken X_i beschreiben die Transmissionsfunktion vollständig. In [1] wurde die Eignung von zwei Verfahren zur Bestimmung der Transmissionsfunktion eines Si(Li)-Detektors untersucht.

1. Kantensprungmethode

Infolge der Absorption in der Si-Totenschicht bildet sich bei $E = 1.838$ keV eine Unstetigkeitsstelle im Bremsstrahlungsspektrum aus (s. Abb. 1). Unter

Berücksichtigung der Anregung der Si-Atome der Totenschicht und der statistischen Verschmierung des Spektrums ergibt sich:



$$X_{Si-TOT} = \frac{1}{\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{Si}^N - \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{Si}^V \rho_{Si}} \ln \frac{N_V}{N_N}$$

Bei gegebener Dicke der Goldkontaktschicht läßt sich über theoretisch n_0 [2] und experimentell (n) bestimmter Nutzpulse charakteristischer Röntgenstrahlung von zwei Elementen (z.B. Al und Fe) die Be-Fensterdicke berechnen.

Abb. 1
Schematischer Verlauf des mit einem Si(Li)-Detektor gemessenen Bremsstrahlungsspektrums dicker Proben

2. Monte-Carlo-Methode

Die Transmissionsfunktion wurde bei dieser Methode vollständig durch Anpassung eines theoretisch über die Monte-Carlo-Methode gewonnenen Bremsstrahlungsspektrums (z.B. Fe, $E_0 = 15 \text{ keV}$) an das gemessene Spektrum bestimmt. Dabei wurde das Vielfachstreumodell von Moliere benutzt [3].

Aus Tab. 1 sind als Beispiele die berechneten Schichtdicken ersichtlich.

Tabelle 1

Vergleich der Ergebnisse beider Methoden zur Bestimmung der Schichtdicken X_i

Sonde	Methode	X_{Be} (μm)	X_{Si} (μm)	X_{Au} (μm)
SEMQ (ZFW)	1	0.16	15.5	-
Detektor der Firma KeveX	2	0.18	16.7	17.0

L i t e r a t u r

- [1] Eggert, F., Industriepraktikumsarbeit. TU Dresden, Sektion Physik, 1981
- [2] Heckel, J., Diplomarbeit. TU Dresden, 1980
- [3] Moliere, G., Z. Naturforsch. 3A (1948) 78

6.28. BESTIMMUNG DES BREMSSTRAHLUNGSUNTERGRUNDES BEI DER ENERGIEDISPERSIVEN ELEKTRONENSTRAHLMIKROANALYSE MITTELS MONTE-CARLO-RECHNUNG

J. Heckel, P. Jugelt und M. Gaber^{x)}

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Das ursprünglich für die Ermittlung der Tiefenverteilung der charakteristischen Röntgenstrahlung entwickelte Monte-Carlo-Programm TIEVER [1,2] wurde so erweitert, daß auch die beim Beschuß von Elektronen aus dem Energiebereich $E_0 = 5...40 \text{ keV}$ entstehende Bremsstrahlung dicker Proben berechnet werden kann. Die Simulation des Elektronentransportes erfolgt weiterhin auf der Basis der Vielfachstreutheorie von Moliere [3]. Es wurde der Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt von Stratham [4] benutzt. Der zu starke Anstieg der Querschnitte für fallende Bremsstrahlungsenergien (Vernachlässigung der Kernabschirmung durch Hüllenelektronen) wurde anhand energiedispersiv gemessener Spektren korrigiert. Der Verlauf der Bremsstrahlungsspektren wird entscheidend durch die Selbstabsorption $f(x)$ der primär erzeugten Bremsstrahlung bestimmt. Da diese den gesamten möglichen Bereich von $0.1 < f(x) < 1$ überstreicht, kann als Gradmesser für die Gültigkeit der Moliere-Theorie die Berechnung der Selbstabsorption herangezogen werden. Wie aus Tab. 1 ersichtlich ist, ergeben sich im Energiebereich $h\nu = 1.5 \text{ bis } 10 \text{ keV}$ im Vergleich mit korrigierten (Escape-Korrektur, Erzeugung von Bremsstrahlung im Be-Fenster durch rückgestreute Elektronen) energiedispersiv gemessenen Spektren gute Übereinstimmungen.

^{x)} Universität Alexandria, VAR

Tabelle 1

Vergleich experimentell und theoretisch bestimmter Bremsstrahlungsspektren bei ausgewählten Photonenenergien $h\nu$ (Anpassung bei 7.0 bzw. 8.0 keV)

Mo-Target		$E_0 = 25 \text{ keV}$		Fe-Target		$E_0 = 25 \text{ keV}$	
$h\nu$ keV	in $f(x)$	$n(h\nu) \Delta(h\nu)$		$h\nu$ keV	in $f(x)$	$n(h\nu) \Delta(h\nu)$	
		exp.	theor.			exp.	theor.
3.0	0.344	810	820	1.3	0.158	390	370
3.5	0.468	970	970	1.5	0.218	560	560
4.0	0.576	1050	1050	2.0	0.423	910	900
4.5	0.664	1055	1060	3.0	0.724	1060	1070
5.0	0.733	1050	1060	4.0	0.859	970	960
7.0	0.833	808	880	8.0	0.838	360	360

Die theoretisch bestimmten Peak-zu-Untergrundverhältnisse für Al, Fe, W bei $E_0 = 15 \text{ keV}$ von 672, 525, 64 bzw. für Fe, W bei $E_0 = 25 \text{ keV}$ von 906, 152 stimmen gut mit den experimentellen Werten (652, 534, 63 bzw. 932, 155) überein. Damit konnte gezeigt werden, daß das Vielfachstreumodell von Moliere auch in dem für die Mikroanalyse interessanten Energiebereich anwendbar ist.

L i t e r a t u r

- [1] Gaber, M., Dissertation. TU Dresden, 1981
- [2] Gaber M. und P. Jugelt, Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 90
- [3] Moliere, G., Z. Naturforsch. 3A (1948) 78
- [4] Stratham, P.J., X-Ray Spectrom. 5 (1976) 154

6.29. BESTIMMUNG DER POLARISATIONEFFEKTIVITÄT FÜR EINEN PLATTENDETEKTOR

J. Döring, L. Funke und G. Winter
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für die Messung der Linearpolarisation von γ -Strahlung am Teilchenstrahl des Zyklotrons [1] entstand im letzten Jahr ein neuer plattenförmiger Ge(Li)-Detektor (Detektor Nr. 11) der Größe $25 \times 25 \times 5 \text{ mm}^3$ als Polarimeter zur Verfügung. Dieser Detektor wurde bei der Untersuchung der beim Beschuß von ^{74}Se mit 27 MeV α -Teilchen (siehe Abb. 1) und von ^{80}Se mit 42 MeV α -Teilchen entstehenden γ -Strahlung verwendet. Die aus diesen beiden Messungen ermittelte Polarisations-effektivität Q des Polarimeters ist in Abb. 2 in Abhängigkeit von der γ -Energie dargestellt. Sie wurde bestimmt aus dem experimentellen Anisotropieverhältnis Δ [2] und der Polarisation P_{ed} , die aus den Winkelverteilungskoeffizienten von bekannten E2- und E1-Übergängen folgt. Außerdem wurden im Energiebereich $E_\gamma < 400 \text{ keV}$ auch intensitätsstarke M1/E2-Übergänge verwendet, deren E2-Anteil (typischer Wert etwa 1 %) aus der Winkelverteilung abgeschätzt wurde. Die mittlere Effektivität des neuen Detektors soll die durchgezogene Kurve in Abb. 2 darstellen. Zum Vergleich wird auch die Polarisations-effektivität des älteren Plattendetektors (Detektor Nr. 16) [3] als gestrichelte Kurve mit angegeben.

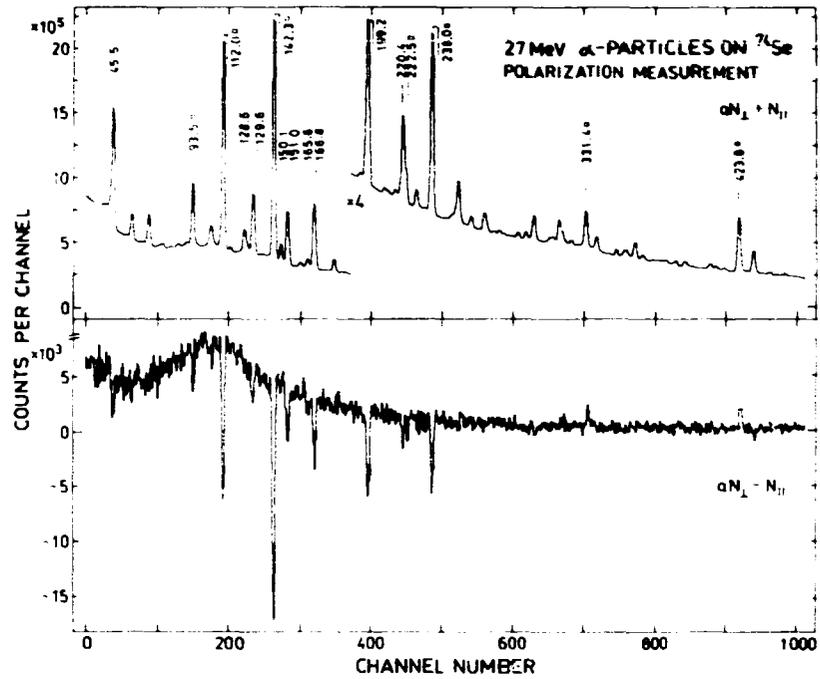


Abb. 1

Summe (oben) und Differenz (unten) von γ -Spektren, die mit dem Plattendetektor (Nr. 11) beim Beschuß von ^{74}Se mit 27 MeV α -Teilchen gemessen wurden

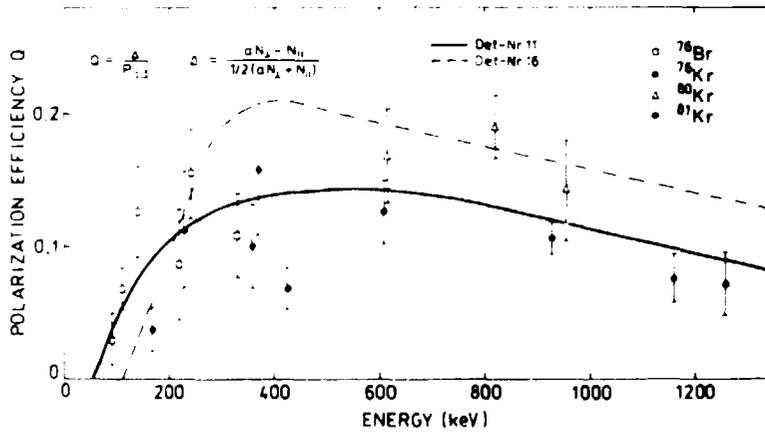


Abb. 2

Polarisationseffektivität Q des neuen Polarimeters

Aus den bisherigen Messungen ergibt sich für den neuen Detektor die Tendenz zu etwas kleineren Effektivitätswerten für γ -Energien größer als 300 keV. Andererseits scheint die Effektivität

des neuen Polarimeters im niederenergetischen Bereich ($E_\gamma < 200$ keV) größer zu sein als die des älteren Detektors (Nr. 16) und erst unterhalb von etwa 100 keV zu verschwinden.

L i t e r a t u r

- [1] Prade, H. et al., Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 204
- [2] Döring, J. und G. Winter, Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 245; Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 179
- [3] Prade, H. et al., Nucl. Phys. A333 (1980) 33

6.30. EXPERIMENTELLE BESTIMMUNG GERINGER DOPPLERVERSCHIEBUNG VON GAMMALINIEN

P. Koenitz

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei Zeitmessungen nach der DSA-Methode wird die Gammastrahlung untersucht, die der Kern während der Abbremsung in der Targetsubstanz emittiert. Bei niedrigen Rückstoßgeschwindigkeiten und Lebensdauern, die die Abbremszeit übersteigen, ist die Dopplerverschiebung oft so gering, daß eine Linienformanalyse [1] nicht zu statistisch signifikanten Ergebnissen führt. Auch bei der Bestimmung der Schwerpunktverschiebung treten in solchen Fällen Probleme auf, die insbesondere mit Unsicherheiten in der Position x_0 des unverschobenen Peaks und der Form des zu subtrahierenden Untergrunds im γ -Spektrum verbunden sind.

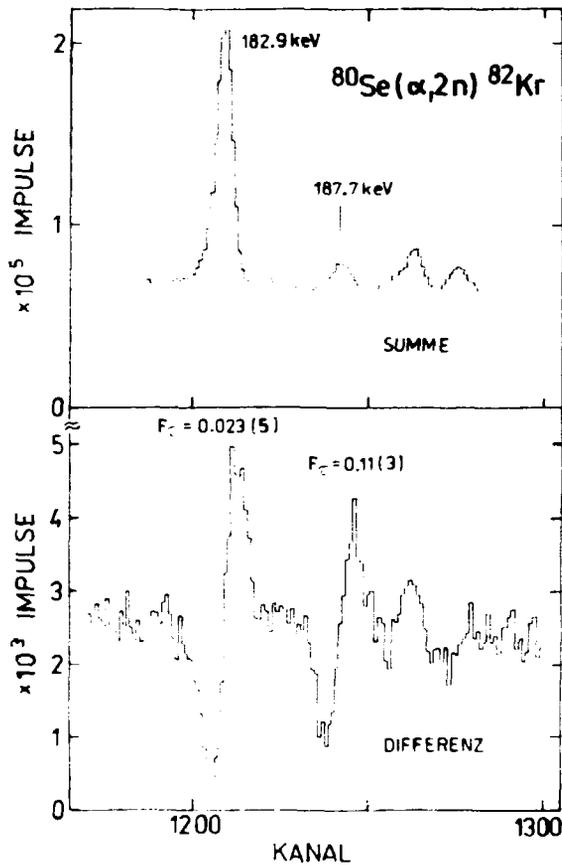


Abb. 1

Summe und Differenz der γ -Spektren, die unter Winkeln $\theta = 23^\circ$ und $\theta = 157^\circ$ relativ zum Teilchenstrahl gemessen wurden

Zur Bestimmung kleiner F_D -Werte hat sich eine Differenzmessung als geeignet erwiesen. (F_D ist das Verhältnis der Schwerpunktverschiebung der γ -Linie zur maximal möglichen Verschiebung bei gegebener Rückstoßgeschwindigkeit.) Hierfür wird das γ -Spektrum in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung, unter Winkeln θ und $180^\circ - \theta$ zur Richtung des Teilchenstrahls, bei möglichst gleichen Bedingungen gemessen und die Differenz gebildet. Bei der Subtraktion ist eine solche Normierung der Kanalinhalte erforderlich, daß der unverschobene Teil des Peaks verschwindet. Der "Flugpeak" in beiden Spektren ergibt dann eine charakteristische, zu x_0 symmetrische Kurve (siehe Abb. 1). Unterschiedliche Peaklagen in den beiden Einzelspektren sind leicht bei starken, langlebigen Linien zu erkennen. Sie müssen durch eine geeignete gegenseitige Verschiebung der Spektren korrigiert werden.

Nach Subtraktion eines kontinuierlichen Untergrundes $U(x)$ im Differenzspektrum wird der F_D -Wert aus dem Moment

1. Ordnung der Kurve bestimmt. Da der unverschobene Peak bezüglich x_0 keinen Moment liefert und die Momente des "Flugpeaks" in beiden Einzelspektren sich nur im Vorzeichen unterscheiden, stimmt das Moment der Differenzkurve $\int [\gamma(x) - U(x)]x$ mit den Beträgen der Momente in beiden Einzelspektren überein. Mit dieser Differenzmethode werden einige Unsicherheiten ausgeschlossen, die bei der Analyse im Einzelspektrum auftreten. 1) Bei Parallelverschiebung des Untergrundes bleibt das Moment unverändert, wenn der Analysierbereich symmetrisch zu x_0 gewählt wird. 2) Ein Fehler der Peaklage hat keine Auswirkung, wenn die Gesamtfläche

der Differenzkurve $\Sigma y(x) - U(x)$ verschwindet. 3) Durch die endliche Breite der γ -Linie oder durch eine Unsymmetrie wird zwar die Form der Differenzkurve geändert, aber nicht das Moment.

Zur Berechnung der Ft-Werte wurde das Rechenprogramm FTAU entwickelt. Einzugeben sind die in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung gemessenen Einzelspektren, Lage und Fläche der γ -Linie, der Analysierbereich sowie Bereiche, in denen eine Gerade als Untergrundfunktion angepaßt wird. Bei der Fehlerabschätzung werden die statistischen Fehler der Kanalinhalte im Analysierbereich, der Fehler des Anstiegs der Untergrundfunktion, die Unsicherheit der Peaklage und der Fehler der Peakflächen in den Einzelspektren berücksichtigt. Im allgemeinen dominiert der statistische Fehler.

Im gezeigten Beispiel entspricht der Wert $Ft = 0.023$ der Linie bei 183 keV einer Schwerpunktverschiebung von 0.15 Kanälen, das sind nur 3 % der Halbwertsbreite der Linie.

L i t e r a t u r

[1] Winter, G., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 185

6.31. MÖGLICHKEITEN ZUR ABTRENNUNG DER ELASTISCHEN LINIE VON KONTINUIERLICHEN NEUTRONENSPEKTREN

D. Schmidt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Kontinuierlichen Neutronenspektren ist am hochenergetischen Ende stets die Linie der elastisch gestreuten Neutronen überlagert. Sie überdeckt energetisch einen Bereich von ca. 1...3 MeV und erreicht für Vorwärtswinkel eine das Kontinuum um mehrere Größenordnungen übertreffende Höhe. Ihre Abtrennung erfolgt stets rechentechnisch mit geeigneten Fitverfahren und wurde detailliert untersucht.

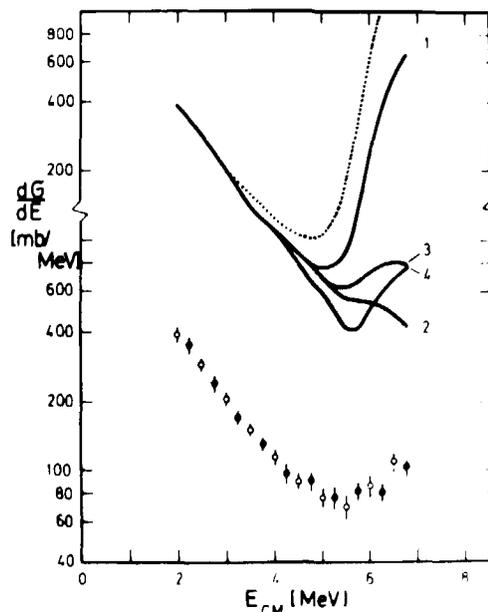


Abb. 1

Energiespektren der $^{93}\text{Nb}(n,n')$ -Reaktion bei Inzidenzenergien $E_0 = 7.0 \text{ MeV}$ (ϕ) bzw. 7.23 MeV (ϕ , [3])

Im oberen Bildteil sind über den Winkelbereich $40^\circ - 160^\circ$ (—) bzw. $20^\circ - 160^\circ$ (.....) integrierte Energiespektren der $\text{Nb}(n,n')$ -Reaktion, $E_0 = 7.0 \text{ MeV}$, mit unterschiedlicher Abtrennung der elastischen Linie dargestellt:

1 - ohne Abtrennung, 2 - Anpassung an die rechte Flanke, 3 - Anpassung der Modell-Linie mit schrägem linearem Untergrund, 4 - Anpassung ohne Modell-Linie im freien Fit mit schrägem linearem Untergrund

Zur Modellierung der Linienform kann die in [1] vorgeschlagene Funktion benutzt werden, die freien Parameter können durch Anpassung an die elastische oder eine andere experimentell gewonnene Linie fixiert werden. Dafür eignen sich elastische Linien von gg-Kernen, deren erstes angeregtes Niveau bei einigen MeV liegt. Neben ^{208}Pb [2] kommt u.a. auch ^{12}C in Frage. Es konnte gezeigt werden, daß bei dem leichten Kern ^{12}C zwar ein niederenergetischer Ausläufer mehrfach gestreuter Neutronen auftritt, die angepaßte Linienform davon jedoch nicht beeinflusst wird, da dieser Mehrfachstreuungseffekt im $\%$ -Bereich liegt (der Streuer war hinreichend klein: $\varnothing_a = 2 \text{ cm}$, $\varnothing_1 = 1 \text{ cm}$, $l_a = 3 \text{ cm}$).

Ebenso wurden unterschiedliche Fitverfahren hinsichtlich Anpaßbereich und Untergrundform untersucht und verglichen. Abb. 1 gibt einige Beispiele im Fall $\text{Nb}(n,n')$ bei der Inzidenzenergie $E_0 = 7 \text{ MeV}$. Man sieht neben der Größe und energetischen Breite der elastischen Streuung im Spektrum die Wirkungsweise verschiedener Abtrennverfahren und den Vergleich mit anderen Autoren.

L i t e r a t u r

- [1] Varnell, L. et al., Nucl. Instrum. Methods 76 (1969) 109
- [2] Simakov, S.P. et al., Proc. V. Conf. on Neutron Physics I, Kiev 1980, 320
- [3] Simakov, S.P., PEI Obninsk, private Mitteilung

6.32. EINSATZ DES BAYES-THEOREMS ZUR ENTFALTUNG ENERGIEDISPERSIV GEMESSENER RÖNTGENSPEKTREN

W. Scholz und O. Löbnitz

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

R. Fülle

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Energiedispersive Röntgenspektrometer besitzen gegenüber wellenlängendispersiven Systemen besonders im Hinblick auf die simultane Vielelementanalyse von Mikrobereichen Vorteile [1]. Das vergleichsweise schlechtere energetische Auflösungsvermögen erfordert jedoch, die Linienseparation durch Anwendung von Entfaltungungsverfahren zu verbessern.

Zu diesem Zweck wurden die in [2,3] begonnenen Arbeiten mit dem Ziel fortgeführt, Aussagen über die Leistungsfähigkeit des Bayes-Theorems bei der Entfaltung energiedispersiv gemessener Röntgenspektren zu erhalten.

Die methodischen Untersuchungen erfolgten zunächst an simulierten Impulshöhenspektren, die mittels Poisson-Generator statistisch verrauscht wurden. Der Einfluß der Statistik wurde durch Entfaltung mehrerer Spektren, die aus ein und demselben Spektrum durch wiederholte Anwendung des Poisson-Generators hervorgingen, ermittelt.

Folgende Ergebnisse liegen vor:

1. Es wurde bestätigt, daß die Herausbildung von Scheinpeaks nur durch vorherige Elimination des Untergrundes vermieden werden kann.
2. Die Trennung von K_{α} -Dubletts (Intensitätsverhältnis ca. 2:1) ist mit weniger als 500 Iterationsschritten möglich, wenn der Linienabstand mindestens der halben Linienbreite des verwendeten Spektrometers entspricht. So können alle

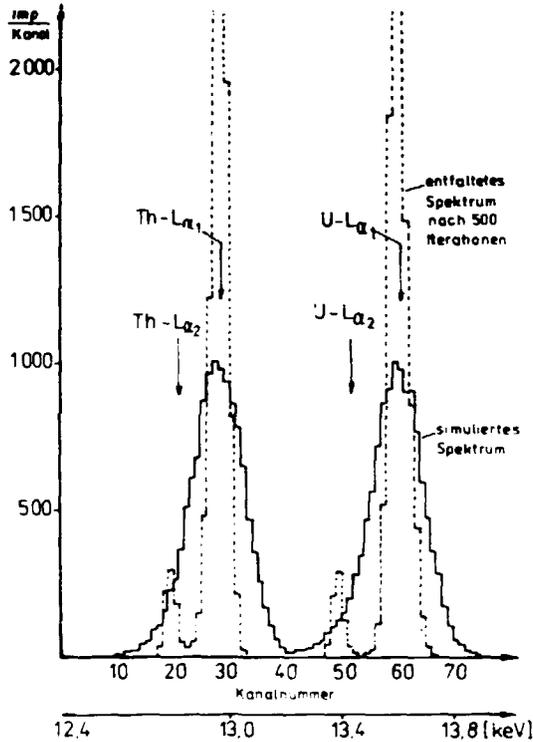


Abb. 1
Trennung der L_{α} -Dublette von Uran und Thorium

K_{α} -Dubletts der Elemente oberhalb $Z = 44$ (Ruthenium) getrennt werden, wenn für die Messung ein Halbleiterspektrometer mit der Linienbreite von 160 eV für die $Mn-K_{\alpha}$ -Linie verwendet wird.

Analoge Untersuchungen wurden zur Trennung von L - Dubletts durchgeführt (vgl. Abb. 1). Tab. 1 enthält für Uran und Thorium die an 10 Spektren gewonnenen Ergebnisse.

- Die Separation von Multipletts ist möglich. Tab. 2 zeigt Ergebnisse, die bei der Entfaltung einer Überlagerung von vier Linien erhalten wurden.

Tabelle 1

Ergebnisse der Entfaltung von 10 simulierten untergrundfreien Röntgenspektren ($U-L_{\alpha}$ - und $Th-L_{\alpha}$ -Strahlung) (Linienhalbwertbreite ca. 10 Kanäle)

Peak	Lage (Kan.)	Höhe (Imp.)	Fläche (Imp.)	Iterationsergebnisse		
				mittl. Lage (Kanal)	Streuung d. Lage (eV)	mittl. Fehler der Fläche (%)
$Th-L_{\alpha 2}$	20.85	100	1064	19.93	6.5	17.9
$Th-L_{\alpha 1}$	28.90	1000	10640	28.77	4.3	5.1
$U-L_{\alpha 2}$	52.05	100	1064	50.27	8.8	22.7
$U-L_{\alpha 1}$	60.90	1000	10640	60.45	3.0	10.1

Tabelle 2

Ergebnisse der Entfaltung eines Multipletts

Peak	Lage (Kan.)	Höhe (Imp.)	HWB (Kan.)	Fläche (Imp.)	Iterationsergebnisse		
					mittl. Lage (Kanal)	Streuung d. Lage/HWB (%)	mittl. Fehler der Fläche (%)
1	35.00	2000	8	17032	35.04	1.2	14.1
2	45.00	1000	8	8516	44.90	1.7	2.2
3	54.00	1500	8	12774	53.89	1.5	3.6
4	62.00	1000	8	8516	62.12	1.6	9.6

L i t e r a t u r

- [1] Koch, S. et al., Wiss. Z. Techn. Univ. Dres. 25 (1976) 159
- [2] Fülle, R., Dissertation B. TU Dresden, 1980
- [3] Fülle, R., Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 189

6.33. BEURTEILUNG DER FITGÜTE VON MÖSSBAUERSPEKTREN MITTELS MISFIT

E. Fritzech und H. Kubsch
 Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Als Ergänzung zum χ^2 -Anpassungstest hat Ruby [1] für die Bewertung der Fitgüte von Mössbauerspektren die Größe Misfit eingeführt. Sie ist definiert als der Quotient $M = D/S$, mit $D \sim N(\chi^2 - 1)$ als Diskrepanz und $S \sim (y_0 \sum \epsilon^2(k) - N)$ als Signal. Dabei bedeuten $k(1, N)^r$ die Kanalnummer, N die Kanalanzahl, y_0 die off-resonance-Impulszahl, $y(k)$ die Impulszahl im k -ten Geschwindigkeitakanal und $\epsilon(k) = (y_0 - y(k))/y_0$ die Absorption (Meßeffect). χ_r^2 ist das reduzierte χ^2 , es ist von der Größenordnung Eins; für gute Fits gilt $\chi_r^2 \sim 1$.

Vernachlässigt man im Ausdruck für D fälschlicherweise die Eins gegen χ_r^2 , so kommt man (wie in [1]) zu dem Schluß, daß Misfit nicht von y_0 abhängt und folglich besonders zum Vergleich von Messungen unterschiedlicher Qualität geeignet ist. Bei hinreichend großem S gilt jedoch $M \sim 1/y_0$. Mit steigendem S wird es aber immer schwieriger, einen dem χ^2 -Test genügenden Fit zu erhalten. Da D weit empfindlicher als χ_r^2 auf die Güte der Anpassung reagiert, wird eine durch S bedingte Abnahme von M durch eine Zunahme von D teilweise wieder kompensiert. Als Folge hiervon variiert Misfit meist nur unbedeutend, selbst wenn y_0 und $\sum \epsilon^2(k)$ sich beträchtlich ändern [2].

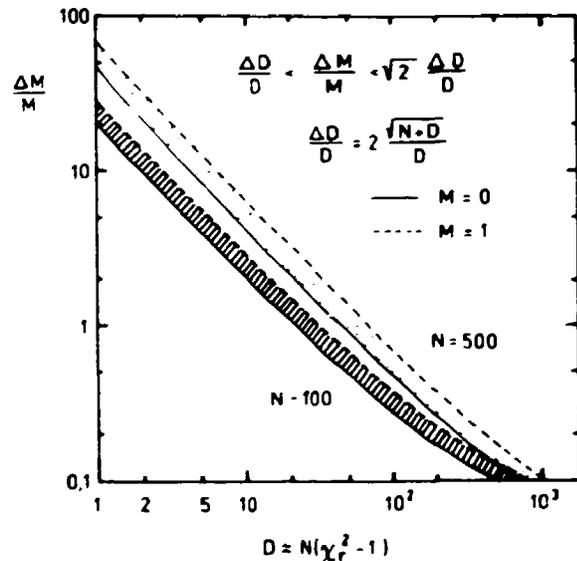


Abb. 1
 Relativer Fehler ($\Delta M/M$) als Funktion der Diskrepanz
 Parameter: Kanalzahl N

Es erweist sich als zweckmäßig, Misfit in der Form $M \pm \Delta M = (1 \pm \Delta M/M)M$ anzugeben, da für die praktisch interessierenden Fälle ($M \lesssim 0.05$) der relative Fehler ($\Delta M/M$) unabhängig von S und M ist und das Ergebnis des χ^2 -Tests widerspiegelt. Überschlägig gilt, daß für $(\Delta M/M) > 0.5$ ein positiver χ^2 -Test vorliegt und für $(\Delta M/M) < 0.5$ ein zu großes χ^2 . Genaue Angaben können der Abb. 1 entnommen werden.

Der Vorteil von Misfit besteht darin, daß bei der Bewertung der Fitgüte nicht einseitig die Zählstatistik zugrunde gelegt wird. Es ist jedoch von Nachteil, daß keine kritischen Werte angebar sind; man ist auf Abschätzungen und Erfahrungswerte angewiesen [1,2]. Die Beurteilung eines Fits mittels Misfit kann nur in Verbindung mit dessen Fehler bzw. χ^2 erfolgen.

L i t e r a t u r

- [1] Ruby, S.L., in: Mössbauer Effect Methodology, Vol. 8, ed. by I.J. Gruverman and C.W. Seidel. New York 1973, 263
- [2] Fritzech, E. und H. Kubsch, Laborbericht 2/1981, unveröffentlicht

7. RECHENPROGRAMME

7.1. PROGRAMM ZUR BERECHNUNG DER RELATIVISTISCHEN KINEMATIK EINER REAKTION MIT JE ZWEI TEILCHEN IM EINGANGS- UND AUSGANGSKANAL

R. Wünsch

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für eine Reaktion $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ mit vorgegebenen Massen m_1 bis m_4 werden die Impulse der Teilchen vor und nach dem Stoß und der Streuwinkel im Labor- und Schwerpunktsystem berechnet. Als Eingangsdaten dienen der Impuls des Projektils im Laborsystem und - entweder der Streuwinkel im Laborsystem - oder der im Schwerpunktsystem auf das Target übertragene Impuls.

Die diesen Eingangsdaten entsprechenden relativistisch invarianten Mandelstamvariablen s und t sowie das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte im Labor- und Schwerpunktsystem werden ebenfalls berechnet.

7.2. AMESS - EIN PROGRAMM ZUR REGISTRIERUNG VON EINZELSPEKTREN AN DEM KLEINRECHNER SM3

E. Will

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Zur Vorbereitung kernspektroskopischer Experimente am U200 und U400 im LJAR des VIK Dubna wurde begonnen, für den Kleinrechner SM3 (siehe Bericht 6.3.) ein Programmsystem zur Registrierung von Einzel- und Koinzidenzspektren aufzubauen. Als Analog-Digital-Wandler (ADC) steht der im LJAR entwickelte 4K-ADC zur Verfügung. Als eine erste Variante wurde ein Assemblerprogramm entwickelt, das die gleichzeitige Registrierung der Daten von bis zu 8 ADC ermöglicht. Die Datenübernahme erfolgt interruptgesteuert. Die Nummer des ADC ist im Interruptstatuswort enthalten. Um ein variables Arbeiten vor allem bei Koinzidenzmessungen zu ermöglichen, sind die Nummer des Camacrates, die Stationsnummer der ADC und des Displaymoduls sowie die Spektrenlänge wählbar. Die Steuerung des Programms erfolgt durch den Aufruf der einzelnen Routinen über die Regieschreibmaschine. Es stehen beispielsweise Routinen zum Löschen der einzelnen Spektren oder ausgewählter Kanalbereiche und zur Ein- und Ausgabe der Daten auf die Magnetplatte RK9 zur Verfügung. Über das Konsolenregister kann der Displaybereich sowie bei gesetztem Bit 15 auch die Lage eines Leuchtpunktes gewählt werden. Auf dem Display werden der Anfangs- und Endkanal des dargestellten Bereiches, der Kanal mit dem größten Inhalt oder der durch den Leuchtpunkt markierte Kanal und dessen Inhalt ausgegeben.

Zur Registrierung von Teilchen- γ -Koinzidenzspektren ist in einer weiteren Ausbaustufe das Einfügen weiterer Module in dieses Programm geplant. Das wahlweise Registrieren der integralen Spektren sowie die Möglichkeit des Setzens von Fenstern in allen Eingangsspektren ist vorgesehen. Auf einem Farbdisplay soll die Koinzidenzmatrix von zwei wählbaren Achsen dargestellt werden.

7.3. SOKRES - EIN PROGRAMM ZUR BERECHNUNG AUFGELÖSTER RESONANZEN AUF DER BASIS DES EIN-NIVEAU-BREIT-WIGNER-FORMALISMUS

D. Hermsdorf

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Im allgemeinen lassen sich Resonanzstrukturen in der Energieabhängigkeit von Wirkungsquerschnitten ausgezeichnet mit dem Ein-Niveau-Breit-Wigner-Formalismus (SLBW) beschreiben, solange es sich um sehr gut aufgelöste Resonanzen ($\Gamma \ll D$) handelt. Eine derartige Reduzierung komplexer Strukturen auf wenige Parameter, die Resonanzparameter in der SLBW-Näherung, bietet die Möglichkeit einer kompakten Darstellung eines komplizierten Zusammenhangs, die in den Bibliotheken eingeschätzter Kerndaten häufig angewandt wird.

Ein entsprechender Formalismus für neutroneninduzierte Kernreaktionen (totaler Wirkungsquerschnitt, elastischer Streuquerschnitt und Reaktionsquerschnitte für Einfang und Spaltung) ist für die Bibliothek ENDF/B definiert [1]. Auf der Basis dieser Formeln wurde das Programm SOKRES aufgebaut. Es berücksichtigt die Interferenz zwischen Resonanz- und Potentialstreuung bei der elastischen Streuung sowie einen "Untergrund" unter den Strukturen in den Reaktionsquerschnitten in Form z.B. des $1/v$ -Gesetzes oder eines anderen energieabhängigen Untergrundes. Wahlweise kann ein Temperatureinfluß auf die Resonanzstrukturen in der $\chi - \psi$ -Näherung berechnet werden [2].

Für das Programm SOKRES sind zwei Einsatzfälle denkbar:

1. Bestimmung von SLBW-Resonanzparametern aus experimentellen Daten

Da das Programm kein Multiparameterfitverfahren enthält, muß eine optimale Anpassung der berechneten Strukturen an die Experimente durch empirische, sukzessive Parametervariation erzielt werden (siehe Bericht 1.19.).

2. Berechnung der Resonanzstrukturen aus gegebenen Sätzen eingeschätzter Resonanzparameter

Die Erzeugung einer punktwisen Datendarstellung aus der komprimierenden Parameterdarstellung ist ein in der Reaktorphysik häufig notwendiger Prozeß, um die Verarbeitung mikrooskopischer Daten zu Grupperdaten zu ermöglichen.

Eine Anwendung des Formalismus auf die Wirkungsquerschnitte von Kernreaktionen mit geladenen Teilchen ist möglich, vorausgesetzt, daß die Coulombphasen unwesentlich sind (s-Resonanzen).

Das Programm SOKRES ist in FORTRAN geschrieben und läuft auf der BESM-6.

L i t e r a t u r

- [1] Garber, D. et al., Report BNL-NCS-50496 (ENDF 102), Brookhaven (1975)
- [2] Hermsdorf, D. and R. Nagel, Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 25

7.4. NEUPORT - EINE PROGRAMMVARIANTE ZUR BERECHNUNG DES NEUTRONENTRANSPORTS DURCH DICKE SCHICHTEN ORGANISCHER MATERIALIEN

D. Hermsdorf

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Der Prozeß der Energiedegradation von Neutronen, die sich in einem organischen Medium bewegen, wird vorteilhaft mittels der Monte-Carlo-Technik simuliert und intensiv genutzt zur Berechnung der Nachweiseffektivität von Szintillationsdetektoren.

Auf einem derartigen Programm [1] aufbauend, wurden entsprechende Veränderungen bzw. Erweiterungen so eingeführt, daß nicht die im Medium absorbierten Neutronen, sondern die das Medium durchdringenden Neutronen protokolliert werden in bezug auf ihre Energie- und Winkelverteilung, wobei das Spektrum der einfallenden Neutronen monoenergetisch bzw. "weiß" sein kann.

Der Rechenzeitaufwand ist, wenn eine gute Statistik des berechneten Spektrums gefordert wird, sehr erheblich (in Abhängigkeit von der zu durchdringenden Schichtdicke). Für eine routinemäßige Anwendung des Programms müßten zweckmäßigerweise varianzreduzierende Methoden in die angewendete Monte-Carlo-Technik eingeführt werden.

Das Programm NEUPORT ist in FORTRAN geschrieben und für die BESM-6 angepaßt.

L i t e r a t u r

[1] Hermsdorf, D., Jahresbericht 1976, ZfK-315 (1976) 192

7.5. NEUKOR - EIN RECHENPROGRAMM ZUR KORREKTUR VON NEUTRONENSPEKTREN BEZÜGLICH STÖRNEUTRONEN AUS DER QUELLE

H. Förtsch und D. Schmidt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Neutronenquellen, die nicht an Niederspannungsgeneratoren betrieben werden, emittieren außer monoenergetischen Neutronen häufig Störneutronen anderer Energie, deren Spektrum teils aus Linien (z.B. (d, n_1) -Reaktionen), teils aus einem Kontinuum (z.B. d-Aufbruch) bestehen können [1]. Diese Störneutronen werden ebenfalls gestreut und überlagern sich dem zu untersuchenden Streuspektrum, besonders drastisch für Vorwärtswinkel, bei denen die elastischen Streuquerschnitte große Werte annehmen können. Die störenden Neutronenlinien können in den Streuspektren abgetrennt werden, wenn sie sich deutlich abheben (nicht zu große Halbwertsbreite, relativ hoher Streuquerschnitt), jedoch besteht eine größere Unsicherheit bezüglich Höhe und Form des verbleibenden Untergrundes (= unelastisches Streukontinuum). Störneutronen kontinuierlicher Energie lassen sich auf diese Weise nicht abtrennen. Mit dem Programm NEUKOR [2] können beide Arten von Störspektren unter vereinfachenden Annahmen berechnet werden.

Ausgangspunkt ist das O^0 -Spektrum der Quelle, das im vorliegenden Fall als Flugzeitspektrum gemessen wird. Von ihm wird kanalweise ein Streuspektrum für jeden Meßwinkel berechnet und als Flugzeitspektrum vom Meßspektrum subtrahiert. Dabei wird allerdings die Linienform des O^0 -Detektors dem jeweiligen Meßdetektor auf-

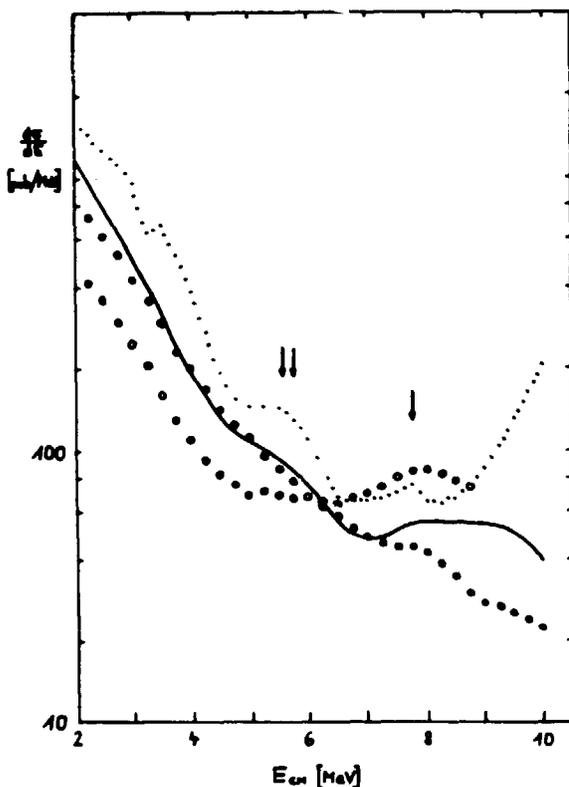


Abb. 1

Neutronenemissionsspektren der $^{93}\text{Nb}(n,n')$ -Reaktion;
 o $E_0 = 9.0 \text{ MeV}$
 ● $E_0 = 14.6 \text{ MeV}$
 ... $E_0 = 10.8 \text{ MeV}$ (ohne Abtrennung der elastischen bzw. Stör-
 linien)
 — $E_0 = 10.8 \text{ MeV}$ (mit Abtrennung der elastischen Linie und Korrektur gemäß NEUKOR für Energien unterhalb 7.3 MeV)

geprägt. Man kann daher auch den Streueffekt einer Linie integral berechnen und mit einer für den Meßdetektor individuellen Linienform, z.B. der elastischen Linie, falten.

Neben der Unsicherheit der verwendeten Wirkungsquerschnitte aus Kerndaten-Einschätzungen entspricht die zwangsläufige Verwendung korrigierter Querschnitte nicht der realen Situation. Um diesen Ein-

fluß zu vermindern, wurden die monoenergetischen DD-Neutronen als "Störung" behandelt und die berechneten elastischen Linien auf die experimentellen mit einem mittleren Faktor normiert.

Abb. 1 zeigt ein Beispiel für die Wirkung des Korrekturprogramms. Die in [2] detailliert aufgeführten Unsicherheiten in den notwendigen Eingangsdaten schränken die Anwendbarkeit des vorgestellten Verfahrens erheblich ein.

L i t e r a t u r

- [1] Mittag, S. et al., Kernenergie 22 (1979) 237
- [2] Förtsch, H. und D. Schmidt, TU-Informationen 05-07-82, Sektion Physik

7.6. EIN PROGRAMM ZUR BESTIMMUNG VON LEBENSDAUERN IN PLUNGER-EXPERIMENTEN

G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In Plunger-Experimenten werden Gammastrahlen registriert, die sowohl von bewegten als auch von ruhenden Atomkernen emittiert werden. Infolge des Dopplereffektes ergeben sich im γ -Spektrum Energieverschiebungen, die der Geschwindigkeitskomponente in Richtung auf den Detektor proportional sind. Anstelle von γ -Linien erhält man Energieverteilungen, deren drei Komponenten der Emission während der Bewegung im Target, der Emission während des Fluges zwischen Target und Plunger und der Emission nach dem Abstoppen des Kernes im Plunger zuzuordnen sind. Aus dieser Energieverteilung kann die Lebensdauer des Kernzustandes mit Hilfe des Programme PLUCAL bestimmt werden, das auf einem Vergleich gemessener und theoretisch berechneter Energieverteilungen basiert. Zur Berechnung der erwarteten

Energieverteilung werden mit Hilfe des Monte-Carlo-Verfahrens alle für den Dopp-
lereffekt maßgebenden physikalischen Prozesse simuliert. Weitere Einzelheiten
sowie die Anwendung auf die Messungen zum Kern ⁸²Kr sind im Bericht 2.6. darge-
stellt.

7.7. NEUE PROGRAMME ZUR AUSWERTUNG VON γ -SPEKTREN MIT DEM KOMPLEX NTA 1024 UND EMG 666

B. Borchert, J. Vogt und G. Otto
Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Bei Anwendung des zu dem Komplex ~~Multi~~kanalanalyseator NTA 1024 und Kleinrechner
EMG 666 (8K) mitgelieferten Programmpakets "Gammapektroskopie" zur Auswertung
von Ge(Li)-Spektren im Rahmen der Untersuchungen zur quantitativen Stoffanalyse
mittels ioneninduzierter Gammastrahlung zeigten sich zwei wesentliche Nachteile:

- Die iterative Anpassung einer Gaußkurve an einen Peak dauert ca. 10 min.
- Die zur Bestimmung der Peakfläche ebenfalls vorhandenen Summationsmethoden sind
zwar schnell genug, erlauben jedoch nur die Auswertung von Einzelpeaks.

Deshalb wurden zwei neue Programme entwickelt:

- a) Spektrenglättung mittels Gaußfilter und anschließende nichtiterative Anpas-
sung einer Gaußkurve an den auszuwertenden Peak

Die Form der Peaks in Gammapektren, die mit hochauflösenden Halbleiterdetek-
toren gewonnen wurden, stellt in erster Näherung eine Gaußkurve dar, so daß
ein Gaußfilter das Signal-Rausch-Verhalten maximal verbessert.

Zur nichtiterativen Anpassung einer Gaußkurve an einen Peak wird die Gauß-
funktion durch Logarithmieren linearisiert, so daß die Aufstellung und Lösung
eines linearen Gleichungssystems die Bestimmung ihrer Parameter ermöglicht.
Das Programm ist in der Lage, die Fläche und das Zentrum von Einzelpeaks und
Dubletts zu berechnen, wobei der Untergrund durch Anpassen eines Polynome
wählbaren Grades an eine bestimmte Zahl von Kanälen rechts und links vom Peak
(der Peakgruppe) berücksichtigt wird.

- b) Transformation zur Verbesserung der Auflösung

Die meisten der zu diesem Zweck entwickelten Verfahren erfordern einen hohen
Rechenaufwand, da sie im Fourierraum arbeiten oder Iterationen sind. Dem Pro-
gramm für den Kleinrechner EMG 666 wurde deshalb eine Methode zugrunde gelegt,
die im Kanalzahlraum arbeitet und als digitales Filter ausgeführt ist. Die
Peakflächen und -zentren bleiben dabei unverändert.

Beide Programme wurden ausführlich an Testspektren erprobt [1] und werden jetzt
im Routinebetrieb genutzt.

L i t e r a t u r

- [1] Borchert, B., Diplomarbeit, KMU Leipzig, 1981

8. LISTE DER VERÖFFENTLICHUNGEN, DIPLOMARBEITEN, PROMOTIONEN, VORTRÄGE, VERANSTALTUNGEN, WISSENSCHAFTLICHEN PREISE UND AUSZEICHNUNGEN

8.1. IM BERICHTSZEITRAUM ERSCHIENENE VERÖFFENTLICHUNGEN

8.1.1. Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Andreeff, A., G. Brauer und H. Fiedler
Study of the free volume in $\text{Fe}_5\text{Co}_7\text{O}_{15}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ and $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$ by positron annihilation

Int. Conf. on Amorphous Systems Investigated by Nuclear Methods, Balatonfüred, 31.8. - 4.9.1981

Andreeff, A., E.A. Goremychkin, H. Griebmann, B. Lippold, W. Matz, O.D. Chistyakov and E.M. Savitzkii
The crystal electric field in the hexagonal compound PrCu_5
Proc. IV. Int. Conf. on Crystal Field and Structural Effects in f-Electron Systems, Wrocław, 22. - 25.9.1981

Andreeff, A., L.P. Kaun, T. Frauenheim, B. Lippold und W. Matz
Issledovanie kristallitscheskogo polja v intermetallitscheskich redkosemelnich sojedinenijax metodom neuprugogo rassejanija nejtronov, ETCHAJA 12 (1981) 277

Andronenko, L.N., L.A. Vaischnene, G.G. Kowschewny, A.A. Kotow, W. Neubert und G.E. Soljakin
Totale Querschnitte der Kernspaltung von Uran bis Nickel mit Protonen mit der Energie 1 GeV
Preprint P-642 Dubna (1981)

Arve, P. and H. Reinhardt
Nuclear rotation in the quantized TDHF theory
Phys. Lett. 105B (1981) 249

Barz, H.W., T. Biró, B. Lukács and J. Zimányi
On the mechanism of pion production in heavy ion collisions
Proc. Nuclear and Atomic Physics with Heavy Ions, Bukarest, 9. - 12.6.1981

Barz, H.W., B. Lukács, J. Zimányi, G. Fai and B. Jacobsson
On the role of the delta resonances in high energy heavy ion reactions
KFKI-1981-12

Barz, H.W. and R. Wünsch
Description of hypernuclei in the continuum shell model
Proc. Int. Symp. on Mesons and Light Nuclei, Liblice bei Prag, 1. - 4.6.1981

Bauer, C., H. Richter, P. Gippner, R. Mann and W. Rudolph
L-shell vacancy production in Ag, Ta and Au for incident ions $Z_1 \cong 10$ in the energy range of 0.125 - 4 MeV/amu
Z. Phys. A303 (1981) 13

Belova, N.E., F. Eichhorn, V.A. Somenkov, K. Utemisov und S.S. Shillstein
Izucheniye mejatnikowich poloe v diffraksii nejtronov i rentgenovskich lutshej metodom nakijsa
Preprint IAEA-3346/9 Moskva (1980)

Belova, N.E., F. Eichhorn, V.A. Somenkov, K. Utemisov und S.S. Shillstein
Opredelenije strukturnoj amplitudirassejanija nejtronov v Si po izmerenijam mejatnikowich poloe na kratnich dlinaeh voln
Kristallografiya 25 (1980) 1129

Boden, G.
Lumineszenzautoradiografie an SiO_2
ZfK-440 (1981)

Boden, G.
Luminescence autoradiographic investigations on silica glass activated by ionizing radiation
Nukleonika 25 (1980) 1335

Boden, G.
Lumineszenz-Autoradiographie an SiO_2
Wiss. Fortschr. 31 (1981) 301

Boden, G., H.-J. Blankenburg und B. Eichler
Untersuchungen zur Lumineszenz an einigen ausgewählten kryptokristallinen Quarz-
varietäten
Chem. Erde 40 (198) 72

Boden, G., D. Grundmann, A. Kolitsch, R. Kuchler, B. Rauschenbach, H. Reuther
und E. Richter
Beiträge zur Charakterisierung von Defektstrukturen auf Glasoberflächen
ZfK-425 (1980)

Boden, G. und E. Hensel
Lumineszenzmessungen an dünnen SiO₂-Schichten
Exp. Tech. Phys. 28 (1980) 515

Boden, G., F. Janowski und W. Heyer
Über Lumineszenzuntersuchungen an Kieselgelen und porösen Gläsern
Silikattechnik 32 (1981) 181

Boden, G., A. Kolitsch und E. Richter
Verfahren zur Herstellung einer Glaskeramik
DD-WP 146449 v. 10.10.1979/11.2.1981

Boden, G., E. Richter und W. Hinz
Beitrag zur Lumineszenz an strahlungsaktivierten Kieselgläsern
Silikattechnik 32 (1981) 139

Boden, G., E. Richter und W. Hinz
Charakterisierung von Glasoberflächen durch Sorption radioaktiv markierter
Ionen
Silikattechnik 32 (1981) 247

Boden, G. und E. Richter
Verfahren zur Bestimmung von Ordnungszuständen in röntgenamorphem SiO₂
DD-WP 144827 v. 12.7.1979/5.11.1980

Boden, G., E. Richter, W. Heyer, F. Janowski und B. Eichler
Verfahren zum kontaminationsfesten Fixieren von radioaktiven Materialien
DD-WP 146939 v. 31.10.1979/11.3.1981

Brauer, G.
Positron annihilation studies of Al₅-compounds
XIV. All-Polish Seminar on Positron Annihilation, Karpacz, 31.5. - 6.6.1981

Brauer, G. und G. Boden
Untersuchungen an Gläsern mittels Positronenannihilation
ZfK-442 (1981)

Brauer, G. and G. Boden
Studies of silica glass by positron annihilation
Proc. Int. Conf. on Amorphous Systems Investigated by Nuclear Methods,
Balatonfüred, 31.8. - 4.9.1981

Brauer, G., G. Boden und W. Hinz
Untersuchungen an Kieselglas mittels Positronenannihilation
Silikattechnik 32 (1981) 18

Cernjakova, T.G., N.E. Tichomirova, O.V. Soeglove, E.V. Sobolev, D.L. Orlov,
I.M. Busueva, S.R. Sergeeva, S. Schelinski, W. Müller, H. Schicht und
E. Richter
Schmelzbad zur Verfestigung von Glaserzeugnissen
DD-WP 145014 v. 27.3.1979/19.11.1980

Dehne, G., J. Suwalski, E. Wieser and R. Kabisch
Thecation distribution in the simple spinel system Fe_{3-x}Ga_xO₄
Phys. Status Solidi A65 (1981) 669

Deutscher, M. und H. Reinhardt
Halbleiter-Sperrschichtdetektor
DDR-Patent 151 242 (8.10.1981)

- Dmitriev, V.D., H. Sodan, A.M. Kalinin, S.M. Luk'janov, J.Z. Oganessian, J.E. Penionshkevich und T.S. Almatina
Die Massenverteilung von Spaltprodukten aus der α -induzierten Spaltung von Transuranelementen
Preprint 7-81-478 Dubna (1981)
- Dobrzynski, L., K. Blinowski, St. Bednarski, H. Kepa, T. Gieburowicz, W. Minor, Sz. Kraenicki, J. Kosiotowska and L. Weis
Spin waves in $Fe_{3-x}Mn_xSi$ ordered alloys
Solid State Commun. 38 (1981) 773
- Feldmann, K.
Kompleksnaa programa dlja analiza tekstur metodom FRO
Preprint P11-80-844 Dubna (1980)
- Feldmann, K., M. Betzl, K. Walther and W. Matz
Quantitative analysis of the fibre texture of zirconium by time-of-flight neutron diffraction
Cryst. Res. Technol. 16 (1981) 1165
- Frank, W., P. Jaracz, K.H. Kaun, J. Rüdiger, Z. Stachura and A. Warczak
K- and L-vacancy production in asymmetric 1 MeV/N collisions of Cu and Nb projectiles with Au and Pb targets
Preprint E7-81-277 Dubna (1981)
- Frank, W., P. Jaracz, K.H. Kaun, J. Rüdiger and Z. Stachura
Impact parameter dependence of K-shell vacancy production in collisions of 1 MeV/amu Cu ions with Cu, Ge and Ag atoms
Preprint E7-81-278 Dubna (1981)
- Frauendorf, S.
The cranked shell model
Proc. Int. Workshop on Nucl. Phys., Trieste 1981
- Frauendorf, S.
Spin alignment in heavy nuclei
Invited Lectures, Phys. Script. 24 (1981) 349
- Frauendorf, S.
Magnetic moments in the backbending region
Phys. Lett. 100B (1981) 219
- Funke, L., J. Döring, F. Dubbers, P. Kemnitz, E. Will, G. Winter, V.G. Kiptily, M.F. Kudojarov, I.Kh. Lemberg, A.A. Pasternak, A.S. Mishin, L. Hildingsson, A. Johnson and Th. Lindblad
In-beam study of ^{80}Kr ; quasiparticle excitations in nuclei around mass 80
Nucl. Phys. A355 (1981) 228
- Funke, L., J. Döring, P. Kemnitz, E. Will, G. Winter, L. Hildingsson, A. Johnson and Th. Lindblad
Three-quasiparticle excitations in ^{81}Kr and ^{81}Br
Beitrag zur Allunionekonferenz über Kernspektroskopie und Struktur des Atomkerns, Samarkand, April 1981
- Gellermann, R., K. Fröhlich und M. Deutscher
Ein α -Spektrometer für Untersuchungen mit Umweltnukliden
Isotopenpraxis 17 (1981) H. 5, 206
- Gerach, H.-U.
Ionenmikrosonden im MeV-Gebiet
5. Tagung Mikrosonde, Leipzig, Januar 1981, p. 245
- Gerach, H.U., H. Schobbert and H.-J. Wiebicke
On the three-body decay of the 14^+ resonance in $^{16}O + ^{12}C$
Fizika 13 (1981) Suppl. 1, p. 31
Adriatic Europhysics Study Conference on Nuclear Physics, Dynamics of Heavy-Ion Collisions
Hvar, Croatia, Yugosl., 25. - 30.5.1981
- Gerach, H.U., H. Schobbert and H.J. Wiebicke
On the three-body decay of the $E_{CM} = 19.7$ MeV 14^+ resonance in $^{16}O + ^{12}C$ - induced reactions
J. Phys. G, Nucl. Phys. 7 (1981) L 73

Gippner, P., C. Bauer, K. Hohmuth, R. Mann and W. Rudolph
Detection of fluorine contaminations by means of the $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)^{19}\text{F}$ reaction
5. Int. Konf. über "Ion beam analysis", Sydney, 16. - 20.2.1981
Nucl. Instrum. Methods 191 (1981) 341

Gippner, P. und H.-U. Jäger
Quasimolekulare Röntgenstrahlung in Ion-Atom-Stößen
Wiss. Fortschr. 3 (1981) 11'

Guratzsch, H., K. Hahn and B. Kühn
On the present status of the problem of charge dependence and charge assymetry
of the nucleon-nucleon force
Ann. Phys. (Leipzig) (1982)

Heinig, K.-H., H.-U. Jäger, K.-H. Kaun, H. Richter and H. Woittennek
 $2p\sigma'$ molecular orbital radiation of colliding atoms. Dynamical - model predictions
versus experimental data
Proc. Sommer School in Lahnstein (BRD), New York 1982

Hennig, K.
Pole figure correction formulæ for the parallel-sided plate
Phys. Status Solidi A62 (1980) K57

Hennig, H.-P., G. Boden, I. Ebert, J. Jedamzik, H. Geißler und U. Steinike
Einfluß einer Röntgenbestrahlung auf die EPR-Zentren in mechanisch aktivierten
Quarz
Z. Chem. 20 (1980) 388

Hennig, K.
Die Dubnaer Impulsreaktoren
URANIA 4 (1981) 28

Hennig, K.
Die Entwicklung der Impulsreaktortechnik im VIK Dubna
Kernenergie 24 (1981) 183

Hopfe, J. and B. Rauschenbach
Scanning electron microscope investigations of nuclear pore filters in polyester
foils
Nucl. Tracks 4 (1981) 161

Hoyer, W., B. Kunsch, N. Suda and E. Wieser
Structure investigations on $\text{Se}_{1-x}\text{Te}_x$ melts by neutron scattering and X-ray dif-
fraction
Z. Naturforsch. 36A (1981) 880

Hüttig, G. und K. Hennig
Methode der Verteilungsprüfung von Granulatfraktionen
Patent ha 589 (11.7.1980)

Intenberg, L.E. and G. Brauer
Investigation of fast luminescence processes in KI-Tl and KI-In crystals
Konf.-Beitrag Int. Conf. "Defects in Insulating Crystals", Riga, May 18 - 23, 1981

Iwe, H. und S. Tesch
Relativistische Kernphysik
Kernenergie 24 (1981) 190

Jäger, H.U., P. Gippner, K.H. Heinig, H. Richter, N.F. Truskova and
H. Woittennek
 $2p\sigma'$ and $1s\sigma'$ MO radiation and their high-energy tails in heavy ion collisions
J. Phys. B14 (1981) 701

Käubler, L., H. Prade, L. Schneider, H.F. Brinckmann und F. Stary
Kernstrukturuntersuchungen mit Hilfe magnetischer Momente angeregter Kernzustän-
de - Magnetische Momente in ^{103}Pd , ^{105}Ag , ^{117}Sb , $^{117,121}\text{Te}$, ^{121}I , ^{143}Pm und
 ^{207}Bi
ZfK-455 (1981)

Kolitsch, A., E. Richter und W. Hinz
Alkaliselbstdiffusion im Glassystem $x\text{Na}_2\text{O}-(1-x)\text{K}_2\text{O}-0,4\text{Al}_2\text{O}_3-4\text{SiO}_2$
Z. Chem. 20 (1980) 423

Kolitech, A., E. Richter und W. Hinz
Zum Ionenaustauschverhalten des Glases $\text{Na}_2\text{O}-0,35\text{Al}_2\text{O}_3-2\text{SiO}_2$ in $\text{KNO}_3/\text{NaNO}_3$ -Mischsalzschmelzen
Z. Chem. 20 (1980) 384

Kolitech, A., E. Richter, I. Hager, G. Wagner, F. Wihsmann und W. Müller
Verfahren zur Vorbehandlung und/oder Regenerierung von Salzschmelzen
DD-WP 144905 v. 11.7.1979/12.11.1980

Kolitech, A., E. Richter, H. Syhre und W. Hinz
Zum Einbau von Kalziumionen in die Glasoberfläche beim K/Na-Ionenaustausch
Silikattechnik 32 (1981) 115

Komarov, V.I., G.E. Kosarev, H. Müller, D. Netzband, T. Stiehler and S. Tesch
Quasifree knockout of proton pairs from carbon with 640 MeV protons
Yad. Fiz. 32 (1980) 1476

Komarov, V.I., G.E. Kosarev, H. Müller, D. Netzband, T. Stiehler and S. Tesch
Quasifree knockout of proton pairs from carbon
9. ICOHEPANS, Versailles 1981, abstract volume of contributed papers Nr. O 23,
p. 560

Kühn, B.
Dubna "Atomstadt" an der Wolga
Spektrum 3 (1981) 12

Kühn, B.
Die Beschleuniger des Vereinigten Instituts für Kernforschung Dubna - Entwicklung und Perspektiven
Kernenergie 24 (1981) 172

Kühn, B.
Wechselwirkung der Neutronen im Plasma von Kernfusionsanlagen und die Bilanz des Kernbrennstoffs
X. Europäische Konf. über kontrollierte Kernfusion und Plasmaphysik, Moskau,
14. - 19.9.1981

Lück, H.B., K. Turek and F. Spurny
Some aspects of track formation on particle tracks under different conditions
Proc. 11th Int. Conf. on Solid State Nuclear Track Detectors, Bristol,
4. - 7.10.1981

Maidikov, V.S., W. Neubert, H.K. Skobelev und N.T. Surovitzkaja
Spektrometer für schwere Produkte aus Kernreaktionen (in Russisch)
Preprint P7-81-140 Dubna (1981)

Matthies, S.
General problems in reproducing the ODF from pole figures
Proc. 6. Int. Konf. über Materialtexturen, Tokyo, 28.9. - 3.10.1981

Matthies, S.
Part VII - Reliability of reproduced ODF's; standard functions
Krist. Tech. 16 (1981) 1061

Matthies, S.
On the reproducibility of the ODF of texture samples from pole figures
Part VI - sharp textures, possibilities of ghost corrections
Krist. Tech. 16 (1981) 513

Matz, W., K. Feldmann, M. Betzl, K. Hennig, K. Walther, J. Tobiasch, K. Kleinstück und R. Sprungk
Texturuntersuchungen mittels Neutronenflugzeitdiffraktion am Impulsreaktor
ZfK-452 (1981)

May, F.-R. and S. Freundorf
Shape instabilities and spin alignment in rotating heavy rare-earth nuclei
Abstract for the 4th Int. Conf. on Nuclei far from Stability, Helsingør,
7 - 13.6.1981

Melzer, K., E. Wieser, R. Höhne, W. Metz and B. Springmann
Mössbauer study of magnetic anisotropy and atomic short-range order in $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$
Proc. Int. Conf. on Amorphous Systems Investigated by Nuclear Methods,
Balatonfüred, 31.8. - 4.9.1981

- Mende, G.
Über den Einfluß der Ionenimplantation auf die Geschwindigkeit der anodischen Siliziumoxydation
Thin Solid Films 78 (1981) 335
- Mende, G.
Detection of mobile ion during anodic oxidation of silicon
J. Electrochem. Soc. 127 (1980) 2085
- Mende, G., K.-D. Butter, R. Grötzschel, J. Finster, G. Küster, B. Schmidt, N. Sieber und H. Syhre
Anodische SiO₂-Schichten auf Si-Eigenschaften und Anwendung
Tagungsbericht, Physik der Halbleiteroberfläche 12 (1981)
- Möller, K.
Determination of the dominant resonance pole of the three-neutron system
ZfK-437 (1981)
- Möller, K.
Calculation of asymptotic normalization parameters for three-nucleon states
ZfK-438 (1981)
- Müller, W., M. Hähnert und A. Kolitsch
Zum Mechanismus des Alkaliionentransports in Gläsern
Silikattechnik 32 (1981) 55
- Müller, H., E. Hegenbarth, E. Mrosen, A. Schmeltzer and W. Matz
Transport properties on the intermetallic PrAl₃
Proc. IV. Int. Conf. on Crystal Field and Structural Effects in f-Electron Systems, Wrocław, 22. - 25.9.1981
- Münchow, L. und H. Schulz
Quasiklassische Theorie der schnellen Rotation
ETCHAJA 12 (1981) 1001
- Neubert, W.
A new method of intrinsic alpha particle discrimination by using parallel plate avalanche counters
Nucl. Instrum. Methods 185 (1981) 181
- Piercey, R.B., J.H. Hamilton, R. Soundranayagam, A.V. Ramayya, C.F. Maguire, X.J. Sun, Z.Z. Zhao, R.L. Robinson, H.J. Kim, S. Frauendorf, J. Döring, L. Funke, G. Winter, J. Roth, L. Cleemann, J. Eberth, W. Neumann, J.C. Wells, J. Lin, A.C. Rester and H.K. Carter
Evidence for deformed ground states in light Kr isotopes
Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1514
- Prade, H., W. Enghardt, H.U. Jäger, L. Käubler, H.-J. Keller and F. Stary
Shell model description of the N=82 nucleus ¹⁴¹Pr
Beitrag zur Allunionskonferenz über Kernspektroskopie und Struktur des Atomkerns, Samarkand, April 1981
- Prade, H., G. Winkler, W. Enghardt, L. Käubler, H.-J. Keller and F. Stary
In-beam investigation of positive parity states in ¹¹¹Sn
Beitrag zur Allunionskonferenz über Kernspektroskopie und Struktur des Atomkerns, Samarkand, April 1981
- Prokert, F.
Neutron scattering studies on phase transitions and phonon dispersion in CeSrCl₃
Phys. Status Solidi B104 (1981) 261
- Rauschenbach, B.
Elektronenmikroskopische Untersuchungen zur Agglomeration implantierter Edelgase in Gläsern
Exp. Tech. Phys. 29 (1981) 373
- Rauschenbach, B.
Dekoration von Defekten an Glasoberflächen
Silikattechnik 32 (1981) 137

- Rauschenbach, B., E. Richter und K. Hohmuth
Verbindungsbildung in Eisen und Titan nach Stickstoffimplantation
Proc. 10. Plansee-Seminar 1981, Vol. II, 517
- Rauschenbach, B., E. Richter and K. Hohmuth
Spinodal decomposition in amorphous boron-implanted iron films
Phys. Status Solidi A65 (1981) K103
- Reif, R., R. Schmidt und F.-R. May
Kernphysik mit schweren Ionen. Teil I: Grundlagen und Anwendungen
Kernenergie 24 (1981) 86
- Rainhardt, H.
Semiclassical theory of nuclear fission
Nucl. Phys. A367 (1981) 269
- Reinhardt, H.
On the evaluation of the quantum corrections to periodic TDHF orbits
Nucl. Phys. A369 (1981) 109
- Reuther, H., R. Kluge und W. Podlesak
Anwendung der neutroneninduzierten Autoradiografie zur Bestimmung der Borverteilung in Pflanzenorganen
Proc. XII. Int. Seminar on Autoradiographie, Harkany, VR Ungarn
- Richter, E. und W. Hinz
Zum Nachweis von Defekten in chemisch verfestigten Glasoberflächen nach Einwirkung von Laserstrahlung
Silikatechnik 32 (1981) 80
- Rotter, H., C. Heiser, L.K. Kostov, K.D. Schilling, W. Andrejtscheff and M.K. Balodis
Absolute transition probabilities in the doubly odd nucleus ^{154}Eu
Proc. IV. Int. Symp. on Neutron-Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Grenoble, 7. - 11.9.1981
- Rotter, I.
Unitarity of the S-matrix and resonance phenomena in nuclear reaction cross sections
Proc. International Workshop on Resonances in Heavy Ion Collisions, Bad Honnef 1981
- Rotter, I.
Resonances and fluctuations in nuclear reaction cross sections
Ann. Phys. (Leipzig) 38 (1981) 221
- Rudolph, W., C. Bauer und P. Gippner
Zum Nachweis von Fluor und Wasserstoff mittels Kernreaktionen
Poster 5. Tagung "Mikrosonde", Leipzig, 22. - 24.1.1981
- Rudolph, W., C. Bauer, P. Gippner and K. Hohmuth
Detection of carbon contaminations by means of the $^{12}\text{C}(o,\gamma)^{13}\text{N}$ resonance reaction
5. Int. Konf. über "Ion beam analysis", Sydney, 16. - 20.2.1981
Nucl. Instrum. Methods 191 (1981) 373
- Rudolph, W., C. Bauer, P. Gippner and C. Heiser
Depth profiles using the $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)$ reaction
Proc. Int. Konf. "Mikroanalyse mit Teilchenbeschleunigern", Namur, 8. - 10.9.1981
- Schülbe, R., U. Schmidt, L. Schild and F. Eichhorn
On the determination of the size distribution functions of spherical precipitation in Al-Zn alloys by neutron small-angle scattering
Cryst. Res. Technol. 16 (1981) 731
- Seidel, W., H. Sodan, S.M. Luk'janov, P. Manfraß, J.E. Penionshkevich, F. Stary und K.-D. Schilling
Eine positionsempfindliche Ionisationskammer für ein Flugzeitspektrometer
Preprint P7-81-807 Dubna (1982)
- Simon, R.S., F. Folkmann, Ch. Bröancon, J. Libert, J.P. Thiband, R.J. Walen and S. Frauendorf
Rotational bandcrossing in the actinides
Z. Phys. 298 (1980) 121

Tesch, S.
Untersuchungen zum Reaktionsmechanismus in Proton-Kern-Stößen am Synchrozyklotron
Kernenergie 10 (1981) 397

Tesch, S.
Mionkatalysierte Kernfusion
Wiss. Fortschr. 31 (1981) H. 3, S. 109

Treutler, C.P.O., G. Dienel and K. Mohmuth
Formation of chemical compounds and structural changes caused by the implan-
tation of boron and carbon in α -Fe films
Thin Solid Films 79 (1981) 201

Weiß, L. and A.Y. Romyantsev
Phonon dispersion of Cr_3Si
Phys. Status Solidi B107 (1981) H. 2, K75

Wieser, E.
Magnetic ordering of $(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_{75}\text{P}_{15}\text{C}_{10}$ alloys
J. Phys., Colloq. C1, 41 (1980) 259

Wieser, E., C. Cruz, M. Müller and J. Henke
Formation of magnetic anisotropy and structural changes in an Fe-Ni base alloy
by annealing
J. Phys., Colloq. C1, 41 (1980) 365

Wieser, E., A. Handstein, J. Schneider and K. Zavela
Magnetic structure of amorphous $(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_{75}\text{P}_{15}\text{C}_{10}$ alloys
Phys. Status Solidi A66 (1981) 607

Wieser, E., J. Henke, M. Müller and C. Cruz
Connection between structure and magnetic properties of a magnetically semi-
permanent Fe-Ni-Al-Ti alloy
Phys. Status Solidi A63 (1981) 487

Wieser, E., G. Krabbes und E.I. Terukov
Nachweis der Mehrphasigkeit im metastabilen Gebiet bei Phasenübergängen in
 $\text{Co}_y\text{Fe}_{1-y}\text{S}$ durch Mössbauerspektroskopie
16. Jahrestagung der VFK, Magdeburg, 21. - 23.10.1981

Winter, G., J. Döring, W.D. Fromm, L. Funke, P. Kemnitz, H. Prade and E. Will
Evidence for deformed states in ^{75}Br
Nucl. Phys. A367 (1981) 95

Winter, G., J. Döring, W.D. Fromm, L. Funke, P. Kemnitz, H. Prade and E. Will
Evidence for deformed states in ^{75}Br
Beitrag zur Allunionskonferenz über Kernspektroskopie und Struktur des Atomkerns,
Semerkand, April 1981

8.1.2. Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Anossov, W.N., Ju.N. Denisov, S. Hiekmann, W.-J. Linnemann und G. Pietzsch
Minimierung der Strahlverluste im Injektortrakt eines Isochronzyklotrons
(in russisch)
Preprint R9-80-624 Dubna (1980)

Beyer, G.-J., R. Dreyer, H. Odrich and F. Rösch
Production of ^{211}At at the Rossendorf cyclotron U-120
Radiochem. Radioanal. Lett. 47 (1981) H. 1-2, 63

Beyer, G.-J., Ch. Damm, H. Odrich and G. Pimentel
Production of ^{123}I at the Rossendorf U-120 cyclotron
Radiochem. Radioanal. Lett. 47 (1981) H. 3, 151

Büttig, H.
Ionenstrahl diagnose mittels Infrarot-Thermographie
ZfK-453 (1981)

Dietrich, J. und S.A. Koslowski
Erzeugung und Formierung eines Strahls geladener Teilchen in Vielelektroden-
systemen, Teil II (in russisch)
Preprint 9-81-209 Dubna (1981)

Dietrich, J. und S.A. Koslowski
Erzeugung und Formierung eines Strahls geladener Teilchen in Vielelektroden-
systemen, Teil III (in russisch)
Preprint 9-81-464 Dubna (1981)

Koslowski, S.A. und J. Dietrich
Erzeugung und Formierung eines Strahls geladener Teilchen in Vielelektroden-
systemen, Teil I (in russisch)
Preprint 9-81-208 Dubna (1981)

Matthes, H.
Recent experiences with the improved EGP-10-1 tandem at Rossendorf
Nucl. Instrum. Methods 184 (1981) 93

Weibrecht, R.
Kern- und rechenstechnische Anlagen - Basis der Forschung
ZfK-407 (1979) 97

8.1.3. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Adel-Fawzy, M., H. Förtsch, S. Mittag, W. Pilz, D. Schmidt, D. Seeliger und
T. Streil
Eine Methode zur experimentellen Absolutbestimmung der Nachweiseffektivität von
Neutronenflugzeitdetektoren
Kernenergie 24 (1981) 107

Brückner, U., W. Grimm und W. Meiling
MCC 4200 - Ein Programm zur manuellen Steuerung einer CAMAC-Instrumentierung
TU-Informationen 05-02-81

Höhn, J., J. Kayser, W. Pilz, D. Schmidt and D. Seeliger
Experimental investigation of the $^{11}\text{B} + \text{p}$ reaction and analysis in the frame of the
continuum shell model
J. Phys., G 7 (1981) 803

Meister, A., D. Pabst, L.B. Pikelner and K. Seidel
Isomer shift analogue in neutron resonances
Nucl. Phys. A362 (1981) 187

Meister, A., D. Pabst, L.B. Pikelner and K. Seidel
Mean square radius change of the ^{238}U nucleus at slow neutron capture
TU-Informationen 05-16-81

Meister, A., D. Pabst, L.B. Pikelner, W. Pilz, D. Seeliger, K. Seidel and
R. Tschammer
Differences in the Doppler broadening of neutron resonances in crystals and gas
studied in the 6.7 eV resonance of ^{238}U
TU-Informationen 05-17-81

Oswald, S. und W. Meiling
Kopplung eines Taschenrechnerschaltkreises mit einem Mikrorechner
Wiss. Z. Tech. Univ. Dres. 30 (1981) H. 1

Pilz, W., D. Schmidt, D. Seeliger und A.I. Vdovin
Untersuchung der Reaktion $^{109}\text{Ag}(p,n)^{109}\text{Cd}$ im Energiebereich $E_p = 4,5$ bis 9 MeV
(in russisch)
Yad. Fiz. 33 (1981) 885

Seidel, K., A. Meister, D. Pabst und L.B. Pikelner
Der Unterschied der mittleren Radiusquadrate des Kernes ^{239}U in Grund- und
Compoundkernzuständen (in russisch)
Dokl. Akad. Nauk SSSR 256 (1981) 360

Seidel, K., A. Meister, D. Pabst, L.B. Pikelner und W. Pilz
Resonanzwechselwirkung von Neutronen mit molekularem Gas und Kristallen (in rus-
sisch)
Preprint P3-81-89 Dubna (1981); Yad. Fiz. 34 (1981) 1173

Seidel, K., A. Meister und D. Pabst
Schaltung zur Temperaturregelung (in russisch)
Preprint 13-81-598 Dubna (1981)

8.1.4. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Arlt, R. und G. Musiol

Physikalische Experimente mit negativen Myonen
Kernenergie 24 (1981) 393

Arlt, R., M. Josch, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, R. Teichner, W. Wagner,
I.D. Alkhazov, L.V. Drapchinsky, V.N. Dushin, O.I. Kostochkin, S.S. Kovalenko,
K.A. Petrshak und V.I. Shpakov

Absolute Messung des Spaltquerschnitts des Nuklids ^{235}U bei einer Neutronenein-
schußenergie von 2,6 MeV nach der Methode der zeitlich korrelierten assoziierten
Teilchen
TU-Informationen 05-43-80

Arlt, R., W. Meiling, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, R. Teichner, W. Wagner,
I.D. Alkhazov, O.I. Kostochkin, S.S. Kovalenko, K.A. Petrshak und V.I. Shpakov
Absolutmessungen von Spaltquerschnitten der Nuklide ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np und ^{239}Pu
bei einer Neutroneneinschußenergie von 14,7 MeV
Kernenergie 24 (1981) 48

Arlt, R., H. Bergelt, H.-G. Ortlepp und R. Teichner
Experimentelle Bestimmung der Nachweiseffektivität einer Spaltkammer
ZfK-443 (1981) 193

Arlt, R., M. Josch, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, R. Teichner, W. Wagner,
I.D. Alkhazov, L.W. Draptshinski, O.I. Kostochkin und W.I. Shpakov
Absolute Spaltquerschnittsmessungen an ^{235}U mit der Methode der assoziierten
Teilchen bei 2,6 und 8,4 MeV Neutronenenergie
ZfK-443 (1981) 190

Arlt, R., K. Merla und H.-G. Ortlepp
Präzisions-Alpha-Meßplatz zur Untersuchung von Spalttargets
ZfK-443 (1981) 192

Arlt, R., R. Teichner und W. Wagner
Der Einfluß der $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ -Reaktion auf die Genauigkeit in absoluten Spalt-
querschnittsmessungen bei 14,7 MeV
ZfK-443 (1981) 192

Arndt, E., E. Hartmann and G. Zschornack
X-ray emission from highly stripped atomic ions
Preprint E7-81-6 Dubna (1981); Physics Letters 83A (1981) H. 4, 164

Gaber, M.
Ein MONTE-CARLO-Programm zur Berechnung der Tiefenverteilung der primären
Ionisationen in dicken Targets
Beiträge zur 5. Tagung Mikrosonde, Leipzig 1981

Gaber, M. und P. Jugelt
Untersuchung der Einsatzmöglichkeiten eines Elektronentransportmodells in der
quantitativen Elektronenstrahlmikroanalyse
ZfK-443 (1981) 215

Geßner, T.
Radiation detectors using high resistivity n-silicon produced by neutron trans-
mutation doping
TU-Informationen 05-36-80

Haller, R. und G. Zschornack
Der Dubnaer Schwerionen-Kollektivbeschleuniger - Entwicklung und Perspektiven
Kernenergie 24 (1981) 179

Hartmann, F.-W.
Vorlesungstechnik in den Physik-Grundlagenvorlesungen
Beiträge zum Symposium der AG "GA" der TU Dresden, 1981

Heinrich, B. und K. Irmer
Aufbau und Erprobung einer Einrichtung zur Bestimmung des $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ -Gehalts von
Proben durch Messung der Quantenstrahlung der kurzlebigen Spaltprodukte
ZfK-443 (1981) 214

- Jugelt, P., D. Kästner und W. Franke
Beschreibung eines Systems zur Spektralauswertung mit rechnergekoppeltem Vielkanalanalysator
Isotopenpraxis 17 (1981) 244
- Kästner, D., P. Jugelt, J. Rosner und L. Becker
EPRC 2W - Ein Programm zur Auswertung von Reflexdiagrammen der winkeldispersiven Pulverdiffraktometrie für die ROBOTRON-Rechner PR 4000 / KRS 4200
Exp. Tech. Phys. 29 (1981) 293
- Lössnitz, O., D. Kästner, P. Jugelt und J. Heckel
Bildschirmgestützte Spektralauswertung für die energiedispersive Elektronenstrahlmikroanalyse am Kleinrechner KRS 4200
Beiträge zur 5. Tagung Mikrosonde, Leipzig 1981 und Poster; ZfK-443 (1981) 230
- Müller, G., R. Pilz, G. Zschornack und G. Musiol
Mathematische Modellierung des Strahlenganges in Tripelprismen
ZfK-443 (1981) 223
- Müller, G., G. Zschornack und G. Musiol
Digitaler Phasemesser für Laser-Interferometer mit CAMAC-Interface
ZfK-443 (1981) 204
- Musiol, G., H.-G. Ortlepp, U. Richter, Le Chi Than und H. Unger
Nachweis leichter Elemente mit der (n,n' γ)-Reaktion
ZfK-443 (1981) 194
- Musiol, G.
Fünfundzwanzig Jahre Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna
Kernenergie 24 (1981) 155
- Musiol, G.
Die Zusammenarbeit zwischen den wissenschaftlichen Einrichtungen der DDR und dem VIK Dubna
Jubiläumsband "Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna 1956-1981", 154
- Musiol, G.
Fünfundzwanzig Jahre Zusammenarbeit mit dem Vereinigten Institut für Kernforschung Dubna
Kernenergie 24 (1981) 167
- Musiol, G.
Kernspektroskopie weit ab vom Betastabilitätsband
Kernenergie 24 (1981) 385
- Reif, R., U. Richter und K. Meyer
Untersuchungen zur Rauschanalyse von Transportströmungen in Kernreaktoren
Wiss. Z. Tech. Univ. Dresd. 30 (1981) H. 4, 41
- Rißmann, D. und R. Teichner
Ein MONTE-CARLO-Programm für die Berechnung der Rutherford-Streuung der ³He-Teilchen aus der D(d,n)³He-Reaktion in Ti-D-Targets
ZfK-443 (1981) 227
- Schiekel, M., J. Heckel, P. Jugelt und B. Ullrich
Energiedispersive Elektronenstrahlmikroanalyse mit dem Spektrometer BP 3000
TU-Informationen 05-07-81; Beiträge zur 5. Tagung Mikrosonde, Leipzig 1981, 79
- Schiekel, M., W. Schulle und B. Ullrich
Erfahrungen beim Einsatz des energiedispersiven Röntgenmikroanalysators TESLA BP 3000 in der Silikattechnik
Silikattechnik 32 (1981) 268
- Zschornack, G., G. Müller und G. Musiol
GEOMC - Ein MONTE-CARLO-Programm zur Berechnung von Geometrieeffekten in Kristalldiffraktionsspektrometern mit gekrümmtem Kristall
ZfK-443 (1981) 231
- Zschornack, G., G. Müller und G. Musiol
Geometrieeffekte in Bragg-Diffraktionsspektrometern mit gekrümmtem Kristall
ZfK-443 (1981) 217

Zschornack, G., G. Müller and G. Musiol
Geometrical aberrations in curved Bragg crystal spectrometers
Preprint E13-81-269 Dubna (1981)

Zschornack, G., G. Müller and G. Musiol
GEOMC - A MCNTE-CARLO-programm for calculating geometrical aberrations in
curved crystal spectrometers
Preprint E11-81-88 Dubna (1981)

8.1.5. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Theoretische Physik

Jolos, R.V. and R. Schmidt
Interactions between heavy ions at energies of about 10 MeV/nucleon
Phys. Element. Part. Nuclei 12 (1981) 324

Mädler, P. and R. Reif
Preequilibrium contributions to the double-differential cross section of nucleon
induced reactions within a time-dependent relaxation model
TU-Informationen 05-03-81

Mädler, P., L. Oehme, R. Reif and R. Wolf
Preequilibrium angular distributions in (N,2N) reactions
Preprint E4-81-628 Dubna (1981)

Reif, R., U. Richter und K. Meyer
Untersuchungen zur Rauschanalyse von Transportstörungen in Kernreaktoren
Wiss. Z. Tech. Univ. Dres. 30 (1981) 41

Reif, R. and G. Saupe
Spin alignment and polarization in ($^{14}\text{N}, ^{12}\text{B}$) reactions
Preprint E4-81-649 Dubna (1981)

Reif, R., R. Schmidt und F.-R. May
Kernphysik mit schweren Ionen (Fortschrittebericht). Teil I: Grundlagen und
Anwendungen
Kernenergie 24 (1981) 86

Schmidt, R. and R. Reif
Statistical fluctuations and polarization in deep inelastic heavy ion collisions
Preprint E4-81-26 Dubna (1981)

Schmidt, R. and R. Reif
Angular momentum dissipation and orientation in deep inelastic heavy-ion col-
lisions
J. Phys. G7 (1981) 775

Schmidt, R. and J. Teichert
Mutual influence of relative motion and mass transport in heavy ion collisions
J. Phys. G7 (1981) 1523

Yousef, M.I. and R. Reif
Cluster transfer reactions between heavy ions within a generalized diffraction
model
Yad. Fiz. 33 (1981) 1006

8.1.6. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Geist, V., C. Ascheron, R. Flaggmeyer, H.J. Ullrich and D. Stephan
In-situ determination of lattice expansion in proton-bombarded GaP single
crystals
Radiat. Eff. 54 (1981) 105

Höbler, H.-J., G. Kühn and A. Tempel
Crystallization of CuGaS_2 from Pb and Sn solutions
J. Cryst. Growth 53 (1981) H. 3, 451

Höbler, H.-J., G. Kühn, A. Tempel and H. Neumann
Crystallization of CuGaS_2 from CdS_2 and Cd_2S
Jpn. J. Appl. Phys. 20 (1981) H. 2, 307

Sobotta, H., V. Riede, C. Ascheron, V. Geist and D. Oppermann
Infrared absorption of hydrogen in proton - implanted GaP
Phys. Status Solidi A64 (1981) K77

Otto, G., E. Zschau und A. Al-Khafaji
Lebensdauermessungen an Resonanzzuständen im ^{28}Si -Compoundkern mittels Schatten-
effekt
Ann. Phys. (Leipzig) 38 (1981) H. 4/5, 298

8.1.7. Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik, Bereich 06 - Atomstoßpro-
zesse der Festkörperphysik

Baumann, K., H. Kerkow und B. Lukasch
Festphasenepitaxie zur Ausheilung von Implantationen in Silizium
Tagungsband der 12. Arbeitstagung "Physik der Halbleiteroberfläche", Binz,
30.3. - 4.4.1981

Bulgakov, Yu.V., K. Lenkeit, D.V. Eltekova, V.N. Filatov and V.I. Skulga
The resonance dechanneling of fast protons in silicon in the transition from
axial to planar channels
Proc. VII. Int. Conf. on Atomic Collisions in Solids, Moscow 1981, 44

Griepentrog, M., H. Kerkow, H. Klose and U. Müller-Jahreis
Depth profiling of copper atoms gettered in ion-damaged GaP
Proc. 3. Int. Conf. on SIMS, Budapest 1981

Griepentrog, M.
SIMS-Untersuchungen von Getterprozessen in GaP
Tagungsband der 12. Arbeitstagung "Physik der Halbleiteroberfläche", Binz,
30.3. - 4.4.1981

Gruska, B. and G. Götz
Depth profiling of extended defects in silicon by Rutherford-backscattering
measurements
Phys. Status Solidi A67 (1981) 129

Klose, H. and M. Rieth
Influence of Al postimplantation on p-n-junctions in GaP
Phys. Status Solidi A66 (1981) K153

Kreysch, G. und H. Kerkow
Ionometrische Untersuchungen zur Getterung von Kupfer in Silizium
Tagungsband der 12. Arbeitstagung "Physik der Halbleiteroberfläche", Binz,
30.3. - 4.4.1981

Kudella, F., H. Kerkow and R. Wedell
Enhancements of Xe(M)-radiation during bombardment of copper-crystals with
Xe-ions low induced directions
Proc. VII. Int. Conf. on Atomic Collisions in Solids, Moscow 1981, 226

Kührt, E., K. Lenkeit and F. Täubner
Measurements of the stopping power of 40 to 300 keV protons in silicon
Phys. Status Solidi A66 (1981) K131

Kührt, E. and R. Wedell
Theoretical description of planar channeling process at small depths
Phys. Status Solidi B107 (1981) 665

Lukasch, B.
Ausheilverhalten von arsenimplantiertem Silizium
Tagungsband der Zentralen Studentenkongf. "Mikroelektronik", Ilmenau, März 1981

Maass, K., A. Mertens und H. Kerkow
Ein 350-kV-Ionenbeschleuniger für die Halbleiterforschung
Preprints der FSU Jena - Experimentelle Methoden und wissenschaftl. Gerätebau
81/9

Wagner, C., A. El-Sadek and H.-J. Mechelke
The annealing characteristics of arsenic-implanted silicon investigated at low
temperatures
Phys. Status Solidi A64 (1981) 143

Wedell, R.
Total intensity of Kumakhov radiation of channeled positrons and electrons for high energy particles
Radiat. Eff. 56 (1981) 117

Wedell, R. and S. Ignatiev
Computer simulation of the dechanneling of axially channeled electrons in the single-string approximation
Radiat. Eff. 56 (1981) 61

Wedell, R. und K. Lenkeit
Die Bestimmung des Winkelgebietes des Überganges von der axialen zur planaren Kanalleitung (in russisch)
Trudy X. vse sojuznogo soveschaniya po fizike weaimodeistwiya zarjashennykh techastiz s monokristallami, Isdvo MGU, 5211 (1981)

Zimin, N.I., R. Wedell and O. Greschner
Theory of planar channelling of relativistic
Phys. Status Solidi B105 (1981) 257

8.1.8. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie

Reither, K., H.-D. Geiler, G. Götz and K. Herre
Defect structures after repeated laser annealing of thin amorphous layers in silicon
Proc. Int. Conf. on Radiation Physics of Semiconductors and Related Materials, Tbilisi 1980, 531

Dvurechensky, A.V., T.N. Mustafin, L.S. Smirnov, H.-D. Geiler, G. Götz and U. Jahn
Influence of the thickness of damaged layers on the migration of dopands during laser annealing in implanted silicon
Phys. Status Solidi A63 (1981) K203

Gruska, B. and G. Götz
Depth profiling of extended defects by RBS measurements
Phys. Status Solidi A67 (1981) 129

Götz, G., H.-D. Geiler, M. Wagner, K.-H. Heinig and H. Woittennek
Laser annealing of thin buried amorphous layers in silicon
Phys. Status Solidi A65 (1981) 677

Götz, G., E. Glaser, W. Wesch and N.A. Sobolev
Amorphization of silicon by ion bombardment
Proc. Int. Conf. on Radiation Physics of Semiconductors and Related Materials, Tbilisi 1980, 391

Karge, H., G. Götz, U. Jahn and S. Schmidt
Radiation damage and refractive index of ion-implanted LiNbO_3
Nucl. Instrum. Methods 182/183 (1981) 777

Karge, H.
Radiation damage in ionic crystals
Proc. Int. Conf. on Radiation Physics of Semiconductors and Related Materials, Tbilisi 1980, 574

Wesch, W., E. Glaser, G. Götz, H. Karge and R. Prager
Correlation between structural defects and optical properties in ion-implanted silicon
Phys. Status Solidi A65 (1981) 225

Wesch, W., G. Götz, H. Karge and R. Prager
Structural defects and optical properties in Si and GaAs
Proc. Int. Conf. on Radiation Physics of Semiconductors and Related Materials, Tbilisi 1980, 316

8.1.9. Bergakademie Freiberg, Sektion Physik, WB Angewandte Physik

Fritzech, E. und C. Pietzsch
Stannin ($\text{Cu}_2\text{FeSnS}_4$) - eine geeignete Substanz zur Geschwindigkeitskalibrierung von Mößbauer-Spektrometern?
Exp. Tech. Phys. 20 (1981) 145

Hlidek, P., M. Zvara, V. Prosser and S. Unterricker
Magneto-optical effects in the impurity spectral region of CdCr_2Se_4
J. Phys. **41** (1980) C5

Pietzsch, C., E. Fritzsche and H. Braun
The binding state of tin(IV)-arsenates and tin(IV)-phosphonates studied by
Mössbauer spectroscopy
Radiochem. Radioanal. Lett. **47** (1981) 243

Unterricker, S., P. Hlidek, M. Zvara and F. Schneider
PAC measurements of the $^{111}\text{In}(^{111}\text{Cd})$ hyperfine interaction in CdCr_2Se_4 and
 CdCr_2S_4
Phys. Status Solidi **B102** (1980) K27

Unterricker, S., F. Schneider und H. Zimmermann
Apparatur für Messungen mit der Methode "Zeitdifferentielle gestörte Winkelkor-
relationen TOPAC"
Experimentelle Methoden und wiss. Gerätebau 81/6, FSU Jena

Unterricker, S. and F. Schneider
Annealing behaviour of radiation damaged compound semiconductors studied by
perturbed angular correlations (TOPAC)
Int. Conf. on Defects in Insulating Crystals, Riga, May 18 - 23, 1981, Abstracts
of contributed papers, p. 77

8.2. DIPLOMARBEITEN

8.2.1. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

- Andreeff, M. Auswertung und Interpretation der kontinuierlichen Neu-
tronenstreuexperimente an ^{115}In im Einschubenergiebe-
reich $E_0 = 7 - 11 \text{ MeV}$
- Bauersfeld, J. Rechnerische und experimentelle Bestimmung der Nachweis-
effektivität eines Neutronendetektors (XP 2040, NE 213
im Energiegebiet 1 - 15 MeV
- Borwamm, F. Entwicklung und Aufbau eines CAMAC-Speichermoduls
- Brückner, U. Bestimmung der Lichtausbeutefunktion für Stilbenzintil-
latoren im Energiegebiet von 0.8 MeV bis 15 MeV
- Hergert, L. Programmsystem zur experimentellen Bestimmung der Effek-
tivität eines Neutronendetektors für Flugzeitexperimente
- Jacob, G. Konstruktive Überarbeitung eines Schaltregler-Hochspan-
nungsnetztes und Erprobung an einem Neutronengenera-
tor
- Philipp, H. Einschätzung des totalen Wirkungsquerschnitts des ela-
stischen Streuquerschnitts und des Einfangquerschnitts
für $^{28}\text{Si} + n$ und Darstellung der Kerndaten im Format
ENDF/B
- Pinkert, W. Aufbau einer 400-ns-Pulsungsvariante für den 150-kV-
Generator
- Wagner, A. Beiträge zur Automatisierung kernphysikalischer Experi-
mente durch weitere Vervollkommnung der geräte- und
programmtechnischen Systeme

8.2.2. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

- Brunau, H. Untersuchungen zur Auswertung energiedispersiver Rönt-
genspektren
- Grunert, J. Beiträge zur zerstörungsfreien Restruitenitbestimmung an
Kaltwalzenoberflächen mittels EDRS
- Janus, J. Aufbau und Erprobung eines Meßkopfes zur Untersuchung
thermoelektrisch gekühlter Halbleiterdetektoren für die
EDRS

- Merla, K. Alpha-spektrometrische Präzisionsbestimmung des Flächen-
gewichte von Spalttargete
- Möbius, H. Aufbau und experimentelle Erprobung eines Myone-Stop-
Teleskops
- Müller, F. Entwicklung eines vielseitig einsetzbaren Meß- und Aus-
werteverfahrens zur Bestimmung der Homogenität der Ver-
teilung einer Mischungskomponente in einer Matrix in
großflächigen Probekörpern
- Fausch, A. Herstellung und Untersuchung von implantierten und pas-
sivierten Si-Detektoren
- 8.2.3. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Theoretische Physik
- Schwengner, R. Teilchen-Loch-Anregungen in Schwerionenreaktionen
- 8.2.4. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik
- Borchert, B. Auswertung von Gammapektren mittels Kleinrechner
- Burska, W. und H. Oswald Untersuchung der Eigenschaften des Lademechanismus
eines als Schullehrmittel gefertigten Bandgenerator-
Modells des VEB Feinwerktechnik (Gemeinschaftsarbeit)
Preis der Sektion Physik 1981
- Lehnert, F. Oberflächennahe Tiefenprofilierung von Fluor in Zahn-
schmelz mit Hilfe der Reaktion $^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$
- 8.2.5. Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik, Bereich O6 - Atomstoßpro-
zesse der Festkörperphysik
- Lüttger, R. Ionometrische Untersuchungen am Goldkontakt auf GaP
- Pippig, R. Untersuchungen zur Entstehung von Strahlenschäden in
Silizium-Einkristallen
- Reckin, J. Untersuchungen zur Kontaktierung von p-GaP unter An-
wendung der Ionenimplantation
- Irscher, K. Zur Rekombinationswirksamkeit tiefer Energieniveaus in
Si- und GaAs_xF_{1-x}pn-Strukturen unter Verwendung der
Deep-Level-Transient Spectroscopy (DLTS)
- 8.2.6. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie
- Bergmann, P. Untersuchungen zum Einbauverhalten der Dopanden Arsen
und Antimon in Silicium nach cw-Laserbestrahlung
- Dittmar, A. Protoneninduzierte Röntgenstrahlungsemission (PIXE) -
Aufbau und Erprobung der physikalischen Meßmethoden
zur Element- und relativen Mengenanalyse
- Fasold, D. Aufbau und Erprobung eines Verfahrens zur Bestimmung
von Brechzahlprofilen in ionenimplantierten Schichten
über winkelabhängige Messungen des Reflexionskoeffi-
zienten
- Fasold, G. Experimentelle Untersuchungen zur Veränderung implan-
tierter Fremdatom-Verteilungen in Silicium bei beweg-
tem Interface unterschiedlicher Geschwindigkeit
- Kölzsch, B. Weiterentwicklung und Erprobung eines Bestrahlungskryo-
staten zur optischer Untersuchung von implantiertem GaAs
im Temperaturbereich 77 K bis 300 K
- Habelung, R. Untersuchungen zur Methode der Fotolumineszenz an
ionenimplantiertem und laserbeugtem Silicium

Schiernzig, U.

Bestimmung der Eigenschaften von He^+ -implantierten
Schichtwellenleitern in $LiNbO_3$

8.3. PROMOTIONEN A (Dr. rer. nat.)

8.3.1. Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

- | | | |
|-------------|------------|--|
| Will, E. | 22. 1.1981 | Kernstrukturuntersuchungen mit Methoden der
Gammaskopie und Phasenübergänge im
Atomkern
TU Dresden |
| Käubler, L. | 13.10.1981 | Kernstrukturuntersuchungen auf der Basis von
Messungen magnetischer Momente isomerer Kern-
zustände am Teilchenstrahl des Rossendorfer
Zyklotrons U-120
TU Dresden |
| Cruz, C. | 9.12.1981 | Phasenanalyse an eisenhaltigen Rückständen der
kubanischen Nickelproduktion
AdW |

8.3.2. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

- | | | |
|--------------|------------|---|
| Fötsch, H. | 20.11.1981 | Untersuchung der Neutronenstreuung an 24-Magne-
sium im Energiebereich zwischen 7 und 14 MeV |
| Weidhase, F. | 10. 4.1981 | Entwicklung elektronischer Geräte und Moduln
des Instrumentierungssystems CAMAC sowie deren
Anwendung in rechnergeführten Spaltquerschnitts-
messungen |

8.3.3. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

- | | | |
|-------------|------|--|
| Gaber, M. | 1981 | Beiträge zur transporttheoretischen Untersu-
chung der Tiefenverteilung der primären Ioni-
sationen in dicken Targete bei Bestrahlung mit
Elektronen aus dem Energiebereich unterhalb
30 keV |
| Le Chi Than | 1981 | Einsatz der Reaktion $(n,n'\gamma)$ in Kopplung mit
der Methode der zeitlich korrelierten assozi-
ierten Teilchen zur Untersuchung von Kernzu-
ständen und zur Bestimmung des Kohlenstoffs in
Braunkohle |

8.3.4. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

- | | | |
|------------------------------------|------------|--|
| Al-Khafaji, A. und
H.-E. Zschau | 21. 5.1981 | Lebensdauermessungen extrem kurzlebiger hochan-
geregter Atomkernzustände mittels Schatteneff-
ekt (Gemeinschaftsdissertation) |
|------------------------------------|------------|--|

8.3.5. Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik, Bereich 06 - Atomstoßpro-
zesse der Festkörperphysik

- | | | |
|-------------|------|--|
| Kreysch, G. | 1981 | Die Anwendung der protoneninduzierten Röntgen-
emission in Verbindung mit der Rutherford-Rück-
streuung zur Oberflächenanalyse von Halbleiter-
kristallen |
|-------------|------|--|

8.4. PROMOTIONEN B (Dr. sc. nat.)

8.4.1. Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

- | | | |
|----------------|------------|---|
| Kemnitz, P. | 22. 1.1981 | Kernstrukturuntersuchungen mit Methoden der
Gammaskopie und Phasenübergänge im Atom-
kern |
| Kissener, H.R. | 6.11.1981 | Multipolresonanzen in Reaktionen mit kleinem
Impulstransfer an 1p-Schalenkernen |

Reinhardt, H. 15.12.1981 Quantenfeldtheorie wechselwirkender Vielteilchensysteme zur semiklassischen Beschreibung von kollektiver Bewegung mit großer Amplitude

8.5. BERUFUNG

Herr Dr. sc. nat. Horst Soden wurde am 10.9.1981 zum Professor der Kernphysik an der AdW der DDR ernannt.

8.6. VORTRÄGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

8.6.1. Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Andreeff, A., E.A. Goremitshin, C. Griebmann, B. Lippold, W. Matz und T. Frauenheim

Issledovanije tonkoj strukturi osnovno multipleta iona Pr^{3+} v soedinjenijach $PrCu_5$ i $PrNi_2$ metodom neuprugovo rassejanija nejtronov
VII. Vsjesojusnoje soveshtshanije po ispolsovaniju rassejanija nejtronov v isledovanijach po fizike trjrdovo tipa, Sverdlovsk, 1. - 6.6.1981

Andreeff, A., E.A. Goremitshin, C. Griebmann, B. Lippold, W. Matz, E.M. Savitzki und O.D. Tschistjakov

Kristallitscheskoje polje v soedinjenije $PrCu_5$ s geksonalnoj strukturoj tipa $CaCu_5$
IV. Vsjesojusnoje soveshtshanije "Splavi redkich metallor s osobimi fizitscheskimi svojtstvami", UMET, ANSSSR, Moskva, 1. - 3.12.1980

Bartl, R., G. Franz, A. Kahn, L. Naumann und J. Schöneich

Die Messung der Targettemperatur und der Dosisinhomogenität bei der Ionenimplantation e)

Barz, H.W.

On the mechanism of pion production in heavy ion reactions d)

Betzl, M.

Stand und Perspektiven von Texturuntersuchungen in Dubna
Winterschule des Wissenschaftsbereiches Metall- u. Röntgenphysik der TU Dresden, Heitzdorf, 27. - 30.1.1981

Betzl, M.

Das Texturdiffraktometer für den IBR-2 b)

Betzl, M.

Neutronenstreuung am RFR
Abt. Konstruktion des Bereiches W, 22.9.1981

Boden, G.

Untersuchungen zur Ordnung und Struktur von röntgenamorphem SiO_2 mit Hilfe von Lumineszenzmessungen
Sektionskolloquium TH Merseburg, Sektion Chemie, 10.3.1981

Boden, G.

Untersuchung von Inhomogenitäten im Kieselglas mittels lokaler und integraler Lumineszenzmessung
13. Siliconf., Budapest, 1. - 5.6.1981

Boden, G., E. Hensel und W. Skorupa

Messung der Lumineszenzverteilung an dünnen SiO_2 -Schichten n)

Boden, G. und E. Hensel

Lokale Lumineszenzmessungen an dünnen SiO_2 -Schichten
2. Tagung Festkörperphysik, Rostock, 26. - 28.11.1980

Boden, G., J. Matthäi und M. Voelckow

Strukturelle Veränderungen an SiO_2 -Schichten nach Blitzlampeneinwirkung c)

Dienel, G.

Ionenimplantation in Metalle
Frühjahrschule ZfW, Hellendorf, April 1981

- Dienel, G.
Mechanisches Verhalten ionenimplantierter Metalloberflächen c)
- Dienel, G. und K. Hohmuth
Verschleißverhalten ionenimplantierter Hartstoffe k)
- Dienel, G., K. Hohmuth, A. Kolitsch, B. Rauschenbach und E. Richter
Eigenschaften von Metalloberflächen nach Ionenimplantation q)
- Dienel, G., K. Hohmuth, A. Kolitsch and E. Richter
The influence of ion implantation on the wear behaviour of cemented tungsten carbide e)
- Dienel, G., K. Hohmuth und C.P.O. Treutler
Veränderung mechanischer Eigenschaften von Metalloberflächen mit Hilfe der Ionenimplantation i)
- Dienel, G., K. Hohmuth and C.P.O. Treutler
Possibilities of the formation of carbides and borides by ion implantation
Int. Workshop on Ion Implantation, Bombay 1981
- Dienel, G., K. Hohmuth and C.P.O. Treutler
Formation of chemical compounds by ion implantation investigated on boron-, carbon-, iron-systems i)
- Dössing, T., H. Esbensen, L. Münchow and H. Schulz
On the charge equilibration in DIC l)
- Eichhorn, F.
Pendelinterferenzen perfekter Kristalle im Neutronenstrahl b)
- Eschrig, H. und L. Weiß
Die Anwendung von Neutronen zur Untersuchung von Kristallgitterschwingungen
Koll. d. Klasse Physik d. AdW, Berlin, 10.4.1980
- Feldmann, K.
Texturanalyse mit inversen Polfiguren b)
- Feldmann, K., A. Andreeff, M. Betzl, K. Hennig, K. Kleinstück, W. Matz and K. Walther
Quantitative texture analysis by neutron time-of-flight method f)
- Feldmann, K. und W. Matz
Texturexperimente am Impulsreaktor in Dubna
Rundtischgespräch der AG Texturen der VfK "Neue Ergebnisse der Texturforschung",
ZFW Dresden, 28.5.1981
- Fromm, W.D.
Automation of experiments in nuclear spectroscopy by means of CAMAC-equipment u)
- Fromm, W.D.
Experimentautomatisierung mit Hilfe von CAMAC-Instrumentierungen v)
- Fromm, W.D.
Vielparameterregistrierung und Ergebnisdarstellung unter Verwendung eines Farbdisplays v)
- Frauendorf, S.
Yrastspektroskopie
Seminarvortrag, LTF, VIK Dubna, 1981
- Frauendorf, S.
Rotierende Quasiteilchen
Seminarvortrag, Tulane Universität New Orleans, 1981
- Frauendorf, S.
Das rotierende Schalenmodell
Hauptvorlesung l)
- Frauendorf, S.
Diabatische und adiabatische rotierende Quasiteilchen
Seminarvortrag, Universitäten Manchester und Liverpool, 1981

Frauendorf, S.
Rotationalignment in Aktiniden
Seminarvortrag, Vanderbilt Universität Nashville, 1981

Frauendorf, S.
Rotierende Quasiteilchen
Seminarvortrag, Rutgers Universität New Brunewick, 1981

Frauendorf, S.
Das Cranked-Schalenmodell
Universität Tennessee Knoxville, 1981

Frauendorf, S.
Anfängervorlesung Quantenmechanik
Universität Tennessee Knoxville, 1981

Funke, L.
Application of the cranked shell model for soft nuclei ^{a)}

Funke, L.
Can the cranked shell model be applied for transitional nuclei? ^{d)}

Funke, L.
Investigation of few-particle excitations in mass 80 transitional nuclei ^{d)}

Funke, L.
Investigation of few-particle excitations in transitional nuclei around mass 80
Seminarvortrag, Zentralinstitut für Physik, Bukarest, 13.6.1981

Funke, L.
Influence of quasiparticle excitations on collective properties of transitional
nuclei in the $A \approx 80$ mass region
Seminarvortrag, CSNSM Orsay, 4.12.1981

Funke, L.
Nuclear spectroscopy in the mass 80 transitional region
Seminarvortrag, Physikalisch-Technisches Institut "Joffe", Leningrad, 15.10.1981

Gersch, H.-U.
Protonenmikrosonden im MeV-Gebiet ^{m)}

Gersch, H.-U.
Ionenmikrosonden im MeV-Gebiet ⁿ⁾

Gessner, Th. und B. Schmidt
Möglichkeiten der Anwendung von neutronendotiertem Silizium zur Herstellung von
Halbleiterdetektoren ^{o)}

Gippner, P.
Nachweis von Fluor und Wasserstoff mit Hilfe von Kernreaktionen ^{c)}

Gippner, P.
Ioneninduzierte Röntgenstrahlung und ihre Eigenschaften (Teil I/II) ^{x)}

Gippner, P.
Nachweis von Fluor und Wasserstoff in Festkörpern mit Hilfe von Kernreaktionen
Seminarvortrag, ZFI Leipzig, 24.9.1981

Gippner, P., C. Bauer, C. Heiser and W. Rudolph
Detection of fluorine and hydrogen in solids by means of nuclear reactions ^{e)}

Gippner, P., C. Bauer, R. Mann und W. Rudolph
Protoneninduzierte Röntgenemission und deren Anwendung für die Analyse ober-
flächennaher Bereiche von Festkörpern
Arbeitstagung der Gruppe "Grenzflächen und dünne Schichten" der Gesellschaft
für geologische Wiss. der DDR, Rossendorf, 18.2.1981

Gippner, P., C. Bauer, C. Heiser und W. Rudolph
Nachweis von Fluor und Wasserstoff in Festkörpern mit Hilfe von Kernreaktionen
IV. Tagung über Anwendung neuer kernphysikalischer Methoden für die Lösung wis-
senschaftlich-technischer und volkswirtschaftlicher Probleme, Dubna,
20. - 23.10.1981

- Grötzschel, R.
Untersuchung dünner Schichten mittels Rutherford-Rückstreuung ^{m)}
- Guratzsch, H.
The determination of the neutron-neutron-effect range from the quasi-free scattering ${}^2\text{H}(n,nn)p$ at 25 MeV
Seminarvortrag, UJF Rež, September 1981
- Heinig, K.-H.
Nichtkonventionelle Ausheilung - Stand und Perspektiven
Wiss. Rat des ZfK, 3.11.1980
- Heinig, K.-H.
Störstellenbänder in stark dotierten Halbleitern
Komplexseminar Mikroelektronik, Rossendorf, 6.11.1980
- Heinig, K.-H.
Ausheilen von Strukturdefekten durch Laser und andere Methoden: Neue Erkenntnisse und ihre Konsequenzen
Vortrag vor dem Wiss. Rat Mikroelektronik, Berlin, 25.2.1981
- Heinig, K.-H. c)
Keimschmelzen
- Heinig, K.-H.
Lichtimpulsausheilung und erste Anwendungen ^{c)}
- Heinig, K.-H.
Mechanismen und Methoden der nichtkonventionellen Ausheilung von Strahlenschäden ^{x)}
- Heinig, K.-H. and H. Woittennek
Annealing behaviour and stresses in ion implanted silicon wafers during flash illumination ^{e)}
- Heinig, K.-H., K. Hohmuth, R. Kläber, M. Voelskow and H. Woittennek
Flash lamp annealing of ion implanted silicon
Int. Workshop on Ion Implantation, Bombay 1981
- Hennig, K.
Ausgewählte Beiträge der Neutronenstreuung zum mikroskopischen Verständnis von Werkstoffeigenschaften
25 Jahre ZfK, 21.1.1981
- Hennig, K.
Korrektur von Texturdaten mittels Schwächungspolfigur ^{b)}
- Hennig, K.
Schwächungskorrektur bei der Neutronenbeugung
Winterschule TU, Exp. Festkörperphysik, Hetzdorf, 27. - 30.1.1981
- Hennig, K.
Weitere Entwicklung der Festkörperphysik im LNF und deren Bemühungen zu entsprechenden Vorhaben in der DDR
DDR-Prognosekommission, VIK Dubna, 9.4.1981
- Hennig, K.
Strukturuntersuchung mit Neutronenbeugung ^{p)}
- Hennig, K.
Untersuchungen mittels Neutronenbeugung
Instituteskolloquium, MLU Halle, 12.11.1981
- Hennig, K.
Neutronenstreuung und ihre Anwendung auf Werkstoffuntersuchungen
Inst. f. Angewandte Kernphysik, Karlsruhe, 2.12.1981
- Hennig, K., M. Betzl, A. Mücklich und E. Wieser
Magnetische Textur ^{p)}
- Hennig, H.P., I. Ebert, G. Boden, J. Jedamowski, H. Geißler und U. Steinike
Einfluß der Röntgenbestrahlung auf mechanisch bearbeiteten Quarz
8. Symp. für Mechanoemission und Mechanochemie fester Stoffe, Tallin, 1.4.1981

Hennig, K., K.-E. Henner, K. Kleinstück, P. Klimanek und A. Mücklich
Neutron-diffraction studies of textures due to high-temperature thermomechanical treatment (HIMT) of steel f)

Hennig, K., P. Klimanek and A. Mücklich
Neutron diffraction studies of texture changes due to cold-rolling of two-phase stainless steel X5CrNiTi26.6 f)

Hennig, K., A. Mücklich and M. Betzl
Attenuation pole figure and correlation formulae for the parallel-sided plate f)

Hennig, K., E. Wieser, M. Betzl, K. Feldmann and A. Mücklich
Magnetic texture f)

Hensel, E., U. Kreissig und W. Skorupa
Erzeugung von Isolatorschichten durch Ionenimplantation h)

Henner, K.-E., P. Klimanek und A. Mücklich
Texturuntersuchungen bei der HTMB von Stahl p)

Hoffmann, W. und M.T. Pham
Chemisch sensitive Halbleiterbauelemente als chemische Sensoren (Wirkprinzip und Anwendungsgebiete)
KDT (Theorie und Anwendung ionenselektiver Elektroden), KMU Leipzig,
14.6. - 19.6.1981

Hohmuth, K.
Oberflächenanalyse mit hochenergetischen Ionenstrahlen
Kolloquium, Sektion Physik der TH Karl-Marx-Stadt, 29.4.1981

Hohmuth, K., R. Roß und A. Zetzsch
Dotierung von Halbleitermaterial durch Neutronenbestrahlung
Jahreshaupttagung der Phys. Gesellschaft der DDR, Leipzig 1981

Hohmuth, K.
Nachweis leichter Elemente mittels Kernreaktionen
Kolloquium, -Sektion Physik der KMU Leipzig, 17.11.1981

Hoppe, U.
Strukturuntersuchung mit thermischen Neutronen an Kadmiumsulfatlösung
Flüssigkeitstagung, Rostock, 1. - 3.2.1981

Hoppe, U.
Korrektur und Auswertung von Neutronenstrukturen flüssiger Proben
Forschungsbelegverteidigung, Rostock, 26.6.1980

Hoyer, W., B. Kunsch und E. Wieser
Strukturuntersuchungen an $Se_{1-x}Te_x$ -Schmelzen mittels Neutronenstreuung und Röntgenbeugung b)

Iwe, H.
Reaktionen mit relativistischen schweren Ionen
Phys. Kolloquium der TU Dresden, Sektion Physik, 9.6.1981

Iwe, H.
Reactions with relativistic heavy ions in the framework of the cascade model
Seminarvortrag, KFKI Budapest, 23.6.1981

Kajcsos, Zs., G. Brauer, L. Marczis and Cs. Szeles
Structural study of metallic glasses by positron annihilation
14. Gesamtpoln. Seminar über Positronenannihilation, Karpacz, 1. - 6.6.1981

Kaun, K.H.
QCD of strong fields: Status of positron experiments, double nuclear systems with $Z = 184$
II. Workshop über Schwerionenreaktionen, Dresden, 2.12.1981

Kaun, K.H.
Quantenelektrodynamik starker Felder
Institutskolloquium, ZfK Rossendorf, 3.12.1981

Kemnitz, P.
Spectroscopy of quasicontinuum γ -rays: E-E correlations e)

Kissener, H.R.

Existiert im Tritium- β -Spektrum ein Schwelleneffekt infolge der Verzweigung des Zerfalls zu angeregten Zuständen des Atomsystems?
LTF, VIK Dubna, 4.12.1980

Kissener, H.R.

Photoreaktionen an leichten Kernen
Kernforschungsinstitut (NIIJaF) der MGU, Moskau, 8.12.1980

Klabes, R.

Die nichtkonventionelle Ausheilung von Strahlenschäden durch Laser-, Elektron- und Blitzlampenstrahlung
Mittwoch-Kolloquium der Phys. Ges. d. DDR, Berlin, 30.9.1981

Klabes, R.

Die nichtkonventionelle Ausheilung von Strahlenschäden durch Laser-, Elektronen- und Blitzlampenstrahlung
Seminarvortrag HU Berlin, Sektion Physik, 14.10.1981

Klabes, R.

Hochgeschwindigkeits-Elektronenstrahltechnik zur Ausheilung von Ionenimplantierten Halbleitern e)

Klabes, R., J. Matthäi, A. Schmidt, M. Voelskow, J. Erben, W. Scharff and Ch. Weißmantel

Si-Graphoepitaxie using flash lamp illumination e)

Klemm, P., D. Schläfer, M. Betzl and K. Hennig

An investigation to some effects of textures on magnetic properties of electro-technical sheets f)

Klimanek, P. und A. Mücklich

Neutronographische Texturuntersuchungen zur Kaltverformung von Mikroduplexgefügen von zweiphasigem Cr-Ni-Stahl P)

Kreißig, U., E. Hensel and W. Skorupa

Formation of SiO_2 - and Si_3N_4 -layers by ion implantation q)

Kreißig, U., E. Hensel and W. Skorupa

Formation of SiO_2 surface layers by means of high dose oxygen implantation in silicon e)

Kreißig, U., E. Hensel and W. Skorupa

Formation of SiO_2 - and Si_3N_4 -layers by ion implantation e)

Küchler, R. und E. Richter

Ultraschalluntersuchungen an chemisch verfestigten Glasoberflächen
5. Rundtischgespräch über Glasoberflächen, Merseburg, 28.5.1981

Küchler, R. und E. Richter

Charakterisierung chemisch verspannter Glasoberflächen mittels Ultraschallwellen
Kolloquium der MLU Halle, Sektion Physik, 30.7.1981

Kühn, B.

Exp. investigation of the neutron-neutron interaction a)

Kühn, B.

Die experimentelle Untersuchung der Neutron-Neutron-Wechselwirkung
Kolloquiumsvorträge Universität Frankfurt/Main, Januar 1981; Kernforschungszentrum Karlsruhe, Februar 1981; Wiss. Rat des VIK Dubna, Mai 1981

Matthies, S.

Gegenwärtiger Stand und offene Fragen in der Geisterproblematik der mathematischen Texturanalyse b)

Matthies, S.

Geisterproblematik bei Texturuntersuchungen
Winterschule TU Dresden, Exp. Festkörperphysik, Hetzdorf, 27. - 30.1.1981

Matthies, S.

General problems in reproducing the ODF from pole figures f)

Matthies, S.
Geisterphänomene in der mathematischen Texturanalyse
Dresdner Seminar für theoretische Physik, 3.6.1981

Matthies, S.
Zur Aussagefähigkeit und zum Auflösungsvermögen reproduzierter OVFs
Universität Metz, 25.6.1981

Matthies, S.
Geisterkorrektur und erreichbares Auflösungsvermögen in reproduzierten OVFs
Universität Aachen, 28.6.1981

Metz, W.
Bericht über Konferenz "Amorphe Systeme mit nuklearen Methoden untersucht"
AG "Amorphe Stoffe", ZFW Dresden, 19.10.1981

May, F.-R.
Quasiteilchenstruktur von Yrastspektren schwerer seltener Erden
GSI Darmstadt, 3.12.1980

May, F.-R.
Quasiteilchenstruktur von Yrastspektren schwerer seltener Erden
TH Darmstadt, 10.12.1980

May, F.-R.
Kernformen und Spinalignment rotierender extrem neutronenarmer Kerne der Blei-
Gegend
Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 26.11.1980

May, F.-R.
The cranked shell model and back bending phenomena ^{a)}

May, F.-R.
Das Verhalten des Atomkerns bei hohen Drehimpulsen
TU Dresden, Sektion Physik, Vorlesungen Studienjahr 1980/81

Mende, G., H. Beulich, J. Hüller and R. Roß
The influence of ion implantation on the chemical behaviour of Si ^{e)}

Mende, G., K.-D. Butter, R. Grötzschel, J. Finster, G. Küster, B. Schmidt,
N. Sieber und H. Syhre
Anodische SiO₂-Schichten auf Si-Eigenschaften und Anwendung ^{g)}

Mende, G., R. Roß, H. Beulich und J. Hüller
Der Einfluß der Ionenimplantation auf das chemische Verhalten von Si, SiO₂ und
Si₃N₄ ^{e)}

Mende, G. und B. Schmidt
Über einige technologische Fragen bei der Herstellung von Halbleiterdetektoren
Novosibirsk, September 1981

Möller, K.
Resonances in the three nucleon system ^{a)}

Möller, K.
Investigation of resonances in the three neutron system
Symp. on Mesons and Light Nuclei, Liblice, 1. - 4.6.1981

Morgenstern, H.
Physikalische Grundlagen der Ausgleichsspektroskopie tiefer Störstellen (DLTS)
und Möglichkeiten der meßtechnischen Bestimmung ihrer Eigenschaften
TH Karl-Marx-Stadt, Sektion Physik, Elektr. Bauelemente, 30.11.1981

Mösner, J.
The measurement of the total cross section of the capture reaction $H(n,d)_\gamma$ at
 $E_n = 25$ MeV
Seminarvortrag, UJF Rež, September 1981

Mücklich, A.
Magnetische Polfiguren
Rundtischgespräch der AG Texturen der Vfk "Neue Ergebnisse der Texturforschung",
ZFW Dresden, 28.5.1981

- Mücklich, A.
Zur Korrektur experimenteller Polfiguren
Rundtischgespräch der AG Texturen der Vfk "Neue Ergebnisse der Texturforschung",
ZFW Dresden, 28.5.1981
- Mücklich, A., K. Hennig und E. Wieser
Magnetische Textur f)
- Mücklich, A., S. Matthies and K. Hennig f)
Fibre texture studies and ghost phenomena f)
- Münchow, L.
Mass- and charge transfer reactions a)
- Naumann, L. und A. Kahn
Erste experimentelle Ergebnisse zu einer Laserionenquelle c)
- Prade, H.
Investigation of odd-mass $N = 82$ nuclei in the framework of the shell model a)
- Prade, H.
In-beam investigations of the $N = 82$ nucleus ^{141}Pr
Alliionskonferenz, Samarkand, 14.4.1981
- Prade, H.
In-beam investigations of ^{143}Pm and ^{141}Pr
Institutsseminar, ATOMKI Debrecen, 15.10.1981
- Prokert, F.
Ferroelektrika und Ferroelastika als Objekt der Neutronenstreuung b)
- Prokert, F.
Untersuchung struktureller Phasenübergänge mittels Neutronenstreuung
9. Frühjahrschule Ferroelektrizität, Roßla, 6. - 10.4.1981
- Rauschenbach, B.
Elektronenmikroskopische Untersuchungen amorpher Metall/Metalloidverbindungen
nach Ionenimplantation
10. Tagung Elektronenmikroskopie, Leipzig 1981
- Rauschenbach, B.
Amorphe Metall/Metalloid-Verbindungen c)
- Rauschenbach, B.
Untersuchung metastabiler metallischer Phasen nach Ionenimplantation 1)
- Rauschenbach, B. und K. Hohmuth
Ionenimplantation und amorphe Metalle r)
- Rauschenbach, B., A. Kolitsch, E. Richter und K. Hohmuth
Bildung von Hartstoffphasen in Titan durch Implantation von Bor, Kohlenstoff
und Stickstoff k)
- Rauschenbach, B., A. Kolitsch und E. Richter
Amorphe Metall/Metalloid-Verbindungen nach Ionenimplantation r)
- Rauschenbach, B., A. Kolitsch, E. Richter und K. Hohmuth
Investigations of metal-metalloid alloys prepared by ion implantation e)
- Rauschenbach, B., E. Richter und K. Hohmuth
Verbindungsbildung in Eisen und Titan nach Stickstoffimplantation
10. Planseseminar, Reutte, 1. - 6.9.1981
- Reuther, H.
Thermotransport in Silikatgläsern
Bereichskolloquium ZIAC Berlin, 14.4.1981
- Reuther, H., R. Kluge und W. Podlesak
Anwendung der neutroneninduzierten Autoradiografie zur Bestimmung der Borver-
teilung in Pflanzenorganen
12. Int. Symp. "Autoradiographie", Munkacsy, 24. - 26.5.1981

Richter, E. und A. Kolitsch
Radioaktive Gläser
Kolloquium SAAS, Außenstelle Lohmen, Dezember 1980

Roß, R.
Die friedliche Anwendung der Kernenergie
Gasthaus Steinach, 8.5.1981

Roß, R.
Die friedliche Anwendung der Kernenergie
URANIA-Vortrag, IS Sonneberg, 8.5.1981

Rotter, I.
Ladungsabhängigkeit der Kernkräfte
Seminarvortrag, 1. Philipps-Universität Marburg, 8.10.1981

Rotter, I.
Berechnung von Teilchen-Zerfalls-Breiten
Seminarvortrag, Gesamthochschule-Universität Siegen, 16.10.1981

Rotter, I.
Unitarity of the S-matrix and resonance phenomena in nuclear reaction cross sections
Invited talk at the Int. Workshop on Resonances in Heavy Ion Collisions, Bad Honnef, 12. - 15.10.1981

Rotter, I.
Probleme bei der Untersuchung von Riesenresonanzen
Seminarvortrag, Universität Erlangen, 21.10.1981

Rudolph, W.
Untersuchung von Festkörpern mittels Kernreaktionen ^{m)}

Rudolph, W.
The investigation of solids by light charged particle with energies in the MeV region
IAEA-Studiendelegation, ZfK Rossendorf, 13.5.1981

Rudolph, W., C. Bauer, P. Gippner and K. Hohmuth
Detection of carbon contaminations by means of the $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaction
5. Int. Conf. on "Ion beam analysis", Sydney, 16. - 20.2.1981

Rudolph, W., C. Bauer, P. Gippner and C. Heiser
Depth profiles using the $^{19}\text{F}(p,p'\gamma)$ reaction
Int. Konf. über "Mikroanalyse mit Teilchenbeschleunigern", Namur, 8. - 10.9.1981

Rudolph, W., C. Bauer, P. Gippner and C. Heiser
The detection of carbon and oxygen by means of $(d,p\gamma)$ reactions ^{e)}

Sieber, N. und H. Syhre
Zur Verbesserung der Strahlenresistenz von SiO_2 durch Ionenimplantation ^{h)}

Skorupa, W., U. Kreißig, und E. Hensel
Zur Erzeugung von SiO_2 - und Si_3N_4 -Schichten durch Ionenimplantation ^{c)}

Stary, F.
Nuclear physics experiments performed with the Rossendorf cyclotron and tandem accelerator
IAEA Studenttour, ZfK Rossendorf, 13.5.1981

Sodan, H.
Fast charged particles from heavy ion reactions ^{a)}

Syhre, H. und N. Sieber
SIMS-Untersuchungen ionenimplantierter Al-SiO_2 -Si-Strukturen ¹⁾

Schild, L.
KWS an Stahlproben ^{b)}

Schmidt, B. und G. Dünnebier
Spezielle optische Strahlungsempfänger ^{h)}

Schmidt, A., R. Klages und J. Matthäi
Ausheilung von Ionenimplantationsbedingten Strahlenschäden in Halbleitern durch
nichtkonventionelle Methoden
Barkhausenehrung, Dresden, 2. - 4.12.1981

Schmidt, B. und G. Mende
Halbleiterdetektoren und ihre Herstellung im Prozeß der Planartechnologie ^{o)}

Schubert, A., K.E. Heneger, P. Klimanek und A. Mücklich
Beziehungen zwischen der Textur und dem Elastizitätsmodul von Federstahl ^{p)}

Schulz, H.
Charge transfer in heavy ion reactions ^{a)}

Schulz, H.
Charge equilibration in DIC
GSI, Darmstadt, Februar 1981

Schulz, H.
Exact soluble TDH-model
ILL, Grenoble, März 1981

Schulz, H.
Charge equilibration in DIC ^{l)}

Schöneich, J., A. Kahn, L. Naumann, G. Franz und J. Altmann
Probleme bei der Dosisbestimmung und Hochtemperaturimplantation ^{c)}

Schöneich, J.
Die Implantationsanlage Maciek 2 im ZfK
Seminarvortrag, FSU Jena, Mai 1981

Schöneich, J.
Funktionsweise, Möglichkeiten und wiss.-techn. Niveau der polnischen Implan-
tationsanlage Maciek 2 ^{j)}

Tesch, S.
Mechanism of hadron-nucleus interaction at medium energies ^{a)}

Tesch, S.
Müoninduzierte Kernfusion
Kernwissenschaftliches Kolloquium der TU Dresden, 17.3.1981

Urwank, P.
Temperaturabhängigkeit der Stonerichten in Fe_3Al ^{b)}

Voelskow, M., R. Klages, J. Matthäi und H. Syhre
Lichtblitzausheilung von Strahlenschäden in Silizium ^{e)}

Walther, K., M. Betzl, K. Feldmann und Ch. Schuricht
Texturuntersuchungen an hexagonalen Materialien
15. Jahrestagung der VfK, Leipzig, 28. - 30.10. 1980

Walther, K. and K. Hennig
Charts for analysing crystallite orientation distribution function plots for
hexagonal materials (Zn) ^{f)}

Walther, K., D. Hinz and K. Hennig
Texture investigation of pressed and sintered ZnO-powder by neutron diffraction ^{f)}

Walther, K. und D. Hinz
Texturuntersuchung von gepreßtem und gesintertem ZnO-Pulver mit Hilfe der Neu-
tronendiffraktion ^{p)}

Weiß, L.
Bestimmung magnetischer Momente mittels Neutronenstreuung
Hochschule für Verkehrswesen "F. List", Wissenschaftsbereich Physik, Dresden,
10.3.1981

Weiß, L.
Gitterdynamik von A-15-Verbindungen (Cr_3Si) und Kohnanomalien (Cu) ^{b)}

- Weiß, L.
Gitterdynamik des Cr_2Si
Bereichsverteidigung Forschungsbericht G4, 11.11.1981
- Weiß, L.
Quasielastische Neutronenstreuung zur Untersuchung von Diffusionsbewegungen in Festkörpern und Flüssigkeiten
VIII. Herbstschule "Theoretische und exp. Methoden der Molekülphysik", KMU Leipzig, 16. - 20.11.1981; Rohrbach, 17.11.1981
- Wieser, E., G. Krabbes und E.J. Terukov
Nachweis der Mehrphasigkeit im metastabilen Gebiet bei Phasenübergängen in $\text{Co}_{1-y}\text{Fe}_y\text{S}$ durch Mößbauerspektroskopie P)
- Wieser, E.
Neutronographische Untersuchungen an amorphen Legierungen
Winterschule TU Dresden, Exp. Festkörperphysik, Hetzdorf, 27. - 30.1.1981
- Winter, G.
Determination of ps-lifetimes with Dopplershift methods ^{a)}
- Winter, G.
Quasiparticle excitations in nuclei around mass number 80
XXXI. Allunionskonferenz über Kernphysik, Samarkand, 14. - 16.4.1981
- Woittennek, H. and K.H. Heinig
Diffusion and segregation of implanted ions during liquid-phase laser annealing ^{e)}
- Woittennek, H. und K.-H. Heinig
Ausheilung von Strahlenschäden mit nichtkohärentem Licht
7. Arbeitstagung Ionenimplantation, Neustadt/Renneteig, 1. - 3.12.1980
- Wünsch, R. ^{a)}
Hyper nuclei ^{a)}
- Wünsch, R.
Hypernuclei described in the continuum shell-model
Symposium über "Mesonen und leichte Kerne", Liblice bei Prag, 1. - 4.6.1981
- B.6.2. Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G
- Becher, W.
Auf der Grundlage eines Systems von Bauelementen realisierte etabilisierte Hochspannungserzeuger mittlerer Leistung ^{b)}
- Curian, H.
Lichtleiterübertragungssysteme zur Steuerung und Messung an der Ionenquelle MISS-4 ^{b)}
- Friedrich, M.
Die ionenoptischen Untersuchungen zur Beschleunigung schwerer Ionen am EGP-10-1 ^{b)}
- Fülle, R.
Informationsrestaurierung im physikalischen Experiment ^{t)}
- Fülle, R., B. Hartmann, S. Hiekmann und G. Pietzsch
Automatic energy variation at the tandem accelerator by means of a distributed intelligence computer system ^{u)}
- Fülle, R.
Elektronische Datenverarbeitung für Physiker
Vorlesungen und Übungen, TU Dresden, Sektion 5, 1981
- Günzel, R.
Verbesserung der Strahltransmission am EGP-10-1 ^{b)}
- Günzel, R.
Eine Möglichkeit zur Senkung des Feldfaktors in Van-de-Graaff-Beschleunigern ^{b)}
- Hartmann, B.
Energievariation am Tandem-Generator EGP-10-1 mittels TPA1 und MPS 4944 ^{v)}

- Hartmann, B., S. Hiekmann und G. Pietzsch
Einsatz eines nichthierarchischen Mehrrechnersystems zur automatischen Prozessführung t)
- Hentschel, R.
Ein neues Fokussiersystem für die HF-Quelle des Rossendorfer Zr-Nv-Van-de-Graaff-Generators s)
- Hiekmann, S., R. Fülle und F. Weidhase
Erste Erfahrungen mit einem flexiblen Mehrrechnersystem t)
- Hiekmann, S. und R. Fülle
Steuerungssystem mit verteilter Intelligenz s)
- Hiekmann, S., W.-J. Linnemann und G. Pietzsch
Minimierung der Strahlverluste im Injektortrakt eines Elektronenzyklotrons u)
- Hiekmann, S.
Einsatz eines Prozessrechnersystems mit verteilter Intelligenz zur Leistungsvariation und Ausgabe handlungsbedeutender Prozessinformationen am Tandem-Generator s)
- Hiekmann, S.
Bericht über den Einsatz des Prozessrechnersystems mit verteilter Intelligenz
Methodisches Institutseminar, ZfK Rossendorf, 19.11.1981
- Hiekmann, S.
Merkmale eines Prozessrechnersystems mit verteilter Intelligenz und nicht-hierarchischer Struktur v)
- Linnemann, W.-J.
Echtzeitverarbeitung bei Rechnersystemen mit paritätisch verteilten Betriebssystemen t)
- Linnemann, W.-J.
Beispiel für die Software zur Kopplung von Klein- und Mikrorechner mittels CAMAC-Link 1470/1471 v)
- Matthee, H.
Miniature sputter source "MISS-4"
3. Int. Tandemkonferenz, Oak Ridge, 13.4.1981
- Matthee, H.
Die Quellenentwicklung in der Abteilung ESB s)
- Odrich, H.
Isotopenproduktion am Zyklotron U-120
Frühjahrschule Bereich RI, Thürndorf, 1.4.1981
- Pietzsch, G.
Einsatz eines nichthierarchischen Mehrrechnersystems als "Hilfsoperator" t)
- Pietzsch, G.
Mikrorechnereinsatz am Tandem-Generator EGP-10-1 v)
- Preusche, St.
Vorbereitend für Zyklotron-Ionenquellen
Jugendkonferenz der ZMM, Leipzig, 17.11.1981
- Richter, E.
Status of isotope production at the Rossendorf cyclotron
18. European Cyclotron Progress Meeting, Louvain la Neuve, 26.3.1981
- Richter, E.
The particle accelerators at the Central Institute for Nuclear Research, Rossendorf
IAEA-Studientour, Rossendorf, 12.5.1981
- Turuc, S.
Betriebsbericht zu den elektrostatischen Beschleunigern s)

8.6.3. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Gaber, M.

Ein MONTE-CARLO-Programm zur Berechnung der Tiefverteilung der primären Ionisationen in dicken Targeten ^{a)}

Geßner, T.

Die Möglichkeiten der Anwendung von neutronendotiertem Silizium für die Herstellung von Halbleiterdetektoren ^{b)}

Irmer, K.

Anwendung kernphysikalischer Methoden in der Analysentechnik
Festkolloquium der TU Dresden, 15.9.1981

Irmer, K.

Spezielle Probleme bei der industriellen Anwendung von Kernstrahlung
Kammer der Technik, Dresden, 27.10.1981

Irmer, K.

Wechselwirkung zwischen Strahlung und Stoff und industrielle Anwendung von Neutronenstrahlen
Kammer der Technik, Dresden, 24.11.1981

Musiol, G.

25 Jahre VIK Dubna
Schulntagung der Physikalischen Gesellschaft der DDR, 8.2.1981

Musiol, G.

Kopplung der Methode der assoziierten Teilchen und der Reaktion (n,n') zum Nachweis von Kohlenstoff in Braunkohle
31. Allunionskonferenz über Kernspektroskopie und Struktur des Atomkerns,
Samarkand, 14. - 16.4.1981

Musiol, G.

Volkswirtschaft und angewandte Kernphysik
Festkolloquium aus Anlaß des 25. Jahrestages der Gründung der Fakultät für Kerntechnik an der TH Dresden, 29.11.1980

Schiekel, M., K. Irmer und A. Barthel

Elementgehaltsbestimmung in Braunkohle mit energiedispersiver Röntgenfluoreszenzanalyse
AG Braunkohle, Leipzig, 14.10.1981

Schiekel, M., B. Ullrich, P. Jugelt und J. Heckel

Energiedispersive Elektronenstrahlmikroanalyse mit dem Spektrometer BP 3000 ^{m)}

8.6.4. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Grimm, W.

Automatical control of measurements in nuclear physics of the Technical University Dresden
4th Summerschool on Computing Techniques in Physics, Stere Leona (CSSR),
19. - 28.5.1981

Hermendorf, D.

Evaluation of neutron nuclear data-tasks, methods and results
Neutronenkomitee, VIK Dubna, 3. - 9.4.1981

Hiekmann, S., R. Fülle und F. Weidhase,

Erste Erfahrungen mit einem flexiblen Mehrrechnersystem ^{t)}

Meister, A., D. Pabst, L.B. Pikelner and K. Seidel

Mean square radius change of the ²³⁸U nucleus at slow neutron capture ^{w)}

Meister, A., D. Pabst, L.B. Pikelner, W. Pilz, D. Seeliger, K. Seidel and R. Tschammer

Differences in the Doppler broadening of neutron resonances in crystals and gas studied at the 6.7 eV resonance of ²³⁸U
IAEA-Consultants Meeting on Uranium and Plutonium Resonance Parameters, Wien, September 1981

Pöthig, J.
Einsetzmöglichkeiten und typische Anwendungsfälle des manuell und extern steuerbaren Cratecontrollers 3312
Frühjahrschule Bereich G, ZfK Rossendorf, Cunewalde, 2. - 6.3.1981

Seidel, K., A. Meister, D. Pabat und L.B. Piskuner
Der U-Unterschied der mittleren Radienquadrate des Kernes ^{239}U in Grund- und in Comptonkernzuständen
VIK Dresden, 1981

Weidhase, F.
Die Berechnung der optimalen Blocklänge für schnelle Datenübertragungen unter Störeinfluß
Frühjahrschule Bereich G, ZfK Rossendorf, Cunewalde, 2. - 6.3.1981

Weidhase, F.
Die Erhöhung der Datenübertragungsgeschwindigkeit durch Parallelschaltung mehrerer Datenquellen und -senken bei einer Rechnerkopplung mittels CAMAC-Link-Moduln Typ 1471
Frühjahrschule Bereich G, ZfK Rossendorf, Cunewalde, 2. - 6.3.1981

Weidhase, F. und J. Pöthig
Die Kopplung von Mikrorechnern für die kernphysikalische Meßwertfassung und Steuerung eines Kaskadengenerators t)

E.6.5. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Theoretische Physik

Reif, R.
Break-up channels in heavy-ion reactions
II. Workshop über Schwerionenreaktionen, Dresden, Dezember 1981

Schmidt, R.
Microscopic description of energy-damping in heavy-ion collisions
II. Workshop über Schwerionenreaktionen, Dresden, Dezember 1981

Teichert, J.
Bombarding energy and shell structure dependence of the mass transport in the U+U collision w)

Teichert, J.
Mass transport in deep inelastic collisions a)

Teichert, J.
Shell effects in mass transport in heavy-ion collisions
II. Workshop über Schwerionenreaktionen, Dresden, Dezember 1981

8.6.6. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Aecherson, C.
Kesselregistrierung als "in-situ" Quantendetektor

Aecherson, C. und V. Geist
Paralleluntersuchungen von Gitterkonstanten - Änderung und Oberflächenanhebung protonenbestrahlter GaP-Einkristalle j)

Geist, V.
Protonenstrahlenschäden in GaP
11. Allunionskonferenz, Moskau 1981

Höbler, H.-J.
RBS - ein standardfreies Analyseverfahren von Oberflächen und dünnen Schichten
Forschungsbereich Kristallographie, 28.5.1981

Lehmann, D.
Tiefenprofilierung von Fluor mittels (p, α , γ)-Reaktionen c)

Lehmann, D.
Anwendung der EMG-Peripherie x)

Lehmann, D.
Tiefenprofilierung mit Einzelresonanzen x)

Otto, G.
Grundlagen der Detektion von Quantenstrahlung, I und II x)

Otto, G.
Stoffanalytische Untersuchungen am 2-MeV-van-de-Graeff-Beschleuniger
Kolloquium der Sektion Physik, Karl-Marx-Universität Leipzig, 27.10.81

Otto, G.
Schwerionenbeschuß von einkristallinem GaP
Institutskolloquium, VIK Dubna, 10.12.1981

Vogt, J.
Quantitative Analyse von Dicktargetausbeuten x)

Zschau, H.-E.
Messung der Lebensdauer hochgeregerter extrem kurzlebiger Atomkernzustände mittels des Schatteneffektes
Seminar WB Theoretische Physik, TU Dresden, 29.4.1981

Zschau, H.-E. und J. Vogt
Paralleluntersuchungen von Gitterkonstanten - Änderung und Oberflächenanhebung protonenbestrahlter GaP-Einkristalle j)

8.6.7. Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik, Bereich 06 - Atomstoßprozesse der Festkörperphysik

Baumann, K., H. Kerkow und B. Lukaech
Festphasenexptaxie zur Ausheilung von Implantationen in Silizium g)

Götz, G. and B. Gruska
Dechanneling by extended defects
9. Int. Conf. on Atomic Collisions, Lyon, Juli 1981

Griepentrog, M., H. Kerkow, H. Klose and U. Müller-Jahreis
Depth profiling of metal atoms gettered in ion-damaged GaP
III. Int. Conf. on SIMS, Budapest, 3.9.1981

Griepentrog, M.
Einsatzmöglichkeiten der SIMS bei der Untersuchung von Halbleitermaterialien
Konf. "10 Jahre Ausländerstudium", Kis.injov, 29.9. - 3.10.1981

Griepentrog, M.
SIMS-Untersuchungen von Getterprozessen in GaP g)

Griepentrog, M. und U. Müller-Jahreis
Die Sekundärionenmassenspektroskopie (SIMS) als Methode zur Untersuchung von Getterprozessen an Defekten in Halbleitermaterialien y)

Gruska, B. und R. Wedell
Bestimmung von Tiefenverteilungen von Ionen in implantierten Festkörpern y)

Haselau, D. und H. Kerkow
Verbesserung der Wärmeableitung an Siliziumscheiben bei Ionenimplantation j)

Irmacher, K., H. Klose und K. Maase
Einfluß beweglicher Ladungsträger auf DLTS-Messungen h)

Kerkow, H., G. Kreyech und K. Maase
Ionometrische Untersuchungen zur Kupfergetterung in Silizium h)

Kerkow, H.
Einfluß der Oberflächenbearbeitung auf PbTe-Epitaxiesubstratstrukturen p)

Kerkow, H. und G. Kreyech
Ionometrische Untersuchungen zur Getterung von Kupfer in Silizium y)

Kerkow, H.
Ionometrische Analyse von Halbleiteroberflächen unter besonderer Berücksichtigung der RBS
III. Weiterbildungsveranstaltung der Sektion Physik, Berlin 1981

Klose, H., A. Mertens, R. Reetz und Ng.H. Tang
Ober die physikalischen Eigenschaften von durch Ionenimplantation erhaltener Al-Kontakte auf Silizium e)

Klose, H., M. Griepentrog and U. Müller-Jahreis
Ion beam gettering in III-V compounds compared to Si
Workshop Seminar "Neue Mühle", April 1981

Klose, H.
Stand und Perspektiven der Ionenimplantation in der Forschung, Entwicklung und Fertigung von Halbleiterbauelementen y)

Klose, H., M. Griepentrog und U. Müller-Jahreis
Ionenstrahlgetterung von Kupfer in GaP j)

Klose, H.
Untersuchungen mit Ionenstrahlen zur Getterung in Silizium und A_{III}B_V-Halbleitern x)

Klose, H., M. Griepentrog und H. Kerkow
Getterung von Metallen in GaP unter Verwendung der Ionenimplantation
Novosibirsk, November 1981

Klose, H., A. Mertens und R. Reetz
Kontaktierung von Halbleitern unter Verwendung der Ionenimplantation
Novosibirsk, November 1981

Klose, H.
Einfluß der beweglichen Ladungsträger auf die Kapazitätspektroskopie tiefer Zentren
Novosibirsk, November 1981

Klose, H.
Lichtemittierende Halbleiterdioden
Wiss. Symposium "Optoelektronik" der Sektion Physik, Berlin, Juni 1981

Klose, H.
DLI-Spektroskopie zur Bestimmung der elektronischen Eigenschaften tiefer Zentren
Sektionskolloquium, HU Berlin, Juni 1981

Kreysch, G. und H. Kerkow
Ionometrische Untersuchungen zur Getterung von Kupfer in Silizium g)

Kreysch, G. und J. Dziesiety
Untersuchungen zur Strahlenschadensgetterung in Silizium und Siliziumbauelementen j)

Kudella, F. und H. Kerkow
Entwicklungstendenzen in der Technologie der Ionenimplantation y)

Kührt, E., U. Müller-Jahreis and R. Wedell
Modified classical theory for the electronic stopping power e)

Kührt, E., K. Lenkeit und F. Täubner
Messungen von Bremsquerschnitten von Protonen in Silizium im Energiebereich von 40 bis 300 keV
XI. Allunionskonferenz zur Physik der Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Festkörpern, Moskau, Mai 1981

Kührt, E. und R. Wedell
Energieverluste von Protonen in Gasen und Festkörpern j)

Lenkeit, K.
Experimentelle Ergebnisse zu Axial-Flächenübergängen von Protonen in Si
Kernphysikalisches Forschungsinstitut der MGU, Moskau, Juni 1981

Lukasch, B.
Ausheilverhalten von arsenimplantiertem Silizium
Zentrale Studentenkönf. Mikroelektronik, Ilmenau, März 1981

Lukasch, B.
Ausheilverhalten von As-implantiertem Silizium
Leistungsschau der Physiksektionen, Rostock, Februar 1981

Lukasch, B. und H. Kerkow
Elektrostatistische RBS-Analyse von strahlengeschädigtem Silizium j)

Hertens, A.
Ion beam contacting of p-type GaP
Workshop Seminar "Neue Mühle", April 1981

Hertens, A. und U. Henniger
Zu implantierten Metall-Halbleiterkontakten
Sektionskolloquium, HU Berlin, November 1981

Hertens, A. und R. Reetz
Ionenstrahlkontaktierung von Halbleitern y)

Wedell, R.
Spontane Strahlung bei Kanalleitung
FSU Jena, Mai 1981

8.6.8. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie

Andrä, W., H. Hedler und J. Mittenbacher
Umverteilung und Aktivierung von Arsen und Antimon in Polysilizium durch thermische und Laserbeugung j)

Fischer, H. und H. Karge
Erzeugung von Strahlenschäden durch Ionenimplantation in kristallinem SiO_2 j)

Gärtner, K., K. Hehl and G. Schlotzhauer
Theoretical model of dechanneling
Allunionskonferenz "Wechselwirkung schneller geladener Teilchen mit Einkristallen", Moskau, 25. - 28.5.1981

Gärtner, K. and K. Hehl
 Z_1 -dependence of low energy range in Si e)

Gärtner, K. und K. Hehl
 Z_1 -Oszillationen in Energieverlust und Reichweite j)

Geller, H.-D., K. Hehl and D. Stock
Model of the energy deposition during laser annealing of semiconductors e)

Geller, H.-D., U. Jehn and G. Götz
Nonequilibrium redistribution of impurities in silicon during laser annealing e)

Geller, H.-D.
Energy deposition into semiconductors during pulse laser annealing
Konferenz IFA 4, Leipzig, 19. - 23.10.1981

Geller, H.-D.
Nichtkonventionelle Annealverfahren in Halbleiterschichten j)

Glasser, E. und G. Fasold
Wechselwirkung zwischen Rekristallisationsfront und Fremdatomverteilung bei Festphasenrekristallisation in Silizium j)

Götz, G.
Comparison of nuclear and optical methods in the study of amorphized semiconductors and insulators
Int. Conf. on Amorphous Systems Investigated by Nuclear Methods, Balatonfüred, August 1981

Götz, G.
Application of RBS techniques in microelectronics e)

Hedler, H.
Laserinduzierte Erzeugung hoher Fremdatomlöslichkeiten in Si j)

Hehl, K. and B. Weber
Analysis of metallic layer systems by Rutherford backscattering spectrometry
Int. Conf. on Amorphous Systems Investigated by Nuclear Methods, Balatonfüred, August 1981

- Jahn, U.
Conditions of homogeneity of the laser beam for laser annealing experiments
Konferenz ILA 4, Leipzig, 19. - 23.10.1981
- Jahn, U.
Oberlöslichkeit und Dotandenumverteilung bei der Bestrahlung von Ionenimplantierten Siliciumkristallen mit Laser- und Elektronenimpulsen j)
- Jetschke, S., K. Hehl, U. Katenkamp, H. Karge und W. Wesch
Bestimmung von Brechzahlprofilen in optischen Schichten durch wellenlängen- und winkelabhängige Reflexionsmessungen z)
- Jetschke, S.
Brechungsindexbeeinflussung durch Ionenimplantation
Arbeitsseminar des WB OF, Sektion Physik der FSU Jena, Siegmundsburg, April 1981
- Jetschke, S. und H. Karge
Anisotropie der Eigenschaften Ionenimplantierter LiNbO_3 -Schichten j)
- Just, H.
Anwendung des elektrooptischen Effektes in LiNbO_3 -Wellenleitern
Arbeitsseminar des WB OF, Sektion Physik der FSU Jena, Siegmundsburg, April 1981
- Just, H., K. Weber und H. Karge
Ionenimplantierte Wellenleiter in LiNbO_3 j)
- Karge, H., S. Schmidt und S. Jetschke
Beeinflussung der Eigenschaften von LiNbO_3 durch Ionenimplantation z)
- Karge, H., S. Jetschke, H. Just und W. Wesch
Ion implantation in LiNbO_3 e)
- Karge, H.
Beeinflussung optischer Eigenschaften kristalliner Medien durch Ionenimplantation
Seminarvortrag, Technische Universität Berlin-West, 22.7.1981
- Katenkamp, U., K. Reuter, E. Hacker und H. Karge
Brechzahlprofile in gesputterten SiO_x -Schichten und deren Beeinflussung durch Ionenimplantation z)
- Mittenbacher, J., E. Sennewald und B. Wiedemann
Chemisches Ätzverhalten implantierter SiO_2 - und Si_3N_4 -Schichten auf Silicium h)
- Thrum, F.
Laserinduzierte Palladium-Silicidbildung j)
- Wagner, M.
In situ transmission and reflectivity measurements of ion implanted silicon during pulsed laser irradiation
Konferenz ILA 4, Leipzig, 19. - 23.10.1981
- Wagner, M.
Echtzeitmessungen zur Bewegung der Phasenfront bei laserinduzierter Festphasenheilung in Ionenimplantiertem Silicium j)
- Wesch, W., E. Wilk und H. Karge
Brechungsindex Ionenimplantierter GaAs-Schichten z)
- Wesch, W.
GaAs in der integrierten Optik
Arbeitsseminar des WB OF, Sektion Physik der FSU Jena, Siegmundsburg, April 1981
- Wesch, W. und E. Wilk
Strahlenschäden in N^+ - und Ar^+ -implantiertem GaAs x)
- Wesch, W.
Influence of radiation damage on the optical properties of Ar^+ - and N^+ -implanted GaAs
Seminarvortrag, Universität Tbilisi, 22.6.1981
- Wesch, W., E. Wilk und K. Hehl
Radiation damage in ion implanted GaAs e)

Wiedemann, B., G. Götz and J. Mitlenbacher
Ion-implantation energy-deposition dependence of etching profiles in SiO_2 e)

Wilk, E. und W. Weich
Strahlenschäden und optische Eigenschaften von stickstoffimplantiertem GaAs j)

Ziegler, W., N. Stein und H. Röppischer
Diagnostik von Silicium mittels Photolumineszenz h)

Ziegler, W. and R. Nebelung
Photolumineszenz investigations at ion implanted and laser annealed silicon q)

Ziegler, W.
Photolumineszenzuntersuchungen an ionenimplantiertem Silicium nach Laserausheilung j)

8.6.9. Bergakademie Freiberg, Sektion Physik, WB Angewandte Physik

Fritzsich, E. und H. Kubacki
Beurteilung der Fitgüte von Mößbauerspektren unter dem Aspekt der qualitativen und quantitativen Phasenanalyse n)

Pietzsch, C., E. Fritzsich und H. Braun
Mößbauerspektrometrische Untersuchungen an Zinn(IV)-Salzen von Arsen- und Phosphorsäuren n)

Schneider, F.
Untersuchung des Ausheilverhaltens von strahlengeschädigten binären und ternären Halbleitern mit den Meßmethoden Gestörte Winkelkorrelationen (TDPAC) und Mößbauereffekt
Seminarvortrag, Bereich KF, ZfK Rossendorf, September 1981

Schneider, F. und S. Unterricker
Untersuchung des Ausheilverhaltens von strahlengeschädigtem InP mit TDPAC j)

- a) Rossendorf-Krakau-Kiew-Rež-Seminar, Biesenthal, 16. - 21.3.1981
- b) Frühjahrschule "Neutronenstreuung", Stadt Wehlen, 2. - 6.3.1981
- c) Arbeitstagung "Ionenstrahltechnologie", Thürmsdorf, 6. - 10.4.1981
- d) Int. Conf. "Nuclear and Atomic Physics with Heavy Ions", Bukarest, 9. - 12.6.1981
- e) Int. Work Meeting on Ion Implantation in Semiconductors and other Materials, Prag, 30.11. - 4.12.1981
- f) VI. ICOTOM, Tokyo 1981
- g) 12. Arbeitstagung "Physik der Halbleiteroberfläche", Binz, 30.3. - 3.4.1981
- h) 26. Int. wiss. Kolloquium, Ilmenau, 26. - 30.10.1981
- i) 7. Tagung "Hochvakuum, Grenzflächen, dünne Schichten", Dresden, 2. - 5.3.1981
- j) 8. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Meuselbach/Schwarzschmühle, 23. - 27.11.1981
- k) VII. Int. Pulvermetallurgische Tagung, Dresden, 22. - 24.9.1981
- l) Int. Workshop on Nuclear Physics, Triest 1981
- m) 5. Tagung "Mikrosonde", Leipzig, 22. - 24.1.1981
- n) 3. Tagung "Festkörperanalytik", Karl-Marx-Stadt, 23. - 26.6.1981
- o) Arbeitstagung "Halbleitendetektoren", Dubna, 16. - 18.6.1981
- p) 16. Arbeitstagung der MfK, Magdeburg, 21. - 23.10.1981
- q) 6. Allunionskonferenz "Wechselwirkung atomarer Teilchen mit Festkörpern", Minsk, 9. - 11.9.1981
- r) 14. Metalltagung - Amorphe metallische Werkstoffe, Dresden 1981
- s) IV. Int. Arbeitskoll. "Tandem-Beschleuniger", Dresden, 7. - 12.9.1981
- t) 11. Fachtagung "Informationstechnik", Dresden, 3. - 5.2.1981

- u) XI. Int. Symp. "Wechselwirkung schneller Neutronen mit Kernen", Rathen, 30.11. - 4.12.1981
- v) Nutzerschulung für die Systeme CAMAC und MPS 4944, Dresden, 15. - 18.12.1981
- w) 14th Mazurian Summer School on Nuclear Physics, Mikolajki, September 1981
- x) X. Frühjahrschule "Physik und Chemie der AIII-By-Halbleiter" der KMU Leipzig, WB Angewandte Kernphysik, Ilfeld, 4. - 8.5.1981
- y) 1. Weiterbildungsveranstaltung des Bereiches 06, HU Berlin, 1981
- z) 13. Frühjahrschule "Optik", FSU Jena, Cursdorf 1981

8.7. VERANSTALTUNGEN

8.7.1. Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

- Rossendorf-Krakau-Kiew-Rež-Seminar, Biesenthal, 16. - 21.3.1981
- Frühjahrschule "Neutronenstreuung", Stadt Wehlen, 2. - 6.3.1981
- Arbeitstagung "Ionenstrahltechnologie", Thürnsdorf, 6. - 10.4.1981

8.7.2. Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

- IX. Frühjahrschule für Beschleunigungstechnik, Cunewalde, 2. - 6.3.1981
- IV. Int. Arbeitskoll. "Tandembeschleuniger", Dresden, 7. - 12.9.1981
- VI. Frühjahrschule für Automatisierung, Cunewalde, 2. - 6.3.1981

8.7.3. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

- XI. Int. Symp. on Interaction of Fast Neutrons with Nuclei (Automation of Experiments in Nuclear Physics Using Mini- and Microcomputers), Rathen, 30.11. - 4.12.1981

8.7.4. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

- Frühjahrschule "Physik und Chemie der AIII-By-Halbleiter, Ilfeld, 4. - 8.5.1981

8.7.5. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie

- 13. Frühjahrschule "Optik", Cursdorf, März 1981
- Arbeitsseminar des Wissenschaftsbereiches OF der Sektion Physik der FSU Jena, Siegmundsburg, April 1981
- 8. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Meuselbach/Schwarzühle, 23. - 27.11.1981

8.8. WISSENSCHAFTLICHE PREISE

Institutspreis 1980 des Zentralinstituts für Kernforschung, Rossendorf

Kategorie I, 1. Preis

S. Matthies

Untersuchungen und exakte Lösung der zentralen Aufgabe der mathematischen Texturanalyse; Reproduzierung der Orientierungsverteilungsfunktion aus Polfiguren, die in Diffraktionsexperimenten gewonnen wurden

Kategorie I, 2. Preis

D. Jensen

Die Verallgemeinerung der Hartree-Fock-Bogoljubov-Theorie zur Beschreibung von angeregten Kernzuständen

Kategorie III, 2. Preis

M. Friedrich, R. Hentschel, W. Vogel

Erhöhung der Bestrahlungseffektivität und Erzeugungsqualität an einem Elektronenbeschleuniger

Sonderpreis

W. Neubert, L.A. Andronenko, A.I. Iljin, B.L. Gorschkov, A.A. Kotov, G.G. Kovshevny, G.E. Soljakin, L.A. Vaisniene

Entwicklung und Anwendung von Parallelplatten-Lawinen-Zählern zur Untersuchung binärer Spaltprozesse mit 1-GeV-Protonen

Institutspreise 1981 des Zentralinstituts für Kernforschung, Rossendorf

Kategorie I, 1. Preis

H. Reinhardt

Mean-Field-Theory quantenmechanischer Vielteilchensysteme

Kategorie I, 2. Preis

L. Käubler, H. Prade, L. Schneider, H.-F. Brinckmann, F. Stary

Kernstruktur-Informationen aus magnetischen Momenten isomerer Kernzustände

Kategorie III, 3. Preis

H. Matthes, W. Pfestdorf, L. Steinert

"MISS-4M" - Eine Miniatursputterquelle für schwere Ionen

Sonderpreis

H.W. Barz, T.S. Biró, L.P. Coernai, B. Lukács, J. Zimányi

Gemeinsame Untersuchungen der Teilchenemission in Schwerionenstößen bei relativistischen Energien

8.9. AUSZEICHNUNGEN

Anlässlich des X. Parteitages 1981 wurden nachstehende Kolleginnen und Kollegen aus den Bereichen KF und G mit dem Banner der Arbeit, Stufe 1, ausgezeichnet:

Grundmann, Gertraud

Mißbeck, Martine

Büttner, Siegfried

Koslowsky, Andrea

Weibrecht, Rudolf

Dr. Georg Winter wurde 1981 die Max-von-Laue-Medaille verliehen.

