

ZfK-408

GEMEINSAMER JAHRESBERICHT 1979

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, AG 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, R. Flaggmeyer, W.-D. Frohn,
K. Hohmuth, P. Kleinwächter, H. Klose,
F. Naehring, G. Oelgart, E. Richter, K. Schlott,
D. Schmidt, F. Schneider, W. Wesch,
H.-J. Wiebicke, G. Winter**

Techn. Redaktion: I. Lippmann, Chr. Völzke

Mai 1980

**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 - 408

GEMEINSAMER JAHRESBERICHT 1979

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, AG 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, R. Flügge, W.-D. Fromm,
K. Hohmuth, P. Kleinwächter, H. Klose, F. Naehring,
G. Oelgart, E. Richter, K. Schlott, D. Schmidt,
F. Schneider, W. Wesch, H.-J. Wiebicke, G. Winter**

Techn. Redaktion: I. Lippmann, Chr. Völzke

Einleitung

Im vorliegenden neunten gemeinsamen Jahresbericht stellen Einrichtungen aus der Akademie der Wissenschaften der DDR und dem Ministerium für Hoch- und Fachschulwesen ihre Hauptaktivitäten aus dem Jahre 1979 vor. Zahlreiche Ergebnisse sind wiederum in enger Kooperation mit ausländischen Partnern entstanden.

Auf dem Gebiet der Kernreaktionen wurden die Untersuchungen zu Problemen weniger Nukleonen, von Isobaranalogresonanzen, der Kern-Coulomb-Interferenz in Reaktionen mit schweren Ionen sowie zur inelastischen Neutronenstreuung, Einschätzungen von Kerndaten und Absolutbestimmung von Spaltquerschnitten fortgesetzt. Mit Vorversuchen zum Nachweis des Dreikörperzerfalls in Schwerionenreaktionen wie $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ ist begonnen worden. Die langjährige Kooperation mit dem VIK Dubna auf dem Gebiet der Kernreaktionen bei mittleren Energien führte zu neuen Ergebnissen, die für eine Klärung des Wechselwirkungsmechanismus in Proton-Kern-Stößen bei mittleren Energien von Bedeutung sind. Es konnte gezeigt werden, daß quasifreie Streuung an intranuklearen Nukleonengruppen dominiert.

Die Anstrengungen der kernspektroskopischen Arbeiten zielten hauptsächlich auf experimentelle Untersuchungen von Teilchenanregungen in Übergangskernen. Dabei konnte im Massengebiet $A \approx 80$ gezeigt werden, daß die Anregung von Quasiteilchen zu einer Stabilisierung der Kerndeformation und Verringerung der Pairing führt. Erstmals erfolgte eine brauchbare Beschreibung von Teilchenanregungen in sehr "weichen" Kernen auf der Basis des "Cranking"-Modells. Die in Kernen nahe der abgeschlossenen Neutronenschale ($N = 82$) beobachteten Strukturen werden im Rahmen des Schalenmodells gut verstanden.

In der Kerntheorie ist neben den bereits traditionellen Arbeiten zur Struktur von Hochspinzuständen und Übergangskernen sowie zur Reaktionstheorie im Rahmen des Kontinuumschalenmodells die stärkere Ausrichtung auf neue Arbeitsgebiete bemerkenswert. Das betrifft vor allem tiefinelastische Prozesse, die Kernphysik bei mittleren Energien sowie Kernreaktionen bei relativistischen Energien.

Auf dem Gebiet der Anwendung kernphysikalischer Methoden wurden die Messungen gestörter Winkelkorrelationen in ternären Halbleitern fortgesetzt. Experimentelle Arbeiten an Idealkristallen zur Bestätigung von Aussagen der dynamischen Theorie erfolgten mit Hilfe der Neutronenflugzeitmethode im VIK Dubna. Zur Theorie der Texturanalyse sind neue Vorstellungen entwickelt worden. Experimente zum Nachweis charakteristischer Röntgenstrahlung an Elektronen-Ionen-Ringen des Dubnaer Kollektivbeschleunigers und weitere Untersuchungen zum protoneninduzierten Kaseleffekt wurden u.a. zur Problematik Anregung charakteristischer Röntgenstrahlung durchgeführt. Zur Ausheilung implantierter Siliziumscheiben mittels Elektronenstrahl, Laserstrahl oder Lichtimpulsen liegen neue Ergebnisse vor. Erste Resultate zur Dotierung von Silizium mittels Neutronenbestrahlung werden vorgestellt und es wird über Erfahrungen bei der Erzeugung von Si_3N_4 und SiO_2 mittels Ionenimplantation in Silizium berichtet.

Von den Beschleunigern des ZfK wurde das Zyklotron zu 30 % der Betriebszeit für die kernphysikalische Grundlagenforschung, insbesondere für die Kernspektroskopie am Strahl, genutzt. Zu einem erheblichen Teil der Betriebszeit war das Zyklotron für die Produktion radioaktiver Isotope für medizinische Zwecke und andere angewandte Probleme eingesetzt. Der Tandem-Generator stand 60 % der

III

Betriebszeit für kernphysikalische Untersuchungen zur Verfügung. Zugenommen hat der Umfang an Untersuchungen mit schnellen Neutronen, insbesondere zur Messung von Wirkungs- und Spaltquerschnitten für Kerndaten. Grundlage für die stabilen Strahlleistungen und deren Qualität war die Durchführung von Entwicklungsarbeiten mit hohem wissenschaftlich-technischen Niveau.

Von den dargestellten methodischen Arbeiten dienen einige der Vorbereitung auf Experimente mit schweren Ionen am Dubnaer Schwerionenzyklotron U 400. Erste Ergebnisse einer mit Sekundärelektronen-Emissionsdetektoren ausgerüsteten Flugzeitstrecke liegen vor. Eine Reihe methodischer Arbeiten ist der Untersuchung neutroneninduzierter Vorgänge gewidmet. Fortgesetzt wurden die Erprobung und Entwicklung von CAMAC-Modulen. Ein Beitrag beschäftigt sich mit der Verwendung des Kleinrechners KRS 4201 als intelligenter Vielkanalanalysator. Unter den anwendungsorientierten methodischen Arbeiten werden neben einem Statusbericht über den Betrieb der Implantationsanlagen ein Prüfverfahren für Nuklearfilter und ein Gerät zur energiedispersiven Röntgenfluoreszenzanalyse vorgestellt.

Die Mitarbeiter der am Jahresbericht beteiligten Einrichtungen danken der Leitung der Akademie der Wissenschaften der DDR, dem Ministerium für Hoch- und Fachschulwesen und dem Ministerium für Wissenschaft und Technik für die Unterstützung der Arbeiten und die Bereitstellung von Mitteln.

Herzlicher Dank gilt auch dem Kollektiv, das in bewährter Weise die Gestaltung und Herausgabe des Jahresberichtes besorgte und all den Mitarbeitern, deren Namen nicht in den Beiträgen enthalten sind, die aber durch ihre unermüdliche Arbeit zum Gelingen der Arbeiten beigetragen haben.

K. Hohauth

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Arbeiten auf dem Gebiet der Kernreaktionen	1
2. Arbeiten auf dem Gebiet der Kernspektroskopie	43
3. Arbeiten auf dem Gebiet der Kerntheorie	55
4. Anwendung kernphysikalischer Methoden	77
5. Berichte zu den Beschleunigern	131
6. Apparative und methodische Arbeiten	142
7. Rechenprogramme	178
8. Liste der Veröffentlichungen, Diplomarbeiten, Promotionen, Vorträge, Veranstaltungen, wissenschaftlichen Preise und Auszeichnungen	191

Contents

	page
1. Nuclear Reactions	1
2. Nuclear Spectroscopy	43
3. Nuclear Theory	55
4. Applied Methods of Nuclear Physics	77
5. Accelerators	131
6. Nuclear Electronics and Methods	142
7. Computer Codes	178
8. List of Publications and Lectures	191

Содержание

	стр.
1. Ядерные реакции	1
2. Ядерная спектроскопия	43
3. Теория ядра	55
4. Прикладные методы ядерной физики	77
5. Ускорители	131
6. Ядерная электроника и методы измерения	142
7. Программы для ЭВМ	178
8. Список публикаций и докладов	191

Kurzberichte	Seite
1.1. Bestimmung der effektiven Reichweite der Neutron-Neutron-Wchselwirkung aus der nn-Quasifreistreuung in der Reaktion ${}^2\text{H}(n,2n)p$ bei $E_n = 25$ MeV H. Guratzsch, B. Kühn, H. Kumpf, J. Möner, W. Neubert, W. Pilz, G. Schmidt und S. Tesch	1
1.2. Resonanzuntersuchungen im Dreineutronensystem K. Müller	3
1.3. Koinzidenzquerschnitte zweier Protonen für Proton-Kern-Wchselwirkung bei 640 MeV V.I. Komarov, G.E. Kosarev, H. Müller, D. Netzband, T. Stiehler und S. Tesch	3
1.4. Quasifreier Knockout von Protonpaaren in der Reaktion $C(p,3p)$ bei 640 MeV V.I. Komarov, G.E. Kosarev, H. Müller, D. Netzband, T. Stiehler und S. Tesch	5
1.5. Zum Mechanismus der Rückwärtstreuung schneller Protonen in Hadron-Kern-Wchselwirkungen V.I. Komarov und H. Müller	6
1.6. Die $d_{5/2}$ -Isobaranalogresonanz im ${}^{59}\text{Cu}$ H.U. Gersch, F. Herrmann, D. Hinke, P. Kleinwächter und H. Schobbert	7
1.7. Winkelverteilung der α -Teilchen in den Resonanzen der Reaktion ${}^{31}\text{P}(p, \alpha_0){}^{28}\text{Si}$ zwischen $E_p = 640$ keV und 1530 keV J. Förster und D. Lehmann	8
1.8. Untersuchung der Neutronenstreuung an ${}^{28}\text{Si}$ bei der Einschubenergie 10 MeV W. Pilz, D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil	9
1.9. Querschnitte der unelastischen Neutronenstreuung an ${}^{93}\text{Nb}$ und ${}^{115}\text{In}$ im Einschubenergiebereich von 6,8 bis 12 MeV M. Adel-Fawzy, H.-W. Eckhardt, H. Förtsch, S. Mittag, W. Pilz, D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil	11
1.10. Untersuchung der elastischen und unelastischen Neutronenstreuung an Schwefel im Einschubenergiebereich 7 bis 11 MeV M. Adel-Fawzy, H. Förtsch, S. Mittag, W. Pilz, D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil	12
1.11. Zur Anwendbarkeit des klassischen Bahnbegriffs bei unelastischen Streuvorgängen E. Hentschel	14
1.12. Zum Zerfall von Dreikörper-Kernmolekülen H.U. Gersch, D. Grambole und H. Schobbert	16
1.13. Vorversuche zum Nachweis des Dreikörperzerfalls H.U. Gersch, D. Grambole, H. Müller und H. Schobbert	19
1.14. Streuung von ${}^{14}\text{N}$ -Ionen an ${}^{24,26}\text{Mg}$ H.-J. Thomas und D. Wohlfarth	20
1.15. Fortsetzung der Streuexperimente ${}^{18}\text{O} + {}^{14}\text{N}$ H.-J. Thomas und D. Wohlfarth	21

	Seite
1.16. Lebensdauermessungen an Compoundkernzuständen im ^{28}Si mittels Schatteneffekt A. Al-Khafaji, G. Otto, J. Vogt und E. Zschau	23
1.17. Untersuchungen zum Nachweis der assoziierten Teilchen für absolute Spaltquerschnittsmessungen bei einer Neutronenenergie von 14.7 MeV R. Arlt, R. Teichner und W. Wagner	25
1.18. Absolute Spaltquerschnittsmessungen an ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np und ^{239}Pu R. Arlt, M. Josch, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, G. Pausch, R. Teichner, G. Wagner, I.D. Alkhozov, V.N. Dushin, O.I. Kostochkin und V.I. Shpakov	26
1.19. Absolute Spaltquerschnittbestimmung bei einer Energie von 8.2 MeV R. Arlt, M. Josch, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, U. Richter, R. Teichner, W. Wagner, I.D. Alkhozov, V.N. Dushin, L.V. Drapchinsky, O.I. Kostochkin, S.S. Kovalenko und V.I. Shpakov	27
1.20. Fortsetzung der Arbeiten am Magnetanalysator MSP-144 W. Neubert, N.K. Skobelev, V.Z. Maidikov und N.T. Surovitskaja	28
1.21. Experimenteller Nachweis der Massen-Asymmetrie in der Spaltung von Ag mit 1-GeV-Protonen L.N. Andronenko, A.A. Kotov, G.G. Kovshvny, G.E. Soljakin L.A. Vaischnene und W. Neubert	30
1.22. Beschreibung der Emission von γ -Quanten aus hochangeregten Kernzuständen im Rahmen von Gleichgewichts- und Vergleichgewichtsmodellen B. Besarragtscha, D. Hermsdorf und D. Seeliger	32
1.23. Suche nach hochenergetischen Neutronen aus der mit 14.6-MeV-Neutronen induzierten Spaltung von ^{238}U H. Märten und D. Seeliger	33
1.24. Die Arbeit der Kerndatenbibliotheken in der DDR - Datenbestand und Serviceleistungen im Jahr 1979 D. Hermsdorf, D. Seeliger, K. Friedrich, L. Jankowski und B. Letz	35
1.25. Bearbeitung und Umkodierung der sowjetischen Bibliothek eingeschätzter Kerndaten SOKRATOR D. Hermsdorf	36
1.26. Vergleichende Untersuchung der Darstellung von Wirkungsquerschnitten für $^{235}\text{U} + n$ im Gebiet aufgelöster und nichtaufgelöster Resonanzen D. Hermsdorf, P. Reichelt und J. Wegerich	37
1.27. Einschätzung der Wirkungsquerschnitte für die Emission von Teilchen aus $^{28}\text{Si} + n$ D. Hermsdorf und L. Neumann	39
1.28. Bereitstellung der überarbeiteten Version des Files 2012 (Fe) für die Bibliothek eingeschätzter Kerndaten SOKRATOR D. Hermsdorf und P. Reichelt	40
1.29. Ein Experiment zur Winkelabhängigkeit von Fragmenten bei relativistischen Kernstößen G. Winter, W.D. Fromm und K.D. Schilling	41

	Seite
2.1. Yrast-Zustände in doppelt ungeradzahligen Bromkernen G. Winter, J. Döring, F. Dubbers, L. Funke, P. Kemnitz und E. Will	43
2.2. Neue Niveaus in ^{75}Br G. Winter, J. Döring, F. Dubbers, L. Funke, P. Kemnitz und E. Will	44
2.3. Bandenkreuzung und Quasiteilchen-Anregungen in Kernen um $A = 80$ L. Funke, J. Döring, F. Dubbers, P. Kemnitz, E. Will, G. Winter, V.G. Kiptilij, M.F. Kudojarov, I.Kh. Lemberg, A.A. Pasternak, A.S. Mishin, L. Hildingsson, A. Johnson und Th. Lindblad	45
2.4. Hochangeregte Zustände in ^{82}Kr P. Ojeda, P. Kemnitz und G. Winter	47
2.5. Magnetische Momente von $5/2^+[402]$ - und $7/2^+[404]$ -Bandenköpen in den Übergangskernen $^{117,121}\text{Te}$ L. Käubler, H. Prade, U. Hagemann, J. Hüller, F. Stary und K.-G. Rensfelt	48
2.6. Hochspinzustände im $N=82$ -Kern ^{141}Pr H. Prade, W. Enghardt, H.U. Jäger, L. Käubler, H.J. Keller, F. Stary und G. Winkler	50
2.7. Suche nach ns -Isomeren in den deformierten doppelt geraden Nukliden ^{176}Hf , ^{166}Er und ^{158}Dy H. Rotter, W.D. Fromm, C. Heiser, L. Käubler, L. Kostov, H. Prade, F. Stary, W. Andrejtscheff und J. Berzins	53
2.8. Kernstrukturuntersuchungen mit Methoden der Gammaspektroskopie und Phasenübergänge im Atomkern P. Kemnitz und E. Will	54
3.1. Hydrodynamische Beschreibung expandierender Feuerbälle H.W. Barz und L.P. Csernai	55
3.2. Bildung von Hyperkernen in (K^-, \bar{K}^-) Strangeness-Transferreak- tionen V.V. Balashov, H.W. Barz, I. Rotter und R. Wünsch	56
3.3. Dynamischer Massentransfer bei tiefunelastischen Schwerionen- reaktionen R. Reif, R. Schmidt und J. Teichert	57
3.4. Nukleonentransport in nichtlinearen Systemen R. Schmidt und G. Wolschin	58
3.5. Dissipation von Drehimpuls und Orientierung in DIC R. Schmidt und R. Reif	60
3.6. Modifiziertes Exzitonenmodell zur Berechnung der Winkelvertei- lungen von Präcompoundprozessen P. Mädler und R. Reif	61
3.7. Abschätzung des Beitrags direkter Prozesse zu Reaktionen des Typs $(N,2N)$ in der Näherung gestörter Wellen R. Reif und R. Wolf	63
3.8. Zur Rolle von Doorway-Zuständen in dissipativen Schwerionenstößen L. Münchow, A. Pfitzner und H. Schulz	64

	Seite
3.9. Starke und schwache Kopplung beim Zerfall von in Schwerionen- stößen angeregten Doorway-Zuständen L. Münchow, A. Pfitzner und H. Schulz	65
3.10. Elektron-Anregung von Riesenresonanzen in ^{40}Ca V.V. Balashov, B. Kämpfer und R. Wünsch	66
3.11. M2- und transversale E1-Resonanzen in leichten Kernen R.A. Erazhyan, M. Gaitro und H.R. Kissener	60
3.12. Über die Ladungsabhängigkeit der Kernkräfte I. Rotter	69
3.13. Zur Bestimmung der Isovektorkomponente des Quadrupolmomentes von Atomkernen V.V. Balashov, H.W. Barz und H.-U. Jäger	70
3.14. Selbstkonsistente Berechnung von kollektiven Core-Eigenschaften mit Hilfe der Core-Teilchen-Methode F. Döna	71
3.15. Core-Teilchen-Beschreibung der Bandenstrukturen in ungeraden Xe-Isotopen A=123 bis A=129 F. Döna, H. Halppi, J. Mattula und A. Luukko	72
3.16. Halbklassische Beschreibung schnell rotierender Kerne L. Münchow und H. Schulz	73
3.17. Halbklassische Beschreibung von Hochspinrotation bei Berücksich- tigung von Schalenfluktuationen L. Münchow und H. Schulz	74
3.18. Phasenübergänge in kalten relativistischen Sternen B. Kämpfer	74
3.19. Instabilität kalter relativistischer Sterne mit Phasenübergang B. Kämpfer	75
4.1. $^{111}\text{In}(^{111}\text{Cd})$ -Hyperfeinwechselwirkungen in CdCr_2Se_4 und CdCr_2S_4 S. Unterricker, P. Hlídek und M. Zvára	77
4.2. Zeitdifferentielle Messung der gestörten Winkelkorrelation (TDPAC) mit ^{118}Sn und ^{120}Sn F. Schneider und S. Unterricker	78
4.3. Ein einfaches Verfahren zur Berechnung elektrischer Feldgradien- ten (EFG) in Punktladungsgittern S. Unterricker und F. Schneider	79
4.4. Bemerkungen zur Hochtemperaturphase des Stannins ($\text{Cu}_2\text{FeSnS}_4$) C. Pietzsch und E. Fritzech	79
4.5. Stannin ($\text{Cu}_2\text{FeSnS}_4$) - eine geeignete Substanz für die Kalibrierung der Mößbauerspektrometer? E. Fritzech und C. Pietzsch	81
4.6. Nachweis der Pendellösung der dynamischen Interferenztheorie mittels Neutronenflugzeitpektrometrie F. Eichhorn, N.E. Belova, S.Sh. Shilshetjn, V.A. Somenkov und K. Utemisov	82

	Seite
4.7. Kristallfelduntersuchungen an PrMg_3 A. Andreeff, E.A. Goremykin, M. Griebmann, W. Metz und B. Lippold	83
4.8. Untersuchungen des ferroelastischen Phasenüberganges am $\text{KD}_3(\text{SeO}_3)_2$ mittels Neutronenstreuung F. Prokert, S. Grande und H.-D. Mecke	85
4.9. Die Ausbildung einer magnetischen Anisotropie und strukturelle Änderungen in einer Fe-Ni-Basislegierung beim Anlassen E. Wieser, C. Cruz, M. Müller und J. Henke	86
4.10. Texturuntersuchungen von Zirkonstäben M. Betzl, K. Walther und K. Feldmann	87
4.11. Messung von Phononendispersionskurven des Cr_3Si L. Weiß, A.J. Ruzajzew und G. Behr	88
4.12. Über die mögliche Existenz von "Tannenbaumtexturen" S. Matthias	89
4.13. Berechnung der Tiefenverteilung der primären Ionisation in dicken Eiement-Targets bei Beschuß mit Elektronen aus dem Energiebe- reich unterhalb von 30 keV M. Gaber und P. Jugelt	90
4.14. Untersuchung metallischer Gläser mittels Positronenannihilation Z. Kajceos, I. Dezel und G. Brauer	91
4.15. Untersuchung an Mondmaterial der sowjetischen Sonde LUNA 24 G. Just, G. Loos, M. Soupe und G. Winter	92
4.16. Der experimentelle Nachweis charakteristischer Röntgenstrahlung von Elektronen-Ionen-Ringen G. Zachornack, G. Müller und G. Musiol	94
4.17. Untersuchung des protoneninduzierten P-K_{α} -Kesselreflexes von GaP mit dem Si(Li) -Detektor C. Ascheron, G. Otto, R. Flaggmeyer und V. Geist	95
4.18. Strahlenschäden und Gitteraufweitung in protonenbestrahltem GaP R. Flaggmeyer, G. Kügler und V. Geist	97
4.19. Ionometrische Defektanalyse B. Gruska	98
4.20. Der Nachweis von Oberflächenverunreinigungen fester Targets mit Hilfe von protoneninduzierter γ -Strahlung C. Bauer, P. Gippner, R. Mann und W. Rudolph	100
4.21. Reaktives Ionenstrahlätzen mit CF_3H und N_2O W. Helmetreit	102
4.22. Zur Kontrolle des Ionenstrahlätzens durch Licht, welches beim Sputtern emittiert wird F.K. Neehring und C. Weise	103
4.23. Zum Einbau von Kalziumionen in die Glasoberfläche beim Kalium/ Natrium-Ionenaustausch in KNO_3 A. Kolitsch, E. Richter, H. Syhre und W. Hinz	105

	Seite
4.24. Untersuchungen zur Ionenbeweglichkeit in einem Natrium-Kalium-Alumosilikatglas A. Kolitsch, E. Richter und W. Minz	105
4.25. Untersuchungen zur Dotandenverteilung in Silizium nach Doppel- implantation und thermischer Ausheilung D. Panknin, W.M. Kunde und H. Syhre	106
4.26. Elektronenstrahlinduzierte Ausheilung in As-implantiertem Silizium R. Grötzschel, R. Kläbes, M. Voelckow, S. Panzer und H. Bartsch	107
4.27. Untersuchung der Ausheilung von Silizium nach Doppelimplantation und Bestrahlung mit Lichtimpulsen R. Grötzschel, R. Kläbes, J. Matthäi, M. Voelckow, G.A. Kechurin, E.V. Nidaev und H. Bartsch	109
4.28. Aktivierung von implantierten Fremdotomen und Ausheilung von Strahlenschäden in Silizium durch Laserbeschuß U. Jehn	110
4.29. Untersuchung ionenimplantierter Siliziumschichten nach Laseraus- heilung durch eine SiO ₂ -Deckschicht R. Grötzschel, R. Kläbes, J. Matthäi, M. Voelckow und L. Zollfrank	111
4.30. Neutronendotiertes Silizium R. Roß, A. Zetzsche, K. Hohauth, H. Beatus, B. Schneider und K. Exner	113
4.31. Gamma- und Röntgendetektoren aus hochreinem neutronendotierten n-Silizium T. Gebner, U. Lorenz, A. Zetzsche und R. Roß	114
4.32. Optische Eigenschaften von ionenimplantiertem Silizium W. Wesch	114
4.33. Das Ätzverhalten von ionenimplantiertem Silizium R. Roß	116
4.34. Zum Ätzverhalten von CVD-Si ₃ N ₄ R. Roß	118
4.35. Anwendung elektrochemischer Messungen zur Charakterisierung von Si nach unterschiedlicher Oberflächenbearbeitung J. Müller, M.T. Pham und H. Beulich	119
4.36. Silizium-Ätzung zur Mesastrukturierung J. Müller, I. Beatus und W. Hoffmann	120
4.37. Über die Stabilität von Fotoresistmasken bei Ionenimplantation W. Hoffmann, J. Müller, I. Beatus und A. Schmidt	121
4.38. Lichtabsorption von organischen Polymerfilmen nach Ionenimplan- tation W. Hoffmann und A. Schmidt	122
4.39. Getterung von γ -strahlungsinduzierten beweglichen Ionen in SiO ₂ durch Ionenimplantation N. Sieber	124
4.40. Oxidpassivierung von Silizium durch HF-Plasmaverfahren H. Seiferth	125

	Seite
4.41. Elektrische Eigenschaften von anodischen SiO ₂ -Schichten auf Si G. Mende, N. Sieber, G. Küster und K.-D. Butter	126
4.42. Lumineszenzmessungen an dünnen SiO ₂ -Schichten G. Boden und E. Hensel	127
4.43. Zur Herstellung von Si ₃ N ₄ durch Ionenimplantation E. Hensel, U. Kreißig, W. Skorupa und K. Wollschläger	128
4.44. Zur Herstellung von SiO ₂ durch Ionenimplantation E. Hensel, U. Kreißig, W. Skorupa und K. Wollschläger	129
5.1. Der Betrieb des Zyklotrons U-120 B. Anders und H. Odrich	131
5.2. Eine rekonstruierte, universelle Ionenquelle für das Roseendorfer Zyklotron U-120 G. Kerber und W. Neumann	132
5.3. Magnet für Ionenquellenversuchsstand H. Büttig, H. Odrich, S. Preusche, H. Roß und J. Weißig	133
5.4. Der Betrieb der elektrostatischen Beschleuniger H. Matthee und S. Turuc	135
5.5. AKZEPTANZ - Ein Programm zur Berechnung der Akzeptanz bzw. Emitanz von Strahltransportsystemen R. Hentchel	136
5.6. Akzeptanzberechnungen am Tandem-Generator EGP-10-1 R. Hentchel	136
5.7. Magnetstromversorgung MSV 200 A am Tandem-Generator EGP-10-1 W. Gläser und W. Probat	137
5.8. Experimentelle Optimierung für vier Prozeßvariable S. Hiekmann, W.-J. Linemann, G. Pietzsch, W.N. Anosov und M.F. Schabaschov	139
5.9. Mikrofokussierung am Strahl des Tandemgenerators H.U. Garach und I. Probat	140
6.1. Totalenergiespektrometer F. Stary, E. Schuster, D. Walzog, L. Käubler, L. Kostov und C. Heiser	142
6.2. Ein Flugzeitspektrometer zur Untersuchung von Schwerionen- reaktionen H. Sotan, F. Stary, S.M. Lukjanov, J.E. Penionshkevich, K.-D. Schilling und V.D. Dmitriev	144
6.3. Messung von Elektronendriftgeschwindigkeiten in Heptan, Hexan und Pentan mit Hilfe einer ortsempfindlichen Ionenkammer für schwere Ionen W. Seidel, P. K. Hoffmann, H. Sotan, F. Stary, D. Walzog und A.M. Kalinin	146
6.4. Neutronenradiographie am Roseendorfer Forschungsreaktor K. Hennig und H. Oehler	148

	Seite
6.5. Eine Methode zur experimentellen Absolutbestimmung der Nachweiseffektivität von Neutronenflugzeitdetektoren M. Adel-Fawzy, H. Förtsch, S. Mittag, W. Pilz, D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil	150
6.6. Weiterentwicklung der Meßapparatur für absolute Spaltquerschnittmessungen bei einer Neutronenenergie von 2.6 MeV R. Arlt, M. Josch, H.-G. Ortlepp, U. Richter, R. Teichner, W. Wagner, I.D. Alkhozov, L.W. Draptschinski, O.I. Kostochkin und W.I. Shpakov	152
6.7. Gewinnung von Energie- und Zeitsignali von Si-OB-Detektoren für assoziierte Teilchen aus der $D(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion R. Arlt, M. Josch, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, U. Richter, R. Teichner und W. Wagner	153
6.8. Impulsfordiskriminator nach der "Ladungsvergleichsmethode" R. Arlt, P. Henke, R. Jähne, H.-G. Ortlepp und D. Hoffmann	154
6.9. Vorverstärker für Ge(Li)-Detektoren H.-G. Ortlepp	155
6.10. Erprobung von CAMAC-CAMAC-Link-Moduln W.D. Fromm und F. Gabriel	156
6.11. Versuche mit CAMAC-ADC W.D. Fromm	157
6.12. CAMAC-Modul, Typ 1240: "Parasetereingabe" U. Meyer und F. Weidhase	158
6.13. CAMAC-Modul, Typ 1474: "PROM-Programmierer für Schaltkreise MH 74 188" F. Weidhase, J. Pöthig und J. Majchrzak	159
6.14. CAMAC-Modul, Typ 2320: "Programmierbarer LAM-Grader" F. Weidhase und G. Hoffmann	159
6.15. Manuell und extern steuerbarer CAMAC-Crate Controller, Typ 3312 J. Pöthig und F. Weidhase	160
6.16. Digitale Optoübertragungstrecke F. Weidhase und E. Kreuzer	162
6.17. Untersuchungen zur Kopplung eines Taschenrechner-Schaltkreises an einen Mikrorechner S. Oswald, W. Meiling und G. Kloß	163
6.18. Einsatz eines Mikrorechners zur Strahlstromoptimierung an einem Kaskadengenerator W. Enghardt, F. Gleisberg und W. Meiling	164
6.19. Steuerung eines Vielkanalanalysators ICA-70 durch das Mikrorechnersystem MPS-4944 G. Heinrich und G. Kloß	165
6.20. Vielkanalanalyse mit KRS 4201 W.D. Fromm	166
6.21. Zur Prozeßkontrolle geeignetes Prüfverfahren für Nuklearfilter P. Manfraß und F. Stary	167

	Seite
6.22. Zum Betrieb der Implantationsanlagen J. Schöneich, L. Schneider, L. Neumann, J. Altmann und G. Franz	170
6.23. Ladungskompensation bei Ionenimplantation von Dielektrika L. Neumann, J. Schöneich und G. Franz	171
6.24. Eine Meßkammer in UHV - Ausführung für analytische Untersuchungen an festen Targets H. Böhme, C. Bauer, P. Gippner, R. Grötzschel, R. Mann und W. Rudolph	172
6.25. Entwicklung eines Gerätes zur energiedispersiven Röntgenfluoreszenzanalyse M. Schiekel, A. Steinbrecher und C. Ebert	173
6.26. Zum Schwärzungsvermögen der Phosphor-K-Strahlung an ORWO-Filmmaterialien V. Geist und U. Lehmann	174
6.27. Aufbau, Leistungs- und Betriebsparameter einer Breitstrahlionenquelle zum Ionenstrahlätzen H. Neumann, F. Bigl, B. Faust und K. Winter	176
6.28. Manipulator zur Bewegung von Proben im Ultrahochvakuum H. Düsterhöft und B. Wischöth	177
7.1. FORTRAN-Programm TRAJEC zur Berechnung charakteristischer Größen einer Schwerionenreaktion G. Saupe und R. Reif	178
7.2. RONEP - Ein Programm zur Berechnung von Winkelverteilungen im Rahmen eines verallgemeinerten Exzitonmodells P. Mädler	179
7.3. Zur präzisen Auswertung von Gamma-Spektren in Linearpolarisationsexperimenten J. Döring und G. Winter	179
7.4. Das Programm ZYK zur Berechnung von Teilchenbahnen in einem Isochronzyklotron H.U. Gersch, H. Müller und H. Schobbert	180
7.5. MAFC, mafplot und mafis - Programme zur Berechnung des Magnetfeldes beliebiger Spulenanordnungen C. Heiser	180
7.6. GAMEFF - Ein Monte-Carlo-Programm zur Berechnung der Nachweiseffektivität organischer Szintillatoren für γ -Strahlung D. Hermsdorf	182
7.7. OLAN-6, ein Programm zur Vielkanalanalyse H. Böttger und U. Fromm	182
7.8. Unterprogrammpakete zur Bedienung der on-line-Peripherie des KRS 4201 W.D. Fromm	184
7.9. Datenübertragung mittels Magnetband vom KRS zum ZRA2 W.D. Fromm und R. Hammer	185
7.10. On-line-Betrieb des Dreiachsenspektrometers TKS-400 am KRS 4200 F. Prokert und W. Metz	186

	Seite
7.11. CAMAC-Monitor für den Mikrorechner MPS 4944 W. Enhardt und W. Meiling	186
7.12. ISOPLOT-2, ein Rechenprogramm zur Erstellung von Isolinienzeichnungen H. Böttger	187
7.13. Spektrenentfaltung mittels Bayes-Theorem R. Fülle	189

1. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNREAKTIONEN

1.1. BESTIMMUNG DER EFFEKTIVEN REICHWEITE DER NEUTRON-NEUTRON-WECHSELWIRKUNG
AUS DER nn-QUASIFREISTREUUNG IN DER REAKTION ${}^2\text{H}(n,2n)\text{p}$ BEI $E_n = 25$ MeV

H. Guratzsch, B. Kühn, H. Kumpf, J. Möner, W. Neubert, W. Pilz,
G. Schmidt und S. Teich

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Im Vorjahr wurde das Flugzeitpektrum (Abb. 1) für koinzidente Neutronen aus der Deuteronen-Aufbruchreaktion ${}^2\text{H}(n,2n)\text{p}$ bei einer Inzidenzenergie von $E_n = 25$ MeV gemessen [1]. Die kinematische Bedingung der Quasifreistreuung wurde durch die Wahl der Detektorwinkel $\theta_1 = \theta_2 = 40^\circ$, $\Delta\varphi = 180^\circ$ gewährleistet.

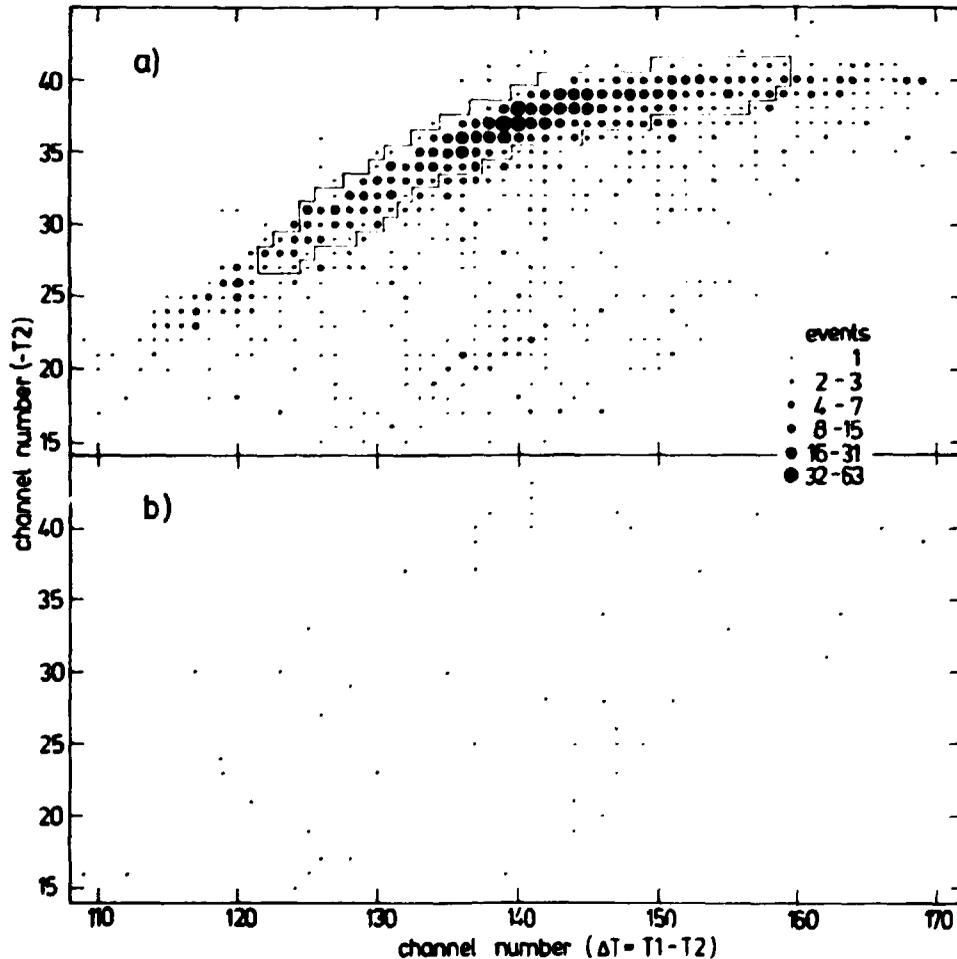


Abb. 1

Map-Display des Flugzeitpektrums für koinzidente Neutronen aus der ${}^2\text{H}(n,2n)\text{p}$ -Aufbruchreaktion

a) Echte und zufällige Ereignisse

b) Gleichzeitig gemessene zufällige Ereignisse

In diesem Jahr erfolgte die Auswertung des experimentellen Materials.

Für die effektive Reichweite der nn-Wechselwirkung wurde der Wert

$$r_{nn} = (2.69 \pm 0.27) \text{ fm,}$$

aus dem Vergleich der experimentellen Daten mit Wirkungsquerschnitten der Dreiteilchen-Theorie bestimmt. Für diesen Vergleich wurden mit Hilfe der Monte-Carlo-

Methode für eine Streulänge von $s_{nn} = 16.61$ fm [2] und für r_{nn} -Werte 2.4, 2.65 und 2.9 fm Flugzeitpektren simuliert, die den experimentellen Bedingungen wie endliche Größen von Target und Detektoren, Zeitauflösung der Apparatur, Mehrfachstreuung im Target und Zähleffektivität der Detektoren entsprechen [3]. Die erforderlichen Wirkungsquerschnitte für den Deuteronenaufbruch wurden mit dem Ebenhöf-Bruinse-Stuivenberg-Programm [4] für ladungeabhängige S-Wellen-Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung berechnet. Die Ereignisse der simulierten Spek-

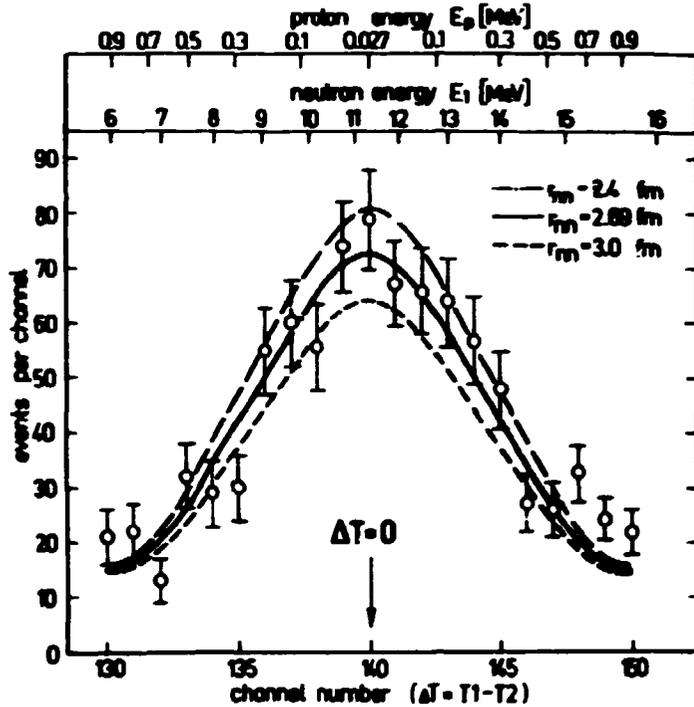


Abb. 2

Auf die ΔT -Achse projizierte Häufigkeitsverteilung der Ereignisse im Gebiet des kinematischen Lokus (abgegrenztes Gebiet von Abb. 1a) bezüglich der zufälligen Koinzidenzen aus Abb. 1b. Die eingezeichneten Kurven ergeben sich aus der Drei-Teilchen-Theorie mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode.

L i t e r a t u r

- [1] Guratzsch H. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 2
- [2] Kühn, B., Particles and Nuclei 6 (1975) 348
- [3] Möser, J. und G. Schmidt, wird veröffentlicht
- [4] Bruinse, J. et al., Nucl. Phys. A226 (1974) 52

tren liegen hauptsächlich im ungenutzten Gebiet der Abb. 1. Außerhalb dieses Gebietes ist ihre Häufigkeit kleiner als 0.2 Ereignisse/Kanal. Für das gemessene Spektrum und die simulierten Spektren wurde der Inhalt des ungenutzten Gebietes auf die ΔT -Achse projiziert (Abb. 2). Durch lineare Interpolation zwischen den 3 Monte-Carlo-Kurven wurde eine χ^2 -Verteilung in Abhängigkeit von r_{nn} mit dem χ^2 -Minimum bei $r_{nn} = 2.69$ fm erhalten.

1.2. RESONANZWECHSELWIRKUNGEN IM DREINEUTRONENSYSTEM

K. Möller

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Wenn man Resonanzen als Pole der S-Matrix in der komplexen Energieebene definiert, dann erhält man aus dem Verlauf der Poltrajektorien (d.h. der Abhängigkeit der Pollage von der Wechselwirkungsstärke) die Resonanzeigenschaften des betrachteten Systems. Der Verlauf der Poltrajektorien für das Dreineutronensystem mit S-Wellen-Yamaguchi-Wechselwirkung wurde in der Arbeit [1] angegeben. Dabei wurde die Wechselwirkungsstärke durch den Parameter κ charakterisiert, der mit der Bindungsenergie des Zweineutronensystems über $E_B = (\hbar^2/m)\kappa^2$ zusammenhängt. Die des ersten gebundenen Zustand des 3n -Systems entsprechende Trajektorie konnte nur für $\kappa > 0$ berechnet werden, d.h. für den Wechselwirkungsbereich, für den das Zweineutronensystem gebunden ist. Die Fortsetzung der Trajektorie in den Bereich $\kappa < 0$ ist aber gerade von besonderem Interesse, da für die in der Natur realisierte Wechselwirkung (aktuelle Wechselwirkung) $\kappa = -0,04 \text{ fm}^{-1}$ gilt. Die Schwierigkeiten bei der Fortsetzung der Trajektorie in den Bereich $\kappa < 0$ entstehen dadurch, daß die Trajektorie für $\kappa = 0$ durch einen singulären Punkt (Jefimowlimit) läuft. Auf dem oberhalb der Dreiteilchenzerfallschwelle zugänglichen nichtphysikalischen Blatt konnte zunächst keine Fortsetzung der Trajektorie gefunden werden. Eine genauere Analyse des Problems zeigte nun, daß sich der Zweiteilchenschnitt, der für $\kappa > 0$ auf dem physikalischen Blatt liegt, für $\kappa < 0$ auf dem nichtphysikalischen Blatt befindet und daß man bei günstig gewählter Deformation dieses Schnitts eine Fortsetzung der 3n -Trajektorie für $\kappa < 0$ finden kann. Die Rechnung ergibt für die aktuelle Wechselwirkung $\kappa = -0,04 \text{ fm}^{-1}$ einen Pol bei $z_p = -(88,0 + 27,91i) \text{ keV}$. Obwohl dieser Pol relativ dicht an der reellen Energieschere liegt, ist nicht zu erwarten, daß er experimentell beobachtbar sein wird, da eine Abschätzung ergibt, daß das Residuum sehr klein ist.

L i t e r a t u r

- [1] Möller, K., Proc. 8. Int. Conf. on Few Body Systems, Graz (1978);
Lecture Notes in Physics 87, Berlin: Springer-Verlag

1.3. KOINZIDENZQUERSCHNITTE ZWEIER PROTONEN FÜR PROTON-KERN-WECHSELWIRKUNG BEI 640 MeV

V.I. Komarov und G.E. Kosarev

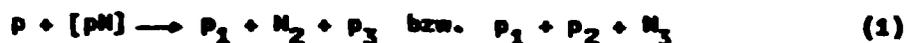
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

H. Müller, D. Netzband, T. Stiehler und S. Teich

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Kernreaktionen mit Protonen [1] oder schweren Ionen [2], in denen energiereiche Teilchen in Rückwärtsrichtung emittiert werden, stoßen gegenwärtig auf großes Interesse. Inklusive Spektren dieser Teilchen können durch eine ganze Reihe z.T. sehr unterschiedlicher Reaktionsmechanismen interpretiert werden (siehe z.B. [3]). Zur Klärung des Wechselwirkungsmechanismus in Proton-Kern-Stößen bei mittleren Energien wurden daher Koinzidenzmessungen durchgeführt. Die kinematischen Bedingungen in den Experimenten wurden so gewählt, daß die quasifreie

Streuung an korrelierten Nukleonpaaren gemäß



beobachtet werden konnte (p_1, p_2 in Vorwärtsrichtung, p_3 in Rückwärtsrichtung emittiert).

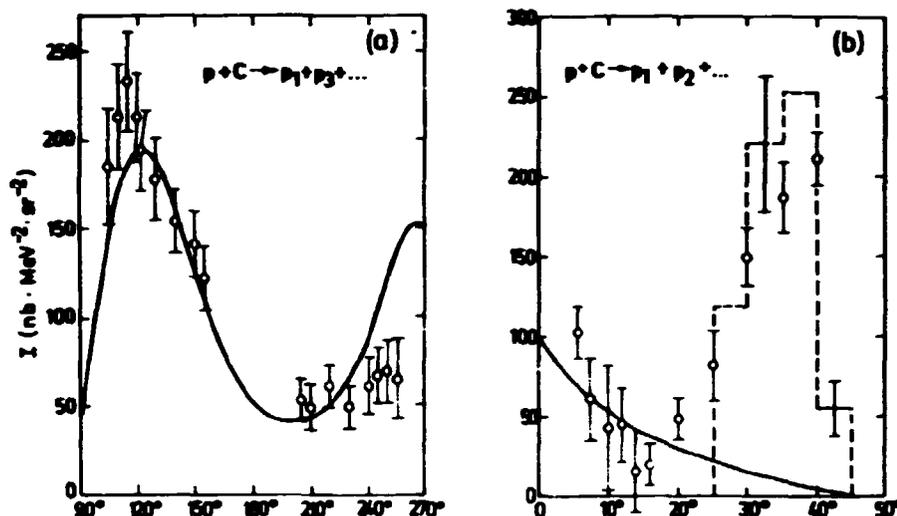


Abb. 1

- (a) Zwei-Protonen-Querschnitt in Abhängigkeit vom Rückwärtswinkel θ_3 (koplanare Messung). Der Wirkungsquerschnitt I ist durch $I = 1/(T_{3\max} - T_{3\min}) \int (d^4\sigma / d^2\Omega dT_1 dT_3) dT_3$ definiert und für das Energieintervall $T_3 = 50 \dots 90$ MeV dargestellt. Das Proton p_1 wurde im Energieintervall $255 \text{ MeV} \leq T_1 \leq 330 \text{ MeV}$ registriert. Der Beitrag der Kaskadenrechnung wurde abgezogen.
- (b) Zwei-Protonen-Querschnitt in Abhängigkeit vom Vorwärtswinkel (symmetrische $\alpha_1 = \alpha_2 \approx \alpha$, nichtkoplanare Geometrie $\beta_1 = \beta_2 \approx 120^\circ$). Der Wirkungsquerschnitt $I = d^4\sigma / d^2\Omega dT_1 dT_2$ ist ein Mittelwert bezüglich des Energieintervalls $265 \text{ MeV} \leq T_1 (T_2) \leq 340 \text{ MeV}$.

Winkelabhängigkeiten solcher Koinzidenzquerschnitte sind in Abb. 1 dargestellt. In [1] konnte gezeigt werden, daß das Kaskadenmodell inklusive Messungen beschreibt, aber nicht in der Lage ist, Zwei-Protonen-Querschnitte (p_1 - p_3 -Koinzidenzen) zu reproduzieren (siehe auch [4]). Analog ist die Situation im Falle der p_1 - p_2 -Messung. Nur der Anteil in der Winkelverteilung, der von der quasi-elastischen ($p, 2p$)-Reaktion herrührt, wird durch den Kaskadenmechanismus reproduziert (Abb. 1b). Der Anstieg des Wirkungsquerschnitte bei kleinen Winkeln ist durch Ereignisse aus dem Streuprozeß (1) bedingt.

Zwei-Protonen-Querschnitte können mit Hilfe eines phänomenologischen Modells beschrieben werden, in welches ein Streumechanismus an korrelierten Nukleonpaaren gemäß (1) angenommen wird [1]. Die Übereinstimmung dieser Rechnungen mit den Daten einschließlich der Normierungsfaktoren für die Reaktionsamplitude des Prozesses (1), die aus dem Vergleich der theoretischen und experimentellen p_1 - p_2 - und p_1 - p_3 -Querschnitte erhalten wurden, zeigt, daß es sich in beiden Fällen um den gleichen Mechanismus (1) handelt. Wir schließen, daß in unseren Messungen ein kinematisches Gebiet untersucht wurde, in welchem die quasi-freie Streuung an intranuklearen Zwei-Nukleonen-Gruppen dominiert.

L i t e r a t u r

- [1] Komarov, V.I. et al., Nucl. Phys. **A326** (1979) 297
- [2] Nagamiya, S. et al., Phys. Lett **81B** (1979) 147
- [3] Hüfner, J., report LBL-7766 (1978)
- [4] Komarov, V.I. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 7

1.4. QUASIFREIER KNOCKOUT VON PROTONPAAREN IN DER REAKTION C(p,3p) BEI 640 MeV

V.I. Komarov und G.E. Kosarev

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

H. Müller, D. Metzband, T. Stiehler und S. Tesch

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Von beträchtlichem Interesse sind neben Erzeugungsprozessen von Kernfragmenten [1] Kernreaktionen an intranuklearen Nukleonengruppen, die keine gebundenen Zustände im Endzustand besitzen. Das hier beschriebene Dreifach-Koinzidenz-Experiment wurde durchgeführt, um den Knockout von Proton-Paaren zu untersuchen [2]. Die kinematischen Bedingungen des Experimente wurden so gewählt, daß ein großer Viererimpuls auf den [pp]-Cluster übertragen wurde. In den Messungen vom exklusiven Typ wurden die drei energiereichen Protonen gemäß Prozeß



in symmetrischer ($\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, $\alpha_3 = 0$) und nichtkoplanarer Geometrie ($\gamma_1 = \gamma_2 = 12^\circ$, $\gamma_3 = 122^\circ$) registriert. Abb. 1 zeigt ein Energiespektrum der nach rückwärts emittierten Protonen p_3 und eine Winkelverteilung der Vorwärtprotonen p_1, p_2 .

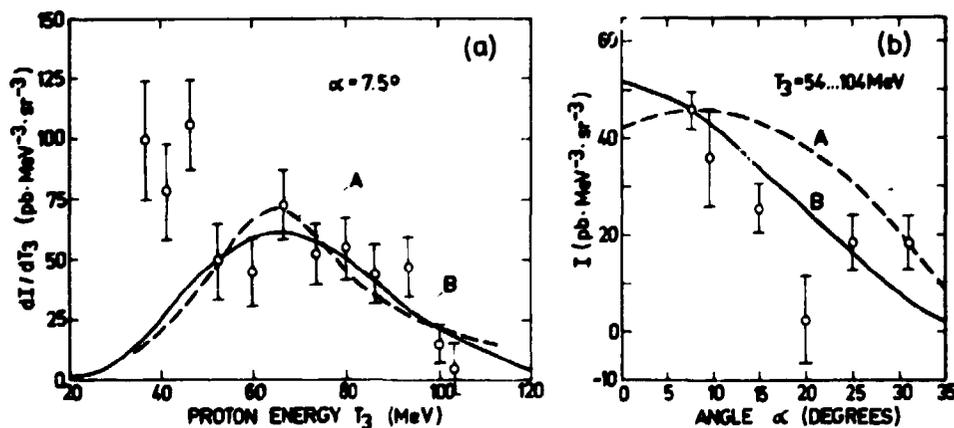


Abb. 1

(a) Energiespektrum dI/T_3

(b) Winkelverteilung $I(\alpha)$ für die Reaktion $p + C \rightarrow p_1 + p_2 + p_3 + \dots$ dI/dT_3

ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d^6\sigma/d\Omega_1 dT_1 d\Omega_2 dT_2 d\Omega_3 dT_3$ gemittelt über die Spektrometerezeptenzen. Die Protonen p_1, p_2 wurden innerhalb des Energiefensters 235 MeV $\leq T_1 (T_2) \leq 310$ MeV registriert. Die Verteilung $I(\alpha)$ ist durch die Beziehung $I(\alpha) = 1/(T_{3max} - T_{3min}) / (dI/dT_3)dT_3$ definiert. Das Energieintervall T_3 ist in der Abb. angegeben. Die Kurven A stellen Phasenraumberechnungen für Prozeß (1) dar, wobei die Fermibewegung des Protonclusters berücksichtigt wurde. Die Kurven B ergeben sich unter Berücksichtigung der Beziehung (2) mit $a_{ch} = 0.3$ fm.

Die Phasenraumverteilungen gemäß Prozeß (1) stimmen qualitativ mit den experimentellen Daten für Energien $T_3 > 50$ MeV überein, wenn man die Fernabewegung des Protonenpaares im Kern berücksichtigt (Kurven A). Darüber hinaus wurde eine mögliche Abhängigkeit des Matrixelementes für Prozeß (1) von den kinematischen Veränderlichen betrachtet, indem eine Streuung des Inzidenzprotons um kleine Winkel gemäß

$$|T|^2 \sim \sum_{i=1,2} \exp[-(\theta_{01}^* p_0^* a_{ch})^2] \quad (2)$$

angenommen wurde. θ_{01}^* und p_0^* bedeuten dabei den Streuwinkel und den Impuls im Schwerpunktsystem, während der Parameter a_{ch} die lineare Ausdehnung des Protonenpaares charakterisiert. Die Kurven B in Abb. 1 stellen das Ergebnis dieser Rechnungen dar. Aus der Analyse der Meßergebnisse konnte geschlossen werden, daß die Protonenemission unter den Bedingungen des hier beschriebenen Experimentes wesentlich von den Eigenschaften intranuklearer Gruppen abhängt, die im Stoßakt auf einige 100 MeV angeregt werden (siehe auch [2]).

L i t e r a t u r

- [1] Komarov, V.I. et al., Preprint E1-12393 Dubna (1979)
 [2] Komarov, V.I. et al., Nucl. Phys. A326 (1979) 297; Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 9

1.5. ZUM MECHANISMUS DER RÜCKWÄRTSSTREUUNG SCHNELLER PROTONEN IN HADRON-KERN-WECHSELWIRKUNGEN

V.I. Komarov

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

H. Müller

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei hohen Einstrahlenergien werden bei der Wechselwirkung von Hadronen mit Kernen schnelle Protonen unter Winkeln über 90° beobachtet. Der invariante Wirkungsquerschnitt läßt sich in der Form $A_0 \exp(-A_1 p_p^2)$ parametrisieren (p_p bedeutet den Impuls des Protons). In der vorliegenden Arbeit werden die inklusiven Protonenspektren aus der Reaktion



unter folgenden Voraussetzungen betrachtet:

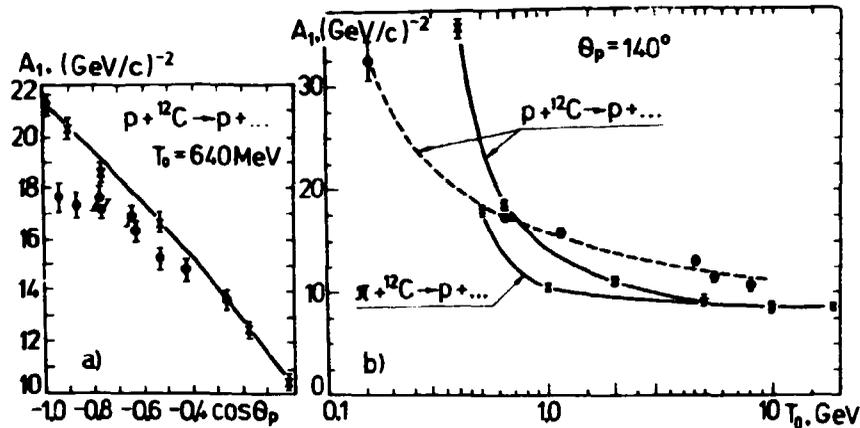
1. Das Hadron wechselwirkt mit einer Gruppe Nukleonen [kN] aus dem Kern, wobei die invariante Masse dieser Nukleonengruppe vergrößert wird.



2. Die relative Wahrscheinlichkeit für die Vergrößerung der invarianten Masse der Nukleonengruppe um einen bestimmten Wert ist eine innere Eigenschaft der Nukleonengruppe und unabhängig von Energie und Typ des ankommenden Hadrons.
 3. Die Wahrscheinlichkeit für die Streuung des Hadrons um einen bestimmten Winkel ist so gewählt, daß das Hauptmaximum der Streuung an einer schwarzen Kugel reproduziert wird.

4. Der totale Wirkungsquerschnitt ist durch den geometrischen Querschnitt der Nukleonengruppe [kN] und durch die Wahrscheinlichkeit, eine Gruppe von k Nukleonen im Kern zu treffen, gegeben.

Das Protonenspektrum ergibt sich durch Summation über Beiträge von Gruppen aus 2...8 Nukleonen. Sowohl die Winkelabhängigkeit des Parameters A_1 (siehe Abb. 1a) als auch das Scalingverhalten (Abb. 1b) können durch die Rechnungen wiedergegeben werden. Weitere Einzelheiten zu dem hier beschriebenen Modell sind in [2] zu finden.



Winkelabhängigkeit (a) und Energieabhängigkeit (b) des Parameters A_1

+ Rechnung, • Experiment, Refs. in [1], $50 \text{ MeV} < T_p < 150 \text{ MeV}$

L i t e r a t u r

- [1] Komarov, V.I. et al., Phys. Lett. **69B** (1977) 37
 [2] Komarov, V.I. und H. Müller, Preprint E2-12439 Dubna (1979); Pis'ma v JETHP **29** (1979) 29

1.6. DIE $d_{5/2}$ -ISOBARANALOGRESONANZ IM ${}^{59}\text{Cu}$

H.U. Gersch, F. Herrmann, D. Hinke, P. Kleinwächter und H. Schobert
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Auswertung der in dem früheren Jahresbericht [1] erörterten $d_{5/2}$ -Isobaranalogresonanz im ${}^{59}\text{Cu}$ hat ergeben, daß zwischen 4.7 MeV und 5.2 MeV Protoneneinschußenergie die Hauptstärke der Analogresonanz konzentriert ist. Bedingt durch die relativ hohe Spreadingbreite überschneidet sich ihre Feinstrukturverteilung mit einer anderen, bedeutend schwächeren $d_{5/2}$ -Analogresonanz, deren Vateranalogzustand im ${}^{59}\text{Ni}$ um 300 keV über dem der ersten $d_{5/2}$ -Analogresonanz liegt [2]. Zur genaueren Identifizierung der Resonanzen wurde deshalb eine Vielkanalmessung zwischen 4.40 MeV und 5.85 MeV Protonenenergie und einer experimentellen Auflösung von ca. 4 keV durchgeführt. Die Reaktionskanäle (p,p) , (p,p') , $(p,p'\gamma)$ und (p,γ) wurden bei mehreren Winkeln gemessen. Dadurch sind genauere Aussagen bezüglich der Lage, des Spins und der Parität der beobachteten Resonanzen zu erwarten als aus den vorhergehenden Messungen folgte. Die Auswertungen sind noch nicht abgeschlossen.

L i t e r a t u r

- [1] Beckert, K. et al., Jahresbericht 1976, ZfK-315 (1976) 9
 [2] Chowdhury, M.S. and H. M. Sen Gupta, Nucl. Phys. A205 (1973) 454

1.7. WINKELVERTEILUNG DER α -TEILCHEN IN DEN RESONANZEN DER REAKTION
 $^{31}\text{P}(p, \alpha_0)^{28}\text{Si}$ ZWISCHEN $E_p = 640$ keV UND 1530 keV

J. Förster und D. Lehmann

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

In den 9 bekannten Resonanzen der Reaktion $^{31}\text{P}(p, \alpha_0)^{28}\text{Si}$ für Inzidenzenergien der Protonen zwischen 640 keV und 1530 keV [1] wurden die Winkelverteilungen der α -Teilchen aus dieser Reaktion zum Grundzustand des Kerne ^{28}Si mit Festkörperepurdetektoren (Celluloseacetat-Folie vom VEB ORWO Wolfen) im Winkelbereich zwischen 25° und 160° simultan aufgenommen. Als phosphorhaltige Targets verwendeten wir Zn_3P_2 -Schichten (energetische Dicke etwa 4.5 keV, bezogen auf Protonen mit $E_p = 1$ MeV) auf einer freitragenden Kohlenstoff-Unterlage von ca. $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Stärke. Die Energiemonitorierung aller Resonanzen über $E_p = 1$ MeV erfolgte über die direkte Registrierung der α -Teilchen mit einem Halbleiterdetektor, während bei den restlichen Resonanzen die Energiebestimmung und -kontrolle über die Aufnahme der γ -Ausbeute aus der Reaktion $^{31}\text{P}(p, \gamma)^{32}\text{S}$ zur gleichen Resonanz mit einem im Faraday-Becher der Reaktionskammer angebrachten zweiten Zn_3P_2 -Target (energetische Dicke ca. 2 keV für Protonen von einem MeV) auf Tantal-Unterlage durchgeführt wurde.

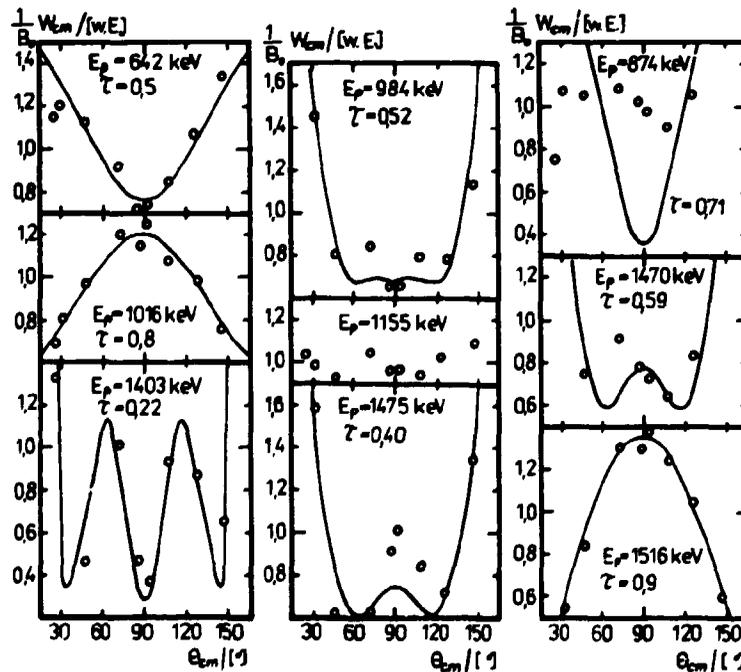


Abb. 1

Experimentelle normierte α -Winkelverteilungen für die angegebenen Resonanzenergien und mit PALFA berechnete theoretische Kurven mit zugehörigen Kanal-spinmischungsparameter τ (Statistischer Fehler innerhalb der Meßpunktgröße)

Die experimentellen Winkelverteilungen wurden mit Hilfe des Programme LEGFIT nach Legendre-Polynomen entwickelt und anschließend aus den so gewonnenen Entwicklungskoeffizienten für jede Resonanz die aus der R-Matrix-Theorie abzuleitenden Mischungsparameter für den Kanalspin (τ) berechnet. Die Bildung des Compoundkerns ^{32}S über die Reaktion $^{31}\text{P} + p$ verbietet dabei aus Gründen der Drehimpuls- und Paritätserhaltung eine zusätzlich mögliche Mischung mehrerer Bahndrehimpulse im Eingangskanal.

Abb. 1 zeigt die experimentellen Werte, die mit dem Programm PALFA gewonnenen theoretischen Kurven für die untersuchten Winkelverteilungen sowie die Kanal-einschiebungsparameter für die Bildung des jeweiligen hochangeregten Compoundkern-Zustands im ^{32}S [2]. Die bei der Mehrzahl der Resonanzen auftretenden τ -Werte über 0.5 weisen auf eine Bevorzugung der Zwischenkernbildung über den Lingengekanal $s = 1$ hin.

L i t e r a t u r

- [1] Endt, P.M. and C. van der Leun, Nucl. Phys. A310 (1978) 1
- [2] Förster, J., Diplomarbeit, KMU Leipzig (1979)

1.8. UNTERSUCHUNG DER NEUTRONENSTREUUNG AN ^{28}Si BEI DER EINSCHUSSENERGIE 10 MeV

W. Pitz, D. Schaidt, D. Seeliger und T. Streil

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Bei der Einschussenergie von 10 MeV wurden für die in der $^{28}\text{Si}(n,n')$ -Reaktion auflösbaren Niveaus bzw. Niveaugruppen n_0 , n_1 , n_2 , n_3 , n_4 , n_{6+7} und n_{8+9} absolute partielle Wirkungsquerschnitte experimentell bestimmt und mit theoretischen Berechnungen verglichen.

Die Neutronenerzeugung [1], das benutzte Detektorsystem am Tandembeschleuniger [2] sowie das Auswertprogramm [3] wurden bereits detailliert beschrieben. Es sind zwei unabhängige Meßzyklen für die 8 Winkel 15° , 30° , $50^\circ \dots 150^\circ$ bzw. 20° , $40^\circ \dots 160^\circ$ durchgeführt worden. Der zylindrische Streuer aus natürlichem Silizium vom Gewicht 43.53 g hatte eine Höhe und einen Durchmesser von je drei cm. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte wurden auf Flußschwächung, Mehrfachstreuung und endliche Geometrie korrigiert.

Zur Interpretation wurden das sphärische optische Modell (SOM) sowie das statistische Modell nach Hauser-Feshbach (HF), beide berechnet mit dem Programm ELIESE [4], und das Kollektivmodell mit der Methode der gekoppelten Kanäle (CC; Programm CHUCK [5]) benutzt. Die HF-Rechnungen mußten für höhere Einschussenergien mit den Ergebnissen des Programms STAPRE [6] normiert werden. Die verwendeten optischen Parameter unterscheiden sich nur unwesentlich von denen anderer Autoren [7]. Die Anregemoden bei Berechnung des direkten Anteils stimmen mit Ergebnissen aus spektroskopischen Untersuchungen weitgehend überein. Die berechneten Wirkungsquerschnitte sind eine inkohärente Summe aus SOM- und HF-Anteil bzw. CC- und HF-Anteil. In Abb. 1 sind die experimentellen Ergebnisse gemeinsam mit den Rechenergebnissen dargestellt.

Die Übereinstimmung ist allgemein gut. Details über den Anregungsmechanismus sowie Gründe für Unterschiede zwischen Theorie und Experiment werden in einer gesonderten Publikation eingehender diskutiert, ebenso wie die Erweiterung dieser Analyse auf den Einschussenergiebereich zwischen 7 und 14 MeV.

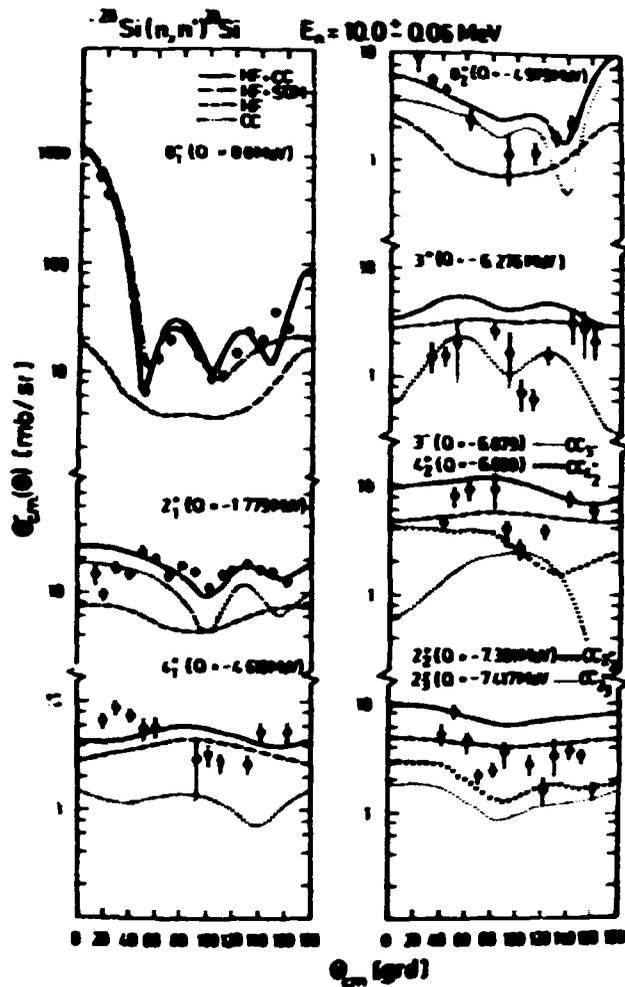


Abb. 1

Winkelverteilungen partieller Wirkungsquerschnitte aus der $^{28}\text{Si}(n,n')^{28}\text{Si}$ -Reaktion und deren Vergleich mit Berechnungen in verschiedenen Modellen

(SOM - sphärisches optisches Modell,
 HF - Hauser-Feshbach-Theorie,
 CC - Kollektivmodell mit gekoppelten Kanälen)

L i t e r a t u r

- [1] Mittag, S. et al., Kernenergie Z (1979) 237
- [2] Eckstein, P. et al., Nucl. Instr. Meth., in Druck
- [3] Förtsch, H. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 245
- [4] Kießig, G., Dissertation A, TU Dresden (1974)
- [5] Kunz, P.D., University of Colorado, unveröffentlicht
- [6] Uhl, M. und B. Strohmaier, report IRK 76/01, Wien (1976)
- [7] Obet, A.W. and J.L. Weil, Phys. Rev. C7 (1973) 1076

1.9. QUERSCHNITTE DER UNELASTISCHEN NEUTRONENSTREUUNG AN ^{93}Nb und ^{115}In IM EINSCHUSSENERGIEBEREICH VON 6.8 BIS 12 MeV

M. Adel-Fawzy, H.-W. Eckhardt, H. Förtech, S. Mittag, W. Pilz, D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Am Tandembeschleuniger des ZfK Rossendorf wurden Neutronenstreuexperimente im Einneutroneneinheitsgebiet von 6.8 bis 12 MeV durchgeführt. Zur Neutronenerzeugung dient die $D(d,n)$ -Reaktion (Gastarget) [1], wobei der Streuer unter einem Winkel von 0° bezüglich der Deuteroneneinheitsrichtung steht. Die Aufnahme der Streuspektren erfolgt über ein Multidetektorsystem [2]. Bei jeder Messung registriert ein Monitordetektor das Spektrum der unter $\theta_{\text{LAB}} = 20^\circ$ aus dem Target austretenden Neutronen, wodurch die Absolutnormierung der Querschnitte ermöglicht wird. Bisher erfolgte die Messung von Neutronenstreuexperimenten für die Konstruktionsmaterialien von Fusionsreaktoren ^{93}Nb und ^{115}In unter den Winkeln $20^\circ, 30^\circ, 40^\circ \dots 150^\circ, 160^\circ$ bei den Neutroneneinheitsenergien $E_0 = 6.8, 8.0, 9.0, 10.0, 11.0$ und 12.0 MeV. Über die Gewinnung der differentiellen elastischen Streuquerschnitte aus diesen Messungen wurde bereits berichtet [3]. Die Auswertung der Spektren unelastisch gestreuter Neutronen ist im Energiebereich $(E_0 - 6 \text{ MeV}) \leq E_n \leq (E_0 - 1 \text{ MeV})$ möglich. Die obere Grenze für E_0 ist durch das Auftreten des elastischen Peaks bedingt. Die nur mit beschränkter Genauigkeit durchführbare Abtrennung dieses Peaks führt zu entsprechenden Fehlern für die relativ kleinen unelastischen Streuquerschnitte bei Energien $E_n \approx E_0$.

Die untere Grenze für den Auswertebereich wird durch den Deuteronenaufbruch bestimmt, der insbesondere bei Einheitsenergien ab $E_0 = 10$ MeV in Konkurrenz zur DD -Reaktion auftritt. Die Maximalenergie der Aufbruchneutronen liegt etwa 6.5 MeV niedriger als die Einheitsenergie.

Die (d,n) -Reaktionen an unvermeidbaren Verunreinigungen des Deuterium-Gastargets führen zu weiteren Störungen [1]. Diese können weitgehend eliminiert werden, erhöhen jedoch die Fehler der Querschnitte der unelastischen Streuung.

Die Berechnung der Querschnitte wurde mit Hilfe des Programme NEUTU [4] durchgeführt. Abb. 1 zeigt als Beispiel für

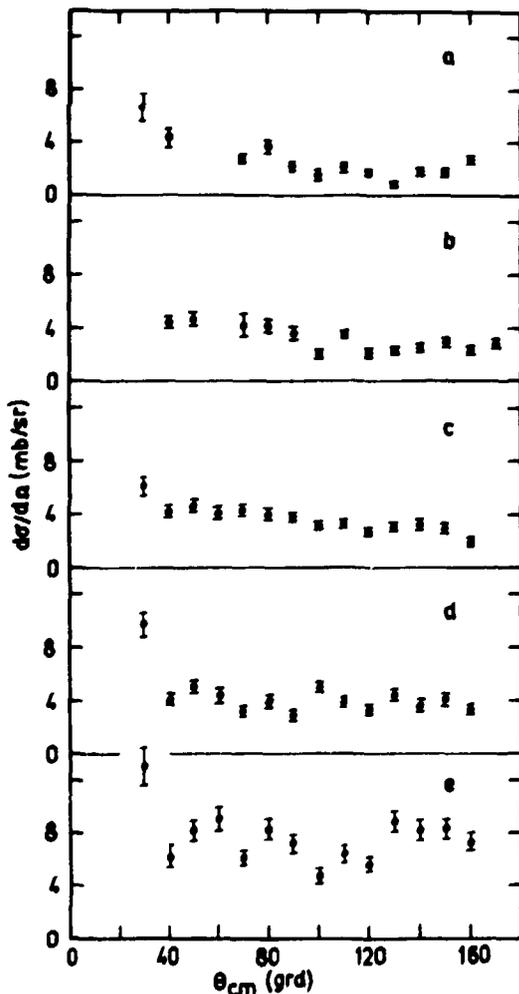


Abb. 1

Wirkungsquerschnitte der unelastischen Neutronenstreuung an ^{93}Nb , Einheitsenergie 10 MeV, bei verschiedenen Anregungsenergieintervallen des Restkerne:

- a - U = 1 bis 2 MeV,
- b - U = 2 bis 3 MeV, ...
- e - U = 5 bis 6 MeV.

^{93}Nb die Winkelverteilungen der unelastisch gestreuten Neutronen bei der Einschussenergie $E_0 = 10 \text{ MeV}$. Die Vorwärtsbetonung der Winkelverteilungen, insbesondere für die höheren Neutronenenergien, deutet auf das Vorhandensein von Vergleichgewichtsprozessen im Mechanismus der unelastischen Neutronenstreuung hin.

Gegenwärtig erfolgt die theoretische Analyse dieser Meßergebnisse.

L i t e r a t u r

- [1] Mittag, S. et al., Kernenergie Z (1979) 237
- [2] Eckstein, P. et al., Nucl. Instr. Meth., im Druck
- [3] Adel-Fawzy, M. et al., Kernenergie Z (1979) 235
- [4] Förtsch, H. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 245

1.10. UNTERSUCHUNG DER ELASTISCHEN UND UNELASTISCHEN NEUTRONENSTREUUNG AN SCHWEFEL IM EINSCHUSSENERGIEBEREICH 7 BIS 11 MeV

M. Adel-Fawzy, H. Förtsch, S. Mittag, W. Pilz, D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Mit dem Neutronenflugzeit-Multidetektorsystem [1] und der vorgeschlagenen Methode zur Neutronenerzeugung am Tandembeschleuniger [2] wurden systematische Untersuchungen zur Neutronenstreuung im Einschussenergiebereich zwischen 7 und 11 MeV durchgeführt [3]. Der Neutronenfluß wurde mit einem Monitor-Flugzeitdetektor unter Einbeziehung in das Multidetektorsystem überwacht. Durch Eichmessungen, bei denen ein Meß- und der Monitordetektor unter gleichen Winkeln auf das Target gerichtet sind, wurde die unbekannte Monitordetektor-Nachweiseffektivität eliminiert. Auf diese Weise wurden absolute Wirkungsquerschnitte bestimmt.

Die Messungen wurden mit einem hohlzylindrischen Schwefel-Streuer (natürliches Isotopengemisch; $\rho_0 = 3 \text{ cm}$, $\rho_1 = 1 \text{ cm}$, $h = 3 \text{ cm}$, $m = 36.30 \text{ g}$) durchgeführt. Die Peakflächenbestimmung und die Korrekturen auf Mehrfachstreuung, Flußschwächung und Streugeometrie erfolgte mit den Rechenprogrammen ASYVAR und KORTUR. Durch die inkohärente Überlagerung eines Compound-Anteils (Hauser-Feshbach-Theorie) und eines direkten Anteils im Rahmen des optischen Modells bzw. nach der Methode der gekoppelten Kanäle nach Tamura wird die Struktur der Wirkungsquerschnitte gut reproduziert. Abb. 1 zeigt einen Vergleich zwischen den gemessenen integrierten Wirkungsquerschnitten und denen anderer Autoren.

Die partiellen differentiellen Wirkungsquerschnitte der unelastischen Streuung wurden ebenfalls durch inkohärente Überlagerung von Compound- und direktem Anteil (gekoppelte Kanäle) theoretisch interpretiert. Abb. 2 zeigt den Vergleich zwischen den gemessenen und den berechneten unelastischen Wirkungsquerschnitten im gesamten Energiebereich.

Die bisher durchgeführten Rechnungen zeigen, daß der integrierte unelastische Wirkungsquerschnitt mit steigender Einschussenergie abnimmt. Dieses Verhalten wird durch das starke Abnehmen des Compound-Anteils verursacht, das eine Folge der zunehmenden Zahl offener Kanäle ist, während der direkte Anteil sehr schwach mit der Energie variiert.

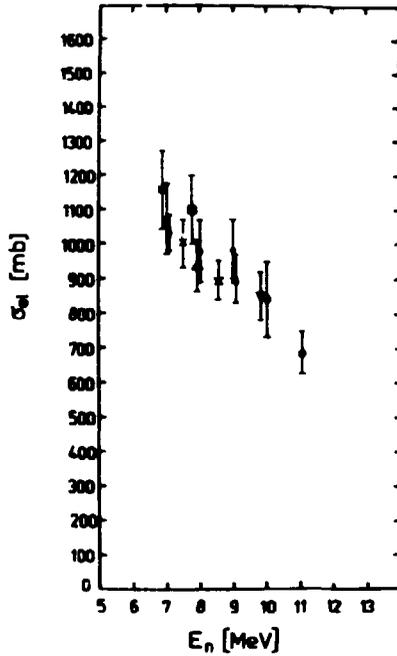


Abb. 1

Integrierte Wirkungsquer-
schnitt der elastischen
Streuung an Schwefel

□ vorliegende Messungen;
die übrigen Symbole reprä-
sentieren Ergebnisse anderer
Autoren, vgl. [3]

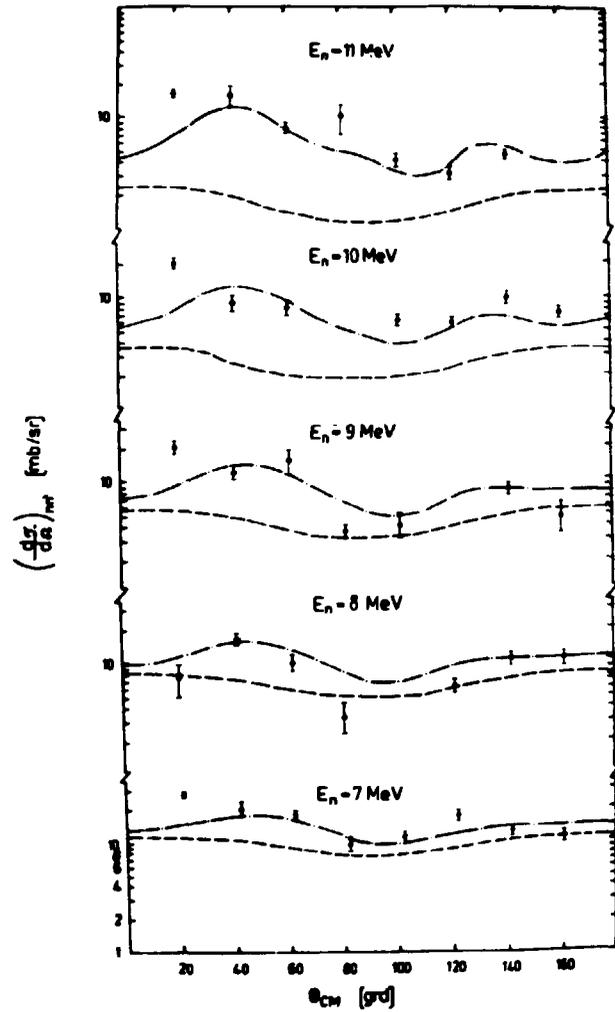


Abb. 2

Vergleich der gemessenen und berechneten
unelastischen Wirkungsquerschnitte
(erstes 2^+ -Niveau)

----- Compound-Anteil
- · - · - Summe von Compound- und direktem
Anteil

L i t e r a t u r

- [1] Helfer, H. et al., Jahresbericht 1976, ZfK-315 (1976) 167
- [2] Helfer, H. et al., Jahresbericht 1976, ZfK-315 (1976) 168
- [3] Adel-Fawzy, M., Dissertation A, TU Dresden (noch nicht verteidigt)

1.11. ZUR ANWENDBARKEIT DES KLASSISCHEN BAHNBEGRIFFS BEI UNELASTISCHEN STREUVORGÄNGEN

E. Mentchel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die in [1] beschriebenen Untersuchungen im Gebiet der Fresnel-Diffraktion zeigen, daß die Beziehungen zwischen den asymptotischen Winkeln im Ein- und Ausgangekanal durch einfache Lokalisierungsannahmen für den Übergang vom elastischen zum unelastischen Streukanal beschreibbar sind. Vom Standpunkt der Quantenmechanik ist nicht recht verständlich, weshalb der Anregungsprozeß in derart extremer Weise als Schnittpunkt klassischer Bahnen überhaupt lokalisierbar ist und die sich daraus ergebenden Konsequenzen experimentell belegbar sind [1]. Um dies besser zu verstehen, wurden folgende Fragen bearbeitet:

- (A) Welche Gültigkeitsgrenzen des Trajektorienmodells ergeben sich bei der unelastischen Streuung leichter Teilchen?
- (B) Lassen sich neben der üblicherweise im Zusammenhang mit der WKB-Methode verwendeten Wellenlängenbedingung noch andere Konstruktionen für den klassischen Grenzübergang finden?

Die Bearbeitung dieser Fragen ist noch nicht abgeschlossen und bedarf in vielen Details noch einer entsprechenden numerischen Bestätigung.

Einige vorläufige Ergebnisse:

Zu (A)

Wichtig ist hierbei der Unterschied zwischen der klassischen und als Ableitung der Streuphase nach dem Bahndrehimpuls definierten quantenmechanischen Ablenkfunktion. In [2] wird als Ursache vor allem die Absorption angesehen. Die quantenmechanische Ablenkfunktion zeigt wesentlich geringere Abweichungen vom reinen Coulombfall als die unter Vernachlässigung des Imaginärteils mit dem optischen Modell-Potential gewonnene klassische Ablenkfunktion. Ausgehend davon wurde die Streuung leichter Teilchen bei Energien in der Nähe der Coulombschwelle betrachtet. Die Phasenbeziehungen zwischen dem elastischen und unelastischen Streukanal sind unter Verwendung der in [1] angegebenen Methode mit einem reinen Coulombpotential qualitativ besser beschreibbar als unter Hinzunahme gefitteter Realpotentiale für die Kernwechselwirkung. Diese Situation ist in Abb. 1 und 2 illustriert, in denen die Ablenkfunktionen bzw. Winkelverteilungen zu (p, p') -Messungen von Kruse et al. [3] dargestellt sind. Das divergente bzw. stark fluktuierende Verhalten der klassischen Ablenkfunktion mit Realteil des Kernpotentials ist im experimentellen Material der Phasenbeziehungen nicht bzw. nur schwer wiederzufinden. Die Experimente weisen statt dessen darauf hin, daß die quantenmechanische Ablenkfunktion wie eine "im Mittel repräsentative" klassische Bahn verwendet werden kann, um die Phasenbeziehungen zwischen Ein- und Ausgangekanal zu berechnen.

Zu (B)

Sowohl die Stationaritätsbedingung der semiklassischen Streutheorie [4] als auch Diskussionen an Wellenpaketen lassen erkennen, daß der klassische Grenzfall oder genauer gesagt die Vorstellung klassischer Teilchenbahnen eine Mittelungseigenschaft von Lösungen der Schrödingergleichung ist.

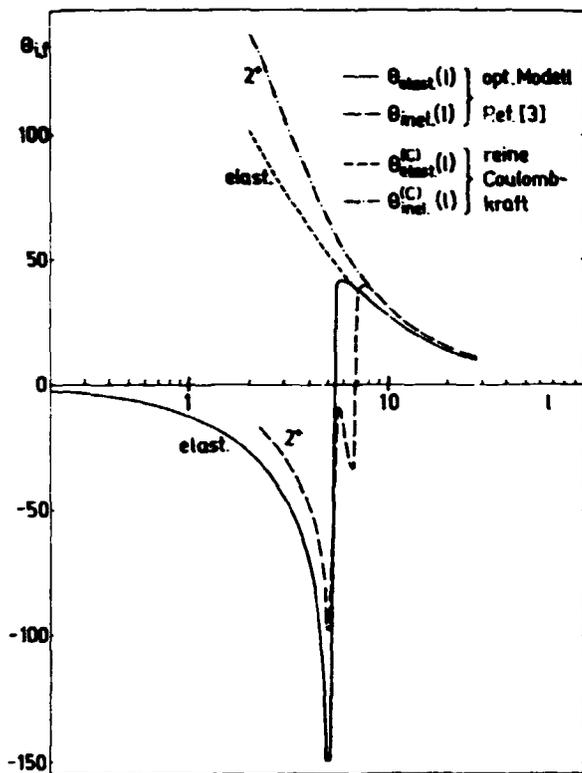


Abb. 1
Klassische Ablenkfunktionen im Ein- und Ausgangskanal zu $^{148,150}\text{Sm}(p,p')$ für ein reines Coulombpotential und den reellen Teil des in [3] gefitteten optischen Modell-Potentiale

Darauf aufbauend, wurde das Verhalten von Wellenpaketen untersucht, die durch Faltungen in den Quantenzahlen Energie und Bahndrehimpuls definiert sind. Mit der Ausarbeitung eines entsprechenden Rechenprogramms wurde begonnen.

L i t e r a t u r

[1] Hentchel, E. et al., Proc. Balaton Conf. on Large Amplitude Collective Motion (1979) 618; Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 23
 [2] Harney, H.L. et al., Z. Phys. **269** (1974) 339; Frahn, W.E., in: "Heavy Ions, High-Spin States and Nuclear Structure", Vol. I, IAEA Vienna (1975) 157
 [3] Kruse, T. et al., Nucl. Phys. **A169** (1971) 177
 [4] Knoll, J. and R. Schaeffer, Phys. Rev. **C31** (1977) 189

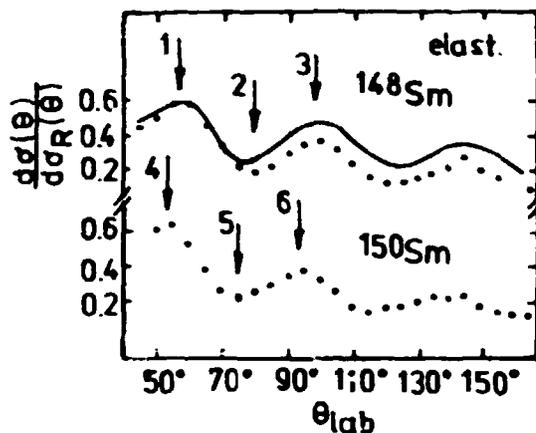


Abb. 2a
Elastische Streudaten von Kruse et al. [3]

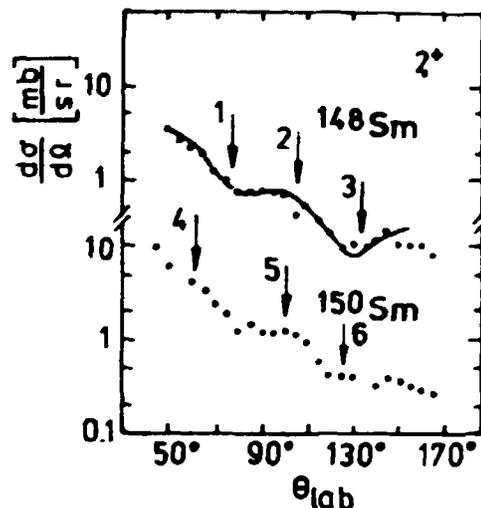


Abb. 2b
Unelastische Streudaten bei Anregung des ersten 2^+ -Niveaus von Kruse et al. [3]. Die Pfeile markieren die Phasenzuordnung bei reiner Coulombkraft. Die ausgezogene Linie stellt zur Verdeutlichung des Kurvenverlaufs Ergebnisse von Kanal-kopplungsrechnungen von [3] dar.

1.12. ZUM ZERFALL VON DREIKÖRPER-KERNMOLEKÜLEN

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

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Beim experimentellen Nachweis von molekülartigen Konfigurationen, welche aus drei Clustern bestehen, kommt neben der Modellvorstellung über die Struktur der Moleküle der Einsicht in den Zerfall dieser Konfigurationen in drei Teilchen Bedeutung zu. Bisher wurde der Einfachheit halber angenommen, daß beim Zerfall die inneren Winkel der Anfangskonfiguration konstant bleiben [1] (siehe Bericht 1.13.). In einem halbklassischen plausiblem Modell werden die asymptotischen Winkel zwischen den drei Zerfallsprodukten und deren Energien berechnet. Als Beispiele dienen zwei Resonanzen der Reaktion $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} + \alpha$. Dabei liegen der Anfangsstruktur des Kern-Quasimoleküls $^{12}\text{C}-\alpha-^{12}\text{C}$ Ergebnisse von Wiebicke und Zhukow [2] zugrunde. Die 14^+ -Resonanz wurde bereits experimentell auf den Dreikörperzerfall hin untersucht [3]. Sie wird außerdem in ihren Parametern vom oben erwähnten Modell [2] gut beschrieben. Die 5^- -Resonanz kann an unserem Tandem-Generator erreicht werden. Allerdings ist der innere Winkel θ des entsprechenden Kern-Quasimoleküls nicht sicher bestimmbar [2]. Bei der Beschreibung des Zerfalls liegen folgende vereinfachende Vorstellungen zugrunde (Coulomb break up):

- Die Anfangskonfiguration ist spiegelsymmetrisch. Diese Symmetrie bleibt beim Zerfall erhalten. Damit genügt eine Beschreibung der Konfiguration in den Koordinaten ϕ, ψ eines der ^{12}C Zerfallsprodukte (Abb. 1).
- Von der Anfangskonfiguration ϕ_0, ψ_0 aus tunnelt der Zustand bis zur Oberfläche des effektiven Potentials $E_{\text{eff}} = E_{\text{Coul}} + E_{\text{rot}}(J)$ der gesamten Konfiguration. In Abb. 2 sind die Isopotentiallinien für $E_{\text{eff}} = E^p(14^+)$ und $E^p(5^-)$ eingezeichnet. Für die Anfangspunkte ϕ_1, ψ_1 der weiteren klassischen Bewegung wird angenommen, daß sie den geringstmöglichen Abstand zur Anfangskonfiguration ϕ_0, ψ_0 besitzen.
- Die weitere Teilchenbewegung wird durch die Coulombabstoßung bestimmt, wobei auf der Oberfläche des effektiven Potentials die Anfangsbedingung der Bahn nur durch den Drehimpuls gegeben ist.

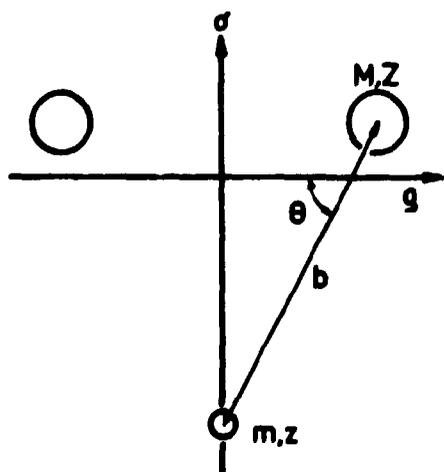


Abb. 1

Wahl der Koordinaten im Schwerpunkt des zerfallenden Dreikörper-Quasimoleküls

Die Differentialgleichung für die Teilchenbahn $\phi(\psi)$ ergibt sich aus dem Energieansatz

$$\mu v_\phi^2 + v_\psi^2 = 2\kappa \left(\frac{Z}{r_0} \left(\frac{1}{\psi} - \frac{1}{\psi_0} \right) + \frac{1}{b_1} - \frac{1}{b} \right) \quad (1)$$

sowie der Nebenbedingung

$$\frac{d\phi}{d\psi} = \frac{v_\phi}{v_\psi} \quad (2)$$

wobei v_ϕ und v_ψ die Geschwindigkeitskomponenten des Teilchens in Abhängigkeit von ψ darstellen.

Es bedeuten: $\mu = 1 + \frac{2M}{m}$, $\kappa = 2Zz$, $b^2 = \psi^2 + \mu^2 \phi^2$.

M und m stellen die Massen, Z und z die Ladungen von ^{12}C bzw. α dar. Die oben eingeführte Symmetrie bleibt strenggenommen nur bei $I = 0$ erhalten. Um eine analytische Näherung zu erhalten, wird in weiteren die Rotation der Konfiguration nicht berücksichtigt. Das scheint gerechtfertigt, da nur die relativen asymptotischen Bahnwinkel interessieren.

Aus (1) und (2) läßt sich V_6^2 eliminieren, während sich V_3^2 durch Integration der Bewegungsgleichung ergibt:

$$V_3^2 = 2\kappa \left(\frac{Z}{4z} \left(\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s} \right) + I(s) \right) \quad (3)$$

mit

$$I(s) = \int_{s_1}^s \frac{s' ds'}{(s'^2 + \mu^2 b^2(s'))^{3/2}} \quad (4)$$

Dadurch erhält man einen Ausdruck für den Bahnwinkel δ (Abb. 2)

$$\tan \delta = \frac{db}{ds} = \left[\frac{1}{\mu} \frac{\left(\frac{1}{b_1} - \frac{1}{b} \right) - I(s)}{\frac{Z}{4z} \left(\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s} \right) + I(s)} \right]^{1/2} \quad (5)$$

der für große Entfernungen in

$$\tan \delta_\infty = \left. \frac{db}{ds} \right|_\infty = \left[\frac{1}{\mu} \frac{s_1/b_1 - s_1 I(\infty)}{Z/4z + s_1 I(\infty)} \right]^{1/2} \quad (6)$$

übergeht.

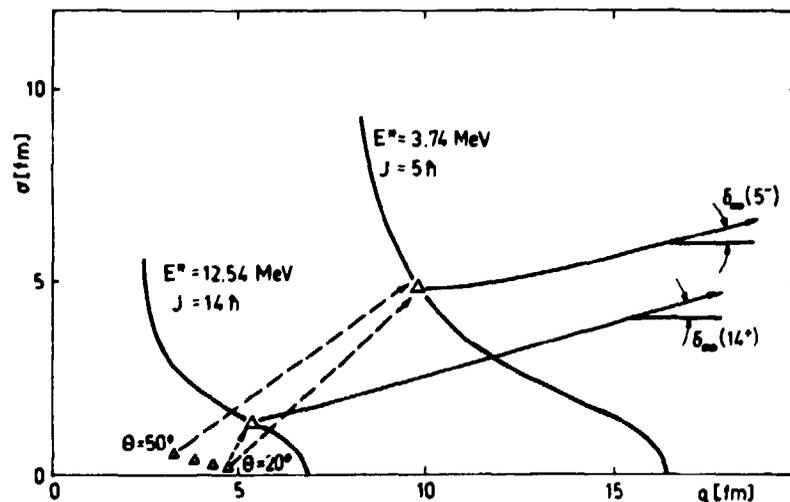


Abb. 2

Modellvorstellung zum Verlaufe des Zerfalls des Dreikörper-Quasimodells aus der Anfangskonfiguration $\Delta\Delta\Delta$ durch Tunneln zur Oberfläche des effektiven Potentials Δ und von dort aus klassisch weiter mit dem Asymptotenwinkel δ_∞ .

Das Integral $I(\infty)$ ist in jedem Falle positiv, so daß sich für δ_∞ eine obere Grenze ergibt:

$$\tan \delta_\infty \text{ (obere Grenze)} = \left[\frac{42 \xi_1}{\mu \xi b_0} \right]^{1/2} \quad (7)$$

Um eine untere Grenze für δ_∞ zu erhalten, genügt ein geeigneter Ansatz für $\xi(\rho)$, welcher den Integranden überbewertet und gleichzeitig das Integral analytisch lösbar macht. Dazu eignet sich der Ansatz

$$\left(\frac{\xi}{\xi}\right)^2 = \left(\frac{\xi}{\xi}\right)_\infty^2 - \frac{a}{\xi} \quad (8)$$

In Tab. 1 sind die Parameter für die Anfangskonfiguration und die asymptotische Teilchenbewegung für die zwei interessierenden Resonanzen zusammengestellt. Zum Vergleich sind die Werte aus einer numerischen Integration der Bahngleichungen dargestellt, welche auch zeigen, daß die Abweichungen von der Symmetrie durch den Einfluß des Drehimpulses in vertretbaren Grenzen bleiben.

H.J. Wiebicke sei für hilfreiche Diskussionen gedankt.

Tabelle 1

Coulomb break up des Kern-Quasimoleküls $^{12}\text{C}-\alpha-^{12}\text{C}$ in zwei Resonanzen

J [\hbar]		14^+	5^-
E^R	[MeV]	12.54	3.74
b_0	[fm]	5	5
θ_0	[Grad]	20	20...50
ξ_1	[fm]	1.3	4.8
ξ_1	[fm]	5.3	9.8
$E_{\text{Coul}}(\xi_1)$	[MeV]	8.070	3.607
$E_{\text{rot}}(\xi_1)$	[MeV]	4.503	0.101
δ_∞ (ob.Grenze)	[Grad]	17.2	13.0
δ_∞ (unt.Grenze)	[Grad]	13.9	9.1
α^+	[Grad]	146...152	154...162
$\alpha_{\text{num.}}^+$	[Grad]	150	158
B_{num}^+	[Grad]	-0.2	10.5
$E(^{12}\text{C})^+$	[MeV]	4.47	1.56
$E(\alpha)^+$	[MeV]	3.60	0.62

- $^+)$ α : asymptotischer Relativwinkel zwischen den ^{12}C -Zerfallsprodukten
 α_{num} : dgl. aus der numerischen Berechnung
 B_{num} : Winkel der Abweichung der asymptotischen Bahn des α -Teilchens von der Symmetrie in Richtung der Drehung (numerisches Ergebnis)
 $E(^{12}\text{C})$ und $E(\alpha)$: asymptotische kinetische Energien der Zerfallsprodukte bei den numerisch erhaltenen Asymptotenwinkeln

L i t e r a t u r

[1] Wiebicke, H.J. und M.V. Zhukow, Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 71

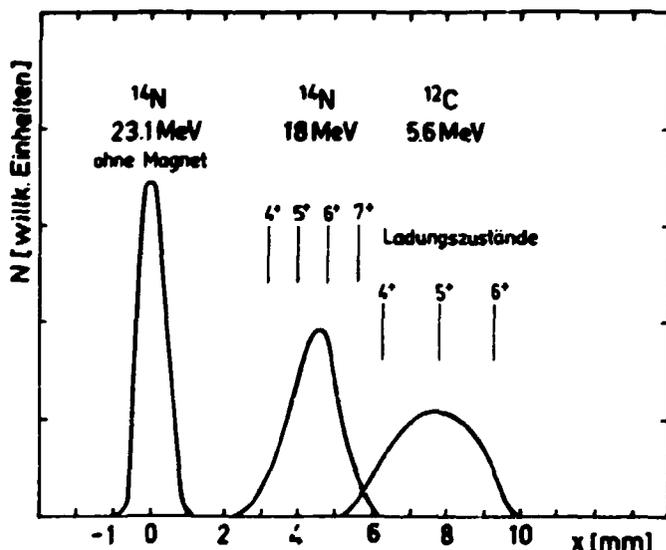
- [2] Wiebicke, H.J. und M.V. Zhukow, Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 69
 [3] Scheurer, J.N. et al., Nucl. Phys. A319 (1979) 274

1.13. VORVERSUCHE ZUM NACHWEIS DES DREIKÖRPERZERFALLS

H.U. Gerech, D. Grambole, H. Müller und H. Schobbert
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Es gibt Hinweise auf eine mögliche Existenz von Dreikörper-Konfigurationen des Type $^{12}\text{C}-\alpha-^{12}\text{C}$ in der Resonanz der Reaktion $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ bei $E_{\text{CM}} = 19.7 \text{ MeV}$ [1]. Nach Modellvorstellungen [2] sollte eine Dreikörper-Rotationsbande [3] existieren, zu welcher der Zustand bei 19.7 MeV zugeordnet werden kann. Am Rossendorfer Tandemgenerator wurde versucht, die Existenz des Dreikörperzerfalls in der Resonanz bei $E_{\text{CM}} = 9.3 \text{ MeV}$ [4] nachzuweisen. Unter der Annahme einer Dreieckskonfiguration des Kernmoleküls mit einem Winkel $\theta = 20^\circ$ als Abweichung von der linearen Struktur und einem radialen Zerfall wurden $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ -Koinzidenzen bei den Laborwinkeln $\lambda_1 = \lambda_2 = 23.5^\circ$ gemessen. Die bisher vorliegenden Daten erlauben wegen zu geringer Statistik noch keine Aussagen.

Da die Halbleiterdetektoren einer starken Strahlenbelastung ausgesetzt waren, ist geplant, die elastisch gestreuten ^{16}O -Ionen von den ^{12}C -Ionen aus dem erwarteten Zerfall mit Hilfe magnetischer Felder zu separieren. In einem methodischen Vorversuch wurde unter Verwendung der elastischen Streuung von ^{14}N -en ^{12}C -Ionen die Verteilung der Ladungszustände bei den entsprechenden Energien und Targetkonfigurationen untersucht (^{16}O -Ionen standen als Strahl zu dieser Zeit nicht zur Verfügung). Dabei wurde das Feld eines speziellen Permanent-



magneten mit einer Ausdehnung von 10 cm und einer Stärke von 800 G benutzt. Wie Abb. 1 zeigt, sollte es demnach gelingen, durch geeignete Ausblendung der elastisch gestreuten Teilchen die Belastung der Halbleiterdetektoren wesentlich zu reduzieren.

Abb. 1
 Räumliche Trennung der elastisch gestreuten Ionen von den Reaktionsprodukten in einem methodischen Vorversuch

L i t e r a t u r

- [1] Scheurer, J.N. et al., Nucl. Phys. A319 (1979) 274
 [2] Wiebicke, H.J. und M.V. Zhukow, Jad. Fiz. 28 (1978) 341; Jad. Fiz. 28 (1978) 926
 [3] Wiebicke, H.J., Phys. Lett. 84B (1979) 379
 [4] Voit, H. et al., Z. Phys. 255 (1972) 425; Treu, W. et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977) 645

1.14. STREUUNG VON ^{14}N -IONEN AN $^{24,26}\text{Mg}$

H.-J. Thomas und D. Wohlfarth

Zentralinstitut für Kernforschung, Roesendorf, Bereich KF

Nachdem in [1] die Winkelverteilungen der an den Targete $^{24,26}\text{Mg}$ elastisch bzw. unelastisch gestreuten ^{14}N -Ionen sowie über die klassische Teilchenbahnvorstellung eine Erklärung für die unterschiedlichen Lagen von Interferenzmaxima bzw. -minima vorgestellt wurden, soll hier über vorläufige Ergebnisse von Kanalkopplungsrechnungen berichtet werden. Die quantenmechanische Beschreibung der Streuprozesse erfolgte mit einem von NBI-Kopenhagen übernommenen FORTRAN-Programm; die Rechnungen wurden an einer Anlage vom Typ ES 1040 durchgeführt. Die Parameter des optischen Modells wurden durch Fit der elastischen Streudaten mit dem für Schwerionen modifizierten Programm OPA-HI [2] erhalten. Bis auf einen verkleinerten Diffuseness-Wert des imaginären Volumensabsorptionspotentials fanden diese Parameter auch für die Kanalkopplungs-Rechnungen Verwendung. Der Radiusparameter r_{OC} des Coulombpotentials wurde nach einer Näherung in [3] ermittelt. Die Kanalkopplungs-Analyse erfolgte mit einem aus dem Rotatormodell abgeleiteten kollektiven Formfaktor. Die Matrixelemente der Coulombwechselwirkung sowie die Deformationsparameter β^C wurden aus bekannten spektroskopischen Daten errechnet und blieben vorerst unverändert. Zur Berechnung der Deformationsparameter wurde der gemittelte quadratische Radius $\langle r^2 \rangle$

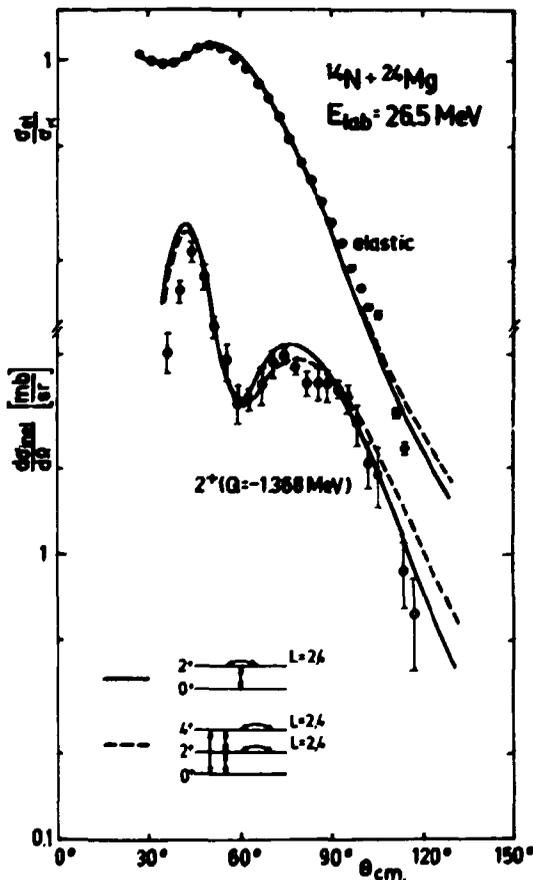


Abb. 1

Experimentelle und theoretische Winkelverteilungen der an ^{24}Mg gestreuten ^{14}N -Ionen

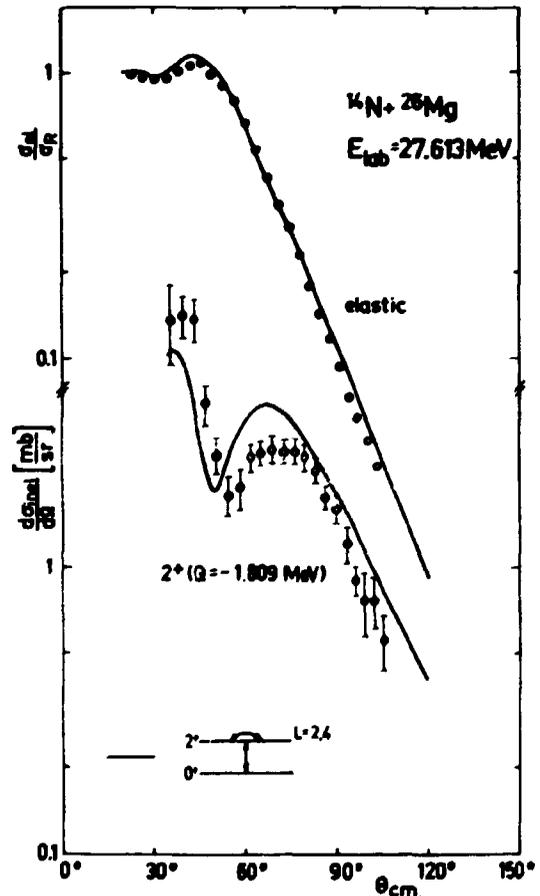


Abb. 2

Experimentelle und theoretische Winkelverteilung der an ^{26}Mg gestreuten ^{14}N -Ionen

benutzt und S^N unter der Annahme gleicher Deformationalängen bestimmt. Der Spin des Inzidenzteilchens blieb unberücksichtigt, da das verwendete Programm nur für spinlose Geschoßteilchen geschrieben ist. In Abb. 1 sind zwei Kurven für ^{24}Mg mit unterschiedlichen Kopplungen, aber sonstigen gleichen Parametersätzen dargestellt. Abb. 2 zeigt ein ebenfalls vorläufiges Ergebnis für die Streuung an ^{26}Mg . Beide Abbildungen weisen auf eine mögliche Beschreibung der experimentellen Daten im Rotationsmodell hin und berechtigen zu der Annahme, daß der Spin der Geschoßteilchen zu vernachlässigen ist.

L i t e r a t u r

- [1] Wohlfarth, D. et al., Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 23
- [2] Iwo, H. und H.J. Wiebicke, Jahresbericht 1975, ZfK-295 (1975) 159
- [3] Iwo, H. und H.J. Wiebicke, ZfK-297 (1975)

1.15. FORTSETZUNG DER STREUEXPERIMENTE $^{18}\text{O} + ^{14}\text{N}$

H.-J. Thome und D. Wohlfarth

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Als ein empfindlicher Test für die Rechtfertigung der Modellannahmen zur quantenmechanischen Berechnung der Wirkungsquerschnitte der (2_1^+) -Anregung von ^{18}O -Geschoßteilchen erwies sich in der Literatur die Beschreibung der experimentellen Daten im sogenannten Kern-Coulomb-Interferenzgebiet. Zur Präzisierung der in [1] vorgestellten vorläufigen Wirkungsquerschnitte für die Anregung des (2_1^+) -Niveaus in ^{18}O durch unelastische Streuung von ^{14}N -Ionen wurden die Messungen im Gebiet des Interferenzminimums wiederholt und bis zu Streuwinkeln $\theta_{\text{Lab}} = 20^\circ$ fortgesetzt. Weiterhin wurden die Winkelverteilungen [1] auch in Richtung größerer Streuwinkel (bis zu $\theta_{\text{Lab}} = 75^\circ$) erweitert. In beiden Winkelbereichen war der $^{18}\text{O}(2_1^+)$ -Peak durch starke elastische Streupeaks überlagert; bei den kleineren Streuwinkeln störte die Kohlenstoffablage am Target (zu $\approx 70\%$ mit ^{18}O angereichertes Al_2O_3) und bei den größeren Winkeln der ^{16}O -Anteil. Die Messung der an ^{18}O unelastisch gestreuten ^{14}N -Ionen erfolgte deshalb in Koinzidenz zu den $^{18}\text{O}^*$ -Rückstoßteilchen. Abb. 1 enthält je einen Ausschnitt aus einem Single- und Koinzidenzspektrum, simultan aufgenommen unter $\theta_{\text{Lab}} = 25^\circ$ und demonstriert die Wirksamkeit der verwendeten fast-slow-Koinzidenzanordnung. Zur Ermittlung der Koinzidenzeffektivität war es nötig, auch die elastische Streuung in Koinzidenz zu messen. Die Bestimmung des elastischen ^{18}O -Streuquerschnittes bei $\theta_{\text{Lab}} = 20^\circ$ erfolgte über das Zeitspektrum, da bei der verwendeten Geometrie eine Trennung der $^{16,18}\text{O}$ -Peaks in den Teilchenspektren stark fehlerbehaftet war. Die sich durch die kinematischen Verhältnisse verschlechternde Zeitauflösung gestattete bei Laborwinkeln unter 20° keine sichere Auswertung der ^{18}O -Anteile mehr, so daß das "Coulombmaximum" in der unelastischen Winkelverteilung (Abb. 2) nicht fixiert werden konnte. Die Lage des ausgeprägten Interferenzminimums in der unelastischen Winkelverteilung ist gegenüber der in [1] über die klassische Teilchenbahnvorstellung errechneten Position um $\approx 12^\circ$ zu kleineren Winkeln hin verschoben. Diese Winkeldifferenz deutet nach den bisherigen Erfahrungen Schwierigkeiten bei der quantenmechanischen Beschreibung der Streuprozesse im Rahmen des Kollektivmodells an. Erste Versuche

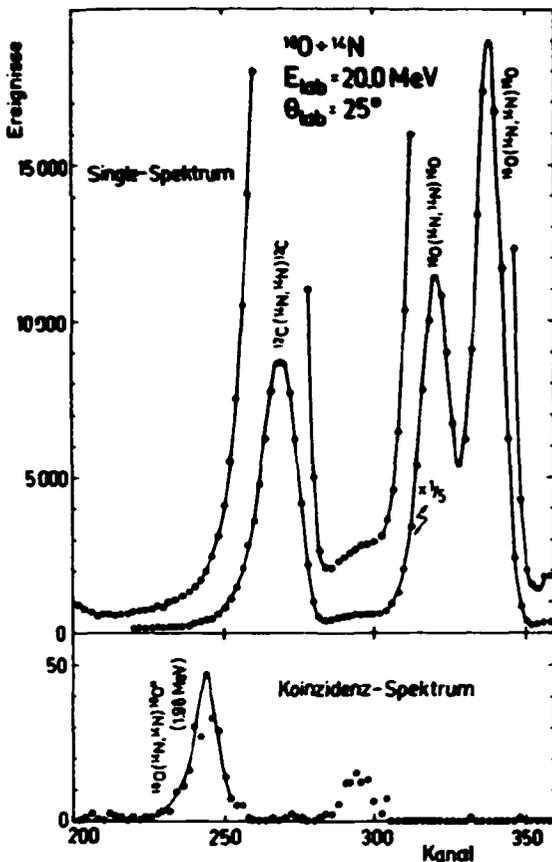


Abb. 1
 Single- und Koinzidenzspektrum bei
 $\theta_{\text{Lab}} = 25^\circ$

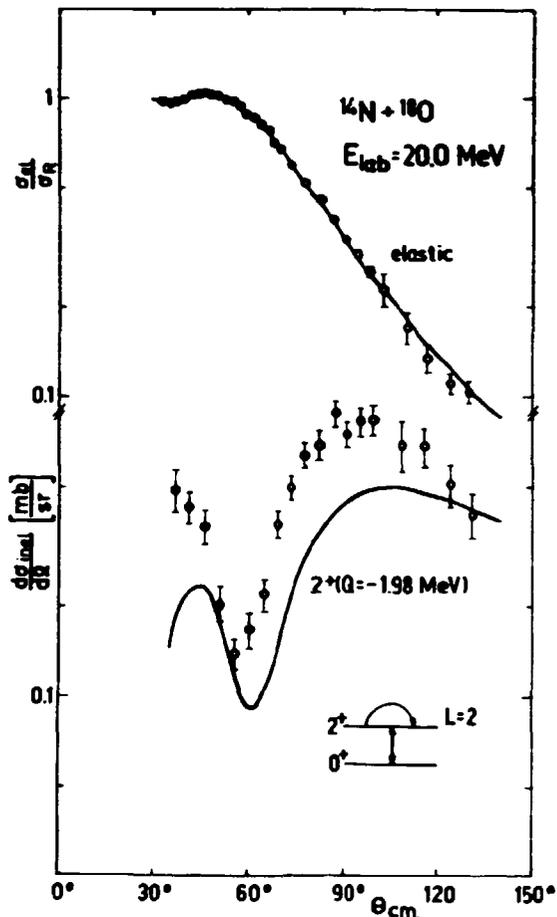


Abb. 2
 Winkelverteilung der an ^{18}O elastisch
 und unelastisch gestreuten ^{14}N -Ionen

der Berechnung der elastischen und unelastischen Winkelverteilung mit einem vom NBI-Kopenhagen übernommenen Kanalkopplungsprogramm unter Verwendung eines kollektiven Formfaktors ergaben bisher keine befriedigenden Ergebnisse. Bei der in Abb. 2 gezeigten Kurve handelt es sich um eine Variante, deren optische Potentialparameter unverändert von einem "Bestfit" der elastischen Winkelverteilung mit dem Programm OPA-HI [2] übernommen wurden. Die Matrixelemente der Coulombwechselwirkung sowie die Deformation β^G folgten aus dem in [3] angegebenen $B(E2)$ -Wert und dem statischen Quadrupolmoment. Die Deformation β^N für den Kernteil des Formfaktors wurde unter der Näherung gleicher Deformationslängen bestimmt und auch unverändert für die Reorientierungsamplitude verwendet. Die dargestellte Kurve zeigt deutlich, daß die aus dem Kollektivmodell abgeleiteten Annahmen - insbesondere der makroskopische Formfaktor - keine gute Näherung für die Beschreibung der gemessenen unelastischen Winkelverteilung sind. In weiteren Rechnungen soll vor allem der Einfluß des Formfaktors untersucht werden.

L i t e r a t u r

[1] Thoms, H.-J. et al., Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 21
 [2] Iwe, H. und H.J. Wisbicke, Jahresbericht 1975, ZfK-295 (1975) 159
 [3] Fewell, M.P. et al., Nucl. Phys. A321 (1979) 457

1.16. LEBENSDAUERMESSUNGEN AN COMPOUNDKERNZUSTÄNDEN IM ^{28}Si MITTELS SCHATTEN-EFFEKT

A. Al-Khafaji, G. Otto, J. Vogt und E. Zechau
 Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Die Entdeckung des Schatten-Effektes [1] beim Beschuß einkristalliner Targete mit energiereichen positiven Ionen ermöglichte die Bestimmung von Lebensdauern extrem kurzlebiger ($\tau = 1$ ns) Anregungszustände in Compoundkernen [2]. Zur Auswertung werden dabei die Winkelverteilungen der Reaktionsteilchen um zwei möglichst senkrecht zueinander stehende Richtungen des Targetekristalls registriert und die Minimausbeuten bzw. die Volumina der "Schattenkurven" bestimmt, die vom Ort des zerfallenden Compoundkerns abhängen. Als großflächige ortsabhängige Detektoren werden i.a. Festkörperspurdetektoren verwendet. Untersucht wurden folgende Resonanzen der $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ -Reaktion an einem dicken einkristallinen $\langle 110 \rangle$ -orientierten Al-Target:

E_R [keV]	937	1183	1317	1365	1439	1647
$S_{p, \alpha}$ [eV]	65	940	35	1640	610	300
$\sqrt{t_{\text{tot}}}$ [eV]	150	660	70	1400	?	150
τ_{Th} [ns]	4	0.9	19	0.5	?	4

Als Detektor für die α -Teilchen wurden MAKROFOL-E-Folien (0.2 mm dick) benutzt, deren Energieschwelle durch Abdeckung mit Mylar-Folien (3.8 μm dick) auf ca. 1.2 MeV festgelegt wurde. Im Ätzbild (15 % KOH, 45 % H_2O , 40 % $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$) wurden bei Temperaturen von 70 °C nach 20 min eindeutig mikroskopisch auswertbare α -Spuren von ca. 6 μm Durchmesser erhalten.

Die Winkelverteilungen um die beiden $\langle 110 \rangle$ -Richtungen bei den Reaktionswinkeln $\psi_{\text{Eich}} = 165^\circ$ und $\psi_{\text{Effekt}} = 75^\circ$ wurden durch Auszählung der α -Spurendichte in (160 x 160) μm^2 großen Gesichtsfeldern visuell aufgenommen. Die Abb. 1a und 1b zeigen die erhaltenen Schattenkurven ("Dips") für die Resonanz $E_R = 1317$ keV. Dabei wurde die Protoneneinschußenergie $E_p = 1327$ keV gewählt, so daß die "Resonanz" in einer Tiefe von ca. 200 nm im Target angeregt worden ist.

Die Bestimmung der Lebensdauer erfolgte sowohl aus der Differenz der Minimausbeuten χ_{min} (für $\psi = 0$) als auch aus dem Verhältnis der Dip-Volumina (bis 70 % der Randausbeute). Die numerische Berechnung erfolgte im Kontinuumsmodell nach Lindhard. Abb. 2 zeigt das theoretisch zu erwartende Verhältnis der entsprechenden Volumina von Effekt- und Eich-Dip in Abhängigkeit von der Auslenkung des Compoundkerns senkrecht zur gewählten Kristallrichtung.

Um eine Beeinflussung des Meßergebnisses durch Strahlenschädigung des Kristalls auszuschließen, wurde jeweils nach einer Bestrahlungsdosis von 0.5 mCi ein neuer Targetoberflächenbereich beschossen.

Die nach beiden Methoden ausgewerteten Resonanzen brachten eine Bestätigung der bereits publizierten Ergebnisse [2] für die 1183-keV-Resonanz und Lebensdauerwerte von

$$\tau_{\text{Exp.}} (1317 \text{ keV}) = (20 \pm 10) \text{ ns} \text{ und } \tau_{\text{Exp.}} (1365 \text{ keV}) < 1 \text{ ns}$$

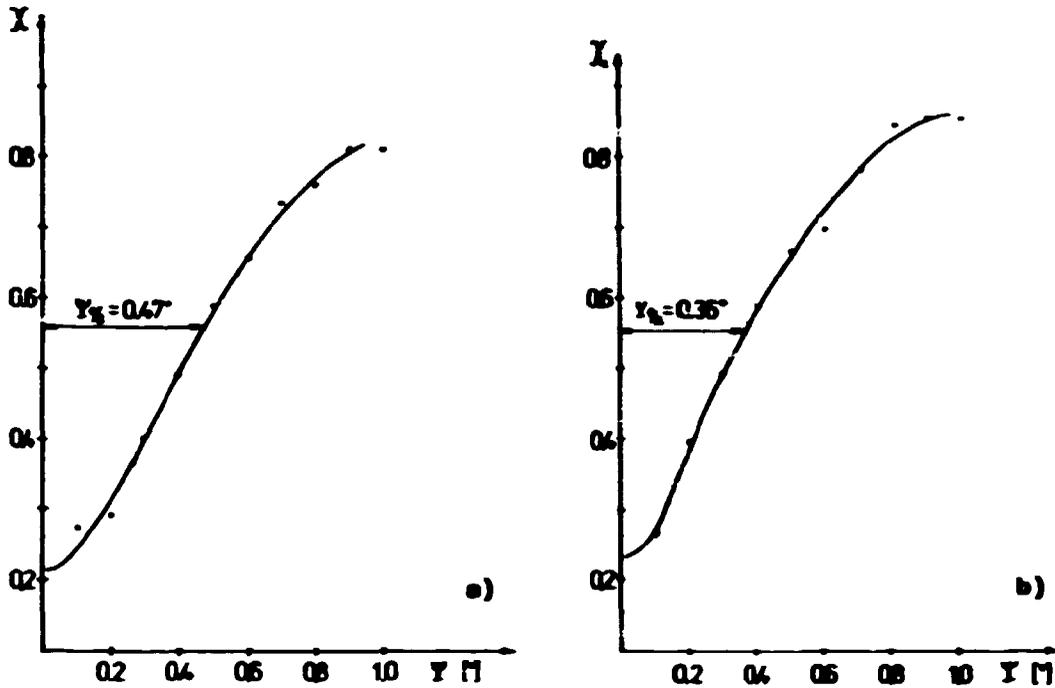
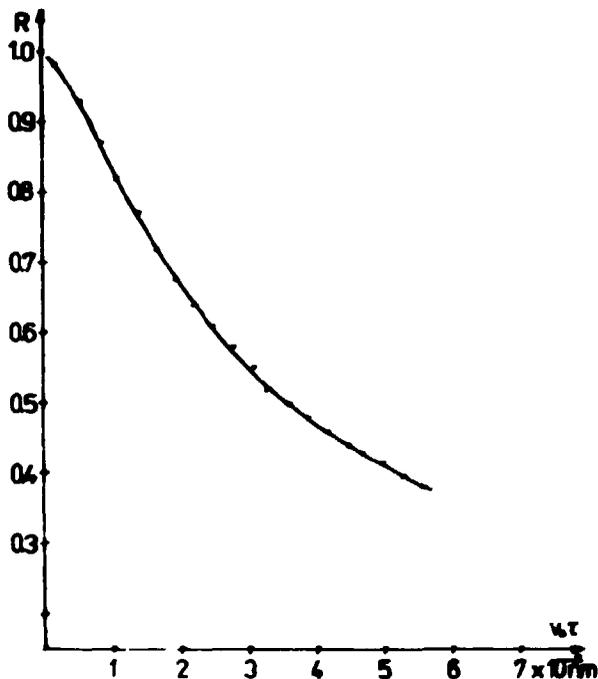


Abb. 1

Experimentelle Winkelverteilung der Alpha-Teilchen um die $\langle 110 \rangle$ -Kristallrichtungen (normiert auf Randomwert) für die Resonanz $E_R = 1317$ keV; 1a: $\psi = 165^\circ$ und 1b: $\psi = 75^\circ$



für die 1317-keV- bzw. die 1365-keV-Resonanz. Die letzte Resonanz bietet sich besonders durch ihre große Resonanzstärke $S_{p,\alpha}$ und Resonanzbreite Γ_{tot} als Eichresonanz an. Die Auswertung der übrigen gemessenen Resonanzen ist noch nicht abgeschlossen.

Abb. 2

Im Kontinuumsmodell berechnete Volumenverhältnisse von Effekt- und Eichdip (70 % vom Randomwert) in Abhängigkeit von der Auslenkung des Compoundkernes senkrecht zur Gitterrichtung

L i t e r a t u r

- [1] Tulino', A.F., Dokl. Akad. Nauk SSSR 162 (1965) 546
- [2] Nakayama, H. et al., Nucl. Phys. A208 (1973) 545

1.17. UNTERSUCHUNGEN ZUM NACHWEIS DER ASSOZIIERTEN TEILCHEN FÜR ABSOLUTE SPALTQUERSCHNITTMESSUNGEN BEI EINER NEUTRONENENERGIE VON 14.7 MeV

R. Arlt, R. Teichner und W. Wagner

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Nach der Methode der zeitlich korrelierten assoziierten Teilchen (MEZKAT) gemessene absolute Spaltquerschnitte der Nuklide ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np und ^{239}Pu [1,2,3] sind durchschnittlich mehr als fünf Prozent kleiner als die Resultate aus Relativmessungen. Da die Summe der unvermeidbaren Korrekturen am experimentell bestimmten Wert des Spaltquerschnitts etwa 2 % nicht übersteigt, einige systematische Fehlerquellen der MEZKAT nicht einfach erfaßbar sind, wurden weitere Untersuchungen der Genauigkeit der MEZKAT bei einer Neutronenenergie von 14.7 MeV durchgeführt.

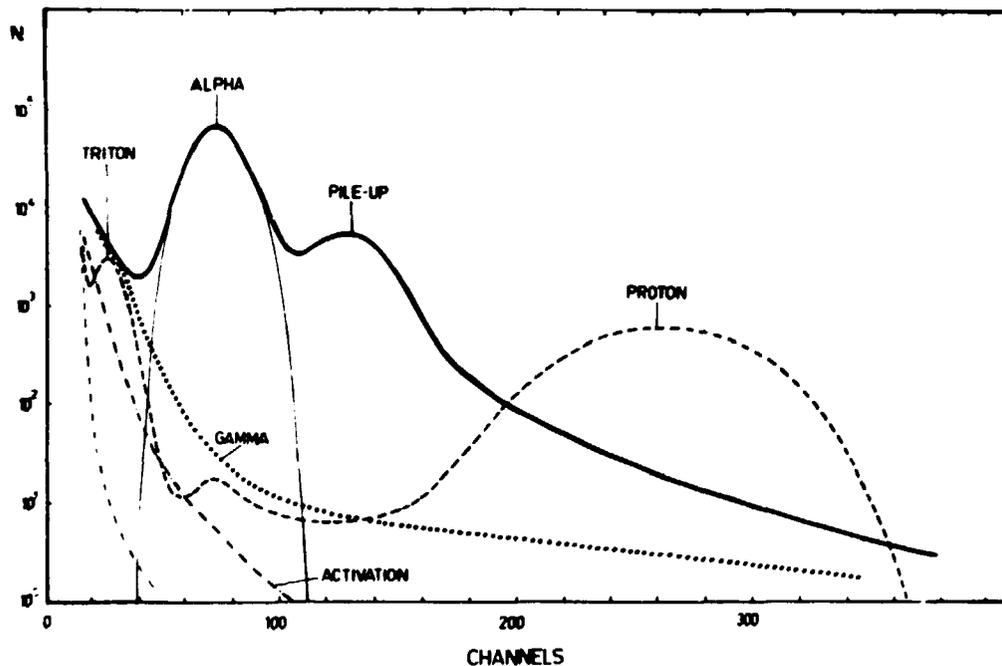


Abb. 1

Komponenten des vom Dünnschichtdetektor registrierten Spektrums

In Abb. 1 sind die Komponenten des Spektrums des zum Nachweis der assoziierten ^4He -Teilchen aus der Reaktion $\text{T}(d,n)^4\text{He}$ verwendeten Dünnschicht-Szintillationsdetektors [4] im realen Verhältnis dargestellt. Demnach liefern prompte Gamma- und Röntgenstrahlung, Rückstoßprotonen und kurzlebige Aktivationsprodukte einen Untergrundbeitrag unter dem ausgeblendeten Alphapeak von nur $(0.3 \pm 0.1) \%$. Gestreute Deuteronen wurden in einer Al-Folie vollständig abgebremst, der Rauchbeitrag ist zu vernachlässigen. Das mit einem Deuteriumtarget aufgenommene Spektrum der Reaktion $\text{D}(d,p)^3\text{H}$ ergibt einen Anteil durch Tritonen und Protonen von kleiner als 0.05 %, der bei Selbsttargetierung noch niedriger ist. Um die Möglichkeiten der MEZKAT bezüglich einer genauen Zählung der das Spalttarget erreichenden assoziierten Neutronen auszuschöpfen, ist eine Optimierung der Maßgeometrie notwendig, die eine exakte Bestimmung der Neutronenintensitätsverteilung im ausgeblendeten Neutronenkonus voraussetzt. Mit einer verbesserten Anordnung zur Messung der Topographie des Neutronenkonus konnte dessen Randzone

mit einer Genauigkeit von 0.1 % vermessen werden. Dadurch läßt sich der optimale Abstand des Spalttargete vom T1-T-Target so auswählen, daß einerseits alle zum Konus gehörigen Neutronen das Spalttarget erreichen können und andererseits die Zahl zufälliger Koinzidenzen niedrig gehalten wird. Weitere Untersuchungen zum Einfluß der durch den Zerfall von Tritium möglichen Untergrundreaktion ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ sind in Vorbereitung.

L i t e r a t u r

- [1] Arlt, R. et al., Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 10; Arlt, R. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 18; Arlt, R. et al., Proc. of the Conf. on Fission Cross Sections and Technology, Knoxville (1979) (wird veröffentlicht)
- [2] Adamov, V.M. et al., Proc. of the Conf. on Fission Sections and Technology Knoxville (1979) (wird veröffentlicht)
- [3] Cance, M. and G. Grenier, Nucl. Sci., Eng. 68 (1978) 197
- [4] Arlt, R. et al., Preprint TU Dresden, Sektion Physik 05-03-78 (1978)

1.18. ABSOLUTE SPALTQUERSCHNITTMESSUNGEN AN ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$, ${}^{237}\text{Np}$ UND ${}^{239}\text{Pu}$

R. Arlt, M. Josch, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, G. Pausch, R. Teichner und G. Wagner

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik
I.D. Alkhezov, V.N. Duhin, O.I. Kostochkin und V.I. Shpakov
Chlopin-Radiuminstitut Leningrad, UdSSR

In Fortsetzung des langfristigen Meßprogramms zur absoluten Bestimmung von Spaltquerschnitten nach der Methode der zeitlich korrelierten assoziierten Teilchen (MEZKAT) [1] wurden zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit der früher gewonnenen Ergebnisse Wiederholungsmessungen bei einer Neutroneneinschußenergie von 14.7 MeV durchgeführt [2].

Zur Optimierung der Versuchsbedingungen wurden die Ergebnisse methodischer Untersuchungen (siehe Bericht 1.17.) besonders berücksichtigt. Für ${}^{238}\text{U}$ wurde ein neu hergestelltes Target verwendet, das gegenüber [2] eine bessere Homogenität der spaltbaren Schicht aufwies. Für die ständige Kontrolle der Targetparameter (Flächendichte, Inhomogenität) wurde an der Sektion Physik ein Versuchsstand entwickelt. Damit konnten nach der Methode der Zählung der natürlichen Alpha-Aktivität die Inhomogenitäten der ${}^{237}\text{Np}$ - und ${}^{239}\text{Pu}$ -Targete und deren Zusammensetzung mit hoher Genauigkeit bestimmt werden.

In Tab. 1 werden unsere Meßergebnisse mit den Resultaten anderer Autoren verglichen, die ebenfalls nach der MEZKAT ermittelt wurden.

Für ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$ und ${}^{237}\text{Np}$ stimmen die Spaltquerschnitte überein, bei ${}^{239}\text{Pu}$ wird eine Differenz der Daten von ca. 4.5 % festgestellt. Ein kritischer Vergleich zeigt, daß die Spaltquerschnitte von [3,5] gegenüber unseren Messungen systematisch größer (+0.2 - 4.5%) sind, während in [4] in allen Fällen kleinere Werte (-1.1 - 4.4%) angegeben werden. Demnach muß auch weiterhin einer exakten und vollständigen Analyse aller möglichen systematischen Fehlerquellen der MEZKAT sowie einer genauen Bestimmung aller notwendigen Korrekturen größte Aufmerksamkeit geschenkt werden.

Tabelle 1

Absolutwerte der Spaltquerschnitte, die nach der MEZKAT gemessen wurden (in barn)

Nuklid	TU Dreden 14.7 MeV	Radiuminstitut Leningrad, UdSSR 14.8 MeV	Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel 14.6 MeV
^{235}U	2.085 ± 0.023 [6]	2.089 ± 0.034 [3] 2.096 ± 0.034 [5]	2.063 ± 0.039 [4]
^{238}U	1.166 ± 0.021 [6]	1.178 ± 0.024 [5]	1.149 ± 0.025 [4]
^{237}Np	2.226 ± 0.024 [6]	2.292 ± 0.044 [5]	
^{239}Pu	2.394 ± 0.024 [6]	2.505 ± 0.045 [5]	2.290 ± 0.052 [4]

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 1977, ZfK-350 (1978) 10; Arlt, R. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 18
- [3] Adamov, V.M. et al., Proc. of the II. Intern. Symp. on Neutron Induced Reactions, Smolenice (1979) (wird veröffentlicht)
- [4] Cance, M. and G. Grenier, Nucl. Sci. Eng. 68 (1978) 197
- [5] Adamov, V.M. et al., Proc. of the Conf. on Fission Cross Sections and Technology, Knoxville (1979) (wird veröffentlicht)
- [6] Arlt, R. et al., ibid. [5]

1.19. ABSOLUTE SPALTQUERSCHNITTSBESTIMMUNG BEI EINER ENERGIE VON 8.2 MeV

R. Arlt, M. Josch, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, U. Richter, R. Teichner und W. Wagner
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik
 I.D. Alkhszov, V.N. Dushin, L.V. Drapchinsky, O.I. Kostochkin,
 S.S. Kovalenko und V.I. Shpakov
 Chlopin-Radiuminstitut Leningrad, UdSSR

Die Methode der zeitlich korrelierten assoziierten Teilchen (MEZKAT), die bereits für Spaltquerschnittmessungen bei Neutronenenergien von 2.6 MeV [1] und 14.7 MeV [2] angewandt wurde, konnte durch den Aufbau einer speziellen Nachweisapparatur für die in der Reaktion $D(d,n)^3\text{He}$ bei einer Deuteronenenergie von 9.0 MeV (5-MV-Tandemgenerator) entstehenden assoziierten ^3He -Teilchen zur absoluten Spaltquerschnittbestimmung bei einer Neutronenenergie von 8.2 MeV weiterentwickelt werden.

Als Neutronenquelle diente eine rotierende deuterierte Polyäthylenfolie. Die Trennung der ^3He vom hohen Untergrund gestreuter Deuteronen und den in der Reaktion $^{12}\text{C}(d,\alpha)^{10}\text{B}$ erzeugten Alphateilchen gelang durch $dE/dx-E_p$ -Analyse mit Hilfe eines Si-OB-Halbleiterteleskops, an das ein schneller Teilchenidentifikator angeschlossen wurde [3]. In Abb. 1 ist die Maßgeometrie dargestellt. Zur Erhöhung der Effektzählrate wurde eine mit fünf ^{235}U -Targets ausgerüstete Mehrplatten-Impulspeltkammer eingesetzt.

Das im CAMAC-Standard aufgebaute Experiment war on-line an den Rechner KRS 4200 angeschlossen.

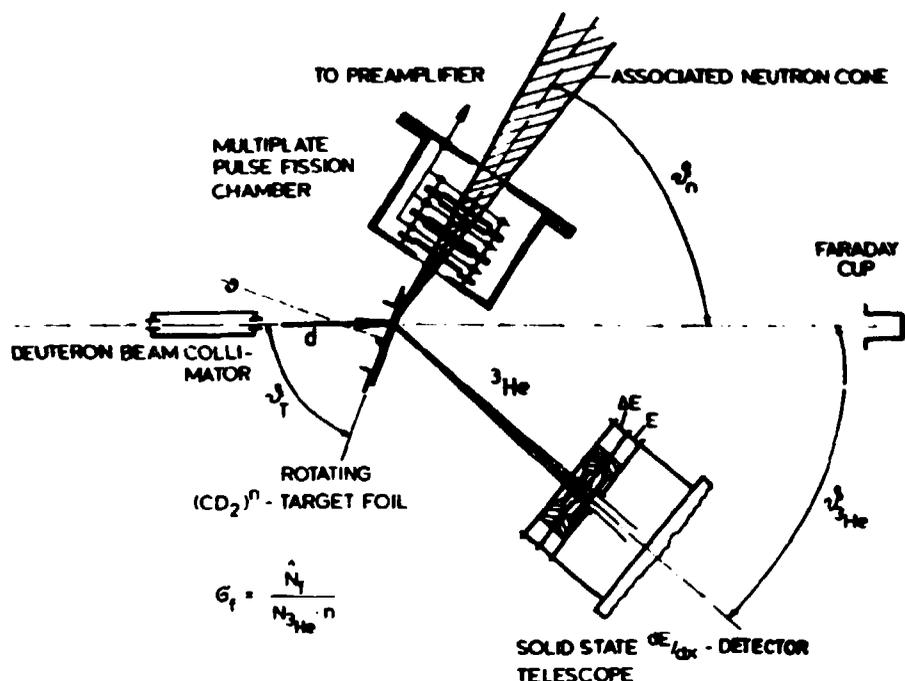


Abb. 1

Meßprinzip der absoluten Spaltquerschnittsbestimmung bei einer Neutronenenergie von 8.2 MeV

In einer ersten Messung wurde für den Spaltquerschnitt ein vorläufiger Wert von (1.74 ± 0.11) barn ermittelt. Bei verbesserter Meßstatistik und einer Optimierung der Versuchsbedingungen sollte eine Genauigkeit von etwa 2 % erreichbar sein [4].

L i t e r a t u r

- [1] Arlt, R. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 239'
- [2] Alkhozov, I.D. et al., Preprint TU Dresden, Sektion Physik 05-37-78 (1978), eingereicht in Atomnaya Energiya
- [3] Arlt, R. et al., Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 209
- [4] Arlt, R. et al., Proc. of the Conf. on Fission Cross Sections and Technology, Knoxville (1979) (wird veröffentlicht)

1.20. FORSETZUNG DER ARBEITEN AM MAGNETANALYSATOR MSP-144

W. Neubert

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

N.K. Skobelev

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

V.Z. Maidikov und N.T. Surovitckaja

Institut für Kernforschung Kiew, UdSSR

Die Untereuchung von Produkten aus Schwerionenreaktionen unter O⁰ zum Primärstrahl stellt extreme Anforderungen an die experimentelle Nachweismethodik. Bei sehr kleinen Bildungsquerschnitten muß insbesondere ein Selektionssystem mit hoher Effektivität und hinreichender Unterdrückung des Primärstrahles verwirklicht werden. Schritte zur Realisierung einer derartigen Anlage wurden mit

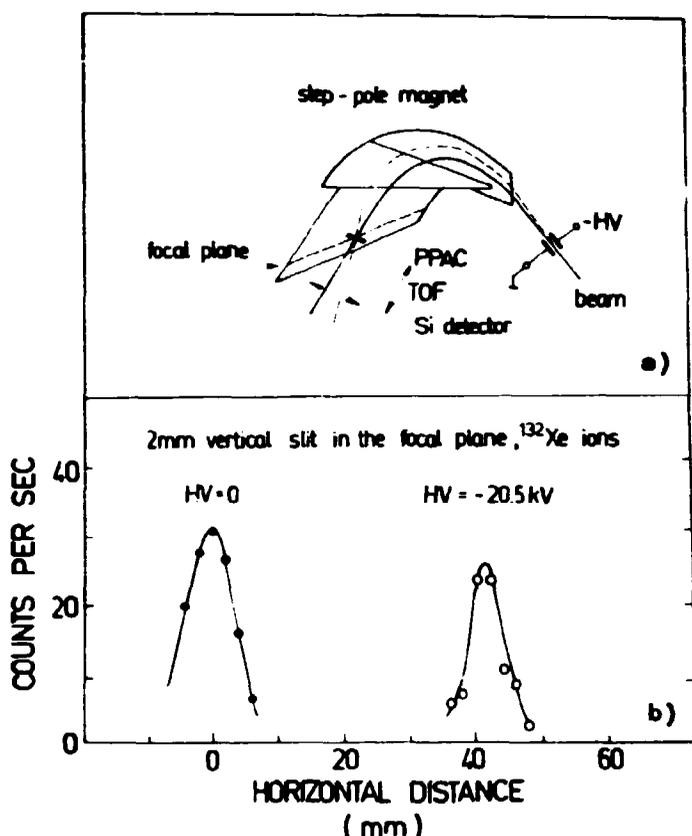


Abb. 1

- a) Schematische Darstellung des Selektionsprinzips
 b) Bestimmung des Strahlprofils am Ausgang des Magnetanalyzators

des Magnetanalyzator MSP-144 [1] unternommen. Um den angestrebten Unterdrückungsfaktor von 10^{-10} bezüglich des Primärstrahls zu erreichen, werden drei aufeinanderfolgende Selektionsverfahren angewandt: 1) Ablenkung von Primärstrahl und Reaktionsprodukten in elektrostatischen Feld, 2) magnetische Analyse mit anschließender 3) Flugzeitmessung. Mit Ausnahme von 1) wurde die Anlage mit einem Parallelplatten-Lawinenzähler (PPAC) als Startdetektor in der Fokalebene bereits in [2] beschrieben. Der Beitrag der Flugzeitmethode an Gesamtunterdrückungsfaktor liefert einen Beitrag von besser als 10^{-3} .

Um die Effektivität der Flugzeittrasse zu erhöhen, wurde der Startdetektor weiter verbessert: die Stützgitter der Vakuumtrennfolien haben jetzt eine Transparenz von etwa

90 %, der tote Gesraum wurde soweit verringert, daß die gesamte Schichtdicke des Transmissionzählers bei 10 Torr n-Heptan als Arbeitgas einschließlich der Vakuumtrennfolien $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ nicht überschreitet.

Bei Inbetriebnahme des Ablenkkondensators vor dem Magnetanalyzator ändern sich Einschubort und -winkel und die Bahntrajektorie wird entsprechend verändert (Abb. 1 oben). Das äußert sich am Ausgang des Magnetanalyzators in einer horizontalen Versetzung des Strahles für die ausgewählte Teilchenart. Im unteren Teil von Abb. 1 sind die Ergebnisse der Strahlprofilbestimmung für ¹³²Xe²⁷⁺-Ionen dargestellt. Als Teilchendetektor dient ein niederohmiger Si-Detektor, der sich senkrecht zur Einfallerichtung in der Horizontalebene bewegen läßt. Dieser Detektor liefert das Energie- und Stoppsignal der Flugzeitanordnung. Diese konstruktive Veränderung gestattete es, das Gesamtsystem 1), 2) und 3) in Betrieb zu nehmen. Zur Erprobung wurden ¹³²Xe²⁷⁺-Ionen ausgewählt, weil ihre Bahntrajektorie sich nur wenig von der der Rückstoßkerne aus der elastischen Streuung von ⁴⁰Ar (≈ 170 MeV) an ¹⁹⁷Au unterscheidet, wenn man für die Au-Rückstoßkerne den wahrscheinlichsten Ladungszustand mit 31+ oder 32+ ansetzt.

Nach Durchlaufen des elektrostatischen Filters und des Magnetanalyzators wurde mit der Flugzeitanordnung eine Zeitauflösung von FWHM = 870 ps gemessen. Der Anteil der Strahlbreite des Zyklotrons U-300 zur gemessenen Auflösung wurde mit

etwa 300 ps abgeschätzt, der Anteil des straggling vom Transmissionszähler ist etwas geringer.

L i t e r a t u r

- [1] Basargin, Yu.G. et al., Nucl. Instr. Methods **126** (1975) 413
- [2] Naubert, W. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 200

1.21. EXPERIMENTELLER NACHWEIS DER MASSEN-ASYMMETRIE IN DER SPALTUNG VON Ag MIT 1-GeV-PROTONEN

L.N. Androna \tilde{z} o, A.A. Kotov, G.G. Kovshovny, G.E. Soljakin und
L.A. Veischnena

Leningrader Institut für Kernphysik, Labor für Hochenergiephysik, UdSSR
W. Naubert

Zentralinstitut für Kernphysik, Rossendorf, Bereich KF
(vorgesehen zur Veröffentlichung in Phys. Letters)

Bei der theoretischen Beschreibung der Kernspaltung mit dem Tröpfchenmodell ergibt sich für spaltende Kerne in der Nähe von $Z^2/A \approx 20$ eine Instabilität des Sattelpunktes bezüglich massen-asymmetrischer Deformation. Die entsprechenden kritischen Werte des Spaltbarkeitsparameters X wurden erstmals in [1] berechnet. In der Nähe des kritischen Wertes $X_{BG} \approx 0.4$ erwartet man daher stark asymmetrische und breite Massenverteilungen der Spaltprodukte. In Schwerionenreaktionen wurde bisher dieser Effekt nicht nachgewiesen, und man nimmt an, daß der kritische Wert X_{BG} auch vom eingebrachten Drehimpuls abhängt. Deshalb konzentriert sich jetzt das Interesse auf Reaktionen, bei denen geringer Drehimpuls übertragen wird. In den ersten Versuchen mit 600-MeV-Protonen an Y, Ag und La [2] wurden nur die Energieverteilungen der Spaltfragmente gemessen und daraus die Massenverteilung bestimmt. Diese experimentellen Werte sind kleiner als die mit dem Tröpfchenmodell berechneten Breiten der Massenverteilung.

Zur Klärung dieser Problematik sind wir zur direkten Massenbestimmung durch Messung der Energie u n d der Geschwindigkeit der Spaltfragmente übergegangen. Zur Unterdrückung des hohen Untergrundes von leichten Teilchen wurde am 1-GeV-Synchrozyklotron ein Transmissions-Lawinenzähler (PPAC) als Startdetektor eingesetzt. Nach einer Flugstrecke von 32 cm werden die Spaltfragmente von einem Mosaik aus drei niederohmigen Si-Detektoren registriert, die Energie- und Stoppsignal liefern. Binäre Spaltfragmente werden nur dann akzeptiert, wenn mit einem zweiten Detektor auf der gegenüberliegenden Seite des Targets die Koinzidenzbedingung erfüllt ist. Die Abweichung der Target-Detektor-Anordnung von der Kollinearität wurde aus bereits gemessenen Winkelkorrelationen für Spaltprozesse mit 1-GeV-Protonen extrapoliert [3].

Mit diesem Spektrometer wurden die Massenverteilungen für U, Au, W, Ag und Ni gemessen. Für die schweren Targetkerne ergeben sich dieselben Halbwertbreiten, die man erhält, wenn man nur die Energieverteilung der Spaltfragmente mißt und daraus die Massenverteilung bestimmt. Berechnet man auf diese Art (die Flugzeitinformation wird ignoriert und der PPAC als passiver Absorber endlicher Dichte berücksichtigt) zum Vergleich auch die Massenverteilungen für die spaltenden Kerne Ag und Ni nur aus der Energieverteilung, dann ergeben sich relativ

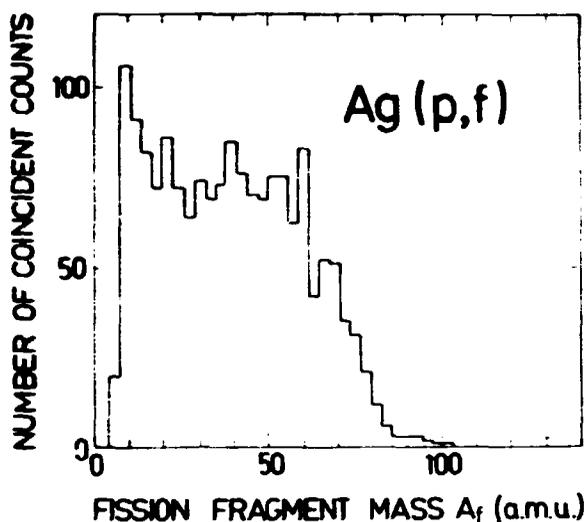


Abb. 1

Massenverteilung für Spaltfragmente von Ag bei 1-GeV-Protonen-Beschuß. Bei einer Strahlintensität von etwa $2 \cdot 10^1$ Protonen/s wurden $1.6 \cdot 10^3$ korrelierte Ereignisse registriert.

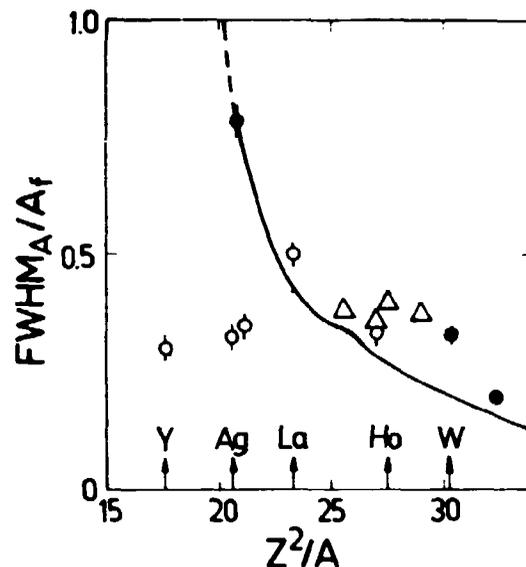


Abb. 2

Abhängigkeit der relativen Breite der Massenverteilung von Z^2/A . Schwarze Punkte: vorliegende direkte Messungen, die übrigen Punkte sind [2] entnommen. Die durchgezogene Kurve zeigt die theoretische Vorhersage des Tröpfchenmodells.

zur direkten Massenbestimmung wesentlich schmalere Verteilungen. Dieses Ergebnis erklärt wahrscheinlich auch die bisherige Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment in [2].

Abb. 1 zeigt unsere aus Flugzeit und Energie bestimmte Massenverteilung der Spaltfragmente von einem Ag-Target. Die Verteilung ist asymmetrisch und hat keinen ausgeprägten Peak in der Nähe des Mittelwertes $A_f/2$ für symmetrische Spaltung. Das Abbrechen der Verteilung für $A \leq 12$ a.m.u. wird durch die Teilchenschwelle des PPAC verursacht. Bedingt durch die endliche Dicke von Target und PPAC werden Teilchen mit weniger als 0.18 MeV/Nukleon nicht registriert. Diese durch das Experiment bedingten Schwellen führen dazu, daß die wirklichen Massenverteilungen möglicherweise geringfügig breiter als die gemessenen sein können. Wie aus Abb. 2 hervorgeht, stimmt innerhalb der Fehlergrenzen die relative Breite der Massenverteilung, d.h. $FWHM_A/A_f = 0.8$ für Spaltung am Ag mit dem theoretischen Wert [4] überein.

L i t e r a t u r

- [1] Businaro, U.L. and S. Gallone, Nuovo Cim. 5 (1957) 315
- [2] Anderson, G. et al., Phys. Letters 71B (1977) 279
- [3] Kotov, A.A. et al., Jad. Fiz. 19 (1974) 756
- [4] Nix, J.R., Nucl. Phys. A130 (1969) 241

1.22. BESCHREIBUNG DER EMISSION VON γ -QUANTEN AUS HOCHANGEREGETEN KERNZUSTÄNDEN IM RAHMEN VON GLEICHGEWICHTS- UND VORGLEICHGEWICHTSMODELLEN

B. Basarragtecha, O. Hermsdorf und D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Werden Kerne mit Neutronen von mehr als 5 MeV beschossen, so verbleiben nach der Emission von Teilchen (n, p, α, d, \dots) bzw. mehrerer Teilchen die entsprechenden Restkerne in zum Teil sehr hochangeregten Zuständen, die sich nur über die Emission von γ -Quanten abregen können. Das Spektrum dieser γ -Strahlung ist kontinuierlich und ist überlagert mit einzelnen "diskreten" γ -Übergängen zwischen bevorzugt angeregten Kernzuständen wie z.B. durch kollektive Anregungsmechanismen bei der unelastischen Neutronenstreuung. Die Form des γ -Emissionsspektrums wird bei niedrigen Quantenenergien vollständig bestimmt durch die Prozesse $(n, n' \gamma)$ und $(n, 2n \gamma)$, da andere Reaktionen wie $(n, p \gamma)$, $(n, \alpha \gamma)$ und andere Mehrteilchenreaktionen nur einen vernachlässigbaren Anteil am γ -Produktionsquerschnitt haben. Dagegen resultiert der hochenergetische Teil des γ -Spektrums vollständig aus dem Neutroneneinfang (n, γ) .

In dreijähriger Forschungsarbeit erfolgte eine Untersuchung der Eignung statistischer Modellvorstellungen über den Ablauf von Kernreaktionen und der γ -Emission zur Interpretation des beschriebenen experimentellen Sachverhalte [1], deren Ergebnisse in folgenden drei Schlußfolgerungen zusammengefaßt werden können:

1. Im untersuchten Energiegebiet der Inzidenzneutronen zwischen 5 und 20 MeV erweist sich der Hauser-Feshbach-Formalismus mit der Erweiterung von Mehrstufenprozessen und der Berücksichtigung von Vergleichgewichtsprozessen bei der Teilchenemission vornehmlich in der ersten Stufe als völlig adäquat zur Beschreibung der Bevölkerung der Zustände in den nach den Reaktionen (n, n') , $(n, 2n)$, (n, α) und (n, p) entstehenden Restkerne. Die Anwendung des γ -Kaskadenmodells mit der üblichen Brink-Axel-Abschätzung der E1-Strahlung bzw. der Weisskopf-Abschätzung für die Strahlung höherer Multipolordnungen liefert eine ausgezeichnete Interpretation des experimentellen Materials [2] über γ -Produktionsspektren und γ -Produktionsquerschnitte aus den Reaktionen $(n, X \gamma)$.
2. Bei Neutronenenergien oberhalb 8 MeV ist der Hauser-Feshbach-Formalismus nicht in der Lage, die γ -Spektren aus der Reaktion (n, γ) zu beschreiben. Diese bekannte Erscheinung führte zur Suche nach nichtstatistischen Effekten beim Neutroneneinfang und der Entwicklung direkter Reaktionsmodelle für den Einfang. Mit diesen Vorstellungen gelingt es lediglich das hochenergetische Ende des γ -Spektrums zu beschreiben [3].
3. Mit Modellen der Vergleichgewichtsemission von γ -Quanten scheinen diese Schwierigkeiten überwindbar zu sein. Kürzlich wurden unabhängig verschiedene Modellvorstellungen entwickelt [4,5], die im Rahmen eines erweiterten Excitonenmodells die γ -Emission aus den Excitonenübergängen $\Delta n = -2, 0, +2$ [4] bzw. $\Delta n = -2$ und 0 [5] betrachten. Erste Anwendungen zeigen eine zufriedenstellende Wiedergabe der experimentellen γ -Spektren aus dem Neutroneneinfang.

Die hier diskutierten Punkte werden am Beispiel des γ -Produktionsspektrums aus $^{56}\text{Fe} + n$ bei 14 MeV Neutroneneinfangenergie illustriert (Abb. 1). Alle Rech-

nungen wurden unter Nutzung von gleichen Parametersätzen mit unterschiedlichen Rechenprogrammen ausgeführt [6,7,8].

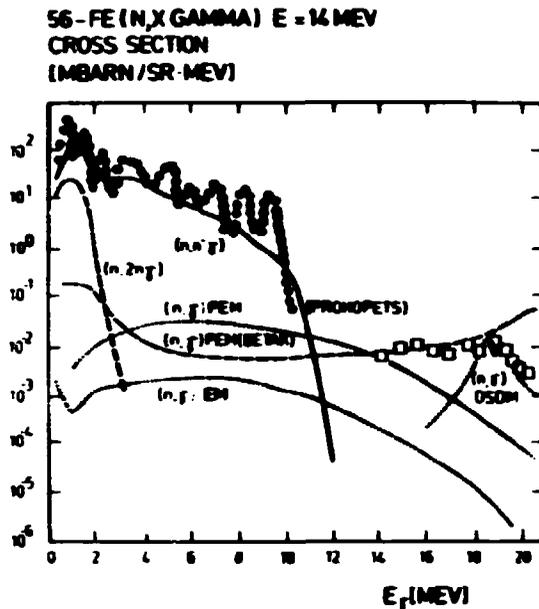


Abb. 1

Beschreibung des γ -Produktionsquerschnitts aus $^{56}\text{Fe} + n$ bei 14 MeV Neutroneneinschubenergie im Rahmen verschiedener Reaktionsmodelle und Vergleich mit experimentellen Werten nach [9] (e) und [10] (s).
EQ = Gleichgewichtsemission von γ -Quanten, PE = Vergleichgewichtsemission von γ -Quanten, DSD = Direkt-Semidirektes Modell des Neutroneneinfangs

L i t e r a t u r

- [1] Basarragtscha, B., Dissertation A, TU Dresden (1979)
- [2] Basarragtscha, B. et al., ZfK-382 (1979) 132; Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 21
- [3] Longo, G. and F. Saporetti, Proc. of Consultants Meeting, Trieste (1975)
- [4] Plyuyko, V.A. and G.A. Prokopets, Phys. Lett. 76B (1978) 253; ZfK-376 (1978) 15
- [5] Běták, E. and J. Dobeš, Phys. Lett. 84B (1979) 368; ZfK-376 (1978) 5
- [6] Herasendorf, D., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 243
- [7] Prokopets, G.A., private Mitteilung
- [8] Běták, E., private Mitteilung
- [9] Chapman, G.T. et al., ORNL-TM-5416 (1976)
- [10] Cveibar, F., Nucl. Phys. A130 (1969) 413

1.23. SUCHE NACH HOCHENERGETISCHEN NEUTRONEN AUS DER MIT 14.6-MeV-NEUTRONEN INDUZIERTEN SPALTUNG VON ^{238}U

H. Mürten und D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Zahlreiche Versuche, die theoretisch mögliche Existenz überdichteter Kerne nachzuweisen, waren ohne Erfolg.

Migdal [1] schlug vor, nach überdichteten Fragmenten aus der Spaltung normaler Kerne zu suchen. Derartige Experimente richteten sich bisher auf den Nachweis von Positronen und die Suche nach β^- -Strahlen, γ -Quanten und Neutronen mit ungewöhnlich hohen Energien aus der spontanen Spaltung von ^{252}Cf sowie aus der neutroneninduzierten Spaltung bei relativ niedrigen Inzidenzenenergien [2,3].

Für den theoretisch möglichen Fall, daß die Bindungsenergie pro Nukleon in überdichten Zustand höher ist als in normalen, ist bei einer anomalen Spaltung mit gleichzeitiger Entstehung überdichteter Fragmente ein höherer Betrag an freier werdender Energie zu erwarten, d.h. statt ca. 200 MeV größenordnungsmäßig 10^3 bis 10^4 MeV. Höhere Spaltneutronenenergien und - aufgrund des veränderten Verhältnisses von Protonen- und Massenzahl in überdichten Kernen [1] - eine höhere mittlere Zahl an Spaltneutronen wären u.a. die Folge. Es wurde ein Versuch unternommen, Neutronen mit ungewöhnlich hohen Energien ($>30 \dots 40$ MeV) aus der mit 14.6-MeV-Neutronen induzierten Spaltung von ^{238}U nachzuweisen [4]. Dabei gelangte die n/ μ -Diskriminierung [5] nach der Ladungsvergleichsmethode zur Reduzierung des hauptsächlich durch Myonen verursachten kosmischen Untergrundes (Szintillationsdetektor, NE 213, $5'' \times 5''$) und die zweidimensionale Messung der Flugzeit sowie der Rückstoßprotonenenergie der Neutronenereignisse zur Anwendung, um den erwarteten Effektbereich genau zu bestimmen und die Nachweischwelle des Rückstoßprotonensignals zu optimieren.

Die Messung, die durch eine nahezu konstante Empfindlichkeit für Neutronenenergien oberhalb ca. 40 MeV gekennzeichnet war, ergab keine signifikante Erhöhung des ermittelten Flugzeitspektrums über dem Untergrund für Neutronenenergien über ≈ 32 MeV. Die Summe der "Effekt"-Ereignisse im Flugzeitkanalbereich, der dem Energieintervall zwischen 38 MeV und 180 MeV entspricht, beträgt (5 ± 29) . Es ergibt sich die obere Grenze des Neutronenemissionsspektrums von ca. $5 \cdot 10^{-8} \text{ MeV}^{-1}$ pro Spalt ereignis.

Die in der 73stündigen Messung ermittelte Summe der Effektereignisse für das Neutronenenergieintervall $30 \text{ MeV} < E < 38 \text{ MeV}$ ist 6.5 ± 6.5 ; diesem Wert entspricht die Neutronenausbeute von $(6 \pm 9) \cdot 10^{-7}$ pro Spalt ereignis. Dieser kleine Effekt ist jedoch auf höchstenergetische normale Spaltneutronen zurückzuführen.

Im Experiment wurden keine Neutronen anomal hoher Energien nachgewiesen, die direkt auf einen Spaltprozeß mit stark vergrößerter Energiefreigabe schließen lassen.

Die entwickelte experimentelle Methode ist für die Spektrometrie hochenergetischer Neutronen bei geringer Intensität sehr geeignet.

L i t e r a t u r

- [1] Migdal, A.B. et al., Phys. Lett. 65B (1976) 423
- [2] Nikolenko, W.G. et al., Lett. in J.E.T.P. 27 (1978) 65
- [3] Popov, A.B. und G.S. Samoevat, Jad. Fiz. 30 (1979) 315
- [4] Wörten, H. und D. Seeliger, Proc. of the Int. Symp. on Interact. of Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig (1979), in Vorbereitung
- [5] Wörten, H. und S. Sasseonov, Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 219

1.24. DIE ARBEIT DER KERNDATENBIBLIOTHEKEN IN DER DDR - DATENBESTAND UND SERVICELEISTUNGEN IM JAHR 1979

D. Hermsdorf und D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

K. Friedrich, L. Jankowski und B. Letz

Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung Leipzig, Informations- und Rechenzentrum

Im Berichtszeitraum wurde in beiden Institutionen sowohl der Datenbestand erweitert als auch dessen effektive Nutzung vorbereitet. Die Zusammenarbeit der Nutzer von Kerndaten wurde in bewährter Weise durch die im September organisierte 4. Arbeitsberatung der AG "Kerndaten" gewährleistet.

Die Kooperationsverpflichtungen mit internationalen Datenzentren des IAEA Wien und des PEI Obninsk konnten planmäßig und umfassend erfüllt werden. Im Jahr 1979 wurden weitere internationale Kontakte zum Kerndatenzentrum des IAE Moskau, dem LIJzF Leningrad und dem RSIC Oak Ridge aufgenommen.

Über die Neutronenkerndatenbibliothek an der BESM-6 der TU Dresden wurden den vollständigen Bibliotheken KEDAK-3 und ENDL-78 moderne Datensätze für eine Vielzahl von Nukliden verfügbar. Im Vergleich zu den Vorjahren [1,2] konnte damit nicht nur der Datenbestand erweitert und modernisiert werden, sondern es vergrößerte sich die Zahl der Anfragen an die Bibliothek. 18 Anforderungen bezüglich der Bereitstellung von Daten, der Ausführung von Rechnungen bzw. der Übergabe von Rechenprogrammen und weitere Informationen konnten erfüllt werden.

Im September erfolgte die erfolgreiche Verteidigung der Arbeiten zur Entwicklung des Kerndatenservice in einem G4-Abschluß in Gegenwart der Nutzer.

Intensiv wurden am ZfI Leipzig die Vorbereitungen zur Nutzung der Kernstrukturdatenbibliotheken ENSDF und GANDAT getroffen, um an der EC 1040 routinemäßig Recherchen ausführen zu können [3,4]. 1979 wurden die Datenbestände des ZfI durch die Datei WAPSTRA/BOS (Massendaten) ergänzt. Bisher konnte 16 Anfragen an diese Dateien bearbeitet werden. Zusätzlich zu diesen Recherchen wurde auf der Grundlage der in ENSDF enthaltenen Daten ein Katalog von Halbwertszeiten erarbeitet und zur Verfügung gestellt. Gegenwärtig wird planmäßig die bibliographische Datei der Nuclear Structure References (RECENT REFERENCES) für eine Nutzung erschlossen.

L i t e r a t u r

[1] Hermsdorf, D. und D. Seeliger, Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 248

[2] Hermsdorf, D. und D. Seeliger, Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 22

[3] Letz, B., ZfI-Mitteilungen 20 (1979) 202

[4] Letz, B. und K. Friedrich, Kundeninformation VI/78 des IRZ im ZfI (1978)

1.25. BEARBEITUNG UND UMKODIERUNG DER SOWJETISCHEN BIBLIOTHEK EINGESCHÄTZTER KERNDATEN SOKRATOR

D. Hermsdorf

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Gegenwärtig kann vom Kerndatenzentrum (CJD) des PEI Obninsk auf Magnetbändern der Spezifikation 1/2 inch Breite, 7 Spuren, 560 BPI Schreibdichte, gerade Parität, Blockfaktor 20 und BCD-Kodierung die Bibliothek SOKRATOR mit dem folgenden Inhalt zur Verfügung gestellt werden:

Nummer des Files	Nuklid	Rekordlänge	Länge des Files in Rekords
2003	D	81	289
2004	³ He	81	234
2005	⁴ He	81	187
2006	¹⁶² Er	81	399
2007	¹⁶⁴ Er	81	421
2008	¹⁶⁶ Er	81	540
2009	¹⁶⁷ Er	81	649
2010	¹⁶⁸ Er	81	534
2011	¹⁷⁰ Er	81	485
2012	Fe	80	3183*
2013	Cr	80	1673
2014	Ni	80	1824
2021	²³⁹ Pu	77	1789
2022	²³⁵ U	77	2598
2023	²⁴⁰ Pu	77	2087
1044	²³⁸ Pu	81	99
1045	²⁴³ Am	81	126
1046	²⁴⁴ Cm	81	134
1501	Nb	80	1384

Im Auftrag des CJD wurde mit Hilfe des Programmsystems REDCOP zur Pflege der Kerndatenbibliothek an der BESM-6 der TU [1] die gesamte Bibliothek dem internationalen Standard für den Datenaustausch angepaßt. Die Bibliothek ist nunmehr verfügbar auf Magnetband mit den Spezifikationen 1/2 inch Breite, 9 Spuren, 800 BPI Schreibdichte, 80 Zeichen pro Rekord, ungerade Parität, Blockfaktor 10 und EBCDIC-Kodierung. Mit dieser Vereinheitlichung wird wesentlich die Verbreitung und Nutzung der Bibliothek SOKRATOR im internationalen Datenaustausch gefördert.

* alte Version des Files 2012

L i t e r a t u r

[1] Hermsdorf, D. und B. Schöneich, Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 243

1.26. VERGLEICHENDE UNTERSUCHUNG DER DARSTELLUNG VON WIRKUNGSQUERSCHNITTEN FÜR $^{235}\text{U} + n$ IM GEBIET AUFGELÖSTER UND NICHTAUFGELÖSTER RESONANZEN

D. Harmedorf, P. Reichelt und J. Wagerich

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Im Auftrag des Kerndatenzentrums des PEI Obninsk wurde eine Analyse der Strukturen in den Querschnitten σ_{nT} , $\sigma_{n,f}$ und $\sigma_{n,j}$ für $^{235}\text{U} + n$ im Gebiet aufgelöster und nichtaufgelöster Resonanzen vorgenommen. Ziel der Untersuchungen war ein Vergleich der in verschiedenen Bibliotheken eingeschätzter Kerndaten verfügbaren Sätze von Resonanzparametern einerseits und zum anderen die Erarbeitung eines Vorschlages zur graphischen Gestaltung eines Atlas von Neutronenkerndaten für den RGW-Bereich.

Files eingeschätzter Daten für $^{235}\text{U} + n$ sind in einer Reihe verschiedener Bibliotheken wie

UKNDL	DFN 2710
ENDL-78	MAT 7868
SOKRATOR	BN 2022
ENDF/B-IV	MAT 1261
KEDAK-3	BN 8
JENDL-1	MAT 1922

verfügbar. Während in den Bibliotheken UKNDL und ENDL der Verlauf der Wirkungsquerschnitte auch im Resonanzbereich punktweise angegeben wird, enthalten die Bibliotheken KEDAK, ENDF/B, SOKRATOR und JENDL eingeschätzte Sätze von Resonanzparametern, aus denen über definierte Formelismen die Energieabhängigkeit der Querschnitte berechnet werden kann (siehe Tabelle).

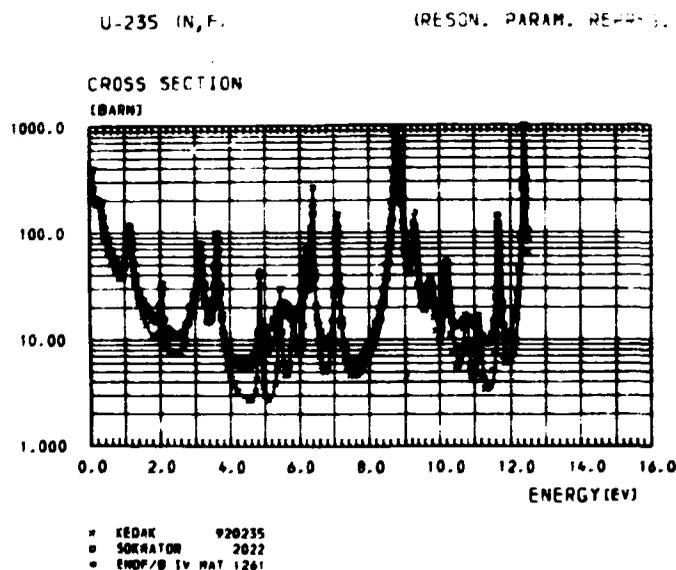


Abb. 1
Spaltresonanzen von ^{235}U im eV-Gebiet

Basierend auf der Ein-Niveau-Näherung [1] (Breit-Wigner-Formalismus) wurden Rechenprogramme entwickelt [5], um aus den Parametersätzen den Energieverlauf des totalen Wirkungsquerschnittes σ_{nT} und die Querschnitte für die Reaktionen $\sigma_{n,j}$ und $\sigma_{n,f}$ zu berechnen und graphisch mit einem speziell weiterentwickelten Zeichenprogramm [6] darzustellen. Abb. 1 und 2 illustrieren die Ergebnisse am Beispiel des Spaltquerschnittes zwischen 0 und 12.5 eV und im keV-Bereich.

Eine Analyse der graphischen Darstellungen läßt folgende Schlußfolgerungen zu:

- die in der Bibliothek KEDAK-3 enthaltenen Parameter aufgelöster Resonanzen liefern insbesondere in den Minima der Strukturen Ergebnisse, die den Experimenten [7] widersprechen;

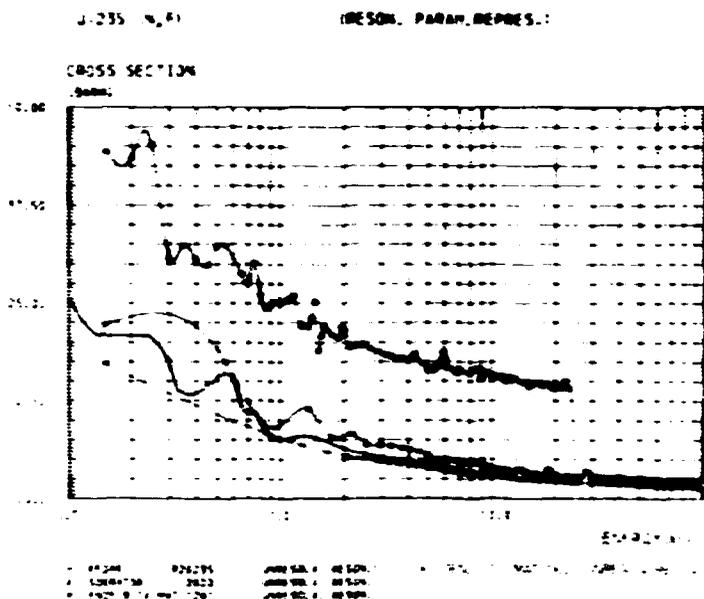


Abb. 2
Spaltwirkungsquerschnitt von ^{235}U im keV-Gebiet

- die in den Bibliotheken ENDF/B-IV und SOKRATOR gespeicherten Parameterätze aufgelöster Resonanzen liefern zufriedenstellende Ergebnisse;
- im Gebiet nichtaufgelöster Resonanzen liefern die Parameterätze der Bibliothek SOKRATOR und die der Bibliothek KEDAK, ENDF/B-IV und JENDL widersprüchliche Ergebnisse, deren Ursachen weiter untersucht werden müssen.

Für eine größere Übersichtlichkeit der graphischen Darstellungen sollten nicht mehr als 6 - 8 Resonanzen gleichzeitig abgebildet werden.

		ENDF/B-IV [1]	SOKRATOR [2]	KEDAK-3 [3]	JENDL-1 [4]
A	Energiebereich	0 - 82 eV	0 - 146 eV	0 - 147 eV	0 - 82 eV
	Anzahl der Resonanzen	130	208	197	130
	Formalismus	Breit-Wigner	Breit-Wigner, Adler-Adler	unbekannt	Breit-Wigner
B	Energiebereich	82 eV - 25 keV	100 eV - 100 keV	50 eV - 250 keV	62 eV - 25.1 keV
	Anzahl der Resonanzen	120	79	66	unbekannt
	Formalismus	modif. Breit- Wigner	unbekannt	unbekannt	modif. Breit- Wigner

A - aufgelöste Resonanzen, B - nichtaufgelöste Resonanzen

Gegenwärtig wird eine Analyse des in der Bibliothek SOKRATOR enthaltenen Parameteratzes für die Mehr-Niveau-Näherung (Adler-Adler-Formalismus) im Gebiet aufgelöster Resonanzen vorbereitet. Neben der verbesserten Darstellung der Energieabhängigkeit der Querschnitte im Vergleich zur Ein-Niveau-Näherung bietet dieser Formalismus die Möglichkeit, die Temperaturabhängigkeit der Resonanzstrukturen zu berücksichtigen.

L i t e r a t u r

- [1] Garber, D. et al., ENDF-102 (1975)
- [2] Konshin, V.A., private Mitteilung
- [3] Goel, B. und B. Krieg, KFK-2234 (1975)
- [4] Igarasi, S. et al., JAERI-1261 (1979)
- [5] Wegerich, J., Forschungsbeleg, TU Dresden (1978)
- [6] Hermsdorf, D. und R. Storch, Jahresbericht 1974, ZfK-283 (1974) 187;
Hermsdorf, D. und G. Kießig, Jahresbericht 1976, ZfK-315 (1976) 193
- [7] Takano, H. und K. Kobayashi, JAFRI-M4999 (1972)

1.27. EINSCHÄTZUNG DER WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR DIE EMISSION VON TEILCHEN AUS $^{28}\text{Si} + n$

D. Hermsdorf und L. Neumann

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

In Zusammenarbeit mit dem Kerndatenzentrum des PEI Obninsk wurde mit der Erarbeitung eines Files eingeschätzter Kerndaten für Si begonnen. Ziel der Arbeiten ist die Erstellung eines vollständigen Satzes eingeschätzter Daten der neutroneninduzierten Emission von Teilchen und γ -Quanten aus Si, der im Format ENDF/B der Bibliothek SOKRATOR mit der Bibliotheksnummer 2015 angegliedert werden soll.

Im Berichtszeitraum wurde eine vergleichende Analyse von Files eingeschätzter Daten aus den Bibliotheken UKNDL (DFN 25E) und ENDL (MAT 7120) vorgenommen. Weitere Vergleiche mit den modernen Datensätzen ENDL-78 (MAT 7820), JENDL-1 (MAT 1140) und ENDF/B-IV (MAT 1194) sind mit der Verfügbarkeit dieser Bibliotheken nun möglich geworden.

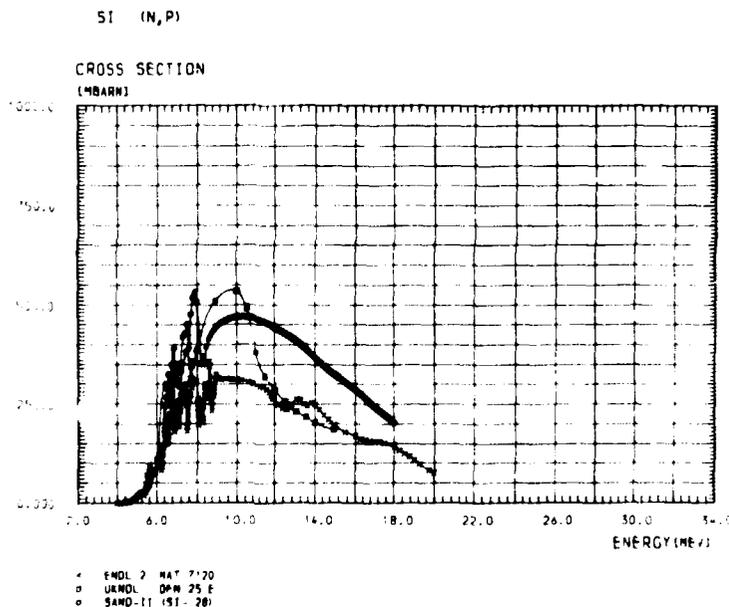


Abb. 1

Beispiel für unterschiedliche Einschätzungen des (n,p) Reaktionsquerschnittes

Aufgrund der erheblichen Differenzen zwischen den Ergebnissen unterschiedlicher Einschätzungen, als Beispiel zeigt Abb. 1 die Anregungsfunktion für die Reaktion (n,p), wurde eine Neueinschätzung erwogen. Darüber hinaus steht ein in den letzten Jahren gewonnenes umfangreiches experimentelles Material zur Klärung verschiedener Diskrepanzen zur Verfügung [1,2].

Das gesamte Datenmaterial der elastischen und unelastischen Neutronenstreuung sowie der Reaktionskanäle (n,p), (n, α) und (n,2n)

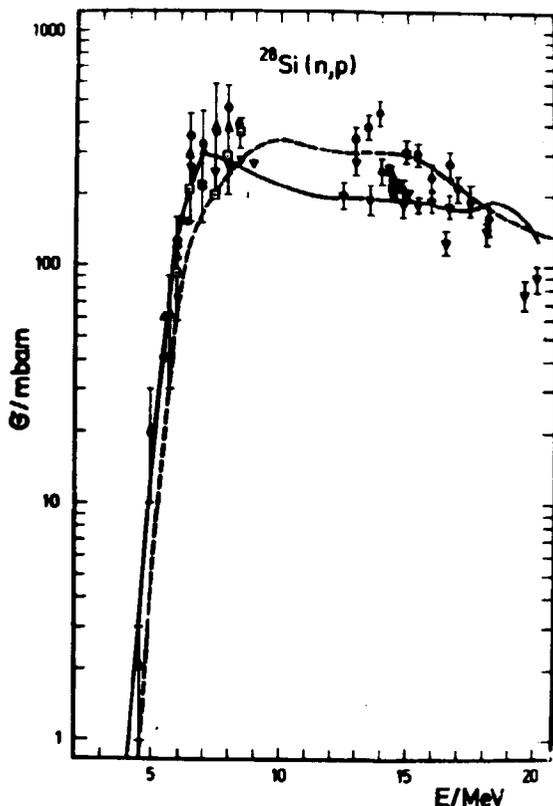


Abb. 2

Einschätzung (gestrichelte Kurve) des (n,p)-Kanals in der vorliegenden Arbeit im Vergleich mit experimentellen Daten

wurde zusammengestellt und im Rahmen verschiedener Modellvorstellungen (optisches Modell, Hauser-Feshbach-Formalismus, Exitonmodell, Kollektivmodell, Modell der gekoppelten Kanäle) analysiert und interpretiert ([3] und Bericht 1.8.). Mit den aus den experimentellen Daten extrahierten Parametern (Parameter des optischen Potentials, Niveaudichteparameter, Deformationsparameter u.a.) wurden mit Hilfe der Rechenprogramme wie ELISA, STAPRE und CHUCK-2 Anregungsfunktionen, Winkelverteilungen und Emissionsspektren der elastischen und unelastischen Streuung und der Reaktionskanäle (n,p), (n, α) und (n,2n) im Energiebereich von 1 bis 20 MeV berechnet (Abb. 2).

Zur Komplettierung der Einschätzung wird gegenwärtig an der Interpretation der Querschnitte der neutroneninduzierten γ -Emission aus den Reaktionen (n, γ), (n,n' γ) und (n,2n γ) auf der Basis der mit statistischen Modellen erzielten Erfahrungen [4,5] gearbeitet sowie eine Analyse der Resonanzparameter zur Beschreibung der Strukturen der Querschnitte im Bereich aufgelöster Resonanzen ausgeführt.

resonanzparameter zur Beschreibung der Strukturen der Querschnitte im Bereich aufgelöster Resonanzen ausgeführt.

L i t e r a t u r

- [1] Schweitzer, Th. et al., Jahresbericht 1975, ZfK-295 (1975) 11; Schweitzer, Th. et al., Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 2
- [2] Adel-Fawzy, M. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 15
- [3] Neumann, L., Diplomarbeit, TU Dresden (1979)
- [4] Basarragtscha, B., Dissertation A, TU Dresden (1979)
- [5] Basarragtscha, B. und D. Hermsdorf, Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 21

1.28. BEREITSTELLUNG DER ÜBERARBEITETEN VERSION DES FILES 2012 (Fe) FOR DIE BIBLIOTHEK EINGESCHÄTZTER KERNDATEN SOKRATOR

D. Hermsdorf und P. Reichelt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Mit einer vergleichenden Analyse verfügbarer Files eingeschätzter Daten aus den Bibliotheken ENDL, KEDAK und SOKRATOR [1] und der Einbeziehung neuester experimenteller Ergebnisse und deren Interpretation im Rahmen moderner Kernreaktionsmodelle [2] fanden die systematischen Untersuchungen zur Überarbeitung des

Files 2012 (Fe) der sowjetischen Bibliothek eingeschätzter Neutronenkerndaten SOKRATOR ihren Abschluß. Die erzielten physikalischen Erkenntnisse wurden zusammengefaßt [3] und die numerischen Resultate für die Kodierung im Format der Bibliothek SOKRATOR aufbereitet, um den bisherigen Datensatz zu verbessern und zu erweitern. Der File 2012 wurde in folgenden Punkten verändert:

1. Erweiterung des Energiebereiches auf 20 MeV;
2. Einbeziehung der Resonanzparameter zur Darstellung der Querschnitte im Gebiet aufgelöster Resonanzen;
3. Darstellung der Winkelverteilung der elastischen und unelastischen Neutronenstreuung sowohl in parametrisierter Form (Legendre-Polynom-Entwicklung) als auch punktweise;
4. Einbeziehung der Spektren primär, sekundär und tertiär emittierter Neutronen aus den Reaktionen (n,n') , $(n,2n)$ und $(n,3n)$;
5. Beschreibung der Methoden der Einschätzung und des Inhalts des Files durch einen umfangreichen Kommentar.

Die überarbeitete Version enthält nunmehr 4182 Rekorde und ist auf Magnetband mit den üblichen Standardspezifikationen (9 Spuren, EBCDIC-Kode) verfügbar (siehe Bericht 1.22).

L i t e r a t u r

- [1] Hermsdorf, D. und F. Smoll, Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 8
- [2] Hermsdorf, D. und P. Rösner, Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 23
- [3] Bychkov, V.N. et al., Jad. Konst. (im Druck)

1.29. EIN EXPERIMENT ZUR WINKELABHÄNGIGKEIT VON FRAGMENTEN BEI RELATIVISTISCHEN KERNSTÜSSEN

G. Winter und W.D. Fromm

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

K.D. Schilling

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

In einem früheren Experiment war die Registrierung von Fragmenten aus relativistischen Kernprozessen mit Hilfe der radioaktiven Gammastrahlung [1] erprobt worden. Eine Weiterführung dieser Methode erlaubte, in einem neuen Experiment Aussagen zur Winkelabhängigkeit der Fragmentemission aus Goldtargete zu gewinnen. Die Winkelverteilung hochenergetischer Fragmente wird häufig als Test für den Reaktionsmechanismus angesehen und war im Zusammenhang mit Stoßwellen in der Kernmaterie besonders betont worden.

Die Messung erfaßt vier Raumrichtungen gleichzeitig, wobei jeweils ein Goldtarget von 5 mg/cm^2 unter dem Winkel 0° , 25° , 50° und 75° relativ zur Strahlachse angebracht war. Der schematische Aufbau einer solchen Targetanordnung ist in Abb. 1 dargestellt. Ein Lochkollimator sorgt dafür, daß nur Fragmente den Auffänger erreichen, deren Emissionswinkel gegen die Targetnormale kleiner als 25° ist. Der Winkelbereich, den jedes Target erfaßt, war so groß gewählt worden, um eine ausreichende Intensität im Auffänger zu erreichen. Durch den Ab-

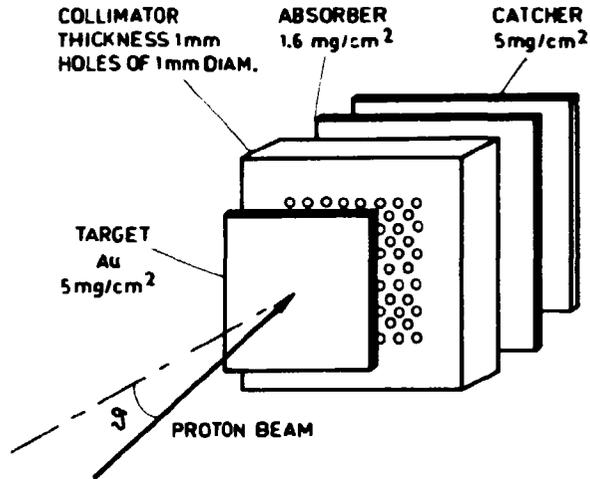


Abb. 1
Schematischer Targetaufbau

sorber werden sowohl die schweren Fragmente als auch leichte Fragmente mit kleinen Energien, die meist aus Gleichgewichtsprozessen stammen, von der Messung ausgeschlossen. Das Targetensemble wurde am Synchrophasotron im Laboratorium für hohe Energien des VIK Dubna mit etwa 10^{15} Protonen der Energie 8 GeV bestrahlt. Das Ergebnis einer Winkelabhängigkeit für ^{24}Na -Fragmente ist in Abb. 2 dargestellt. Ein Maximum der Verteilung unterhalb 90° stellt ein interessantes Ergebnis dar [2], das aber noch weiterer Untersuchungen bedarf.

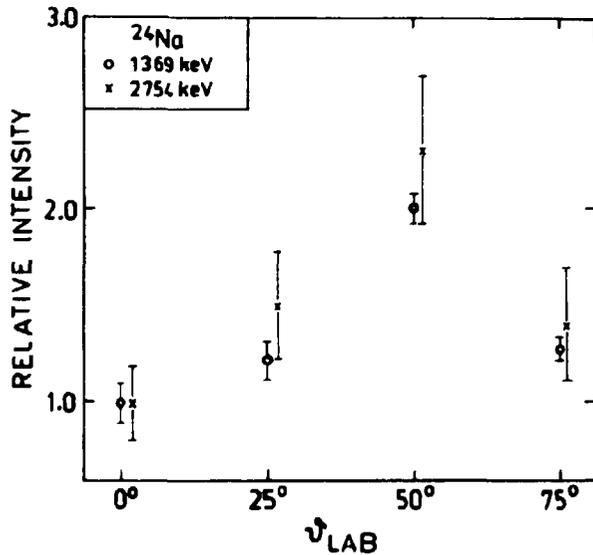


Abb. 2
Winkelabhängigkeit für ^{24}Na -Fragmente (Energie > 25 MeV)

L i t e r a t u r

[1] Winter, G. et al., Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 14
 [2] Fortney, D.R. and N.T. Porile, Phys. Lett. 76B (1978) 553

2. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNSPEKTROSKOPIE

2.1. YRAST-ZUSTÄNDE IN DOPELT UNGERADZÄHLIGEN BROMKERNEN

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

Die Experimente zu den doppelt ungeradzähligen Bromkernen $^{74,76,78}\text{Br}$ wurden mit dem Ziel begonnen, Zwei quasiteilchenanregungen und deren Einfluß auf kollektive Bewegungsformen dieser Übergangskerne zu untersuchen. Dieser Fragestellung wird auch in Arbeiten über doppelt geradzählige Kerne dieses Massegebietes nachgegangen (siehe Bericht 2.3.), in denen Zwei quasiteilchenanregungen oberhalb 2.5 MeV Anregungsenergie auftreten. In den doppelt ungeradzähligen Kernen findet man bereits in der Nähe des Grundzustandes mehrere Zwei quasiteilchenanregungen, die eine Vielfalt kollektiver Banden zur Folge haben können. Die bevorzugte Anregung niedrigliegender Hochspinzustände in Compoundkernreaktionen begünstigt die Untersuchung von solchen Zwei quasiteilchenanregungen, die zu hoher Drehimpuls gekoppelt sind.

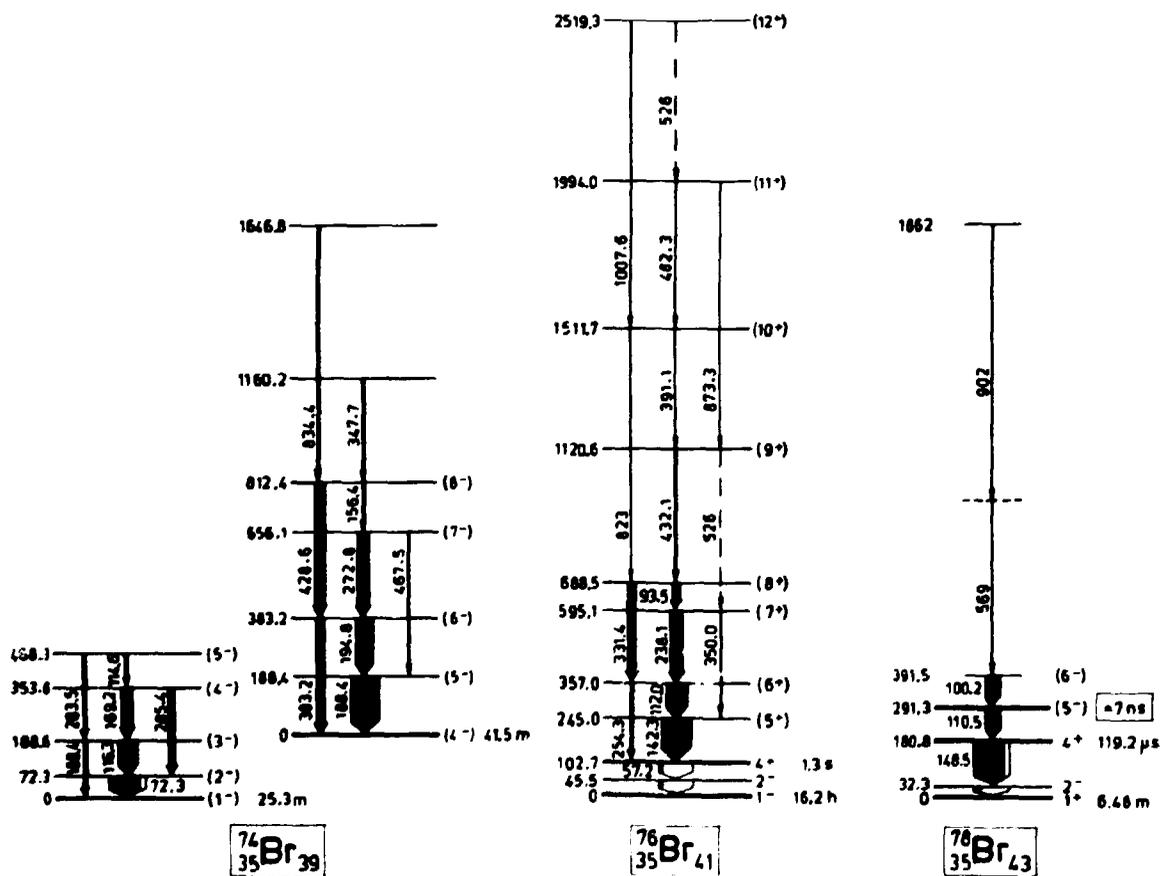
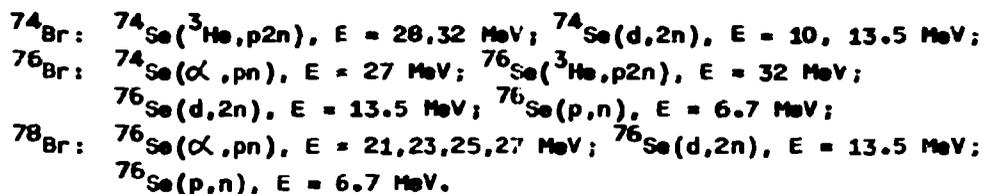


Abb. 1

Vorläufige Ergebnisse über Hochspinzustände in doppelt ungeradzähligen Bromkernen

Vorläufige Ergebnisse unserer Experimente sind in Abb. 1 zusammengestellt. Die Informationen zu den Niveauschemata beruhen auf Standardexperimenten am Strahl des Rossendorfer Zyklotrons. Folgende Reaktionen wurden ausgenutzt (E ist die Inzidenzenergie):



In ^{74}Br wurden zwei Bandenstrukturen beobachtet und vorläufig den beiden vom β -Zerfall bekannten Isomeren zugeordnet. Die Niveaufolge auf dem 4^- -Isomer stimmt mit einem Schema überein, das J. Hamilton kürzlich in einem Vortrag erwähnte.

In ^{76}Br wurde eine Folge von Hochspinzuständen gefunden, deren Energieabstände in ähnlicher Weise fluktuieren wie in der Hochspinbande des ^{74}Br . Das Verhalten der Intensitäten für die 112,0- und 142,3-keV-Linien in der (p,n)- und (d,2n)-Reaktion deutet darauf hin, daß der tiefste Zustand der Folge etwa den Spin 4 haben sollte. Deshalb wurde die Folge dem erst kürzlich beobachteten 4^+ -Isomer [1] zugeordnet. Die Ähnlichkeit der Bandenstrukturen in ^{74}Br und ^{76}Br läßt aber erwarten, daß die Zweiquasiteilchenkomponenten in beiden Fällen sehr ähnlich sein sollten. Die ersten 5 Niveaus dieser Folge wurden bisher [2] dem Grundzustand zugeschrieben.

In ^{78}Br konnte bisher keine ausgeprägte Bandenstruktur identifiziert werden. Vielmehr tritt in der (α ,pn)-Reaktion eine starke 110,5-keV-Linie auf, deren Intensität mit einer Halbwertszeit von etwa 7 ns abfällt. Aus der Winkelverteilung dieses Übergangs sowie aus dem Anregungsverhalten in verschiedenen Reaktionen wird das neue Isomer vorläufig als 5^- -Zustand interpretiert. Langlebige 5^- -Isomere sind in den schwereren Bromkernen bekannt.

Zur genaueren Aufklärung der Strukturen sind weitere Experimente notwendig.

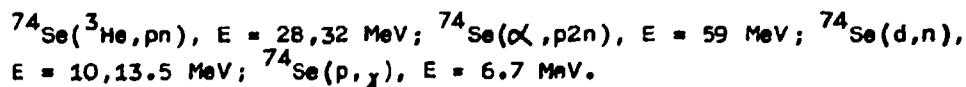
L i t e r a t u r

- [1] Kreiner, A.J. et al., Phys. Lett. 83B (1979) 31
[2] Behar, M. et al., Nucl. Phys. A282 (1977) 331

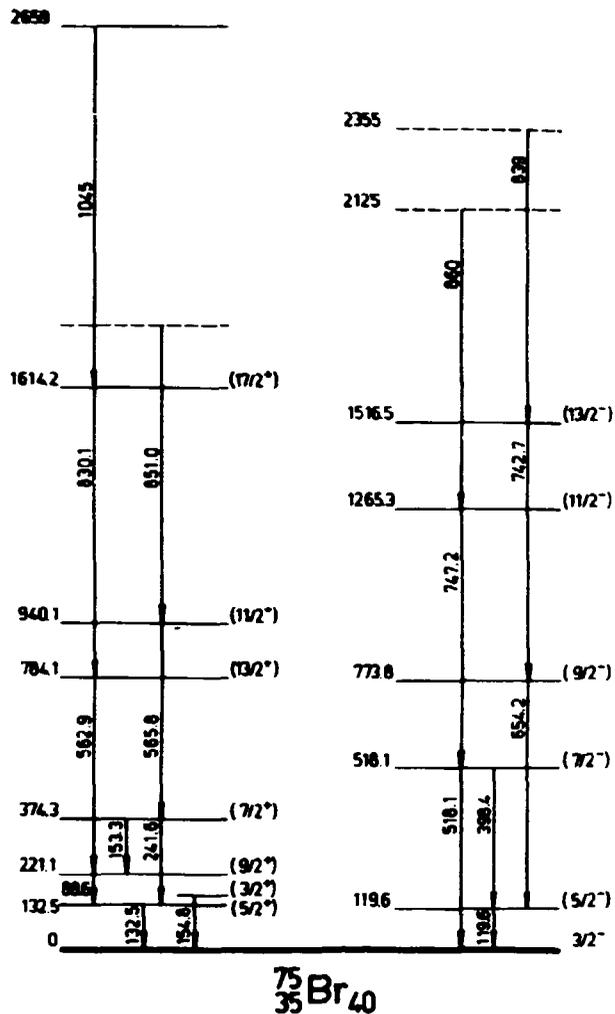
2.2. NEUE NIVEAUS IN ^{75}Br

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

Zur Aufklärung von Einflüssen der Kerndeformation in der Nähe der Massenzahl 80 wurden Experimente zum ^{75}Br begonnen. Für diesen Kern lag nur eine Arbeit über Hochspinzustände vor [1], die gegenüber den Zerfalldaten nur zwei zusätzliche Niveaus angibt. Unsere Informationen über das Niveauschema beruhen auf Standardexperimenten am Strahl des Rossendorfer Zyklotrons sowie am Strahl des Zyklotrons in Stockholm, wobei folgende Reaktionen ausgenutzt wurden (E ist die Inzidenzenergie):



Vorläufige Ergebnisse unserer Messungen sind in Abb. 1 zusammengestellt.



Alle Niveaus oberhalb 375 keV Anregungsenergie wurden neu eingeführt. Bezüglich des Spins für das 132.5-keV-Niveau gibt es in der Literatur eine Diskrepanz zwischen den Werten 5/2 [1] und 3/2 [2]. Da eine detaillierte Messung der Winkelverteilung der Gammastrahlung noch nicht vorliegt, sind alle neuen Spinwerte als vorläufig anzusehen. Trotz dieser experimentellen Unsicherheiten kann man aus unseren Ergebnissen im Gegensatz zu Behar et al. [1] auf eine Zunahme der mittleren Kerndeformation gegenüber ⁷⁷Br schließen.

Abb. 1
Vorläufiges Niveauschema von ⁷⁵Br

L i t e r a t u r

- [1] Behar, M. et al., Phys. Rev. C17 (1978) 516
- [2] Chirt, W.K. et al., Thesen 28. Allunionskonf. Kernspektroskopie und Kernstruktur, Alma-Ata (1978) 15

2.3. BANDENKREUZUNG UND QUASITEILCHEN-ANREGUNGEN IN KERNEN UM A = 80

L. Funke, J. Döring, F. Dubbers, P. Kemnitz, E. Will und G. Winter
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
 V.G. Kiptilij, M.F. Kudojarov, I.Kh. Lemberg, A.A. Pasternak und
 A.S. Mishin
 "A.F. Joffe" Physikalisch-Technisches Institut Leningrad, UdSSR
 L. Hildingsson, A. Johnson und Th. Lindblad
 Forschungsinstitut für Atomphysik Stockholm, Schweden

Die Kernstrukturuntersuchungen im Massegebiet A = 80 wurden fortgesetzt (siehe Berichte 2.1., 2.2., 2.4. und [1]), wobei es zu einem Abschluß der experimentellen Untersuchungen zum ⁸⁰Kr kam. Im letzten Jahresbericht [2] erfolgte eine Analyse der Anregungsenergien in ^{78,80}Kr im Rahmen des Cranking-Modells [3]. Um herauszufinden, ob in den Zweiquasiteilchen(2qp)-Anregungen bevorzugt Neu-

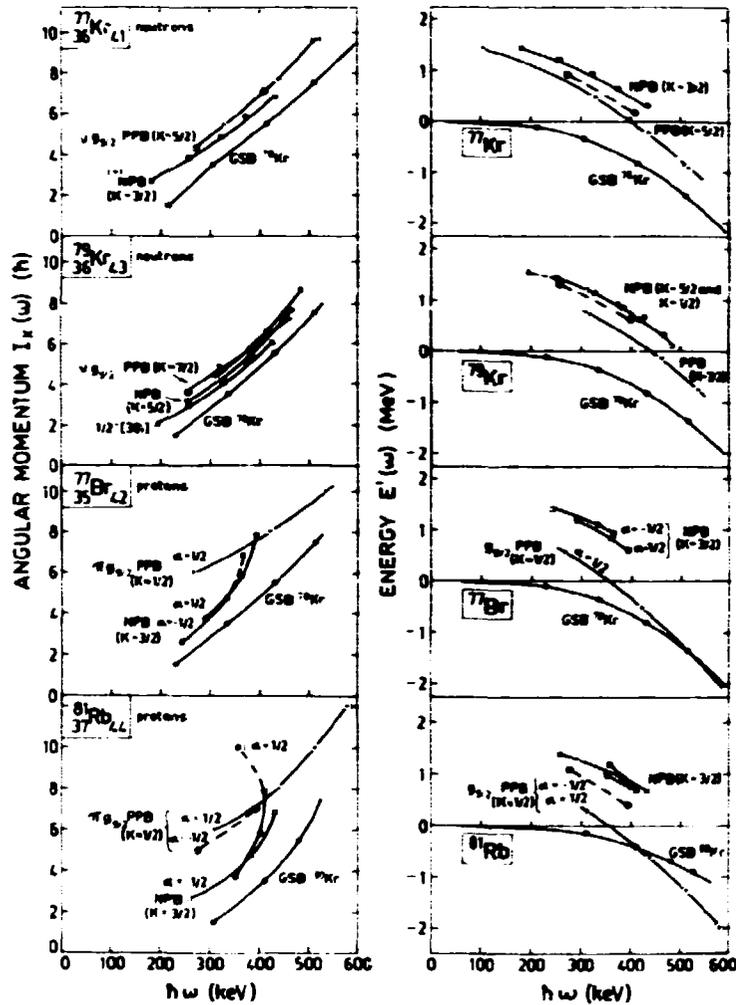


Abb. 1
Drehimpulskomponente I_x in Richtung der Rotationsachse und Energie im rotierenden Bezugssystem [3] für Banden in den Kernen ungerader Neutronenzahl $^{77,79}\text{Kr}$ und ungerader Protonenzahl ^{77}Br und ^{81}Rb . Die experimentellen Energiewerte wurden den Arbeiten [4-6] entnommen.

Zustand) und als Referenzkonfiguration besser geeignet scheint als die GSB von ^{78}Kr . Im Gegensatz dazu sind die "Aligned"-Drehimpulse der PPB in den Kernen ungerader Protonenzahl relativ groß ($i(\text{PPB}) = I_x(\text{PPB}) - I_x(\text{GSB}) \approx 3-4\hbar$) und in der Darstellung $E'(\omega)$ erfolgt eine Überschneidung mit der Referenzkonfiguration. Daraus folgt, daß die Protonen für die Bandenkreuzung und auch für die Mehrzahl der Zustände negativer Parität in den geraden Kr-Isotopen verantwortlich sind.

Ein interessantes Verhalten hat die Analyse hinsichtlich der NPB ($3/2^-$ -Bande) in ^{77}Br und ^{81}Rb gezeigt. Diese "backbending"-ähnliche Erscheinung könnte durch eine Kreuzung der $3/2^-$ -Bande mit einer $3q$ -Struktur (in der neben dem Proton im $3/2^-$ -Zustand zwei $9g/2^-$ -Protonen angeregt sind) erklärt werden.

L i t e r a t u r

[1] Funke, L. et al., Proc. Int. Symp. on Future Directions in Studies of Nuclei far from Stability, Nashville (1979)

tronen oder Protonen enthalten sind, haben wir auch die Bandenstrukturen positiver (PPB) und negativer Parität (NPB) in den benachbarten Kernen mit ungerader Neutronen- oder Protonenzahl in die Analyse einbezogen. In der Abb. 1 sind die Drehimpulskomponente in Richtung der Rotationsachse I_x und die Energie im rotierenden Bezugssystem E' (beide als Funktion der Rotationsfrequenz) für diese Kerne dargestellt.

Die Analyse zeigt, daß in den Kernen ungerader Neutronenzahl der "Aligned"-Drehimpuls für PPB und NPB sehr klein ist. Dies ist vor allem dann der Fall, wenn man berücksichtigt, daß durch das ungerade Teilchen eine Polarisation des Rumpfes erfolgt (größeres Trägheitsmoment $J \sim I/\omega$). Dieser Polarisierungseffekt ist in ^{79}Kr gut sichtbar, in dem die $1/2^- [301]$ -Bande sehr wenig durch Coriolis-Wechselwirkung gestört ist ($p_{1/2^-}$

- [2] Funke, L. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 28
- [3] Bengtsson, R. and S. Frauendorf, Nucl. Phys. A314(1979)27 and NORDITA-78/45
- [4] Forrestan, K. et al., Annual-report, AFI Stockholm (1974) 96
- [5] Delaplanque, M.A. et al., Annual-report, ISN Grenoble (1973) 97
- [6] Friederichs, H.G. et al., Phys. Rev. C13 (1976) 2247

2.4. HOCHANGEREGETE ZUSTÄNDE IN ^{82}Kr

P. Ojeda¹⁾, P. Kamnitz und G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Im Rahmen systematischer Untersuchungen von Übergangskernen mittlerer Massenzahl werden die Hochspinzustände des doppelt-geraden Kernes ^{82}Kr untersucht, der mit 46 Neutronen in der Nähe eines Schalenabschlusses liegt. Von diesem Kern fand man bisher vor allem beim Zerfall des ^{82}Br [1] und ^{82}Rb [2] angeregte Niveaus bis zum Spin I=5.

Von uns wurde die γ -Strahlung untersucht, die der Kernreaktion $^{80}\text{Se}(\alpha, 2n)^{82}\text{Kr}$ am α -Teilchenstrahl des Rossendorfer Zyklotrons folgt.

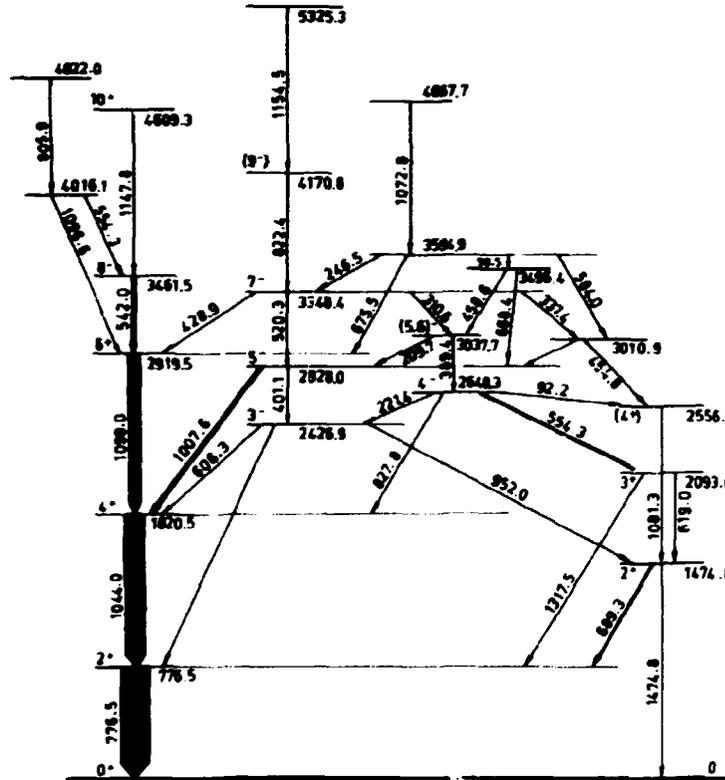


Abb. 1 $^{82}\text{Kr}_{46}$
Vorläufiges Niveauschema von ^{82}Kr

Die Untersuchung beruht auf folgenden Experimenten:
Messung der γ -Spektren im Energiebereich bis 2 MeV, Messung der Anregungsfunktion mit $E = 21, 23, 27$ MeV, Lebensdauermessungen im ns- und ps-Gebiet mit Hilfe der HF- γ -Methode und der Dopplershift-Attenuation-Methode, prompt $\gamma\gamma$ -Koinzi-

1) Institut für Kernforschung, Havanna, AdW Kuba

denzen, Richtungskorrelationen ausgerichteter Kerne (DCO) und Messung der Winkelverteilung der γ -Strahlung.

Die bisherige Auswertung ergab zahlreiche neue Niveaus. Aufgrund der genauen Energiebestimmung der γ -Übergänge und unter Verwendung der Koinzidenzbeziehungen resultierte das vorläufige Niveauschema für den Kern ^{82}Kr (siehe Abb. 1).

Aus den Koinzidenzmessungen wurden die DCO-Verhältnisse [3] abgeleitet und mit den theoretisch berechneten DCO-Werten [4] verglichen.

Auf dieser Grundlage ergab sich, daß die Kaskade 1147.8 - 542.0 - 1099.0 - 1044.0 - 776.5 keV aus "gestreckten" E2-Übergängen besteht.

Dadurch konnte die YRAST-Bande bis zum Spin I=10 nachgewiesen werden.

Weiterhin ergab sich für den Zustand bei der Energie 3348.4 keV der Spin I=7.

Die Zunahme der Niveaudichte oberhalb $E \approx 2.5$ MeV zeigt, daß ebenso wie in den leichteren geraden Kr-Kernen Mehrteilchenzustände angeregt werden.

L i t e r a t u r

- [1] Meredith, G.R. and R.A. Meyer, Nucl. Phys. A142 (1970) 513
- [2] Graeffe, G. et al., Nucl. Phys. A140 (1970) 161
- [3] Grau, J.A. et al., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 677
- [4] Krane, K.S. et al., Nucl. Data A11 (1973) 351

2.5. MAGNETISCHE MOMENTE VON $5/2^+$ [402]- UND $7/2^+$ [404]-BANDENKÖPFEN IN DEN OBERGANGSKERNEN $^{117,121}\text{Te}$

L. Käubler, H. Prade, U. Hagemann, J. Müller und F. Stary
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
K.-G. Renzfelt
Forschungsinstitut für Atomphysik Stockholm, Schweden

Für ungerade Übergangskerne um $Z=50$ ist die Koexistenz sphärischer und deformierter Zustände charakteristisch. Hagemann et al. [1] berichteten über $\Delta J=1$ -Banden in den Kernen $^{117,119,121}\text{Te}$. Die isomeren Bandenköpfe werden als die Nilsson-Zustände $5/2^+$ [402] in ^{117}Te und $7/2^+$ [404] in ^{121}Te interpretiert. Das Niveauschema und die elektromagnetischen Eigenschaften der Zustände positiver Parität des ^{121}Te wurden in Coriolis-Rechnungen gut reproduziert [1]. Die experimentelle Bestimmung der magnetischen Momente der isomeren $5/2^+$ - und $7/2^+$ -Zustände sollte die angenommene Nilsson-Charakteristik und damit den deformierten Charakter dieser Zustände bestätigen.

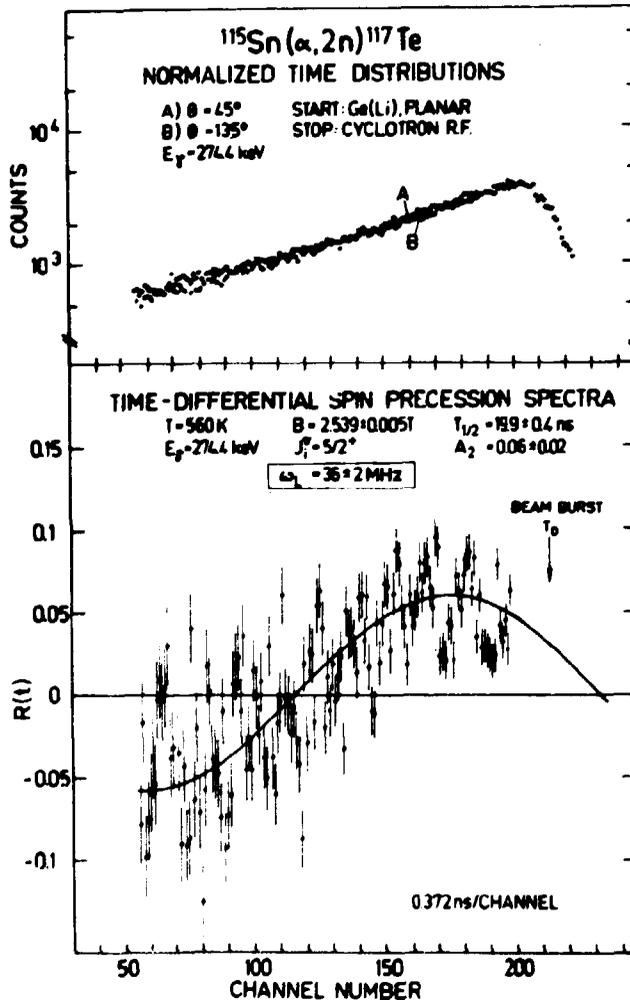
Die Messungen erfolgten mit der DPAD-Methode unter Verwendung einer bereits früher beschriebenen Meßanordnung [2] in den Reaktionen $^{115,119}\text{Sn}(\alpha, 2n)^{117,121}\text{Te}$ mit flüssigen Targets bei $E_\alpha = 27.0$ MeV. Die Präparation der Targets wurde im Bericht [3] beschrieben. Ein Heizungssystem sorgte für eine Targettemperatur von 570 K. Das Magnetfeld betrug $B = 2.539 \pm 0.005$ T. Es wurden zwei planare Ge(Li)-Detektoren von 5,5 und 10 cm^3 verwendet. Die Abb. 1 und 2 zeigen die gemessenen Spektren; in Tab. 1 werden die experimentellen und berechneten Werte zusammengestellt.

Tabelle 1

Experimentelle Ergebnisse der Messungen von Lebensdauern und magnetischen Momenten in $^{117,121}\text{Te}$ und Vergleich mit berechneten magnetischen Momenten

Kern	Niveau [keV]	J^π	$T_{1/2\text{exp}}$ [ns]	$\mu^{\text{exp a)}$ [n.m.]	$\mu^{\text{calc [n.m.] b)}$		
					ET-Wert [n.m.]	$g_R=Z/A$	$g_R=0.24$
^{117}Te	274.4	$5/2^+$	19.9 ± 0.4	-0.75 ± 0.05	-1.35	$-0.57^{\text{c)}$	$-0.70^{\text{c)}$
^{121}Te	443.1	$7/2^+$	83 ± 2	$+0.63 \pm 0.07$	+1.05	$+1.31^{\text{d)}$ $+1.22^{\text{e)}$	$+0.69^{\text{d)}$ $+0.60^{\text{e)}$

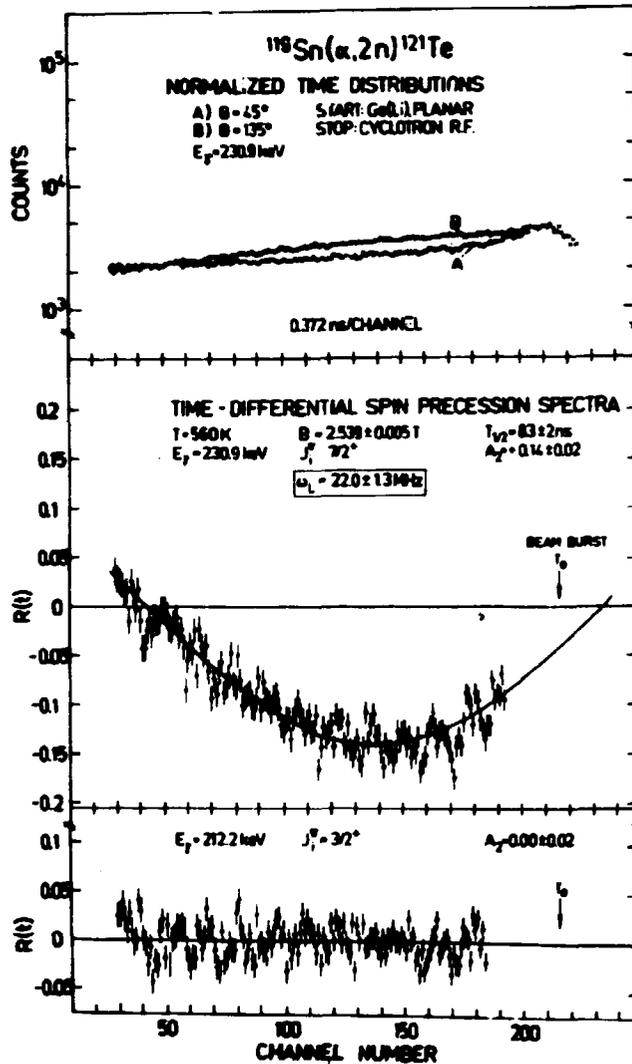
- a) Feldkorrekturen wurden vernachlässigt
- b) $g_{\text{eff}} = 0.7 g_{\text{free}}$
- c) Berechnet mit der reinen $5/2^+$ [402]-Wellenfunktion
- d) Berechnet mit der Wellenfunktion von Hagemann et al. [1]
- e) Berechnet mit der reinen $7/2^+$ [404]-Wellenfunktion



Der Vergleich mit Einteilchenabschätzungen (ET) liefert auch bei Annahme unterschiedlicher g_{eff} -Werte $g_{\text{eff}} = 0.5 \dots 1.0 g_{\text{free}}$ keine Übereinstimmung mit dem Experiment, so daß hier keine sphärischen Einteilchenzustände vorliegen können. Die Berechnung des magnetischen Momentes des $7/2^+$ -Zustandes von ^{121}Te für $\epsilon = 0.15$ mit der reinen $7/2^+$ [404]-Wellenfunktion und mit der Wellenfunktion von Hagemann et al. [1] (76 % Anteil des $7/2^+$ [404]-Zustandes) ergibt für $g_R = 0.24$ gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert. Das bestätigt den schwach prolata deformierten Charakter dieses Zustandes.

Abb. 1

Normierte Zeitverteilungen und zeitdifferenzielles Spin-Präzessions-Spektrum $R(t)$ für ^{117}Te . Die durchgezogene Kurve entspricht einer Anpassung der experimentellen Werte an einen analytischen Ausdruck [4] für $R(t)$.



Unter Einfluß von aus den $116, 118\text{Te}$ -Rumpf-Zuständen errechneten spinabhängigen Trägheitsparametern führten wir auch für 117Te Coriolis-Rechnungen aus und benutzten die gleichen Parameter wie für 121Te . Lediglich das chemische Potential wurde um 1 MeV abgesenkt. Diese Rechnungen lieferten im Widerspruch zum Experiment als Yrast-Bande die $7/2^+[404]$ -Niveaufolge. Deshalb wurde in Tab. 1 für 117Te nur das für einen reinen $5/2^+[402]$ -Zustand berechnete magnetische Moment angegeben, das mit dem experimentellen Wert übereinstimmt. Die magnetischen Momente bestätigen somit die von Hagemann et al. [1] angenommene Niveaucharakteristik und die damit verbundene Formisomerie der ersten Anregungszustände in $117, 121\text{Te}$.

Abb. 2
Normierte Zeitkurven und $R(t)$ -Spektren für 121Te

L i t e r a t u r

[1] Hagemann, U. et al., Z. Phys. **A290** (1979) 399
 [2] Käubler, L. et al., Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 201
 [3] Käubler, L. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 42
 [4] Prade, H. et al., Nucl. Phys. A (im Druck)

2.6. HOCHSPINZUSTÄNDE IM N=82-KERN 141Pr

H. Prade, W. Enghardt, H.U. Jäger, L. Käubler, H.J. Keller, F. Stary und G. Winkler

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich kF

Die Untersuchung der Struktur von Hochspinzuständen in ungeraden N=82-Kernen [1] wurde mit Experimenten und Schalenmodellrechnungen zum 141Pr fortgesetzt. Bisher waren in diesem Kern Zustände mit Anregungsenergien unter 1650 keV und Spins kleiner als $11/2$ bekannt [2].

nen $(1g_{7/2})^5(2d_{5/2})^4$ und $(1g_{7/2})^7(2d_{5/2})^2$, wobei mit zunehmender Anregungsenergie der Anteil der letzteren Konfiguration anwächst. Für die $17/2_1^+$, $19/2_1^+$ und $21/2_1^+$ -Zustände wird dagegen eine $(1g_{7/2})^6(2d_{5/2})^3$ -Struktur vorausgesagt, während sich der $23/2_1^+$ -Zustand als reine $(1g_{7/2})^5(2d_{5/2})^4$ -Konfiguration ergibt. Die $1/2^+$ - und $3/2^+$ -Zustände bei 1298 keV und 1610 keV sind als $3s_{1/2}^-$ und $2d_{3/2}^-$ -Einteilchenzustände bekannt [5] und liegen außerhalb des verwendeten Konfigurationsraumes.

Schalenmodellrechnungen unter Einbeziehung der $3s_{1/2}^-$, $2d_{3/2}^-$ und $1h_{11/2}^-$ -Schalen sind in Vorbereitung.

L i t e r a t u r

- [1] Prade, H. et al., Nucl. Phys. A (im Druck)
- [2] Lederer, C.M. and V.S. Shirley, Table of Isotopes, 7th edition, J. Wiley and Sons, New York (1978) 757
- [3] Ejiri, H. et al., Phys. Rev. C8 (1973) 1892
- [4] Wildenthal, B.H., Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1118
- [5] Wildenthal, B.H. et al., Phys. Rev. C3 (1971) 1199

2.7. SUCHE NACH ns-ISOMEREN IN DEN DEFORMIERTEN DOPPELT GERADEN NUKLIDEN ^{176}Hf , ^{166}Er UND ^{158}Dy

H. Rotter, W.D. Fromm, C. Heiser, L. Käubler, L. Kostov, H. Prade und
F. Stary

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

W. Andrejtscheff

Institut für Kernforschung und Kernenergetik der BAdW, Sofia, Bulgarien

J. Berzins

Physikalisches Institut der Lettischen AdW, Riga-Salaspils, UdSSR

Hochspinzustände in doppelt geraden deformierten Kernen sind gegenwärtig ein Schwerpunkt der Yrast-Spektroskopie, bei der kollektive Banden bis zu hohen Drehimpulsen untersucht werden. Viele Bandenköpfe stellen bisher wenig untersuchte 2- und 4-Quasiteilchen-Zustände dar, über deren Struktur absolute γ -Übergangswahrscheinlichkeiten wertvolle zusätzliche Information liefern.

Mit der γ -HF-Methode [1] wurden in der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion mit einem planaren Ge(Li)-Detektor (Volumen 10 cm^3) prompte und verzögerte γ -Energiespektren (Verzögerungszeit jeweils 1.6 ns) gemessen.

In ^{176}Hf zeigen neben den bekannten Isomeren [2] der 4-Quasiteilchen-Zustand 15^+ bei 3080 keV und der 2-Quasiteilchenzustand 8^- bei 1860 keV Lebensdauern in der Größenordnung von 1 ns. Der Grund für die Verzögerung des $8^- \rightarrow 8^-$ -Übergangs dürfte der weitgehend reine 2-Neutronen- oder 2-Protonen-Charakter der Zustände sein. Der Übergang $15^+ \rightarrow 14^-$ zwischen den beiden 4-Quasiteilchen-Konfigurationen [3] wird durch den Neutronenübergang $9/2^+ [624] \rightarrow 7/2^- [514]$ bewirkt, dessen Verzögerung aus den benachbarten ungeraden Neutronenkernen ^{177}Hf , ^{179}W und ^{179}Hf bekannt ist [4]. Für den 4-Quasiteilchen-Zustand 16^+ hingegen lieferte das Zeitverhalten des 186-keV-Übergangs keinen Hinweis auf eine meßbare Lebensdauer, weil der verantwortliche Neutronenübergang $7/2^- [514] \rightarrow 5/2^- [512]$ nicht verzögert ist; die Coulombanregung des $7/2^- [514]$ -

Zustände in $^{173}\text{Yb}_{103}$ ergibt vielmehr ein großes E2-Übergangsmatrixelement zwischen beiden Zuständen.

Ferner kann aus den bisherigen Messungen auf Lebensdauern von etwa 1 ns für den 4^- -Zustand bei 1572 keV in ^{166}Er und den 2^- -Zustand bei 1371 keV in ^{158}Dy geschlossen werden.

L i t e r a t u r

- [1] Andrejtscheff, W. et al., Nucl. Phys. A190 (1972) 489; Manfraß, P. et al., ZfK-255 (1973) 1
- [2] Khoo, T.L. et al., Canad. J. Phys. 51 (1973) 2307
- [3] Khoo, T.L. et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 823
- [4] Andrejtscheff, W. et al., Atomic Data and Nucl. Data Tables 16 (1975) 515

2.8. KERNSTRUKTURUNTERSUCHUNGEN MIT METHODEN DER GAMMASPEKTROSKOPIE UND PHASEN-ÜBERGÄNGE IM ATOMKERN¹⁾

P. Kemnitz und E. Will

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Durch die Anwendung gammaspektroskopischer Meßmethoden am Beschleunigerstrahl wurden die Kenntnisse über die Struktur niederenergetischer Kernanregungen beträchtlich erweitert. Aus einer Analyse der experimentellen Daten werden Schlußfolgerungen über Phasenübergänge im Atomkern abgeleitet. Dabei werden der Wechsel zwischen sphärischer und deformierter oder prolater und oblater Kernform sowie zwischen dem suprafluiden und dem ungepaarten Zustand der Kernmaterie als Phasenübergänge angesehen.

Der Phasenübergang zwischen sphärischen und deformierten Kernformen wird für die Tb- und Gd-Kerne ($N \approx 88$), in der Reihe der Kr-Isotope ($N < 50$) und anhand der $h_{9/2}$ -Protonenanregung ($Z < 82$) diskutiert. Im Massegebiet $A \approx 190$ ist der Wechsel zwischen prolateren und oblateren Deformationen aus den statischen Quadrupolmomenten zu erkennen, wobei die Anregungsspektren auf Kernformen ohne axiale Symmetrie hinweisen. Die Koexistenz von Kernanregungen bei unterschiedlichen Deformationen wird für die geraden Hg-Kerne, für verschiedene Einteilchenanregungen in ungeraden Kernen und am Beispiel der Kopplung eines ungepaarten Nukleons an einen weichen Rotor diskutiert.

Ziel der Analyse von Mehrteilchenzuständen mit hohem Drehimpuls ist eine Untersuchung des Übergangs aus der suprafluiden in die ungepaarte Phase. Bei vielen Zweiteilchenzuständen in deformierten und Übergangskernen ist die Umkopplung eines einzelnen Nukleonenspaars und die Rotationsausrichtung der individuellen Drehimpulse zu beobachten. Dagegen sind Hochspinzustände in mehreren Kernen des Gebiets $A \approx 180$ als Kombination bestimmter Quasiteilchen mit großer Drehimpulsprojektion auf die Figurenachsen zu verstehen. Einfache Betrachtungen im Rahmen des Schalenmodells führen zum Verständnis der Hochspinmultipletts in der Umgebung des magischen Kerne ^{146}Gd . Auch die Besetzung von Schalenmodellzuständen mit mehreren ungepaarten Teilchen ist aus den Anregungsspektren klar zu erkennen. Ein Vergleich der Yrast-Niveaus von Kernen mit $N=86$ Neutronen mit dem Modellspektrum des Fermigas liefert Hinweise auf ein Verschwinden der Paarungsenergie bei Drehimpulsen oberhalb $I \approx 16\hbar$.

1) Dissertation, erscheint 1980 als ZfK-Institutbericht

3. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNTHEORIE

3.1. HYDRODYNAMISCHE BESCHREIBUNG EXPANDIERENDER FEUERKÄPSELN

H.W. Barz

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

L.P. Csorosi

Zentrales Forschungsinstitut für Physik, Budapest

In den letzten Jahren rücken Kernreaktionen mit schweren Ionen bei Energien oberhalb von 100 MeV immer mehr in den Mittelpunkt des Interesses. Allgemein wird angenommen, daß sich in der ersten Phase beim zentralen Stoß zweier Ionen ein Gebiet dichter und heißer Kernmaterie bildet. Im einfachen Feuerballmodell wird nun ein unmittelbarer Aufbruch dieses Anfangsstadiums angenommen, wobei die auslaufenden Nukleonen die Energieverteilung des Anfangsstadiums besitzen. Die Experimente bestätigen diese Vorstellungen nur bis zu einem gewissen Grade. Um eine bessere Übereinstimmung zu erreichen, ist das Modell einer Explosionswelle eingeführt worden [1], das eine Umwandlung thermischer Energie in Strömungsenergie erlaubt.

Das Ziel unserer Untersuchungen ist, die Geschwindigkeit und die Temperatur durch die Beschreibung der Expansion zu berechnen. Wir nehmen an, daß die Anfangsphase des zentralen Stoßes eine eindimensionale Bewegung ist. Dann können Temperatur und Dichte aus den Rankine-Hugoniot-Relationen bestimmt werden [2]. Die anschließende radiale Expansion wird nun mit Hilfe der relativistischen Hydrodynamik beschrieben. In der Zustandsgleichung der Kernmaterie wird für die Energiedichte die Kompressionsenergie des Thomas-Fermi-Modells und für die thermische Energie wurde ein Term proportional zu $n^{5/3} \epsilon^2$ bzw. $n^{5/3} g \exp(\frac{2}{3}(\sigma-3))$ für $\sigma \leq 3$ benutzt, wobei n die Teilchendichte und σ die spezifische Entropie bedeuten. Für hohe Temperaturen ergibt sich dann die Energie des idealen Boltzmann-Gases. Das Energiespektrum der auslaufenden Nukleonen wird durch die Temperatur und die Strömungsgeschwindigkeit beim Aufbruch bestimmt. Für den Beschuß von Ar auf KCl mit Energien von 800 MeV/Nucl. wurden Rechnungen mit konstanter ($\eta = 6 \text{ MeV fm}^{-2}/c$) und temperaturabhängiger Viskosität

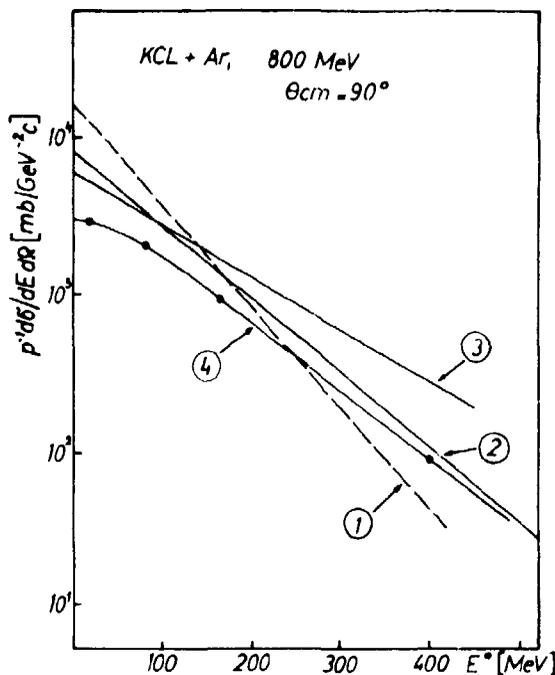


Abb. 1

Protonenspektren, erhalten aus hydrodynamischen Rechnungen mit konstanter (1) und temperaturabhängiger Viskosität (2) im Vergleich mit dem Experiment, dem Feuerballmodell (3) und dem Ergebnis (4) von ref. [1]

($\eta = 6+3\sqrt{T} \text{ MeV}^{-1}$) durchgeführt (siehe Abb. 1). Eine geringere Viskosität führt zu einer stärkeren Abkühlung während der Expansion. Größere Werte der Viskosität führen zu besserer Übereinstimmung mit dem Experiment. Das flache Verhalten des Energiespektrums ([1], Experiment) für geringe Energien konnte nicht erhalten werden.

L i t e r a t u r

- [1] Siemens, P.J. and J.O. Rasmussen, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 880
- [2] Ceernai, L.P. et al., Proc. of EPS Conf. on Large Amplitude Collective Nucl. Motions, Keszthely (1979) 533

3.2. BILDUNG VON HYPERKERNEN IN (K^- , π^-) STRANGENESS-TRANSFERREAKTIONEN

V.V. Balashov¹⁾, H.W. Barz, I. Rotter und R. Wüneck

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Mit dem Übergang von der Emulsionstechnik zum elektronischen Nachweis der Reaktionsprodukte wurde eine neue Etappe in der Erforschung von Hyperkernen erreicht. Die hierzu am häufigsten benutzte Reaktion ist die (K^- , π^-) Strangeness-Transferreaktion, bei der ein Neutron des Targetkerns in ein Λ -Hyperon umgewandelt wird. Bisher werden vorzugsweise die in Richtung des Kaonstrahls erzeugten Pionen gemessen (kollineare Geometrie, $\theta_\pi = 0^\circ$). Der bei dieser Anordnung auf den Kern übertragene Impuls q ist relativ klein ($q < 50 \text{ MeV}/c$ für $p_K = 715 \text{ MeV}/c$), so daß Monopolübergänge dominieren.

Eine merkliche Anregungswahrscheinlichkeit für Hyperkern-Zustände mit einem von Null verschiedenen Spin - darunter auch des Grundzustandes - erhält man nur, wenn man von der kollinearen Geometrie zu einem endlichen Winkel θ_π übergeht und somit den übertragenen Impuls q erhöht. Eine Variation des Winkels θ_π ist auch bei der Messung von Formfaktoren nötig, aus deren Verhalten auf den Spin des angeregten Hyperkern-Niveaus geschlossen werden kann. Erste Messungen wurden hierzu bereits ausgeführt [1,2] bzw. sind geplant.

In Reaktionen mit einem größeren Impulsübertrag spielen neben der Erzeugung von Hyperkernen in gebundenen oder Resonanzzuständen, wie sie durch die bisher verwendeten Modelle [3] beschrieben werden, auch solche Prozesse eine Rolle, in denen das Λ -Hyperon in ungebundenen Zuständen erzeugt wird; ein Vorgang, der mit dem quasielastischen Knock-out eines Nukleons durch ein hochenergetisches Projektil verglichen werden kann. Eine adäquate Beschreibung beider Reaktionsmechanismen ist nur im Rahmen einer vereinheitlichten Theorie von direkten und Resonanzreaktionen möglich [4]. Dazu wurden mit Hilfe einer 1p-1h-Variante des Kontinuum-Schalenmodells [5] die Anregungsspektren der Kerne ^{12}C , ^{16}O und ^{40}Ca in (K^- , π^-)-Reaktionen für verschiedene Winkel θ_π berechnet. Die Wellenfunktion des einlaufenden Kaonstrahls bzw. der auslaufenden Pionen wurde mit Hilfe der Eikonalnäherung beschrieben.

Abb. 1 zeigt Resultate, die für die Reaktion $^{16}\text{O}(K^-, \pi^-)$ erhalten wurden. Im oberen Teil ist die berechnete Anregungsfunktion für $\theta_\pi = 0^\circ$ bzw. $\theta_\pi = 10^\circ$ angegeben (durchgezogene Linie). Die experimentellen Punkte sind der Arbeit [2]

1) Gast aus dem Institut für Kernphysik, MGU Moskau

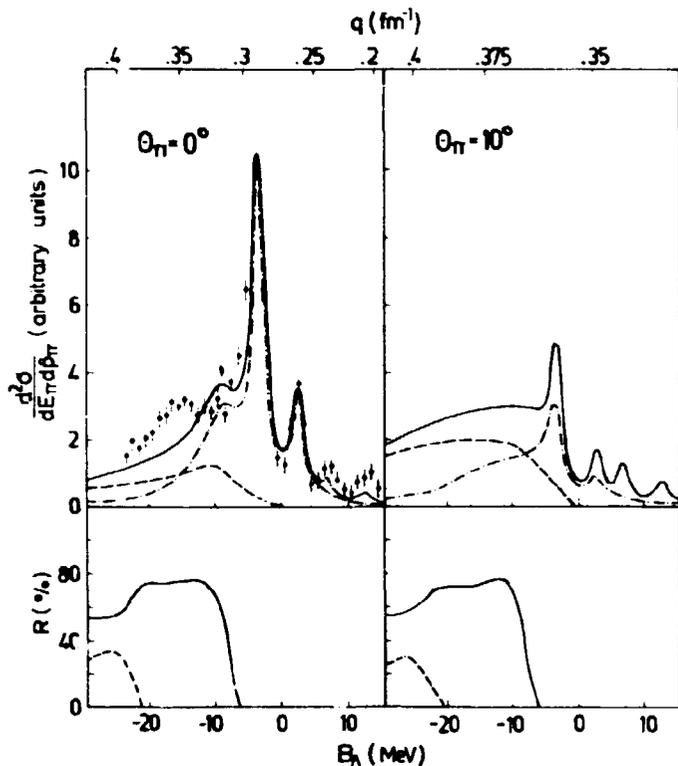


Abb. 1

Oberer Teil: Anregungsspektren des Hyperkerns $^{16}_{\Lambda}\text{O}$ in der Reaktion $^{16}\text{O}(K^-, X^-)$

Unterer Teil: Verzweungsverhältnisse der Zerfallskanäle von $^{16}_{\Lambda}\text{O}$

Erläuterung im Text

entnommen. Die gestrichelte Linie zeigt den Beitrag der direkten Übergänge in das Λ -Kontinuum. Der Beitrag der Monopolübergänge ist durch die strichpunktierte Linie gegeben. Auf der Abszisse ist die einer bestimmten Anregungsenergie entsprechende Bindungsenergie B_{Λ} des Hyperons aufgetragen, wobei $B_{\Lambda} = 0$ der Emissionsschwelle entspricht. Im unteren Teil der Abbildung ist das Verzweungsverhältnis der verschiedenen im Rahmen des verwendeten $1p-1h$ -Modells möglichen Zerfallskanäle des Hyperkerns gezeigt. Die durchgezogene Linie gibt den Anteil (in %) des Zerfalls zum $(1p_{3/2})^{-1}$ -Zustand des Restkerns ^{15}O an, während die gestrichelte Linie den Anteil der Übergänge zum $(1s_{1/2})^{-1}$ -Zustand entspricht.

L i t e r a t u r

- [1] Bertini, R. et al., Phys. Lett. **83B** (1979) 306
- [2] Brückner, W. et al., Phys. Lett. **79B** (1978) 157
- [3] Bouyssy, A., Phys. Lett. **84B** (1979) 306
- [4] Balashov, V.V., Proc. Int. Seminar on Kaon Nuclear Interaction and Hypernuclei, Zvenigorod (1977), Nauka 1979, p. 338
- [5] Barz, H.W. et al., Nucl. Phys. **A275** (1977) 111

3.3. DYNAMISCHER MASSENTRANSFER BEI TIEFUNELASTISCHEN SCHWERIONENREAKTIONEN

R. Reif, R. Schmidt und J. Teichert

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Theoretische Physik

Ausgehend vom klassischen Trajektorienbild bei tiefunelastischen Stößen zwischen schweren Ionen führt die Kopplung der Relativbewegung an die inneren Freiheitsgrade zu einer Fokker-Planck-Gleichung im Phasenraum der kollektiven Freiheitsgrade. Sie gestattet Aussagen über die Mittelwerte und Fluktuationen der kollektiven Koordinaten [1].

Es wurde ein Modell mit den Polarkoordinaten r, φ und den zugehörigen konjugierten Impulsen p bzw. l sowie der Massensymmetriekoordinate a als kollektive Freiheitsgrade verwendet. Die Mittelwerte wurden mit dem Reibungstensor nach

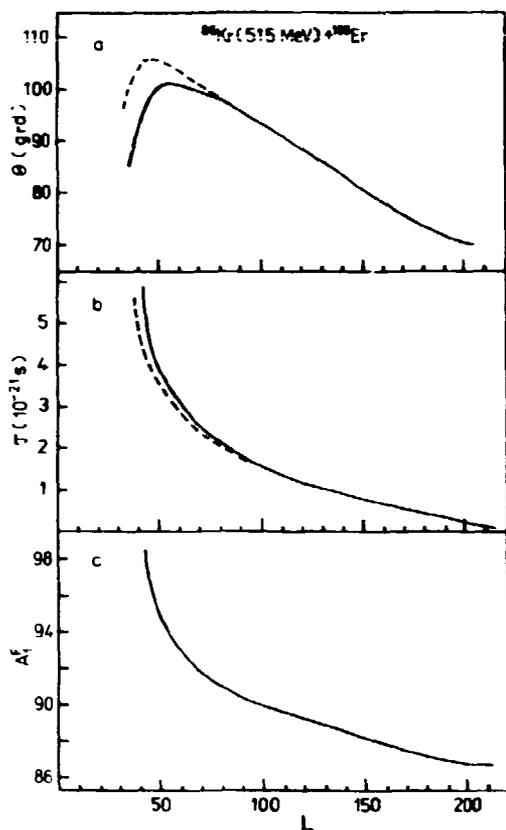


Abb. 1
 Vergleich der Ablenkfunktion (a) und der Wechselwirkungszeit (b) für Rechnungen mit und ohne dynamischen Massentransfer sowie mittlerer Massentransfer (c)
 mit dynamischen Massentransfer
 ohne dynamischen Massentransfer

Gross und Kalinowski [2], proximity-potential und unter Berücksichtigung von Deformationen im Ausgangskanal berechnet. Bei Vernachlässigung von Korrelationen zwischen Relativbewegung und Massentransfer ergibt sich zur Beschreibung des Massentransfers eine separate Fokker-Planck-Gleichung, die nur über Massendrift- und Massendiffusionskoeffizient von den Mittelwerten der Relativbewegung $\langle r \rangle$, $\langle p \rangle$, $\langle \varphi \rangle$ und $\langle l \rangle$ abhängt [3]. Die Verteilungsfunktion ist dann ein Produkt der Form $d = d_1(r, p, \varphi, l, \langle a \rangle) d_2(a, \langle r \rangle, \langle p \rangle, \langle \varphi \rangle, \langle l \rangle)$,

wobei die Verteilungsfunktion im Phasenraum der Relativbewegung d_1 vom Mittelwert der Massenasymmetrie $\langle a \rangle$ abhängt. Der Einfluß des Massentransfers auf die Relativbewegung wurde durch Vergleich mit Rechnungen ohne dynamische Berücksichtigung des Massentransfers ermittelt (Abb. 1). Es zeigt sich, daß ein Unterschied erst nahe dem kritischen Drehimpuls feststellbar ist. Auch bei leichten und stark asymmetrischen Systemen ist aufgrund der im Vergleich zu schwereren Systemen kürzeren Reaktionszeit der Einfluß des Massentransfers auf die Relativbewegung gering.

L i t e r a t u r

- [1] Hofmann, H. and P.J. Siemens, Nucl. Phys. A275 (1977) 464
- [2] Gross, D.H.E. and H. Kalinowski, Phys. Lett. 48B (1974) 302
- [3] Schmidt, R. et al., Nucl. Phys. A311 (1978) 247

3.4. NUKLEONENTRANSPORT IN NICHTLINEAREN SYSTEMEN

R. Schmidt
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Theoretische Physik
 G. Wolschin
 Max-Planck-Institut und Universität Heidelberg

Neuere experimentelle Daten [1] belegen, daß der Massentransport in tiefunelastischen Schwerionenreaktionen von der Schalenstruktur der Kerne beeinflusst wird.

In solchen Fällen wird die gewöhnlich benutzte lineare oder quadratische Approximation des Driftpotentials $V(x)$ fraglich, und die entsprechenden Transportgleichungen werden nichtlinear bezüglich der Massensymmetrie x . Als spezielles Beispiel betrachten wir ein Potential

$$V(x) = K x^2 (1 - \frac{1}{2} x^2) + C \quad (1)$$

$$K, C = \text{const.}$$

$$K < 0,$$

welches erwartet wird, falls in der Nähe einer symmetrischen Fragmentation ($x = 0$) durch eine abgeschlossene Schale Minima in $V(x)$ bei $x = \pm 1$ erzeugt werden. Mit der Einsteinischen Relation zwischen Diffusionskoeffizienten D_x und Drift erhält man die Fokker-Planck-Gleichung (FPG)

$$\frac{\partial}{\partial t} P(x,t) = \frac{2 D_x \cdot K}{T} \frac{\partial}{\partial x} (x (1-x^2) P(x,t)) + D_x \frac{\partial^2}{\partial x^2} (P(x,t)) , \quad (2)$$

welche keine exakte analytische Lösung besitzt.

Für kleine Varianzen von P kann wegen $P(x,0) = \delta(x)$ näherungsweise eine Gaußverteilung für P angenommen werden, während für $t \rightarrow \infty$ eine Zwei-Gaußverteilung als Gleichgewichtsverteilung angenommen werden kann. Um eine Näherungslösung für alle Zeiten t zu erhalten, wird in [2] eine Methode von Suzuki [3] verwendet, nach welcher das lineare Anfangsregime kontinuierlich in das asymptotisch

lineare Endregime durch Vernachlässigung der Zufallskraft in einem nichtlinearen Mittelregime überführt wird. Als erste Anwendung wird die Reaktion $^{238}\text{U} (7.4 \text{ MeV/N}) + ^{238}\text{U}$ betrachtet, für welche die Pb-Schale Minima von $\sim 10 \text{ MeV}$ in $V(x)$ erzeugt. Mit der Temperaturabhängigkeit

$K = K(T) = K_0 \exp[-(T/T_0)^2]$ erhält man als typisches Ergebnis die in Abb. 1 gezeigte Varianz σ_A^2 der Verteilung P als Funktion des Energieverlustes ΔE und des Parameters T_0 . Die kleinen Varianzen des LDM ($T_0 = 0$) werden stark erhöht, wenn man die Drift zur Pb-Schale berücksichtigt ($T_0 > 0$). Damit können die experimentell beobachteten Unterschiede [4] zwischen den Reaktionen $\text{Pb} + \text{Pb}$ und $\text{U} + \text{U}$ qualitativ interpretiert werden. Für quantitative Aussagen sind weitere Verbesserungen notwendig, insbesondere muß die Temperaturabhängigkeit von $V(x)$ realistischer behandelt werden.

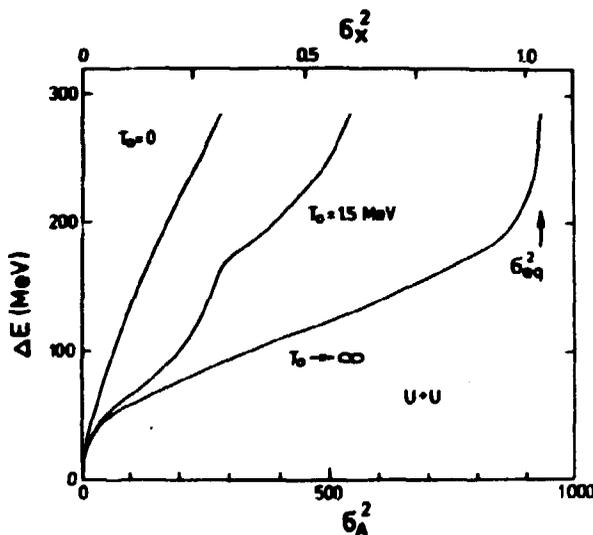


Abb. 1
Berechnete Abhängigkeit der Varianz σ_A^2 der Verteilung P als Funktion des Energieverlustes ΔE und des Parameters T_0 .

L i t e r a t u r

- [1] Volkov, V.V. et al., private Mitteilung
- [2] Schmidt, R. und G. Wolachin, Preprint MPI-79-V22 (1979)
- [3] Suzuki, M., Prog. Theor. Phys. 56 (1976) 77
- [4] Freiseleben, H. et al., Z. Physik A (in Druck)

3.5. DISSIPATION VON DREHMIMPULS UND ORIENTIERUNG IN DIC

R. Schmidt und R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Theoretische Physik

Die Dissipation von Bahndrehimpuls und damit verbundene Orientierungseffekte in tiefinelastischen Schwerionenreaktionen (DIC) werden auf der Grundlage einer dynamischen Beschreibung der Relativbewegung der Kerne behandelt. Ein zweidimensionales Reibungsmodell [1] wird zur Berechnung der Mittelwerte der kollektiven Koordinaten der Relativbewegung benutzt. In diesem Modell hängt der Reibungstensor vom aktuellen Bahndrehimpuls der Ionen ab. Die tangentielle Komponente verschwindet, wenn für den dissipierten Bahndrehimpuls das klassische "sticking" Limit erreicht wird. Die statistischen Fluktuationen um die Mittelwerte werden nach dem Zugang von Hofmann und Siemens [2] berechnet. Sowohl die

Deformationsenergie des Zwei-Kern-Systems als auch der Massenaustausch zwischen den Reaktionspartnern werden wie in [3] beschrieben behandelt.

Der totale dissipierte Bahndrehimpuls, die Polarisation und das Alignment der Fragmente als Funktion des Energieverlustes, des Streuwinkels und der Massenzahl der Fragmente werden mit Hilfe einer reduzierten Verteilungsfunktion berechnet [4], wobei die explizite Behandlung der Drehimpulsfluktuationen in der Reaktionsebene umgangen wird [4].

Als ein typisches Ergebnis sind in Abb. 1 der berechnete Drehimpuls und sein Alignment des schweren Fragments in der Reaktion $^{86}\text{Kr}(730 \text{ MeV}) + ^{238}\text{U}$ als Funktion

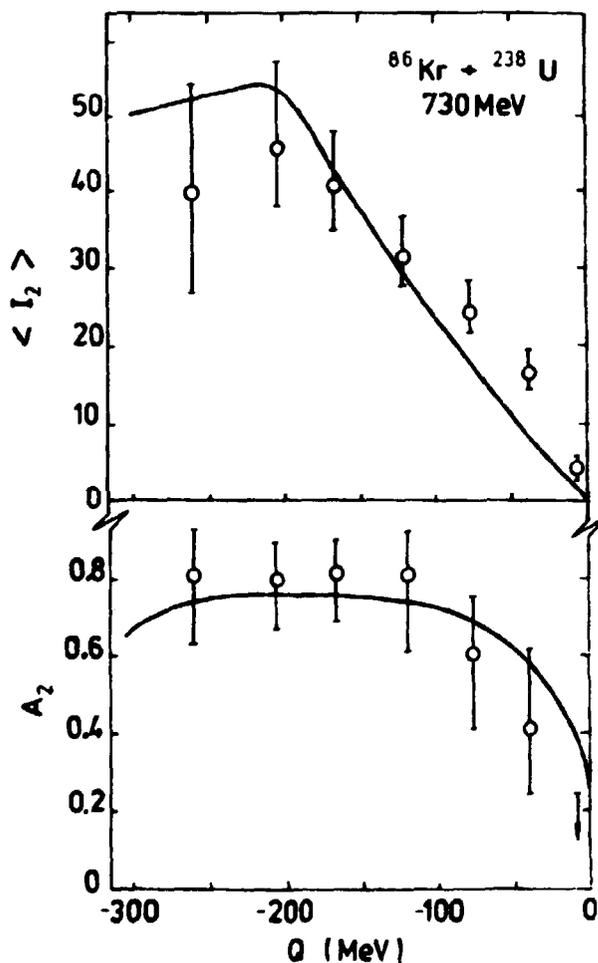


Abb. 1

Berechneter und experimenteller Drehimpuls I_2 und Alignment A_2 des schweren Reaktionspartners als Funktion des Q-Wertes

des Q-Wertes mit experimentellen Daten [5] verglichen. Die experimentelle Q-Abhängigkeit sowie die absoluten Werte beider Größen werden vom Modell reproduziert. Für schwere Systeme kann also der Drehimpulstransfer in inneren Drehimpulse der Fragmente auf der Grundlage einer statistischen Beschreibung mit Mittelwerten aus dem klassischen Reibungskonzept interpretiert werden. Schwierigkeiten ergeben sich bei leichten Systemen.

L i t e r a t u r

- [1] Schmidt, R. and R. Reif, J. Phys. G 5 (1979) L181
- [2] Hofmann, H. and P.J. Siemens, Nucl. Phys. A275 (1977) 464
- [3] Schmidt, R. et al., Nucl. Phys. A311 (1978) 247
- [4] Wolochin, G., Nucl. Phys. A316 (1979) 146
- [5] Vandenbosch, R., Int. Conf. on the Dynamic Properties of HIR, Johannesburg (1978)

3.6. MODIFIZIERTES EXZITONENMODELL ZUR BERECHNUNG DER WINKELVERTEILUNGEN VON PRÄCOMPOUNDPROZESSEN

P. Mödler und R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Theoretische Physik

Durch Einführung von partiellen Zustandedichten $\rho_{p,n}(E, P_{||}, P_{\perp})$, die außer von der Gesamtenergie E des Exzitonengases auch von den Komponenten dessen Gesamtimpulses $P_{||}$ und P_{\perp} parallel und senkrecht zur Einschußrichtung abhängen [1,2], gelingt es, Winkelverteilungen von Präcompoundprozessen in geschlossener Form darzustellen

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \varepsilon \partial \Omega} \sim \varepsilon G_{inv}(\varepsilon) \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n = +2}}^{\bar{n}} \frac{S_{p-1,h}(U, \tilde{P}_{||}, \tilde{P}_{\perp})}{S_{p,h}(E, P_{||}, 0)}$$

wobei U bzw. $\tilde{P}_{||}$ und \tilde{P}_{\perp} Energie und Impulskomponenten des Exzitonengases im Restkern bezeichnen. Dabei werden nur $\Delta n = +2$ -Übergänge betrachtet sowie die einfache Annahme getroffen, daß mit mittlerer Lebensdauer eines n-Exzitonenzustandes unabhängig von n ist.

Der Berechnung der partiellen Zustandedichten wurde die statistische Annahme zugrunde gelegt, daß alle Exzitonen gleichberechtigt behandelt werden können. Damit kann die Zustandssumme für das Exzitonengas in analytischer Form dargestellt werden. Die entsprechenden partiellen Zustandedichten werden daraus mit Hilfe der Sattelpunktmethode berechnet. Dabei ergeben sich die Komponenten der mittleren Exzitonengeschwindigkeit \vec{v}_n ebenso wie die inverse Temperatur β_n des Exzitonengases als Lösungen der Sattelpunktgleichungen. Die n-Abhängigkeit dieser Größen beschreibt den Abbau des Inzidenzimpulses.

Das somit erweiterte Exzitonensmodell ist wegen der zu geringen partiellen Zustandedichten des Restkerns für den Anfangsexzitonenzustand nur bedingt anwendbar. Zwischen Zustandedichten und energetischen sowie Winkelmittlungsintervallen besteht eine Relation, deren Erfüllung eine notwendige Voraussetzung für die Anwendbarkeit des Modells ist.

Die errechneten Winkelverteilungen liefern eine mit wachsender Einschubenergie besser werdende Übereinstimmung mit dem Experiment sowie vergleichbare Resultate mit dem Modell von Mantzouranis et al. [3], in welchen die Richtung eines führenden Teilchens verfolgt wird, bedeuten jedoch einen wesentlich geringeren numerischen Aufwand.

Eret bei Einschubenergien um 60 MeV sowie geringen Inelastizitäten zeigen sich Abweichungen vom Experiment im Vorwärtswinkelbereich, die möglicherweise mit der Existenz eines führenden Teilchens im Zusammenhang stehen, welche in vorliegender statistischer Konzeption nicht berücksichtigt ist (vgl. Abb. 1).

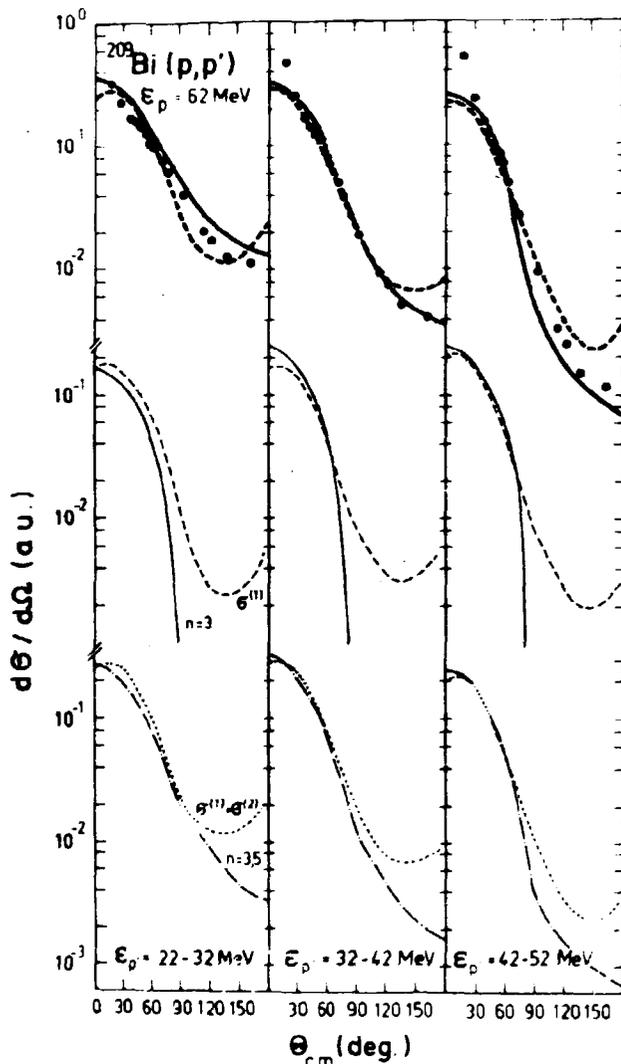


Abb. 1

Reaktion $^{209}\text{Bi}(p,p')$, $E_p = 62 \text{ MeV}$

Vergleich der berechneten Winkelverteilungen mit dem Experiment [4] und einer Modellrechnung von Tamura et al. [5]

Obere Reihe: Ergebnisse der vorliegenden Arbeit (—) und der aus [5] (----)

Mittlere Reihe: Vergleich des Beitrages von $n_0=3$ mit dem Beitrag aus der Einfachstreuung aus [5]

Untere Reihe: Vergleich der Beiträge von $n_0=3$ und $n=5$ mit der Summe aus Einfach- und Zweifachstreubeiträgen aus [5]

L i t e r a t u r

[1] Mädler, P., Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 78
 [2] Mädler, P. and R. Reif, Nucl. Phys. (im Druck)
 [3] Mantzouranis, G. et al., Z. Phys. A276 (1976) 145
 [4] Bertrand, F.E. and R.W. Peelle, Phys. Rev. C8 (1973) 1045
 [5] Tamura, T. et al., Phys. Lett 66B (1977) 109

3.7. ABSCHÄTZUNG DES BEITRAGS DIREKTER PROZESSE ZU REAKTIONEN DES TYP (N,2N) IN DER NÄHERUNG GESTÖRTER WELLEN

R. Reif und R. Wolf

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Theoretische Physik

Wie experimentelle Untersuchungen zeigen, laufen Reaktionen des Typs (p,2p) bei Einschußenergien von 50 bis 100 MeV vorwiegend als quasielastische knockout-Prozesse ab, die mit gutem Erfolg in der Impulsnäherung, zum Teil unter Berücksichtigung von Distortion, analysiert werden können [1]. Bei (n,2n)-Reaktionen sind im Bereich von Einschußenergien um 14 MeV nichtstatistische Effekte nachgewiesen worden [2].

Die Untersuchung zielt auf eine Abschätzung der Stärke des Beitrags direkter Reaktionen zum Nukleonenemissionenspektrum oberhalb der Schwelle, also in Bereichen, in denen die Distortion sehr stark ist.

Um diese Abschätzung durchzuführen, wurde der knockout-Prozeß als Erweiterung bisheriger Modelle der unelastischen Streuung aufgefaßt, wobei ein Target-Nukleon nicht in einem gebundenen, sondern in einem Kontinuum-Zustand des Kernes angeregt wird. Bei Verzicht auf die Beobachtung der Winkelverteilung des aus dem Kern herausgeschlagenen Nukleons und Vernachlässigung seiner Absorption im Endzustand ist es möglich, Standardverfahren der Berechnung (DWBA-Code DWUCK) einzusetzen. Dabei ist im Radialintegral des Formfaktors die Radialwellenfunktion des gebundenen Zustandes durch die oszillierende Radialwellenfunktion des Kontinuum-Zustandes zu ersetzen. Konvergenzprobleme treten dabei nicht auf, da diese Funktion im asymptotischen durch die anderen Komponenten des Radialintegrals hinreichend stark exponentiell gedämpft wird.

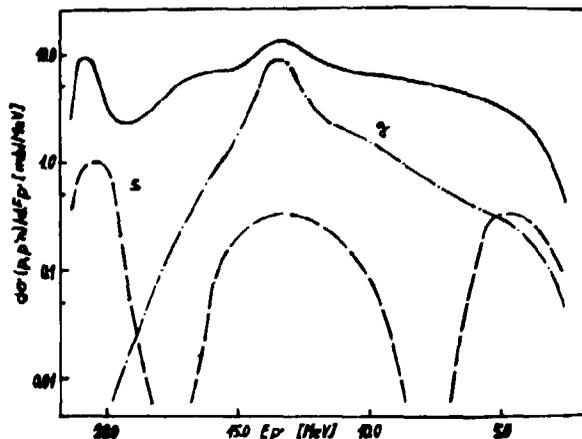


Abb. 1

Reaktion $^{29}\text{Si}(p,pn)$, $E_p = 30 \text{ MeV}$; partielle Beiträge (--- S-Welle, $L=0$; -.-.- g-Welle, $L=4$) zum totalen Protonen-Emissionenspektrum (—) berechnet in DWBA

Die Abb. 1 zeigt das Ergebnis einer Rechnung für die Reaktion $^{29}\text{Si}(p,pn)$ bei einer Einschußenergie von 30 MeV. Trotz ausgeprägtem Resonanzcharakter der einzelnen Beiträge von den verschiedenen in der Reaktion übertragenen Drehimpulsen (im Bild als Beispiel $L=0$ (s) und $L=4$ (g)) ergibt die Summation über alle Drehimpulse $L < L_{\text{max}}$ einen im wesentlichen glatten Verlauf des Spektrums. Die Rechnungen zeigen bei hohen Energien des gestreuten Protons ($\approx 20 \text{ MeV}$) die Dominanz von Übergängen mit niedrigem übertragenen Drehimpuls. Bei niedrigen Energien ($\leq 3 \text{ MeV}$) dominieren Übergänge mit $L=6, L=7$. Dazwischen tragen alle

Drehimpulse mit $L < 7$ mit vergleichbarer Stärke zur Summe bei. Der berechnete Querschnitt liegt in der Größenordnung des aus Experimenten abgeleiteten.

L i t e r a t u r

- [1] Jackson, D.F., Adv. in Nucl. Phys. 4 (1971) 1
 [2] Schröder, V., Z. Phys. A287 (1978) 353

3.8. ZUR ROLLE VON DOORWAY-ZUSTÄNDEN IN DISSIPATIVEN SCHWERIONENSTÖßEN

L. Münchow, A. Pfitzner und H. Schulz
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In der Annäherungsphase eines Schwerionenstoßes ist es für hochliegende Anregungen berechtigt anzunehmen, daß (i) Energie nur über die Anregung einfacher Doorway-Zustände (z.B. 1p-1h-Zustände) auf das innere System übertragen wird und (ii) kompliziertere Konfigurationen nur über den Zerfall dieser Doorway-Zustände bevölkert werden. Annahme (ii) bedeutet die Vernachlässigung von Mehrstufenprozessen, d.h. Berücksichtigung der Kopplung V nur bis zur 2. Ordnung.

Ähnlich wie in [1] erhält man über eine verallgemeinerte Mastergleichung für den reduzierten Dichteoperator $\rho(q,t)$ eine Bewegungsgleichung für den Erwartungswert der Relativkoordinate $\bar{q} = \text{tr}_q \rho(\tau)q$. Sie lautet unter der Annahme (ii) in quassiklassischer Näherung

$$\mu \ddot{\bar{q}} = -\frac{\partial U(\bar{q})}{\partial \bar{q}} - \frac{1}{i} \int_0^t d\tau \sum_d \left[\langle 0 | F(\bar{q}(t)) | d \rangle \langle d | e^{-i(H_{in} - \epsilon_0)\tau} | d' \rangle \langle d' | V(\bar{q}(t-\tau)) | 0 \rangle + h.c. \right] \quad (1)$$

wobei $F \equiv \partial V / \partial q$. Dabei wurde die Zeitekala so gewählt, daß zum Zeitpunkt $t=0$ die Kopplung V einsetzt und bis zu diesem Zeitpunkt keine inneren Freiheitsgrade angeregt sind. Kräfte, die aus "Anfangskorrelationen" resultieren, treten daher nicht auf.

Im Gegensatz zu [1] soll die Dämpfung mikroskopisch beschrieben werden. Dazu benötigt man Beiträge der Restwechselwirkung vom Typ

$$H_{ijkl}^1 a_i^\dagger a_j^\dagger b_k^\dagger a_l = \begin{array}{c} i \quad j \quad k \\ \swarrow \quad \downarrow \quad \searrow \\ \quad \quad \quad l \end{array} \quad H_{ijkl}^1 a_i^\dagger b_j b_k b_l = \begin{array}{c} i \quad j \quad k \\ \swarrow \quad \downarrow \quad \searrow \\ \quad \quad \quad l \end{array} \quad (2)$$

Nach (1) wird der Propagator $G(\tau) \equiv \exp[-iH_{in}\tau]$ nur im 1p-1h-Unterraum benötigt. Da H^1 nur Zustände aufeinanderfolgender Komplexität koppelt, tragen in der zeitabhängigen Störungsreihe für $G(\tau)$ nur gerade Potenzen von H^1 bei, und aufgrund der hohen Zustandsdichte der 2p-2h-Zustände $|v\rangle$ brauchen in (1) nur die Diagonalelemente $|d\rangle = |d'\rangle$ berücksichtigt werden [2]. Analoge Argumente rechtfertigen eine Vernachlässigung von Beiträgen höherer Komplexität als 2p-2h. Ingesamt kann gezeigt werden, daß sich $G(\tau)$ in Potenzen von

$$F_d(\tau) \equiv \sum_v |H_{dv}^1|^2 e^{-i\omega_{vd}\tau} \quad (3)$$

schreiben läßt ($\omega_{\nu d} = \epsilon_{\nu} - \epsilon_d$). Für kleine Zeiten τ' überlagern sich die Beiträge in $\mathcal{F}_d(\tau')$ kohärent, während für große τ' sich die Beiträge infolge inkohärenter Überlagerung im wesentlichen auslöschen. Führt man eine entsprechende Korrelationszeit τ_{cor} ein, so gilt

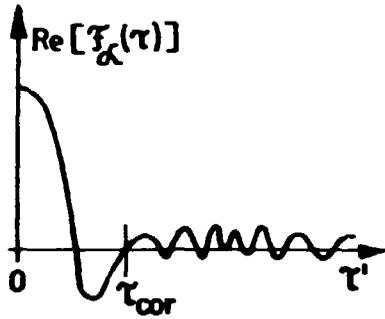


Abb. 1
Die Bereiche kohärenter und inkohärenter Überlagerung sind durch τ_{cor} getrennt

$\mathcal{F}_d(\tau') \approx 0$ für $\tau' > \tau_{cor}$ (vgl. Abb. 1). Aufgrund dieses Verhaltens können wir zwei Stadien des Stoßprozesses unterscheiden, für die sich die Störungsreihe von $G(\tau)$ aufsummieren läßt:

(1) $t \ll \tau_{cor}$:

$$G_d(t) \equiv \langle d | e^{-iH_{int}t} | d \rangle \approx e^{-i\epsilon_d t} e^{-\gamma_d^2 t^2 / 2}$$

$$\gamma_d^2 = \sum_{\nu} |H_{\nu d}^A|^2 \equiv \sum_{\nu} W_d(\epsilon_{\nu}) \quad (4)$$

(2) $t \gg \tau_{cor}$:

$$G_d(t) \approx e^{-i(\epsilon_d + \delta_d - i\Gamma_d/2)t}$$

$$\delta_d = \sum_{\nu} W_d(\epsilon_{\nu}) \frac{P}{\omega_{\nu d}}, \quad \Gamma_d = 2\pi \sum_{\nu} W_d(\epsilon_{\nu}) \delta(\omega_{\nu d}).$$

(5)

Die Bewegungsgleichung (1) bleibt somit für kleine Zeiten infolge der quadratischen Dämpfung (4) reversibel, für große Zeiten (lineare Dämpfung (5)) wird sie jedoch irreversibel. Nur im Grenzfall sehr kleiner Korrelationszeiten τ_{cor} läßt sich ein konservativer und ein dissipativer Kraftanteil in der üblichen Form abspalten (vgl. z.B. [3]), da in diesem Fall die Dämpfung der Doorway-Zustände für den gesamten Zeitraum durch (5) angenähert werden kann.

L i t e r a t u r

[1] Münchow, L. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 72
 [2] Hove, L. van, Physica XXI (1955) 517
 [3] Hofmann, H. and P.J. Siemens, Nucl. Phys. A257 (1976) 165; Johansson, P.J. et al., Nucl. Phys. A288 (1977) 152

3.9. STARKE UND SCHWACHE KOPPLUNG BEIM ZERFALL VON IN SCHWERIONENSTÜßEN ANGEREGTEN DOORWAY-ZUSTÄNDEN

L. Münchow, A. Pfitzner und H. Schulz
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Dämpfung von in Schwerionenstößen angeregten $1p-1h$ -Zuständen $|d\rangle$ folgt für $t \ll \tau_{cor}$ einem Gaußschen, für $t \gg \tau_{cor}$ einem exponentiellen Gesetz (siehe Bericht 3.8.). Die charakteristische Korrelationszeit τ_{cor} läßt sich abschätzen, wenn man für das Quadrat der Matrixelemente der Resonanzwechselwirkung ähnlich wie in [1] eine Gaußverteilung annimmt: $|H_{\nu d}^A|^2 \equiv W_d(\epsilon_{\nu}) \propto \lambda^2 \exp[-\omega_{\nu d}^2 / 2\Delta^2]$, $\omega_{\nu d} = \epsilon_{\nu} - \epsilon_d$. Die für die zeitliche Entwicklung der Doorway-Zustände maßgebende Größe $\mathcal{F}_d(\tau)$ (siehe Bericht 3.8.) wird dann näherungsweise:

$$F_j(\tau) = \lambda^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_{nd} \tilde{g}(\varepsilon_j) \exp\left[-\frac{\omega_{nd}^2}{2\Delta^2} - i\omega_{nd}\tau\right] \propto \Delta \varepsilon_j^3 e^{-\tau^2 \Delta^2/2} \left[1 + 3\left(\frac{\Delta}{\varepsilon_j}\right)^2 + O\left(\frac{\Delta}{\varepsilon_j}\right)^4\right], \quad n=1,2,3 \quad (1)$$

Hier ist $\tilde{g}(\varepsilon_j) = g(g\varepsilon_j)^3/2!2!3!$ die Wavenummdichte der 2p-2h-Zustände $|v\rangle$ [2]. Für hochliegende 1p-1h-Anregungen ($\Delta/\varepsilon_j \ll 1$) und kleine τ wird das Zeitverhalten durch $\exp[-\tau^2 \Delta^2/2]$ bestimmt, wovon $\tau_{cor} \approx 1/\Delta$ folgt. Unter den gleichen Bedingungen erhält man für die Dämpfungskonstanten in Gaußschen bzw.

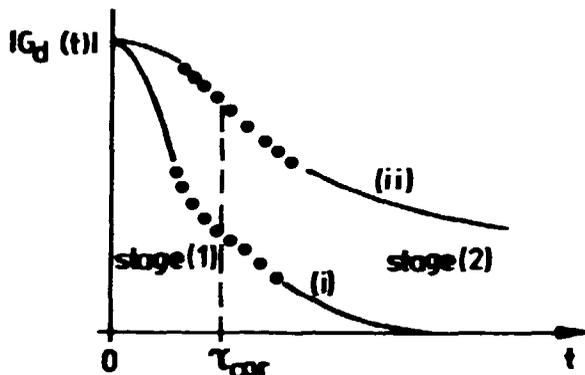


Abb. 1
Dämpfung des Propagators $G_d(t) = \langle d | \exp(-iH_{int}t) | d \rangle$ im Grenzfall starker und schwacher Kopplung

exponentiellen Regime $\gamma_d^2 \approx \sqrt{2} \lambda^2 \Delta \tilde{g}(\varepsilon_j)$ bzw. $\Gamma_d \approx 2\sqrt{2} \lambda^2 \tilde{g}(\varepsilon_j)$. Aus den Grenzfällen starker und schwacher Dämpfung folgen dann unmittelbar die Grenzfälle starker und schwacher Kopplung λ (siehe Abb. 1):

- (1) Starke Kopplung: $1/\gamma_d \ll \tau_{cor}$ bedeutet $1/\lambda^2 \tilde{g}(\varepsilon_j) \ll 1/\Delta$
- (ii) Schwache Kopplung: $1/\Gamma_d \gg \tau_{cor}$ bedeutet $1/\lambda^2 \tilde{g}(\varepsilon_j) \gg 1/\Delta$.

Fall (1) impliziert $1/\Gamma_d \ll \tau_{cor}$
 (ii) impliziert $1/\gamma_d^2 \gg \tau_{cor}^2$
 Das Ergebnis ist den entsprechenden Grenzfällen in der statistischen Behandlung von Nörenberg [3] analog.

L i t e r a t u r

- [1] Agassi, D. et al., Ann. Phys. 107 (1977) 140
- [2] Ericson, T., Adv. Phys. 9 (1960) 423
- [3] Ayik, S. and W. Nörenberg, Z. Physik A288 (1978) 401

3.10. ELEKTRON-ANREGUNG VON RIESENRESONANZEN IN ^{40}Ca

V.V. Balashov¹⁾, B. Käpfer und R. Wunsch
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die durch Elektron-, Hadron- oder Kern-Stöße angeregten Resonanzstrukturen im niederenergetischen Kernkontinuum sind durch die von Photo-Kernreaktionen gut bekannte Dipol-Riesenresonanz allein nicht zu deuten. Als experimentell gesichert darf die Existenz der isoskalaren Quadrupol-Riesenresonanz bei $63 \cdot A^{-1/3}$ MeV angesehen werden [1]. In ^{40}Ca wird diese bei (18.0 ± 0.4) MeV mit einer Breite von 3.5 MeV beobachtet [4].

Während gefittete phänomenologische Modelle die experimentellen Elektron-Streudaten im Gebiet 10...25 MeV durch einen dominanten E3-Beitrag für Impulsüberträge $q > 1 \text{ fm}^{-1}$ erklären [2], erscheint in RPA-Rechnungen dieser Beitrag unterdrückt, und für $q > 1.4 \text{ fm}^{-1}$ dominiert der E5-Beitrag [3].

¹⁾ Gast aus dem Institut für Kernphysik, MGU Moskau

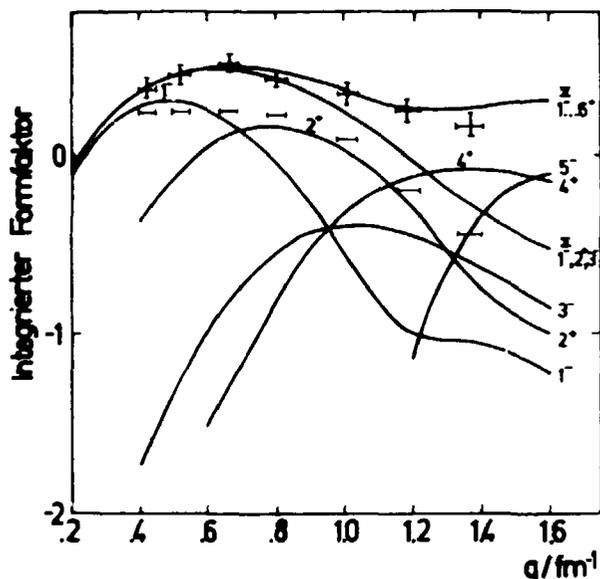


Abb. 1

Logarithmische Darstellung der integrierten Formfaktoren im Intervall 10...25 MeV als Funktion des Impulsübertrages q . Die experimentellen Daten sind der Ref. [2] entnommen.

(Balken: mit Subtraktion eines glatten Untergrundes; Kreuze: Resonanz- plus Untergrundanteil

Von uns durchgeführte Rechnungen im Rahmen einer $1p-1h$ -Version des Kontinuum-Schalenmodells [5] mit einem inerten ^{16}O -Core und Parametern, die denen der Arbeit [6] entsprechen, zeigen jedoch einen dominierenden E4-Beitrag für Impulsüberträge $q > 1.1 \text{ fm}^{-1}$. Die Summe der Beiträge $L=1,2,3$ der integrierten Formfaktoren reproduziert mit der gleichen systematischen Überschätzung wie in der Ref. [3] die Untergrund-subtrahierten experimentellen Daten [2]. Die in [2] angegebenen Werte für Untergrund- plus Resonanzanteil werden in unserem Modell gut durch die Summe der Beiträge $L=1...6$ reproduziert (siehe Abb. 1). Mit dieser Interpretation der experimentellen Daten vermeidet man die problematische Aufteilung in einen Resonanz- und einen Untergrundanteil.

Der in Ref. [2] definierte Untergrund ist entsprechend unseren

Rechnungen im wesentlichen als über ein breites Energiegebiet verschmierte E4- bzw. E5-Stärke zu deuten.

Ein starker E4-Beitrag bei größeren Impulsüberträgen wurde ebenfalls in mikroskopischen Rechnungen zur (p,p') -Reaktion an ^{208}Pb beobachtet (vgl. Ref. [1] und dort zitierte Literatur).

L i t e r a t u r

- [1] Bertrand, F.E., Ann. Rev. Nucl. Sci. 26 (1976) 457
- [2] Torizuka, Y. et al., Phys. Rev. D11 (1975) 1174
- [3] Hammerstein, G.R. et al., Phys. Lett. 49B (1974) 235
- [4] Youngblood, D.H. et al., Phys. Rev. C13 (1976) 994
- [5] Barz, H.W. et al., Nucl. Phys. A275 (1977) 111
- [6] Marangoni, M. and A.M. Saris, Nucl. Phys. 132 (1969) 649

3.11. M2- UND TRANSVERSALE E1-RESONANZEN IN LEICHTEN KERNEN

R.A. Eramzhyan und M. Gmitro

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

H.R. Kissener

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Magnetische Multipolresonanzen werden gegenwärtig in der Elektroanregung und in Pioneneinfang- und -erzeugungsreaktionen intensiv untersucht. Im Gegensatz zu M1-Isovektorresonanzen sind bisher nur wenige Beispiele für höhere magnetische Multipolresonanzen bekannt.

Schalenmodellrechnungen für 1p-Schalenkerne [1,2] zeigen enge Korrelationen zwischen den Anregungsfunktionen der Reaktionen (π^-, γ) , (μ^-, ν) und (e, e') bei kleinem Impulstransfer $q \lesssim m_\pi$. Trotz unterschiedlicher Struktur der Übergangsamplituden dieser Reaktionen entsprechen die Hauptmaxima der (π^-, γ) -Response und die $M2, T_>$ -Komponenten der ee' -Querschnitte identischen Teilchenloch-Anregungen analog zur M1-Resonanz. Die Analogie geht bei höherer Massenzahl wegen des zunehmenden Einfangs aus höheren Pionatomabahn verloren. Für die transversale E1-Resonanz (E1t) ist eine solche Korrelation nicht vorhanden.

Analog zur Photoresonanz leichter Kerne wird für die M2- und E1t-Resonanzen bei kleinem q für $Z \neq N$ eine Isospinaufspaltung und bei Kernen am Anfang der 1p-Schale eine Konfigurationenaufspaltung vorausgesagt, die mit wachsender Auffüllung der Valenzschale verschwindet. Für die $M2, T_>$ -Stärke wird eine Konzentration auf wenige Resonanzen vorausgesagt; der $T_<$ -Zweig verteilt sich wie im Fall der Photoresonanz in leichten Kernen über ein breites Energieintervall. Die (π^-, γ) -Reaktion an leichten Kernen ist daher ein Indikator für die $M2, T_>$ -Stärkeverteilung. Die M2-Resonanz kann ferner über die Zerfallekanäle zu niedrigen Niveaus der Tochterkerne selektiert werden.

Das Maximum der berechneten M2-Stärken in leichten Kernen liegt systematisch bei Energien \bar{E}_x unterhalb der "normalen" Photodipolresonanz. Die für 1p-Schalenkerne vorausgesagte Folge $\bar{E}_x(M1) < \bar{E}_x(M2) < \bar{E}_x(E1) < \bar{E}_x(E1t)$ ist mit den ungestörten Energien der in den Resonanzen dominierenden ph-Komponenten korreliert.

Ein detaillierter Vergleich der Modellaussagen mit ee' -Daten und Voraussagen für die ee' -Anregungsfunktionen von ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14}\text{C}$ und ${}^{14}\text{N}$ wurde in [2,3,4] gegeben. Die neuen ${}^{13}\text{C}(\pi^-, \gamma)$ -Daten [5] stimmen gut mit unserer Voraussage [6] überein und stützen die Analysen der M2-Resonanz in leichten Kernen.

L i t e r a t u r

- [1] Dogotar, G.E. et al., J. Phys. G (im Druck)
- [2] Eramzhyan, R.A. et al., Nucl. Phys. A (zur Veröffentlichung eingereicht)
- [3] Kissener, H.R. and R.A. Eramzhyan, Nucl. Phys. A326 (1979) 289
- [4] Kissener, H.R. and R.A. Eramzhyan, in: "Photopion Nuclear Physics", ed. P. Stoler, Plenum (1979) 117
- [5] Trüöl, P., Proc. Int. Conf. Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions, Mainz (1979)
- [6] Kissener, H.R. et al., Nucl. Phys. A312 (1978) 394

3.12. ÜBER DIE LADUNGSABHÄNGIGKEIT DER KERNKRÄFTE

I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In letzter Zeit wurde der Frage der Ladungsabhängigkeit der Kernkräfte große Aufmerksamkeit gewidmet. Der Grund für dieses Interesse besteht in der Hoffnung, die bekannte Coulomb-Wechselwirkung von den Mehrdeutigkeiten der Kernwellenfunktionen zu trennen und damit Aussagen über die Kernwellenfunktionen gewinnen zu können [1]. Die untersuchten Coulombeffekte sind die Energiedifferenzen zwischen Spiegelkernen und isobaren Analogzuständen, die isospinverbotenen Übergänge und die Isospinmischung in Kernen.

Zusätzlich zu einer ladungsabhängigen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, die aus Mesonen-Austauschströmen berechenbar ist, tritt im Kontinuum-Schalenmodell eine kernstrukturabhängige Ladungsabhängigkeit der Kernkräfte auf, die aus der Kopplung der diskreten Zustände an das Kontinuum resultiert [2]. Die entsprechenden Matrixelemente sind

$$\langle \phi_R | H_{QP} G_P^{(+)} H_{PQ} | \phi_{R'} \rangle = \sum_c \int_{\epsilon_c}^{\infty} dE' \langle \phi_R | H | \xi_{E'}^c \rangle (E' - E)^{-1} \langle \xi_{E'}^c | H | \phi_{R'} \rangle \quad (1)$$

Hier sind ϕ_R die Wellenfunktionen einer traditionellen Kernstrukturrechnung, während ξ_E^c Streuwellenfunktionen sind, $G_P^{(+)}$ ist die Greensche Funktion im Unterraum der Streuzustände (P-Raum), c und ϵ_c stehen für den Kanal und seine Schwellenenergie. Die Summe erstreckt sich über offene und geschlossene Kanäle.

Ogleich eine explizite Ladungsabhängigkeit der Kernkräfte nicht eingeführt worden ist, sind die Matrixelemente (1) wegen des zentralen Coulombfeldes ladungsabhängig. Die Matrixelemente sind ungleich Null nicht nur für zerfallende Zustände, sondern auch für gut indene Zustände. Sie führen zu einer ladungsabhängigen Energieverschiebung und geben eine ladungsabhängige Breite der Zustände. Beide Werte besitzen eine ähnliche Abhängigkeit von den Kernstruktureigenschaften.

Die numerischen Rechnungen auf der Basis des Kontinuum-Schalenmodells [3] haben gezeigt [2], daß die ladungsabhängigen Effekte in Kernen sehr empfindlich von den Kanälen und der Lage ihrer Schwellen abhängen. Schaleneffekte in der Ladungsabhängigkeit treten daher wegen der besonderen genealogischen Struktur der Grundzustände der Kerne mit einem Nukleon außerhalb abgeschlossener Schalen und der geringen Bindungsenergie der entsprechenden Kanäle auf. Der ungerade-gerade-Effekt in den Coulombverschiebungsenergien [4] und auch die Tatsache, daß die Neutronenzerfälle der niedrigsten $T = 3/2$ -Niveaus der leichten Kerne mit $A = 4n + 1$ immer größer sind als die analogen Protonenzerfälle [5], können mit den $\Delta A = 4$ -Gesetzmäßigkeiten, die in der Bindungsenergie beobachtet worden sind, erklärt werden.

L i t e r a t u r

- [1] Negele, J.W., Proc. Int. Conf. Nucl. Structure and Spectroscopy, Amsterdam, vol. 2 (1974) 618

- [2] Rotter, I., J. Phys. G5 (1979) 75; G6 (1980); B. Kämpfer and I. Rotter, J. Phys. G5 (1979) 747
 [3] Bar., H.W. et al., Nucl. Phys. A275 (1977) 111
 [4] Mir, D., Canad. J. Physics 52 (1974) 2132
 [5] Ikossi, P.G. et al., Nucl. Phys. 319 (1979) 109

3.13. ZUR BESTIMMUNG DER ISOVEKTORKOMPONENTE DES QUADRUPOLMOMENTES VON ATOMKERNEN

V.V. Belashov¹⁾, H.W. Barz und H.-U. Jäger
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Es besteht kein offensichtlicher Grund zur Annahme, daß die Massendichte und die Ladungsdichte in Atomkernen ähnlich verteilt sind. In neuesten Messungen der elastischen Streuung von 1-GeV-Protonen in Gatchina [1] konnte das Quadrupolmoment der Massenverteilung durch die Messung der Auffüllung des Diffraktionsminimale für eine Reihe von Kernen bestimmt werden. Es stellte sich heraus, daß das Verhältnis Q^m/Q^{ch} der Quadrupolmomente von Massen- und Ladungsverteilung nicht einem A/Z-Gesetz folgt. Die Untersuchung der beiden Komponenten des Quadrupolmomentes ist wichtig, weil sie zu einem besseren Verständnis der Kopplung des Grundzustandes an die kollektiven Freiheitsgrade (Quadrupelschwingungen des Kernes) beiträgt.

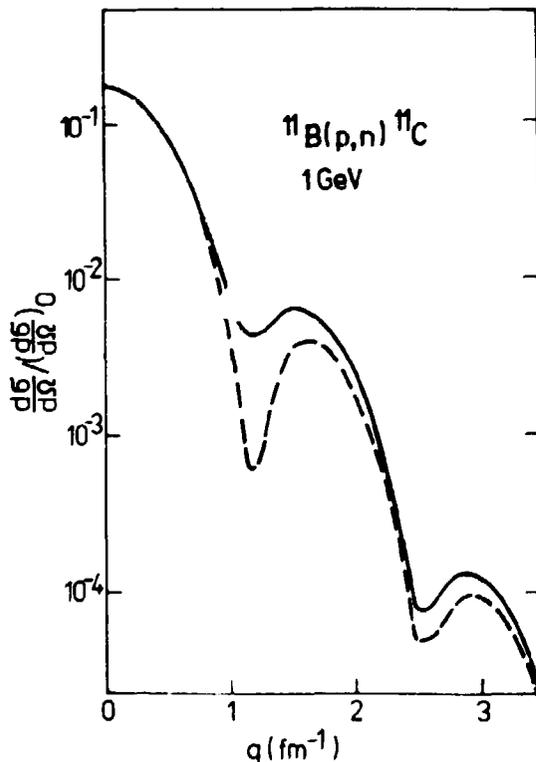


Abb. 1
 Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des übertragenen Impulses q für die Reaktion $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ mit 1-GeV-Protonen mit (—) und ohne (---) Berücksichtigung des Quadrupolmomentes

Informationen über die Isovektor- Q^{IV} und die Isoskalarkomponente Q^{IS} lassen sich z.B. aus den Quadrupolmomenten von Spiegelkernen ($T=1/2$) gewinnen:
 $Q^{IV(IS)} = Q^{ch}(T_z=1/2)_{(+)} Q^{ch}(T_z=-1/2)_{(-)}$.
 Jedoch sind die als Differenz großer Zahlen erhaltenen Werte sehr ungenau. Deshalb untersuchen wir die Möglichkeit einer direkten Messung des Isovektoranteils mit hochenergetischen Protonen in der (p,n)-Ladungsaustauschreaktion. Der Wirkungsquerschnitt wird in Glauber-Näherung als Funktion des übertragenen Impulses q berechnet. Als Beispiel untersuchen wir die Reaktion $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ bei 1 GeV. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes werden für die Anfangs- und Endzustände der Isobare mit A=11 die Wellenfunktionen von Cohen und Kurath benutzt. Sie liefern für das Quadrupolmoment die theoretischen

1) Gast aus dem Institut für Kernphysik, MGU Moskau

echen Werte $Q^{IV} = 1.2 \text{ fm}^2$ und $Q^{IS} = 6.9 \text{ fm}^2$. Die erhaltenen Querschnitte mit und ohne Berücksichtigung von Q^{IV} werden in Abb. 1 verglichen. Der Isovektoranteil führt zu einer deutlichen Auffüllung des ersten Interferenzminimums. Durch Vergleich der (p,n)-Reaktion an Kernen mit ($J_0 > 1$) und ohne ($J_0 < 1$) Quadrupolmoment kann somit der Isovektoranteil des Quadrupolmomentes bestimmt werden.

L i t e r a t u r

[1] Alkhozov, G.D. et al., Phys. Reports 42C (1978) 9

3.14. SELBSTKONSISTENTE BERECHNUNG VON KOLLEKTIVEN CORE-EIGENSCHAFTEN MIT HILFE DER CORE-TEILCHEN-METHODE

F. Döna

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Formulierung der verallgemeinerten Hartree-Fock-Theorie [1], bei der die Erhaltung des Drehimpulses garantiert wird, erlaubt im Prinzip die selbstkonsistente Berechnung der kollektiven Eigenschaften, d.h. Anregungsenergien und Quadrupolmatrixelemente, von gg-Kernen. Startend mit einem vernünftigen Satz von Eingangswerten für diese Core-Größen, erhält man aus der Bewegungsgleichung [2] die Teilchen- und Loch-Amplituden der Zustände des ungeraden Nachbarkerns. Die Core-Matrixelemente und -Energien können umgekehrt wieder als Funktion dieser Amplituden ausgedrückt werden. Für einen Pairing plus Quadrupol-Hamiltonian werden folgende Größen benötigt:

Die Quadrupolmatrixelemente

$$\langle R || Q || R' \rangle = \frac{1}{2} \sum_{jj'I} \langle j || r^2 Y_2 || j' \rangle (-)^{I-j'} W(jj'RR'; 2I) \times n_{\alpha I} [u_{\alpha I}(jR)u_{\alpha I}(j'R') - v_{\alpha I}(jR)v_{\alpha I}(j'R')]$$

und die Spaltparameter

$$\Delta_R^{(p,n)} = \frac{G^{(p,n)}}{2} \frac{1}{2R+1} \sum_{j\alpha I} (2I+1) v_{\alpha I}(jR) u_{\alpha I}(jR) n_{\alpha I}$$

mit denen die Core-Energien

$$E_R = \frac{1}{2} \sum_{j\alpha I} (e_j - \lambda) n_{\alpha I} \frac{2I+1}{2R+1} [v_{\alpha I}^2(jR) - u_{\alpha I}^2(jR)] - \frac{\chi}{4} \frac{1}{2R+1} \sum_{R'} \langle R || Q || R' \rangle^2 - \Delta_R^{(p)2} / G^{(p)} - \Delta_R^{(n)2} / G^{(n)}$$

berechnet werden können, wobei $u_{\alpha I}(jR)$ und $v_{\alpha I}(jR)$ die Teilchen- bzw. Loch-Amplituden darstellen.

Die Anwendung der Bewegungsgleichungen als iteratives Verfahren bis zur Selbstkonsistenz scheitert i.a. an der Berechnung der Normierungskonstanten $n_{\alpha I}$ für die Zwischenzustände αI , hinter der das Problem der Aussonderung von unphysikalischen Anregungen steckt. Wir schlagen folgende Methode zur Berechnung dieser Normierungskonstanten vor. Zugleich mit der Lösung der Bewegungsgleichungen wird das sogenannte adiabatische Problem [2], bei dem man $E_R=0$ zu setzen

hat, gelöst. Man kann zeigen, daß die so erhaltenen adiabatischen Zustände des Pauliprinzip exakt erfüllen, d.h. echte Fermionenzustände beschreiben. Das Normierungsintegral $n_{\alpha I}$ wird nun definiert als der Anteil aller adiabatischen Zustände positiver Energie (die Lösungen negativer Energie sind Lochzustände) in einer gegebenen Lösung der Bewegungsgleichungen:

$$n_{\alpha I} = \sum_{\beta (E_{\beta} > 0)} \langle \psi_{\alpha I} | \psi_{\beta I}^{adiab} \rangle^2.$$

Die Normierungsintegrale $n_{\alpha I}$ können als verallgemeinerte Besetzungszahlen aufgefaßt werden. Sie haben folgende Eigenschaften: $0 \leq n_{\alpha I} \leq 1$ und $\sum_{\alpha} n_{\alpha I} = 1/2 \text{ dim}(I)$, wobei $\text{dim}(I)$ die Dimension der Bewegungsgleichung für einen festen Spin I (ungerades Zwischensystem) ist. Die gewonnenen Besetzungszahlen stellen eine Verteilung dar, die sich bei einer Kreuzung oder Quasi-kreuzung von Niveaus stetig ändert. Der unserer Definition zugrunde liegende Raum der adiabatischen Lösungen positiver Energie legt den Quasiteilchen-Vakuumzustand fest. Daher beschreibt die aus den Besetzungszahlen $n_{\alpha I}$ aufgebaute Dichtematrix den Unterraum der kollektiven Oqp-Zustände. Die Anwendung dieses selbstkonsistenten Schemas ist somit auf die Zustände dieser Struktur beschränkt und beinhaltet keine einkreuzenden 2qp-Banden. Im Fall stark deformierter Kerne ergibt die Störungsrechnung Rotationsbanden, deren Verlauf mit dem Cranking-Trägheitsmoment beschrieben wird. Das Verfahren kann eventuell auch in der selbstkonsistenten HF-Theorie mit Cranking-Term Anwendung finden, um den sogenannten glatten Anteil des Trägheitsmomentes als Funktion der Rotationsfrequenz genauer zu berechnen.

L i t e r a t u r

- [1] Klein, A. et al., Phys. Rev. 140 (1965) B245
- [2] Döna u, F. and S. Frauendorf, Phys. Lett. 59B (1975) 321

3.15. CORE-TEILCHEN-BESCHREIBUNG DER BANDENSTRUKTUREN IN UNGERADEN Xe-ISOTOPEN A=123 BIS A=129

F. Döna u

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

H. Helppi, J. Mattula und A. Luukko

Department of Physics, University of Jyväskylä

In $^{123-129}\text{Xe}$ wurden kürzlich Bandenstrukturen positiver und negativer Parität gefunden, die mit der Besetzung der Orbitale $h_{11/2}$, $g_{7/2}$, $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ und $d_{3/2}$ zusammenhängen [1]. Die Analyse dieser Strukturen ergab [1], daß die Banden negativer Parität durch Ankopplung eines $h_{11/2}$ -Teilchens an ein dreiaxiales Core ($\beta = 0.25$, $\gamma = 24^\circ$) beschrieben werden können, während die Strukturen positiver Parität nicht in dieser Weise erklärbar sind. Es bietet sich dafür das allgemeine Core-Teilchen-Modell [2] an. In die Rechnung wurden alle vier Orbitale der N=4-Oszillatordrehale eingeschlossen, wobei für die Einteilchenenergien Standardwerte und für die Core-Energien direkt die experimentellen Energien der geraden Nachbarkerne $^{122-130}\text{Xe}$ benutzt wurden. Die in der Rechnung benötigten Matrixelemente des kollektiven Quadrupoloperators wurden mit einem Bosonen-hamiltonian durch Anpassung an ^{124}Xe berechnet. Der Spaltparameter wurde zwi-

schen ^{123}Xe und ^{129}Xe von $\Delta = 1.1$ MeV auf $\Delta = 0.9$ MeV verringert. Der Vergleich mit dem Experiment umfaßt Energieschemata und γ -Übergangswahrscheinlichkeiten (E2 und M1). Für die Niveauschemata ergibt sich in allen Kernen eine sehr gute Übereinstimmung. Die Änderung der Bandenstrukturen wird gut reproduziert. Für die Kerne $^{125,127}\text{Xe}$ zeigt sich außerdem eine exzellente Wiedergabe der gemessenen γ -Intensitäten. Für ^{123}Xe ist die berechnete Lebensdauer einiger niedrigliegender Zustände größer als die Abschätzung aus in-beam-Messungen. In ^{129}Xe ist die Lebensdauer des ersten angeregten Zustands gegenüber dem experimentellen Wert um eine Größenordnung zu groß. Im gleichen Kern werden auch einige Interband-Übergänge vorhergesagt, die im Experiment nicht gefunden wurden. Möglicherweise werden diese gegen Variation der Einteilchen-Energien und Core-Matrixelemente empfindlichen Übergänge auch von Polarisations-effekten [3] beeinflusst, die in der Rechnung nicht betrachtet wurden. Insgesamt demonstriert dieses Ergebnis, daß das Core-Teilchen-Modell [2] ein ausgezeichnetes Mittel zur Analyse von Bandenstrukturen darstellt.

L i t e r a t u r

- [1] Mattula, J. et al., Research Report JYFL 5/79
- [2] Döna, F. and S. Frauendorf, J. Phys. Soc. Japan 44 (1978) Suppl. 526
- [3] Döna, F. and U. Hagemann, Z. Phys. (im Druck)

3.16. HALBKlassISCHE BESCHREIBUNG SCHNELL ROTIERENDER KERNE

L. Münchow und H. Schulz

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Eine halbklassische Approximation der HF-Theorie schnell rotierender Kerne wird in Verallgemeinerung der Methode von Kirshnits [1] formuliert mit dem Ziel, den glatten Anteil der Gesamtenergie des rotierenden Kerne zu extrahieren [2]. Ausgangspunkt ist die Ableitung der Wignerschen Verteilungsfunktion bei Rotation und deren Entwicklung nach dem Parameter $\xi = \frac{\hbar}{p_F L} \ll 1$. Die Verteilungsfunktion ergibt sich zu

$$f_w(r, p) = \Theta(\tilde{p}_0^2 - p^2) + \frac{1}{2}(\Delta p_0^2 + 2ip \nabla p_0^2) \delta'(\tilde{p}_0^2 - p^2) + \frac{1}{3}[(\nabla p_0^2)^2 - 2(p \nabla)^2] \delta''(\tilde{p}_0^2 - p^2) - \frac{(p \nabla p_0^2)^2}{2} \delta'''(\tilde{p}_0^2 - p^2) + i \delta''(p_0^2 - p^2) 2m\omega \hat{l}_z p \nabla p_0^2 + \dots ;$$

$$\tilde{p}_0(\omega) = [2m(\epsilon_F(\omega) - V + \omega l_z)]^{\frac{1}{2}}, \quad p_0 = \tilde{p}_0(0),$$

$$\hat{l}_z = x \hat{p}_y - y \hat{p}_x, \quad l_z = x p_y - y p_x \quad \text{und} \quad \epsilon_F(\omega) \quad - \text{der Fermienergie.}$$

Die Kenntnis von $f_w(r, p)$ gestattet es, physikalisch interessante Größen wie Dichte- und Stromverteilung, Gesamtdrehimpuls und das Energiedichtefunktional zu berechnen.

L i t e r a t u r

- [1] Kirshnits, D.A., Feldtheoretische Methoden in der Vielteilchentheorie, (russ.). Moskau: Gosatomizdat 1963

[2] Münchow, L. and H. Schulz, J. Phys. G (in Druck)

3.17. HALBKlassISCHE BESCHREIBUNG VON HOCHSPINROTATION BEI BERÖCKSICHTIGUNG VON SCHALENFLUKTUATIONEN

L. Münchow und H. Schulz

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Schalenfluktuationen, die durch das Überschneiden von Niveaus bei $\omega \neq 0$ bedingt sind, lassen sich mit Hilfe der WKB-Methode ähnlich wie in der Theorie des von Alphen-de Haas Effektes erfassen [1]. Für einen sphärischen Kern enthält der durch Rotation erzeugte Gesamtdrehimpuls $M(\omega)$ eine Summe über die Hauptquantenzahlen der jeweils besetzten Niveaus. Für diese Summe wird ein Fourierintegral benutzt und man erhält

$$M(\omega) = M^{(0)} + M^{(1)} = \frac{2}{\pi} \sum_{l_m} m \left(S_{l_m}^{(0)} + [S_{l_m}^{(0)}] \right),$$

wobei $S_{l_m}^{(0)}$ das klassische Wirkungsintegral

$$S_{l_m}^{(0)} = \int_{R_1}^{R_2} \left[2\mu \left(\epsilon_F(\omega) + m\omega - V(r) - \frac{(l + \frac{1}{2})^2}{r^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] dr$$

ist und $[S_{l_m}^{(0)}]$ die Stufenfunktion im Intervall $-\pi/2 \leq [S_{l_m}^{(0)}] \leq \pi/2$ bezeichnet. Dieser Ausdruck für $M(\omega)$ reproduziert das exakte quantenmechanische Resultat, dabei ergibt $M^{(0)} = \frac{2}{\pi} \sum_{l_m} m S_{l_m}^{(0)}$ einen bezüglich ω glatten Anteil, der jedoch nicht mit der Thomas-Fermi-Approximation identisch ist, während $M^{(1)}$ die Schalenfluktuationen erfaßt.

L i t e r a t u r

[1] Münchow, L. and H. Schulz, Phys. Lett. (in Druck)

3.18. PHASENÜBERGÄNGE IN KALTEN RELATIVISTISCHEN STERNEN

B. Kämpfer

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Unabhängig von der konkreten Form der Zustandsgleichung kann man die Konsequenzen eines Phasenüberganges in kalten, kugelsymmetrischen und statischen, relativistischen Sternen untersuchen. Vorausgesetzt wird die Existenz der Lösung der Stern-Strukturgleichungen für Zentraldrücke kleiner als der kritische Druck P_0 , bei dem ein Dichtesprung in der Zustandsgleichung entsprechend dem Phasenübergang auftritt. Die Dichten vor und nach dem Sprung sind ρ_1 und $\lambda \rho_1$.

Argumente von Lighthill [1] auf die relativistischen Strukturgleichungen übertragend, kann man das Verhalten von Sternparametern (wie z.B. Masse, Radius) nach dem Einsetzen des Phasenüberganges im Sternzentrum ermitteln:

$$\mathcal{P}(P_c) = \mathcal{P}(P_0^-) + B \left(\frac{d\mathcal{P}}{dP_c} \right) \Big|_{P_c = P_0^-} \quad (1)$$

wobei P_c den Zentraldruck bezeichnet und P_0^- den linksseitigen Limes von P_0 bedeutet. Die Größe B ist in der ersten Ordnung für kleine Core-Radien r_0

$$B = \frac{2\pi}{3} \rho_1^2 r_0^2 \left(3 \left(1 + \frac{P_0}{\rho_1} \right) - 2\lambda \right) \left(1 + \frac{P_0}{\rho} \right). \quad (2)$$

Die gestrichelten Größen entsprechen der als bekannt vorausgesetzten Lösung der Strukturgleichungen ohne Phasenübergang.

Aus (1) folgt der rechtsseitige Limes der Ableitung der Sternparameter

$$\left(\frac{d\mathcal{P}}{dP_c} \right) \Big|_{P_0^+} = B \left(\frac{d\mathcal{P}}{dP_c} \right) \Big|_{P_0^-}. \quad (3)$$

Für hinreichend große Werte von λ ändern die Sternparameter beim Phasenübergang mit Bildung eines dichten Core ihr Wachstumsverhalten diskontinuierlich: wachsende (fallende) Werte eines Parameters \mathcal{P} werden fallend (wachsend). Für das einfache Beispiel der Zweischalen-Lösung wurde dies (siehe Bericht 3.19.) explizit gezeigt. Von Bowers et al. [2] wurde u.a. ein Phasenübergang im Gebiet fallender Massen und wachsender Radien ($\frac{dM}{dR} < 0$) numerisch untersucht und befindet sich in Übereinstimmung mit dem hier allgemein gezeigten Verhalten.

Aus (3) folgt, daß beim Phasenübergang in erster Ordnung kleiner Werte von r_0 sich die Ableitung

$$\left(\frac{dM}{dR} \right) \Big|_{P_0^-} = \left(\frac{dM}{dR} \right) \Big|_{P_0^+} \quad (4)$$

nicht ändert. Da andererseits M und R ihr Wachstumsverhalten ändern, bedeutet dies, daß der Phasenübergang eine cusp im M - R -Diagramm erzeugt. An einem speziellen numerischen Beispiel wurde das cusp-Phänomen von Hartle et al. [3] diskutiert.

L i t e r a t u r

- [1] Lighthill, M.J., M.N.R.A.S. 110 (1950) 339
- [2] Bowers, R.L. et al., Ap. J. 213 (1977) 840
- [3] Hartle, J.B. et al., Ap. J. 199 (1975) 471

3.19. INSTABILITÄT KALTER RELATIVISTISCHER STERNE MIT PHASENÜBERGANG

B. Kämpfer

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In den letzten Jahren wurde die Möglichkeit von Phasenübergängen in komprimierter Kernmaterie diskutiert. Im Vordergrund stehen dabei die Umwandlungen von Kernmaterie in solidifizierte Kernmaterie, in Quarkmaterie, in abnormale Materie oder in Kernmaterie mit Pion-Kondensat.

Neben dem angestrebten Nachweis dieser neuen Materieformen in Schwerionen-Kollisionen und durch präkritische Phänomene ist die Untersuchung von Phasenübergängen in schweren Neutronensternen von Interesse. Untersucht wurden dabei Modifikationen der Auskühlungsprozesse und der statischen Neutronensternkonfigurationen.

Zu letzteren gibt es eine Anzahl von Untersuchungen mit speziellen Zustandsgleichungen [1]. Da diese von einer Reihe von Parametern abhängen, hat die Suche nach allgemeinen (parameterunabhängigen) Modellen, in denen sich die Konsequenzen der Phasenübergänge studieren lassen, besondere Bedeutung.

Als einfachstes Modell eines Phasenüberganges kann man ein inkompressibles ideal fluides Medium der Dichte ρ_1 für alle Drücke kleiner als ein kritischer $\lambda = P_0$ und der Dichte $\lambda \rho_1$ für alle Drücke größer als der kritische Druck ansehen. Die Integration der TOV-Gleichungen (siehe [2]) ergibt dann einen Spezialfall der Multi-Shell-Lösung von Mehre et al. [3].

Unter der Voraussetzung

$$\lambda > \frac{3}{2} \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{-\frac{1}{2}}\right)\right)^{-1} \quad (1)$$

findet man, daß mit Erreichen des kritischen Druckes im Sternzentrum die Konfigurationen instabil werden. Im Rahmen der Newtonschen Theorie wurde dies von Ramsey [4] gezeigt - die Bedingung (1) vereinfacht sich dann zu $\lambda > \frac{3}{2}$. Analog der inneren Schwarzschildlösung existiert in diesem Modell ein maximaler Wert für Core-Radius und -Masse sowie Gesamt-Radius und -Masse. Insbesondere kann für große kritische Drücke der Core-Radius infolge relativistischer Effekte klein bleiben. Diese Effekte treten in der Newtonschen Theorie nicht auf. Aus diesem Modell läßt sich schließen, daß in kalten, kugelsymmetrischen und statischen, relativistischen Sternen ein genügend großer Dichtesprung, entsprechend einem Phasenübergang, ein instabiles Gebiet erzeugt und die Sternmassen verringert.

Voraussetzung ist das Wachsen der Sternmasse mit dem Zentraldruck in dem Gebiet, in dem der Phasenübergang einsetzt.

Bemerkenswert ist die Vergrößerung des kritischen Wertes von λ gegenüber der Newtonschen Theorie; in der relativistischen Theorie vergrößert sich der zur Erzeugung von Instabilität nötige Dichtesprung.

L i t e r a t u r

- [1] Bowers, R.L. et al., Ap. J. 213 (1977) 840
- [2] Misner, C.W. et al., Gravitation. San Francisco: Freeman 1973
- [3] Mehre, A.L. et al., Phys. Rev. 186 (1969) 1333
- [4] Ramsey, W.H., M.N.R.A.S. 110 (1950) 325

4. ANWENDUNG KERNPHYSIKALISCHER METHODEN

4.1. $^{111}\text{In}(^{111}\text{Cd})$ -HYPERFEINWECHSELWIRKUNGEN IN CdCr_2Se_4 UND CdCr_2S_4

S. Unterricker

Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

P. Hlídaek und M. Zvára

Karlsuniversität Prag, Physikalisches Institut

Die in [1] beschriebenen PAC-Untersuchungen wurden erweitert und auf CdCr_2S_4 ausgedehnt.

Bezüglich der Strahlenschädensausheilung verhält sich CdCr_2S_4 genau wie CdCr_2Se_4 . Durch eine Temperung (15 min/400 °C) lassen sich alle Sondenumgebungen vollständig ausheilen. In den ausgeheilten Proben liegt bei Raumtemperatur (RT) eine reine Quadrupolwechselwirkung vor, wobei 85 bis 90 % der Sondenkerne in einem axialsymmetrischen Feldgradienten (EFG) sitzen. Der Rest befindet sich in einer kubischen Umgebung ohne EFG. Die Quadrupolkopplungskonstanten $\nu_Q = e V_{zz} Q/h$ (V_{zz} = EFG, Q = Quadrupolmoment) sind in Tab. 1 aufgeführt.

Tabelle 1

Quadrupolkopplungskonstante ν_Q , Temperaturkoeffizient $\Delta\nu_Q(\Delta T=100 \text{ K})/\nu_Q$ und magnetisches Hyperfeinfeld B_{hf} am Ort eines $^{111}\text{In}(^{111}\text{Cd})$ -Sondenkernes

	$\nu_Q/10^6 \text{ s}^{-1}$ bei RT	$\Delta\nu_Q(\Delta T=100 \text{ K})/\nu_Q$	B_{hf}/T bei 77 K
CdCr_2Se_4	58 ± 1	+0.027	$+(10.6 \pm 0.2)$
CdCr_2S_4	73 ± 1	+0.018	$+(8.6 \pm 0.6)$

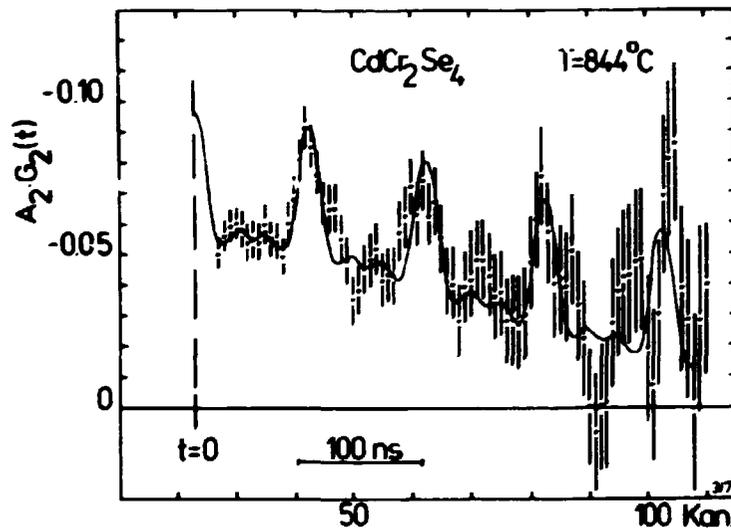


Abb. 1

Zeitabhängige Anisotropie für CdCr_2Se_4 bei $T=844 \text{ °C}$. Die durchgezogene Kurve stellt eine Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate dar, wobei das Verhältnis von Sonden mit einer Frequenzverteilung um Null (nahezu kubische Umgebungen) und solcher mit einer axialsymmetrischen Wechselwirkung etwa 3:2 ist.

Messungen bei hohen Temperaturen zeigen, daß bis zu 50 % der Sondenkerne in weitgehend kubische Umgebungen gelangen (Abb. 1). Bei RT liegen danach jedoch wieder die alten Verhältnisse vor. Für Messungen unter dem Curiepunkt befanden sich die Proben zwischen den Polschuhen eines kleinen Topfmagneten, der von einem dünnen Mantel flüssigen Stickstoffs umgeben war. Das Polarisationsfeld betrug 0.1 T (1 kG). 10 bis 15 % der Sondenkerne unterliegen hier einer rein magnetischen

Wechselwirkung. Sie finden das magnetische Hyperfeinfeld vor, daß von NMR-Messungen [2] auf Cd-Plätzen bekannt ist (Tab. 1).

Wir nehmen an, daß bei RT nur 10 bis 15 % der ^{111}In -Sondenmutterkerne auf A- oder Cd-Plätzen mit kubischer Umgebung sitzen. Diese finden unterhalb der Curietemperatur eine rein magnetische Wechselwirkung vor. Bei entsprechender thermischer Aktivierung können viele Sonden nach dem K-Einfang, bei dem ^{111}Cd entsteht, sofort in kubische Umgebung, d.h. auf Cd-A-Plätze, gelangen. Indium wird also in beiden Substanzen vorwiegend auf den B-Positionen der dreiwertigen Cr-Atome eingebaut (trigonale Symmetrie).

L i t e r a t u r

[1] Hlidak, P. et al., Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 107

[2] Stauss, G.H., Phys. Rev. 181 (1969) 636

4.2. ZEITDIFFERENTIELLE MESSUNG DER GESTÜRTEN WINKELKORRELATION (TDPAC) MIT ^{118}Sn UND ^{120}Sn

F. Schneider und S. Unterricker

Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Mehrere Verbindungshalbleiter enthalten Zinn bzw. Elemente (Sb, In), aus denen die PAC-Nuklide ^{118}Sn ($I=5$, $T_{1/2} = 21.7$ ns) oder ^{120}Sn ($I=5$, $T_{1/2} = 5.5$ ns) durch (α, n)- bzw. (d, n)-Reaktionen erzeugt werden können.

Ein Maß für den am Sondenkernort auftretenden elektrischen Feldgradienten (EFG) V_{zz} ist die Quadrupolkopplungskonstante $\nu_Q = e V_{zz} Q/h$ (Q = Kernquadrupolmoment), die mit TDPAC-Messungen bestimmt wird. Aufgrund des kleinen Quadrupolmoments von ^{120}Sn lassen sich mit diesem Sondenkern wesentlich größere EFG nachweisen als z.B. mit ^{111}Cd . Nach der Kernreaktion kommen die Sondenkerne in Defektclustern zur Ruhe. Wegen der hier zu erwartenden großen EFG wurde ^{120}Sn eingesetzt.

In unangeheiltem CdSnP_2 wurde ein mittleres $\nu_Q = (30 \pm 7) 10^6 \text{ s}^{-1}$ bestimmt. Zur Ausheilung der Strahlenschädigung ist nach Aussage von ^{111}Cd -Messungen eine thermische Behandlung (0.5 h, 620°C) notwendig (Chalkopyritstruktur).

^{119}Sn -Mössbauer-Untersuchungen an unbestrahltem CdSnP_2 zeigten keine nachweisbare Quadrupolaufspaltung. Daraus wird gefolgert, daß die Sn-Atome eine tetraedrische Ligandenumgebung vorfinden (im Gegensatz zur Cd-Umgebung [1]).

An dem A $^{III}_B$ -Halbleiter InP wurden mit ^{118}Sn TDPAC-Messungen ausgeführt. In der unangeheilten Probe befinden sich 40 % aller Sondenkerne in einer nahezu kubischen, 60 % dagegen in einer stark geschädigten Umgebung (Defektcluster). Für letztere wurde eine Normalverteilung der Quadrupolfrequenzen um den Mittelwert Null angenommen. Durch Anfitzen des zeitabhängigen Schwächungskoeffizienten $G_2(t) = 0.27 + 0.73 \exp(-\delta t^2)$ an den experimentellen Verlauf wurde der Frequenzverteilungsparameter $\delta = (1.50 \pm 0.05) \cdot 10^{-3} \text{ ns}^{-2}$ bestimmt. Bei der thermischen Ausheilung zeigte sich ein Anwachsen des Anteils der Sondenkerne in kubischer Umgebung. Nach einer Temperung für 0.5 h bei 600°C finden fast alle Sondenkerne eine kubische Umgebung vor (Zinkblendestruktur).

L i t e r a t u r

[1] Unterricker, S. und F. Hausbrand, Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 107

4.3. EIN EINFACHES VERFAHREN ZUR BERECHNUNG ELEKTRISCHER FELDGRADIENTEN (EFG) IN PUNKTLADUNGSGITTERN

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

Um Quadrupolfrequenzen am Ort von Sondenkernen in Festkörpern zu interpretieren, benötigt man Berechnungen des EFG V_{zz} von Punktladungsgittern. Eine sphärenweise Addition der EFG-Beiträge von Gitterladungen auf Kugelschalen konvergiert sehr schlecht. Das Verfahren nach De Wette [1] liefert bei einfachen Gittern schnell eine genaue Lösung. Liegt der Sondenkern jedoch nahe einer Netzebene, wie das bei Verbindungsgittern häufig vorkommt, so ist die Konvergenz schlecht.

Die Summation erfolgt analog [1] netzebenenweise. Bei der Summation über eine Netzebene kann man auf eine gute Konvergenz verzichten, wenn die Beiträge von Gitterpunkten, die weit vom Sondenort entfernt sind, durch einen Kontinuumfeldgradienten berücksichtigt werden. Man schneidet dazu aus einer Netzebene senkrecht zur z-Achse einen Kreis aus. Innerhalb des Kreises wird über die Beiträge der diskreten Ladungen summiert. Der EFG einer homogen geladenen Kondensatorplatte mit kreisförmigem Loch um die z-Achse berechnet sich aus $V_{zz} = -[1 + (z/\rho)^2]^{-3/2} \rho^{-1} \delta/2 \epsilon_0$ (δ = Flächenladungsdichte, ρ = Kreisradius, z = z-Koordinate der Netzebene). Netzebenen mit einem ausreichend großen z können als homogen geladene Kondensatorplatten ohne Loch betrachtet werden. Ihr EFG verschwindet.

Mit dem Verfahren wurde unter anderem die Wurzitstruktur behandelt. Als Test wurde bei idealem Achsenverhältnis $c/a = \sqrt[3]{8/3}$ zur kubischen Zinkblendestruktur übergegangen. Dabei verhielt sich der EFG, wie das bei kubischen Strukturen sein muß.

L i t e r a t u r

[1] De Wette, F.W., Phys. Rev. 123 (1961) 103

4.4. BEMERKUNGEN ZUR HOCHTEMPERATURPHASE DES STANNINS ($\text{Cu}_2\text{FeSnS}_4$)

C. Pietzsch und E. Fritzech
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Die Literatur beschreibt das natürliche Vorkommen [1] bzw. die synthetische Darstellung [2] einer kubischen Hochtemperaturphase des tetragonalen Stannins. Die Angaben zur Struktur dieser Phase sind jedoch sehr lückenhaft. Die vorliegenden Untersuchungen hatten das Ziel, die Strukturdaten zu vervollkommen.

Die Hochtemperaturphase wurde durch Tempern (773 K, 1000 h, Vakuum) und anschließendes Abschrecken synthetisierten Stannins erhalten. Beide Modifikationen wurden mittels Mößbauerspektroskopie (^{57}Fe und ^{119}Sn), Röntgenbeugung, Elektronenstrahl-Mikrosonde, Differential-Thermo-Analyse (DTA) und volumetrischer Dichtebestimmung untersucht.

- Die Mößbauerspektren (Spektrenfit) beider Phasen sind nahezu identisch (Tab. 1).

Tabelle 1
Mössbauerparameter von Stannin

Substanz	⁵⁷ Fe-Messungen		
	ΔE_{is} [mm/s]	ΔE_Q [mm/s]	Γ [mm/s]
Cu_2FeSnS_4	0.868 ± 0.003	2.850 ± 0.016	0.252 ± 0.005
$Cu_2FeSnS_{3,95}$	0.858 ± 0.006	2.879 ± 0.006	0.247 ± 0.005
	¹¹⁹ Sn-Messungen		
Cu_2FeSnS_4	1.48 ± 0.01	0	0.94 ± 0.01
$Cu_2FeSnS_{3,95}$	1.48 ± 0.01	0	1.08 ± 0.01

ΔE_{is} - Isomerieverschiebung, bezogen auf Natriumnitroprussid (NNP) bzw.

ΔE_Q - Quadrupolaufspaltung, Γ - Linienbreite

- Im Röntgendiagramm der getemperten Phasen sind die Linienaufspaltungen infolge $c/a \neq 2$ verschwunden (c, a = Gitterparameter).
- Mikrosonde- und DTA-Untersuchungen ergeben für die getemperte Phase die Zusammensetzung $Cu_2FeSnS_{3,95}$.
- Die Dichte beider Modifikationen liegt bei

$$\rho = (448.55 \pm 0.10) \text{ kg m}^{-3} \text{ (Ausgangssubstanz),}$$

$$\rho = (449.16 \pm 0.10) \text{ kg m}^{-3} \text{ (getemperte Substanz).}$$

Die tetragonal gestauchte Stanninzelle geht bei thermischer Behandlung im Vakuum und anschließendem Abschrecken in eine entzerrte Struktur über, die durch

$$a_0 = (0.54194 \pm 0.5 \cdot 10^{-4}) \text{ nm}$$

$$c_0 = (1.0851 \pm 0.2 \cdot 10^{-3}) \text{ nm}$$

RG: I 42 m, Z = 2, Formel $Cu_2FeSnS_{3,95}$

beschreibbar ist.

L i t e r a t u r

- [1] Randohr, P., Abh. preuß. Akad. Wiss. Math. nat. Klasse 4 (1944) 1
- [2] Franz, E.D., Jhb. Min. Mh. (1971) 218

4.5. STANNIN ($\text{Cu}_2\text{FeSnS}_4$) - EINE GEEIGNETE SUBSTANZ FÜR DIE KALIBRIERUNG DER MÖSSBAUERSPEKTROMETER?

E. Fritzech und C. Pietzsch

Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Trotz der Möglichkeit, die Geschwindigkeitkalibrierung der Mössbauerspektrometer interferometrisch mittels Laser durchzuführen, wird sie nach wie vor in vielen Labors mit Kalibrierungssubstanzen wie z.B. α -Fe, α - Fe_2O_3 , Natriumnitroprussid (NNP) vorgenommen. Dabei muß vorausgesetzt werden, daß die Mössbauerparameter dieser Substanzen nicht von der Vorgeschichte und den Präparationsbedingungen der Probe abhängen.

^{57}Fe -Mössbauermessungen an 7 natürlichen Mineralproben von Stannin ($\text{Cu}_2\text{FeSnS}_4$) haben ergeben, daß trotz unterschiedlicher Lagerstättenherkunft und Tetragonalität $\gamma = 2 - (c/a)$ (c, a - Gitterkonstanten) sämtliche Proben innerhalb enger Fehlergrenzen gleiche Isomerieverchiebung ΔE_{1s} und gleiche Quadrupolaufspaltung ΔE_Q für das auftretende Dublett liefern: $\Delta E_{1s} = (0.875 \pm 0.001)$ mm/s (bezogen auf NNP), $\Delta E_Q = (2.900 \pm 0.003)$ mm/s. Beachtenswert sind die geringen Linienbreiten $\Gamma = (0.227 \pm 0.010)$ mm/s. Natürliches Stannin besitzt somit sehr gute Voraussetzungen für die Nutzung als Kalibrierungssubstanz. Die Mössbauerparameter der von uns synthetisierten Stanninchargen (8 Chargen) weisen jedoch bei gleichem Fitfehler eine größere Streuung als die der natürlichen Proben auf und weichen außerdem systematisch von letzteren ab:

$$\Delta E_{1s} = (0.868 \pm 0.003) \text{ mm/s}, \quad \Delta E_Q = (2.850 \pm 0.016) \text{ mm/s},$$

$$\Gamma = (0.248 \pm 0.005) \text{ mm/s}.$$

Die angegebenen Fehler sind jeweils mittlere Fehler (der Einzelmessung) der beiden Meßreihen. Die Fitfehler betragen $+0.003$ mm/s für ΔE_{1s} und ΔE_Q sowie ± 0.005 mm/s für Γ . Die in der Literatur angegebenen Parameter für Stannin streuen weit stärker. Sie liegen für ΔE_Q zwischen 2.76 mm/s [1] und 3.00 mm/s [2] und für ΔE_{1s} (bezogen auf NNP) zwischen 0.70 mm/s [3] und 1.00 mm/s [1]. Diese beträchtliche Streuung ist offenbar systematischen Fehlern zuzuschreiben, deren Ursachen zum Großteil in den benutzten Standards und Nichtlinearitäten der Geschwindigkeitsfunktion zu suchen sind. Dies unterstreicht, wie wichtig die Verfügbarkeit zuverlässiger Standards ist.

L i t e r a t u r

- [1] Boržakovskij, B.V. et al., Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Chim. 6 (1968) 1267
- [2] Gončarov, G.N. et al., Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Geologičeskaja (1970) No 8, 79
- [3] Eibschütz, M. et al., J. Phys. Chem. Solids 28 (1967) 1633

4.6. NACHWEIS DER PENDELLÖSUNG DER DYNAMISCHEN INTERFERENZTHEORIE MITTELS NEUTRONENFLUGZEITSPEKTROMETRIE

F. Eichhorn

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

N.E. Belova, S.Sh. Shilehtejn, V.A. Somenkov und K. Utekiev

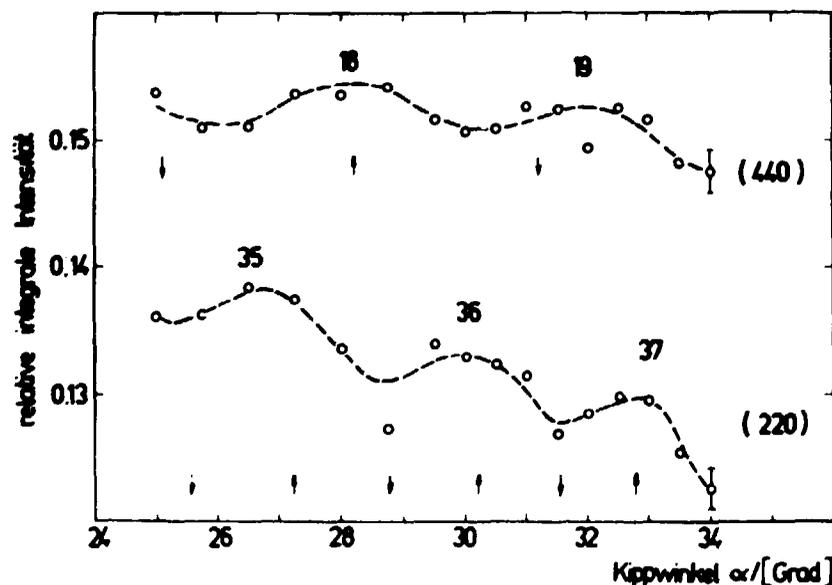
Institut für Atomenergie "I.V. Kurchatov", Moskau

Das integrale Reflexionsvermögen eines perfekten absorptionsfreien Einkristalls im Laue-Interferenzfall ergibt sich entsprechend der dynamischen Interferenztheorie [1] zu

$$R_H = \frac{|F_H| \lambda^3}{4 V \sin^2 \theta_B} \int_0^t \frac{2 |F_H| \lambda}{V \cos \theta_B} J_0(x) dx$$

(F_H - Strukturaamplitude des Reflexes H , λ - Wellenlänge, V - Volumen der Elementarzelle, θ_B - Bragg-Winkel, t - Kristalldicke, $J_0(x)$ - Besselfunktion nullter Ordnung). Damit ist das Reflexionsvermögen eine nahezu periodische Funktion der Kristalldicke mit der Periode $t_{ext} = \frac{\pi V \cos \theta_B}{|F_H| \lambda}$, die als Extinktionslänge bezeichnet wird.

Wir untersuchten eine 1.046 mm dicke Germanium-Einkristallscheibe. Um die effektive Kristalldicke zu verändern, wurde der Kristall um eine senkrecht zur Netzebene liegende Achse um den Winkel α gekippt, wobei die Braggche Interferenzbedingung stets erfüllt war [2]. Die Messungen wurden an einem Flugzeitspektrometer für thermische Neutronen am Impulsreaktor IBR-30 des VIK Dubna ausgeführt. Bei einer Flugstrecke von 57 m und einem Bragg-Winkel von 32° konnte der Reflex (220) bis zu seiner siebenten Ordnung gemessen werden. Lediglich die Reflexe (220) und (440) besaßen eine ausreichende Intensität, so daß man bei ihnen



Pendellösungserscheinungen erwarten konnte. Die Abb. 1 zeigt die integrale Intensität dieser Reflexe in Abhängigkeit vom Kippwinkel des Kristalls. Zur Normierung wurde diese Intensität auf Untergrundwerte bezogen, die weit weg von den Reflexen liegen. Die eingezeichneten Pfeile geben die berechnete Lage der Maxima und Minima an. Die Zahlen stellen die von der Kristalldicke Null an begonnene Numerierung der Maxima dar. Infolge

Abb. 1

Pendellösung der Intensität des (220)- und (440)-Reflexes thermischer Neutronen an Germanium

der zeitlichen Länge des Neutronenimpulses und seiner Wellenlängenunschärfe kommt es zu einer Verschmierung der Pendellösungskurve, so daß die Modulation der Maßkurve nur bei 1.9 % für den (220)- bzw. 1.3 % für den (440)-Reflex liegt. Die theoretischen Werte betragen 5.4 % bzw. 7.5 %.

Diese Ergebnisse der ersten Messung eines Effektes der dynamischen Interferenztheorie thermischer Neutronen mittels der Flugzeitmethode am Impulsreaktor berechtigen zur Annahme, daß die höhere Strahlungsleistung des Reaktors IBR-2 im VIK Dubna Präzisionsmessungen des Strukturfaktors ermöglicht [3].

Die Autoren danken Dr. A.M. Balagurov vom Laboratorium für Neutronenphysik des VIK Dubna für seine Unterstützung bei den Experimenten.

L i t e r a t u r

- [1] Pinsker, S.G.: Dinamicheskoe rassyanie rentgenovskikh luchej. Moskva: Nauka 1974, 57
- [2] Somenkov, V.A. et al., Solid State Commun. 25 (1978) 593
- [3] Belova, N.E. et al., Kristallografiya (im Druck)

4.7. KRISTALLFELDUNTERSUCHUNGEN AN PrMg_3 (eingereicht bei physica status solidi)

A. Andreeff, E.A. Goremyckin und H. Griebmann

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

W. Matz

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

B. Lippold

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Die Neutronenstreuexperimente an PrMg_3 , über die bereits in [1] berichtet wurde, konnten mit der Bestimmung der Kristallfeldparameter für das kubische Kristallfeld von PrMg_3 abgeschlossen werden. Unter Benutzung der Spektren inelastisch gestreuter Neutronen, gemessen bei Temperaturen von $T = 8$ K und $T = 80$ K, wurden folgende Kristallfeldparameter bestimmt:

$$B_4^0 = -(34.7 \pm 1.6) \cdot 10^{-4} \text{ meV} \quad B_6^0 = -(89 \pm 5) \cdot 10^{-6} \text{ meV} .$$

Abb. 1 zeigt das gemessene Neutronenstreupektrum für $T = 8$ K im Vergleich mit dem unter Verwendung der Kristallfeldparameter berechneten. In Abb. 2 ist das Niveauschema des Grundmultipletts von Pr^{3+} in PrMg_3 dargestellt.

Ergänzend zu den Neutronenstreuexperimenten wurde die spezifische Wärmekapazität C_{CEF} von PrMg_3 im Temperaturbereich von 4.5 K bis 90 K gemessen. Der magnetische Anteil von C_{CEF} läßt sich im Rahmen der Experimentgenauigkeit gut durch die Parameter B_1^{M} beschreiben.

Messungen der Knight-Verschiebung am Wasserstoff, der in PrMg_3 eingelagert ist, zeigen, daß in der Substanz bis 35 mK keine magnetische Ordnung auftritt [2]. Die mit den Kristallfeldparametern aus dem Neutronenstreuexperiment berechnete magnetische Suszeptibilität zeigt van-Vleck-Verhalten, so daß generell keine magnetische Ordnung im elektronischen System zu erwarten ist. PrMg_3 wäre damit eine geeignete Substanz zur Erzeugung extrem tiefer Temperaturen durch adiabatische Entmagnetisierung. Die untere Grenztemperatur ist dabei durch das Ein-

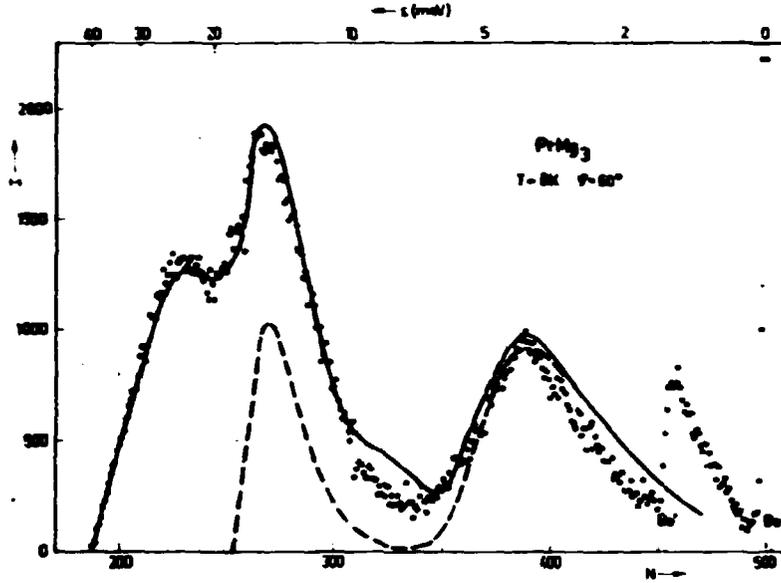
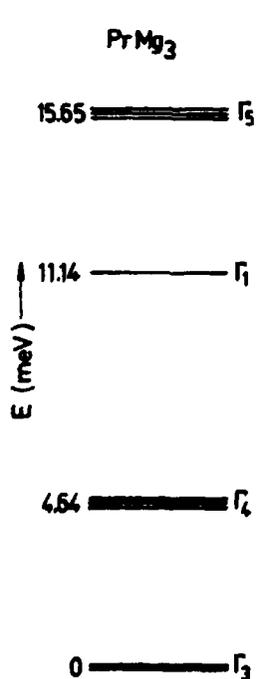


Abb. 1

Flugzeitneutronenstreuungsspektrum von PrMg_3 (Punkte). Die ausgezogene Linie ist das berechnete Spektrum unter Berücksichtigung von Kristallfeld- und Phononenbeitrag. Die gestrichelte Linie ist der reine Kristallfeldbeitrag, berechnet mit den im Text angegebenen Kristallfeldparametern. N - Kanalnummer (32 μs Kanalbreite)



setzen magnetischer Fernordnung der Kernmomente gegeben. Nach [3] läßt sich dafür eine Temperatur ≤ 0.1 mK abschätzen, falls der Molekularfeldparameter λ nicht größer als $1 \text{ mol} \cdot \text{cm}^{-3}$ wird.

L i t e r a t u r

- [1] Metz, W. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 114
- [2] Feller, G. et al., 8. Symp. für Tieftemperaturphysik und Tieftemperaturtechnik, Gaußig (1979)
- [3] Andree, K., Cryogenics 18 (1978) 473

Abb. 2

Aufspaltung des Grundmultipletts von Pr^{3+} in Kristallfeldniveaus bei PrMg_3

4.8. UNTERSUCHUNGEN DES FERROELASTISCHEN PHASENÜBERGANGES AM $KD_3(SrO_3)_2$ MITTELS NEUTRONENSTREUUNG

(Vorgetragen auf der 7. Frühjahrschule Ferroelektrizität, Roßla (1979) und zur Veröffentlichung in den Tagungsbericht, herausgegeben von der Martin-Luther-Universität, aufgenommen)

F. Prokert

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

S. Grande und H.-D. Mecke

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Hochgradig deuteriertes Einkristallmaterial (darunter ein nahezu vollständig deuterierter Einkristall, gezüchtet im Akademieinstitut für Kristallographie Moskau) wurde oberhalb und unterhalb des ferroelastischen Phasenumwandlungspunktes T_c hinsichtlich des Erweichens eines transversal-akustischen (TA) Phononenzweiges untersucht. Analog zu den Ergebnissen von NMR- [1] und Ultraschall-experimenten [2,3] sowie Brillouinstreuung [4] wurde für das TA-Phonon, dessen Mode im Grenzfall langer Wellenlänge die Scherung der xz-Ebene ist, das Weichwerden nachgewiesen. Die Temperaturabhängigkeit der Frequenz des TA(xz)-Phonons wurde dabei in mehreren Zonen des reziproken Gitters untersucht.

In der orthorhombischen Phase wurden die longitudinal-akustischen (LA) und transversal-akustischen (TA) Zweige über die gesamte Brillouinzone gemessen, und es wurde ein nahezu dispersionsloser linearer Verlauf gefunden.

Unterhalb T_c , in der monoklinen Phase, entstehen, wie die Aufspaltung der orthorhombischen Reflexe zeigte, (nur) zwei Typen elastischer Domänen. Durch den Zerfall in einen Vieldomänenzustand sind die akustischen Phononen hier sehr stark gedämpft.

Ein Zentralpeak-Verhalten, wie es schon bei der Brillouinstreuung und Relaxationszeitmessungen in der Nähe von T_c [5] beobachtet wurde, zeigte sich auch bei dem daraufhin untersuchten hochdeutierten Kristall. Die Messung dieser temperaturabhängigen elastischen Streuung wurde jedoch durch überlagerte Anteile inkohärenter Streuung (überwiegend vom stark inkohärent-elastisch streuenden restlichen Wasserstoff im Kristall herrührend) stark erschwert.

L i t e r a t u r

- [1] Grande, S. et al., phys. stat. sol. (a) 46 (1978) 547
- [2] Quynh, T.V. et al., phys. stat. sol. (a) 36 (1976) K85
- [3] Makita, Y. et al., J. Phys. Soc. Japan 44 (1978) 225
- [4] Tanaka, H. et al., J. Phys. Soc. Japan 44 (1978) 1257
- [5] Slak, J. et al., Phys. Lett. A64 (1978) 423

4.9. DIE AUSBILDUNG EINER MAGNETISCHEN ANISOTROPIE UND STRUKTURELLE ÄNDERUNGEN IN EINER Fe-Ni-BASISLEGIERUNG BEIM ANLASSEN

(Proc. Int. Conf. on Mossbauer Spectroscopy, Portoroz (1979),

J. de Physique Colloque, im Druck)

E. Wieser und C. Cruz

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

M. Müller und J. Henke

Zentralinstitut für Festkörperphysik und Werkstoffforschung, Dresden

Die untersuchte magnetisch-halbhart Legierung hatte die Zusammensetzung 77.2 Fe; 18 Ni; 3.8 Al; 1 Ti (Gew.-%). Die technisch interessanten Eigenschaften dieser Legierung (Koerzitivfeldstärke ca. 400 A/m entsprechend 50 Oe, rechteckige Hystereseschleife) werden durch Kaltwalzen und anschließendes Anlassen eingestellt. Mittels Mößbauerspektroskopie am ^{57}Fe wurden die Ausbildung der magnetischen Anisotropie beim Anlassen und dabei vor sich gehende strukturelle Änderungen untersucht.

Aus den relativen Linienintensitäten eines Mößbauerspektrums läßt sich die Größe $R = 4\sin^2\theta / (1 + \cos^2\theta)$ (θ = Winkel zwischen den atomaren magnetischen Momenten und der Strahlrichtung) bestimmen. Durch den Vergleich von Messungen mit der Strahlrichtung senkrecht zur Walzebene sowie unter 20° zur Walzrichtung bzw. zur Querrichtung läßt sich feststellen, ob die Walzebenennormale, die Walzrichtung oder die Querrichtung eine magnetisch bevorzugte Richtung ist [1]. Anlassen bei 725 K nach dem Kaltwalzen führt dazu, daß die Walzrichtung zur magnetischen Vorzugerichtung wird. Anlassen bei höheren Temperaturen verringert diese magnetische Anisotropie wieder.

Wird die Kaltverformung in zwei Stufen mit einer Zwischenglühung bei 975 K durchgeführt, so wird durch Anlassen bei 725 K ebenfalls die Walzrichtung zur magnetischen Vorzugerichtung. Die magnetische Anisotropie ist jetzt jedoch stärker ausgeprägt und bleibt bis zu Anlaßtemperaturen von 875 K erhalten. Anlassen bei 975 K zerstört die Anisotropie für beide Probenreihen.

Ni und Al als Nachbarn eines Fe-Atoms erhöhen bzw. erniedrigen das effektive Magnetfeld am Kernort. Die ungeordnete Verteilung von Al und Ni in der Matrix der kaltverformten Probe bewirkt breite Linien im Mößbauerspektrum und ein effektives Magnetfeld von 31.7 T (317 kG). Das Anlassen führt zu schmalen Linien und einem Feld von 33.0 T (330 kG). Diese Effekte können durch ein Verarmen der Matrix an Ni und Al im Zusammenhang mit der Ausscheidung einer geordneten Phase NiAl gedeutet werden. Röntgenbeugungsexperimente zeigen entsprechende Überstrukturreflexe beim Anlassen ab 800 K. Das Auftreten einer zusätzlichen Linie in den Mößbauerspektren dieser Proben bedeutet, daß die ausgeschiedene unmagnetische Phase auch Fe enthält. Bei den zweistufig verformten Proben sind diese Ausscheidungen schon als Folge der Zwischenglühung nachweisbar.

Als Ursache für die magnetische Anisotropie der einfach kaltgewalzten Proben nehmen wir anisotrope Spannungen an, die von der kohärenten Vorstufe der NiAl-Ausscheidungen herrühren. Für die magnetische Anisotropie der Proben mit Zwischenglühung sind Formanisotropien der magnetischen Anteile der Matrix, die durch stark anisotrope Formen der unmagnetischen Ausscheidungen bedingt sind, die wahrscheinliche Ursache.

L i t e r a t u r

[1] Barton, J. et al., phys. stat. sol. (a) 32 (1977) 259

4.10. TEXTURUNTERSUCHUNGEN VON ZIRKONSTÄBEN

M. Setzl und K. Walther

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

K. Feldmann

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

In Fortsetzung der methodischen Vorbereitungsarbeiten für Texturuntersuchungen am zukünftigen Impulsreaktor IBR-2 in Dubna [1] wurden am IBR-30 des Vereinigten Instituts für Kernforschung Dubna und am Rossendorfer Forschungsreaktor (RFR) komplette Polfiguren von Zirkonstäben mit axialer Probensymmetrie gemessen. Zirkon besitzt eine hexagonale Kristallsymmetrie. Für solche und noch niedrigere Symmetrien bietet sich die Flugzeitmethode wegen der besseren Auflösung und der Tatsache, daß bei einer Probenstellung gleichzeitig ein Punkt in

mehreren Polfiguren vermessen wird, geradezu an. Axialsymmetrische Proben haben gegenüber anders geformten (z.B. Blechen) den Vorteil, daß sich die Zahl der für eine Polfigur erforderlichen Meßpunkte stark verringert. Die Aussagekraft des Experimentes für methodische Untersuchungen wird von der Probenform nicht beeinträchtigt.

Am IBR-30 wurden Flugzeitdiffraktionspektren bei verschiedenen Probenstellungen gemessen. Mit Hilfe eines Fitprogramms [2] konnten aus diesen Spektren 13 voneinander unabhängige Polfiguren ermittelt werden. Am RFR wurden 6 Polfiguren der selben Proben vermessen. Sie stimmen gut mit den entsprechenden Flugzeitmessungen überein (Abb. 1). Die gegenwärtig verbreitetste Methode der vollständigen quantitativen Texturanalyse basiert auf der Reihenentwicklung der gemessenen Polfiguren nach Kugelflächenfunktionen [3]. Die Koeffizienten dieser Reihenentwicklung enthalten die gesamte Information über die Textur der untersuchten Probe. Mit Hilfe dieser Koeffizienten kann die inverse Polfigur der Rotationsachse konstruiert werden, welche die Textur einer axialsymmetrischen Probe vollständig und anschaulich charakterisiert.

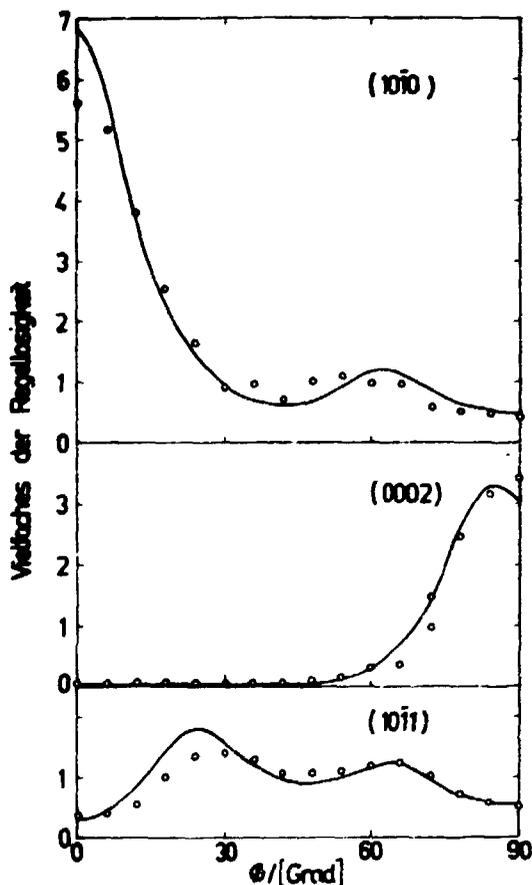


Abb. 1

Polfiguren von Zr-Stäben, gemessen an einigen ausgewählten Reflexen. Vergleich der Ergebnisse der Messungen am RFR (ausgezogene Kurve) und am IBR-30. Die Polfiguren sind auf Vielfache der Regellosigkeit (Regellosigkeit entspricht isotroper Kristallorientierung) normiert.

Zur Realisierung der hier nur kurz beschriebenen mathematischen Behandlung der Polfiguren wurden sowohl in Dubna als auch in Rossendorf FORTRAN-Programme geschrieben, die in Zukunft zur Auswertung von Routineuntersuchungen vorgesehen sind. In diesen Programmen werden aus den jeweils experiment-spezifischen Daten unter Verwendung der Methode der kleinsten Quadrate die Texturkoeffizienten berechnet. Daraus wird die inverse Polfigur der Rotationsachse konstruiert. Weiterhin können Polfiguren zurückgerechnet und mit den Ausgangsdaten verglichen werden.

Das Programm für die Flugzeitmethode ist bereits so ausgelegt, daß auch Texturuntersuchungen für axialsymmetrische Proben mit tetragonaler und orthorhombischer Kristallsymmetrie durchführbar sind. Das Programm für Messungen an RFR kann zu jeder Zeit noch auf diese Symmetrien erweitert werden.

L i t e r a t u r

- [1] Betzl, M. et al., Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 111
- [2] Urwank, P., Jahresbericht 1976, ZfK-315 (1976) 200
- [3] Bunge, H.-J.: Mathematische Methoden der Texturanalyse. Berlin: Akademie-Verlag 1969

4.11. MESSUNG VON PHONONENDISPERSIONSKURVEN DES Cr_3Si

L. Weiß

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

A.J. Rumjanzew

Institut für Atomenergie "I.V. Kurčatov", Moskau

G. Behr

Zentralinstitut für Festkörperphysik und Werkstofforschung, Dresden

Cr_3Si gehört zum Typ der A-15-Verbindungen. Während Cr_3Si kein Supraleiter ist, haben A-15-Verbindungen günstige Struktur für das Auftreten der Supraleitung, und viele dieser Verbindungen besitzen hohe Sprungtemperaturen, beispielsweise Nb_3Ge mit $T_c \approx 23$ K [1]. Über die Elektron-Phonon-Kopplung hat die Gitterdynamik beträchtlichen Einfluß auf die Sprungtemperatur. Zum Verständnis der hohen T_c sind Informationen über die elektronische Bandstruktur und die Gitterdynamik notwendig. Untersuchungen der Gitterdynamik mittels inelastischer Neutronenstreuung wurden an V_3Si - [2,3] und Nb_3Sn -Einkristallen [4] durchgeführt, wo die akustischen Phononendispersionskurven $\omega(\mathbf{q})$ der Δ_1^- , Δ_5^- und Σ_3^- -Zweige und des energetisch niedrigsten optischen Δ_5^- -Zweiges bestimmt wurden. Schneider et al. [5] haben an polykristallines Material die Phononenzustandsdichte $f(\omega)$ der A-15-Supraleiter V_3Si , V_3Ge , V_3Ga , Nb_3Sn und Nb_3Al gemessen. Sie folgern, daß die interatomaren Kräfte in Verbindungen mit 4,75 Valenzelektronen pro Atom (Vek) etwa 20 % höher als in Verbindungen mit 4,5 Vek sind.

Mittels Dreiachsenspektrometrie haben wir die Phononendispersionskurven des Cr_3Si in verschiedenen Symmetrierichtungen bestimmt. Die transversalen akustischen Δ_5^- - und Σ_3^- -Zweige und der energetisch niedrigste optische Δ_5^- -Zweig wurden bis zur Zonengrenze gemessen. Zwischen akustischen und optischen Δ_5^- -Zweig ist an der Zonengrenze kein gap. In Cr_3Si liegen die Frequenzen des Δ_5^- -Zweiges 16,5 bis 21,5 % und des Σ_3^- -Zweiges 22,4 bis 35 % höher als in

V_3Si . Das kann analog Schneider et al. [5] qualitativ verstanden werden, da Cr_3Si eine $V_{ek} = 5.5$ hat. Während jedoch in [5] die unterschiedlichen V_{ek} durch Variation der Zahl der Valenzelektronen der B-Atome der A_3B -Verbindungen bewirkt werden, kommt in Cr_3Si die hohe V_{ek} durch die A-Atome.

Die meisten Messungen wurden in der Nachbarschaft der (400)- und (320)-Punkte des reziproken Gitters durchgeführt, da dort der dynamische Strukturfaktor der untersuchten Moden groß ist. Die meisten Untersuchungen wurden an einem Einkristall von 6 mm Durchmesser, 35 mm Länge und einer Mosaikbreite von $10'$ f.w.h.m. durchgeführt. Messungen einzelner Phononen des akustischen Σ_3 -Zweiges bei 80 K zeigen keine Frequenzverschiebungen gegenüber den 293-K-Werten.

L i t e r a t u r

- [1] Geveler, G.R., Appl. Phys. Lett. 23 (1973) 480
- [2] Shirane, G. et al., Solid State Commun. 9 (1971) 397
- [3] Rumjanzew, A.J. et al., Fiz. tverd. tel. 19 (1977) 1715
- [4] Axe, J.D. and G. Shirane, Phys. Rev. B8 (1973) 1965
- [5] Schneider, E. et al., Proc. Conf. on Neutron Scattering, Gatlinburg, Vol. I (1976) 223

4.12. ÜBER DIE MÖGLICHE EXISTENZ VON "TANNENBAUMTEXTUREN"

S. Mattnies

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die $\tilde{f}(g) \leftrightarrow f(g)$ -Problematik und die damit gekoppelten Geisterphänomene bleiben auch im Falle einer allgemeinen Fasertextur erhalten, da sie nur mit dem Meßprozeß [1,2] und nicht mit den Probensymmetrieeigenschaften in Verbindung stehen, sie vereinfachen sich jedoch maximal:

$$\tilde{f}^F(\vec{g}) = [f^F(\vec{g}) + f^F(-\vec{g})]/2 \quad (\geq 0!); \quad \vec{g} = (\beta, \gamma), \quad g \in \{\alpha, \beta, \gamma\}.$$

Aus der Existenz von Deltapeaks in $\tilde{f}^F(\vec{g})$ bei $\vec{g} = \pm \vec{g}_0$ kann nichts Eindeutiges über $f^F(\vec{g})$ geschlossen werden. Sämtliche $f_0^F(\vec{g})$

$$f_0^F(g) = 4\pi [c_1 \delta(\vec{g} - \vec{g}_0) + c_2 \delta(\vec{g} + \vec{g}_0)]; \quad c_1 + c_2 = 1; \quad c_1, c_2 \geq 0$$

liefern ein und dasselbe $\tilde{f}_0^F(\vec{g})$. Der Spezialfall $c_1 = c_2$, der vom Typ her am häufigsten in der Realität vorkommen wird, enthält neben der Symmetrieachse C_∞ noch eine C_2 -Achse, d.h. $G_A = D_\infty$. Das ist der einzige Symmetriesonderfall, bei dem eine strukturierte OVF $f(g)$ mit der reduzierten OVF $\tilde{f}(g)$ identisch ist. Ob jedoch ein solcher Fall vorliegt, kann allein aus $\tilde{f}^F(\vec{g})$ nicht geschlossen werden.

Denkbar ist somit auch die Existenz von Texturen mit $c_1 \neq c_2$ und evtl. mehreren sowie breiteren Orientierungspeaks. In diesem Fall besitzt die Faserachse eine physikalisch ausgezeichnete Richtung. Bildlich gesprochen "zeigen" die Probenbausteine bei $c_1 = 1$ alle in eine Richtung der Faserachse, wobei das Bild eines Tannenbaums entsteht.

Während für lineare Mechanismen, bei denen die Probenbausteine unabhängig voneinander die makroskopischen Eigenschaften der Probe über ihre Orientungsverteilung bestimmen

$$I_1 = \text{Makrosk. Größe} = \int_G \text{Mikrosk. Größe}(g) \cdot f(g) \cdot dg.$$

und $f(g)$ auch durch $\tilde{f}(g)$ ersetzt werden kann [1,2], trifft dies für nichtlineare Mechanismen nicht zu. In diesem Fall spürt ein Probenbaustein die Orientierung seiner Nachbarn, und in einfacherer Näherung entsteht

$$I_2 = \text{Makrosk. Größe} = \iint_G \text{Mikrosk. Größe}(g, g') \cdot f(g) \cdot f(g') \cdot dg \cdot dg',$$

wobei I_2 auch von $\tilde{f}(g)$ aus $f(g) = \tilde{f}(g) + \tilde{\tilde{f}}(g)$ mitbestimmt wird.

Die makroskopischen Eigenschaften von Proben des Tannenbaumtype ($c_1 \neq c_2$) können sich also von den Eigenschaften üblicherweise auftretender Festertexturen ($c_1 = c_2$) für nichtlineare Mechanismen unterscheiden.

L i t e r a t u r

- [1] Matthies, S., phys. stat. sol. (b) 92 (1979) K135; Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 109
- [2] Matthies, S., Krist. Techn., im Druck (1980)

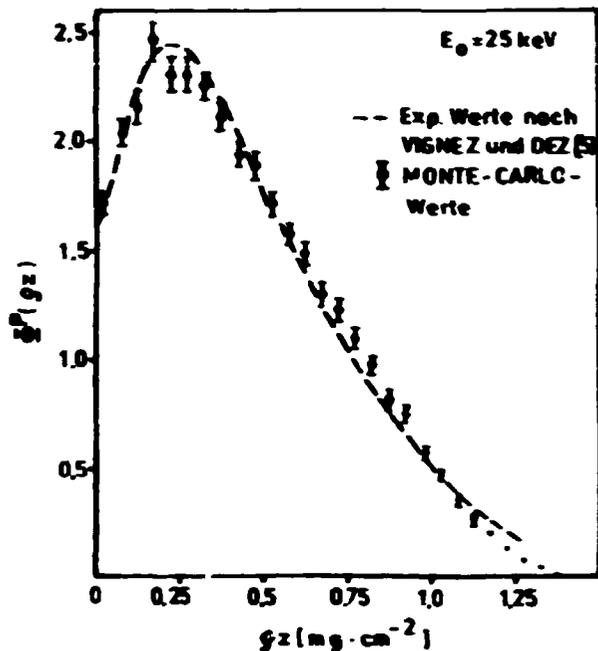
4.13. BERECHNUNG DER TIEFENVERTEILUNG DER PRIMÄREN IONISATION IN DICKEN EIN-ELEMENT-TARGETS BEI BESCHUSS MIT ELEKTRONEN AUS DEM ENERGIEBEREICH UNTERHALB VON 30 keV

M. Geber und P. Jugelt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Die energiedisperse Röntgenspektrometrie ermöglicht in Verbindung mit Elektronensonden die simultane Vielelementanalyse von Mikrobereichen. Neben der Entwicklung der Gerätetechnik (vgl. [1]) kommt der Ausarbeitung der Auswertverfahren und der Optimierung der Meßbedingungen entscheidende Bedeutung zu. Zur Stützung dieser Arbeiten an der Technischen Universität Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Angewandte Kernphysik, erfolgen transporttheoretische Untersuchungen zur Vorausberechnung der Photonenflußdichte am Detektorort. Den ersten Schritt bildet hierbei ein Programm zur Bestimmung der Tiefenverteilung der primären Ionisationen in dicken Ein-Element-Targets. Im Interesse der Allgemeingültigkeit wurde zur Lösung der Strahlungstransportgleichung für Elektronen die Monte-Carlo-Methode herangezogen. Aufgrund der großen Zahl elastischer Streuakte besteht die Besonderheit der Aufgabenstellung darin, den erforderlichen rechentechnischen Aufwand durch Auswahl eines geeigneten Modells zu minimalisieren.

Grundlage des von uns entwickelten Modells bildet die Vielfachstreuungstheorie von Moliere [2]. Dadurch wird im Vergleich zum Einzelstreuemodell die Anzahl der durchzuspielenden Streuakte um den Faktor 20 bis 30 reduziert. Zur Ermittlung des Energieverlustes längs der Wegstrecke Δs findet die nichtrelativistische Bethe-Gleichung (vgl. [3]) Verwendung. Die Berechnung der Anzahl der Ionisationen längs des Wegstückes Δs beruht auf dem von Gryzinsky [4] angegebenen Ionisationsquerschnitt.



Das Programm wurde zunächst am Beispiel der Tiefenverteilung der primären Ionisationen bei senkrechtem Elektroneneinfall für die Elemente Al, Ti, Cu, Ag, Au und Pb im Energiebereich der Primärelektronen bis 30 keV erprobt. Abb. 1 zeigt die berechnete Tiefenverteilung der K-Ionisationen in einem dicken Ti-Target bei Beschuß mit 25-keV-Elektronen. Die berechnete Verteilung stimmt innerhalb des statistischen Fehlers gut mit den experimentellen Werten von Vignez und Dez [5] überein.

Abb. 1
Tiefenverteilung der primären K-Ionisation in einem dicken Ti-Target

L i t e r a t u r

- [1] Dietze, I. et al., 2. Tagung "Nukleare Analyseverfahren", Dresden (1979) 267
- [2] Moliere, G., Z. Naturforsch. 3a (1948) 78
- [3] Bethe, H.A., Handbuch der Physik 24 (1933) 237
- [4] Gryzinski, M., Phys. Rev. A138 (1965) 336
- [5] Vignez, A. and G. Dez, J. Phys. D1 (1968) 1309

4.14. UNTERSUCHUNG METALLISCHER GLÄSER MITTELS POSITRONENANNIHILATION

Z. Kajcsos und I. Dezi

Zentrales Forschungsinstitut für Physik, Budapest

G. Brauer

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Seit einigen Jahren sind amorphe metallische Systeme wegen besonderen magnetischen, elastischen und anti-korrosiven Eigenschaften von hohem technischen Interesse. Im allgemeinen enthalten diese Legierungen Übergangsmetall- und Metalloidatome (B, P, Si) zur Stabilisierung der amorphen Struktur. Sowohl der strukturelle Aufbau als auch die Existenz von "Defekten" im glasigen Zustand solcher Legierungen sind bisher auch theoretisch noch ungeklärt.

Von Experimenten an kristallinen Festkörpern, insbesondere an reinen Metallen, ist bekannt, daß die Positronenannihilation eine sehr empfindliche Methode ist, um Defekte vom Leerstellentyp zu untersuchen [1].

Für die Untersuchungen legen die Systeme $Fe_{80}B_{20}$ (hergestellt im KFKI Budapest), $Fe_{40}Ni_{40}P_4B_{16}$ und $Fe_{32}Ni_{36}Cr_{14}P_{12}B_6$ (beides Importmaterial) als Band vor etwa 2 mm Breite und 40 μm Dicke vor. Um die notwendige Probendicke und -fläche zu erreichen, wurden drei übereinanderliegende Schichten auf ein 10 x 10 mm² großes Trägerblech aus rostfreiem Stahl durch Punktschweißung aufgebracht. Als Positronenquelle wurde ^{22}Na (10^5 Bq entsprechend 3 μCi) zwischen 2,5 μm dicker Hostaphanfolie benutzt. Die Detektorauflösung betrug 1.10 keV bei

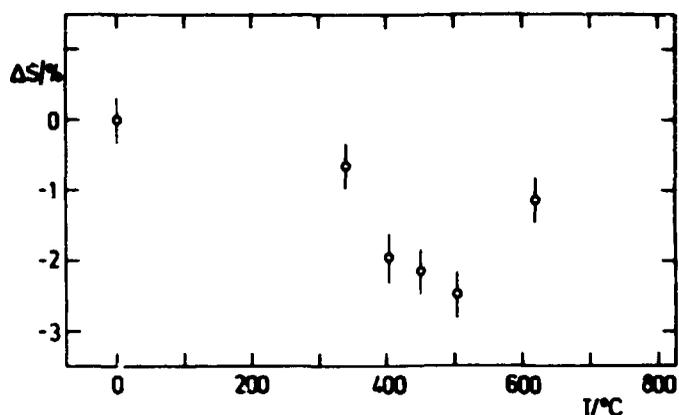


Abb. 1

Relative Änderung des S-Parameters von $Fe_{80}B_{20}$ als Funktion der Wärmebehandlung bei verschiedenen Temperaturen

Änderungen für das System $Fe_{80}B_{20}$, während die beiden übrigen Systeme keine signifikanten Änderungen im untersuchten Temperaturbereich zeigen. Die Abnahme des S-Parameters nach Wärmebehandlung des Systems $Fe_{80}B_{20}$ oberhalb $300^{\circ}C$ hängt mit dem Übergang in die kristalline Phase zusammen [2,3,4]. Ob die sich andeutende Zunahme des S-Parameters infolge Wärmebehandlung bei $620^{\circ}C$ auch bei höheren Behandlungstemperaturen anhält, bleibt durch weitere Untersuchungen zu klären.

L i t e r a t u r

- [1] Positrons in solids, Ed. by P. Hautojärvi, Berlin: Springer-Verlag 1979
- [2] Kajcsos, Z. et al., V. Int. Conf. Positron Annihilation, Lake Yamanaka (1979), Report 11B-III-6
- [3] Kemeny, T. et al., KFKI-Report 56 (1978)
- [4] Vincze, I. et al., KFKI-Report 54 (1978)

4.15. UNTERSUCHUNG AN MONDMATERIAL DER SOWJETISCHEN SONDE LUNA 24

G. Just

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, FB Geophysik

G. Looe und M. Saupe

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KC

G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für die Untersuchung mit Hilfe der Neutronenaktivierungsanalyse standen uns etwa 100 mg Mondmaterial (LUNA 24) zur Verfügung, das vom Zentralinstitut für Physik der Erde bereitgestellt worden war. Eine Menge von etwa 15 mg wurde im Gesamtfluß des Reaktors mit einer Dosis von 10^{18} Neutronen/cm² aktiviert. Die Bestrahlung der größeren Restmenge erfolgte hinter einem Kadmiumfilter mit einer Dosis von etwa 10^{17} epithermalen Neutronen/cm². In beiden Fällen wurden als Referenzmaterial zusätzliche vergleichbare Mengen eines geologischen Standards (Basalt Mellenbach) bestrahlt. Für die gamma-spektroskopischen Messungen stand sowohl ein Ge(Li)-Detektor als auch ein hochauflösender Ge-Röntgendetektor zur Verfügung. Insgesamt konnten folgende Elemente relativ zum geologischen

514 keV (^{85}Sr). Alle Messungen der Dopplerverbreiterung der Annihilationsstrahlung erfolgten bei Raumtemperatur in Sandwichtechnik im ZfK Rossendorf. Im Ausgangszustand unterscheiden sich die drei Systeme nicht im S-Parameter. Nach einer Wärmebehandlung bei verschiedenen Temperaturen für jeweils 10 min (Aufheizgeschwindigkeit $10 K min^{-1}$, alle Proben gleichzeitig in einer Quarzampulle, Schutzgas 300 Torr Argon) ergeben sich die in Abb. 1 dargestellten Än-

Standard bestimmt werden: Ca, Sc, Cr, Fe, Co, Ni, Zn, As, Br, Rb, Sr, Ag, Sn, Sb, Cs, Ba, La, Ce, Nd, Sm, Eu, Tb, Tm, Yb, Lu, Hf, Ta, W, Au, Th, U. Ein Vergleich der unter verschiedenen experimentellen Bedingungen erhaltenen Ergebnisse ist für einige Elemente in Tab. 1 dargestellt. Für die Elemente Sr und Ba werden zuverlässige Ergebnisse nur durch Aktivierung mit epithermischen Neutronen erreicht.

Der LUNA-24-Regolith zeichnet sich durch hohen Eisengehalt und extrem niedrige Werte für Thorium und Uran aus, eine Tatsache, die für eine geringe Differentiation des enthaltenen Basaltmaterials spricht und mit den Analyseergebnissen der Seltenen Erden [1] in guter Übereinstimmung ist. Die Ergebnisse können durch Anwesenheit von Meteoritenmaterial im Regolith modifiziert sein.

Tabelle 1

Ergebnisse der instrumentellen Neutronenaktivierungsanalyse bei unterschiedlichen experimentellen Bedingungen
Wenn nicht anders vermerkt, sind die Angaben in ppm (10^{-4} %). Ein Strich bedeutet: kein Meßergebnis.

Element	Ge(Li)-Halbleiterdetektor		Germanium-Röntgendetektor	
	Gesamtfluß $10^{18} n_{th}/cm^2$	hinter Cd $10^{17} n_{epi}/cm^2$	Gesamtfluß $10^{18} n_{th}/cm^2$	hinter Cd $10^{17} n_{epi}/cm^2$
Ca	-	-	7.2 %	6.6 %
Sc	43.1	44.9	-	-
Fe	15.8 %	15.7 %	15.9 %	15.6 %
Co	58.0	57.2	-	-
Br	0.5	0.5	-	-
Sr	-	81	-	55
Ba	-	35	-	37
La	3.7	3.7	-	-
Ce	7.1	5.5	6.5	5.5
Nd	-	-	8.1	8.1
Sm	1.5	1.6	-	-
Eu	0.69	0.72	0.62	0.67
Tb	0.39	0.37	0.37	0.37
Tm	-	-	0.24	0.23
Yb	1.2	-	1.6	1.45
Hf	1.5	1.2	1.2	1.35
Ta	-	0.13	0.12	0.13
W	0.22	0.26	-	0.33
Th	-	0.29	-	0.36

L i t e r a t u r

- [1] Just, G. et al., Jahrestagung des Zentralinst. f. Physik der Erde, Potsdam (1979)

4.16. DER EXPERIMENTELLE NACHWEIS CHARAKTERISTISCHER RÖNTGENSTRAHLUNG VON ELEKTRONEN-IONEN-RINGEN

G. Zachornack und G. Müller

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

G. Musiol

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Für die Diagnostik von Elektronen-Ionen-Ringen wurde am Schwerionenkollektivbeschleuniger des Vereinigten Instituts für Kernforschung Dubna eine Analyse-methode [1,2] ausgearbeitet, die auf der Messung der charakteristischen Röntgenstrahlung von sich im Elektronenring befindlichen Ionen beruht. Zu diesem Zwecke wurde ein hochauflösendes Röntgenspektrometer auf der Basis eines hochreinen Germaniumdetektors entwickelt [3,4]. Die Ergebnisse erster Messungen mit diesem Spektrometer an mit Xenonionen beladenen Elektronenringen sollen vorgestellt werden.

Um einfache geometrische Verhältnisse zu erhalten, wurde eine Meßgeometrie gewählt, bei der der Detektor durch die Beschleunigungsröhre direkt auf die Ringebene schaut. In dieser Geometrie wird die emittierte charakteristische Röntgenstrahlung durch ein 40 µm dickes Titanfenster und durch 135 cm Luft geschwächt. Der Geometriefaktor der Messung betrug bei der Verwendung eines Röntgendetektors mit 100 mm² effektiver Oberfläche $3.2 \cdot 10^{-7}$.

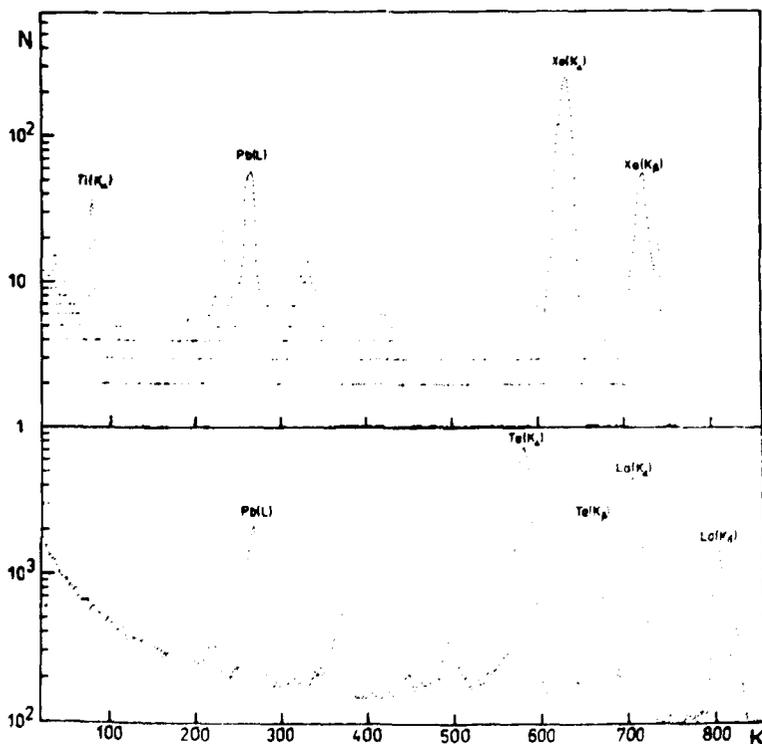


Abb. 1

Röntgenspektrum, gemessen an mit Xenonionen beladenen Elektronenringen (oben), verglichen mit Fluoreszenzanregung von Tellur, Lanthan und Blei (unten)

Abb. 1 zeigt ein an Elektronen-Ionen-Ringen des Dubnaer Schwerionenkollektivbeschleunigers gemessenes Xenon-Röntgenspektrum. Zum Vergleich wird im unteren Bildteil ein durch Fluoreszenzanregung mit einer ⁵⁷Co-Quelle ($3.7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} = 10 \text{ mCi}$) für die Kalibrierung aufgenommenes K-Röntgenspektrum von Tellur und Lanthan gezeigt. Daneben ist die L-Röntgengruppe von Blei zu erkennen, welche durch Fluoreszenzanregung der Atome der Bleiabschirmung hervorgerufen wird. Diese Gruppe tritt gleichfalls bei Messungen während des Beschleunigerbetriebes auf, da die Quanten der auftre-

tenden Elektronenbremsstrahlung ebenfalls die genannten Anregungsprozesse verursachen. Darüber hinaus können in dem am Beschleuniger gemessenen Xenon-Röntgenspektrum Titan-Röntgenpeaks beobachtet werden, welche durch Fluoreszenzanregung im Titanübergangfenster entstehen. Xenon-L-Röntgenstrahlung konnte nicht beobachtet werden, da die Schwächung dieser relativ niederenergetischen Strahlung durch das Titanfenster und die zu durchquerende Luft die Schwächung der K-Röntgenstrahlung von Xenon um mehrere Größenordnungen übersteigt. Die echte Meßzeit für die Aufnahme des in Abb. 1 gezeigten Xenonspektrums betrug 0.84 s, was 700 Beschleunigerzyklen bei einer Meßzeit von je 1.2 ns entspricht. Die Berechnung des Produktes der integralen Teilchenzahlen im Elektronen-Ionen-Ring aus den erhaltenen Meßergebnissen führt auf $N_e \cdot N_{SI} = (2 \pm 0.8) \cdot 10^{23}$ pro Ring (N_e - Elektronenzahl, N_{SI} - Zahl der kollektiv gesammelten Schwerionen). Das Ziel der beschriebenen Experimente war in erster Linie der Nachweis der charakteristischen Röntgenstrahlung. Zur exakten Bestimmung der integralen Teilchenzahl im Ring ist es notwendig, die Koinzidenz zwischen der Injektionszeit des Gasimpulses und dem Elektronenring, welcher zu dieser Zeit die Gasimpulstrajektorie kreuzen sollte, zu überprüfen.

Die vorgestellten Experimente haben gezeigt, daß röntgenspektroskopische Messungen unter den komplizierten Bedingungen des Schwerionenkollektivbeschleunigers mit sehr gutem Effekt-zu-Untergrund-Verhältnis und guter energetischer Auflösung durchgeführt werden können. Damit wird es möglich, Elektronen-Ionen-Ringe in der Zukunft als spektroskopische Quelle für hochionisierte Atome zu nutzen und der zu erwartenden Unikalität des Schwerionenkollektivbeschleunigers eine neue Seite - Quelle hochionisierter Ionen für atomphysikalische Untersuchungen - hinzuzufügen.

L i t e r a t u r

- [1] Siebert, H.-U. et al., Preprint P9-9366 Dubna (1975)
- [2] Zschornack, G. und G. Musiol, Preprint P13-12540 Dubna (1979)
- [3] Zschornack, G. et al., Preprint P13-12541 Dubna (1979)
- [4] Zschornack, G. et al., Preprint P13-12542 Dubna (1979)

4.17. UNTERSUCHUNG DES PROTONENINDUZIERTEN P-K α -KOSSELREFLEXES VON GaP MIT DEM Si(Li)-DETEKTOR [1]

C. Ascheron, G. Otto, R. Flammeyer und V. Geist
Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Durch Elektronen- oder Protonenbeschuß von Einkristallen erzeugte Kosselreflexe werden i.a. mit Röntgenfilmen registriert und photometrisch ausgewertet [2]. Werden aber mehrkomponentige Einkristalle untersucht und soll der Kosselreflex nur einer Atomsorte studiert werden, dann beeinträchtigt die charakteristische Strahlung der übrigen Atome und natürlich auch die gesamte Bremsstrahlung durch den zusätzlichen Untergrund auf dem Film den Kontrast und die Auswertung des Reflexes.

Um den Einfluß dieser störenden Untergrundstrahlung auszuschließen, wurde der (111)-P-K α -Kosselreflex von GaP mit einem Si(Li)-Röntgendetektor punktweise abgetastet. Dabei wurde die Änderung des Peakinhalte der P-K-Röntgenlinie in

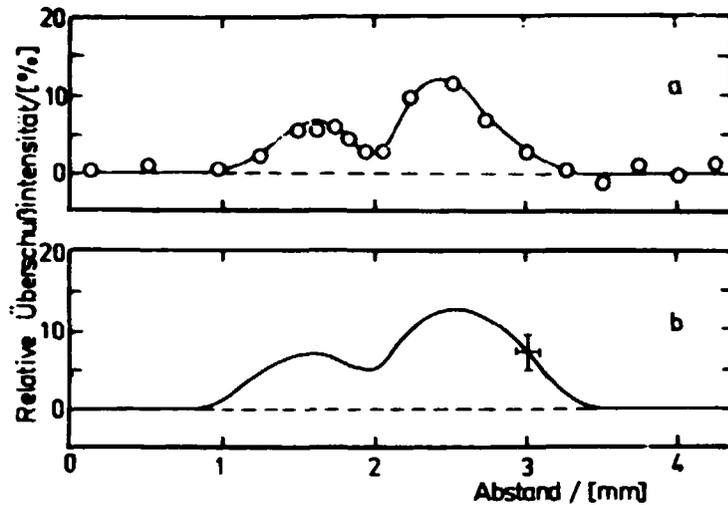


Abb. 1

Linienprofil des (111) - $P-K_{\alpha}$ -Kesselreflexes, erhalten bei Abtastung mit einem Halbleiterdetektor (a) und bei der photographischen Registrierung (Röntgenfilm TF 10) (b). (Protonenenergie 1 MeV, Abstand Kristall-Detektor 400 mm)

Einechußwinkel der Protonen und Austrittswinkel der Strahlung ca. 30° zur Kristalloberfläche; zwischen Kristall und Film bzw. Detektor befanden sich eine $16 \mu\text{m}$ starke Mylarfolie und ein 5 mm breiter Luftspalt.

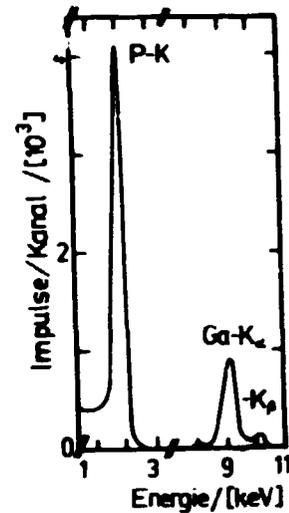


Abb. 2

Röntgenspektrum, das beim Beschuß von GaP mit 1-MeV-Protonen in random-Richtung erhalten wurde

Abhängigkeit vom Detektionswinkel gemessen. Verglichen wurde die so erhaltene Profilkurve mit einer mittels Filmaufnahme gewonnenen Photometerkurve des Reflexes. Diese Aufnahme erfolgte in gleicher Entfernung und unter nahezu identischen experimentellen Bedingungen wie die Detektormessungen.

Wie Abb. 1 zeigt, liefern beide Verfahren ähnliche Profile bezüglich Form und Intensität. Die beiden Maxima entsprechen der $P-K_{\alpha 1}$ - und der $P-K_{\alpha 2}$ -Linie. Der geringe Intensitätsgewinn beim Einsatz eines Halbleiterdetektors ist auf die wesentlich höhere Ausbeute an P-K-Quanten gegenüber der Ausbeute an Ga-K-Quanten zurückzuführen (Abb. 2). (Der Beitrag dieser Ga-K-Strahlung zur Filmschwärzung ist ebenfalls relativ gering (siehe Bericht 6.26).

Der Einsatz eines Halbleiterdetektors könnte dann nützlich werden, wenn die Intensität der interessierenden Strahlung kleiner oder gleich der der anderen Strahlungen ist und ein "Ausfiltern" bei der photographischen Registrierung Schwierigkeiten bereitet.

L i t e r a t u r

- [1] Ascheron, C., Dissertation A, KMU Leipzig (1979)
- [2] Geist, V. and R. Flagmeyer, phys. stat. sol. (a) 26 (1974) K1

4.18. STRAHLENSCHÄDEN UND GITTERAUFWEITUNG IN PROTONENBESTRAHTEM GaP

R. Flügler, G. Kügler und V. Geist
 Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Durch Protonenbeschuß erzeugte Strahlenschäden können zu beträchtlichen Gitteraufweitungen führen, wie z.B. für GaP mit Hilfe des protoneninduzierten Kessel-effekts gezeigt wurde [1]. Weitere Informationen über die in Oberflächennähe gebildeten Defekte lieferten Rückstreu-Kanaliserungs-Messungen von Protonen an gleichen $\{111\}$ -GaP-Material, das bei Raumtemperatur (RT) mit Protonen der Energie $E = 0.3 \text{ MeV}$ und $E = 1.0 \text{ MeV}$ bis zu Dosen von $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ bestrahlt und in situ bei $E = 1 \text{ MeV}$ analysiert wurde [2]. Abb. 1 zeigt typische Spektren;

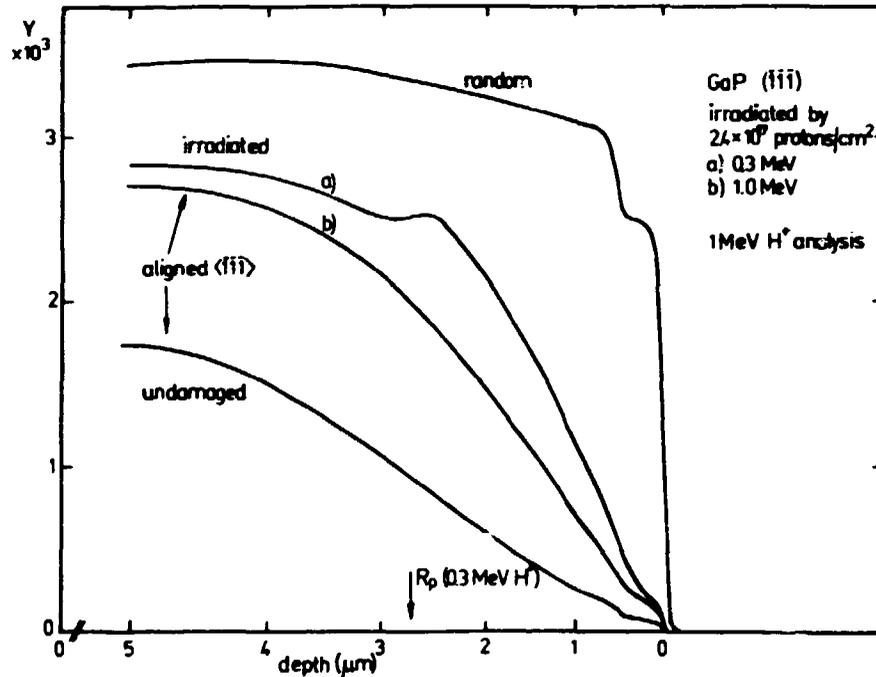


Abb. 1
 Aligned-Spektren von ungeschädigtem bzw. mit 0.3 MeV und 1.0 MeV H⁺-Ionen der Dosis $2.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ bestrahltem GaP und zugehöriges Randspektrum

im Falle der 0.3-MeV-H⁺-Implantation wird der gesamte geschädigte Tiefenbereich abgebildet (projizierte Reichweite $\approx 2.7 \mu\text{m}$). Aus den Spektren wurden die Tiefenprofile der Streuzentrenkonzentration auf konventionelle Weise [3] abgeleitet. GaP zeigt andere Spektrenverläufe als protonenbestrahltes Silizium, und die Zunahme der Defektdichte mit der Dosis ist stärker, wie eigene vergleichende Messungen und Literaturwerte (z.B. [4]) zeigen. Über die relative Anzahl der deplazierten Gitteratome kann nicht ausgesagt werden, da wahrscheinlich keine Gleichverteilung der Defekte über den "Kanal" vorliegt und starke Gitterverspannungen auftreten. Die Akkomodation des Gitters an die entstandenen Vakanzen hat zahlreiche kleine Atomrelaxationen in die "Kanäle" hinein zur Folge, die zu verstärkter Dekanaliserung und auch Rückstreuung führen [5]. Die Defektdichte im Tiefenbereich von 1 bis $2 \mu\text{m}$ wurde im Vergleich zur Gitteraufweitung über der Dosis aufgetragen (Abb. 2). Wie ersichtlich, stehen Strahlenschäden und

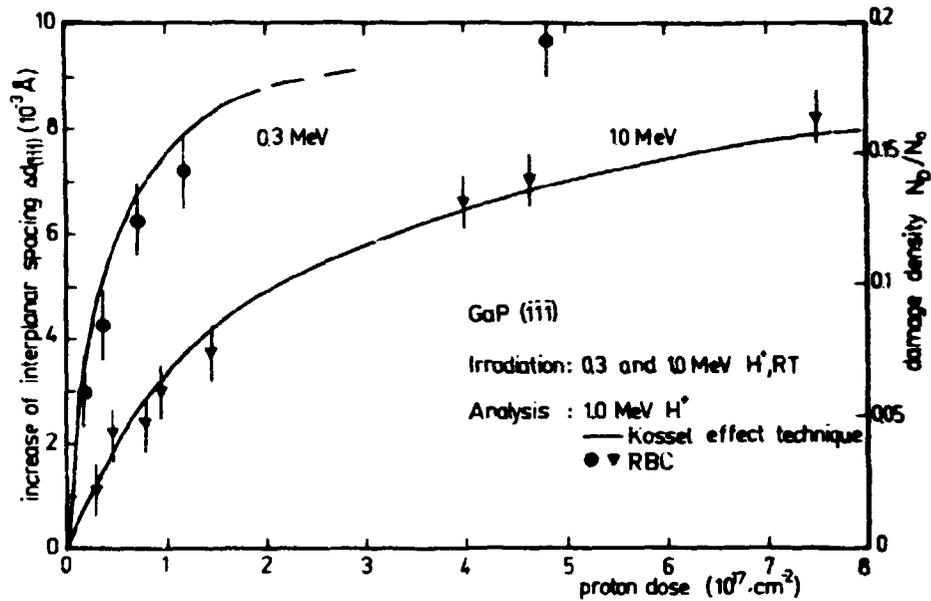


Abb. 2

Gitteraufweitung $\Delta d_{(111)}$ (linke Skala) und Defektdichte N_p/N_0 (rechte Skala) in GaP nach Protonenbeschuss bei Raumtemperatur in Abhängigkeit von der Dosis (RBC bedeutet Rutherford backscattering - channeling)

Expansion des Gitters in einem direkten Zusammenhang; die Kurvenverläufe zeigen zugleich das für den Beschuss mit leichten Ionen bei RT typische Sättigungsverhalten.

L i t e r a t u r

- [1] Geist, V. et al., Phys. Lett. 64A (1978) 421; Flagmeyer, R. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Beam Modification of Materials, Budapest (1979) 1627
- [2] Kügler, G., Diplomarbeit, KMU Leipzig (1979)
- [3] Ziegler, J.F., J. Appl. Phys. 43 (1972) 2973; Meyer, I., phys. stat. sol. (b) 44 (1972) 253
- [4] Nashiyama, I., Phys. Rev. B17 (1978) 104
- [5] Walker, R.S. and D.A. Thompson, Radiation effects 36 (1978) 205

4.19. IONOMETRISCHE DEFECTANALYSE

B. Gruska

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Untersuchungen der Streuung kanalisierter Ionen an Defekten in kristallinen Festkörpern zeigen eine defektspezifische Abhängigkeit der Dekanalisation von der Einschussenergie der Teilchen und der Targettemperatur [1,2]. Durch systematische Messungen der Dekanalisation von Teilchen an Punktdefekten, Defektclustern, Versetzungen und Stapelfehlern in ionenimplantiertem und thermisch ausgeheiltem Silizium konnte nachgewiesen werden, daß mit Hilfe der Methode der Rutherford-Weitwinkelstreuung (RBS) verschiedene Defektypen und ihre Konzentration bestimmt werden können [3-6].

In Tab. 1 sind die experimentell ermittelten Abhängigkeiten meßbarer Größen von der Einschußenergie und der Targettemperatur sowie die spezifische Defektkonzentration für RBS-Messungen und die Nachweisgrenzen für verschiedene Defekte zusammengestellt.

Tabelle 1

Mit RBS meßbare Größen. $\chi(Z)$ und $\chi_1(Z)$ bezeichnen die auf das random-Spektrum normierte Ausbeute rückgestreuter Ionen bei kanalisiertem Einschuß in die implantierte bzw. unimplantierte Probe in Abhängigkeit von der Tiefe Z. $\Delta\chi(Z)$ ist der durch Defekte induzierte Anteil der Dekanalisation. $\gamma(Z)$ bezeichnet die totale Dekanalisationswahrscheinlichkeit. T ist die Targettemperatur, I die Inzidenzenergie und α ein Parameter.

Aufgrund der in der letzten Spalte angegebenen relativ hohen Nachweisgrenze für die aufgeführten Defektarten ist das Verfahren insbesondere für die Untersuchung der Defektbildung, -ausheilung und -umbildung in implantierten Schichten geeignet.

Defekt	exp. Größe	E-Abh.	T-Abh.	Konzentration	Nachweisgrenze
Interstitutionelle Defekte	$\Delta\chi(Z) = \chi_R(Z) - \chi_1(Z)$	$\sim E^{-1}$	$\sim T^1$	Streuzentren pro Flächeneinheit	$2 \cdot 10^{15}/\text{cm}^2$
Vakanzenartige Defekte		$\sim E^{-2}$ $\alpha \ll 1$	$\sim T^0$		$5 \cdot 10^{16}/\text{cm}^2$
Versetzungen	$\gamma(Z) = -\ln \left(\frac{1 - \chi(Z)}{1 - \chi_1(Z)} \right)$	$\sim E^{1/2}$	$\sim T^{1/2}$	projizierte Versetzungslänge pro Flächeneinheit	$1 \cdot 10^5 \text{ cm}/\text{cm}^2$ (= $10^9 \text{ Vere}/\text{cm}^2$)
Stapelfehler	$\gamma(Z) = -\ln \left(\frac{1 - \chi(Z)}{1 - \chi_1(Z)} \right)$	$\sim E^0$	$\sim T^1$	Zahl versetzter Atomreihen pro Flächeneinheit	$3 \cdot 10^{15}/\text{cm}^2$

L i t e r a t u r

- [1] Quere, Y., phys. stat. sol. 30 (1968) 713
- [2] Campisano, S.U. et al., Nucl. Instr. Meth. 149 (1978) 371
- [3] Gruska, B. und G. Götz, 2. Tagung "Nukleare Analysenverfahren", Dresden (1979) 92
- [4] Gruska, B. und G. Götz, 10. Allunionskonf. über die Wechselwirkung schneller geladener Teilchen mit Festkörpern, Moskau (1979)
- [5] Gruska, B., 5. Arbeitstagung Ionenimplantation Lauscha (1978)
- [6] Gruska, B., 6. Arbeitstagung Ionenimplantation Finsterberger (1979)

4.20. DER NACHWEIS VON OBERFLÄCHENVERUNREINIGUNGEN FESTER TARGETS MIT HILFE VON PROTONENINDUZIERTER γ -STRAHLUNG

C. Bauer, P. Gippner, R. Mann und W. Rudolph

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Mit der im Beitrag 6.24. dieses Berichtes beschriebenen Meßkammer wurden Fluor- und Natriumverunreinigungen von Si-Oberflächen sowie Fluor-Kontaminationen von Zirkonblechen untersucht. Der Fremdelementnachweis erfolgte durch die Messung der γ -Strahlung, die von den Produktkernen der Reaktionen $^{19}\text{F}(p,p')^{19}\text{F}^*$, $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}^*$ und $^{23}\text{Na}(p,p')^{23}\text{Na}^*$ emittiert wird.

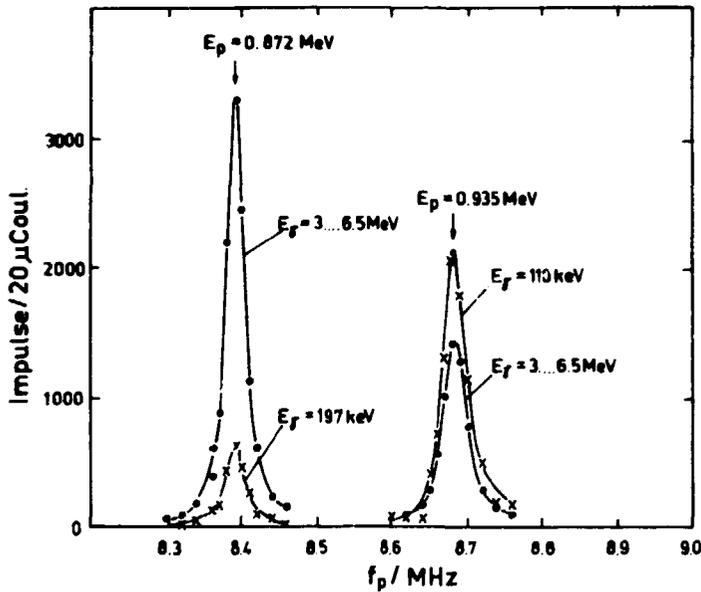


Abb. 1

Anregungsfunktionen der $^{19}\text{F}(p,p')^{19}\text{F}$ - und der $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ -Reaktion, gemessen an einem dicken Zr-Target. Die Resonanzkurven wurden mit Hilfe der γ -Linien bei $E_\gamma = 110$ keV bzw. 197 keV ($^{19}\text{F}(p,p')^{19}\text{F}$) und bei $E_\gamma = 6131$ keV, 6916 keV und 7115 keV ($^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$) erhalten. Zwischen der Frequenz f_p der Kernresonanzsonde und der Protonenenergie E_p besteht die Beziehung $E_p/\text{MeV} = 1.24553 \cdot 10^{-2} (f_p/\text{MHz})^2$.

Abb. 1 zeigt die Anregungsfunktionen der Reaktionen $^{19}\text{F}(p,p')^{19}\text{F}$ und $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ für die Resonanzen bei

$E_p = 0.872$ MeV und 0.935 MeV [1], gemessen an einem dicken Zr-Target mit einer Fluor-Oberflächenkontamination von etwa 10^{16} Atomen/cm². Um die Resonanzkurven der Reaktion $^{19}\text{F}(p,p')^{19}\text{F}$ zu erhalten, wurden die Flächen der jeweils intensiveren der beiden niederenergetischen γ -Linien des ^{19}F ausgewertet, die eine

Energie von $E_\gamma = 110$ keV bzw. 197 keV besitzen. Für $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ wurden die γ -Intensitäten im Energiebereich $E_\gamma = 3$ bis 6.5 MeV summiert.

Abb. 2 zeigt das γ -Spektrum eines dicken, fluorkontaminierten Zr-Targets, das mit Protonen der Energie $E_p = 0.935$ MeV beschossen wurde. Aus Ver-

gleichmessungen an Eichtargets ergab sich für diese Probe eine Oberflächenverunreinigung von $1 \cdot 10^{16}$ Fluor-Atomen/cm².

Abb. 3 zeigt die Anregungsfunktionen der Reaktion $^{23}\text{Na}(p,p')^{23}\text{Na}$ für die Resonanzen bei $E_p = 1.2836$ MeV und 1.458 MeV [2]. Die Resonanzkurven wurden anhand der Intensität des 439-keV-Überganges im ^{23}Na erhalten. Die bisher vorliegenden Ergebnisse gestatten, als Nachweisgrenze für F auf Zr- und für Na auf Si-Oberflächen den Wert $S = 1 \cdot 10^{14}$ Atome/cm² anzugeben.

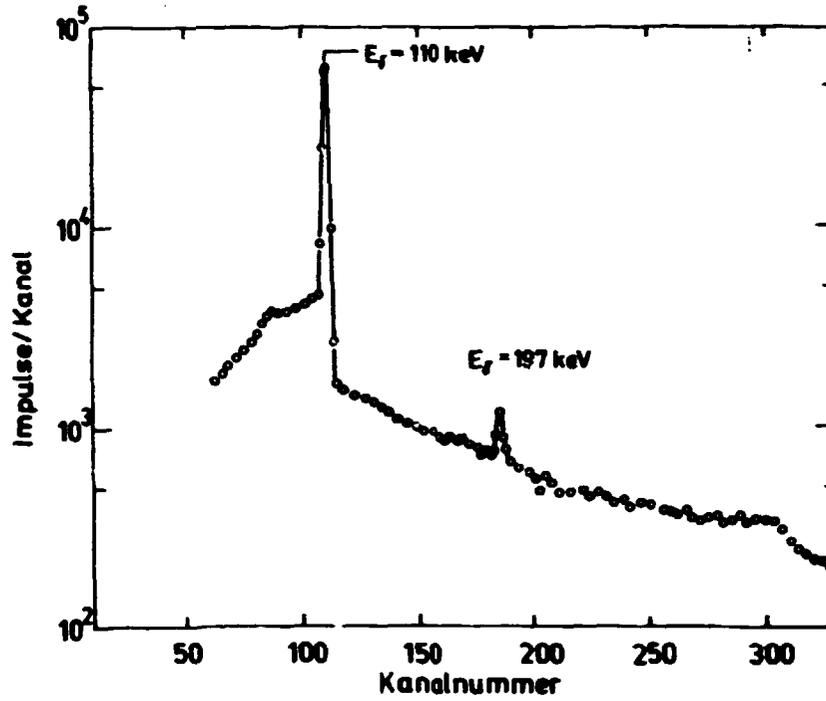


Abb. 2

γ -Spektrum eines dicken Zr-Targete mit einer Fluor-Oberflächenkontamination von $1 \cdot 10^{16}$ Atomen/cm². Die Inzidenzenergie der Protonen war $E_p = 935 \text{ keV}$, die gesammelte Ladungsmenge betrug $Q = 1000 \mu\text{C}$.

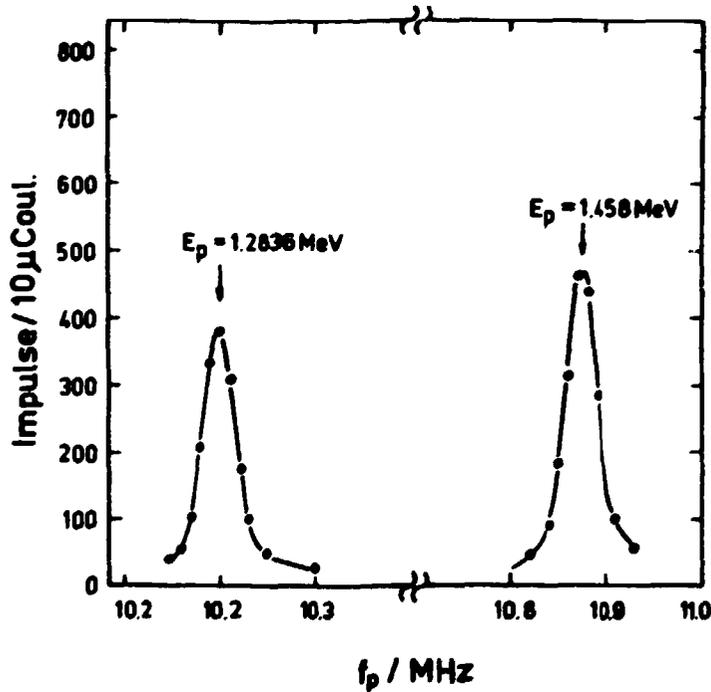


Abb. 3

Anregungsfunktion der Reaktion $^{23}\text{Na}(p,p')^{23}\text{Na}$, gemessen an einem dicken Si-Target, das mit $1 \cdot 10^{16}$ Na-Atomen/cm² implantiert worden war

L i t e r a t u r

- [1] Ajzenberg-Selove, F., Nucl. Phys. **A300** (1978) 1
- [2] Endt, P.M. und C. van der Leun, Nucl. Phys. **A310** (1978) 1

4.21. REAKTIVES IONENSTRAHLÄTZEN MIT CF_3H UND N_2O

W. Helmlreit

Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung Leipzig, Bereich
Strahlenforschung

Über Untersuchungen zum reaktiven Ätzen mit einem " CF_4 -Ionenstrahl" wurde bereits berichtet [1], ebenso über die dazu verwendete Apparatur.

" CF_3H -Ionenstrahl": Bei Verwendung von CF_3H als Betriebsgas der Ionenquelle treten gegenüber CF_4 erhebliche Änderungen in der Strahlzusammensetzung auf, da sich in der Entladung neben CF^+ -Ionen auch solche bilden, die Wasserstoff enthalten (z.B. H_2^+ , CF_2H^+ , $C_2H_4^+$ usw.). Die Abhängigkeit der Ätzgeschwindigkeit vom Ätzgasdruck und der Ionenenergie zeigt den bereits bei CF_4 beobachteten Verlauf [1]. Eine Diskussion dieses Verhaltens und der beim Ionenstrahlätzen möglicherweise ablaufenden Reaktionen enthält [2].

Für die Ionenbeschleunigungsspannung 1 kV, die Stromdichte 1 mA/cm^2 und einen Betriebsdruck von $3 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$ wurden die in Tab. 1 zusammengestellten Ätzgeschwindigkeiten und Selektivitätswerte erhalten.

Tabelle 1

Ätzgeschwindigkeit v und Selektivität beim Ionenstrahlätzen mit CF_3H (in Klammern gesetzte Werte gelten für CF_4)

	v [nm/s]	Selektivität
SiO_2	4 (-)	$v(SiO_2)/v(Si) = 16 \text{ bis } 20:1$ (8:1)
Si_3N_4	0.5 (1.2)	$v(Si_3N_4)/v(Si) = 2:1$ (2:1)
AZ 1350 H	< 0.3 (1)	$v(AZ)/v(SiO_2) < 1:10$ (1:3.5)
Si	0.2 (0.5)	

Der relativ hohe Wasserstoffgehalt im CF_3H -Plasma wirkt offenbar dem oxidativen Abbau des Lackes entgegen (Gettereffekt). Dies ist auch der Grund für die kleinere Ätzgeschwindigkeit beim Si_3N_4 .

Unter den oben genannten Bedingungen wurden auch Ätzversuche an Al-Schichten durchgeführt. Die gemessenen Ätzgeschwindigkeiten (1.2 nm/s für CF_4 und 0.7 nm/s für CF_3H) liegen im Bereich physikalischer Zerstäubungsgeschwindigkeiten (vgl. z.B. [3]). Wie beim GaAs und GaAsP [1] bilden sich auch hier auf der Substratoberfläche nichtflüchtige Fluoride, die den reaktiven Abtrag verhindern.

" N_2O -Ionenstrahl": Für das selektive reaktive Ätzen von Foto- und Elektronenstrahlresists wird beim plasmachemischen Ätzen ein Sauerstoff/Argon-Gemisch verwendet. Beim Ionenstrahlätzen führt dieses Gemisch zu einem erhöhten Verschleiß der Quellenmaterialien. Es wurde deshalb versucht, reaktiven Sauerstoff vorwiegend außerhalb der Ionenquelle zu erzeugen. Aufgrund ihres großen Elektroneneinfangquerschnitts bieten sich N_2O und CO_2 dafür an. Der reaktive Sauerstoff wird dabei vorwiegend durch Neutralisation der aus der Quelle extrahierten N_2O^+ - (bzw. CO_2^+ -) Ionen erzeugt ($N_2O^+ + e^- \rightarrow N_2 + O$). Die Abhängigkeit der Ätzgeschwindigkeit vom Druck bzw. der Ionenenergie ist in Abb. 1 gezeigt; sie weist den für das reaktive Ätzen typischen Verlauf auf [1,2].

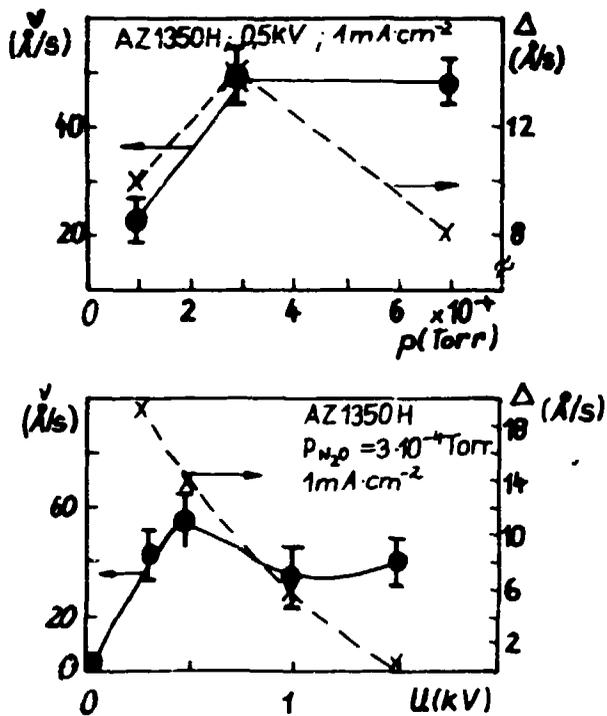


Abb. 1
 Abhängigkeit der Ätzgeschwindigkeit (v) für AZ 1350 H vom Ätzgasdruck (p) und der Ionenbeschleunigungsspannung (U) für N_2O als Betriebsgas
 — für vollständige Strahlneutralisation
 - - - Differenz Δ der Ätzgeschwindigkeiten bei vollständiger und fehlender Strahlneutralisation

Offenbar nimmt der Einfluß der Neutralisation auf die Ätzgeschwindigkeit unter den gegebenen Versuchsbedingungen mit steigender Ionenbeschleunigungsspannung und zunehmendem Druck ab. Möglicherweise überwiegen andere Erzeugungsmechanismen für reaktive Spezies (z.B. Ionen-Molekül-Reaktionen in der Quelle, dissoziative Chemisorption an der Targetoberfläche u.a.) zunehmend der Neutralisationseffekt. Die Resistentfernung erfolgt unter den genannten Bedingungen mit hoher Selektivität (z.B. $v(AZ)/v(SiO_2) > 20:1$).

L i t e r a t u r

[1] Helmstreit, W., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 137; Helmstreit, W. und F. Bigl, ebd. 236
 [2] Helmstreit, W. und F. Bigl, Tagungsband des Sympos. "Grundlagen zu Bauelementetechnologien der Mikroelektronik", Frankfurt/O. (1979) (im Druck)
 [3] Prospekt d. Anlage MIM TLA 5.5-II d. Fa. TECHNICS

4.22. ZUR KONTROLLE DES IONENSTRAHLÄTZENS DURCH LICHT, WELCHES BEIM SPUTTERN EMITTIERT WIRD

F.K. Naehring und C. Weise
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Beim Ionenstrahlätzen zur Strukturierung der Schichtsysteme von Festkörperschaltkreisen ist eine Kontrolle der Ätztiefe notwendig. Der Ätzprozeß muß an bestimmten Grenzflächen abgebrochen werden. Zum Erkennen dieses Zeitpunktes läßt sich die Tatsache ausnutzen, daß ein Teil der abgestäubten Atome das Target in angeregtem Zustand verläßt und dann unter Aussendung von Photonen charakteristischer Wellenlänge in den Grundzustand übergeht (ioneninduzierte Lichtemission [1]). Man erhält dadurch ein materialepezifisches Signal, das zur Überwachung des Ätzprozesses ausgenutzt werden kann. Für die Untersuchung dieser Möglichkeit ist eine Apparatur gebaut worden.

In einem der ersten Experimente strukturierten wir eine 200 nm dicke SiO_2 -Schicht auf einem Silizium-Substrat, indem eine Maske aus Fotolack AZ 1350 (etwa 600 nm dick) auf der SiO_2 -Schicht photolithographisch hergestellt und die Maskenstruktur mit einem Argonionenstrahl von 2 keV Energie [2] auf die

SiO₂-Schicht übertragen wurde (Skizze in Abb. 1). Die Kontrolle des Ionenstrahl-
ätzens erfolgte mit Hilfe der Lichtemission der abgestäubten neutralen Silizium-
Atome. Die Spektrallinie bei 288 nm wurde durch ein Interferenzfilter ausge-

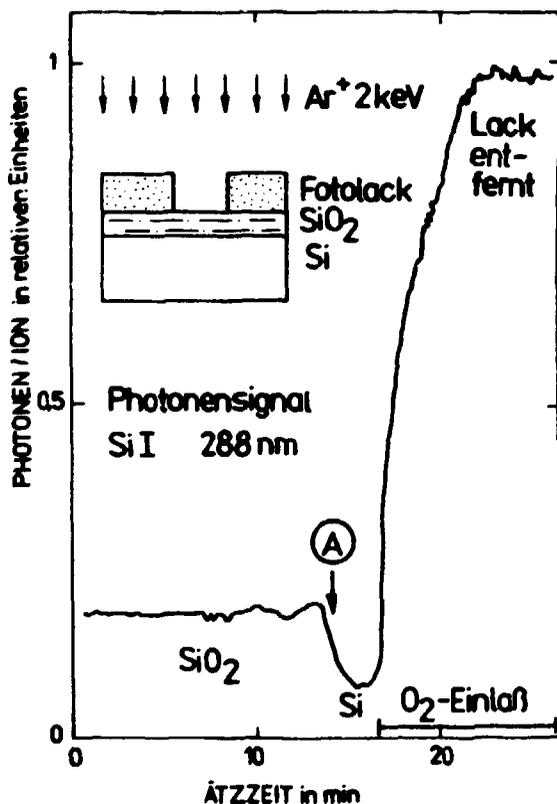


Abb. 1

Ioneninduzierte Lichtemission zur Kontrolle des Ionenstrahlätzens von Halbleiterstrukturen. Zeitabhängigkeit der Siliziumintensität beim Bearbeiten eines Targets, dessen Aufbau links oben skizziert ist.

die Methode auch zur Bewertung der Qualität der geätzten Struktur herangezogen werden.

L i t e r a t u r

- [1] Tolk, N.H. et al., Analytical Chem. 49 (1977) 16A
- [2] Naeuring, F.K. et al., Jahresbericht 1976, ZfK-315 (1976) 175
- [3] Dimigen, H. and H. Lüthje, Thin Solid Films 27 (1975) 155

blendet, ihre Intensität mit einem Photoelektronenvervielfacher gemessen und über der Zeit aufgetragen (Abb. 1). Wesentlich ist, daß die Intensität dieser Spektrallinie beim Ätzen von SiO₂ höher als beim Ätzen von Si ist, da im ersten Fall die Wahrscheinlichkeit größer ist, daß die Silizium-Atome nach Verlassen der Oberfläche sich in angeregtem Zustand befinden [1]. Beim Durchätzen der SiO₂-Schicht in den Fenstern der Lackmaske sinkt deshalb das Signal auf den Si-Wert ab (Abb. 1, Punkt A). Das Erkennen dieses Durchätzzeitpunktes ermöglicht es, anschließend Sauerstoff ($5 \cdot 10^{-2}$ Pa entsprechend $4 \cdot 10^{-4}$ Torr) einzulassen. Durch den Sauerstoff in der Vakuumkammer erhöht sich die Ätzgeschwindigkeit des Fotolacks [3]. Das Ende dieser Lackstrüppene erkennt man am Einmünden des Signals in ein Plateau. Die Intensität entspricht jetzt der vom Lack befreiten, strukturierten Scheibe.

Da sich in der Neigung der Kurve nahe von Grenzflächen die erreichte laterale Homogenität widerspiegelt, kann

4.23. ZUM EINBAU VON KALZIUMIONEN IN DIE GLASOBERFLÄCHE BEIM KALIUM/NATRIUM-IONENAUSTAUSCH IN KNO_3

A. Kolitsch, E. Richter und H. Syhre

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

W. Hinz

Zentralinstitut für anorganische Chemie Berlin

Mit Hilfe eines Ionenmikroanalysators (INMA) der Firma ARL wurden an einem technisch relevanten Mehrkomponentensilikatglas die Konzentrationsprofile von Na, K, Ca und Mg gemessen. Si und Al wurden als innere Standards benutzt. Es konnte gezeigt werden, daß bei Anwesenheit von 0,05 mol-% Ca^{2+} in KNO_3 das Kalzium bevorzugt in die Glasoberfläche eingebaut und der K/Na-Austausch dadurch gegenüber analysenreinem KNO_3 um den Faktor 5 reduziert wird. Durch 0,5 mol-% Mg^{2+} konnte die Wirkung des Kalziums aufgehoben werden. Die detaillierte Darstellung erfolgte in [1].

L i t e r a t u r

[1] Kolitsch, A. et al., Silikettechnik (im Druck)

4.24. UNTERSUCHUNGEN ZUR IONENBEGLEICHKEIT IN EINEM NATRIUM-KALIUM-ALUMOSILIKATGLAS

A. Kolitsch und E. Richter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

W. Hinz

Zentralinstitut für anorganische Chemie Berlin

Für das Glasesystem $x\text{Na}_2\text{O}-(1-x)\text{K}_2\text{O}-0,35\text{Al}_2\text{O}_3-2\text{SiO}_2$ wurden alle wesentlichen Parameter bestimmt, die zur Beschreibung des Alkaliionenaustauschs dieser Gläser in KNO_3 -Schmelzen erforderlich sind. Eine derartig umfassende Untersuchung eines Glasesystems zu dieser Problematik ist bisher nicht bekannt. Nach der experimentellen Bestimmung der Alkalielbstdiffusionskoeffizienten in Abhängigkeit von der K_2O -Konzentration war es möglich, über die Nernst-Planck-Gleichung die konzentrationsabhängigen Interdiffusionskoeffizienten für den Ionenaustausch $\text{Na}_{\text{Glas}} \rightleftharpoons \text{K}_{\text{Schmelze}}$ zu berechnen und mit experimentellen Werten zu vergleichen. Es konnte gezeigt werden, daß der thermodynamische Faktor n der Nernst-Planck-Gleichung nicht, wie bisher angenommen, konstant ist, sondern von der K_2O -Konzentration c_K in der ionenaugetauschten Schicht des Glases sowie vom Spannungszustand dieser Schicht abhängt. Der Faktor n konnte in einen Term n_c , der die Abweichung des Systems vom thermodynamisch idealen Verhalten beschreibt, und einen Term n_p , der den Spannungszustand berücksichtigt, aufgespalten werden. Bei Kenntnis von $n_p(c_K)$ lassen sich die als Folge des K/Na-Austauschs in der Glasoberfläche induzierten Druckspannungen berechnen. Weiter konnte gezeigt werden, daß geringe Mengen bestimmter Fremdkationen in KNO_3 bei bestimmten Temperaturen den K/Na-Austausch an der Glasoberfläche hemmen bzw. völlig blockieren. Besonders ausgeprägt ist der Effekt bei Ca, Cd und Pb. Die Blockierungswirkung der Fremdkationen konnte sowohl mit der Aktivierungsenergie der Diffusion als auch mit der Bindungsstärke und dem Ionenradius korreliert werden. Durch Zugabe geringer Mengen geeigneter Fremdenionen zum KNO_3 gelang es,

die austauschhemmende Wirkung der Fremdkationen zu verringern bzw. vollständig aufzuheben.

Zur Bestimmung der thermodynamischen Gleichgewichtskonstanten des Alkaliionen-austauschs wurde ein radiochemisches Verfahren erarbeitet, wobei Kompaktglas (bisher Glasgrieß) eingesetzt werden kann und das Resultat bereits nach drei Stunden (bisher 50 - 500 h) vorliegt [1].

Die Messung des Isotopieeffektes der Natriumelbediffusion erfolgte ebenfalls nach einem neuen gamma-spektroskopischen Verfahren [2] mit erheblich geringerem Zeitaufwand bei vergleichbarer Genauigkeit. Mit Hilfe eines vorgegebenen Strukturmodells (β -Cristobalit) konnten Aussagen zum möglichen Diffusionsmechanismus gemacht werden.

Die Details zu den einzelnen angeführten Arbeiten sind in [3] dargestellt.

L i t e r a t u r

[1] Kolitech, A. et al., Silikattechnik (zur Veröffentlichung eingereicht)

[2] Kolitech, A. et al., Silikattechnik 30 (1979) 315

[3] Kolitech, A. et al., Silikattechnik (im Druck)

4.25. UNTERSUCHUNGEN ZUR DOTANDENVERTEILUNG IN SILIZIUM NACH DOPPELIMPLANTATION UND THERMISCHER AUSHEILUNG

D. Panknin, W.M. Kunde und H. Syhre

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei der Diffusion implantierter Schichten hat die Wechselwirkung zwischen den implantationsbedingten Defekten und den Dotanden Einfluß auf den Profilverlauf. Noch stärker ist die Wirkung, wenn zwei unterschiedliche Dotanden implantiert und in einer Hochtemperatur-Behandlung diffundiert werden, da zusätzliche Wechselwirkungen zwischen den Defektprofilen sowie den Dotanden möglich sind.

Die Untersuchungen erfolgten an dem System Arsen und Bor in $\langle 100 \rangle$ - Si (spezifischer Widerstand ca. $10 \Omega \text{cm}$). Nach der Implantation wurde in Stickstoffgas bei 1000°C für 0,5 bis 32 h ausgeheilt und diffundiert. In Abb. 1 sind als Beispiel im linken Teil Tiefenprofile nach Doppelimplantation und Diffusion dargestellt, im rechten Teil dagegen die entsprechenden Profile nach Einzelimplantation. Im Vergleich zur Einzelimplantation sind die Eindringtiefen nach Doppelimplantation geringer. Die elektrische Aktivität ist für Arsen um etwa 10 % höher. Bor wird am Arsen-Bor-Übergang angereichert und diffundiert in den arsen-dotierten Bereich. Je nach Diffusionstemperatur und -zeit werden bis zu 70 % des implantierten Bors innerhalb der Arsenverteilung gefunden. Auffällig ist am Arsen-Bor-Übergang der Unterschied zwischen Ladungsträgerprofil und totalem Borprofil. Dies kann nur durch die Anwesenheit von Defektkonfigurationen erklärt werden, in denen Boratome enthalten sind. Die Ausdehnung dieses Bereiches beträgt 40 bis 280 nm und ist abhängig von den Implantationsparametern, der Reihenfolge und den Ausheilbedingungen. Der Einfluß ist größer, wenn eine starke Wechselwirkung zwischen Dotanden und Defekten stattfindet, wie im Falle einer vollständigen Überlappung der Ausgangsprofile oder bei hoher Dosis.

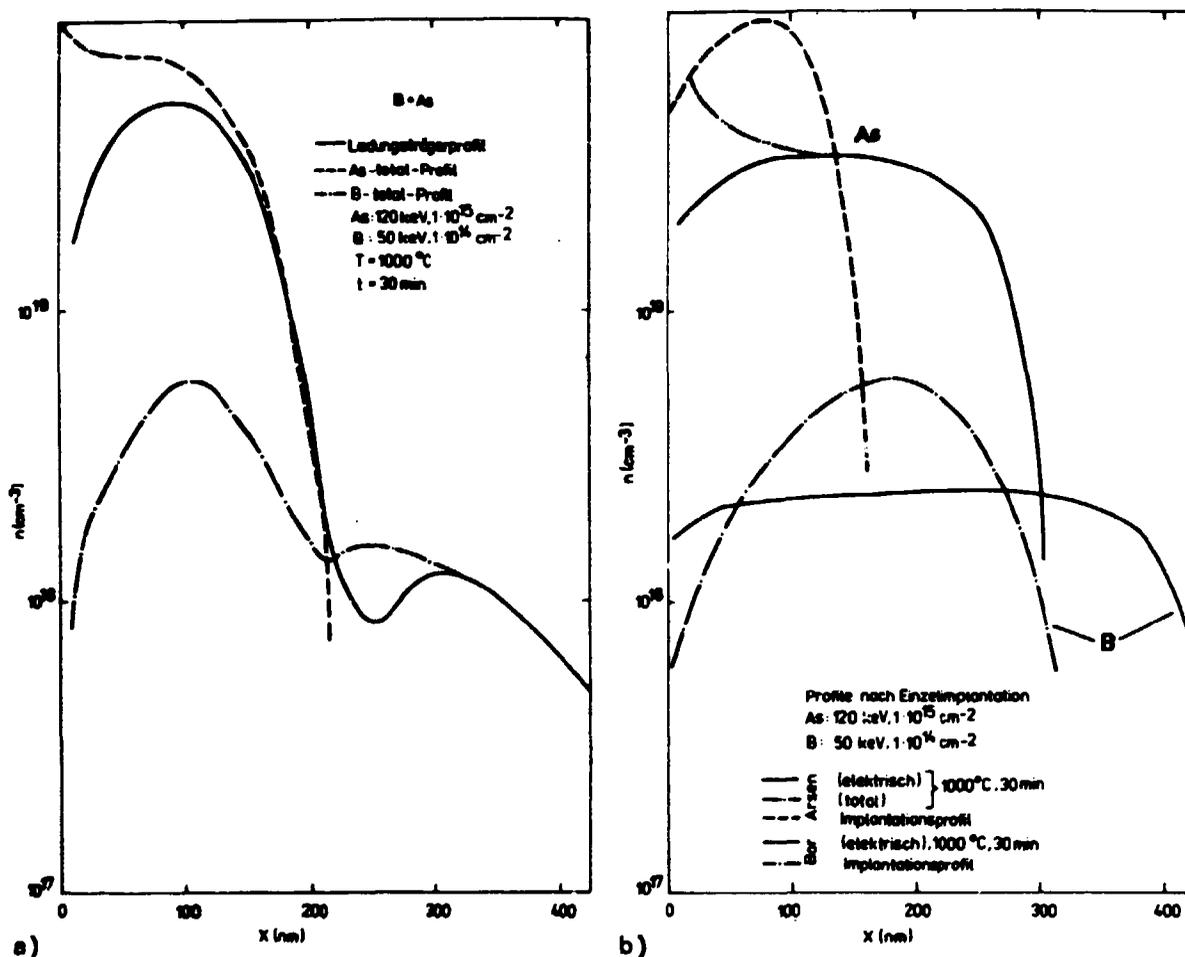


Abb. 1
Tiefenprofile nach Doppelimplantation a) und nach Einzelimplantation b)

4.26. ELEKTRONENSTRAHLINDUZIERTE AUSHEILUNG IN As-IMPLANTIERTEM SILIZIUM

R. Grötzschel, R. Klöbe und M. Voelkow

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

S. Panzer

Institut Manfred von Ardenne, Dresden

H. Bartsch

Institut für Festkörperphysik und Elektronenmikroskopie, Halle

Wird eine Halbleiteroberfläche mit energiereichen Elektronen bestrahlt, so werden durch die Coulombwechselwirkung der Elektronen mit dem Halbleiter Elektronen-Loch-Paare erzeugt. Ähnlich wie nach Anregung durch Laserlicht rekombinieren die Elektronen-Loch-Paare unter Energieabgabe an das Gitter. Die lokal in Wärme umgesetzte Energie der Elektronen wird durch Wärmeleitung an das gesamte Halbleitervolumen abgeführt. Die kurzzeitige Aufheizung der obersten Schicht des Halbleiters bewirkt eine Rekristallisation des durch Ionenimplantation geschädigten Kristalls.

In $\langle 100 \rangle$ -Richtung geschnittene Siliziumscheiben vom p-Typ wurden mit $^{75}\text{As}^+$ -Ionen der Energie 60 keV und der Dosis 10^{15} cm^{-2} implantiert. Die Ausheilung erfolgte an einer Elektronenstrahlanlage des Institut Manfred von Ardenne. Die

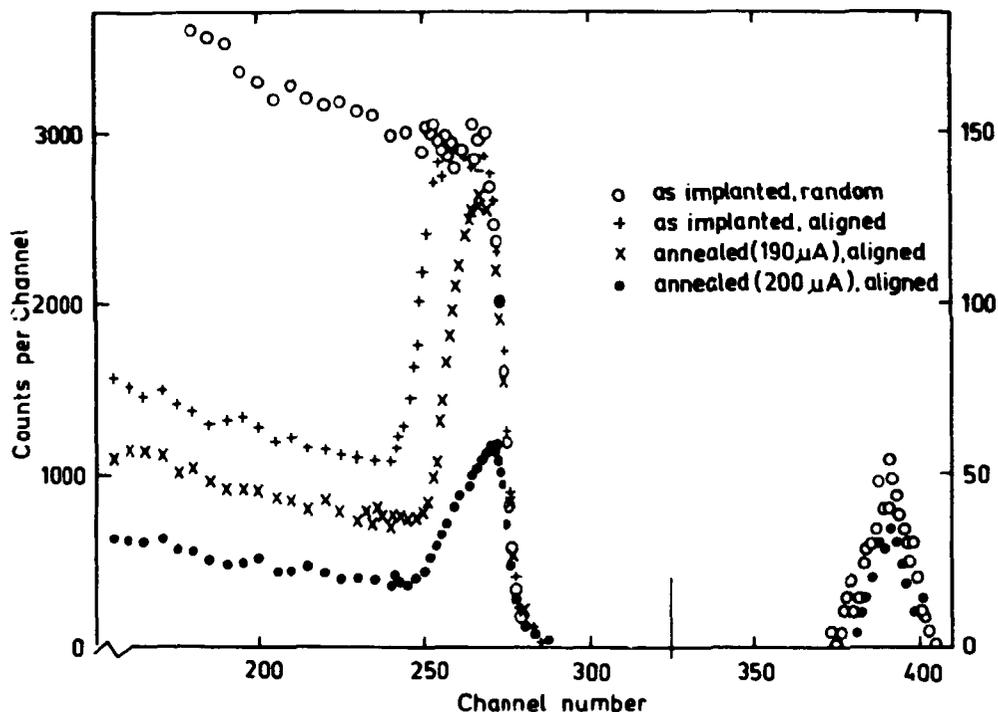


Abb. 1

Rückstreuenspektren einer in $\langle 100 \rangle$ -Richtung orientierten As-implantierten Probe nach Elektronenstrahlheilung

Beschleunigungsspannung der Elektronen betrug 40 kV. Der Elektronenstrahl mit gaußförmiger rotationssymmetrischer Verteilung (Standardabweichung = $50 \mu\text{m}$) wurde mit einer Scangeschwindigkeit von 8.3 cm/s über die Probe geführt, was einer Impulsdauer von etwa $600 \mu\text{s}$ entspricht. Der Linienabstand zweier benachbarter Scans betrug $10 \mu\text{m}$. Der Strahlstrom konnte in weiten Grenzen variiert werden.

Mit der Methode der Rutherford-Rückstreuung ($E_{\text{He}^+} = 1 \text{ MeV}$) wurde das Rekristallisationsverhalten der elektronenbestrahlten Proben untersucht. Abb. 1 zeigt die Rückstreuenspektren nach Elektronenbeschuss mit zwei unterschiedlichen Strahlstromstärken. Es ist zu erkennen, daß ein epitaktisches Wachstum vom ungestörten Kristall zur Oberfläche hin erfolgt. Bei einer Leistung von 8 W ($I = 200 \mu\text{A}$) verbleibt noch ein Reststrahlenschaden, der auf Inhomogenitäten bei der Strahlführung und ungenügender Überlappung beim Scan zurückzuführen ist. Elektronenmikroskopische Untersuchungen zeigen, daß entsprechend der Strahlführung nahezu defektfreie sowie unvollkommen ausgeheilte Regionen nebeneinander bestehen.

4.27. UNTERSUCHUNG DER AUSHEILUNG VON SILIZIUM NACH DOPPELIMPLANTATION UND BESTRAHLUNG MIT LICHTIMPULSEN

R. Grötzschel, R. Kläber, J. Matthäi und M. Voelskow
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
G.A. Kachurin und E.V. Nidaev
Institut für Halbleiterphysik, Sibirische Abt. der AdW d. UdSSR,
Novosibirsk
H. Bartsch
Institut für Festkörperphysik und Elektronenmikroskopie, Halle

In Zusammenarbeit mit dem Institut für Halbleiterphysik in Novosibirsk wurden erste Untersuchungen zur Ausheilung von Strahlenschäden mittels Lichtimpulsen durchgeführt.

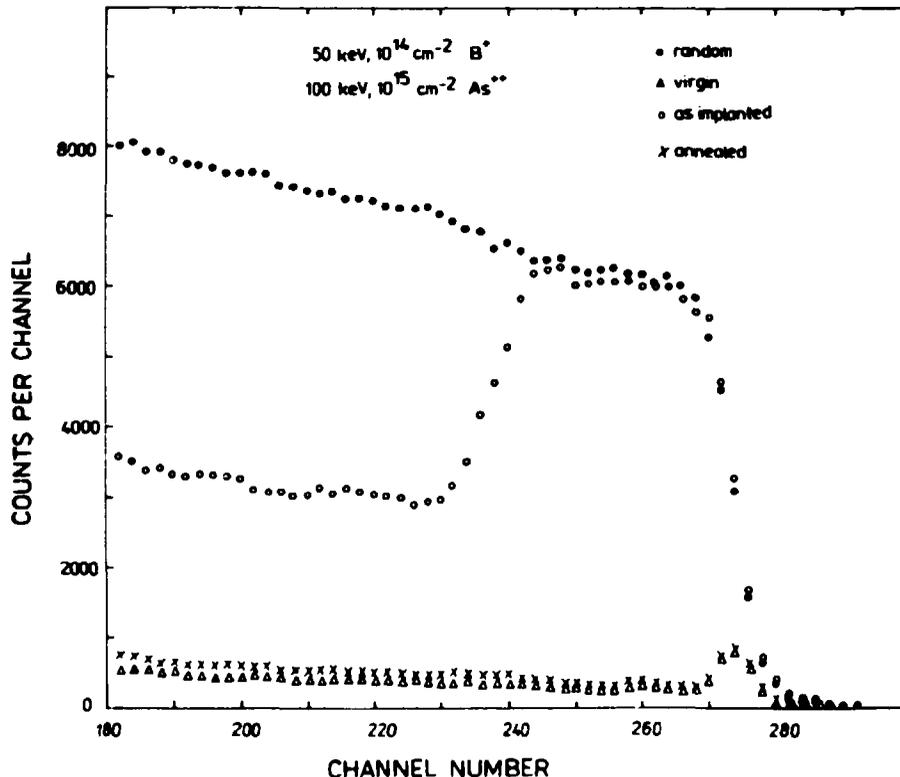


Abb. 1

Rückstreuungsspektren einer mit Bor und Arsen implantierten Siliziumprobe nach Ausheilung mit Lichtimpulsen ($E = 74 \text{ J cm}^{-2}$)

In $\langle 100 \rangle$ -Richtung geschnittene Siliziumscheiben vom n-Typ wurden mit $^{11}\text{B}^+$ -Ionen ($50 \text{ keV}, 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) und $^{75}\text{As}^+$ -Ionen ($100 \text{ keV}, 10^{15} \text{ cm}^{-2}$) implantiert. Die Impulsdauer des ausheilenden Lichtimpulses betrug etwa 10 ns. Die Untersuchung der Reststrahlenschäden erfolgte mit den Methoden der Rutherford-Rückstreuung und der Elektronenmikroskopie. In Abb. 1 sind die Energiespektren der an den Siliziumatomen rückgestreuten He^+ -Ionen dargestellt. Nach der Bestrahlung mit einer Energiedichte von 74 J cm^{-2} ist das Rückstreuungsspektrum nahezu identisch mit dem der nichtimplantierten Probe. Elektronenmikroskopische Untersuchungen zeigen Reststrahlenschäden in Form kleiner Versetzungsloops, wie sie für thermische Ausheilung charakteristisch sind. Die aus Halleffektmessungen bestimmten Ladungsträgerprofile sind vergleichbar mit denen, die nach thermischer Ausheilung bei 900°C und 30 min erreicht werden.

4.28. AKTIVIERUNG VON IMPLANTIERTEN FREMDATOMEN UND AUSHEILUNG VON STRAHLEN-
SCHADEN IN SILIZIUM DURCH LASERBESCHUSS

U. Jahn

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Die Ausheilung von Strahlenschäden in ionenimplantierten Halbleiterkristallen und die Aktivierung der eingelagerten Fremdatome kann durch die Deponierung von Laserenergie in eine dünne Oberflächenschicht des Kristalls erreicht werden. Die zu untersuchenden Siliziumkristalle wurden mit einem Rubinimpuls laser ($\lambda = 694 \text{ nm}$, $\tau = 30 \text{ ns}$) im Multimodenbetrieb bestrahlt. Zur Homogenisierung der Laserenergie bezüglich des Strahlquerschnittes wurde vor die Probe eine Streuscheibe und unmittelbar hinter die Scheibe ein Keramikröhrchen in den Strahlengang gebracht [1]. Die bestrahlte kreisförmige Fläche hat entsprechend dem Innendurchmesser des Röhrchens einen Durchmesser von 4 mm. Die Laserenergie-dichten wurden zwischen 0.3 und 0.7 J cm^{-2} variiert. Die Ausheilung der Strahlenschäden bzw. das Einbauverhalten der implantierten Fremdatome wurde mittels Rutherfordweitwinkelstreuung energiereicher Heliumionen ($E_0 = 1.4 \text{ MeV}$) untersucht.

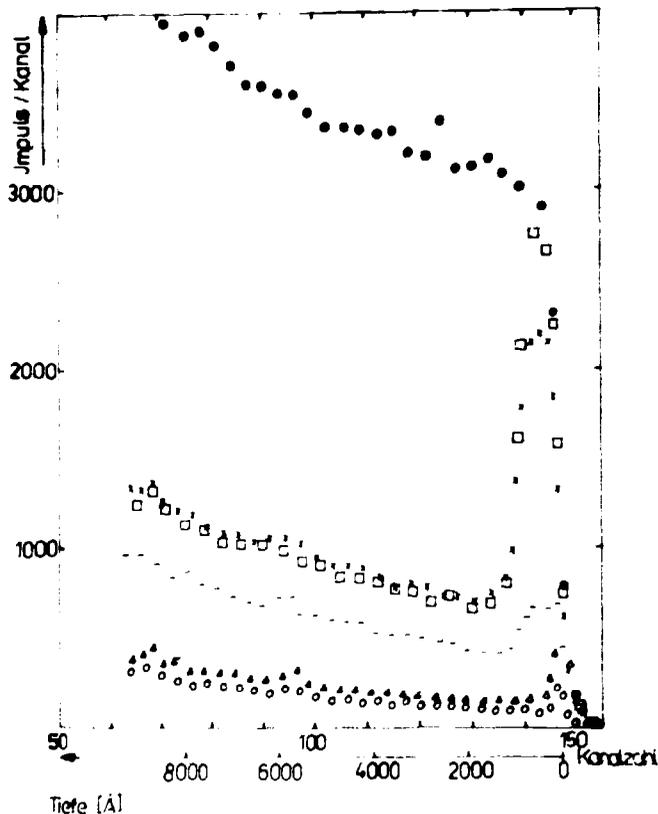


Abb. 1

Anzahl der an antimonimplantierten Siliziumkristallen rückgestreuten Heliumionen in Abhängigkeit von der Tiefe

- unausgeheilt
- x nach Laserbeschuß: $I = 0.3 \text{ J cm}^{-2}$
- nach Laserbeschuß: $I = 0.5 \text{ J cm}^{-2}$
- Δ nach Laserbeschuß: $I = 0.7 \text{ J cm}^{-2}$
- o nicht implantiert

In der Abb. 1 sind die Spektren rückgestreuter Heliumionen, wie sie an antimonimplantierten $\langle 111 \rangle$ -vororientierten Siliziumkristallen gemessen wurden, dargestellt. Die Implantationsdosis betrug $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ und die Energie 65 keV . Im Ergebnis der Implantation entstand, wie die Kurve mit den Quadraten zeigt, eine 90 nm dicke amorphe Schicht. Nach Laserbestrahlung mit 0.3 J cm^{-2} beginnt die geschädigte Schicht auszuheilen. Der Vergleich der Spektren mit dem am reinen Kristall gemessenen Spektrum zeigt, daß nach einer Bestrahlung mit 0.7 J cm^{-2} vollständige Rekristallisierung erreicht wurde. Weiterhin wurde aus den Rückstreuemessungen der Anteil der in den $\langle 111 \rangle$ -String eingebauten Antimonatome bestimmt. Dieser entspricht in erster Näherung dem substitutionellen Fremdatomanteil. Er beträgt nach der Bestrahlung mit $I = 0.5 \text{ J cm}^{-2}$ bereits 76% und ist für $I > 0.7 \text{ J cm}^{-2}$ größer als 90% . Der Einbau der Fremdatome auf Gitterplätzen erfolgt

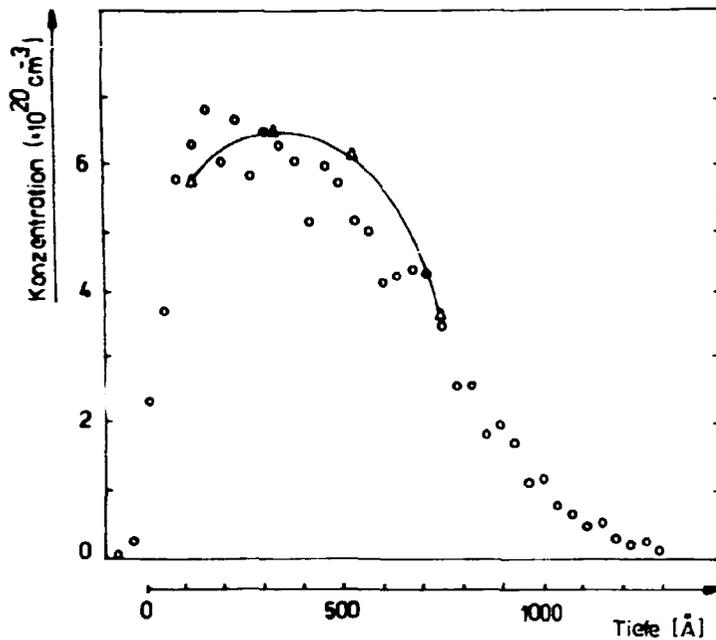


Abb. 2

- ooo Ionometrisch gemessenes Konzentrationsprofil der auf Gitterplätzen eingebauten Antimonatome nach Laserbestrahlung ($I = 0.7 \text{ J cm}^{-2}$)
- AAA Ladungsträgerkonzentration in Abhängigkeit von der Tiefe

(in Abb. 2 als durchgezogene Kurve dargestellt) zeigt, daß diese hohe Fremdatomkonzentration vollständig elektrisch aktiv ist. Eine lichtmikroskopische Betrachtung des Kristalls nach Laserbestrahlung mit 0.7 J cm^{-2} ergab, daß diese vereinzelt auftretende Kratergrüppchen auf der Oberfläche hinterließ. Der Durchmesser der einzelnen Krater variierte zwischen 2 und $5 \mu\text{m}$.

L i t e r a t u r

- [1] Revesz, P. et al., Proc. Int. Conf. on Laser Effects in Ion Implanted Semiconductors, Catania (1978) 184
- [2] Trumbore, F.A., Bell Syst. techn. J. 39 (1960) 205

4.29. UNTERSUCHUNG IONENIMPLANTIERTER SILIZIUMSCHICHTEN NACH LASERAUSHEILUNG DURCH EINE SiO_2 -DECKSCHICHT

R. Grötzchel, R. Klages, J. Matthäi, M. Voelskow und L. Zollfrank
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In $\langle 100 \rangle$ -Richtung geschnittene Siliziumscheiben vom p-Typ (ca. 7 cm) wurden thermisch oxydiert (SiO_2 -Dicke = 50 nm) und anschließend mit As-Ionen (100 keV , $10^{15} \text{ Ionen/cm}^2$) implantiert. Die Schichtdicke und die Implantationsenergie waren so gewählt, daß die mittlere Reichweite R_p der As-Ionen größer als die Dicke der SiO_2 -Schicht war.

Die Ausheilung erfolgte mit einem homogenisierten Impuls eines gütegeschalteten Nd-Glas-Lasers (Impulsdauer ca. 25 ns) bei Energiedichten von 0.36 bis 1.3 J/cm^2 . Der Durchmesser des Laserfleckes nach Homogenisierung betrug 5 mm.

esomit parallel zur Ausheilung der Strahlenschäden.

Die Abb. 2 zeigt das ionometrisch gemessene Konzentrationsprofil der auf Gitterplätzen eingebauten Antimonatome nach Beschuß mit 0.7 J cm^{-2} . Im Maximum wird eine Konzentration von ca. $6 \cdot 10^{20}$ Atomen pro cm^3 erreicht. Es tritt damit eine Oberlöslichkeit auf, da das Maximum der Gleichgewichtslöslichkeit für Antimon in Silizium etwa zwischen 4 und $6 \cdot 10^{19}$ Atomen pro cm^3 liegt [2]. Infolge der Laserbestrahlung wurde dieser Grenzwert um eine Größenordnung überschritten. Ein Vergleich mit der Ladungsträgerkonzentration

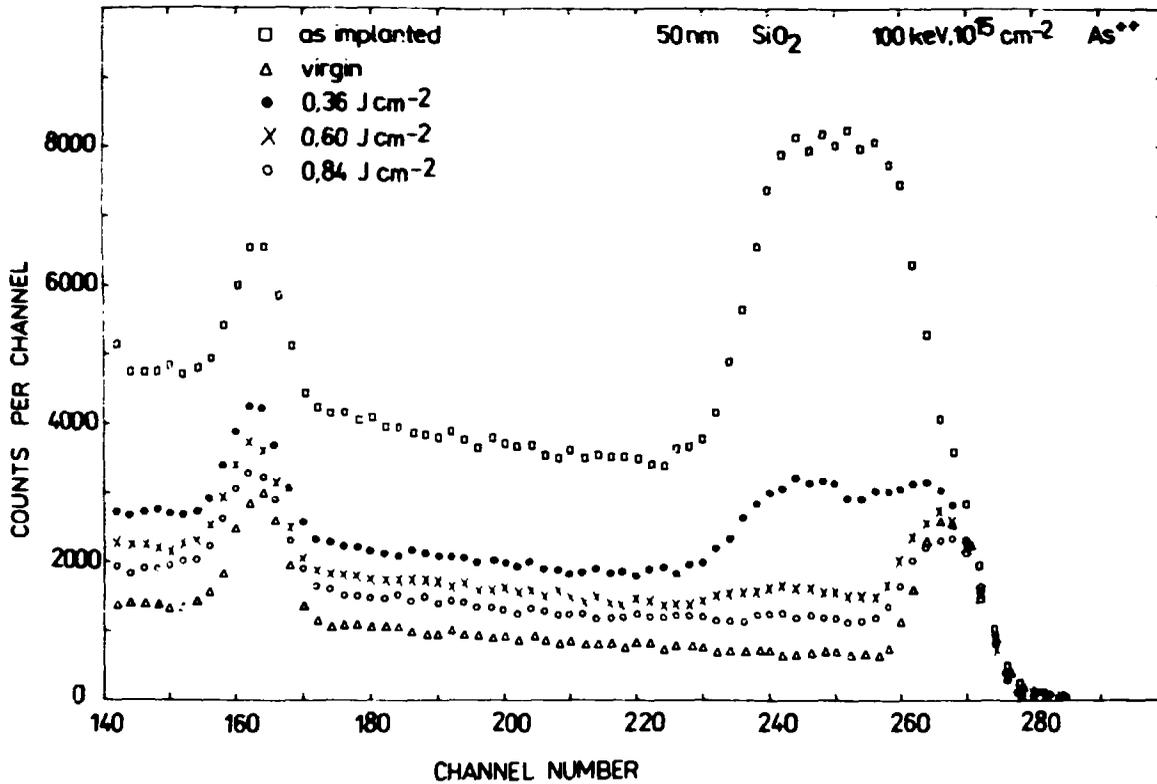


Abb. 1

Rückstreuungsspektren As-implantierter Si-Schichten nach Laserheilung mit verschiedenen Energiedichten

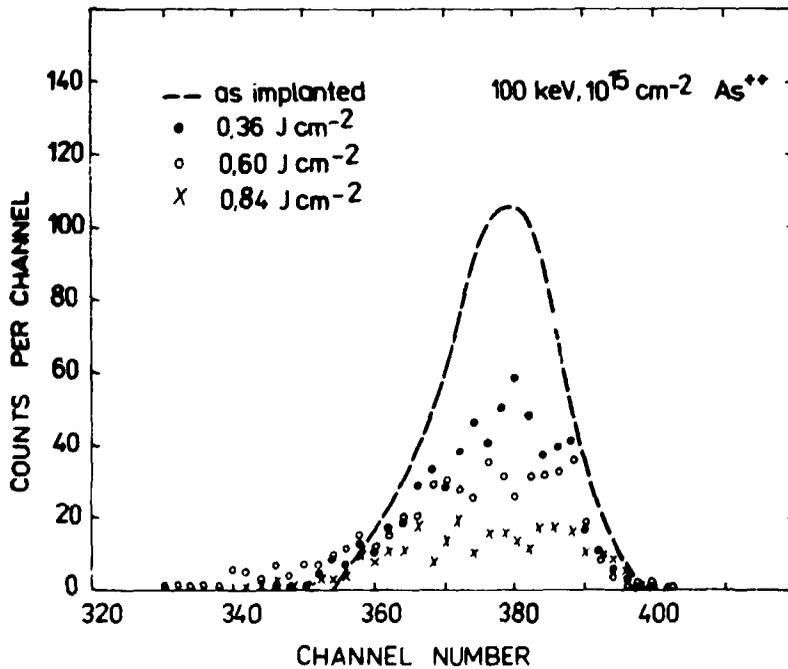


Abb. 2

Energiespektren der an den As-Atomen rückgestreuten He⁺-Ionen in Abhängigkeit von der Energiedichte bei der Laserheilung

Die Ausheilung des Strahlenschadens und das Diffusions- und Einbauverhalten der Dotanden bei Laserbestrahlung wurden mittels Rutherford-Rückstreuungsmessungen mit 1-MeV-He⁺-Ionen am Rossendorfer Van-de-Graaff-Generator untersucht.

In Abb. 1 sind die kanalisierten Spektren der implantierten und laser ausgeheilten Proben dargestellt. Das Spektrum der unausgeheilten Probe zeigt eine durch die As-Implantation hervorgerufene 150 nm dicke amorphe Oberflächenschicht. Durch Laserbestrahlung erfolgt eine

von der Energiedichte abhängige Ausheilung. Bei einer Energiedichte von 0.84 J/cm^2 schließlich ist die Rückstreuerausbeute nahezu identisch mit der des nichtimplantierten SiO_2 -bedeckten Siliziums.

In Abb. 2 sind die kanalisierten Spektren der an den As-Atomen rückgestreuten He-Ionen dargestellt. Bei einer Energiedichte von 0.36 J/cm^2 sind etwa 50 % der implantierten Dotanden eingebaut, bei einer Energiedichte von 0.84 J/cm^2 wird ein nahezu vollständiger Einbau beobachtet. Mit zunehmender Energiedichte wird das As-Profil breiter, wie die hier nicht dargestellten random-Spektren zeigen. Diffusion von Sauerstoff aus der SiO_2 -Deckschicht wird nicht beobachtet (Abb. 1). Das deutet darauf hin, daß die SiO_2 -Schicht im Gegensatz zur implantierten Si-Schicht nicht aufschmilzt. Aufgrund der dadurch bewirkten Spannungen an der Si- SiO_2 -Grenzfläche kann die SiO_2 -Deckschicht zerstört werden, wie es lichtmikroskopisch bei diesem Experiment festgestellt wurde (Rißbildung im Oxid).

4.30. NEUTRONENDOTIERTES SILIZIUM

R. Roß, A. Zetzsche und K. Hohmuth

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

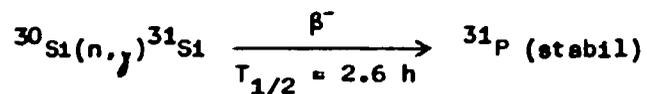
H. Beatus und B. Schneider

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

K. Exner

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich T

Am Rossendorfer Forschungsreaktor wurden Untersuchungen zur homogenen Dotierung von Silizium-Einkristallen unter Ausnutzung der Reaktion



durchgeführt. In dem für diese Untersuchungen genutzten Bestrahlungskanal besteht ein Flußverhältnis von thermischen zu schnellen Neutronen von etwa 7. Um die am Bestrahlungsort gegebene Verteilung des Neutronenflusses und den durch die Absorption im Bestrahlungsgut auftretenden Flußabfall auszugleichen, wurde eine Hub- und Dreheinrichtung in den Bestrahlungskanal eingebaut. Zur Messung des integralen Neutronenflusses dienen Rh-(n,β)-Detektoren, deren Signale dem thermischen Neutronenfluß direkt proportional sind. Nach Erreichen eines vorgegebenen Sollwertes wird das Bestrahlungsgut automatisch aus der Bestrahlungszone herausgefahren.

Unsere Untersuchungen erfolgten mit zonengefloateten Silizium-Einkristallen hoher Volumen- und Oberflächenreinheit. Die Proben wurden speziellen Reinigungsverfahren unterworfen, anschließend bestrahlt und nach der Bestrahlung einem Temperprozeß unterzogen. Die Untersuchungsergebnisse zeigen, daß die entwickelte Bestrahlungstechnologie geeignet ist, die Qualität von Silizium-Einkristallen beträchtlich zu verbessern. So lag der Widerstand von Silizium-Stäben mit 51 mm Durchmesser nach der Bestrahlung im Bereich von 60 bis 70 $\Omega \text{ cm}$. Die makroskopische Widerstandseinhomogenität (radial) der Stäbe war $< \pm 4 \%$ (Vier-Spitzen-Methode) und die mikroskopische lag zwischen 2 und 6 % (spreading resist). Die Lebensdauer der Minoritätsträger betrug mehr als 100 μs .

4.31. GAMMA- UND RÖNTGENDETEKTOREN AUS HOCHOHMIGEM NEUTRONENDOTIERTEN n-SILIZIUM

T. Geßner

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

U. Lorenz, A. Zetzsche und R. Roß

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Detektion von Quantenstrahlung stellt im wesentlichen folgende Forderungen an die Halbleiterdetektoren:

- große empfindliche Nachweiszonen, damit möglichst viele Photonen im Detektormaterial absorbiert werden;
- homogene Ladungsverteilungen und
- große Trägerlebensdauer.

Mit eigenleitendem Silizium oder sehr hochohmigem n-Silizium können diese Forderungen realisiert werden. Die labormäßige Züchtung derartiger Materialien ist jedoch problematisch. So haben sich Kompensationsmethoden mit weniger anspruchsvollen p-Silizium-Ausgangsmaterialien als günstiger erwiesen. Speziell wurden durch die Si(Li)-Kompensationstechnik sehr rauscharme Spektrometeranordnungen realisiert. Die Temperaturinstabilität der Si(Li)-Detektoren (Spektrometrie bei Flüssig-Stickstoff-Temperatur (LNT)) ist ein Nachteil dieser Methode. Eine Neutronendotierung von p-Si ermöglicht die Herstellung von hochohmigem n-Silizium. Das geschieht durch den gezielten Einbau von P-Atomen (Donatoren in Silizium) mittels der Kernreaktion $^{30}\text{Si}(n, \gamma)^{31}\text{Si} \xrightarrow{\beta^-} ^{31}\text{P}$. Die P-Verteilung zeichnet sich durch große Homogenität und Temperaturstabilität aus. Die Schwankungen der Endverteilung werden bei dieser Methode durch die Akzeptorverteilungsschwankungen (Bor) im p-Silizium bestimmt. Die Bestrahlung im Reaktor des ZfK Rossendorf ermöglichte eine reproduzierbare Einstellung von n-Si-Materialien im Widerstandsbereich von $10 \text{ k}\Omega \text{ cm}$.

Die daraus hergestellten Dioden mit implantierten Kontakten (Bor bzw. Phosphor) haben bis zur Durchbruchspannung von 200 bis 300 V sowohl bei Raumtemperatur als auch bei LNT Sperrströme vergleichbar mit denen von Si(Li)-Detektoren. Detektoren aus neutronendotiertem Silizium sind für den Nachweis von Photonenstrahlung geeignet. Die Energieauflösung bei einer Energie von 122 keV beträgt in Abhängigkeit von der Detektorkapazität 2,7 bis 3,6 keV.

4.32. OPTISCHE EIGENSCHAFTEN VON IONENIMPLANTIERTEM SILIZIUM

W. Wesch

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Der Einfluß von Strahlenschäden auf die optischen Konstanten n (Brechungsindex) und K (Absorptionskoeffizient) im Bereich der Absorptionsecke von argon-, phosphor- und borimplantiertem Silizium wurde in Abhängigkeit von Implantationstemperatur, Ionendosis und Ausheiltemperatur untersucht. Beide Größen wurden aus Transmissions- und Reflexionsmessungen im Wellenlängenbereich $0,9 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 10 \mu\text{m}$ bestimmt [1,2], Tiefenverteilungen der Defektkonzentration wurden mit Hilfe von Rutherford-Rückstreuungsmessungen (RBS) von 1,4-MeV- He^+ -Ionen ermittelt [3].

Folgende Ergebnisse konnten erzielt werden:

- Sowohl n als auch K wachsen im Bereich der Absorptionskante [$\lambda = (1 \text{ bis } 3) \mu\text{m}$] mit der Ionendosis an und erreichen nach Entstehung amorpher Schichten die Sättigung ($\Delta K \approx 4000 \text{ cm}^{-1}$, $\frac{\Delta n}{n} \approx 0.20$) [1].
- Ist die Bildung amorpher Schichten nicht möglich, wie beispielsweise im Falle der Borimplantation bei Raumtemperatur, so wird bis zur Dosis $N_1 = 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ lediglich eine Brechzahländerung von $\frac{\Delta n}{n} = 0.03$ festgestellt, während der Absorptionskoeffizient im Bereich zwischen $N_1 = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ und 10^{16} cm^{-2} steil ansteigt [1,4].
- Ein starkes Ansteigen der Brechzahl ist mit einem gleichzeitigen Anwachsen der ionometrisch bestimmten Defektkonzentration sowie einem Rückgang der Intensität der Absorptionsbande bei $\lambda = 1.8 \mu\text{m}$ (Divakanz) gekoppelt [4,5].
- Bei Einschuss leichter Ionen (B) bei tiefen Temperaturen sowie Ionen mittlerer Masse (P) bei Raumtemperatur steigt der Absorptionskoeffizient früher an als Brechungsindex und Defektkonzentration. Eine merkliche Brechzahländerung ist verbunden mit einer Änderung des Anstieges der Dosisabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten im gleichen Dosisbereich [4,5].
- Ein Vergleich der Dosisabhängigkeit von Brechzahländerung und RBS-Defektkonzentration für Einschuss leichter Ionen bei tiefen Temperaturen und Ionen mittlerer Masse bei Temperaturen zwischen 80 K und 300 K mit dem Cluster-Überlappungsmodell von Gibbons [6] ergibt sowohl für die Bildung amorpher Materialien (RBS) als auch für die Bildung von Bereichen mit geänderter Brechzahl Überlappungsgrade größer als eins [1,7].

Die Ergebnisse lassen folgende Schlußfolgerungen zu:

1. Die Brechungsindexänderung im Bereich der Absorptionskante ist korreliert mit der Erzeugung (und Ausheilung) amorpher bzw. stark zerstörter Bereiche.
2. Die Änderung des Absorptionskoeffizienten dagegen ist verknüpft mit der Gesamtheit der Defekte, insbesondere jedoch mit der Punktdfektkonzentration.
3. Im Falle des Einschusses leichter Ionen bei tiefen Temperaturen und Ionen mittlerer Masse bei Raumtemperatur findet offensichtlich eine Umbildung von zerstörten Bereichen mit hoher Punktdfektkonzentration in amorphe Gebiete statt, was sich in der Änderung des Anstieges der Dosisabhängigkeit von K und dem steilen Ansteigen von n im gleichen Dosisbereich widerspiegelt. Dagegen werden bei P- und Ar-Implantation bei $T_1 = 80 \text{ K}$ offenbar primär Cluster mit stark zerstörten Zentren gebildet, die bereits eine merkliche Brechzahländerung auch bei kleinen Dosiswerten zur Folge haben.

L i t e r a t u r

- [1] Wesch, W. and G. Götz, Proc. Int. Conf. on Ion Beam Modification of Materials, Budapest (1978)
- [2] Hehl, K. and W. Wesch, phys. stat. sol. (im Druck)
- [3] Glaeser, E. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Beam Modification of Materials, Budapest (1978)
- [4] Wesch, W. et al., Proc. Int. Conf. on Radiation Physics of Semiconductors and Related Materials, Tbilisi (1979)

- [5] Mesch, W., Radiation effects (zur Veröffentlichung eingereicht)
- [6] Gibbons, J.F., Proc. IEEE 60 (1972) 1062
- [7] Götze, G. et al., Proc. Int. Conf. on Radiation Physics of Semiconductors and Related Materials, Tbilisi (1979)

4.33. DAS ÄTZVERHALTEN VON IONENIMPLANTIERTEM SILIZIUM

R. Roß

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bereits in früheren Berichten [1,2] ist darauf hingewiesen worden, daß ionenimplantiertes Silizium in Abhängigkeit vom implantierten Dotanden, seiner Dosis und Energie sowie dem angewandten Temperregime ein verändertes chemisches Verhalten gegenüber verdünnter Flußsäure aufweist.

$\langle 100 \rangle$ -Si ($5 \times 5 \text{ mm}^2$) wurde mit verschiedenen Dotanden (B, Al, P, As, Ar, Kr) und unterschiedlicher Dosis ($5 \cdot 10^{14}$ bis 10^{17} cm^{-2} bei 30 keV) implantiert und im Reaktor durch Bestrahlung mit thermischen Neutronen aktiviert. Anschließend wurden die Proben sowohl im getemperten (800°C , 30 min, N_2) wie auch im ungetemperten Zustand 2 h unter stationären Bedingungen in 2 ml 5 n HF geätzt, die Ätzlösung mit Wasser verdünnt und über eine Kationenaustauschsäule gegeben, um kationische Verunreinigungen wie z.B. Na^+ aus der Lösung zu entfernen. Das als SiF_6^{--} gelöste Si ist im Eluat zu finden, das entweder mittels Cerenkov-Zähler oder mittels eines Geiger-Müller-Flüssigkeitzzählrohres ausgemessen wurde. Durch Vergleich mit einem Si-Standard können die abgetragenen Schichten ermittelt werden.

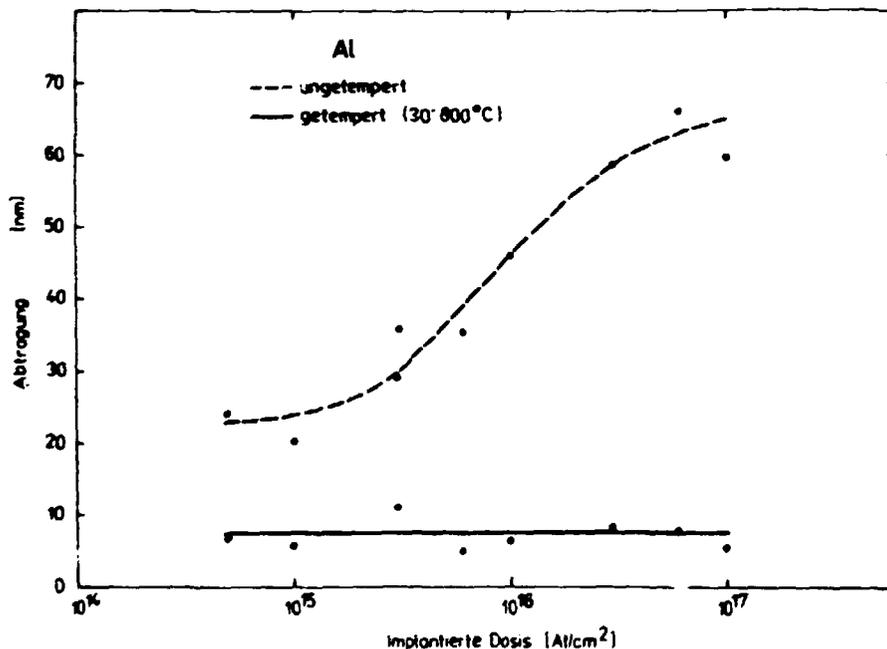


Abb. 1

Abhängigkeit der Korrosion von Al-implantiertem Si von der Dosis und von der Ausheilung (Implantationsenergie 30 keV, Ätzmittel 5 n HF, Ätzzeit 2 h)

In Abb. 1 ist das Verhalten von Al-implantiertem Si dargestellt. Man sieht, daß im getemperten Zustand eine konstante Abtragung von ca. 8 nm erreicht wird.

Diese Abtragung ist zurückzuführen auf eine bereits vorhandene SiO_2 -Schicht auf den implantierten Si-Scheiben, z.T. aber auch auf eine während der Behandlung mit 5 n HF durch den Luftsauerstoff bedingte geringfügige Oxydation. Vergleiche mit nichtimplantierten Scheiben belegen dies. Im ungetemperten Zustand macht sich der Einfluß des Dotanden sehr bemerkbar, und es können beträchtliche Ätzraten erreicht werden. Das ist ebenfalls aus Abb. 1 ersichtlich. Durch Abb. 2 soll stellvertretend für die anderen untersuchten Elemente gezeigt werden, daß das Ätzverhalten stark vom Dotanden abhängt. Die durch Ar erzeugten Gitterschädigungen können durch den angewendeten Temperprozeß nicht mehr ausgeheilt werden. Die Folge davon ist ein Ansteigen der Abtragungsrates oberhalb einer Dosis von $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, während die ungetemperten Scheiben ähnliche Ätzraten zeigen wie die Al-implantierten. Dieses Verhalten implantierten Siliziums muß man kennen, um bestimmte technologische Prozesse gezielt beeinflussen und nachteilige Auswirkungen (wie z.B. Schichtabtragung schon bei der Reinigung implantierter Proben) verhindern zu können.

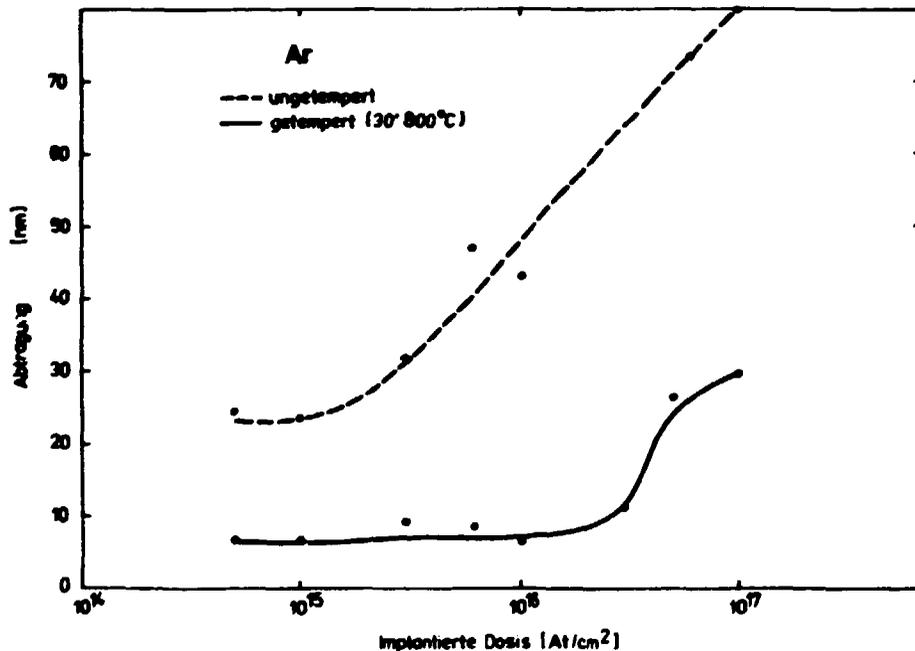


Abb. 2

Abhängigkeit der Korrosion von Ar-implantiertem Si von der Dosis und von der Ausheilung (Implantationsenergie 30 keV, Ätzmittel 5 n HF, Ätzzeit 2 h)

L i t e r a t u r

- [1] Roß, R., Jahresbericht KC, ZfK-294 (1975) 211
- [2] Roß, R., Jahresbericht KC, ZfK-367 (1978) 197

4.34. ZUM ÄTZVERHALTEN VON CVD-Si₃N₄

R. Roß

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Im technologischen Prozeß der Scheibenbearbeitung ist die Kenntnis des Ätzverhaltens von Si₃N₄ von Bedeutung. Dieses Ätzverhalten hängt sowohl von der Herstellung des Si₃N₄ (durch "chemical vapour deposition" (CVD), durch stöchiometrische Implantation) als auch von den Implantationsbedingungen und dem Ätzmittel ab.

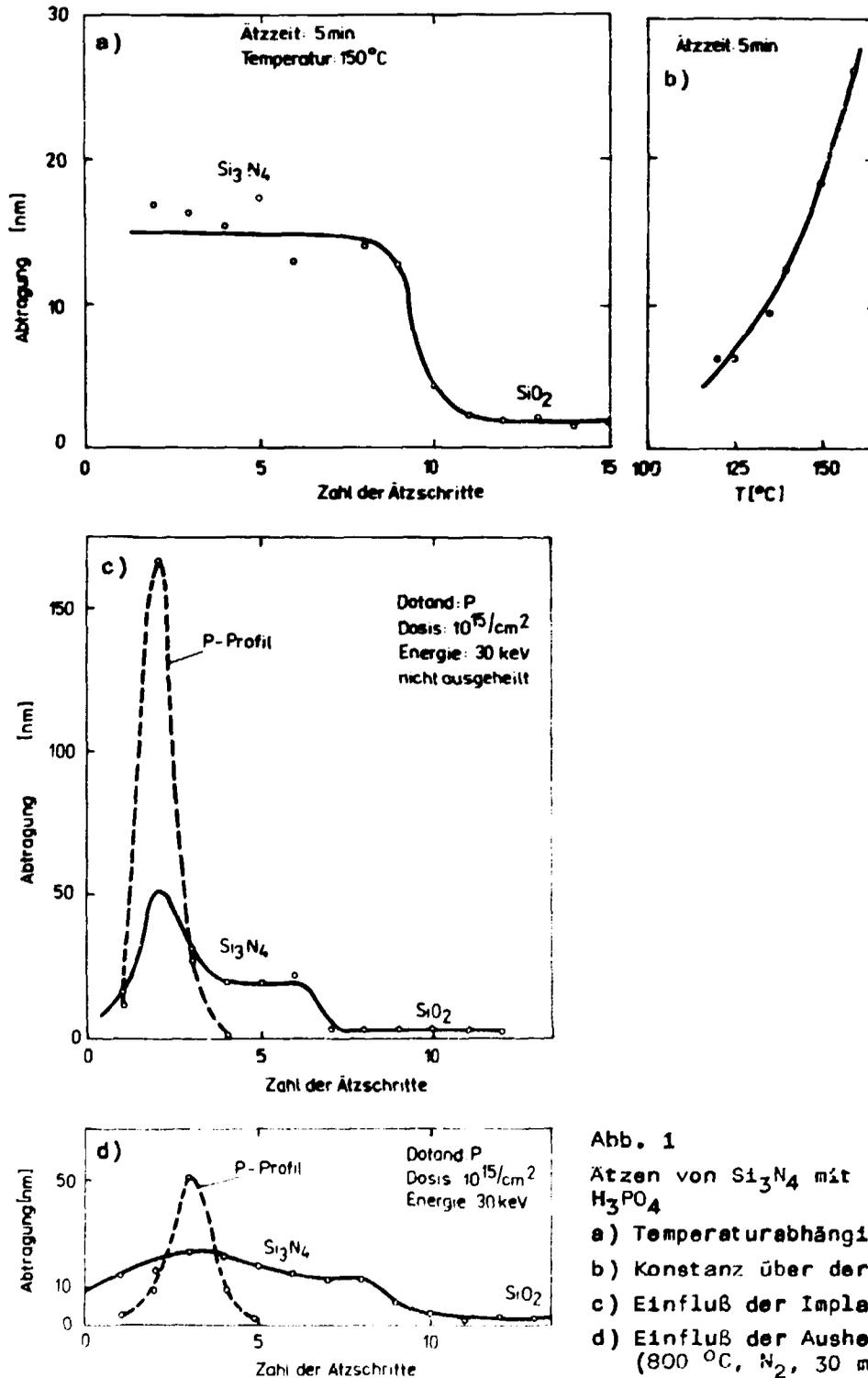


Abb. 1
Ätzen von Si₃N₄ mit konz. H₃PO₄
a) Temperaturabhängigkeit
b) Konstanz über der Schicht
c) Einfluß der Implantation
d) Einfluß der Ausheilung (800 °C, N₂, 30 min)

Die Untersuchungen wurden an Si-Scheiben (Czochralski, $\langle 100 \rangle$) durchgeführt, wie sie in industriellen technologischen Prozeß eingesetzt werden. Als Ätzmittel diente konzentrierte Phosphorsäure, die Si_3N_4 selektiv löst und SiO_2 bzw. Si kaum angreift. Zur Messung der abgetragenen Schichtdicken wurden die bewährten Methoden der Neutronenaktivierungsanalyse angewendet.

Zur Ermittlung günstiger Ätzparameter wurde zunächst die Temperatureabhängigkeit der Ätzrate aufgenommen (Abb. 1a). Man kann erkennen, daß unter 100°C die Ätzrate zu gering ist. Ober 150°C wird es aber zunehmend schwieriger, die Temperatur während des Ätzprozesses konstant zu halten. Als Kompromiß erwiesen sich Temperaturen um 150°C als günstig, bei denen alle weiteren Untersuchungen durchgeführt wurden. Die Kontrolle der Ätzrate auf ihre Konstanz während aufeinanderfolgender Ätzschritte ergibt ein Verhalten, wie es Abb. 1b zeigt. Nach dem Ätzen der Si_3N_4 -Schicht erfolgt ein starker Abfall der Ätzrate. Dieser Abfall ist um so steiler, je gleichmäßiger die Abtragung erfolgt. Der Einfluß der Ionenimplantation auf die Ätzraten ist in den Abb. 1c und 1d aufgezeichnet. Zur Anschaulichkeit sind die gleichzeitig mit der Schichtdicke ermittelten P-Profile eingetragen. Deutlich ist zu erkennen, daß im Bereich des Profilmaximums eine erhöhte Ätzrate vorhanden ist, die auch nach dem Tempern der implantierten Scheiben nicht restlos abgebaut werden kann. Offensichtlich sind die dafür angewendeten Temperaturbedingungen nicht ausreichend. Es ist zu vermuten, daß andere Implantationsparameter (Dosis, Energie, Dotand) ebenfalls Einfluß auf das Ätzverhalten von CVD- Si_3N_4 haben.

4.35. ANWENDUNG ELEKTROCHEMISCHER MESSUNGEN ZUR CHARAKTERISIERUNG VON Si NACH UNTERSCHIEDLICHER OBERFLÄCHENBEARBEITUNG

J. Müller, M.T. Pham und H. Beulich

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Messungen des elektrolytischen Sperrstromes von Si wurden zum empfindlichen Nachweis von implantationsinduzierten Strahlenschäden eingesetzt [1,2]. Die Stromerhöhung ist bedingt durch eine erhöhte Minoritätsladungsträgerkonzentration in der Raumladungszone, verursacht durch Generations- bzw. Rekombinationszentren.

Es war zu erwarten, daß kristallographisch gestörte Oberflächenschichten eine Erhöhung des elektrolytischen Sperrstromes verursachen würden. Zur Erarbeitung einer optimalen chemischen und mechanischen Oberflächenbearbeitung von Si-Grundmaterial zur Herstellung von Halbleiterdetektoren wurden deshalb solche Untersuchungen durchgeführt. Die Messungen erfolgten an n-Si von $65 \Omega\text{cm}$; der Elektrolyt bestand aus $2 \text{ n HF} + 1 \text{ n } (\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$. Der elektrolytische Sperrstrom wurde potentiostatisch bei einem Elektrodenpotential von 1 V gegen die gesättigte Kalomelelektrode gemessen (0 V bei Probe 7). Die Schichtabtragung zur Bestimmung von Tiefenprofilen erfolgte durch anodische Auflösung im gleichen Elektrolyten mit coulometrischer Dickenbestimmung. Die Ergebnisse an 7 verschiedenen Proben sind in Abb. 1 dargestellt.

Aus den gemessenen Profilen können folgende Schlußfolgerungen gezogen werden:

- Rotationspolieren erzeugt eine wesentlich kleinere Störstellenkonzentration als Vibrationspolieren, beide Grenzstromdichten liegen jedoch an der Ober-

fläche weit über den durch chemisches Polierätzen erreichbaren Normalwerten von ca. 10^{-5} A/cm^2 .

- Durch nachträgliches chemisches Abätzen von Si-Dicken $\geq 1 \mu\text{m}$ erreichen mechanisch polierte Scheiben die Güte poliergeätzter Scheiben.
- Elektrolytisches Polieren liefert noch etwas niedrigere Grenzströme als chemisches Polieren.
- Die besten Werte wurden durch thermische Oxydation erhalten, bedingt durch die Ansammlung von Verunreinigungen im Oxid.

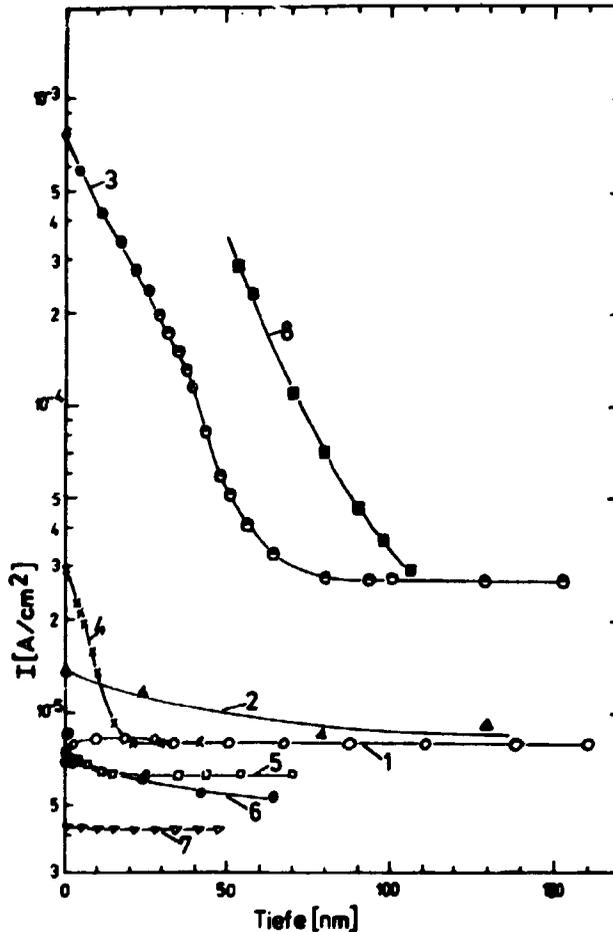


Abb. 1

Sperretrom-Tiefenprofile nach unterschiedlicher Oberflächenbearbeitung

- 1,2 - chemisch poliergeätzt in HF-HNO₃-CH₃COOH-Gemisch
- 3 - vibrationspoliert, 4 - rotationepoliert, jeweils in einer Suspension von SiO₂ in KOH
- 5 - elektrolytisch poliert in HF-NH₄F-Glyzerin-Gemisch
- 6 - wie 3, danach 1 μm abgeätzt
- 7 - wie 6, danach 100nm thermisches SiO₂ erzeugt und abgelöst
- 8 - wie 1 und 2, danach überläppt mit SiC, 5 μm Korn-durchmesser

L i t e r a t u r

- [1] Hüller, J. and M.T. Phan, *phys. stat. sol. (a)* **43** (1977) 505
- [2] Hüller, J., Dissertation A, AdW der DDR, Berlin (1979)

4.36. SILIZIUM-ÄTZUNG ZUR MESASTRUKTURIERUNG

J. Hüller, I. Beatus und W. Hoffmann

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei der Herstellung von Halbleiterdetektoren mittels Ionenimplantation besteht die Aufgabe, eine Mesodiode durch reproduzierbare Abätzung bestimmter Gebiete zu erzeugen. Die nicht zu ätzende zentrale Zone wird durch Fotolack geschützt. Fotolacke sind resistent gegen verdünnte Flußsäure, wie sie im Rahmen der Planartechnik zur SiO₂-Ätzung verwendet wird; sie widerstehen jedoch HNO₃-HF-Gemischen, die zur Si-Ätzung notwendig sind, nur sehr kurze Zeit. Der Fotolack AZ 1350 ist gegen das bisher verwendete Ätzgemisch aus 6 Teilen HNO₃ (Konz.

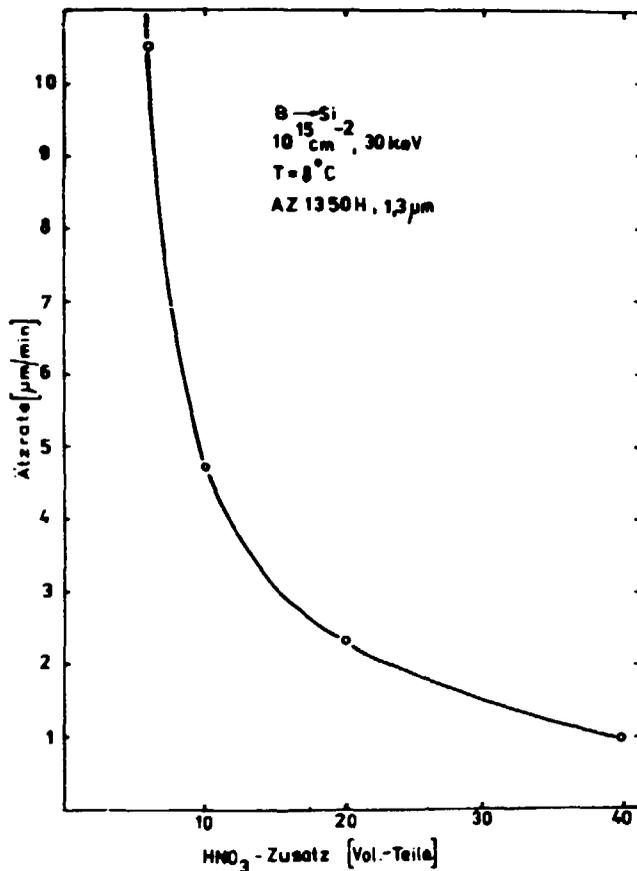


Abb. 1
Abhängigkeit der Si-Ätzrate vom HNO₃-Zusatz zu 1 Vol.-Teil HF

zeit von 2 min schon deutliche Schäden, so daß eine Ätzdauer von 90 s nicht überschritten werden sollte. Wie frühere Untersuchungen zeigten [1], kann die dargestellte Ätzraten/Ätzmittel-Kurve auch als Richtwert für andere implantierte Dotanden gelten, wenn die Implantationsdosis 10^{15} cm^{-2} nicht übersteigt.

L i t e r a t u r

[1] Roß, R., Jahresbericht KC, ZfK-294 (1975) 211

4.37. ÜBER DIE STABILITÄT VON FOTORESISTMASKEN BEI IONENIMPLANTATION

W. Hoffmann, J. Hüller, I. Beatus und A. Schmidt
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Der Einsatz von Fotoresist zur Maskierung bei Ionenimplantation von Si-Scheiben spart Abscheidung und Strukturierung anderer Maskenmaterialien ein. Außerdem ist bei der Resistmasken-Herstellung die Temperaturbelastung der Substrate gering. Nachteilig und die Anwendbarkeit von Resistmasken eventuell begrenzend können durch Implantation bewirkte Schrumpfungen und Löslichkeitsverringierungen der Resiststrukturen sein. Experimentell untersucht wurden dazu Einflüsse der Maskenpräparation und der Implantation der Halbleiter-Dotanden B⁺, P⁺ und As⁺.

ca. 65%) und einen Teil HF (Konz. ca. 40%) etwa 20 s beständig, so daß nicht länger als 10 bis 15 s geätzt werden darf (Badtemperatur 8 °C). Demgegenüber ist die Inkubationszeit bei Ätzbeginn zu lang, so daß Inhomogenitäten an der Ätzkante beobachtet wurden, insbesondere bei mit Bor implantierten Scheiben. Durch Einsatz des feststoffreicheren Fotolackes AZ 1350 H, der infolge seiner höheren Schichtdicke (hier 1,3 µm) ätzresistenter ist, wurde es möglich, Ätzgemische kleinerer Ätzrate zu testen, die einen höheren HNO₃-Gehalt haben. Das Ergebnis ist in Abb. 1 zusammengefaßt. Aus dieser Kurve kann die Zusammensetzung des Ätzmittels bei gewünschten Ätzraten von 1 bis 10 µm/min entnommen werden. Nach der lack-schonenden Ätzung bei 8 °C waren alle Lackhaftmasken bei Ätzzeiten von 1 min unversehrt, zeigten jedoch bei einer Expositions-

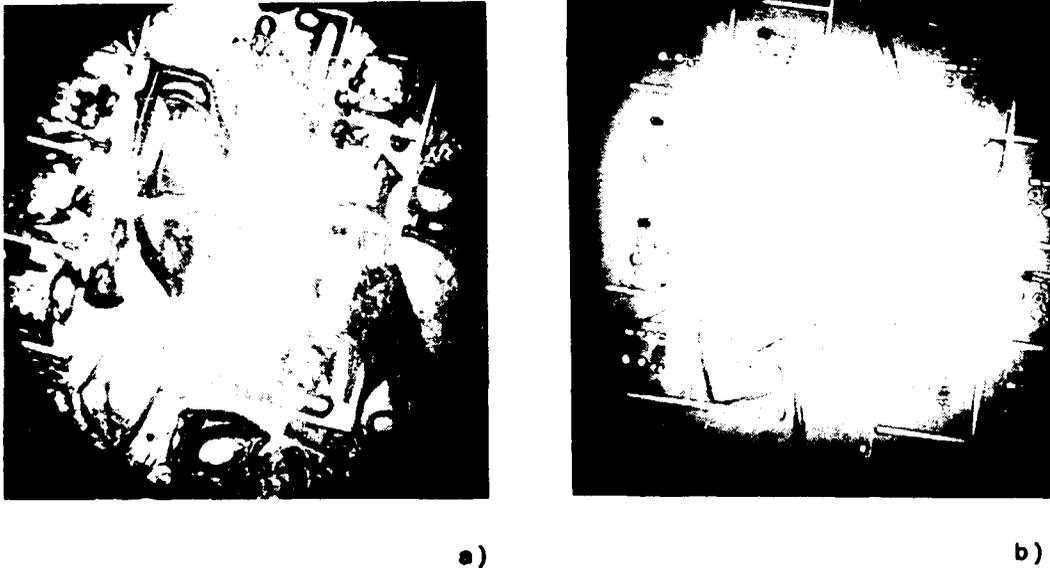


Abb. 1

Schäden an Strukturen des Resists AZ 1350 H nach Implantation (50 keV, 10^{16} Ionen/cm², 5 μ A/cm²). a) B-Implantation, b) As-Implantation

Bei Anwendung von Standard-Resistpräparationen sind vertikale Schrumpfungen von Resists bei Implantationsdosen $> 10^{14}$ Ionen/cm² feststellbar. Laterale Strukturveränderungen wurden lichtmikroskopisch nicht gefunden. Bei Implantation der Dosis 10^{16} Ionen/cm² wurden an dicken Resistschichten (1,2 μ m) beträchtliche Defekte beobachtet (Abb. 1). Der Grad der Schichtschädigung hängt von der Flächenstromdichte und der Reichweite der implantierten Ionen ab und kann verallgemeinernd der im Resist wirksamen Volumenstromdichte zugeordnet werden. Derartige Maskenschädigungen können vermieden werden durch Implantation bei niedriger Stromdichte, durch Verbesserung des Wärmekontaktes Substrat/Halterung oder durch Resisthärtung vor der Implantation bei erhöhter Temperatur (200 °C).

Die Entfernung implantierter Resiststrukturen von Si-Substraten gelingt bis zur implantierten Dosis von 10^{15} Ionen/cm² durch Behandlung mit kochendem H₂SO₄/H₂O₂-Gemisch (1:1). Mit höherer Dosis implantierte Resistschichten sind auch in konzentrierter HNO₃ und konzentrierter H₂SO₄ nicht mehr zu lösen; sie müssen plasmachemisch entfernt werden.

4.38. LICHTABSORPTION VON ORGANISCHEN POLYMERFILMEN NACH IONENIMPLANTATION

W. Hoffmann und A. Schmidt

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Hochdosisimplantation von organischen Polymeren führt zu deren "Verkohlung". Als Maß für die Strahlenschädigung der Polymere kann dabei die Veränderung des Absorptionsspektrums dünner Schichten dienen. Von Interesse sind Einflüsse der Implantationsbedingungen und des Polymers.

Glaseubstrate, beschichtet mit Gelatine, mit Positiv-Fotoresist AZ 1350 und mit Negativ-Fotoresist FK 11 S, wurden implantiert. Anschließend wurde spektral-photometrisch die Transparenz T im Vergleich zu nichtimplantierten Proben ermittelt (Abb. 1).

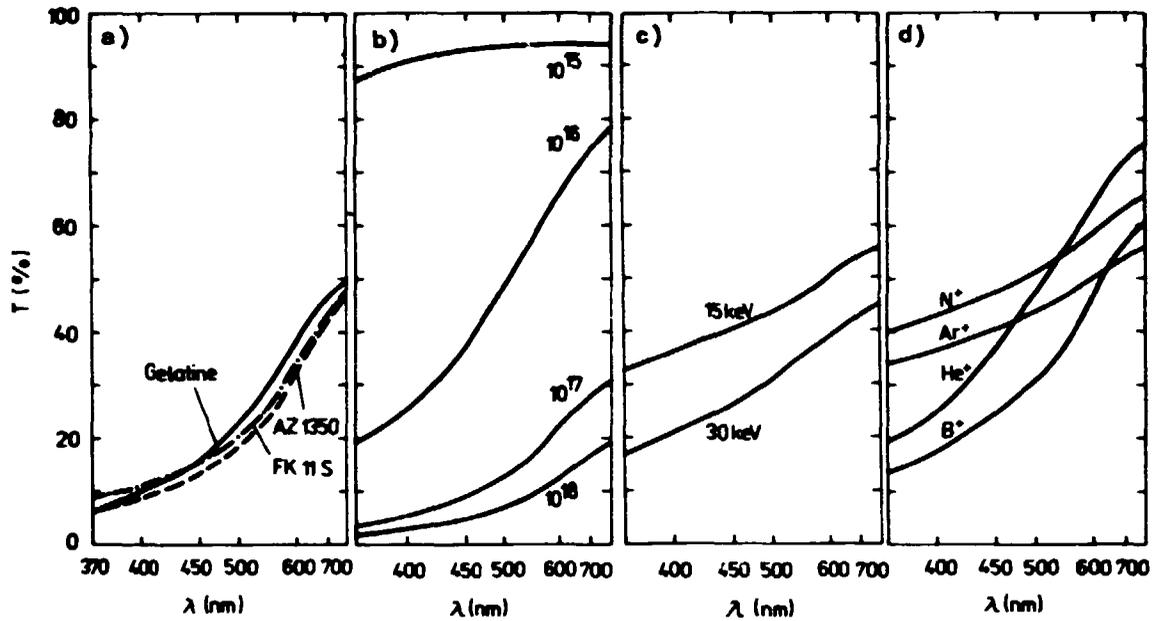


Abb. 1

Transparenz implantierter Polymerfilme als Funktion der Wellenlänge

- a) Vergleich von Gelatine-, Positivresist- und Negativresistfilm (Implantation B⁺, 30 keV, 10¹⁶ Ionen/cm²)
- b) Einfluß der Implantationsdosis (Gelatinefilm, Implantation He⁺, 15 keV)
- c) Einfluß der Implantationsenergie (AZ-1350-Film, Implantation Ar⁺)
- d) Einfluß der implantierten Ionenart (AZ-1350-Film, Implantation 15 keV, 10¹⁶ Ionen/cm²)

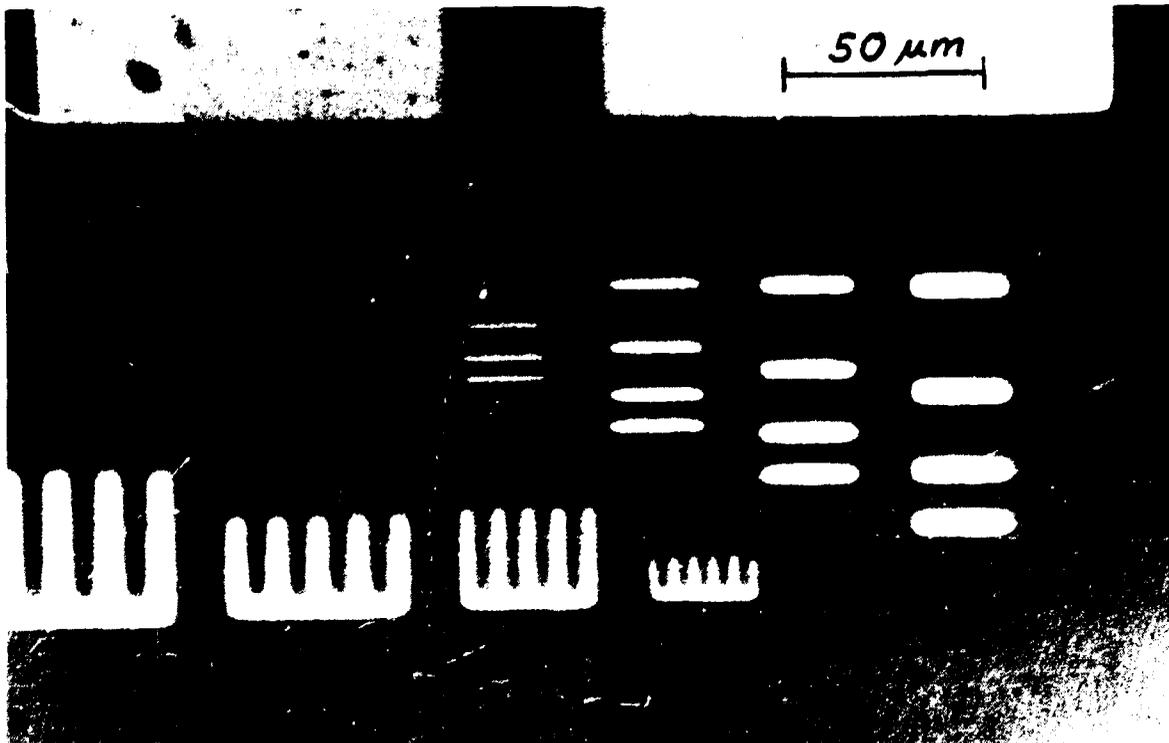


Abb. 2

Strukturierte Fotoresistechicht nach Ar⁺-Implantation

Generell stimmen bei gleichen Implantationsbedingungen die Transparenzkurven für die untersuchten Polymere nahezu überein (Abb. 1a). Steigende Dosis bewirkt zunehmende optische Dichte (Abb. 1b). Ebenso führt Energieerhöhung zur Transparenzabnahme (Abb. 1c). Bei Ionen kleiner Massezahl ist die Transparenzverringerng im kurzwelligeren Spektralbereich relativ groß, während Ionen hoher Massezahl eine gleichmäßigere Transparenzverringerng im gesamten sichtbaren Wellenlängenbereich bewirken (Abb. 1d).

Die Zunahme der optischen Dichte von Resistechichten bei Ionenimplantation kann zur Beurteilung der Ionenstrahlhomogenität [1] und zur einfachen Herstellung von Schablonen für die Fotolithographie [2] genutzt werden. Als Beispiel sind in Abb. 2 Fotoresist-Strukturen auf Glassubstrat nach Implantation bei Betrachtung im Durchlichtmikroskop wiedergegeben. Die resistfreien Flächen erscheinen transparent.

L i t e r a t u r

- [1] Fortino, A.G. and S.F. Kingsland, IBM Techn. Dig. Bull. 21 (1978) 2254
- [2] Hashimoto, T. et al., Internat. Electron Device Meeting, Washington (1976), Techn. Diges. 198-201

4.39. GETTERUNG VON γ -STRAHLUNGSINDUZIERTEN BEWEGLICHEN IONEN IM SiO_2 DURCH IONENIMPLANTATION

N. Sieber

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Zuverlässigkeit und die Stabilität von Schaltkreisen oder Bauelementen mit thermischem SiO_2 kann durch ionisierende Strahlung herabgesetzt werden. Die Ionenimplantation in SiO_2 bietet eine Möglichkeit, bewegliche Na^+ - und H^+ -Ionen, welche die ionisierende Strahlung aus den SiO^-Na^+ - und SiO^-H^+ -Komplexen freisetzt, nahe der SiO_2 -Oberfläche zu gettern. In der Arbeit wurden Al^+ - und Cl^+ -Ionen mit der Dosis 10^{14} cm^{-2} durch eine dünne Al-Schicht ins 100 nm dicke SiO_2 implantiert, so daß die mittlere projizierte Reichweite R_p an der Al/ SiO_2 -Grenzfläche lag und an der Si/ SiO_2 -Grenzfläche keine Strahlenschäden entstanden. Die TVS-Messungen (triangular voltage sweep) bei 250 °C an nicht γ -bestrahlten Proben ergaben, daß in nicht implantierten MOS-Strukturen die Konzentration von beweglichen Ionen ca. $9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ betrug. In implantierten MOS-Strukturen waren bei dieser Temperatur keine beweglichen Ionen nachweisbar. Gegenüber γ -Bestrahlung mit $2,6 \cdot 10^3 \text{ C/kg}$ erweisen sich die implantierten Oxide resistenter als nicht implantierte. Während in den nicht implantierten MOS-Strukturen die Konzentration beweglicher Ionen nach γ -Bestrahlung ca. $1,4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ betrug, konnten in implantierten Strukturen keine beweglichen Ionen ermittelt werden.

4.40. OXIDPASSIVIERUNG VON SILIZIUM DURCH HF-PLASMAVERFAHREN

A. Seifarth

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei früheren Untersuchungen zur Plasmaanodisation von Si [1] erwiesen sich die geringe Intensität des Niederdruck-Gleichstrom-Plasmas und das parasitäre Sputtern durch hochenergetische Ionen und Neutralteilchen als besondere Nachteile. Daher wurde zur Oxidpassivierung von Si eine Apparatur aufgebaut, in der die Plasmaerregung elektrodenlos durch das hochfrequente elektrische Wirbel-feld einer stromdurchflossenen Spule erfolgt. In diesem HF-Niederdruck-Plasma sind nur Elektronen, deren hohe thermische Energie einer Elektronentemperatur von ca. $5 \cdot 10^4$ K entspricht, an der Plasmaerregung beteiligt; hochenergetische Ionen und Neutralteilchen treten nicht auf. Bei der Oxidpassivierung von Si wurden Plasmaanodisation (im Sauerstoffplasma) und HF-Sputtern (im Argon- oder Sauerstoffplasma) kombiniert; beide Prozesse sind unabhängig von der Plasmaerregung steuerbar. Durch Plasmaanodisation soll vor allem die Si/SiO₂-Phasengrenze ins ungestörte Innere der Si-Scheibe verlagert werden. Nach Abb. 1 hängt

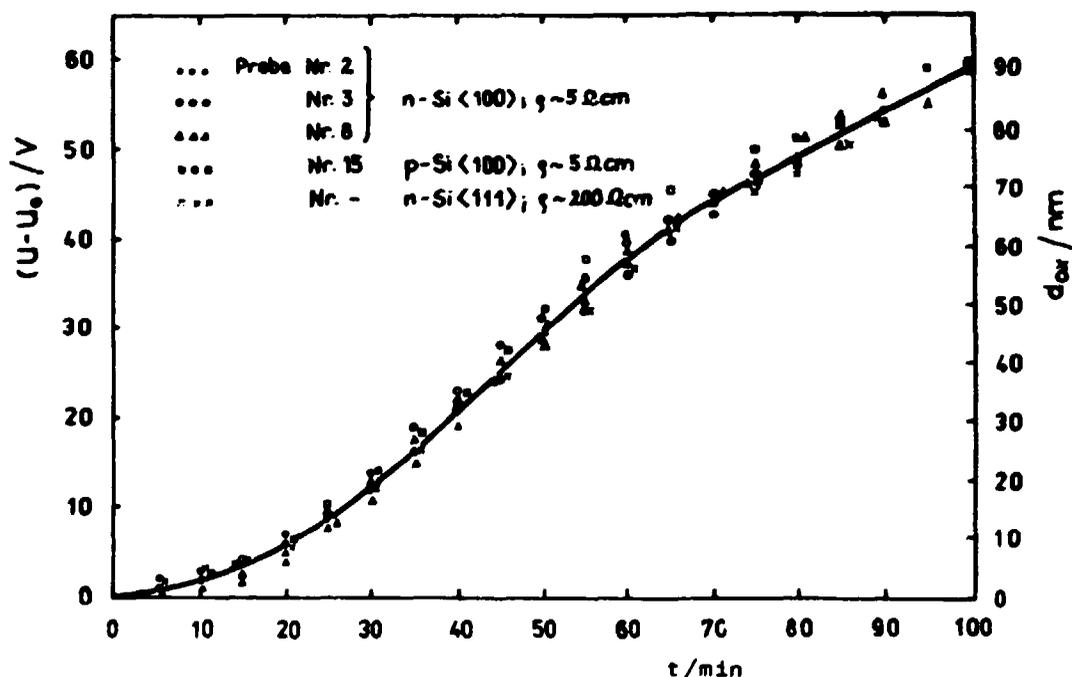


Abb. 1

Abhängigkeit der Oxidspannung U_{ox} und der Oxiddicke d_{ox} von der Anodisationszeit t bei konstanter Stromanodisation von Si im Sauerstoffplasma. Anodisationsstromdichte $20 \text{ mA}\cdot\text{cm}^{-2}$; $U_{ox} \approx U - U_0$ (U = Anodisationsspannung, $U_0 = U(t=0)$ = Spannung am "nichtoxidischen" Teil des Anodisationsstromkreises, $d_{ox} = 0$)
 $d_{ox}/\text{nm} \approx 1.54 U_{ox}/\text{V}$

dieser Prozeß wegen der Elektroneninjektion aus dem Plasma und erhöhter Ladungsträgergeneration im Si durch Plasma-UV-Strahlung nur unwesentlich von den Si-Parametern (Leitungstyp, spez. Widerstand) ab. Der zeitliche Ablauf der Plasmaanodisation (mit konstanter Stromstärke) kann in drei Bereiche mit unterschiedlicher Oxidwachstumsrate $\Delta d_{ox}/\Delta t$ unterteilt werden. Als optimal erwies sich ein Oxydationsregime, nach dem für $d_{ox} < 10 \text{ nm}$ die Plasmaanodisation mit reaktiven HF-Sputtern vom Quarzglas-target kombiniert wird. Im Bereich

10 nm $\leq d_{ox} \leq$ 650 nm erfolgen Oxydation (und Fixierung der Si/SiO₂-Phasengrenze) ausschließlich durch Plasmenoxidation. Die Verstärkung der SiO₂-Schicht bis zu Schichtdicken $d_{ox} >$ 650 nm wird durch HF-Sputtern von Quarzglas-target im Argonplasma vorgenommen.

So hergestellte SiO₂-Passivierungsschichten besitzen nach kurzzeitiger Temperung bei 450 °C in N₂-Atmosphäre zur Ausheilung der verfahrensbedingten Strahlenschäden Oxid- und Grenzflächeneigenschaften, die den mit trockener thermischer Oxydation von Si bei 1000 °C erreichten nahezu gleich sind. Das beschriebene Niedertemperatur-Passivierungsverfahren für Si hat außerdem gegenüber der thermischen Oxydation den Vorteil einer wesentlich geringeren Beeinflussung der Minoritätsträgerlebensdauer.

L i t e r a t u r

[1] Dienel, G. et al., Jahresbericht 1975, ZfK-295 (1975) 143

4.41. ELEKTRISCHE EIGENSCHAFTEN VON ANODISCHEN SiO₂-SCHICHTEN AUF Si

G. Mende, N. Sieber, G. Küster und K.-D. Butter
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In Tab. 1 sind die elektrischen Eigenschaften von anodisch oxydiertem p-Si und n-Si gegenübergestellt [1], wobei N_{fb} die aus der Flachbandspannungsverschiebung von HF-CV-Kurven ermittelten integralen Grenzflächenladungsdichten, N_{bew} die aus TVS-Messungen bei 300 °C ermittelten Dichten der beweglichen Ionenladungen, ρ der spezifische elektrische Widerstand bei einer Feldstärke von $(0.6 \text{ bis } 1) \cdot 10^6 \text{ V cm}^{-1}$ und E_{BD} die Durchbruchfeldstärke bedeuten. Die Meßwerte in der Tabelle repräsentieren Extremwerte bei der Messung von je 9 Proben mit Ausnahme der TVS-Messungen, die an je 5 Proben durchgeführt wurden.

Tabelle 1
Elektrische Eigenschaften von anodischem SiO₂ (70 bis 150 nm)

	p-Si <100> (10 Ohm cm)	n-Si <100> (5 Ohm cm)
$N_{fb} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$(1.1 \text{ bis } 2.5) \cdot 10^{11}$	$(-0.4 \text{ bis } +0.5) \cdot 10^{11}$
$N_{bew} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$(2 \text{ bis } 4) \cdot 10^{11}$	$(0.6 \text{ bis } 1.6) \cdot 10^{11}$
$\rho \text{ (Ohm cm)}$	$10^{15} \text{ bis } 10^{18}$	$10^{15} \text{ bis } 10^{18}$
$E_{BD} \text{ (V cm}^{-1}\text{)}$	$(0.6 \text{ bis } 0.9) \cdot 10^7$	$(0.7 \text{ bis } 1.0) \cdot 10^7$

Aus der Tab. 1 geht hervor, daß anodisches SiO₂ auf n-Si bessere elektrische Eigenschaften besitzt als anodisches SiO₂ auf p-Si. Integrale Grenzflächenladungsdichten, die obere Grenze des spezifischen elektrischen Widerstandes und die Durchbruchfeldstärken sind mit den Eigenschaften von thermischem SiO₂ vergleichbar.

L i t e r a t u r

[1] Mende, G. et al., 10. Arbeitstagung "Physik der Halbleiteroberfläche", Binz (1979)

4.42. LUMINESZENZMESSUNGEN AN DÜNNEN SiO_2 -SCHICHTEN

G. Boden und E. Hensel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Mit der Lumineszenzautoradiographischen Methode [1] lassen sich ausgeprägte Strukturinhomogenitäten (etwa ab $20\text{ }\mu\text{m}$) abbilden und lokalisieren. Abb. 1a zeigt die Lumineszenzautoradiographie einer 500 nm dicken SiO_2 -Schicht auf Silizium. Die Probe wurde mit Röntgenstrahlung (600 Gy , 190 kV) angeregt. Die Siliziumscheibe selbst weist nach der Bestrahlung keine Lumineszenzerscheinungen auf. Auf der Autoradiographie sind deutlich drei Schwärzungspunkte, umgeben von einigen kleinen Punkten, zu erkennen. Diese Punkte stellen gegenüber der homogen-amorphen Matrix geordnete Strukturbereiche und damit Störungen der amorphen SiO_2 -Schicht dar. Mit Hilfe von Pin-hole-Messungen mit Flüssigkristallen [2] ist an der gleichen Stelle der SiO_2 -Schicht erhöhte elektrische Leitfähigkeit zu beobachten (Abb. 1b).

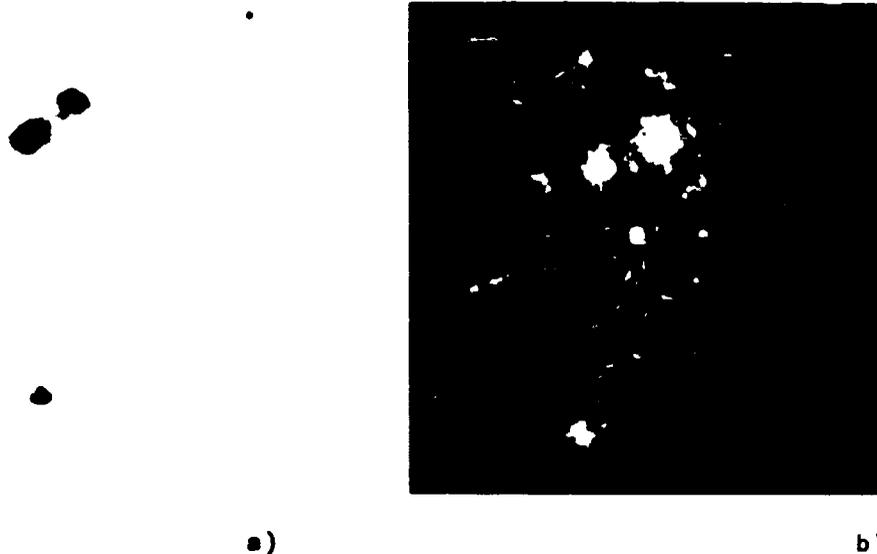


Abb. 1

Ausgeprägte Strukturinhomogenitäten einer 500 nm dicken SiO_2 -Schicht (Maßstab 1:20)

- a) nachgewiesen mittels Lumineszenzautoradiographie nach Strahlungsaktivierung
- b) nachgewiesen über Pin-hole-Messung mit Flüssigkristallen

Als Ergebnis der integralen Lumineszenzmessungen wird festgestellt: Während durch thermische und anodische Oxydation sowie durch Sputtern hergestellte SiO_2 -Schichten nach Strahlungsaktivierung keine Lumineszenzerscheinungen aufweisen, zeigen mit CVD-Verfahren hergestellte Schichten eine deutliche Lumineszenz. Nach einer Temperbehandlung tritt - je nach deren Temperatur und Zeitdauer - an thermisch hergestellten SiO_2 -Schichten eine Lumineszenzemission auf, wenn diese Schichten strukturelle Veränderungen erleiden. Bei den angeführten Beispielen ist das vor allem bei den durch Feuchtoxydation hergestellten Oxiden nach einer vierstündigen Temperung bei $1250\text{ }^\circ\text{C}$ sowie bei allen untersuchten Oxidschichten, die 18 h bei $1200\text{ }^\circ\text{C}$ getempert wurden, der Fall.

Offenbar bewirkt die Temperbehandlung an diesen SiO_2 -Schichten eine strukturelle Veränderung zu sogenannten "Vorordnungszuständen" [3].

L i t e r a t u r

- [1] Boden, G., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 172
- [2] Henseel, E., Jahresbericht 1976, ZfK-315 (1976) 178
- [3] Brückner, R., J. Non-Cryst. Solids 5 (1970) 123

4.43. ZUR HERSTELLUNG VON Si_3N_4 DURCH IONENIMPLANTATION

E. Henseel, U. Kreißig, W. Skorupa und K. Wollschläger
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Ziel der Untersuchungen war die Erzeugung von Si_3N_4 -Oberflächenschichten. In $\langle 111 \rangle$ -n-Si wurde $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ N}^+$, 20 keV, implantiert. Während der Implantation wurden die Si-Scheiben auf maximal 700°C erwärmt.

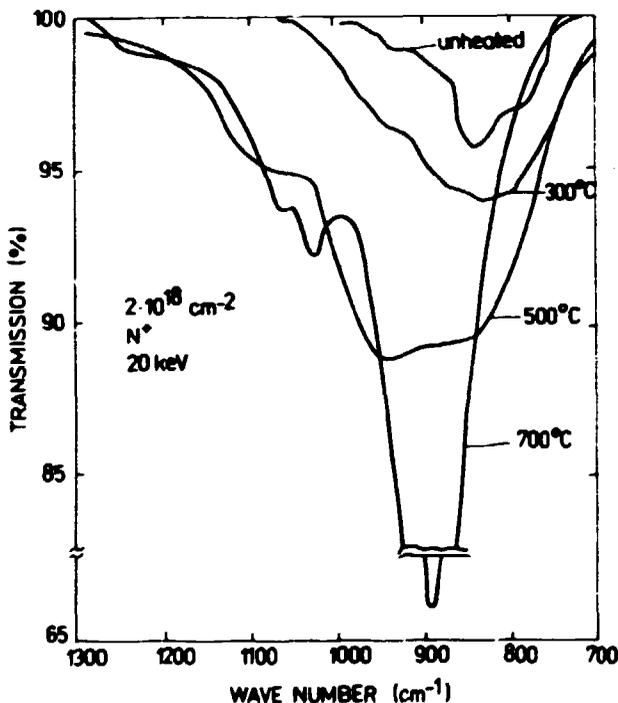


Abb. 1
Infrarot-Spektren

Abb. 1 zeigt, daß mit wachsender Targettemperatur eine Vertiefung und Verschiebung der IR-Absorptionsbanden zu höheren Wellenlängen eintritt. Die Flächen der Banden sind ein Maß für die Zahl der Si-N-Bindungen und die Verschiebung des Bandenminimums (auf 890 cm^{-1} bei 700°C) drückt die Komplettierung der Si_3N_4 -Verbindung aus. In Abb. 2 werden die mittels Rutherford-Rückstreuung gemessenen N-Profile (unterhalb Kanal 142) sowie nahe der Si-Kante der Strahlenschaden und ab 500°C eine Si_3N_4 -Oberflächenschicht in Abhängigkeit von der Implantationstemperatur dargestellt. Mit wachsender Temperatur erfolgte eine Zunahme des Stickstoffgehaltes und eine Abnahme des Strahlenschadens. Bei 700°C Targetheizung entsteht eine 70 nm dicke stöchiometrische Si_3N_4 -Schicht. Diese Oberflächenschicht hatte eine dielektrische Durchbruchfeldstärke von $8 \cdot 10^5 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$. Die in Abb. 1 und 2 wiedergegebenen Messungen weisen übereinstimmend ein wachsendes Stickstoffdefizit mit abnehmender Targettemperatur nach. Eine mögliche Erklärung dafür ist ein Atzabtrag der amorphisierten Si-Oberfläche bei der Reinigung nach der Implantation. Die Ausbildung einer Si_3N_4 -Schicht verhindert dann in zunehmendem Maße eine Schichtabtregung.

Abb. 1 zeigt, daß mit wachsender Targettemperatur eine Vertiefung und Verschiebung der IR-Absorptionsbanden zu höheren Wellenlängen eintritt. Die Flächen der Banden sind ein Maß für die Zahl der Si-N-Bindungen und die Verschiebung des Bandenminimums (auf 890 cm^{-1} bei 700°C) drückt die Komplettierung der Si_3N_4 -Verbindung aus. In Abb. 2 werden die mittels Rutherford-Rückstreuung gemessenen N-Profile (unterhalb Kanal 142) sowie nahe der Si-Kante der Strahlenschaden und ab 500°C eine Si_3N_4 -Oberflächenschicht in Abhängigkeit von der Implantationstemperatur dargestellt. Mit wachsender Temperatur erfolgte eine Zunahme des Stickstoffgehaltes und eine Abnahme des Strahlenschadens. Bei 700°C Targetheizung entsteht

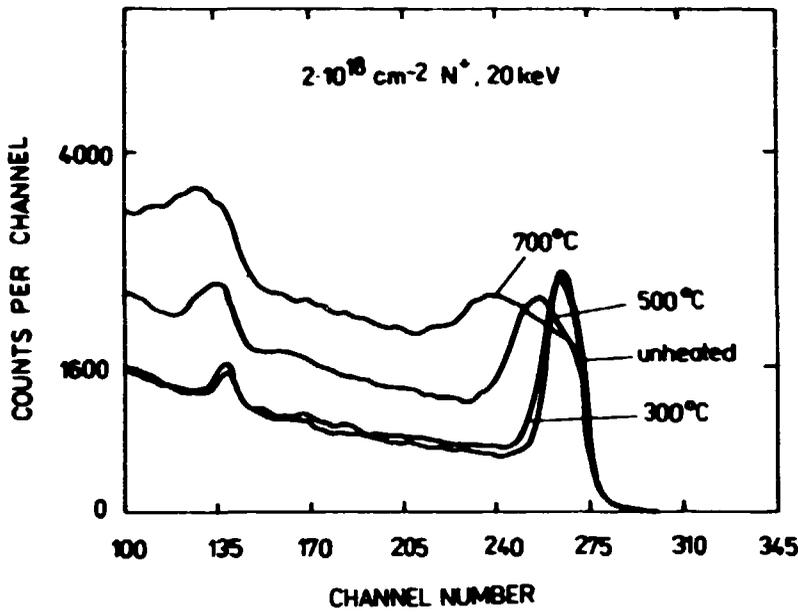
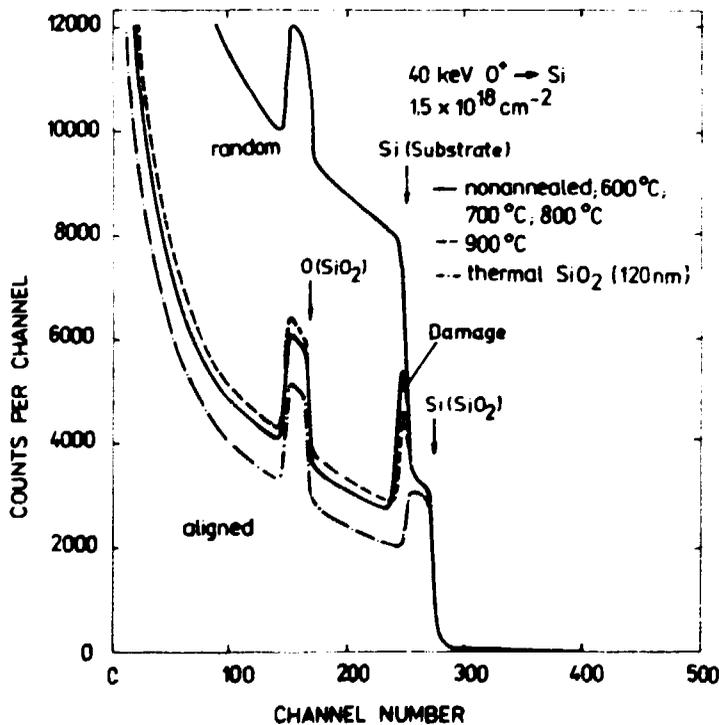


Abb. 2
Rutherford-Rückstreu-
Spektren

4.44. ZUR HERSTELLUNG VON SiO₂ DURCH IONENIMPLANTATION

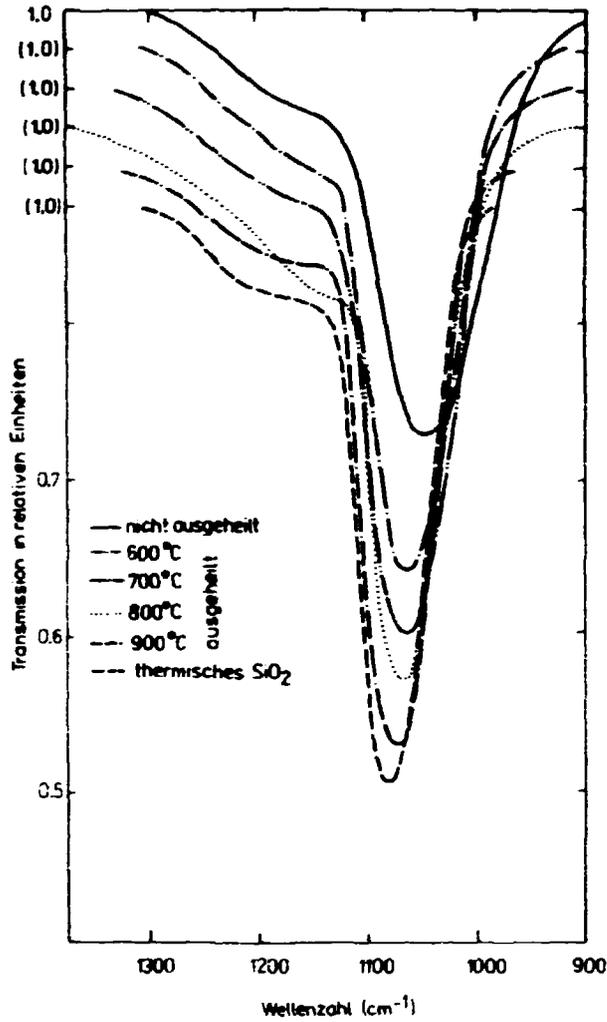
E. Hensel, U. Kreißig, W. Skorupa und K. Wollschläger
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Durch Hochdosisimplantation von ¹⁶O-Ionen in Silizium (40 keV, 1,5 · 10¹⁶ cm⁻²) wurden SiO₂-Oberflächenschichten erzeugt. Nachfolgende Temperschritte bis maximal 900 °C für 2 h in N₂ verbesserten die Oxideigenschaften. Die Durchbruchfeldstärke der bei 900 °C getemperten Schicht betrug 3 · 10⁶ V·cm⁻¹ (im Vergleich dazu thermisch erzeugtes SiO₂: ca. 10⁷ V·cm⁻¹).



Die Auswertung von He-Rückstreu-
spektren und der Ver-
gleich mit einer thermisch er-
zeugten SiO₂-Schicht (Abb. 1)
ergab, daß eine 130 nm dicke
Schicht mit einem O/Si-Ver-
hältnis von etwa 2.0 entstan-
den ist. Zwischen der erzeugten
Schicht und dem einkristal-
linen Substrat befindet sich
eine stark strahlengeschädigte
Si-Schicht der Dicke 20 nm.
Erst eine Temperung bei 900 °C
reduziert diesen Schadenspek
um ca. 30 %. Von der aufge-
brachten ¹⁶O-Implantationsdo-

Abb. 1
RückstreuSpektren bei kanali-
stertem Einschub von 1.4-MeV-
He-Ionen



sie sind nur 40 % in der erzeugten Schicht enthalten. Abb. 2 zeigt die an implantierten Proben und thermisch erzeugtem SiO₂ gemessene Infrarotabsorptionsbande. Mit steigender Temperatur der Nachbehandlung nähern sich die gemessenen Bandenminima der des thermisch erzeugten SiO₂. Das deutet auf das Erreichen der chemischen Bindungsverhältnisse und der Nahordnung in amorphem SiO₂ hin. Die quantitative Auswertung der Bandenfläche bestätigte außerdem die o.g. Differenz zwischen Implantationsdosis und O-Gehalt in der Schicht. Die Ursache hierfür muß durch weitere Untersuchungen gefunden werden.

Abb. 2
Infrarot-Transmission in Abhängigkeit von der Wellenzahl

5. BERICHTE ZU DEN BESCHLEUNIGERN

5.1. DER BETRIEB DES ZYKLOTRONS U-120

B. Anders und H. Odrich

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Das Zyklotron wurde im Berichtszeitraum dreischichtig betrieben, 86 % 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	62
1. 11. 78 - 30. 11. 79	5702	H ₂ ⁺	1
Ein- und Abschaltung, Wartung	520	⁴ He ²⁺	29
geplante Revision	252	³ He ²⁺	8
Strahlzeit	4930		
davon Kernphysik	1447		
Isotopenproduktion	1965		
Neutronentherapie	415		
Biophysik	181		
Aktivierungsanalyse	136		
Verschleißuntersuchungen	369		
Beschleunigungstechnik	417		

Zur routinemäßigen Beschleunigung von Li-Ionen erfolgte eine Rekonstruktion der vorhandenen internen Niedervoltbogenionenquelle (siehe Bericht 5.2.). Sie kann durch eine Vakuumchleuse in die Beschleunigungskammer des Zyklotrons gebracht werden.

Im Berichtszeitraum wurden für den Ionenquellenversuchsstand [1] der Magnet aufgebaut (siehe Bericht 5.3.) und die Konstruktionen für die Vakuumkammer sowie die Ionennachweiseinrichtung abgeschlossen. Die Arbeiten an der Stromversorgung, Steuerung und Signalisation verlaufen planmäßig.

Zur Erweiterung des Angebotes an Zyklotron-Isotopen erfolgter Probebestrahlungen von TeO₂-Targets zur Gewinnung von ¹²³J durch die Reaktion ¹²²Te(d,n)¹²³J. Die Ergebnisse waren zufriedenstellend. Durch Verbesserungen an der Kühlung des Targets soll die Belastbarkeit desselben und damit die erzeugte Aktivität an ¹²³J erhöht werden. Das Nuklid ⁶⁷Ga wurde im Berichtszeitraum routinemäßig hergestellt.

L i t e r a t u r

[1] Büttig, H. et al., ZfK-365 (1968)

5.2. EINE REKONSTRUIERTE, UNIVERSELLE IONENQUELLE FÜR DAS ROSSENDORFER ZYKLOTRON U-120

G. Kerber und W. Naumann

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Die Beschleunigung weiterer Ionenarten wie z. B. ${}^6\text{Li}^{3+}$ mit dem Rossendorfer Zyklotron erforderte eine Rekonstruktion der internen Niedervoltbogenionenquelle. Um Experimente zur Lösung von Ionenquellenproblemen im Zyklotron ökonomisch vertretbar durchführen zu können, wurde im IJF Krakow eine spezielle Vakuumschleuse für die rekonstruierte Ionenquelle gefertigt. Diese Ionenquelle ist neben dem Einsatz im Routinebetrieb des Zyklotrons und am geplanten Ionenquellenversuchstand vor allem für Untersuchungen und Optimierungen auf dem Gebiet der Ionenquellen vorgesehen. Sie ist so konstruiert, daß die wichtigsten Teile (Katoden- und Antikatodenstok, Quellenkopf, Quellenvorderteil) einfach und schnell auswechselbar sind. Je 5 Meßleitungen im oberen und unteren Rohr ermöglichen die Erfassung von charakteristischen Parametern unmittelbar am oder in der Nähe des Quellenkopfes. Die rekonstruierte Ionenquelle ist für Gase, Gasgemische und feste Stoffe (Tiegelverdampfer bis 800 °C) verwendbar. Sie arbeitet seit Juni 1979 im Routinebetrieb des Zyklotrons ohne Störung.

Die sehr kurzen Zeiten des Quellenwechsels (0,5 Std., früher 6 Std.) und der schnelle Zugriff bei Quellenstörungen sind ein besonderer Vorteil dieser Quelle im Zyklotronbetrieb. Die Verfügbarkeit des Zyklotrons für die Nutzer konnte damit erhöht werden. Im linken Teil der Abb. 1 sind das auswechselbare Quellenvorderteil mit Verbindungsflansch sowie der Quellenkopf mit Verdampfertiegel gut erkennbar. Abb. 2 zeigt die an die Beschleunigungskammer angebaute Ionenquelle mit Quellenschleuse und Schnellverschluß.



Abb. 1

Rekonstruierte Niedervoltbogenionenquelle

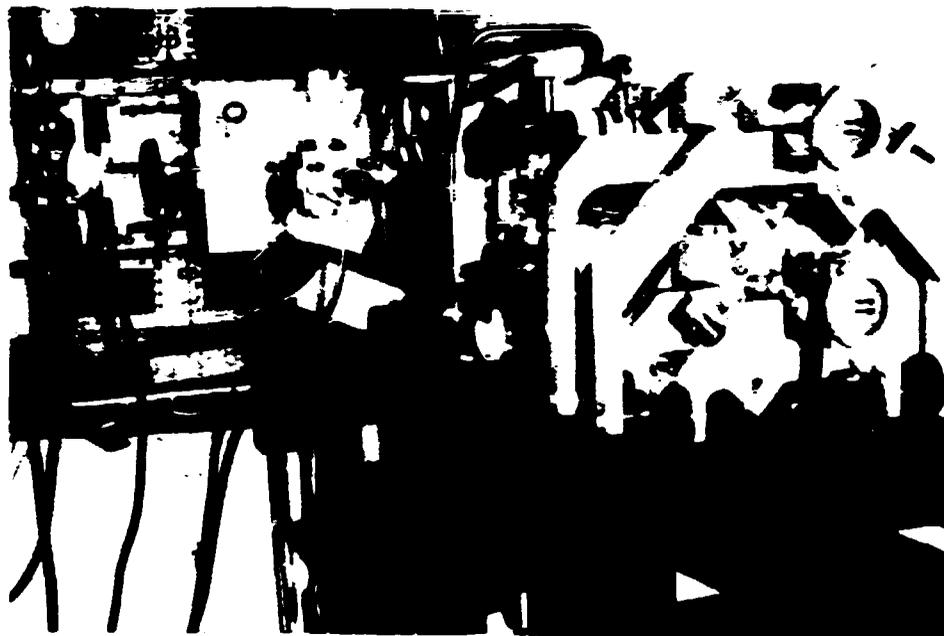


Abb. 2
Rekonstruierte Ionenquelle in Arbeitsstellung

5.3. MAGNET FÜR IONENQUELLENVERSUCHSSTAND

H. Büttig, H. Odrich, S. Preusche, H. Roß und J. Weißig
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

In [1] und [2] wurden das Projekt eines Versuchstandes für Zyklotron-Ionenquellen vorgestellt und dessen technische Daten angegeben. Der Magnet ist nunmehr fertiggestellt (Abb. 1).

Die Fertigung der Magnetspulen erfolgte im VEB Transformatoren- und Röntgenwerk Dresden. Die Gesamtwindungszahl beträgt 2640. Abb. 2 zeigt die Magnetisierungskurve. Die projektierte Luftspaltinduktion von 0,6 T wird im linearen Teil der Kennlinie bei einem Magnetstrom von 42 A erreicht. Dieser Wert entspricht $1,1 \cdot 10^5$ Amperewindungen und ist um 10 % größer als der errechnete. In Abb. 3 ist der Randabfall des unshimierten Magnetfeldes dargestellt. Verglichen mit Abb. 13 in [1] ist eine gute Übereinstimmung des gemessenen Randabfalles mit dem postulierten ersichtlich.

Im Ionenquellenversuchstand wird das Magnetfeld voraussichtlich bis zum Radius 130 mm ausgenutzt. Das entspricht einem Randabfall von 5 %. Die Magnetfeldmessungen erfolgten mit einem Incremental-Gausmeter "Bell 640", dessen Hallsonde mittels eines Meßschlittens radial im Magnetfeld bewegt wurde. Im Inneren der oberen Spule durchgeführte Temperaturmessungen ergaben, daß sich bei einem Kühlwasserdurchfluß von ca. 3 l min^{-1} bei 50 A Spulenstrom ein Temperaturgleichgewicht von 23 °C einstellt.

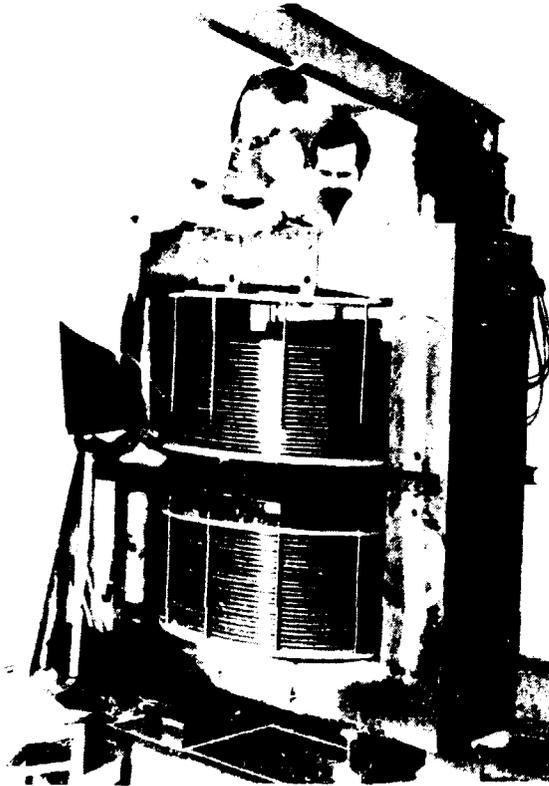


Abb. 1
Magnet für Ionenquellenversuchsstand

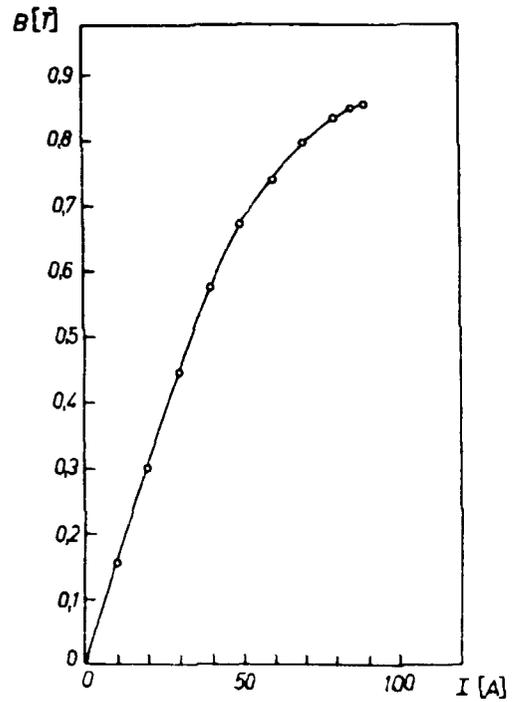


Abb. 2
Magnetisierungskurve

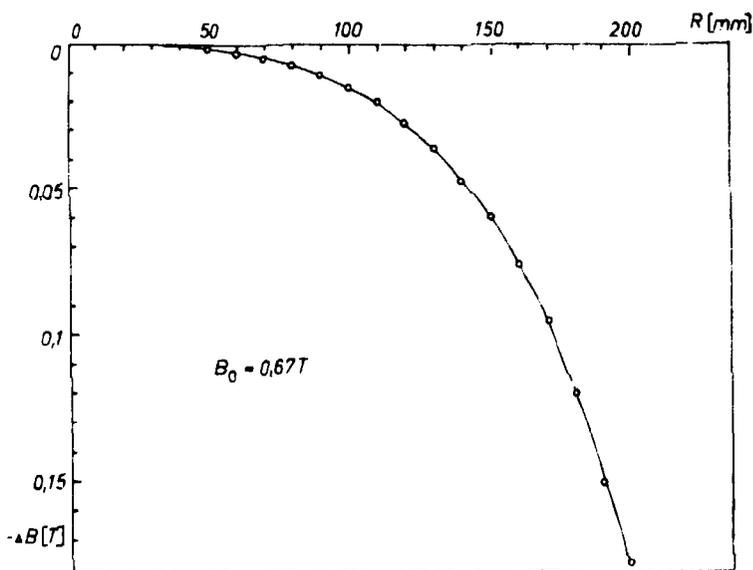


Abb. 3
Randabfall des Magnetfeldes

L i t e r a t u r

- [1] BÜttig, H. et al., ZfK-365 (1978)
- [2] BÜttig, H. et al., Jahresbericht ZfK-385 (1978) 188

5.4. DER BETRIEB DER ELEKTROSTATISCHEN BESCHLEUNIGER

H. Mathee und S. Turuc

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Der Tandem-Generator EGP-10-1

Der Beschleuniger stand im Berichtszeitraum 4502 Stunden unter Spannung. Die Aufgliederung der Arbeitszeit des Beschleunigers und die Aufschlüsselung der Strahlzeit nach Ionenarten sind in Tab. 1 angegeben. Die Verfügbarkeit betrug

Tabelle 1

Betriebsstatistik des Tandem-Generators EGP-10-1

Zeitverteilung	Stunden	Ionenarten	%
verfügbare Zeit	6000	Protonen	51.4
geplante Stillstandszeit	1025	Deuteronen	38.4
ungeplante Stillstandszeit	473	Stickstoffionen	6.7
Generator unter Spannung	4502	Sauerstoffionen	3.5
Experimente mit Strahl	4260		

77 % und konnte gegenüber 1978 um 6 % erhöht werden. Die inzwischen erreichte Zuverlässigkeit des Beschleunigers ist auf eine Reihe technischer Änderungen und Verbesserungen gegründet, die bereits in vorangegangenen Jahresberichten beschrieben wurden. Die neue Ladeeinrichtung hat sich im Zusammenwirken mit dem "Greengate-Band" bewährt. Das im August 1978 in den Beschleuniger eingebaute Ladeband arbeitet seither 5300 Stunden und war zur Inspektion im November 1979 noch in einem technisch guten Zustand. Die Teilerwiderstände [1] haben sich gleichermaßen bewährt. Im Berichtszeitraum gab es keine Teilerdefekte. Die hohe Standzeit der Katoden der Duoplasmatronionenquelle im Standardregime (Protonen, Deuteronen, Stickstoff) ist ebenfalls erfreulich. Die bisher erreichte höchste Lebensdauer einer Katode betrug 4087 Stunden. Die einzelnen Sektionen des Beschleunigungsrohres lassen noch keine Beschädigung bzw. irgendwelche Leistungsminderungen erkennen. Sie waren bisher 19300 Stunden bzw. 28600 Stunden unter Spannung. Die Anstrengungen zur Erhöhung der Katodenlebensdauer, vor allem bei der Erzeugung von Sauerstoffionen, haben zu keinem befriedigenden Ergebnis geführt. Diesbezügliche Versuche (LaB_6 auf MoSi_2 -Schichten und verschiedenen Trägermaterialien) wurden eingestellt. Die Erzeugung schwerer Ionen außerhalb des angegebenen Routineregimes soll zukünftig durch eine Sputterquelle erfolgen. Dazu wurde eine Quelle gebaut, die auf einen Vorschlag von R. Middleton [2] zurückgeht. Die Experimente mit dieser Quelle haben noch nicht begonnen. Große Aufmerksamkeit wurde der Erhöhung der Transmission durch den Beschleuniger gewidmet. Im Zusammenhang mit diesen Experimenten und zur Beseitigung von zwei Störungen in der Stromversorgung des Terminals wurde der Kessel fünfmal geöffnet. Eine Verbesserung der Betriebsführung wurde durch den Austausch der Stromversorgung der Schaltmagnete durch eine modernere Anlage erreicht (siehe Bericht 5.7.).

Der 2-MV-Van-de-Graeff-Generator

Der Beschleuniger stand im Berichtszeitraum 994 Stunden unter Spannung. In der Hauptsache wurden Protonen und He^+ -Ionen beschleunigt. Die Qualität des Ionenstrahls entsprach nicht den Erwartungen, die nach der Rekonstruktion im Jahre 1978 an den Beschleuniger geknüpft wurden. Nach den inzwischen vorliegenden Betriebsergebnissen müssen ein neues Beschleunigungsrohr eingesetzt, die Ionenquelle konstruktiv überarbeitet und ein weiterer Steerer eingebaut werden. Diesbezügliche Arbeiten haben begonnen.

L i t e r a t u r

- [1] Matthes, H. and R. Weibrecht, Rev. de Phys. Appl. 12 (1977) 1327
- [2] Middleton, R., 4. Tandem-Konf., Ebeltoft (1978)

5.5. AKZEPTANZ - EIN PROGRAMM ZUR BERECHNUNG DER AKZEPTANZ BZW. EMITTANZ VON STRAHLTRANSPORTSYSTEMEN

R. Hentschel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Wichtige Kenngröße eines Strahltransportsystems ist seine Akzeptanz. Die Akzeptanz wird durch die Art der Strahlübertragung und durch begrenzende Blenden in dem nach einer Bezugsebene liegenden Teilsystem bestimmt und kennzeichnet dessen potentielle Strahldurchlaßfähigkeit. Für den vor der Bezugsebene liegenden Teil des Systems kann die Emittanz dieses Teilsystems angegeben werden. Sie entspricht der maximal möglichen Emittanz des Strahles an dieser Stelle.

Das Programm AKZEPTANZ berechnet für eine beliebig gewählte Bezugsebene Akzeptanz und/oder Emittanz eines Strahltransportsystems. Innerhalb des Programms werden die Übertragungsmatrizen ionenoptischer Standardelemente, wie Drift- und Beschleunigungsstrecken, Sektormagnete, Quadrupollinsen und Deflektoren, berechnet; für kompliziertere Elemente können sie eingegeben werden. Das Programm druckt getrennt für die x- und y-Richtung die Übertragungsmatrizen aller Elemente, die Gesamtübertragungsmatrizen von jedem Element zur Bezugsebene bzw. umgekehrt, deren Determinanten sowie die Emittanz- und Akzeptanzgeradengleichungen aus und stellt die Geraden in je einem Koordinatensystem dar.

5.6. AKZEPTANZBERECHNUNGEN AM TANDEM-GENERATOR EGP-10-1 (erscheint als Institutspublikation ZfK-403 (1979))

R. Hentschel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Mit Hilfe des Programms AKZEPTANZ wurde die Akzeptanz des niederenergetischen Teils des EGP-10-1 am Eingang des Injektormagnets berechnet. Die Größe der Akzeptanzflächen wird durch die Bunchereingangsblende und den Gasstripper bestimmt. Für den gesamten Arbeitsbereich der Generatorspannung ergeben sich praktisch identische Akzeptanzflächen. Die Form der Akzeptanzflächen kann durch die Einstellung der elektrostatischen Einzellinse des Injektors beeinflusst werden. Auf Abb. 1 ist der für radialsymmetrischen Einschub günstigste Fall einer

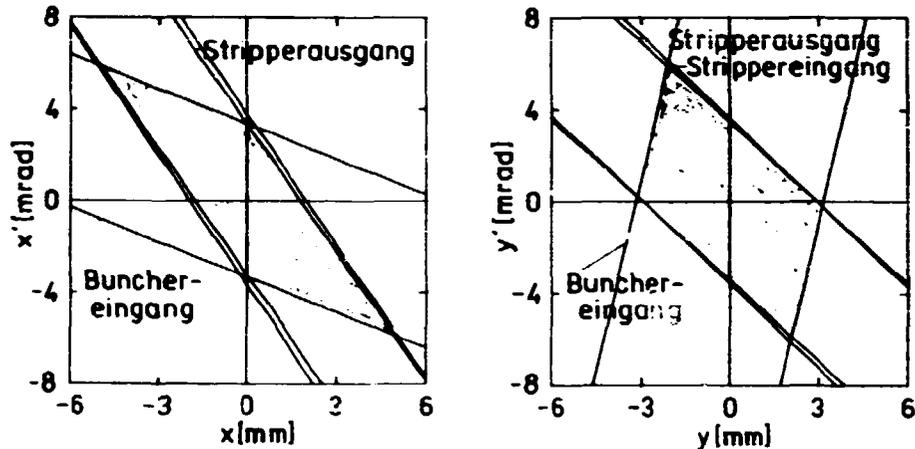


Abb. 1

Akzeptanzflächen des EGP-10-1 am Injektormagneteingang
 Generatorspannung 4 MV, Einschubenergie 23 keV,
 Brennweite der Einzellinse 650 mm

maximalen Oberdeckung der Akzeptanzflächen in beiden transversalen Richtungen dargestellt.

Die Akzeptanz des EGP-10-1 erhält man aus den angegebenen Flächen zu $A_{Nx} = 1.6 \pi \text{ mm mrad } \sqrt{\text{MeV}}$ und $A_{Ny} = 1.7 \pi \text{ mm mrad } \sqrt{\text{MeV}}$. Es wird vorgeschlagen, den Buncher um 780 mm in Richtung des Generators zu verlagern und den Meßeinsatz aus dem oberen, nicht benutzten Strahlmeßgerät des Injektors zu entfernen. Dadurch vergrößert sich die Akzeptanz auf $A_{Nx} = 2.9 \pi \text{ mm mrad } \sqrt{\text{MeV}}$ und $A_{Ny} = 3.2 \pi \text{ mm mrad } \sqrt{\text{MeV}}$.

5.7. MAGNETSTROMVERSORGUNG MSV 200 A AM TANDEM-GENERATOR EGP-10-1

W. Gläser

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich T

W. Probst

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Am Tandem-Generator EGP-10-1 wurde eine neue Magnetstromversorgung zur Speisung von zwei Schaltmagneten in Betrieb genommen. Durch diese Anlage, die im ZfK Rossendorf, Bereich T entwickelt und gebaut wurde, konnten die technischen Parameter, wie Wirkungsgrad und Stabilität sowie der Bedienungskomfort erhöht werden. Durch Verwendung von Transformatoren konnte der Motor-Generator-Satz entfallen, wodurch sich der Wartungsaufwand verringert. Gleichzeitig wird eine jährliche Energieeinsparung von 54 MWh erreicht.

Die neue Anlage vom Typ MSV 200 A 4492-01 besteht aus einem Reglereinschub im Pultraum und einem Leistungsteil im Kellerraum. Die Prinzipschaltung ist in Abb. 1 dargestellt.

Technische Daten

Strombereich, einstellbar von 0.5...200 A

maximale Ausgangsspannung: 70 V

Instabilität ($I = \text{konst.}, \dot{V}_u = \text{konst.}, J > 10 \text{ A}$): $< 0.01 \%$

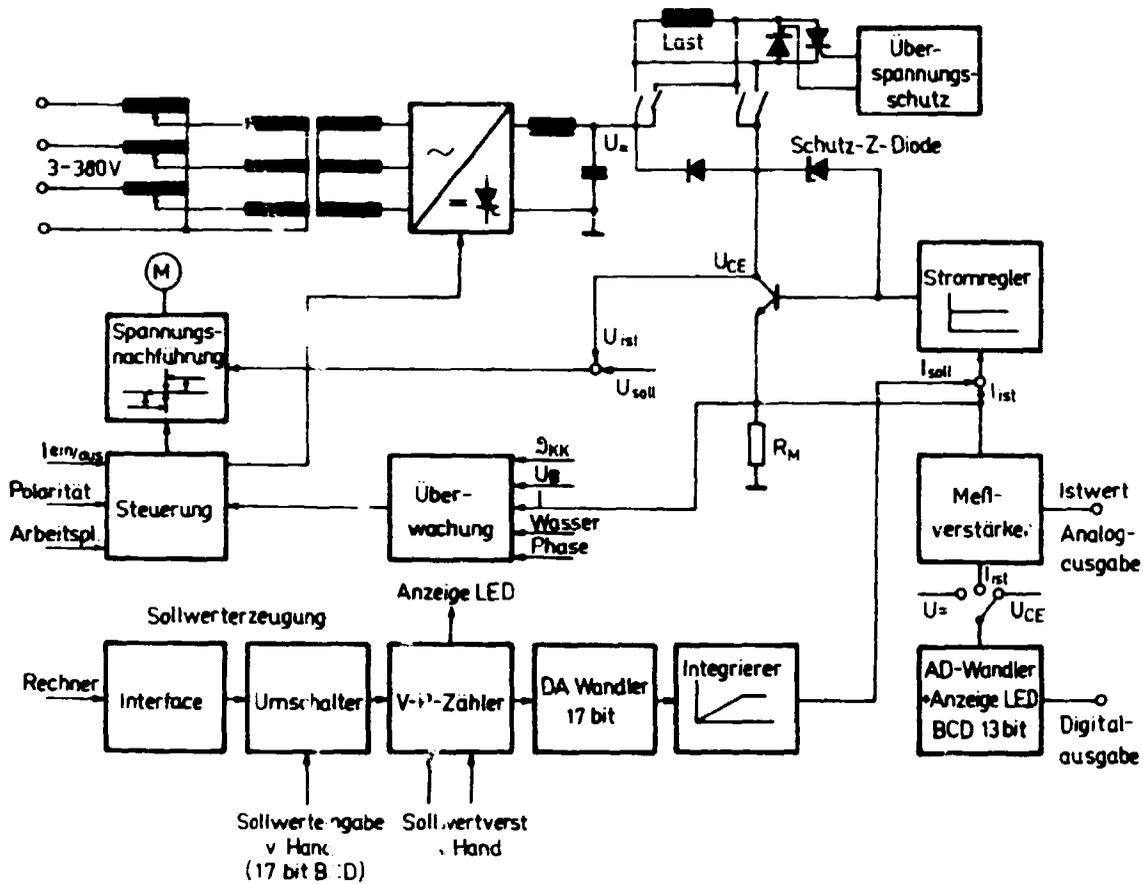


Abb. 1
Magnetstromversorgung MSV 200 A 4492-01

Stromwelligkeit: $< 20 \text{ mA}$
Reproduzierbarkeit: $< 0.01 \%$

Wirkungsweise der Anlage

Die Verstellung des Stromes erfolgt mit Si-Leistungstransistoren, deren Spannung U_{CE} mit einem Stelltrafo automatisch auf einen konstanten Wert von 7 V gehalten wird. Der Istwert des Stromes wird einem Meßwiderstand, der Sollwert einer digital einstellbaren Sollwertquelle hoher Konstanz und Auflösung entnommen. Beide Werte werden über ein Netzwerk subtrahiert und die verbleibende Abweichung einem proportional wirkenden Regelverstärker ($V_o > 1000$) zugeführt. Das Ausgangssignal dieses Verstärkers dient als Stellsignal für die Leistungstransistoren.

Der Sollwert kann wahlweise über einen Vorwahlschalter, Tasten für Strom "größer" und "kleiner" oder vom Rechner eingestellt werden. Der aktuelle Stand wird mit einer 5stelligen 7-Segment-LED-Anzeige angezeigt. Ein digitales Einbauminstrument zeigt den wirklichen Stromwert an. Die Überwachung der Störungssignale (Phase fehlt, Oberstrom, Obertemperatur der Leistungstransistoren, Ausfall einer Betriebsspannung, Ausfall des Kühlwassers) sowie die Ein- und Ausschaltung des Stromes und die Umschaltung der Arbeitsplätze erfolgt mit einer Logik aus DTL-Bausteinen der MZH-Serie. Dadurch wird eine hohe Sicherheit gegen

Störeinflüsse erreicht und ein unbeabsichtigtes Schalten vermieden. Die Anlage ist gegen Kurzschluß und Netzausfall geschützt und durch Verwendung von Halbleiterbauelementen wartungsarm.

5.8. EXPERIMENTELLE OPTIMIERUNG FÜR VIER PROZESSVARIABLE

S. Hickmann, W.-J. Linnemann und G. Pietzsch
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G
W.N. Anosov und M.F. Schabaschov
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Es bestand die Aufgabe, den Elektronenverlust im Injektor des Elektronenmodells (Isochronozyklotron) im Vereinigten Institut für Kernforschung Dubna zu minimieren.

Der Injektor besteht aus der Elektronenquelle [1] und der Fokussierungssektion mit Inflektor [2,3]. Zur Minimierung der Verluste werden vier Prozeßvariable ausgewählt: der Strom der Fokussierspule, die Spannung des elektrostatischen Liniensystems und die zwei Spannungen des Inflektors.

Die Lösung der Aufgabe besteht darin, daß bei konstant gehaltener Elektronenemission der Katode die Elektronenintensität (Zielgröße) nach dem Inflektor mittels einer kapazitiven Sonde gemessen und mit den vier ausgewählten Prozeßvariablen optimiert wird.

Zur Optimierung einer jeden Prozeßvariablen wird eine äquidistante Schrittweite gewählt, die nach Überschreitung des Maximums der Zielgröße um 1/4 verringert wird. Danach erfolgt in umgekehrter Richtung nochmals die Abtastung der Prozeßfunktion innerhalb der letzten zwei Schritte. Der gefundene Maximalwert wird gespeichert und nach Abschluß der Abtastung eingestellt. Sind alle Prozeßvariablen in der oben angegebenen Reihenfolge nach diesem Algorithmus optimiert (Optimierungszyklus), entscheidet die durch den Optimierungszyklus erreichte Zielgrößenänderung bei vorgegebener Schranke, ob ein weiterer Optimierungszyklus folgen muß. Zur Überprüfung des Optimierungseffektes wurden Testläufe durchgeführt, bei denen an allen vier Prozeßvariablen zu etwa gleichen Teilen

Störungen manuell angebracht wurden, die insgesamt etwa 25 % Intensitätsverlust bewirkten. In ungefähr 50 % aller Testläufe erreichte die Rechneroptimierung im Vergleich zur manuellen Optimierung bis zu max. 7 % bessere Maximalwerte. Eine typische Optimierungskurve zeigt Abb. 1.

Eine Gesamtoptimierung forderte im Mittel 7 min und beinhaltet 2 bis 5 Optimierungszyklen ($2 \leq Z \leq 5$).

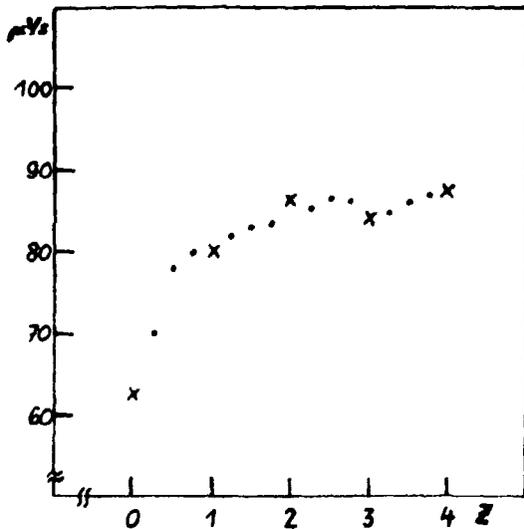


Abb. 1
Typische Optimierungskurve

L i t e r a t u r

- [1] Glasov, A.A. et al., Pribori i Tekhnika Eksp. 2 (1967)
- [2] Glasov, A.A. et al., Preprint P9-3024-1 Dubna (1966)
- [3] Glasov, A.A. et al., Preprint 9-3352-1 Dubna (1967)

5.9. MIKROFOKUSSIERUNG AM STRAHL DES TANDEMGENERATORS

H.U. Gersch und I. Probat

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Mit dem Protonenstrahl des Tandemgenerators wurden bei einer Teilchenenergie von 3 MeV erste Versuche zur Mikrofokussierung durchgeführt. Die Ionenoptik bestand aus einer Gegenstandsblende von $100\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser und einem Triplet aus speziell angefertigten magnetischen Quadrupolen mit einer Öffnung von 6 mm (Abb. 1). Das Abbildungsverhältnis von 20 : 1 gestattete prinzipiell eine Fokussierung auf $5\text{ }\mu\text{m}$. Die Anpassung des Tandemstrahles an diesen Versuchsaufbau geschah mittels der Strahlleitung zur Streukammer am Bündel 7. In dieser Kammer wurden die Gegenstandsblende und eine Antistreibblende montiert.

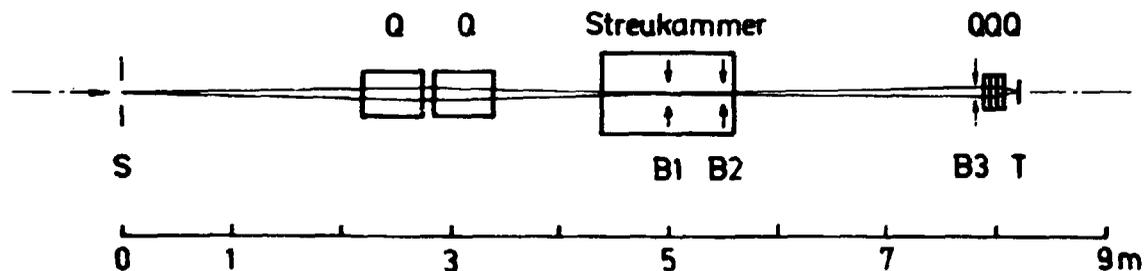


Abb. 1

Prinzipskizze der Mikrofokussierung

Es bedeuten: Q: Magnetischer Quadrupol
S: Spaltelement
B₁: Gegenstandsblende 0.1 mm
B₂: Antistreibblende 0.5 mm
B₃: Aperturblende 1 mm
T: Quarzscheibe

Zur Beurteilung der Qualität der Fokussierung wurde der Leuchtfleck auf einer Quarzscheibe mittels einer Vergrößerungsoptik beobachtet. Es konnte ein stabiler Strahl mit einem Durchmesser von $10\text{ }\mu\text{m}$ erzeugt werden. Um den eigentlichen Brennfleck entstand ein schwach leuchtender Hof, dessen Ursache in einem verfeinerten Experiment geklärt werden muß. Als Ursache kommen in Frage:

- Linsenfehler
- Streuung im Restgas
- Streuung des Lichtes im Quarzglas
- Streuung des Strahles an der Gegenstandsblende, deren Kantenreuhigkeit mehrere μm betrug.

Bei einer Divergenz des Strahles von etwa 6 mrad in beiden Richtungen senkrecht zur Strahlachse betrug der Protonenstrom im Mikrofokus etwa 1 nA.

Für die Hilfestellung bei der technischen Vorbereitung sei den Kollegen Lehnert und Theunert herzlich gedankt.

6. APPARATIVE UND METHODISCHE ARBEITEN

6.1. TOTALENERGIESPEKTROMETER

F. Stery, E. Schuster, D. Walzog, L. Käubler, L. Kostov und C. Heiser
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für die Untersuchung von Reaktionen mit schweren Ionen sowie für das neue Gebiet der Yrast-Spektroskopie [1] haben neben Meßanordnungen zur Bestimmung der Multiplizität der vom angeregten Endkern emittierten γ -Strahlung auch sogenannte Totalenergiespektrometer [2] zunehmend an Bedeutung gewonnen, mit denen die Energiesumme der abregenden γ -Kaskaden gemessen wird.

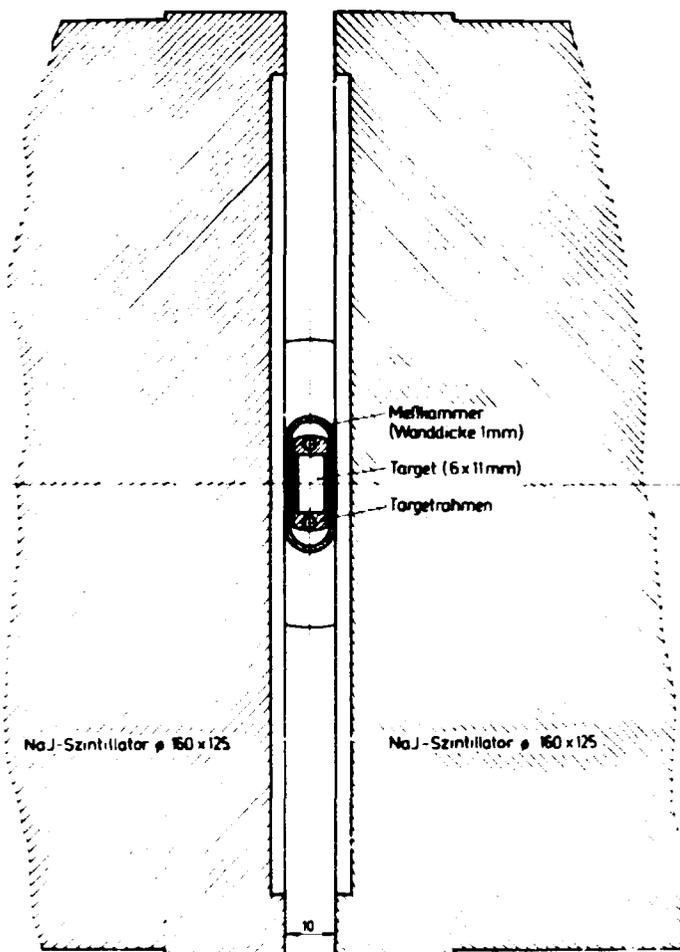
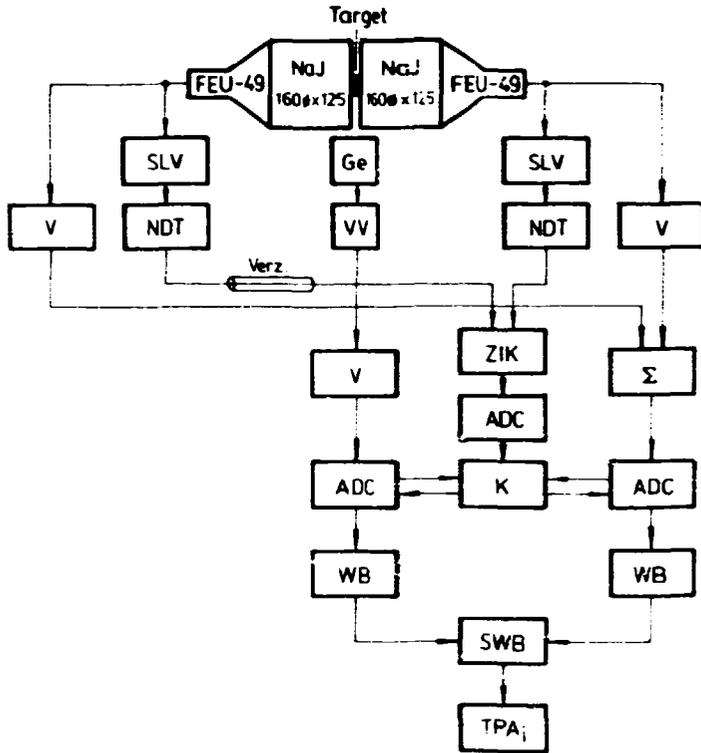


Abb. 1
Targetkammer

Die Meßanordnung ist in Abb. 2 dargestellt. Mit ^{60}Co wurde (ohne Energieselektion) eine Zeitauflösung von 30 ns gemessen. Das am Rossendorfer Zyklotron in der Reaktion $^{181}\text{Ta}(\alpha, 2n)^{183}\text{Re}$ [3] gemessene Summen-Koinzidenzspektrum zeigt Abb. 3. In Koinzidenz mit den ausgeblendeten Energiebereichen (I...III) wurden γ -Spektren gemessen (Koinzidenzrate 400/s). Für das Verhältnis der Linienintensitäten der γ -Spektren wurde die in Abb. 4 dargestellte Abhängigkeit vom Spin des Anfangszustandes erhalten. Trotz der noch unzureichenden Statistik ist die Tendenz der Abhängigkeit vom Drehimpuls des Ausgangszustandes erkennbar. Das Ziel der weiteren Untersuchungen soll darin bestehen, die mit der Totalenergie der abregenden

Anstelle eines großen durchbohrten NaJ-Szintillators haben wir zwei kommerziell erhältliche zylindrische Kristalle ($160 \text{ } \varnothing \times 125 \text{ mm}$) verwendet. Im Interesse einer guten Raumwinkel-Effektivität ist bei einer solchen Anordnung allerdings ein möglichst geringer Abstand zwischen den Stirnflächen beider Detektoren erforderlich. Das wurde durch die in Abb. 1 dargestellte flache Targetkammer erreicht. Die 1 mm dicken Wände bestehen aus Edelstahl. Die Targetabmessung beträgt $7 \times 10 \text{ mm}^2$. Mit dieser Anordnung wird eine Raumwinkel-effektivität von 70 % (mehr als 50 mm NaJ-Schichtdicke) erreicht. Geringer Untergrund wird dadurch gewährleistet, daß eine im Abstand von 1.2 m vor der Quadrupollinse angebrachte 2-mm-Blende am Targetort (Abstand von Linsenmitte 1.2 m) als Strich ($2 \times 7 \text{ mm}$) abgebildet wird. Die Meßanordnung



den γ -Strahlung verknüpfte Drehimpulsinformation auch bei der α -induzierten Compoundkernreaktion als zusätzliches Mittel für die Bestimmung der Niveaucharakteristika zu nutzen. Gegenüber der Verwendung eines durchbohrten NaJ-Szintillators sehen wir die gewählte Zwei-Detektoranordnung als vorteilhaft an, wenn es gilt, zusätzliche Detektoren, beispielsweise zur Teilchennachweis, anzuordnen oder die Winkelverteilung der γ -Strahlung zu messen.

Abb. 2
Blockschaltbild

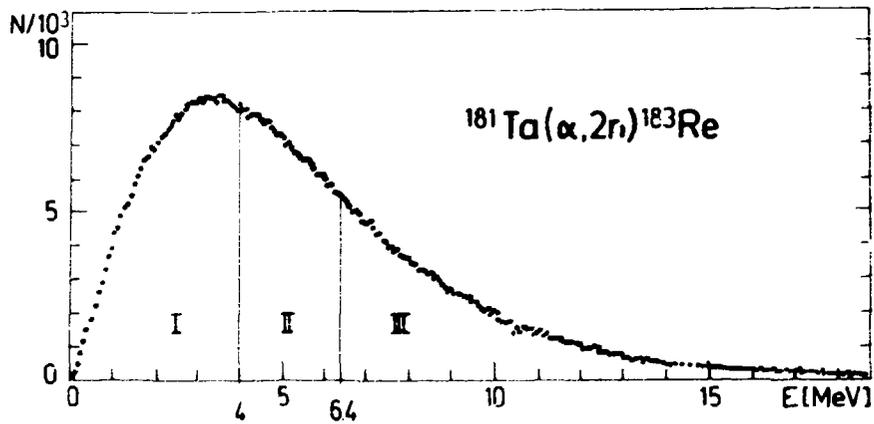


Abb. 3
Summencoinzidenzspektrum aus der Reaktion $^{181}\text{Ta}(\alpha, 2n)^{183}\text{Re}$

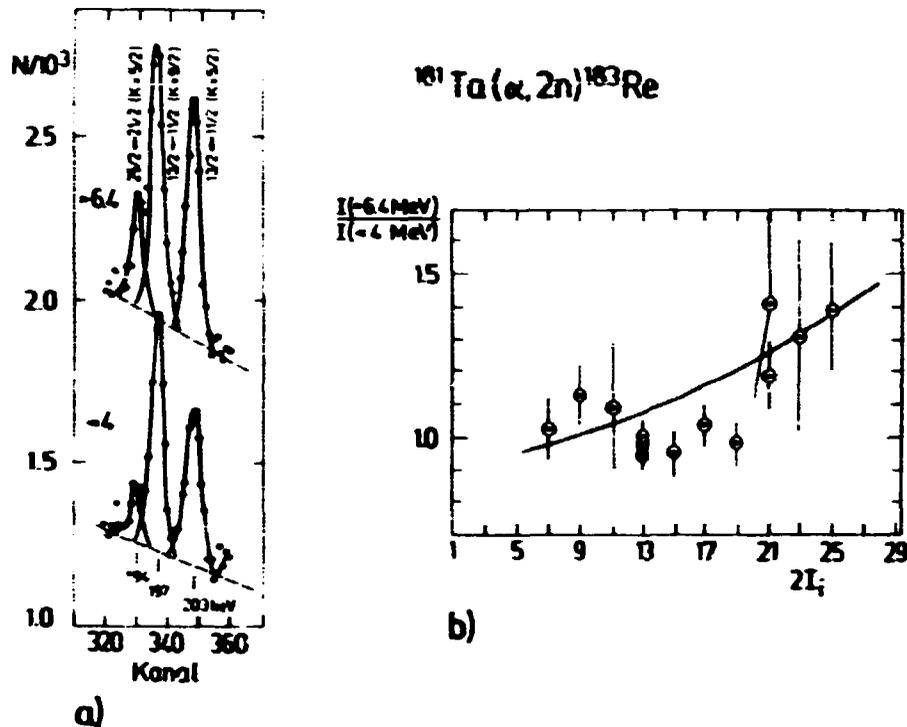


Abb. 4

a) Ausschnitte aus dem γ -Spektrum von ^{183}Re , gemessen in Koinkidenz mit Summenkoinkidenzen oberhalb 6.4 MeV (oben) und unterhalb 4 MeV (unten)

b) Abhängigkeit der relativen Intensität der ^{183}Re - γ -Linien von Drehimpuls des Ausgangszustandes

L i t e r a t u r

- [1] Bohr, A. and B. Mottelson, Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977) vol. II
- [2] Simon, R.S., GSI-Bericht M-1-78 (1978)
- [3] Newton I.O., Nucl. Phys. A106 (1968) 353

6.2. EIN FLUGZEITSPETROMETER ZUR UNTERSUCHUNG VON SCHWERIONENREAKTIONEN

H. Soden und F. Stary

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

S.M. Lukjanov, J.E. Panionshkevich und K.-D. Schilling

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

V.D. Dmitriev

Chlopin-Radiuminstitut Leningrad

Mit zwei Sekundärelektronenemissionsdetektoren (SEED) mit Mikrokanalplatten, wie sie in Ref. [1,2] im Detail beschrieben sind, wurde für Experimente am Zyklotron U-400 des Laboratoriums für Kernreaktionen ein Flugzeitspektrometer zur Bestimmung der Masse und Energie von Produkten aus Schwerionenreaktionen aufgebaut. Die Länge der Flugzeitstrecke beträgt 114.6 cm. Als Energiedetektor fand vorläufig ein Si(OB)-Detektor Verwendung, der später durch eine Niederdruckionisationskammer ersetzt werden soll. Testmessungen mit α -Teilchen eines

$10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ - ^{249}Cf -Targete ergeben eine stabile Zeitauflösung von 250 bis 270 ps/Zeitdetektor (siehe Abb. 1). Dieser Wert entspricht der in der Literatur [1] für vergleichbare Betriebsbedingungen des SEED angegebenen Auflösung. Mit dem Flugzeitspektrometer wurde am Zyklotron U-200 des VIK Dubna die Verteilung der Spaltprodukte aus den Reaktionen $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ und $^{249}\text{Cf}(\alpha, f)$ bei verschiedenen Inzidenzenenergien gemessen. In Abb. 2a und 2b sind die dabei erhaltenen zwei-dimensionalen Energie-Flugzeitspektren gezeigt. Bemerkenswert ist die breite Verteilung der Spaltprodukte in der Reaktion $^{249}\text{Cf}(\alpha, f)$, die ebenso wie bei der α -induzierten Spaltung von ^{243}Am [3] für einen großen Anteil symmetrischer Spaltung spricht.

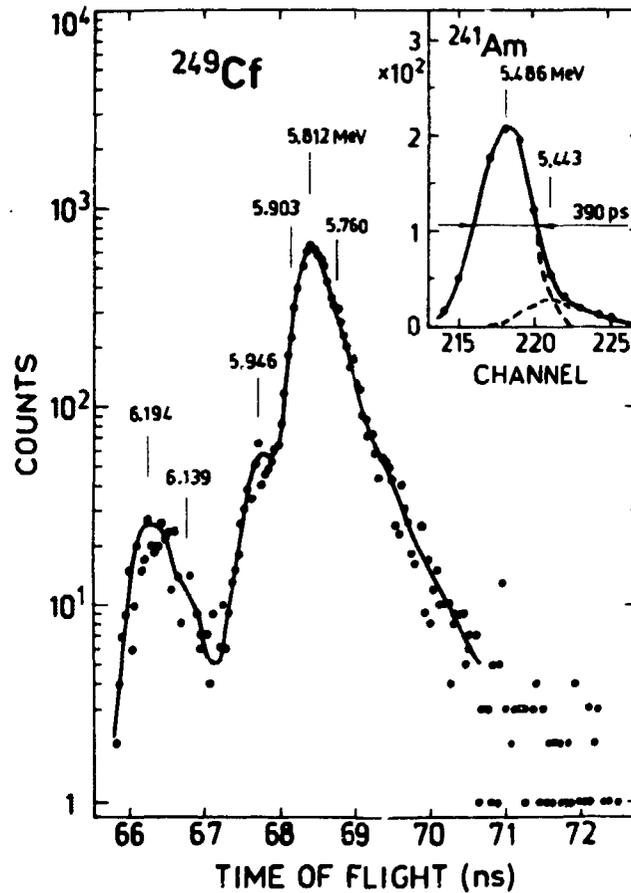


Abb. 1
Flugzeitspektrum der α -Teilchen vom ^{249}Cf -Zerfall; oben rechts: vom ^{241}Am -Zerfall

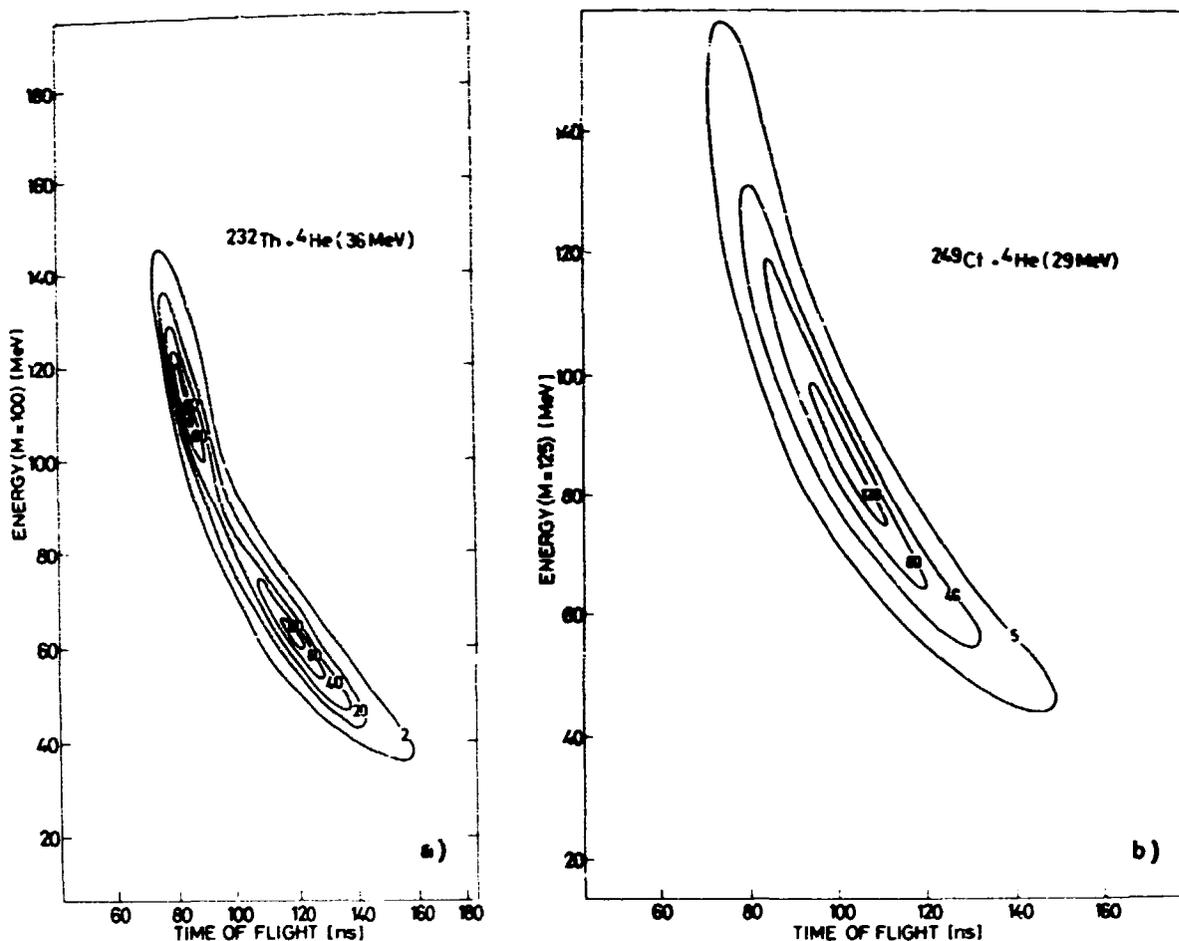


Abb. 2

Zweidimensionales Energie-Flugzeit-Spektrum der Spaltprodukte aus der Reaktion
a): $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$, b): $^{249}\text{Cf}(\alpha, f)$

L i t e r a t u r

- [1] Zebelman, A.M. et al., Nucl. Instr. Meth. 141 (1977) 439
- [2] Dmitriev, V.D. et al., Preprint 7-12290 Dubna (1979)
- [3] Dmitriev, V.D., Contrib. to the Int. Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Jülich (1979)

6.3. MESSUNG VON ELEKTRONENDRIFTGESCHWINDIGKEITEN IN HEPTAN, HEXAN UND PENTAN MIT HILFE EINER ORTSEMPFINDLICHEN IONISATIONSKAMMER FÜR SCHWERE IONEN

W. Seidel, P. Manfraß, H. Sodian, F. Stary und D. Walzog
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
A.M. Kalinin
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Durch die Inbetriebnahme des neuen Schwerionenbeschleunigers U-400 in VIK Dubna besteht für uns die Möglichkeit, Kernreaktionen mit schweren Teilchen (bis ^{136}Xe) zu untersuchen. In den letzten Jahren haben sich zum Nachweis schwerer Reaktionsprodukte gasgefüllte Detektoren, insbesondere Ionisationskammern (IK),

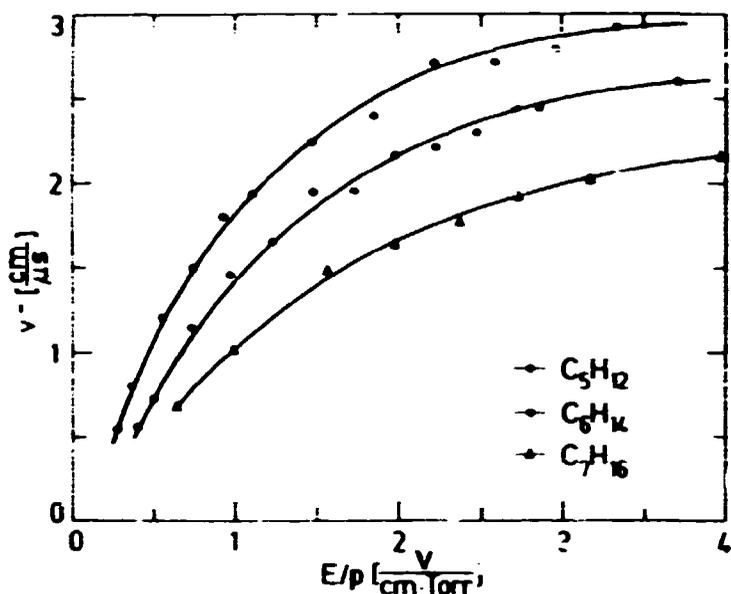


Abb. 1

Elektronendriftgeschwindigkeiten \bar{v} in Abhängigkeit von der reduzierten Feldstärke E/p für Pentan (C_5H_{12}), Hexan (C_6H_{14}) und Heptan (C_7H_{16})

terraum (Höhe 9 cm, Breite 32 cm). Die Anode wurde in einen 3 cm breiten ΔE -Streifen, der gleich hinter dem Eintrittsfenster quer zur Flugrichtung des Teilchens liegt, und einen 17 cm breiten E_{Rest} -Bereich eingeteilt. Die Gesamtenergie ergibt sich durch Summation der ΔE - und E_{Rest} -Signale. Die x-Koordinate wird über die Driftzeit der Elektronen vom Entortungsort bis zum Frischgitter gemessen. Zur Bestimmung der y-Koordinate ist eine Verzögerungsleitung zwischen ΔE -Streifen und E_{Rest} -Anode vorgesehen.

Der erste Test der IK wurde mit einer ^{241}Am -Quelle (5.48-MeV- α -Teilchen) und Methan als Zählgas durchgeführt und ergab eine Energieauflösung für α -Teilchen von 2 %. Zur Bestimmung der x-Ortsauflösung wurde vor dem Eintrittsfenster eine Blende mit drei Schlitz (Breite 1 mm, Abstand 12 mm) angebracht. Aus der Halbwertsbreite der abgebildeten Schlitz ergab sich eine Ortsauflösung von 2.4 mm. Um das Energiestraggling in der Eintrittsfolie möglichst klein zu halten, benötigt man sehr dünne homogene Folien, die andererseits nicht sehr druckfest sind. Um hochenergetische schwere Ionen vollständig in der IK abbremsen zu können, verwendet man Zählgase mit hohem Molekulargewicht, die im Interesse einer geringen Winkelstreuung aus Elementen mit kleinem Z zusammengesetzt sind. Zur Bestimmung des optimalen Arbeitsregimes der IK ist die Kenntnis der Elektronendriftgeschwindigkeiten \bar{v} des Zählgases bei verschiedenen E/p -Werten notwendig. Für die von uns gewählten Gase Pentan, Hexan und Heptan war diese Abhängigkeit nicht bekannt. Mit der oben beschriebenen Blendenanordnung wurden für diese drei Gase die Elektronendriftgeschwindigkeiten als Funktion der reduzierten Feldstärke E/p bestimmt. Dabei wurde das Startsignal von der Katode und das Stoppsignal vor dem ΔE -Streifen abgegriffen. Die Ergebnisse der Messung sind in Abb. 1 dargestellt.

durchgesetzt. Deshalb wurde von uns eine vielparametrische IK aufgebaut, die es gestattet, 5 Parameter des noch zuzuweisenden Teilchens (t_0 - Zeitpunkt des Eintritts des Teilchens in die IK, E - Energie, ΔE - Energieverlust, x, y - Koordinaten, bezogen auf die Eintrittsfolie) gleichzeitig zu messen.

Nach dem Passieren des Eintrittsfensters der IK (Fläche $5 \times 18 \text{ cm}^2$, $2.5 \mu\text{s}$ Hochspannungsfolie auf Potentialdrähte gespannt, Transmission 89 %) haben die Teilchen eine maximale Reichweite von 20 cm in gasgefüllten Kathoden-, Frischgitterraum

6.4. NEUTRONENRADIOGRAPHIE AM ROSSENDORFER FORSCHUNGSREAKTOR

K. Hennig

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

H. Oehler

Technische Hochschule Magdeburg, Sektion Mathematik und Physik

Die Neutronenradiographie [1,2,3] beruht auf der Durchstrahlung fester und flüssiger Objekte mit Neutronen ausgewählter Energiespektren. Dabei können Aussagen über die innere Beschaffenheit der durchstrahlten Proben gewonnen werden.

Die Neutronenradiographie ergänzt bekannte Verfahren und erlaubt, nur ihr zugängliche Untersuchungen auszuführen. Das hängt mit den unterschiedlichen Wechselwirkungsmechanismen von Neutronen und anderen Strahlen mit den einzelnen Elementen (Isotopen) zusammen (Abb. 1). Der Vergleich mit der Röntgengroßstrukturanalyse ergibt, daß mit Neutronen in der Regel dickere Proben aus z.B. Al, Pb, U u.a. durchstrahlt werden können und daß einzelne Elemente existieren wie z.B. H, B, Li, Cd u.a., die sich als besondere "schwarz" für thermische Neutronen erweisen und damit auch zur Kontrastierung geeignet sind.

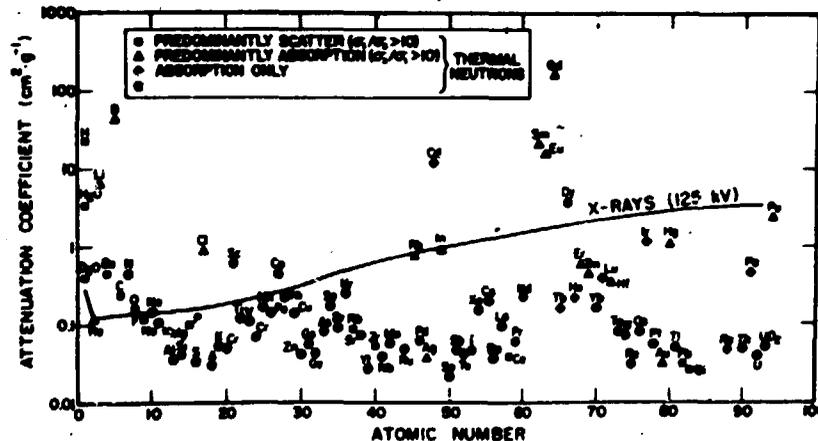


Abb. 1

Messendämpfungskoeffizienten der Elemente für thermische Neutronen und 125 kV Röntgenstrahlen nach Hatfield in [1]

Die Neutronenradiographie hat sich in den vergangenen 20 Jahren in vielen Zentren der Welt bis zur kommerziellen Reife entwickelt. Einige wichtige Einsatzgebiete seien genannt: Kontrolle von Reaktorbrandelementen (Montagefehler, Rißbildung, Hydridbildung, Plutoniumverteilung u.a.), Kontrolle pyrotechnischer Produkte (Nachweis von wasserstoffhaltigen Verbindungen u.a.), Kontrolle in der Technik (Güte von Gußteilen, Aluminiumkorrosion u.a.) u.a. [1,2,3].

Die geeignetste Neutronenquelle für neutronographische Untersuchungen ist aus Intensitätgründen der stationäre Reaktor. Am RFR wird mit Hilfe eines konischen Kollimators im horizontalen Strahlrohr ein Neutronenstrahl erzeugt, der von einer als punktförmig ansehbaren Quelle (Moderatoroberfläche von etwa 1 cm²) ausgeht. Beim Abstand von etwa 4 m von der Quelle befindet sich das Objekt, an dem der Strahldurchmesser etwa 10 cm beträgt. Der Nachweis der durch das Objekt hervorgerufenen Schwankungen des Neutronenflusses geschieht mittels Festkörperspurdetektor [4]. Für visuelle Betrachtung und photographische Wiedergabe von nicht zu dicken Objekten wurde eine optimale Expositionszeit von etwa

1 h ermittelt. Die ohne besonderen Aufwand erzielbare Auflösung liegt zwischen 10 und 50 μm . Am Objekt hat die thermische Neutronenflußdichte bei 10 MW Reaktorleistung den Wert $3.3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.



Abb. 2

Photographische Wiedergabe der Radiographie einer 2 cm dicken Eisenplatte mit Bohrungen, die teilweise mit Wasser gefüllt sind

Abb. 2 zeigt die photographische Wiedergabe der Radiographie einer 2 cm dicken Eisenplatte, in welche von oben Bohrungen verschiedenen Durchmessers von 0.5 bis 2.5 mm eingebracht wurden. In den Bohrungen befindet sich Wasser (dunkle Gebiete). Auch der Verschluss der Bohrungen mit Klebwachs (dunkle Wulst oben) ist sehr gut zu sehen. Diese Abbildung demonstriert klar die Besonderheit der Neutronenradiographie, wasserstoffhaltige Substanzen in Gegenwart schwererer Elemente sichtbar machen zu können.

L i t e r a t u r

- [1] Atomic Energy Review, Vol. 15 (1977) 2
- [2] Berger, H.: Neutron Radiography - Methode, Capabilities and Applications. Amsterdam: Elsevier 1965
- [3] Tjefjakov, N.D. and A.S. Stan: Osnovy nejtronnoi radiografii. Moskau: Atomizdat 1975
- [4] Reuther, H., ZfK-320 (1976)

6.5. EINE METHODE ZUR EXPERIMENTELLEN ABSOLUTBESTIMMUNG DER NACHWEISEFFEKTIVITÄT VON NEUTRONENFLUGZEITDETEKTOREN

M. Adel-Fawzy, H. Förtsch, S. Mittag, W. Pilz, D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Es wurde die Methodik zur Absolutbestimmung der Nachweiseffektivität von Neutronenflugzeitdetektoren mit Hilfe der spontanen Spaltneutronen aus ^{252}Cf ausgearbeitet. Die Quelle ist für derartige Zwecke gut geeignet, da der Verlauf des Spaltspektrums gut bekannt ist und ihr Einsatz in einer schnellen Spaltkammer die Zeitmethode ermöglicht.

Beim konstruktiven Aufbau der ^{252}Cf -Spaltkammer wurde auf Massearmut in Quellenähe geachtet und eine Zylindergeometrie gewählt, um Messungen mit dem Multidetektorsystem am Tandembeschleuniger durchführen zu können. Die zur Verfügung stehende Quelle war mit einer Quellstärke von etwa 10^4 Neutronen pro Sekunde relativ schwach. Die benötigte Elektronik entstammt der ESEG-Baureihe des ZfK und ist in Abb. 1 schematisch dargestellt.

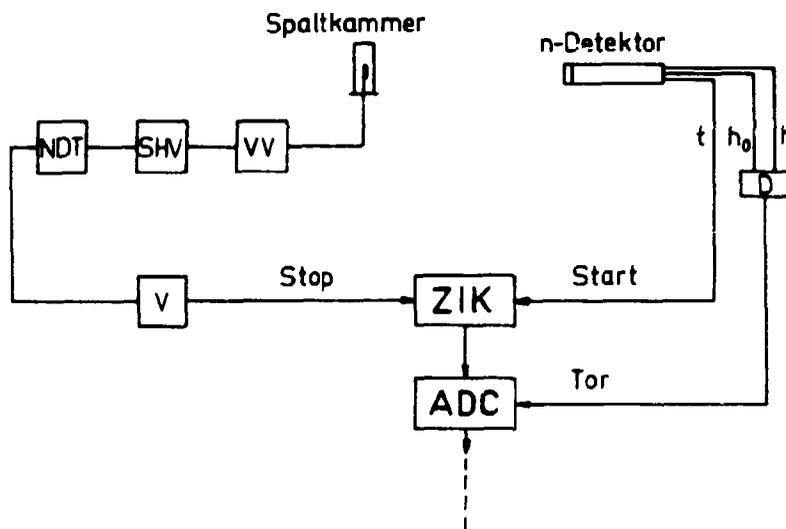


Abb. 1

Elektronisches Blockschaltbild

(VV - stromempfindlicher schneller Vorverstärker, SHV - schneller Linearverstärker, NDT - Nulldurchgangstrigger, V - Verzögerung, D - Analogelektronik des Neutronendetektors)

Ein Flugzeitspektrum in Abb. 2 demonstriert für die Langzeitmessung eine gute Zeitauflösung, so daß diese Methode auch zur Messung und Optimierung der Zeitauflösung herangezogen werden kann. Weiterhin ist der niedrige Neutronenuntergrund von 2 bis 3 Ereignissen pro Kanal bemerkenswert.

Die Auswertung erfolgt mit einer Version des Rechenprogramms NEUTU [1]. Die Form des Spaltspektrums kann dabei summarisch, also in Form des Parameters T für ein reines Maxwell-Spektrum $N_M(E) \sim (E/T)\exp(-E/T)$, oder tabelliert unter Berücksichtigung der im Prozentbereich liegenden Korrekturen eingegeben werden.

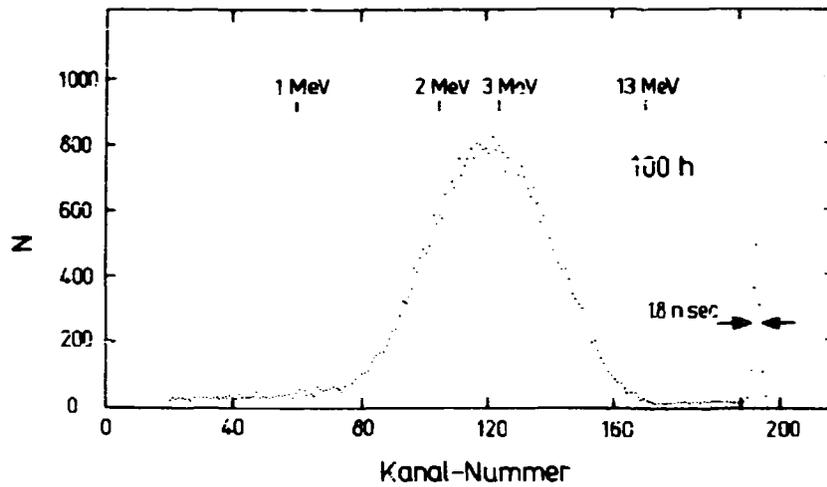


Abb. 2
Flugzeitspektrum, gemessen mit der ^{252}Cf -Quelle in einer 100-Stunden-Messung

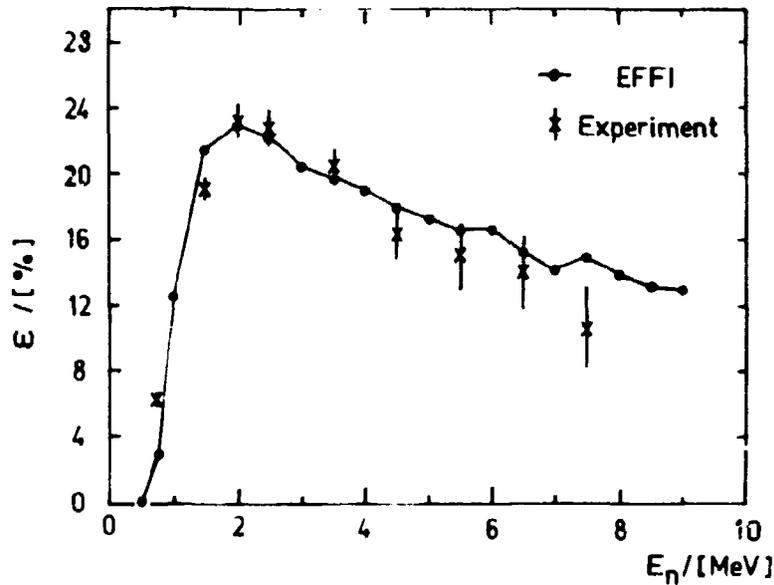


Abb. 3
Vergleich der gemessenen mit der berechneten Detektoreffektivität

Für den Routinebetrieb wurden derartige Messungen mit dem Multidetektorsystem in Zeitintervallen von 10 bis 20 Stunden vorgenommen. Abb. 3 zeigt das Ergebnis für einen der 8 Detektoren. Aus diesen Messungen lassen sich folgende Schlußfolgerungen ableiten:

- Der mit dem Programm EFFI berechnete Effektivitätsverlauf ist eine recht gute Näherung.
- Die Genauigkeit der Messungen ist nur für den unteren Energiebereich (bis $E_n < 3$ bis 5 MeV, je nach Meßzeit und Flugstrecke) mit derjenigen der EFFI-Rechnungen vergleichbar.

- Die Abweichungen der Meßpunkte aller Detektoren vom mittleren Verlauf, fixiert durch die EFFI-Rechnungen, ist unsystematisch und nicht größer als 10 %.

Neben Bereitstellung einer stärkeren Quelle empfiehlt es sich, für höhere Energien diese Meßmethode mit der berechneten Kurve nach EFFI zu kombinieren.

L i t e r a t u r

- [1] Förtech, H. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 245

6.6. WEITERENTWICKLUNG DER MESSAPPARATUR FÜR ABSOLUTE SPALTQUERSCHNITTMESSUNGEN BEI EINER NEUTRONENENERGIE VON 2.6 MeV

R. Arlt, M. Josch, H.-G. Ortlepp, U. Richter, R. Teichner und W. Wagner
Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik
I.O. Alkhozov, L.W. Draptschinski, O.I. Kostochkin und W.I. Shpakov
Chlopin-Radiuminstitut Leningrad

Die Meßanlage, mit der erstmals die Methode der zeitlich korrelierten assoziierten Teilchen (MEZKAT) zur absoluten Spaltquerschnittsmessung bei einer Neutroneneinschubenergie von 2.6 MeV angewandt wurde [1,2], konnte weiterentwickelt und vervollkommen werden:

1. Durch Einsatz einer Zwei-Platten-Spaltkammer [3] wurde die notwendige Meßzeit auf die Hälfte verkürzt.
2. Der Einsatz einer Ionengetterpumpe EGZ-10 direkt am Target erhöhte die Standzeit der Deuteriumtargets etwa auf das Fünffache.
3. Verbesserung der Zeit- und Energieauflösung bei der Registrierung der assoziierten Teilchen durch einen neuentwickelten Vorverstärker (siehe Bericht 6.7.).
4. Genaue Erfassung des Untergrundes unter dem ^3He -Peak im Energiespektrum der assoziierten Teilchen durch eine Kontrollmessung (Abb. 1).

Durch die realisierten Verbesserungen kann ein Fehler der Zählung der assoziierten Teilchen kleiner als 1 % (bei Zählraten bis $50\,000\text{ s}^{-1}$) erreicht werden. Die Verringerung der notwendigen Meßzeiten ermöglicht statistische Genauigkeit der Spaltrate von kleiner 1 %.

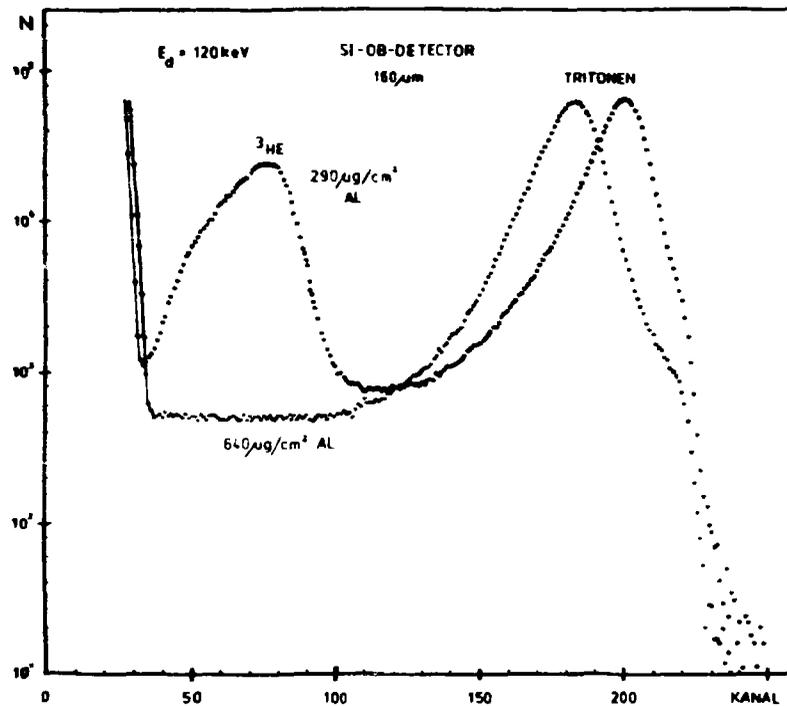


Abb. 1

Energiespektrum der assoziierten Teilchen. Bei Verwendung der dicken Al-Folie ($640\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$) werden die ^3He -Teilchen total absorbiert und es wird nur der durch die Tritonen hervorgerufene Untergrund sichtbar. Der Energieverlust der Tritonen muß für die Korrektur der ^3He -Rate durch Streckung des Spektrums korrigiert werden.

L i t e r a t u r

- [1] Arlt, R. et al., Jahresbericht 1976, ZfK-315 (1976) 173
- [2] Arlt, R. et al., Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 239
- [3] Adolph, L., Diplomarbeit, TU Dresden (1979)

6.7. GEWINNUNG VON ENERGIE- UND ZEITSIGNAL VON SI-OB-DETEKTOREN FOR ASSOZIIERTE TEILCHEN AUS DER $D(d,n)^3\text{He}$ -REAKTION

R. Arlt, M. Josch, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, U. Richter, R. Teichner und W. Wegner

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Für die Absolutmessung von Wirkungsquerschnitten neutroneninduzierter Kernreaktionen [1,2] wird im Wissenschaftsbereich AKP die Methode der assoziierten Teilchen angewandt. Das Detektionssystem der ^3He -Teilchen muß diese zeitsignifikant und getrennt von anderen Reaktionsprodukten bei Gesamtzählraten bis einige $10^5\ \text{s}^{-1}$ mit kurzer Verarbeitungszeit nachweisen. Als methodische Verbesserung wurde ein Vorverstärker und eine spezielle Methode zur schnellen Energiesignalgewinnung für Si-OB-Detektoren entwickelt (Abb. 1). Der Vorverstärker besteht aus einer ladungsempfindlichen Schleife, einem Kabeltreiber für das Energiesignal und einer über ein Pol-nullstellenkompensiertes Differenzglied [3] angekoppelten Stromverstärkungsstufe für das Zeitsignal. Für

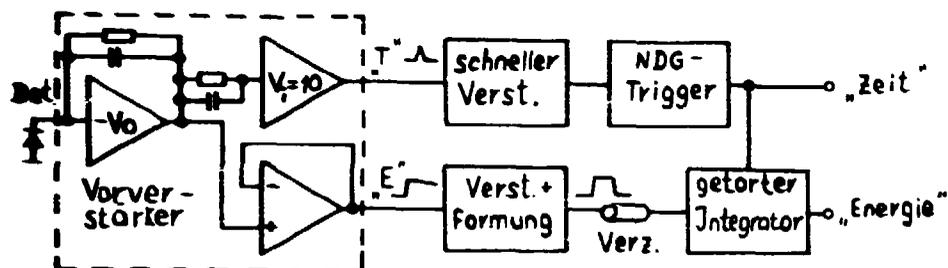


Abb. 1
Prinzipdarstellung der Signalgewinnung

einen Eingangstromstoß ergeben sich folgende Ausgangsimpulsformen in Abhängigkeit von der Detektorkapazität:

$$\begin{aligned} \text{T-Ausgang} & - t_{\text{an}} \sim 5 \text{ ns}, \tau_{\text{ab}} \sim 5 \text{ ns} + 0.03 \text{ ns/pF} \\ \text{E-Ausgang} & - t_{\text{an}} \sim 10 \text{ ns} + 0.03 \text{ ns/pF}, \tau_{\text{ab}} = 25 \mu\text{s} \end{aligned}$$

Mit einem schnellen Verstärker Zfk SLV 5026 ($\tau_1 = 6 \text{ ns}$) und einem Nulldurchgangstrigger Zfk NDT 5030 wurden folgende Zeitauflösungen (FWHM) erreicht:

$$\begin{aligned} & \sim 1.5 \text{ ns für } C_{\text{Det}} \sim 100 \text{ pF und } E_{\text{He}} \sim 300 \text{ keV} \\ & \sim 2 \text{ ns für } C_{\text{Det}} \sim 1000 \text{ pF und } E_{\text{He}} \sim 2 \text{ MeV} \end{aligned}$$

(Durchschußdetektor im ΔE -E-Teleskop)

Das Energiesignal wird nach Pol-nullstellenkompensierter Kabelformung und Verstärkung einem getorteten Integrator [4] zugeführt. Damit ergibt sich eine kurze Verarbeitungszeit von ca. 300 ns und Zählratenfestigkeit bis einige 10^5 s^{-1} .

L i t e r a t u r

- [1] Arlt, R. et al., Jahresbericht 1978, Zfk-385 (1979) 239
- [2] Kahn, A. et al., Jahresbericht 1978, Zfk-385 (1979) 20
- [3] Rösler, H. et al., Nucl. Instr. and Meth. 99 (1972) 477
- [4] Andert, K. et al., Preprint P13-10110 Dubna (1976)

6.8. IMPULSFORMDISKRIMINATOR NACH DER "LADUNGSVERGLEICHSMETHODE"

R. Arlt, P. Hanke, R. Jähne und H.-G. Ortlepp
Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik
D. Hoffmann
Staatliches Amt für Atomicherheit und Strahlenschutz, Lohmen

Für den Nachweis und die Spektrometrierung schneller Neutronen mit Szintillationsmeßköpfen (Stilben oder NE-213-Szintillatoren) wurde ein Impulsformdiskriminator entwickelt, der Neutronenereignisse vom Gammauntergrund trennt. Das Prinzip (Abb. 1) beruht auf dem Vergleich der Ladung der ersten 35 Nanosekunden (schnelle Komponente) mit der des Gesamtimpulses. Die schnelle Komponente wird durch Kabeldifferenzierung und aktive Gleichrichtung gewonnen. Nach Differenzbildung und getorteter Integration ($\tau_1 = 450 \text{ ns}$) steht das Teilchensignal zur Verfügung, das je nach Lage zur Teilchenschwelle ein Signal am "n"- oder

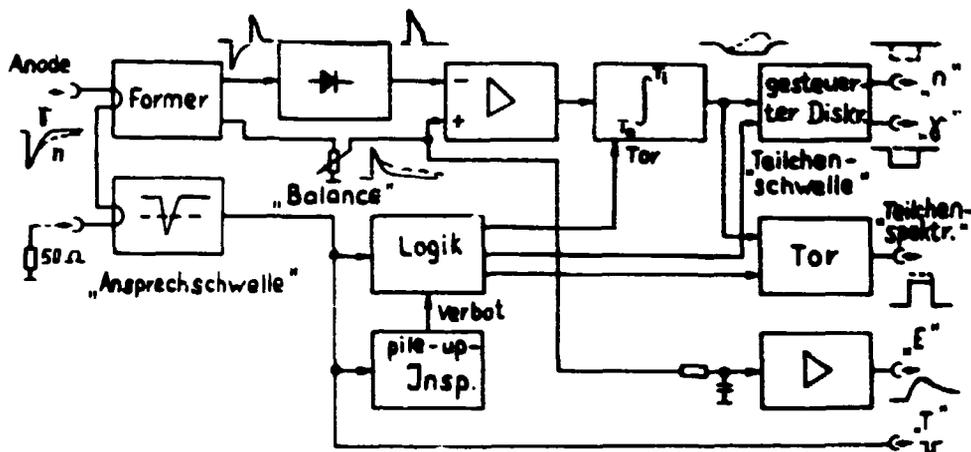


Abb. 1
Arbeitsprinzip des Gerätes

"y"-Ausgang hervorruft. Weitere Signale dienen der Darstellung der Teilchenzweige auf einem Oszillographen und der Gewinnung eines "Teilchenspektrums". Das Gerät ist ein 240 x 80 EGS-Einschub mit den drei Einstellknöpfen "Anschwelle", "Balance" und "Teilchenschwelle". Bisher wurden Überblickmessungen mit Kurzzeit-SEV der Typen FEU-30, FEU-36, XP 2041, XP 1020 und RCA 31 000 durchgeführt.

Mit allen Meßknöpfen zeigte sich eine problemlose Einstellbarkeit des Gerätes und gutes Trennvermögen in einem dynamischen Bereich bis 100:1. Genauere Messungen sind geplant.

6.9. VORVERSTÄRKER FÜR Ge(Li)-DETEKTOREN

H.-G. Ortlepp

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Für großvolumige Ge(Li)-Detektoren mit einem Anschlußkontakt wurde ein Vorverstärker mit ungekühltem FET für universelle Anwendungen entwickelt. Um auch "in-beam"-Spektrometer damit ausrüsten zu können, wurde besonderer Wert auf Zählratenfestigkeit und gute Zeiteigenschaften gelegt. Dies wurde erreicht durch:

- hohen Aussteuerbereich (± 18 V) der ladungsempfindlichen Schleife
- Vermeidung zusätzlicher Polstellen
- Zeitimpulseausgang mit kurzer (~ 5 ns) Eigenanstiegszeit nach der in [1] beschriebenen Methode.

Der Aussteuerbereich des linearen Ausganges ist ± 10 V bis 50Ω Innenwiderstand, 150 mV MeV^{-1} Ausgangsimpulshöhe und $50 \mu\text{s}$ Abfallzeitkonstante.

L i t e r a t u r

- [1] Akimov, Yu.K. et al., Nucl. Instr. and Meth. 104 (1972) 581

6.10. ERPROBUNG VON CAMAC-CAMAC-LINK-MODULN

W.D. Fromm

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

F. Gabriel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich T

Zur Kopplung von Rechnern, die über eine CAMAC-Peripherie verfügen, über mittlere Entfernungen (einige 100 m) können vorteilhaft serielle Linkmodule eingesetzt werden. Mit Hilfe dieser Technik wird in Zukunft u.a. der Anschluß von experimentell steuernden Rechnern an die Zentralrechner erfolgen.

Im Berichtszeitraum standen uns die Linkmodule KI-021 (VIK Dubna) [1] und 5330 (ZfK Rossendorf) zur Verfügung. Die Module verfügen über zwei verschiedene Ein/Ausgänge, die eine Auswahl der Übertragung mit Koaxialkabel oder verdrehten Leitungen gestatten. Die erstere Verbindung arbeitet mit TTL-Pegeln und ist für kürzere Entfernungen geeignet. Bei der Überwindung von größeren Entfernungen und höheren Störpegeln ist die Benutzung der Ein/Ausgänge für die verdrehten Leitungspaare vorteilhaft.

Die Module werden wie folgt programmiert:

- F(16)A(0) Senden von 16bit-Daten
- F(0) A(0) Lesen des empfangenen Datenwortes
- F(2) A(0) Lesen des empfangenen Datenwortes, Rücksenden eines Nullwortes (Shakehand-Regime)
- F(18)A(0) Senden von 16bit-Daten mit Blockendekennzeichen, beim Lesen im Empfänger unterbleibt die Q-Antwort.

Mit dem Empfang von Daten setzt der Modul eine Anforderungsmeldung (LAM) ab, die beim Lesen der Daten rückgesetzt wird.

Gegenüber dem Modul KI-021 wurde der Modul 5330 mit folgenden Verbesserungen versehen:

- galvanische Trennung der Eingangstufe
- verdoppelte Sendeleistung
- verdoppelte Eingangsempfindlichkeit.

Beide Module senden 16 Datenbits und 4 Zusatzbits mit einem Takt von 1.25 MHz. Für die Übertragung eines Wortes werden daher $16 \mu s$ benötigt. Die Synchronisation des Empfängers erfolgt mit der Registrierung des ersten übertragenen Bits. Eine Frequenzabweichung von Sender und Empfänger kleiner 2 % ist zulässig.

Ziel der Untersuchungen war es, die maximal überwindbare Dämpfung für die beiden Arten von Verbindungsleitungen (koaxial, twisted pair) zu bestimmen. Dazu wurden vom Rechner zyklisch alle Kombinationen der 16 Datenbits übertragen und auf Übertragungsfehler kontrolliert.

Die Länge der Verbindungskabel wurde schrittweise erhöht bzw. durch Einschalten eines Dämpfungsgliedes wurde die Dämpfung geändert. Die erhaltenen Meßwerte sind in Abb. 1 dargestellt. Es zeigt sich, daß der Einsatz von Fehlern sehr scharf ist. Unterhalb von Dämpfungen von 20 dB für koaxiale 60 dB für verdrehte Leitungen verlief der Datenaustausch fehlerfrei. Als Kriterium der Fehlerfreiheit wurde das in [2] genannte benutzt.

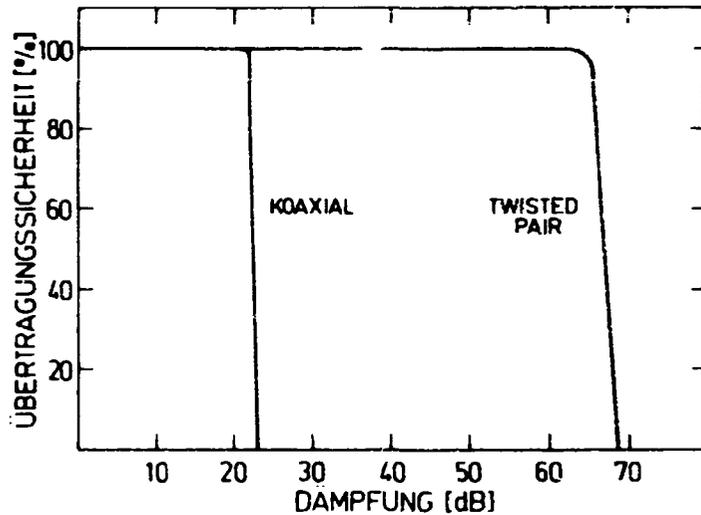


Abb. 1
Abhängigkeit der Übertragungssicherheit von der Kabeldämpfung

Für die Tests wurden die Kabeltypen 50-2-1 und RYY 19x2x0.08 eingesetzt, die bei 10 MHz Dämpfungswerte von über 100 dB/km aufweisen. Für die Realisierung von Übertragungsstrecken werden in allgemeinen wesentlich hochwertigere Kabel eingesetzt, die eine typische Dämpfung von 15 dB/km bei 10 MHz besitzen [2]. Damit sind Entfernungen im Kilometerbereich sicher überbrückbar. Aus DDR-Produktion stehen in diesem Leistungsbereich die koaxialen Kabeltypen 50-12-1 und 50-17-2 zur Verfügung [3].

Als verdrehte Leitungen sollten Trägerfrequenzschaltleitungen aus dem VEB Kabelwerk Plauen eingesetzt werden.

L i t e r a t u r

- [1] Antjuhov, V.A. et al., Preprint P10-12912 Dubna (1979)
- [2] Clout, P.N. and C.G. Ratcliffe, IEEE Trans. NS-25 (1978) 520
- [3] KWO, Sammelprospekt HF-Kabel und -Leitungen, HF/114a/d (1970)

6.11. VERSUCHE MIT CAMAC-ADC

W.D. Fromm

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für spektroskopische Messungen stehen uns als CAMAC-Moduln ausgeführte ADC aus dem VIK Dubna zur Verfügung. Dabei handelt es sich um die 8k-ADC KA-206 [1,2], die im Laboratorium für Kernprobleme entwickelt wurde, und zwei 4k-ADC АЦПН 4096 [3] aus dem Laboratorium für Kernreaktionen. Beide Konvertertypen arbeiten nach dem Wilkinsonprinzip mit einer Umsetzungsfrequenz von 100 MHz.

Der Typ KA-206 besitzt ein Steuerregister, in dem durch entsprechende Bitsetzung Betriebsart, Spektrenlänge, Koinzidenzregime u.a. eingestellt werden. Er verfügt über die üblichen Koinzidenzsignalein/ausgänge. Der Typ АЦПН 4096 hingegen ist fest auf 4k Spektrenlänge, Peakmode und Datenausgabe über den CAMAC-Datenweg eingestellt. Zur Koinzidenzorganisation ist ein spezieller Zusatzmodul erforderlich. Nach erfolgter Konvertierung zeigen die Konverter durch Abgabe eines LAM-Signals Datenausgabebereitschaft an. Es wurde eine Interruptservice-Routine geschrieben, die etwa 10_μs nach Unterbrechung die Daten mit F(2) ausliest und damit den Konverter zur erneuten Umsetzung bereitmacht.

Das Messen mit den CAMAC-ADC erfolgt parallel zur Arbeit des DSK; dadurch können gleichzeitig zwei Spektren in den Rechner einlaufen. Dieses Regime ist besonders

beim Test und Vergleich der Eigenschaften der verschiedenen ADC von Vorteil. Während der ADC AD7111 4096 mit einem eingebauten Baseline-Restorer versehen ist, empfiehlt sich beim KA-206 die Vorschaltung des Baseline-Restorers KA-207 [4]. Als optimal hat sich das Regime 'aktiv' mit 10 nF Kopplungskondensator erwiesen.

Der ADC KA-206 ist zur Stabilisierung vorgesehen. Zwei Buchsen können mit ± 5 V beaufschlagt werden. Dadurch werden die Lage der Schwelle des ADC um ± 38 Kanäle und seine Verstärkung um ± 1.55 % verändert. Die Ausgabe der Korrekturspannungen erfolgt unter Rechnerkontrolle mit Hilfe des DAC 5321 [5]. Auf diese Weise ist eine Zweipunktstabilisierung verwirklichtbar.

Der Anschluß des externen Datenausgangs des ADC KA-206 unmittelbar an den DSK wurde vorbereitet.

L i t e r a t u r

- [1] Gabriel, F. et al., Preprint P13-11201 Dubna (1978)
- [2] Gabriel, F. et al., Jahresbericht 1976, ZfK-385 (1979) 211
- [3] Trofimov, A.S. und L.P. Che'nokov, Preprint P13-8745 Dubna (1975)
- [4] Meralyev, S.I. et al., Proc. IX. Int. Symp. Kernelektronik, Varna (1977) 266
- [5] DAC 2x10bit, Beschreibung und Bedienungsanleitung, ZfK Rossendorf (1979)

6.12. CAMAC-MODUL, TYP 1240: "PARAMETEREINGABE"

U. Meyer

Institut für Hochenergiephysik, Zeuthen

F. Weidhase

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Der Parametereingabemodul erlaubt die manuelle Eingabe von Informationen, insbesondere zur Organisation von Programmverzweigungen. Dabei sind zwei Betriebsweisen möglich:

1. Eingabe mit LAM und Programmunterbrechung des Rechners.
2. Eingabe im Sinne eines zyklisch vom Rechner angeforderten Schaltfeldes (Switch-Register-Betriebsweise).

Als einfach breiter Modul besitzt er zwei Register je 24 Bit. Beide Register sind in Teilworten von 12 Bit Länge ladbar. Jedes Teilwort kann schrittweise am Frontplatten-Tastensatz zusammengestellt werden. Die Bewertung erfolgt beim Drücken der entsprechenden Einspeicherungstaste. Mit dem Laden von Teilwort I und III ist eine LAM-Signal-Auslösung verbunden, welche separat maskiert werden kann.

Erwähnt sei, daß die Leiterkarte dieses Moduls ohne weiteres auch für andere Formen der Dateneingabe Verwendung finden könnte. Das betrifft den Anschluß externer Schalterfelder, Zeichengeber, Statusleitungen usw. Genauere Hinweise enthält [1].

L i t e r a t u r

- [1] Weidhase, F. und U. Meyer, Information der TU Dresden 05-5-78 (1978)

6.13. CAMAC-MODUL, TYP 1474: "PROM-PROGRAMMIERER FÜR SCHALTKREISE MH 74 188"

F. Weidhase und J. Pöthig

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

J. Majchrzak

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Mit dem elektrisch programmierbaren bipolaren Speicher MH 74 188 (Teila. Organisation 32x8 Bit) ergeben sich oftmals platzsparende Lösungen für den Aufbau von CAMAC-Decodern, speziellen schnellen logischen Verknüpfungen u.a.m.

Der Modul schafft selbständig alle elektrischen und zeitlichen Programmier-Bedingungen, so daß der gewünschte Speicherinhalt im Repeat-Mode [1] ausgegeben werden kann. Außerdem besteht die Möglichkeit des Kontroll-Auslesens.

Für diesen Modul wurde ein Bedienprogramm geschrieben, das den Mikrorechner MPS 4944 und den Crate Controller 3312 nutzt. Die Eingabe des gewünschten Speicherinhaltes kann über Schreibmaschinendialog, Lochband oder ein Baustein-Muster erfolgen. Insgesamt werden drei Tabellen ausgegeben:

- Inhalt vor der Programmierung
- gewünschter Inhalt
- Inhalt nach der Programmierung.

L i t e r a t u r

[1] ESONE-Committee: CAMAC - A Modular Instrumentation System for Data Handling. Report EUR 4100 e (1972)

6.14. CAMAC-MODUL, TYP 2320: "PROGRAMMIERBARER LAM-GRADER"

F. Weidhase

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

G. Hoffmann

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Ausgangspunkt für die Entwicklung des LAM-Graders war die Erkenntnis [1], daß bei mikrorechnergesteuerten CAMAC-Systemen für die gleichzeitige Aufnahme mehrerer Spektren die LAM-Verarbeitung zeitbegrenzend wirkt. Auf der Suche nach Verbesserungsmöglichkeiten entstand die Konzeption des programmierbaren LAM-Graders 2320 [2]:

- Der Modul fragt 30 Interrupteingänge sequentiell ab (maximale Verzögerungszeit 5 μ s) und ordnet die Eingangsinformationen per Programm 15 wählbaren Prioritätsebenen zu.
- Jeder der 30 sequentiellen Eingänge kann separat maskiert oder einer beliebigen Prioritätsebene ($\hat{=}$ GL-Leitung) zugeordnet werden.
- Zur Verkürzung der LAM-Reaktionszeit wird im LAM-Grader selbständig die höchste Interruptanforderung ermittelt und eine entsprechende Bitkombination bereitgestellt. Diese kann als Bestandteil einer Rechner-Sprungadresse verwendet werden.
- Die Eingabe einer Prioritätsschwelle erlaubt, störende Interruptanforderungen niedriger Priorität vom bedienenden Rechner fernzuhalten.

- Ein zusätzlicher Eingang ermöglicht einen schnellen Blocktransfer über den LAM-Grader. Im Gegensatz zu den anderen LAM-Eingängen wirkt dieser unmittelbar (maximale Verzögerungszeit 200 ns) auf die Ausgangsstufe, ist fest mit der höchsten (nullten) Prioritätsebene verbunden und hat eine automatische Ladevorrichtung für das Prioritätsschwellenregister.
- Für Testzwecke sind die Eingänge Nummer 29 (stete LAM) und 30 (niemals LAM) fest verschaltet.

Der Modul ist in einem einfach breiten CAMAC-Modul untergebracht und belegt weniger als eine halbe Leiterplatte.

L i t e r a t u r

- [1] Pritzech, G., persönliche Mitteilung
- [2] Weidhase, F., Information der TU Dresden 05-34-79 (1979)

6.15. MANUELL UND EXTERN STEUERBARER CAMAC-CRATE CONTROLLER, TYP 3312

J. Pöthig und F. Weidhase

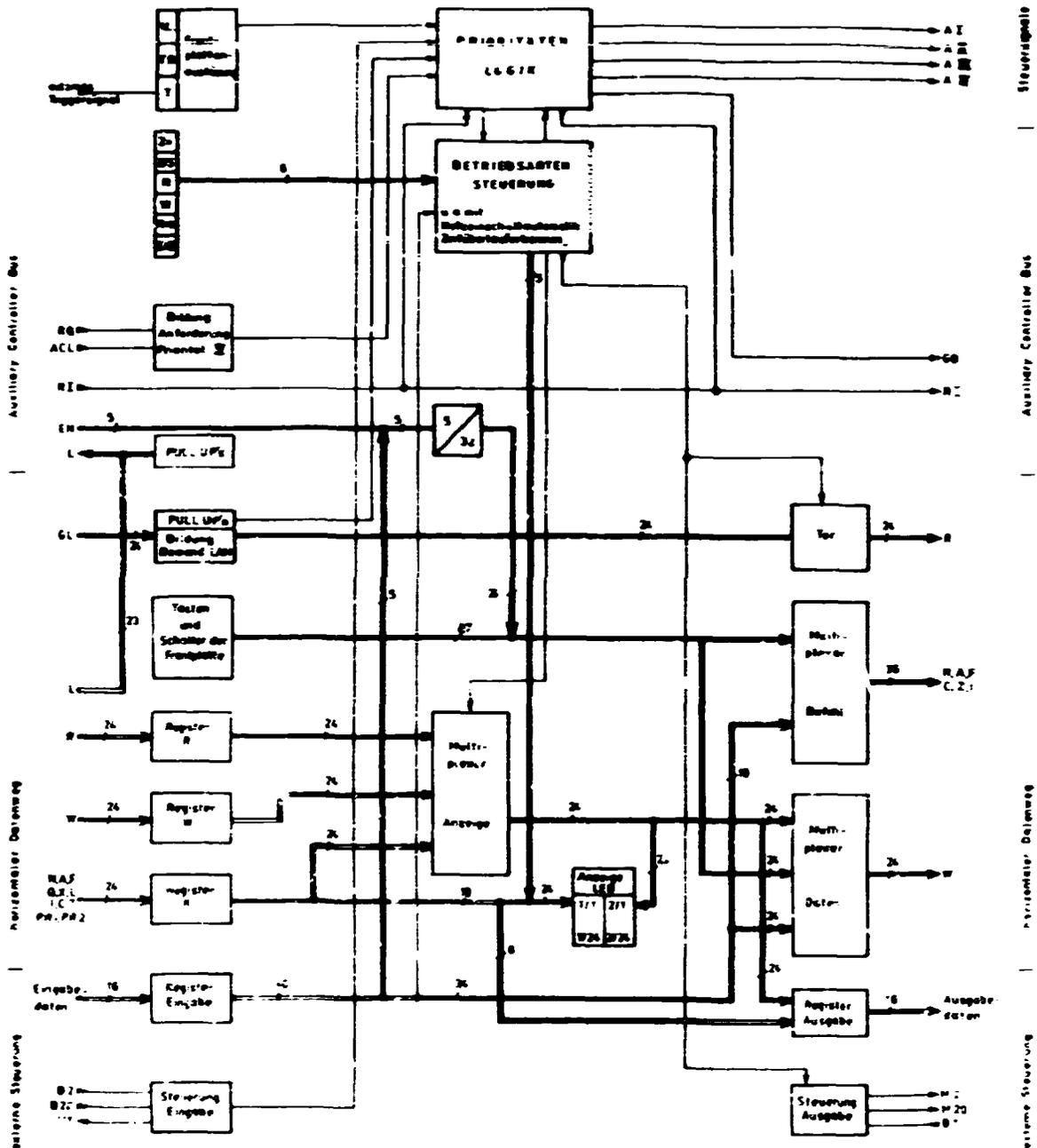
Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Der Crate Controller 3312 ist für eine vielseitige Anwendbarkeit konzipiert. Er erlaubt manuelle "Vor-Ort-Bedieneigenschaften" in CAMAC-Crates, die räumlich weit entfernt vom Steuerrechner betrieben werden und kann die Koordination der Crate-Steuerung in solchen CAMAC-Crates übernehmen, die von mehreren Mikroprozessoren bedient werden. Im letztgenannten Fall wird vom Hilfsbus ACB (Auxiliary Control Bus) Gebrauch gemacht [1], so daß vorhandene CAMAC-Anordnungen ohne Umrüstung erweitert werden können.

Das stark vereinfachte Blockschaltbild ist in Abb. 1 dargestellt [2]. Die verschiedenen Ein- und Ausgabesteuerungen erlauben, den Modul in folgender Weise zu nutzen:

- Single-Crate Controller für die Kopplung von CAMAC mit Rechnern, welche über eine Anschlußsteuerung für parallelen (16 Bit) Handshake-Datentransfer entsprechend SI 1.2 [3] verfügen.
- Manuell bedienbarer Controller ("Hand-Controller") mit Speicherung von zwei Befehlen (N, A und F ist frei wählbar) zur Testung von CAMAC-Modulen; es sind vielseitige Trigger- und Darstellungsmöglichkeiten vorhanden [4].
- Minimal-Controller in einem CAMAC-Crate mit einem oder mehreren Auxiliary Controllern [1,5].
- Koordination von CAMAC-Operationen entsprechend der Priorität beim Betrieb mit mehreren Steuerquellen an einem Crate. Ohne gegenseitige Beeinflussung können sich abwechseln:
 - Manuelle Steuerung über Frontplattentasten
 - Aktivierung des Hilfscontrollerbus
 - Externe Steuerung über den SI-1.2-Anschluß

Auch die Mehrfachnutzung des horizontalen CAMAC-Datenweges durch Zeitschachtelung ist möglich [5].



Ab. 1
Blockschaltbild des manuell und extern steuerbaren Crate Controllers 3312

- Datenweganzeige als Unterstützung beim Erarbeiten von CAMAC-Programmen und zur Kontrolle der Datenwegoperationen.
- Parameter Eingabe, indem das W-Register im Sinne eines Switch-Registers per Programm abgefragt wird oder ein manuell ausgelöstes Einschreiben in einen beliebigen CAMAC-Modul möglich ist.

Mit Hilfe von platzsparenden internen wired-or bzw. tri-state Multiplexern und einem PROM-Schaltkreis zur Decodierung konnte der Aufwand stark reduziert werden, so daß lediglich zwei CAMAC-Leiterkarten benötigt werden. Die zahlreichen

mechanischen Bedienelemente erfordern jedoch ein Gehäuse fünffacher CAMAC-Breite. Hierbei ist zu beachten, daß sich wegen der vielseitigen Anwendungsmöglichkeiten des Controllers 3312 separate Module für die Datenweganzeige oder Parametereingabe erübrigen.

An der Vorbereitung einer Kleinserie wird gearbeitet. Es ist der Übergang zu einer Sensor-Bedienung vorgesehen. Hierdurch kann der Modul bei besserem Bedienkomfort in doppelter Breite hergestellt werden (Typ 3312).

L i t e r a t u r

- [1] ESONE-Committee: Multiple Controllers in a CAMAC Crate. Report EUR 6500 e (1978)
- [2] Pöthig, J. und F. Weidhase, Information der TU Dresden 05-14-79
- [3] TGL 29248: SI 1.2; Oktober 1974
- [4] Weidhase, F. et al., Jahresbericht 1977, ZfK-350 (1978) 225
- [5] Beuchel, R. et al., Report ZIE 77-8 (1977)

6.16. DIGITALE OPTOÜBERTRAGUNGSSTRECKE

F. Weidhase

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

E. Kreuzer

Institut für Energieversorgung Dresden

Optoelektronische Übertragungsstrecken werden für die Datenübertragung bei großen Potentialunterschieden oder hohen Störpegeln benötigt. Erfolgreiche Erprobungen der hier vorgestellten Übertragungsstrecke fanden an einem Kaskadengenerator (500 kV Potentialunterschied) statt. Einige Betriebsparameter dieses Generators sollen über ein vom Mikrorechner MPS 4944 gesteuertes CAMAC-Crate eingestellt und überwacht werden [1].

Es wurde ausschließlich auf leicht verfügbare, wenig alternde und billige Bauelemente orientiert. Um unter diesen Bedingungen hohe Dämpfungen des Lichtleiters zulassen zu können, muß der Lichtempfänger sehr empfindlich sein ($100 \mu\text{V}$ Begrenzungseinsatz). Mit Einsatz des Plastrofaserbündels Grinifil LIK 3 (VEB Leuna-Werke) ergibt sich eine äußerst robuste und überschlagsfeste Übertragungsstrecke. Im vorliegenden Anwendungsfall galt es eine Übertragungslänge von 5 m, trotz des beträchtlichen Dämpfungskoeffizienten des Grinifilkabels (7 dB/m), sicher zu überbrücken. Als besonders vorteilhaft erwies sich, daß dieses Kabel bei elektrischen Überschlüssen in Kabelnähe kein unerwünschtes Licht aufnimmt.

Praktisch stehen bei 10 M bit/s Übertragungsgeschwindigkeit $3 \cdot 10^{-4}$ W Lichtleistung zur Verfügung. Eine gute Störsicherheit des Empfängers (20 dB Rauschabstand) wird mit $5 \cdot 10^{-7}$ W Eingangs-Lichtleistung erreicht.

Besondere Bedeutung hat die Modulationsart. Für die automatische Bildung einer signalbezogenen Diskriminatorschwelle wird ein Tastverhältnis nahe 1:1 vorausgesetzt. Ein derartiges Signal liefert beispielsweise der Link-Modul 1471 [2].

Abb. 1 zeigt einen EGS-Einschub mit je zwei Lichtempfängern und -sendern. Außerdem sind zwei stabilisierte Transverter enthalten.

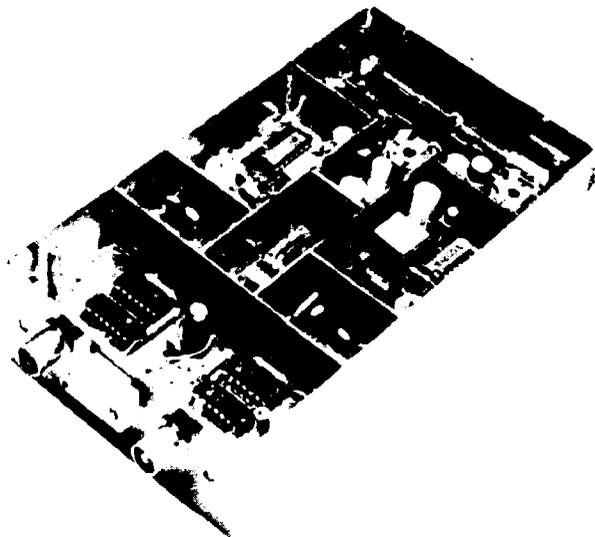


Abb. 1
Einschubeinheit für zwei optische Übertragungse Strecken

L i t e r a t u r

- [1] Weidhase, F. et al., Jahreatbericht 1978, ZfK-385 (1979) 202
- [2] Weidhase, F. et al., Information der TU Dresden 05-28-78 (1978)

6.17. UNTERSUCHUNGEN ZUR KOPPLUNG EINES TASCHENRECHNER-SCHALTKREISES AN EINEN MIKRORECHNER

S. Oswald, W. Mailing und G. Kloß
Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Im Mikrorechner sollten sich Speicherplatz und Rechenzeit sparen lassen, wenn mathematische Operationen einem angeschlossenen Taschenrechner-Schaltkreis übertragen werden. Es wurden Untersuchungen durchgeführt, welcher Aufwand für das Interface mit Berücksichtigung der starren Datenein- und Datenausgabe des Taschenrechners und für das Organisationsprogramm im Mikrorechner erforderlich ist. Als Mikrorechner wurde ein SDK-80 Kit, als Taschenrechner-Schaltkreis die Type U 820 verwendet (Abb. 1).

Der Zeitaufwand für die Durchführung von Rechenoperationen ist vor allem wegen der Eingabezeit von mindestens 24 ms je Zeichen sehr erheblich. Um den Rechner während der Eingabe und der Operationszeit des Taschenrechner-Schaltkreises weitgehend für andere Aufgaben einsetzen zu können, z.B. Kontroll- und Steueroperationen, sind im Koppelinterface Zeitglieder vorgesehen, die die Beendigung der aufgerufenen Operationen an den Mikrorechner über Interruptanforderung melden. Die Programmierung des SDK-80 erfolgt im Assemblercode unter Nutzung der Monitor-Kommandos.

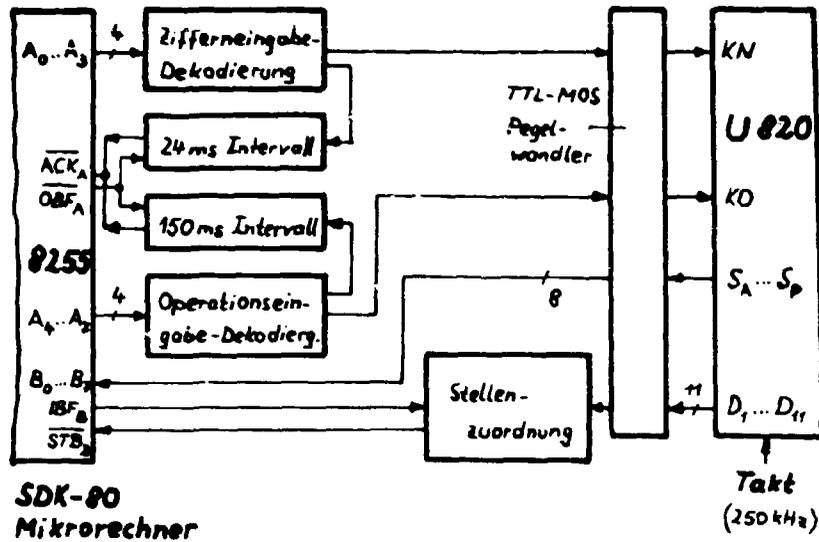


Abb. 1
Blockschaltbild des Koppel-Interfaces

6.18. EINSATZ EINES MIKRORECHNERS ZUR STRAHLSTROMOPTIMIERUNG AN EINEM KASKADEN-GENERATOR

W. Enghardt^{x)}, F. Gleisberg und W. Mailing
Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Die Optimierung und Stabilisierung des Strahlstroms am 150-keV-Deuteronenbeschleuniger der Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Kernphysik, wurde durch Nutzung des CAMAC-Standards realisiert. Das CAMAC-Crate wird durch einen Mikrorechner SDK-80 (Mikroprozessor 8080, RAM: 1.75 Kbyte, EPROM: 4 Kbyte) mit Branch-Driver [1] gesteuert. Der Targetstrom des Beschleunigers wird über einen I/U-Umsetzer und nachfolgenden U/f-Konverter digitalisiert, dessen Impulse während bestimmter Zeitintervalle, die von einem Timer vorgegeben werden, ein Zähler registriert. Über digital steuerbare Netzteile [2] bzw. über Digital-Analog-Wandler in Verbindung mit Netzgeräten Statron 3205 kann der Mikrorechner auf das ionenoptische System des Beschleunigers (Quadrupollinsen-Dublett und Ablenk magnet) einwirken.

Das Programm mit einer Länge von 1.75 Kbyte ermöglicht die Suche des maximalen Strahlstroms in Abhängigkeit von 5 Variablen (vier Ströme für das Quadrupollinsen-Dublett zur Lage- und Brennpunktsteuerung des Ionenstrahls, Strom des Ablenk magneten) und hält das System im gefundenen Maximum. Die erforderlichen Schritte sind:

1. Suche des maximalen Strahlstromwertes durch Kombination des Verfahrens der "Blinden Suche" mit dem sequentiellen Punktsuchverfahren gemäß der Rekursionsvorschrift

$$x_{k+1}^{(1)} = x_k^{(1)} + \alpha \operatorname{sign} f_{,1} \quad (1)$$

^{x)} Jetzt: Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf

wobei man unter f das Gütekriterium des Verfahrens, also den zu steuernden Ionenstrom, und unter $x_k^{(1)}$ bzw. $x_{k+1}^{(1)}$ eine der Variablen im k -ten bzw. $(k+1)$ -ten Suchschritt zu verstehen hat, die die Gütefunktion f bestimmt [3,4].

2. Abbruch der Suche bei Annäherung an das Optimum entsprechend einer vorzugebenden Abbruchbedingung.
3. Nachführung des Optimums des Ionenstroms in Intervallen von etwa 10 Minuten, um die Langzeitstabilität unter Nutzung des Verfahrens nach Gl. (1) zu sichern.

Die gesammelten Erfahrungen lassen die Übernahme der Steuerung und Regelung weiterer Größen am Beschleuniger durch den Mikrorechner als sinnvoll erscheinen.

L i t e r a t u r

- [1] Gleisberg, F., Diplomarbeit, TU Dresden (1978)
- [2] Kirschner, F., Forschungsbeleg, TU Dresden (1979)
- [3] Peschel, M.: Kybernetische Systeme, Reihe Automatisierungstechnik, Bd. 100. Berlin: Verlag Technik 1970
- [4] Enghardt, W., Diplomarbeit, TU Dresden (1979)

6.19. STEUERUNG EINES VIELKANALANALYSATORS ICA-70 DURCH DAS MIKRORECHNERSYSTEM MPS-4944

G. Heinrich und G. Kloß

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Beim Aufbau eines automatisierten Neutronen-Flugzeit-Spektrometers gestattet die Einbeziehung eines Mikrorechners die Schaffung autonomer Systeme und die Ausführung einfacher Kontroll- und Steuerfunktionen durch den Mikrorechner. Unter Berücksichtigung der folgenden Aspekte wurde eine Kopplung des Mikrorechnersystems MPS-4944 [1] mit dem ungarischen Vielkanal-Analysator ICA-70 [2] über das Standardinterface SI 1.2 realisiert:

- Anwendung des leistungsfähigen Analogteils einschließlich interner, von Hand einstellbarer Timer-Funktionen;
- Vorbereitete "rechnerfreundliche" Gestaltung der Interface-Elektronik des ICA-70 zum Anschluß von Minirechnern des Typs TPA1 oder TPA 70;
- Nutzung des 8kByte-Ferritkernspeichers vom ICA-70 als nichtflüchtiger Speicher für das MPS-4944;
- Verfügbarkeit des Hand-Shake-Interface SI 1.2 beim MPS-4944.

Mit diesen Voraussetzungen wurde eine Interface-Leiterkarte entwickelt, die ohne zusätzliche Veränderungen im ICA-70 folgendes leistet [3]:

- Umsetzung der Bedingungen des internen Interface vom ICA-70 auf das Anschlußbild des SI 1.2;
- Veränderung des Arbeitsregimes des ICA-70 (z.B. Amplitudenanalyse, Zeitanalyse oder Ausgabe über Drucker usw.);

- Auswahl des Speicherbereiches des internen Ferritkernspeichers in Einheiten von 1 k-Worte (16 Bit);
- Voreinstellen der Startadresse innerhalb des ausgewählten Speicherbereiches und
- Datenübertragung (Schreiben und Lesen) gemessener Spektren zwischen dem RAM-Speicher des MPS und dem Ferritkernspeicher.

Die Leiterkarte basiert auf den konstruktiven Bedingungen des ICA-70. Sie wird unmittelbar an die Position der Interface-Karte für den Lochbandleser gesteckt. Dieser Sachverhalt schränkt die Nutzungsmöglichkeiten des ICA-70 nicht ein, da auf die Lochbandperipherie des MPS-4944 zurückgegriffen wird.

Die zugehörigen Bedienprogramme für den Vielkanalanalyseator sind Bestandteil eines Rahmenprogramms auf der Grundlage des MPS-Monitors "MIMD-80" und werden über das Kommando "Bedienung Vielkanalanalyseator - BV" aufgerufen.

Die Funktionsfähigkeit der Leiterkarte wurde nachgewiesen.

L i t e r a t u r

- [1] ICA-70 user manual, KFKI Budapest
- [2] Das modulare Mikrorechnersystem MPS-4944, AdW der DDR, ZfK Rossendorf
- [3] Heinrich, G., Diplomarbeit, TU Dresden (1979)

6.20. VIELKANALANALYSE MIT KRS 4201

W.D. Fromm

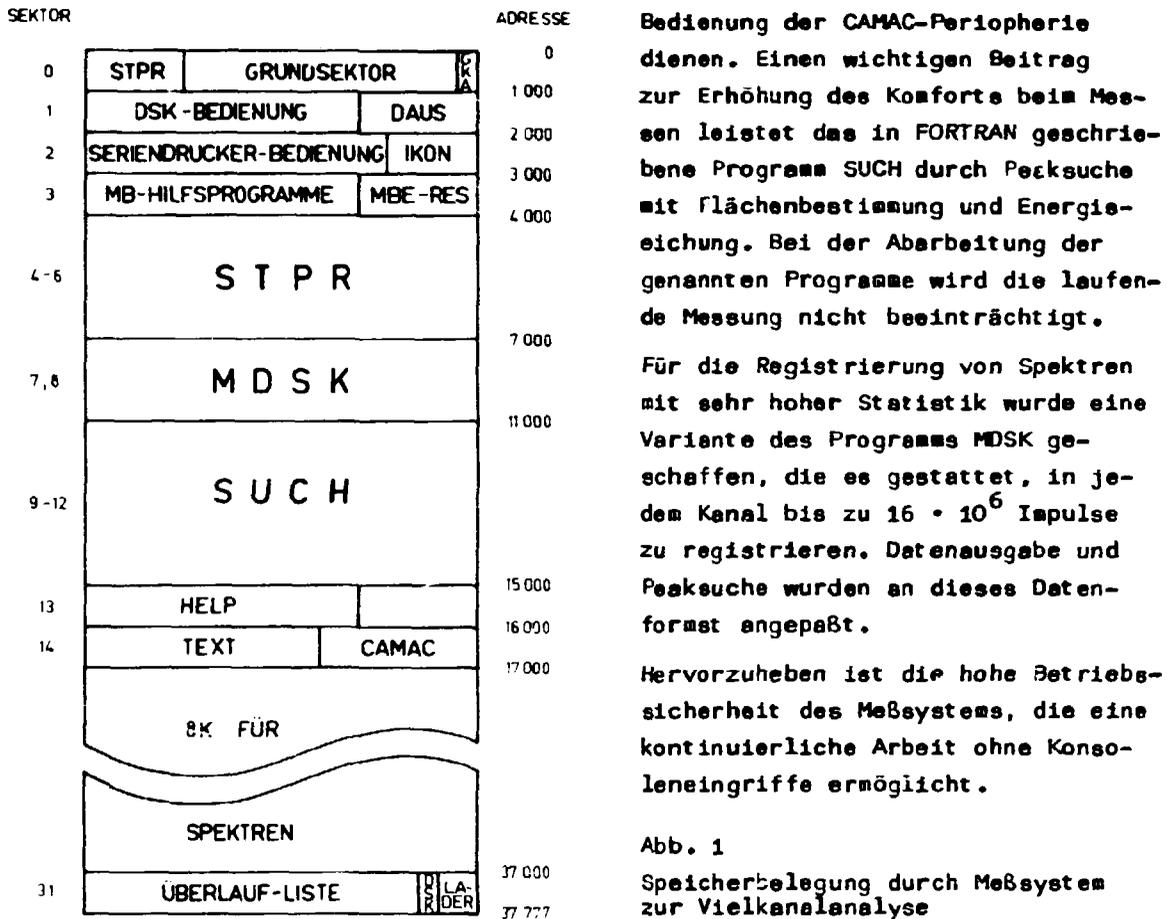
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Im Berichtszeitraum wurde der KRS 4201 aus dem Gebäude 13 in den Keller des Zyklotrongebäudes umgesetzt. Dieser Standort ermöglicht es, ein an den vertikalen Datenweg angeschlossenes CAMAC-Crate direkt neben dem Strahlrohr aufzustellen.

Der KRS wurde mit der für die Durchführung der Meßaufgaben erforderlichen on line-Peripherie (DSK, Displayeinheiten) und einem Massenspeicher (2 Magnetbandgeräte) ausgerüstet und für kernspektroskopische Messungen in Betrieb genommen.

Das im Vorjahr beschriebene Vielkanalanalyseprogramm [1] wurde überarbeitet [2]. Spektreneingabe erfolgt über den DSK im Inkrementbetrieb, Spektrenaussgabe mit Hilfe der Displayeinheiten; der Seriendrucker wurde für den Tabellendruck angeschlossen. Ferner wurden neue Kommandos zur Ausgabe der Spektren auf Magnetband [3] eingefügt. Die auf diese Weise aufgezeichneten Spektren sind am ZRA 2 weiterverarbeitbar (siehe Bericht 7.9.).

Da im normalen Arbeitsregime Messen und Darstellungen durch die Hardware des DSK gesteuert werden, kann der Kleinrechner während der Messung weitere Aufgaben erfüllen. Im Speicher des KRS (siehe Abb. 1) befinden sich außer dem die Messung organisierenden Programm MDSK noch 7 weitere Programme, die der Unterstützung des Bedieners (HELP), der Ein/Ausgabe von Textinformation mit freier Gerätezuordnung (TEXT), der Vorbereitung und Protokollierung von Magnetbändern und der



L i t e r a t u r

- [1] Fromm, W.D. und P. Weimert, Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 261
- [2] Fromm, W.D., Programmkomplex zur Vielkanalanalyse, KRS-SB 3/79
- [3] Fromm, W.D., Hinweise zur Magnetbandbenutzung, KRS-SB 4/79

6.21. ZUR PROZESSKONTROLLE GEEIGNETES PRÜFVERFAHREN FÜR NUKLEARFILTER

P. Manfraß und F. Stary

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Der große spezifische Energieverlust, den geladene Teilchen beim Durchgang durch dünne Polymerfolien erleiden, eröffnet die Möglichkeit, den Porendurchmesser d von Nuklearfiltern kontinuierlich und zerstörungsfrei bis herab zu $d = 10 \text{ nm}$ zu messen. Allerdings ist hierbei die statistische Voraussetzung nach Mackenzie und Armitage [1] nicht erfüllt, wonach das Teilchen beim Durchgang durch die poröse Schicht im Mittel auf eine große Anzahl von Poren treffen soll, so daß für einen Porenbereich $d = 0.1 \text{ bis } 10 \mu\text{m}$ Schichtdicken von mehr als 100 mg/cm^2 gefordert werden.

Die experimentelle Überprüfung ergab, daß auch für Nuklearfilter mit einem Flächengewicht von 1 mg/cm^2 , bei denen ein Teilchen im Mittel weniger als eine Pore trifft, die in Ref. [1] angegebene Beziehung

$$P \cdot d \sim \frac{E_2 - E_2^*}{E_0 - E_1} \quad (1)$$

anwendbar ist. Hierbei bedeuten P die Porosität, E_0 die primäre Teilchenenergie und $E_{1,2}$ das 1. bzw. 2. Moment der Teilchenenergieverteilung nach dem Durchgang durch die Schicht. E_2^* ist das 2. Moment der Energieverteilung nach Durchgang durch eine nichtporöse Schicht gleicher Dicke (unbestrahlte Filterfolie).

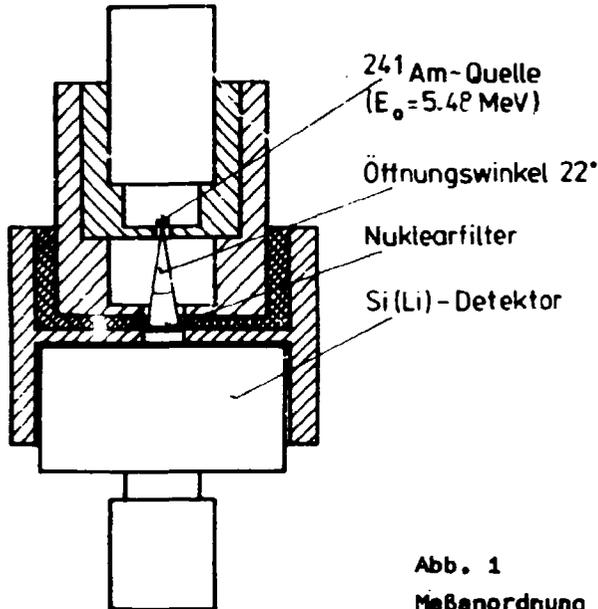


Abb. 1
Meßanordnung

Mit der in Abb. 1 dargestellten Meßanordnung wurden 10 Testproben durchstrahlt, deren Porendichte $N = 2.7 \cdot 10^8 / \text{cm}^2$ betrug, und deren Porenweiten sich um jeweils $\Delta d = 20 \text{ nm}$ unterschieden (um 20 s gestaffelte Ätzzeiten).

Aus den gemessenen Energieverteilungen (Abb. 2) erhält man nach Gl. (1) die für zylindrische Poren (wegen $P = \frac{\pi}{4} d^2$) zu erwartende Abhängigkeit

$$\frac{E_2 - E_2^*}{E_0 - E_1} \sim d^3 \quad (2)$$

Die oberhalb $d = 0.26 \mu\text{m}$ ($P = 14 \%$) zu beobachtende Abweichung ist durch die Porenüberlappung bedingt. Durch Untersuchungen an Nuklearfiltern unterschiedlicher aber bekannter Porosität konnte die Eignung des beschriebenen Prüfverfahrens im Porenweitenbereich $D = 0.02$ bis $1 \mu\text{m}$ bestätigt werden.

Für eine Prozeßkontrolle ist die Messung der α -Transmissions-Spektren allein ausreichend, wenn die Porendichte N konstant bleibt. Anderenfalls muß die Porosität P oder die Porendichte N getrennt bestimmt werden.

L i t e r a t u r

[1] Mackenzie, C.D. and B.H. Armitage, Nucl. Instrum. Meth. 133 (1976) 489

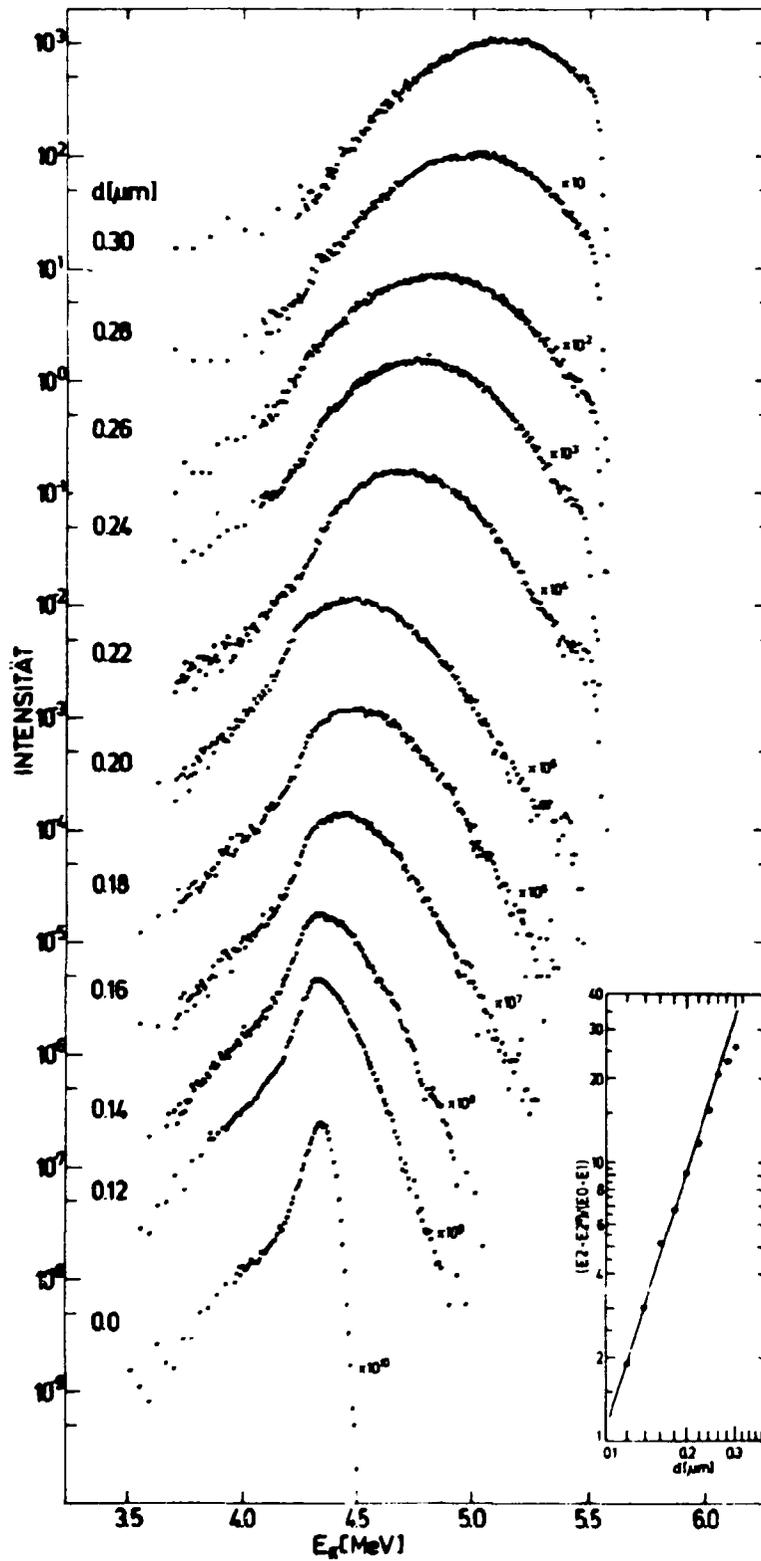


Abb. 2

Energieverteilung von α -Teilchen nach Durchgang durch Nuklearfilter-Folien verschiedener Porendurchmesser d . Verifikation der Gl. (2) (rechts unten).

6.22. ZUM BETRIEB DER IMPLANTATIONSANLAGEN

J. Schöneich, L. Schneider, L. Naumann, J. Altmann und G. Franz
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Strahlkapazität an den beiden Massenseparatoren wurde zu ca. 90 % für Forschungsaufgaben des ZfK auf dem Gebiet der Mikroelektronik genutzt. Etwa 10 % standen Nutzern außerhalb des ZfK zur Verfügung. Durch eine Reihe methodischer Arbeiten konnte der Routinebetrieb verbessert und erweitert werden.

Die Magnetstromversorgung für den Separator 2 erlaubt eine H^+ -Implantation erst ab einer Energie von 70 keV (kleinstmöglicher stabilisierter Strom). Eine Erweiterung des Energiebereiches zu niedrigeren Energien hin ($E_{H^+}^{\min} = 20$ keV) konnte durch einen Umbau an den Magnetspulen erreicht werden. Bei einer Beschleunigungsspannung $U_B = 50$ kV und Wasserstoffeinlaß wurden folgende mittlere Ionenströme am Target erhalten:

$$I_{H^+} = 16 \mu A; I_{H_2^+} = 55 \mu A; I_{H_3^+} = 11 \mu A.$$

Aus diesen Daten ist ersichtlich, daß für Hochdosisimplantationen die Anwendung des H_2 -Moleküls sehr vorteilhaft ist.

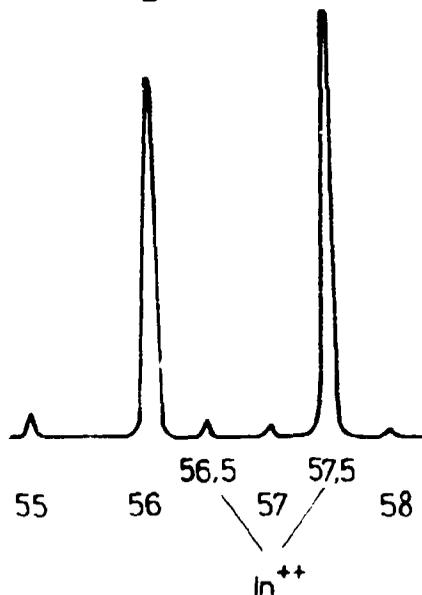


Abb. 1

Massenspektrum im Bereich der Massenzahlen 55 bis 58

Die Nutzung n-fach geladener Ionen ermöglicht es, den Energiebereich einer Anlage bei $U_B = \text{const.}$ um das n-fache zu erhöhen. Am Implanter 2 wurden $^{115}\text{In}^{++}$ -Ionen bei $U_B = 50$ kV ($E_{\text{In}^{++}} = 100$ keV) implantiert. In Abb. 1 ist das relativ komplizierte Massenspektrum dargestellt. Die Massenspektroskopie wird erschwert durch zusätzliche Linien vergleichbarer Intensität bei den Massenzahlen 55 und 56, die wahrscheinlich den Ionen Mn^+ und Fe^+ (Quellenmaterialien) zuzuordnen sind. Am Target konnten folgende Ionenströme gemessen werden:

für $^{115}\text{In}^+$: $50 \mu A$ und für $^{115}\text{In}^{++}$: $5 \mu A$.

Zur Erzeugung von SiO_2 und Si_3N_4 durch Ionenimplantation lieferte die bisher eingesetzte Ionenquelle vom Nielsen-Typ ohne Elektronenreflektion einen zu geringen Strom.

Durch Umbau in eine Ionenquelle mit Elektronenreflektion [1] konnte ein drei- bis vierfach größerer Ionenstrom erreicht werden. Veränderungen konstruktiver Details in der Ionenquelle verringerten den Leistungsbedarf um ca. 70 % und die Temperaturbelastung um ca. 50 %. Für O^+ und N^+ wurden am Target $80 \mu A$ bzw. $100 \mu A$ bei $U_B = 40$ kV erhalten. Als Einsatzsubstanzen fanden O_2 und N_2 Verwendung. Die Standzeit der Ionenquelle betrug im Falle von Sauerstoff infolge seiner Aggressivität nur etwa 6 bis 8 Stunden. Es wurde beobachtet, daß in der Mehrzahl der Fälle ein Zusetzen der Austrittsöffnung mit Oxiden der Quellenbauteile die Standzeit begrenzt. Der Einsatz anderer Substanzen wie CO und CO_2 führt zu einer Erhöhung der Standzeit, jedoch sinkt die Ausbeute an O^+ -Ionen beträchtlich.

Um Aufladungen bei der Implantation in Dielektrika zu vermeiden, wurde eine Zusatzeinrichtung entwickelt, die eine Ladungskompensation durch langsame Elektronen ermöglicht (siehe Bericht 6.23.).

L i t e r a t u r

[1] Nielsen K.O., Nucl. Instrum. Meth. 1 (1957) 289

6.23. LADUNGSKOMPENSATION BEI IONENIMPLANTATION VON DIELEKTRIKA

L. Neumann, J. Schöneich und G. Franz

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Wird ein Isolator mit positiven Ionen beschossen, so lädt sich dieser bis zu einer Spannung auf, die begrenzt wird durch

- die Beschleunigungsspannung der Implantationsanlage,
- die Durchbruchspannung des Isolators oder
- das Produkt aus Isolatorwiderstand und Ionenstrom I_i^+ .

Die unerwünschte positive Aufladung mikroelektronischer Strukturen während der Ionenimplantation wird meist durch das Erreichen der Durchbruchspannung begrenzt, die in Abhängigkeit der Isolatorsigenschaften einige 10 V bis einige 1000 V beträgt.

Die für den Implanter 2 entwickelte Einrichtung zur Ladungskompensation ist ein Blendensystem, das vor dem Targethalter angeordnet wird und schematisch in Abb. 1 dargestellt ist. Drei Kathoden K emittieren den Elektronenstrom I_e , der aufgrund der Potentialverhältnisse zwischen den Blenden Bl1 und dem Targethalter T ($U_T > U_{Bl1} > U_{Bl2}$) zum Target gelangt.

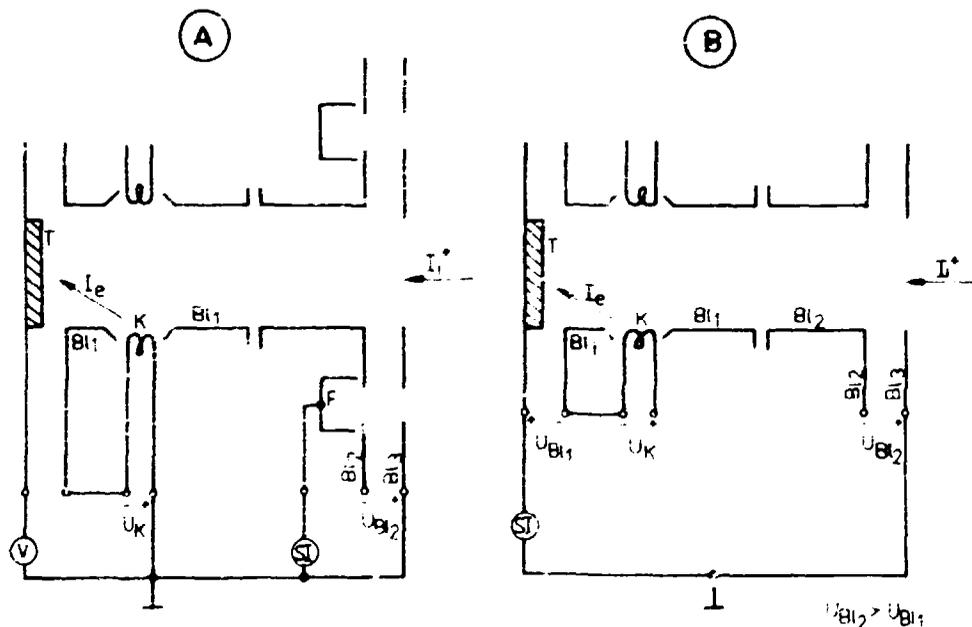


Abb. 1

- a) Ladungskompensation und Dosisbestimmung mit Faraday-Blechern
- b) Ladungskompensation und Dosisbestimmung durch Strommessung über die Targethalterung

Zwei Varianten der Dosisbestimmung mittels Stromintegrator SI sind möglich:

- Nach Abb. 1a) mit Hilfe von vier Faraday-Bechern F. Bei dieser Variante kann die Ladungskompensation mit einem statischen Voltmeter kontrolliert werden.
- Nach Abb. 1b) durch Messung des Kathodenemissionsstromes zwischen Masse und Targethalterung, der bei Ladungskompensation gleich dem Ionenstrom ist. Zur Unterdrückung der Sekundärelektronen ist die Blendenspannung U_{Bl1} erforderlich. Bei dieser Variante müssen U_K und U_{Bl1} massefrei sein.

Da zur vollständigen Kompensation der positiven Ladung $I_0 \geq I_1^+$ gewährleistet sein muß, stellt sich in beiden Fällen ein Potential auf dem Isolator ein. Es beträgt bei der ersten Variante U_K und bei der zweiten U_{Bl1} .

6.24. EINE MESSKAMMER IN UHV - AUSFÜHRUNG FÜR ANALYTISCHE UNTERSUCHUNGEN AN FESTEN TARGETS

H. Böhme, C. Bauer, P. Gippner, R. Grötzschel, R. Mann und W. Rudolph
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Meßkammer in UHV-Ausführung wurde gebaut für den Nachweis von Fremdatomen auf Oberflächen und im oberflächennahen Bereich von festen Targets. Generell sollen leichte Elemente mit einer Ordnungszahl $Z < 13$, wie C, N, O, F und Na, anhand von γ -Quanten und Teilchen nachgewiesen werden, die als Produkte von Kernreaktionen bei Protonen- oder Deuteronenbeschuß entstehen. Für Verunreinigungen mit $Z \geq 13$ hingegen ist die protonen- bzw. Ioneninduzierte Röntgenstrahlung ein bequem zu handhabendes Hilfsmittel.

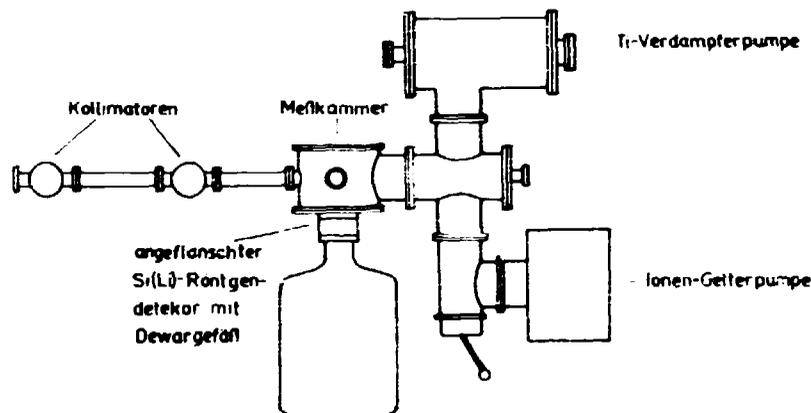


Abb. 1
Prinzipieller Aufbau der Meßapparatur

Für die Untersuchungen von Kohlenstoffkontaminationen von Oberflächen waren Bedingungen geschaffen, welche die nachträgliche Verunreinigung von in der Meßkammer exponierten Proben durch Kohlenstoff ausschließen. Sämtliche Teile der Kammer und des Vakuumsystems wurden deshalb aus nichtrostendem Stahl gefertigt

und mittels Kupferringen gedichtet. Der prinzipielle Aufbau der Apparatur ist in Abb. 1 wiedergegeben. Sie zeigt die Meßkammer mit angeflanschten Si(Li)-Röntgendetektor und dem Hochvakuumsystem. Dieses besteht aus einer Ti-Verdampferpumpe mit wassergekühlter Getterfläche sowie einer Ionengetterpumpe. Die Verdampferpumpe wird bei Drücken von $p \leq 1$ Pa eingesetzt und dient zur Erzeugung des Startvakuums für die Ionengetterpumpe, die im Druckbereich $p \sim 10^{-1}$ Pa zu arbeiten beginnt. Für ölfreies Vorvakuum sorgen zwei stickstoffgekühlte Sorptionspumpen. Der niedrigste, ohne Ausheizen der Apparatur erreichbare Druck beträgt etwa $p = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa.

Die Kammer ist mit einer Reihe von Flanschen versehen, die für das Einschleusen des Targethalters, für das Anbringen von Sichtflanschen und Drehdurchführungen sowie für die Befestigung des Röntgendetektors vorgesehen sind. Auf dem sechsflächigen Targethalter lassen sich insgesamt 24 Proben befestigen. Der Halter sitzt auf einer Drehdurchführung und bewegt sich pro Umdrehung um 1 mm in Richtung seiner Achse. Auf diese Weise kann jede Probe in Meßposition gebracht werden. Die Targetjustierung erfolgt optisch über ein Sichtfenster. Die Targets sind um 45° gegen den einfallenden Teilchenstrahl geneigt, während die Quanten unter einem Winkel von 90° zur Strahlrichtung gemessen werden. Zwischen dem Be-Fenster der Detektorkeppe und dem Targetort befinden sich zwei Blenden aus Graphit, die das Gesichtsfeld des Detektors auf der Targetoberfläche begrenzen, andererseits jedoch die volle Ausleuchtung der empfindlichen Detektorfläche garantieren. Zwischen den Blenden ist ein drehbarer Teller mit verschiedenen Absorbieren angeordnet. Der Röntgendetektor erfaßt einen Raumwinkel von $\Omega/4\pi = 1,28 \cdot 10^{-3}$.

Für den Nachweis von γ -Strahlung kann der Si(Li)-Detektor gegen einen Ge(Li)-Detektor ausgetauscht werden. Ein Teilchendetektor ist unter einem Winkel von 150° gegen die Strahlrichtung fest montierbar.

6.25. ENTWICKLUNG EINES GERÄTES ZUR ENERGIEDISPERSIVEN RÖNTGENFLUORESZENZANALYSE

M. Schiekel, A. Steinbrecher und C. Ebert

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Es wurde ein Gerät zur Röntgenfluoreszenzanalyse von makroskopischen Bereichen (maximaler Probendurchmesser 45 mm) gebaut. In Abb. 1 ist der schematische Aufbau des Gerätes zu sehen. Die Probe kann wahlweise sowohl mit Radionuklidquelle (I) als auch direkt mit einer Spektroskopie-Röntgenröhre (II) bestrahlt werden. Zur besseren Anpassung der Anregungsbedingungen besteht außerdem noch die Möglichkeit, das primäre Energiespektrum einer Röntgenröhre durch Zwischenschalten eines Sekundärtargets (III) zu modulieren. Die Anregungsarten II und III lassen sich nicht gleichzeitig realisieren. Die Registrierung der Fluoreszenzstrahlung erfolgt mit einem Spektrometer, das in Zusammenarbeit mit dem ZfK Roesendorf und dem VEB Meßelektronik Dresden aufgebaut worden ist. Das Auflösungsvermögen des Spektrometers für die Mn-K α -Linie beträgt 180 eV.

Als Anwendungsbeispiel soll die Bestimmung des Schadstoffgehaltes in Luftstäuben nach der Abscheidung auf Zellulosefilter betrachtet werden. Eine quantitative Analyse der Schadstoffe erfolgte über eine Kalibrierung mit Standarden. Die dazu benötigten Standardproben wurden mit Hilfe der Sublimationstrocknung hergestellt. Zur Korrektur von Absorptions- [1] und Korngrößeneinflüssen [2] ist ein einfaches mathematisches Modell verwendet worden. Bei Anregung mit Radionuklidquellen (590 MBq ^{55}Fe , 18 MBq ^{109}Cd) ergaben sich minimal nachweisbare Konzentrationen im Bereich von 10 bis 50 ppm. Unter Verwendung einer Spektroskopie-Röntgenröhre mit Wolframanode konnten bei Meßzeiten von 100 s Konzentrationsgrenzen von 1 ppm erreicht werden.

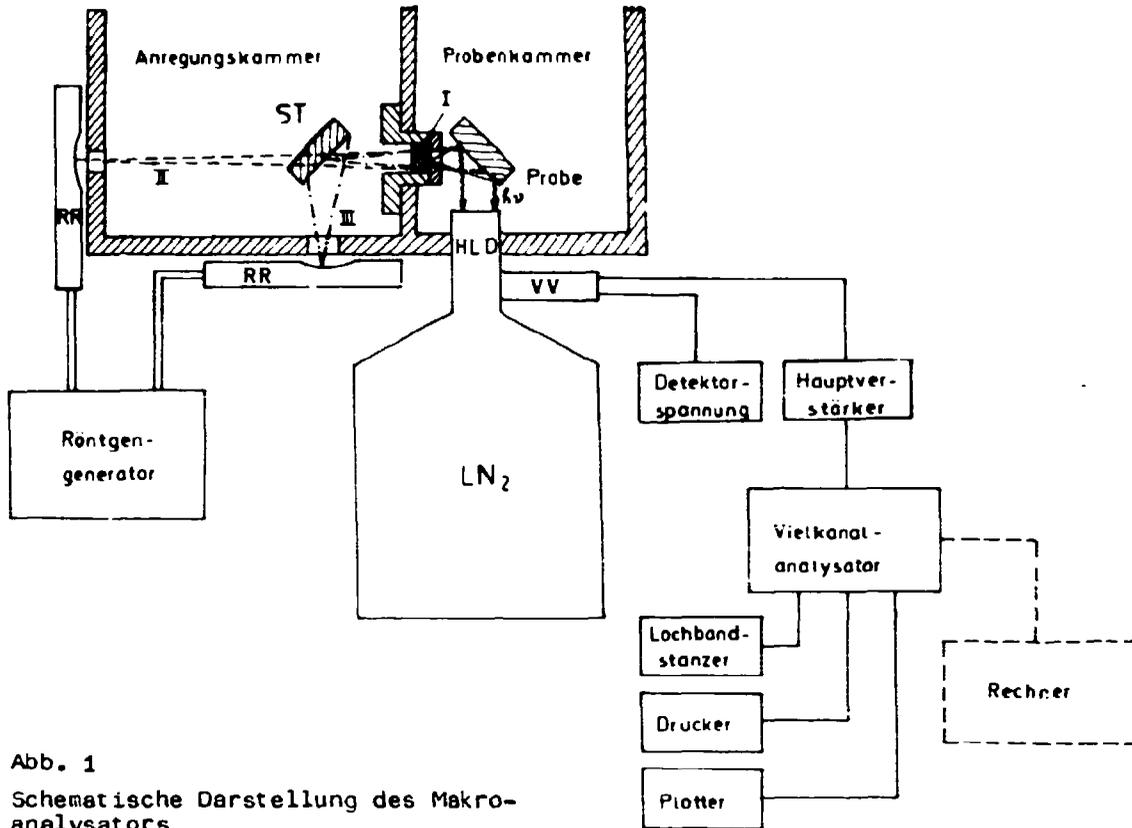


Abb. 1
Schematische Darstellung des Makro-
analysators

L i t e r a t u r

[1] Adams, F.C. and R.E. Grieken, *Analyt. Chem.* **47** (1975) 1767
[2] Criss, J.W., *Analyt. Chem.* **48** (1976) 179

6.26. ZUM SCHWÄRZUNGSVERMÖGEN DER PHOSPHOR-K-STRAHLUNG AN ORWO-FILMMATERIALIEN

V. Geist und U. Lehmann

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Für eine genaue Ausmessung des Profils einer Kossel-Linie mittels Fotometrierung (z.B. [1]) ist die Kenntnis der sensitometrischen Eigenschaften des verwendeten Filmmaterials notwendig. So entspricht z.B. der ermittelte Schwärzungsverlauf nur dann direkt der Änderung der Röntgenintensität, wenn die auftretenden Schwärzungswerte noch im linearen Bereich der Schwärzungskurve liegen. Für eine Reihe von ORWO-Fotomaterialien wurde das Schwärzungsvermögen der von einem GaP-Kristall ausgehenden protoneninduzierten Röntgenstrahlung ($E_p = 1 \text{ MeV}$) ermittelt. Die Unterdrückung der Streuprotonen erfolgte mit entsprechenden Abschirmfolien vor dem Film.

Abb. 1 zeigt eine so erhaltene Schwärzungskurve für TF-14-Röntgenfilm. Bis etwa $S = 0.7$ verläuft die Kurve linear.

Da die Schwärzung des Filmmaterials von der P-K- und Ga-K-Strahlung erzeugt wird, ist, für eine grobe Abschätzung der beiden Anteile, auch der für ein Germaniumtarget aufgenommene Schwärzungsverlauf in der Abbildung dargestellt. Berücksichtigt man weiter, daß im GaP nur jedes zweite Atom ein Ga-Atom ist,

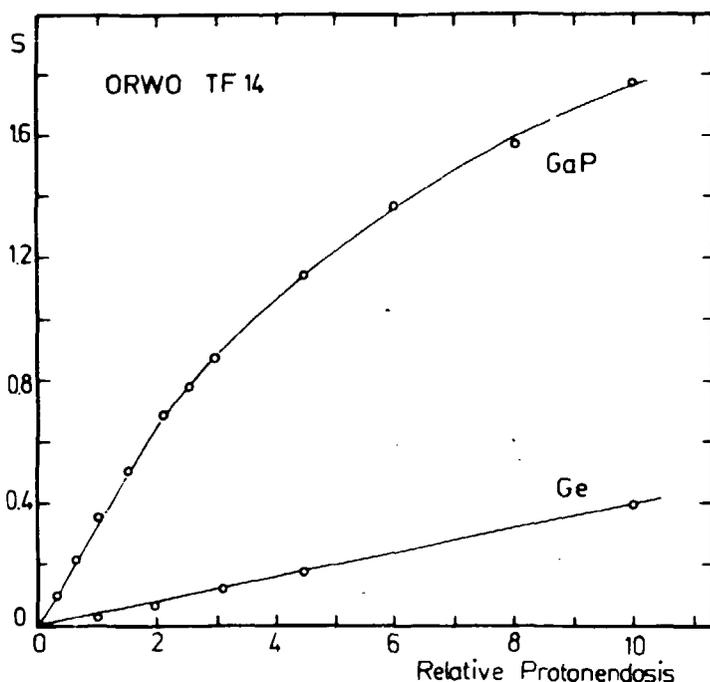


Abb. 1

Abhängigkeit der Schwärzung S von der relativer Protonendosis (relative Röntgenquantenzahl) für ein GaP- und Ge-Target. Schwärzungswerte sind schleierkorrigiert. Einschubwinkel der 1-MeV-Protonen 60° , Austrittswinkel der registrierten Röntgenstrahlung ca. 15° - jeweils zur Oberflächennormalen des Targets.

so ergibt sich nur ein relativ geringer Anteil der Ga-K-Strahlung an der Gesamtschwärzung.

Dies folgt schon aus dem großen Unterschied in den Emissionsquerschnitten der P-K- und Ga-K-Strahlung für Protonenenergien um 1 MeV; allerdings reduziert die wesentlich höhere Absorption der langwelligen Phosphorstrahlung dieses Verhältnis wesentlich.

In Tab. 1 sind die im linearen Teil der Schwärzungskurven bestimmten relativen Empfindlichkeiten verschiedener Filme aufgeführt; die Empfindlichkeit des TF-14-Films wurde gleich 100 gesetzt. Bestimmte Filme mit niedrigerer Empfindlichkeit (TF-13, TF-10) sind deutlich feinkörniger. Dies ist für eine genaue Fotometrierung wesentlich. Muß man

ein noch feinkörnigeres Material benutzen, so sind andere Filme zu verwenden (z.B. FO-41, FO-5), die jedoch, soweit von uns untersucht, generell eine wesentlich geringere Empfindlichkeit aufweisen.

Tabelle 1

Relative Filmempfindlichkeiten E (TF-14 = 100) für die von einem GaP-Kristall unter 1-MeV-Protonenbeschub emittierte Röntgenstrahlung

Röntgenfilm ^{a)}	E	Fototechnischer Film ^{b)}	E
TF-2	125	FO-41	20
HS-11	110	FO-5	12
TF-14	100	FO-6	10
TF-13	85	FU-3	6
RF-64	75		
TF-10	64		

a), b) Entwicklungsdauer jeweils 5 Minuten in T-11^{a)} bzw. A-71^{b)} Entwickler

L i t e r a t u r

[1] Geist, V. et al., phys. stat. sol. (a) 40 (1977) 113

6.27. AUFBAU, LEISTUNGS- UND BETRIEBSPARAMETER EINER BREITSTRAHLIONENQUELLE ZUM IONENSTRAHLÄTZEN

H. Neumann, F. Bigl, B. Faust und K. Winter

Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung Leipzig, Bereich Strahlenforschung

Die in [1] ausführlich beschriebene Ionenquelle wurde zum physikalischen und reaktiven Ionenstrahlätzen in der Halbleitertechnik entwickelt. Der Aufbau unterscheidet sich von bekannten Anordnungen [2,3,4] durch die Verwendung einer Magnetplatte mit konzentrischem Multipolfeld, den Einbau eines zusätzlichen Anodenringes und die vollständige Auskleidung des Entladungsraumes mit Reinstgraphit. Dadurch wird auch bei Verwendung reaktiver Ätze (z.B. CF_4 , CF_3H u.a.) eine gute Strahlhomogenität erreicht und die Gefahr der Strahlverunreinigung mit Metallionen herabgesetzt.

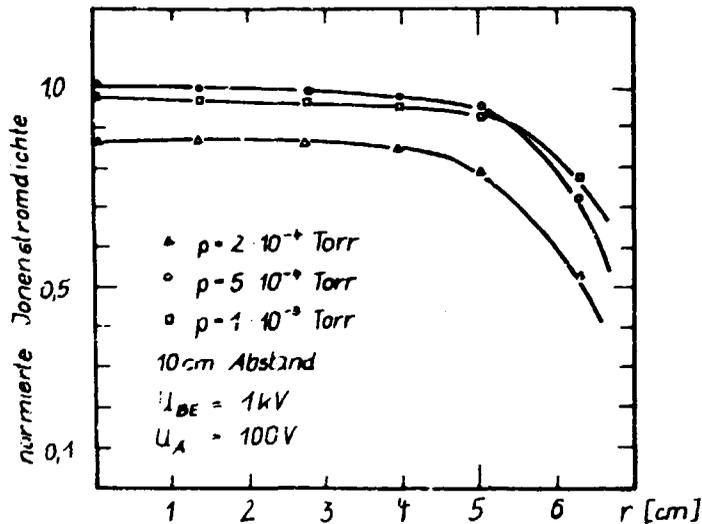


Abb. 1

Abhängigkeit der radialen Ionenstromdichteverteilung vom Betriebsdruck für konstanten Entladungsstrom (Messung mit 10-mm²-Sonde)

Bei Verwendung von Argon als Betriebsgas wurden für die BS 100 folgende Betriebsparameter ermittelt:

Arbeitsdruck: 10^{-2} bis 10^{-1} Pa
(vgl. Abb. 1)

Entladungsspannung:

35 bis 150 V

Entladungsstrom: 0.5 bis 5 A

Heizstrom der Kathode:

6 bis 15 A

Ionenbeschleunigungsspannung:

0.2 bis 1.5 kV

Ionenstrom: bis 150 mA

Ionenstromdichte:

bis 1.5 mA/cm^2

nutzbarer Strahldurchmesser

(Stromdichteabweichung vom Mittelwert = 5 %, vgl. Abb. 1):

100 mm.

L i t e r a t u r

- [1] Neumann, H. et al., Tagungsband d. Symp. "Physik. Grundlagen zu Bauelemente-technologien der Mikroelektronik", Frankfurt/O. (1979) (in Vorbereitung)
- [2] Kaufman, H.R. and P.D. Reader, American Rocket Society Paper No. 1374-60 (1960)
- [3] Moore, R.D., AIAA - Paper No. 69-260 (1969)
- [4] Ramsey, W.D., J. Spacecr. Rockets 9 (1972) 318

6.28. MANIPULATOR ZUR BEWEGUNG VON PROBEN IM ULTRAHOCHVAKUUM

H. Düsterhöft und B. Wischöth

Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik

Zur Weiterführung von SIMS-Untersuchungen unter UHV-Bedingungen wurde ein Manipulator für die Drehung und Verschiebung von Proben entwickelt, bei dem die Drehbewegung durch ein neues Übertragungsprinzip realisiert wird.

Den bekannten mechanischen Drehdurchführungen liegt das sogenannte "Kettenschwanzprinzip" zugrunde. Dabei ist zur präzisen Drehung von Proben im UHV ein beträchtlicher mechanischer Aufwand nötig. Durch die Umwandlung einer Vertikalbewegung mit Hilfe eines "Schraubenprinzips" in eine Drehung ist eine mechanisch einfache, präzise und reproduzierbar einstellbare Manipulation von Proben möglich.

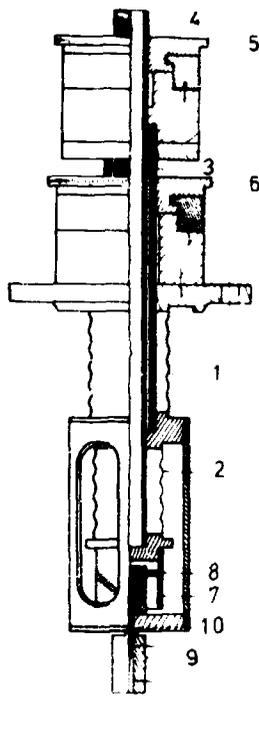


Abb. 1
Übersichtsdarstellung
des Manipulators zur
Bewegung von Proben im
UHV

Die in Abb. 1 dargestellte spezielle Ausführung eines solchen Manipulators vereinigt die Drehung mit der Bewegung entlang einer Achse. Bedingt durch die Metallfaltenbälge beträgt der Hub etwa 30 mm mit einer Genauigkeit von $\pm 1 \cdot 10^{-2}$ mm. Bei einer Drehung um 180° kann eine Einstellgenauigkeit von $\pm 2 \cdot 10^{-2}$ Grad verwirklicht werden.

Die konstruktive Lösung der Umwandlung der Vertikalbewegung in eine Drehung erfolgt mittels eines mit Schrägschlitz versehenen Zylinders 7, in dem ein mit der Drehachse der Probenbefestigung 9 fest verbundener Stift 8 läuft. Neben diesem Übertragungselement ist lediglich noch eine weitere Lagerung 10 im Vakuum nötig. Die Steigung der Schlitz in den Zylinder 7 bestimmt den Winkelbereich der Drehung. Die erforderlichen Vertikalbewegungen werden über Feingewindestellmuttern 5, 6 durch ineinander steckende Rohre 3, 4 auf Metallfaltenbälge 1, 2 außerhalb des Vakuums übertragen. Die im Vakuum befindlichen Einzelteile sind aus Edelstahl gefertigt. Der Manipulator ist in einem ausheizbaren Rezipienten einsetzbar. Durch die hohe Einstellgenauigkeit bei relativ einfachem mechanischen Aufbau ist der Manipulator für die Bewegung von Proben mit guter Reproduzierbarkeit im UHV geeignet.

7. RECHENPROGRAMME

7.1. FORTRAN-PROGRAMM TRAJEC ZUR BERECHNUNG CHARAKTERISTISCHER GRÖSSEN EINER SCHWERIONENREAKTION

G. Saupe und R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Theoretische Physik

Das Programm TRAJEC dient zur Berechnung charakteristischer Größen für Reaktionen schwerer Ionen der Massenzahl A und der Kernladungszahl Z bei Einschußenergien von $7 \dots 10$ MeV/Nukleon auf der Basis eines klassischen Trajektorienmodells unter Berücksichtigung des Transfers von Drehimpuls der Relativbewegung in innere Rotation der einzelnen Kerne [1] sowie von Fluktuationen der Systemfreiheitsgrade $r, \vartheta, \vartheta_1, \vartheta_2$ um ihre klassischen Mittelwerte [2].

Die während des Reaktionsprozesses auftretenden konservativen und dissipativen Wechselwirkungen werden unter der Voraussetzung der Erhaltung des Gesamtvolumens des Systems als Ableitungen ortsabhängiger Potentiale [3] sowie als geschwindigkeitsproportionale radiale und tangentielle Reibungskraftkomponenten dargestellt. Dabei enthält das Programm für letztere sowohl die phänomenologische Form der Verwendung von Reibungsparametern [4] als auch einen klassischen mikroskopischen Ansatz, dem die Vorstellung des Teilchenaustausches zwischen den Wechselwirkungspartnern zugrunde liegt [5]. Die im Verlauf der Reaktion mögliche Deformation des Systems wird durch eine Modifikation des Wechselwirkungspotentials im Ausgangskanal beschrieben [6]. Unter Annahme von Verteilungsfunktionen der Breiten χ_{1k} bzw. ω_{1k} für die Größen $r, \vartheta, \vartheta_1, \vartheta_2$ und ihre konjugierten Impulse p, L, L_1, L_2 sowie unter Beachtung der Korrelationen zwischen den entsprechenden Bewegungsgleichungen ist ein System von 33 Differentialgleichungen erster Ordnung zu lösen. Dadurch wird die mehrdimensionale Gaußverteilung $d(r, \vartheta, \vartheta_1, \vartheta_2, \dot{r}, \dot{\vartheta}, \dot{\vartheta}_1, \dot{\vartheta}_2, t)$, die die zu einem Eingangsbahndrehimpuls L_0 gehörige Trajektorie charakterisiert, eindeutig bestimmt. Mittels dieser Funktion werden die mit experimentellen Ergebnissen vergleichbaren Größen [7] Energie- und Drehimpulsdissipation, Ablenkfunktion, Wechselwirkungszeit, Reaktionsquerschnitt, Fusionsquerschnitt sowie partielle Querschnitte in Abhängigkeit von verschiedenen Systemparametern berechnet. Außerdem werden die Verteilungen der Drehimpulse der Fragmente, das alignment und die Polarisation im Ausgangskanal angegeben.

Zur numerischen Integration des Differentialgleichungssystems wird das Prediktor-Korrektor-Verfahren nach Milne-Hamming [8] angewandt.

L i t e r a t u r

- [1] Beck, F. et al., Phys. Lett. 76B (1978) 35
- [2] Hofmann, H. and P.J. Siemens, Nucl. Phys. A275 (1977) 464
- [3] Blocki, J. et al., Ann. of Phys. 105 (1977) 427
- [4] De, J.N. et al., Z. Phys. A277 (1976) 385
- [5] Randrup, J., Ann. of Phys. 112 (1978) 356
- [6] Siwek-Wilczynska, K. and J.W. Wilczyński, Nucl. Phys. A264 (1976) 115
- [7] Schmidt, R., Promotion A, TU Dresden (1978)
- [8] Ranft, J.: FORTRAN-Programmierung und numerische Methoden für Naturwissenschaft und Technik. Leipzig 1972, 116

7.2. RONEP - EIN PROGRAMM ZUR BERECHNUNG VON WINKELVERTEILUNGEN IM RAHMEN EINES VERALLGEMEINERTEN EXZITONENMODELLS

P. Mädler

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Theoretische Physik

Das Programm dient zur Berechnung von Winkelverteilungen von Präcompoundprozessen mit Nukleonen im Eingangs- und Endkanal auf der Grundlage eines durch die Einführung impulsabhängiger Zustandsdichten modifizierten Exzitonensmodells [1,2] in relativen Einheiten.

Für vorgegebene Exzitonenzahlen, Reaktionswinkel und Energien des emittierten Nukleons werden die entsprechenden partiellen Zustandsdichten nach der Sattelpunktmethode aus der analytisch darstellbaren Zustandssumme für das Exzitonengas berechnet. Als Lösungen der Sattelpunktgleichungen, die nach einem NEWTON-Anstiegsverfahren bestimmt werden, ergeben sich die mittlere Geschwindigkeit \vec{V}_n des Exzitonengases sowie dessen inverse Temperatur. Neben diesen Größen druckt das Programm die partiellen Beiträge der n-Exzitonenzustände zur Winkelverteilung sowie deren Summe aus.

Die entsprechenden inversen Wirkungsquerschnitte können wahlweise eingelesen oder nach einer einfachen parametrisierten Form von Dostrovsky et al. [3] berechnet werden. Das Programm wurde in FORTRAN geschrieben und arbeitet auf der BESM-6. Eine ausführliche Programmbeschreibung ist in [4] gegeben.

L i t e r a t u r

- [1] Mädler, P. and R. Reif, Proc. VII. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gauseig (1977); ZfK-376 (1978) 11
- [2] Mädler, P. and R. Reif, Nucl. Phys. (im Druck)
- [3] Dostrovsky, J. et al., Phys. Rev. 116 (1959) 683
- [4] Mädler, P., Preprint 05-27-78 TU Dresden (1978)

7.3. ZUR PRÄZISEN AUSWERTUNG VON GAMMA-SPEKTREN IN LINEARPOLARISATIONSEXPERIMENTEN

J. Döring und G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für die exakte Bestimmung kleiner Intensitätsdifferenzen von γ -Übergängen in Linearpolarisationsexperimenten am Teilchenstrahl wurde das dafür speziell entwickelte Rechenprogramm GAMPO 78 [1] erweitert, da mit diesem Programm nicht alle Korrelationen zwischen den Parametern berücksichtigt werden konnten. In einer verbesserten Programmvariante GAMPO 78 wird deshalb die bisherige Unterteilung der Optimierung in zwei getrennte Schritte aufgehoben und es werden alle Parameter gleichzeitig bestimmt. Dadurch entsteht ein relativ großer Satz von Parametern (bei einer Liniengruppe mit 5 Linien sind es 21 Parameter), jedoch ist eine exakte Berücksichtigung aller Fehlerkorrelationen möglich. Im Mittel erhält man jetzt für komplizierte Liniengruppen einen größeren Wert für die mittlere quadratische Abweichung als bei der getrennten Optimierung im zweiten Schritt. Hierdurch und durch die zusätzlichen Fehlerkorrelationen entstehen für die Asymmetrieverhältnisse realistischere Fehler, die jedoch noch erheblich unter denen einer konventionellen Auswertung liegen. Dieses neue Verfahren wurde

für die Auswertung der Polarisationsmessungen zum Kern ^{141}Pr (siehe Bericht 2.6.) benutzt.

L i t e r a t u r

[1] Döring, J. und G. Winter, Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 245

7.4. DAS PROGRAMM ZYK ZUR BERECHNUNG VON TEILCHENBAHNEN IN EINEM ISOCHRON-ZYKLOTRON

H.U. Gersch, H. Müller und H. Schobbert

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei der Berechnung des Magnetfeldes eines Isochronzyklotrons mit supraleitenden Spulen ist es nach [1] in guter Näherung gerechtfertigt, den rotationssymmetrischen und den azimutalabhängigen Teil des Feldes getrennt zu behandeln. Für die Berechnung des rotationssymmetrischen Feldes von Spule und Eisenjoch wird das Programm POISSON [2] aus dem VIK Dubna benutzt. Zur Berechnung des Feldes der spiralförmigen Shims und seiner harmonischen Analyse dienen die Programme des Systems ZYK. Sie bilden die Grundlage für die iterative Bestimmung des mittleren Isochronfeldes sowie der Zyklotronfrequenzen nach [3].

In Vorbereitung sind Programme, mit denen die Teilchenbahnen direkt verfolgt werden sollen. Das Ziel dieser Betrachtungen besteht darin, für ein supraleitendes Zyklotron die wesentlichen Zusammenhänge zwischen Konstruktionsparametern, Stabilitätsbedingungen und Isochronbedingung zu untersuchen.

L i t e r a t u r

[1] Blosser, H.G. and D.A. Johnson, Preprint MSUCP - 28 (1977)

[2] Vorozhkov, S.B. et al., Preprint P9-9216 Dubna (1975)

[3] Bassel, R.H. and R.S. Bender, Nucl. Instr. and Meth. 6 (1960) 234

7.5. MAFC, mafplot UND mafis - PROGRAMME ZUR BERECHNUNG DES MAGNETFELDES BELIEBIGER SPULENANORDNUNGEN

C. Heiser

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Programme gestatten die Berechnung des Magnetfeldes von eisenlosen Spulen beliebiger Form und räumlicher Anordnung. Sie sind auch für kleinere Rechner geeignet.

Eine solche Aufgabe liegt beispielsweise bei Beschleunigern mit supraleitenden Spulen vor. Hier muß das Magnetfeld einen bestimmten radialen Verlauf besitzen, außerdem wird noch eine azimutale Variation verlangt.

In Anlehnung an das Computer-Programm MAFCO [1] wurden Rechenprogramme erstellt, die trotz einiger Vereinfachungen die Berechnung von Magnetfeldern mit jeder gewünschten Genauigkeit gestatten.

Das FORTRAN-Programm MAFC ist für den Kleinrechner KRS-4201 geeignet. Es liefert die Stärke des magnetischen Feldes und seiner Komponenten in Tabellenform.

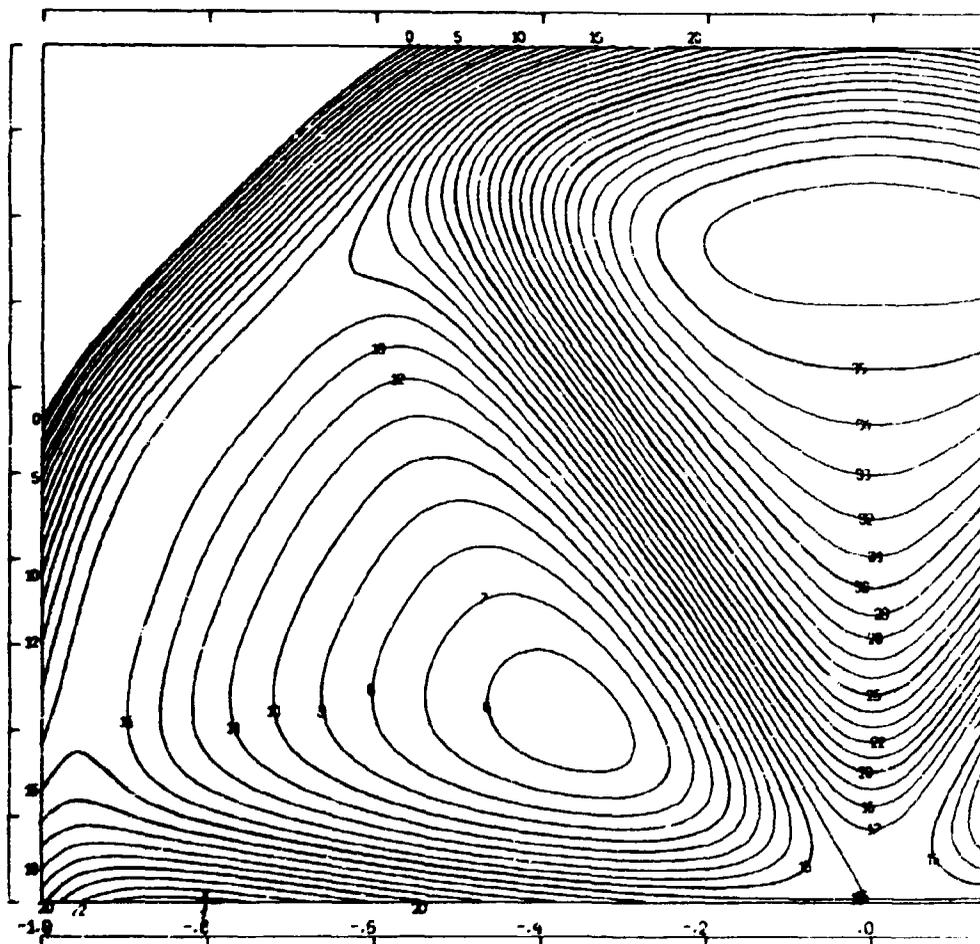


Abb. 1
Ausschnitt aus einer Isolinen-Darstellung des Magnetfeldes
einer Spulenanordnung

Das Algol-Programm `mafplot` ermöglicht am ZRA2 eine zeichnerische Darstellung des radialen oder azimuthalen Verlaufs der magnetischen Feldstärke oder einer ihrer Komponenten. Parameter ist dabei der Azimutwinkel oder der Radius.

Für eine Isolinen-Darstellung wurde zu dem Programm `ISOPLOT-2` [2] die Funktions-Prozedur `mafis` geschrieben. Damit lassen sich die Linien gleicher magnetischer Feldstärke für beliebige Zeichenebenen darstellen. Die Abb. 1 zeigt als Beispiel die Überlagerung der Magnetfelder einer Helmholtz-Anordnung mit zweimal drei Zusatzspulen zur azimuthalen Variation.

L i t e r a t u r

- [1] Perkins, W.A. and J.C. Brown, Preprint UCRL - 7744 (1966)
- [2] Böttger, H., ZfK-394 (1979)

7.6. GAMEFF - EIN MONTE-CARLO-PROGRAMM ZUR BERECHNUNG DER NACHWEISEFFEKTIVITÄT ORGANISCHER SZINTILLATOREN FÜR γ -STRAHLUNG

D. Hermsdorf

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

In den letzten Jahren wurden verstärkt organische Szintillatoren zum Nachweis von γ -Strahlung eingesetzt. Bei speziellen kernphysikalischen Aufgaben wie der Monitorierung und der einfachen Spektrometrie von γ -Strahlung können dadurch aufwendige Methoden mit komplizierten Meßapparaturen ersetzt werden.

Da die Absolutbestimmung der Nachweiseffektivität und der Ansprechfunktionen den Einsatz geeichter Quellen monoenergetischer γ -Strahlung in einem breiten Energiebereich der γ -Quanten erforderlich macht, ist die Verfügbarkeit einfacher rechnerischer Verfahren wünschenswert.

Analog der Simulation der Nachweisprozesse für Neutronen in organischen Szintillatoren bietet sich auch im vorliegenden Fall die Monte-Carlo-Technik an. Unter Benutzung von modifizierten Unterprogrammen des Programms NEUCEF [1] wurde das Rechenprogramm GAMEFF für die BESM-6 entwickelt.

Aufgrund der Zusammensetzung des Szintillators aus leichten Kernen (H und C) braucht lediglich der Comptoneffekt simuliert zu werden, da der Foto- und der Paarbildungseffekt am Kohlenstoff bis etwa 10 MeV Quantenenergie keinen Beitrag zum Nachweis liefern.

Erste Testrechnungen wurden für einen zylindrischen Szintillator NE 213 vom Durchmesser 46 mm und der Länge 478 mm ausgeführt.

Der gleiche Kristall wurde mit dem Rechenprogramm SANDYL [2] untersucht. Insgesamt ergibt sich eine befriedigende Obereinstimmung bis etwa 10 MeV Quantenenergie.

L i t e r a t u r

[1] Hermsdorf, D., Jahresbericht 1976, ZfK-115 (1976) 192

[2] Lurie, N.A. et al., Nucl. Instr. Meth. 129 (1975)

7.7. OLAN-6, EIN PROGRAMM ZUR VIELKANALANALYSE

H. Böttger und U. Fromm

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Zur rechnergestützten Analyse von (E,E)-Koinzidenzmessungen wurde die Programmserie OLAN geschaffen, die unter Nutzung des online-Kanals die vom Prozeßrechner TPA1 kommenden Ereignisse (Kanaladressenpaare {x,y}) am ZRA2 zu 2D-Spektren verarbeitet. Die Ereignisse werden bereits am TPA1 verdichtet, indem über die interessierenden Kanalbereiche in y-Richtung Fenster gesetzt und die herausgefilterten "günstigen" Ereignisse entweder sofort oder erst nach einer Zwischenspeicherung auf Magnetbändern blockweise zum ZRA2 übertragen und verarbeitet werden.

Mit OLAN1 bis OLAN5A wurde eine schrittweise Verbesserung des Ursprungsprogrammes durch Nutzung neuer Methoden und neu installierter Gerätetechnik erzielt (1973 bis 1978). Nach Anschluß der Wechselspeicherung an den ZRA2

konnte in OLAN6 ein Verfahren realisiert werden, das bei der am ZRA2 für Rechenprogramme nutzbaren Speicherkapazität von max. 28 K Worten (1 Wort = 48 bit) eine Erhöhung der Fensterzahl auf 256 bei 2048 Kanälen pro Fenster zulässt. Bei diesem Verfahren sind die aufzubauenden Spektren auf eine Magnetplatte ausgelagert. Im Hauptspeicher steht in einem Kanalfeld für jeden Kanalinhalt eine "Zelle" mit einer Kapazität von k bit zur Verfügung ($k = 1, \dots, 4$). Die vom TPA1 kommenden Ereignisse (Ereignisse 0. Niveaus) werden in die entsprechenden "Zellen" des Kanalfeldes eingearbeitet. Oberläufe (Kanalinhalt = 2^k) werden in einem Pufferfeld gesammelt und, sobald dieses gefüllt ist, als Sekundärereignisse (Ereignisse 1. Niveaus) in einen Arbeitsbereich auf die Platte geschrieben. Ein Sekundärereignis entspricht 2^k Primärereignissen. Ist die Verarbeitung der Primärereignisse abgeschlossen, wird der Inhalt π_0 des Kanalfeldes zu dem vorgelöschten Spektrenfeld auf der Magnetplatte addiert. Die im Arbeitsbereich befindlichen Ereignisse 1. Niveaus werden nun in der gleichen Weise wie die Primärereignisse verarbeitet. Oberläufe werden als Sekundärereignisse 2. Niveaus zwischengespeichert. Die "Reste" π_1 im Kanalfeld werden nach der Verarbeitung aller Ereignisse des 1. Niveaus mit dem Faktor 2^k multipliziert zu den aufzubauenden Spektren addiert. Das i-te Niveau generiert also Sekundärereignisse (i+1)-ten Niveaus, die $2^{k \cdot (i+1)}$ ursprünglichen Ereignissen entsprechen ($i = 0, 1, \dots, n-1$). Das Spektrum SP entsteht als Summe der "Reste" aller Niveaus, d.h. für den j-ten Kanal gilt:

$$SP_j = \sum_{i=0}^n r_{ij} \cdot 2^{k \cdot i} \quad \text{mit} \quad r_{ij} < 2^k, \quad 0 \leq j < J.$$

Die Niveauhöhe n ist abhängig von der höchsten Impulsrate $h_m = \max(SP_j)$; $n = \text{entire}((\text{entire}(2^{\log h_m}))/k+1)$.

Um bei einem vertretbaren Rechenzeitaufwand eine Fensteranzahl von 256 zu je 2048 Kanälen zu ermöglichen ($J = 524288$), wurde für k der Wert 2 realisiert. Damit sind in einem ZRA2-Wort 24 Kanäle untergebracht. Bei der bisher größten genutzten Fensteranzahl von 128 (zu je 2048 Kanälen) benötigt das Programm 18 K Maschinenworte und läßt damit noch ausreichend Kapazität für eine parallelarbeitende Rechenebene (Hintergrund).

Liegen die Ereignisse einer Messung am TPA1 bereits vorverdichtet vor, werden etwa 1000 Ereignisse/s verarbeitet, wenn die Ereignisse in Blöcken zu 2048 übertragen werden. Falls die Verdichtung unmittelbar vor der Übertragung blockweise am TPA1 erfolgt, sind es etwa 700 (bedingt durch die Programmwartezeiten zwischen den Transfers).

OLAN6 wurde in der Maschinensprache des ZRA2 geschrieben, um alle Raffinessen der binären Arithmetik und die Dienste des Betriebssystems optimal nutzen zu können. Den Ablauf seiner Rechnung kann der Nutzer über Steuergrößen bestimmen. Der Testschalter B als externe Boolesche Steuergröße dient als Abruftaste, über die der Nutzer das Programm veranlaßt, eine Steuergröße für den Programmablauf zu erfragen.

7.8. UNTERPROGRAMMPAKETE ZUR BEDIENUNG DER ON-LINE-PERIPHERIE DES KRS 4201

W.D. Fromm

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die im Vorjahr begonnenen Arbeiten zur programmtechnischen Erschließung von Geräten, die über das Betriebssystem ESKO entweder nicht erreichbar sind oder für die sich aufgrund ihrer Geschwindigkeit eine Warteschlangenorganisation nicht lohnt, wurden fortgesetzt. Damit verbinden sich folgende Vorteile:

- geringere Hauptspeicherbelastung, da nicht benötigte Komponenten nicht geladen werden,
- geeignetere programmtechnische Lösung, Orientierung auf Zusatzinterrupts,
- Rufbarkeit aller Unterprogramme aus FORTRAN-Milieu gesichert.

Die bereits im Vorjahr beschriebene CAMAC-Bibliothek [1] wurde um Unterprogramme zum Datenaustausch im CAMAC-Format (24 bit), zur Umwandlung von CAMAC- ins Gleitkommaformat und zum Blocktransfer von Daten erweitert (Tab. 1). Damit wird eine schnelle Datenübertragung (etwa 10 μ s/16 bit) ermöglicht.

Tabelle 1

CAMAC-Unterprogramme (Ergänzung)

Datenaustausch 24 bit	CALL CDAR(N,NA,NF,DA)	N: Moduladresse NA: Subadresse NF: Funktionscode DA: Datenbereich 24 bit
Konvertierung 24 bit \rightarrow Gleitkomma	CALL CAMG(DA,R)	R: Gleitkommazahl
Blocktransfer	CALL CBLT(N,NA,NF,LD,LEN)	ID: Datenfeld LEN: Anzahl Worte

Für die Displayeinheit DPE 4054 wurden Unterprogramme zur grafischen Darstellung von Objekten und Text [2] und zur Darstellung von Spektrenabschnitten geschaffen, wobei Kanäle mit Hilfe des Lichtstifts eingebbar sind (Tab. 2)

Tabelle 2

Displayroutinen

Darstellung Spektrenabschnitt	CALL DISP(ID,LEN)	LEN=0: Festlegung Anfangskanal
Lichtstifteingabe	CALL MARK(KA)	KA: Kanalnummer
Ausgabepuffer reservieren	CALL BUFR(IB,LEN)	IB: Pufferfeld
Vektorausgabe	CALL PLOT(IX,IY,IZ)	IX: X-Koordinate IY: Y-Koordinate IZ=0: Positionieren IZ=1: mit Dunkelvektor anfahren IZ=2: Gerade ausgeben IZ=3: Maßstabsänderung
Textausgabe auf Display	CALL TEXT(nnHZeichenkette) CALL TEXT(LB,IT)	LB: Länge Text in Zeichen IT: Beginn Textkonstante

Für die Magnetbaineinheit MBE 4000 wurde ein Paket von Unterprogrammen [3] geschaffen, das Positionierung, Lesen und Schreiben von Daten gestattet (Tab. 3).

Tabelle 3 Magnetbandroutinen

Rückspulen	CALL REWIND(MB)	MB: Magnetbandnummer 1..4
Endmerke schreiben	CALL ENDFILE(MB)	NF: Anzahl Dateien
Positionieren	CALL MBPS(MB,NF,NR)	NR: Anzahl Blöcke
		- rückwärts, + vorwärts
Block schreiben	L = MBWR(MB,ID,LEN)	L=0: Bandende erreicht
Block einlesen	L = MBRO(MB,ID,LEN)	L<0: Gerätefehler (Schreibschutz)
		L=0: Endfile angetroffen
		L<0: Gerätefehler (Datenfehler)
		L>0: gelesene Blocklänge

L i t e r a t u r

- [1] Fromm, W.D. und B. Tietze, Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 260
- [2] Fromm, W.D., Display-Software (ESKO), KRS-SB 2/79
- [3] Fromm, W.D., Unterprogramme zur Magnetbandbedienung, KRS-SB 5/79

7.9. DATENÜBERTRAGUNG MITTELS MAGNETBAND VOM KRS ZUM ZRA2

W.D. Fromm

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

R. Hammer

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Kernspektroskopische Experimente am Rossendorfer Zyklotron werden mit Hilfe des Kleinrechners KRS 4201 (siehe Bericht 6.20.) durchgeführt. Die in großer Zahl anfallenden Spektren werden auf dem Zentralrechner ZRA2 ausgewertet. Beide Rechner sind mit datenkompatiblen Magnetbandgeräten ausgerüstet, der KRS mit der MBE 4000 (ISOT5003), der ZRA2 über den ESER-Kanal mit der Einheit EC 5016. Ein Übergang vom Datenträger Lochband auf Magnetband bringt nicht nur eine hohe Papiereinsparung, es werden auch höhere Ausgabegeschwindigkeit und verbesserte Sicherheit erreicht.

Die Daten werden am KRS in Blöcken einheitlicher Länge (1024 Worte Information, 2 Worte Kennzeichnung) geschrieben. Ein Vorblock identischer Länge enthält Angaben wie Bandnummer, Anlegedatum, Verwendungszweck und dient der Unterscheidung der Bänder untereinander.

Die Kennzeichnung am Blockanfang besteht aus Spektrennummer und einer Folgenummer. Das Informationsende wird durch eine Bandmarke signalisiert.

Am ZRA2 können Spektren mit der Prozedur READKR eingelesen werden. Die Prozedur sucht das Spektrum auf dem Magnetband und überträgt es in das dafür vorgesehene Feld. Intern wird auf die Codeprozeduren KRSMBR (Einlesen eines Blocks, Übergabe der Kennzeichen) und UNPACK (Entpacken der Information in ZRA2=Worte) zurückgegriffen. Als MB-Eingabepuffer wird ein Teil des für das Spektrum zu reservierenden Feldes benutzt.

Erste Erfahrungen haben gezeigt, daß die am KRS beschriebenen Magnetbänder am ZRA2 fehlerfrei gelesen werden.

7.10. ON-LINE-BETRIEB DES DREIACHSENSPEKTROMETERS TKS-400 AM KRS 4200

F. Prokert und W. Matz

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Das Applikationsprogramm (AP)-System ONLI gestattet die Steuerung und Überwachung des Spektrometerbetriebes. Es übernimmt die Kontrolle und Verdichtung der Meßdaten sowie ihre Protokollierung. Der Auswertungsmodus ist noch weitgehend ausbaufähig (Display-Einsatz). Das Betriebssystem ist eine ESKO 4200-Variante, die den externen Trommelspeicher (PBB-204-2) und die AS 3 (für das Interface zum TKS-400 [1]) bedient. Durch Einbeziehung des externen Speichers wurden die Meßmöglichkeiten erweitert. Im System sind alle Bedienungsfunktionen des bisherigen off-line-Betriebes unter Beibehaltung der gewohnten Befehlsstruktur vollständig enthalten (Kommando-/Pufferbetrieb). Durch Steuerprogramme können Scans mit beliebigen äquidistanten Schrittweiten für die vier verschiedenen Winkelsetzungen innerhalb vorgewählter Bereiche, des weiteren Scans mit konstanter Impulsübertragung (INEL-Varianten 2 und 3) oder auch konstanter Energieübertragung (INEL-Variante 1) der gestreuten Neutronen berechnet und gefahren werden.

Das Steuerungs-AP wird den INEL-Varianten durch Austausch eines Bibliotheksunterprogramms (EUP) angepaßt. Wegen des erforderlichen rechnerischen Aufwands wurde dieses BUP in FORTRAN programmiert.

Zur Vorbereitung der Arbeit mit diesem Steuerungs-AP dienen die selbständigen FORTRAN-Programme INEL 1, 2 und 3. Die Datenübergabe erfolgt über COMMON-Blöcke oder durch Datenstreifen.

L i t e r a t u r

- [1] Prokert, F. et al., Jahresbericht 1977, ZfK-750 (1978) 229

7.11. CAMAC-MONITOR FÜR DEN MIKRORECHNER MPS 4944

W. Enghardt^{x)} und W. Meiling

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Für den Anschluß eines CAMAC-Crates, das durch einen Crate Controller vom Typ 3312 gesteuert wird, an den Mikrorechner MPS 4944 über das Standard-Interface S 1.2 wurde ein CAMAC-Monitor als Programmierhilfe entwickelt [1,2].

Der CAMAC-Monitor stimmt in seinen wesentlichen Eigenschaften, und damit in seinen Forderungen an den Nutzer, mit dem in Ref. [3] beschriebenen CAMAC-Monitor für den Mikrorechner SDK-80 überein, d. h., die Erstellung von Assemblerprogrammen ist für beide Mikrorechner äquivalent. Unterschiede in den Ausführungszeiten sind in der Verwendung verschiedener Interfaces zwischen Mikrorechner und Crate Controller begründet. Die Ausführungszeit für einen CAMAC-Befehl beträgt beim MPS 4944 etwa 540 bis 680 μ s und für den SDK-80 200 bis 350 μ s.

^{x)} jetzt: Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf

L i t e r a t u r

- [1] Pöthig, J., Diplomarbeit, TU Dresden (1979)
- [2] Enghardt, W., Diplomarbeit, TU Dresden (1978)
- [3] Enghardt, W. und W. Meiling, Jahresbericht 1978, ZfK-385 (1979) 207

7.12. ISOPLOT-2, EIN RECHENPROGRAMM ZUR ERSTELLUNG VON ISOLINIENZEICHNUNGEN

H. Böttger

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Die Darstellung zweidimensional verteilter Größen durch Isolinien ist quantitativ und qualitativ sehr aussagefähig. Das Rechenprogramm wurde für den Zentralrechner ZRA2 in ALGOL geschrieben und benutzt den on-line angeschlossenen Plotter CALCOMP 565 sowie die zugehörigen, im Betriebssystem enthaltenen Plotterprozeduren. Die darzustellenden Funktionen können analytisch (als Funktionsprozedur) oder empirisch in Form von diskreten Werten über einem regulären, in x- und y-Richtung äquidistanten Rechtecknetz vorgegeben werden. Im letztgenannten Fall kann der Nutzer zwischen bilinearer (4 Punkte) und bikubischer (16 Punkte) Interpolation wählen. Das Zeichengebiet ist ein achsenparalleles Rechteck, dessen Lagejustierung (längs/quer) vom Programm selbst vorgenommen wird. Die Konstruktion der Isolinien erfolgt nach dem Prinzip der direkten Bahnverfolgung durch Erzeugung geordneter Punktfolgen. Dabei sind zahlreiche Vorkehrungen gegen numerisch oder geometrisch bedingte Störungen in das Programm eingearbeitet. Ein Satz von acht Steuerparametern erlaubt die Auswahl bestimmter Programmlaufvarianten und gestattet einen flexiblen Programmeinsatz (Wahl der Darstellungsform, der Interpolationsart, der Genauigkeit, des Auflösungsvermögens, des Maßstabs, der Auswahl zu zeichnender Isowerte, der Standardschrittweite und der Art des Kurvenfits für die erzeugten Punktfolgen). Der Speicherbedarf des Programms beträgt je nach Datenumfang 16 bis 28 K Maschinenworte (96 bis 168 KBytes), die ZVE-Zeit je nach Umfang der Zeichnung 10^2 bis 10^4 s. Von den zusätzlich vom Programm erbrachten Serviceleistungen sind folgende besonders wichtig:

1. Die "Randrasterautomatik" garantiert eine sichere Erkennung von offenen Linien bis zur numerisch bedingten Genauigkeitsgrenze.
2. Die gezeichneten Linien werden nach Gesichtspunkten höchster Übersichtlichkeit numeriert, jede fünfte Linie durch Verstärkung hervorgehoben, der Rand des Zeichengebietes gezeichnet, skaliert und signiert und die laufende Nummer der Zeichnung in die Bildunterschrift eingetragen.
3. Ein Kurzprotokoll auf dem Schnelldrucker enthält für jede Zeichnung eine Parameterübersicht, die Zuordnung der Isowertnummern zu den wahren Höhen, die Bildnummer, Angaben über die jeweilige Anzahl der Punkte bzw. Funktionsaufrufe sowie eventuelle Fehlermitteilungen.
4. Die Länge der Leerfahrten des Zeichenstiftes wird durch geeignete Datenverwaltung und Ausgabesteuerung minimiert.

Eine detaillierte Beschreibung des Programms und Hinweise zur Benutzung sind in [1] angegeben.

Folgende Erweiterungen sind vorgesehen:

- (1.) Vorgabe der Funktion durch diskrete Werte über einem äquidistanten Dreiecknetz.
- (2.) Vorgabe über einem unregelmäßigen Netz (beliebige Stützstellenanordnung).
- (3.) Beschreibung des Zeichengebietes durch ein konvexes Polygon (zur besseren Anpassung an das Stützstellennetz bzw. an den interessierenden Bereich).
- (4.) Erhöhung des Serviceumfangs (z. B. Signierung der Linien in offengelassenen Lücken in Tangentenrichtung).

Geeignete Interpolationsverfahren (mit stetiger erster Ableitung an den Maschenrändern) für (1) und (2) sind bereits erarbeitet.

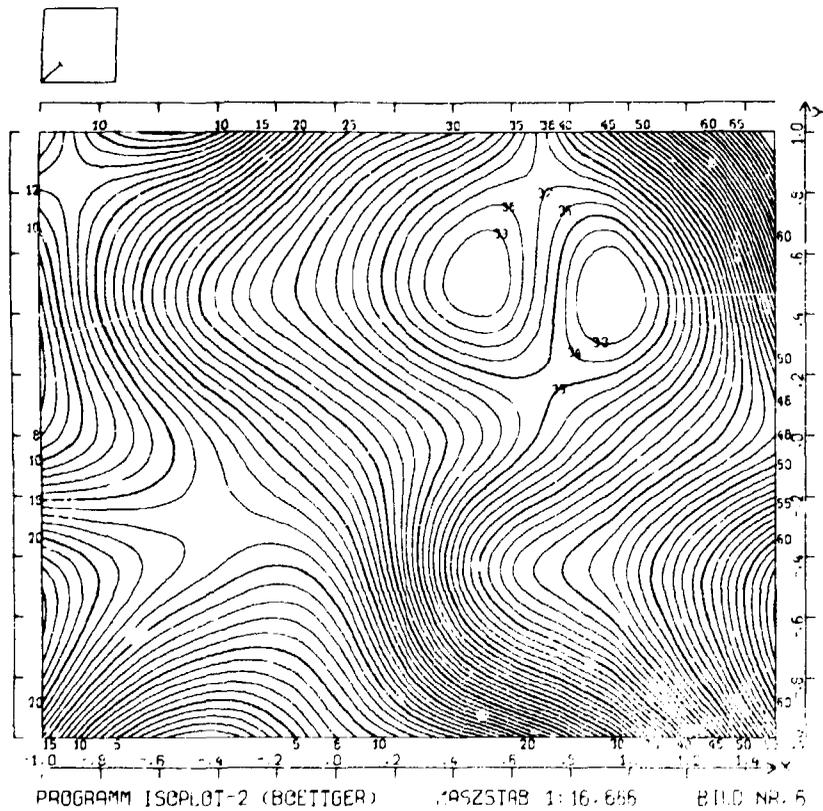


Abb. 1

Bikubische Interpolation über einem Netz aus 5×4 Maschen (30 Stützstellen)

ZVE-Zeit: 710 s

L i t e r a t u r

- [1] Böttger, H., ZfK-394 (1979)

7.13. SPEKTRENTFALTUNG MITTELS BAYES-THEOREM

R. Fülle

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Aus dem Bayes-Theorem läßt sich ein iteratives Verfahren zur Entfaltung von Spektren herleiten [1], [2]. Das entfaltete Spektrum $\{Y_1\}$ ergibt sich aus dem gemessenen $\{M_k\}$ nach der Iterationsvorschrift

$$Y_1^{(v+1)} = Y_1^{(v)} \cdot \sum_{k=1} \frac{L_{1k} \cdot M_k}{\sum_j L_{kj} \cdot Y_j^{(v)}}$$

$\{L_{1k}\}$ ist die Responsefunktion. v bezeichnet die Anzahl der Iterationen.

Die Fouriertransformation und die mit ihr verbundenen Linierverformungen werden umgangen. Als kritisch erweisen sich jedoch die Aufrauung des Untergrundes und die Wahl der Responsefunktion.

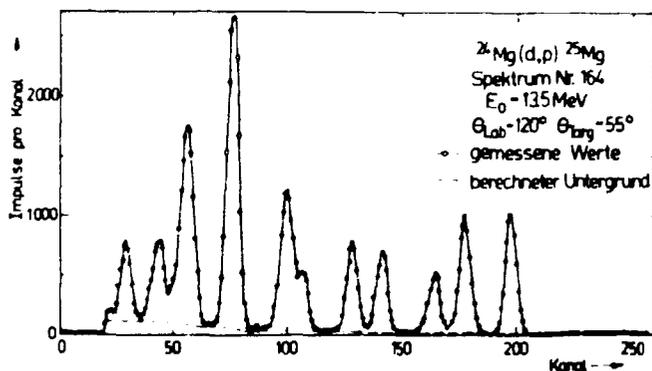


Abb. 1
Gemessenes Protonenspektrum aus der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$

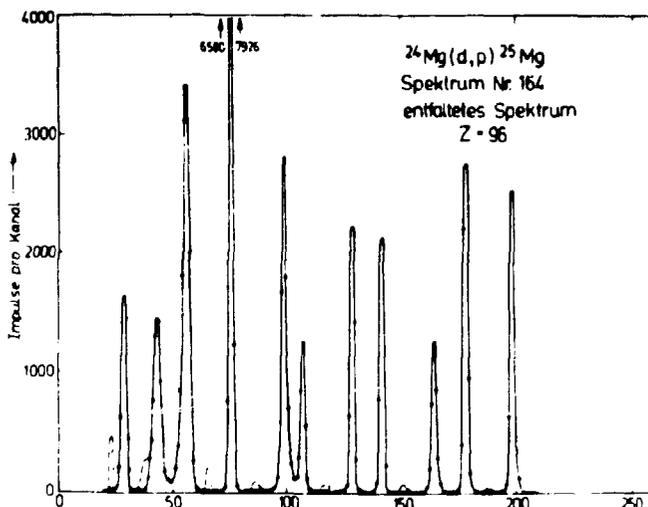


Abb. 2
Entfaltetes Spektrum nach $Z = 96$ Iterationen

Zur Untersuchung dieser Effekte wurde das Programm SPEBE aufgebaut. Seine Anwendung veranschaulichen die Abbildungen 1 bis 3. Die Meßwerte (Abb. 1) wurden am Rossendorfer Zyklotron U-120 mit einem ^{24}Mg -Target von $S = 0,7 \text{ mg/cm}^2$ Flächendichte aufgenommen. Das entfaltete Spektrum nach $Z = 96$ Iterationen gibt Abb. 2 wieder. Die kleinen, gestrichelt gezeichneten Linien entstehen durch Aufrauung des Untergrundes. Sie treten nicht auf, falls der Untergrund vor der Entfaltung (in Abb. 1 gestrichelt eingetragen) eliminiert worden ist.

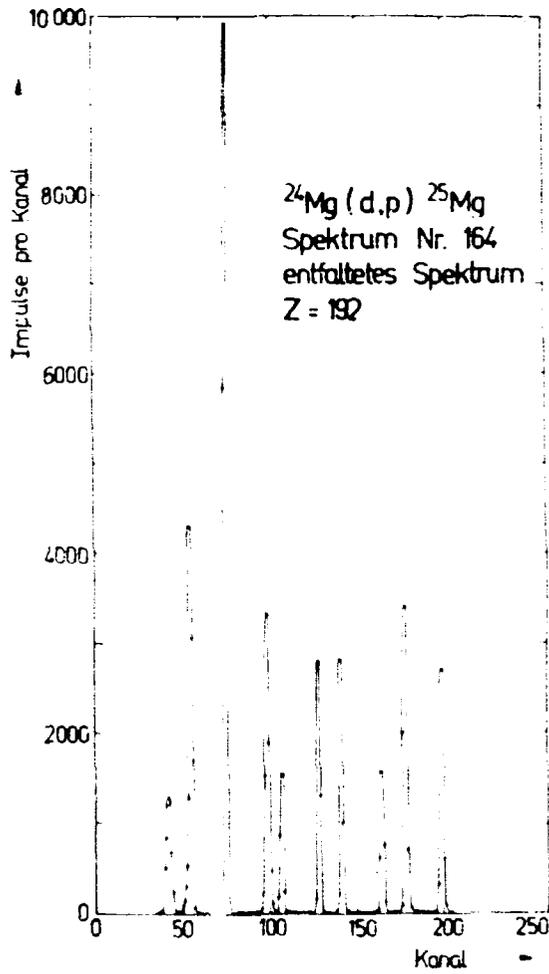


Abb. 3 zeigt die Resultate nach 192 Iterationen.

L i t e r a t u r

- [1] Richardson, W.H., J. Opt. Soc. Am. 62 (1972) 55
- [2] Kennett, T.J. et al., Nucl. Instr Meth. 151 (1978) 285

Abb. 3
Entfaltetes Spektrum nach Z = 192 Iterationen

8. LISTE DER VERÖFFENTLICHUNGEN, DIPLOMARBEITEN, PROMOTIONEN, VORTRÄGE,
VERANSTALTUNGEN, WISSENSCHAFTLICHEN PREISE UND AUSZEICHNUNGEN

8.1. IM BERICHTSZEITRAUM ERSCHIEBENE VERÖFFENTLICHUNGEN

8.1.1. Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Adam, I., W. Andrejtscheff, K.Ya. Gromov, M. Honusek, V.V. Kuznetsov,
H.I. Lizwej, N.Z. Marupov, T.M. Muminov, A.F. Novgorodov, H.U. Siebert,
R.R. Usmenov, Ya.V. Yushkevich and K.D. Schilling
Excited states of the doubly odd deformed nucleus ^{160}Tm
Nucl. Phys. A311 (1978) 188

Andrejtscheff, W., T.M. Muminov und K.D. Schilling
Nichtadiabatische Effekte in doppelt-ungeraden deformierten Kernen
Proc. 29. Konf. über Kernspektr. und Kernstruktur, Riga (1979) 259

Balashov, V.V., H.W. Barz, I. Rotter and R. Wünsch
The unified description of the giant resonance and the quasi-free phenomena in
the (K^-, \bar{n}^-) reaction
Proc. Int. Conf. on Hypernuclear and Low Energy Kaon Phys., Warschau (1979)

Balashov, V.V., E.F. Kishyakov, V.L. Korotkikh and R. Wünsch
Structure investigations in the nuclear continuum by means of high energy
($e, e'N$) and ($p, p'N$) reactions
ZfK-382 (1979) 95

Barton, J., E. Wieser and M. Müller
Investigation of the α - γ -phase transformation by annealing of a cold-worked
Fe-Mn base alloy
phys. stat. sol. (a) 48 (1978) K51

Barz, H.W.
Continuum shell model description of excited states in light deformed nuclei
ZfK-382 (1979) 105

Brauer, G., G. Anders, F. Stary, A. Balogh, Z. Kajesos, I. Dezsi and B. Molar
Pick-off quenching of ortho-positronium in some waterdioxan liquid mixtures
Chem. Phys. 36 (1979) 73

Brauer, G., A. Balogh and A. Andreeff
Positron lifetimes in Y_3Si
App. Phys. 17 (1978) 421

Bengtson, R. and S. Frauendorf
An interpretation of backbending in terms of the crossing of the ground state
band with an aligned two quasiparticle band
Nucl. Phys. A314 (1979) 27

Bengtson, R. and S. Frauendorf
Quasiparticle spectra above the yrast line
Nucl. Phys. A327 (1979) 139

Boden, G.
Lumineszenzautoradiografie - eine Methode zur Untersuchung von glasigem und
kristallinem SiO_2
Isotopenpraxis 15 (1979) 210

Boden, G.
Lumineszenzmessungen an Kieselglas - ein Beitrag zur Ordnung und Struktur von
röntgenamorphem SiO_2
Z. Chemie 19 (1979) 184

Boden, G. and R. Küchler
Investigation of surfaces of glasses by nematic and cholesteric liquid crystals
Kristall u. Technik 14 (1979) 203

Csernal, L.P., H.W. Barz, B. Lukács and J. Zimanyi
Viscous relativistic hydrodynamical calculations for heavy ion collisions in
one dimension
Proc. Symp. on Large Amplitude Collective Nucl. Motion, Kesthely (1979) 533

Dubbers, F., L. Funke, P. Kemnitz, K.D. Schilling, H. Strusny, E. Will, G. Winter and M.K. Balodis
High-spin states of the doubly nucleus ^{178}Te
Nucl. Phys. A315 (1979) 317

Efimov, V.E. and H. Schulz
On a simple energy-dependent boundary condition model and the binding energy of the triton
Nucl. Phys. A309 (1978) 344

Eichhorn, F., A. Andreeff, M. Betzl, K. Walter, K. Kleinetück, A. Mücklich, J. Tobiach, K. Feldmann, K. Hennig und D. Schläfer
Texturuntersuchungen von Werkstoffen mit gepulsten thermischen Neutronen
Preprint 18-12217 Dubna (1979)

Eramzhyan, R.A., M. Gaitro and H.R. Kissener
Lepton- and mesoninduced excitations in nuclei
ZfK-382 (1979) 81

Frauendorf, S., F.R. May and V.V. Pashkevich
Spectroscopic trends in decaying neutron deficient nuclei of the lead region
Proc. Int. Symp. on Future Directions in Studies of Nuclei far from Stability, Nashville (1979)

Funke, L., G. Winter, J. Döring, F. Dubbers, P. Kemnitz and E. Will
Bandcrossing and quasiparticle excitations in nuclei around $^{78,80}\text{Kr}$
Proc. Int. Symp. on Future Directions in Studies of Nuclei far from Stability, Nashville (1979)

Grande, S., H.-D. Mecke, F. Prokert and L.A. Shuralov
Neutron scattering experiments on a single crystal of $\text{KD}_3(\text{SeO}_3)_2$
Tagungsab. 7. Frühjahrestag. d. SAG Ferroelektrizität, Roßlau/Harz (1979)

Guratzsch, H., B. Kühn, H. Kumpf, J. Möser, W. Neubert, W. Pilz, G. Schmidt and S. Tesch
Determination of the neutron-neutron effective range in the $\text{D}(n,2n)p$ quasi-free scattering
Proc. 2. Int. Symp. on Neutron induced Reaction, Smolenice (1979)

Hagemann, U., H.J. Keller, Ch. Protopopov and F. Stary
 $\Delta J=1$ band structures on ns-isomeric states in odd mass $^{117,119,121}\text{Te}$ nuclei
Z. Physik A290 (1979) 399

Heinig, K.-H. and H. Woittensk
Laser-induced annealing and diffusion
Proc. Int. Konf. über Strahlendefekte in Halbleitern, Tbilissi (1979)

Hohmuth, K. und W. Rudolph
Festkörperanalyse mittels ioneninduzierter Röntgenstrahlung in "Festkörperanalyse mit Elektronen, Ionen und Röntgenstrahlen". Herausgeb. O. Brümmer et al., VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften Berlin (1980) 149

Höhn, J., H.W. Barz and I. Rotter
Continuum shell model investigation of the photo excited giant dipole resonance in the non-magic nucleus ^{13}C
Nucl. Phys. A330 (1979) 109

Kämpfer, B. and I. Rotter
Coulomb energy anomaly and charge dependent nuclear forces
J. Phys. G5 (1979) 747

Kissener, H.R., G. Dogotar, R.A. Eramzhyan and R.A. Sakaev
Spin-dipole excitation in radiative pion capture on $1p$ -shell nuclei
Nucl. Phys. A312 (1979) 394

Kissener, H.R. and R.A. Eramzhyan
Collective resonances with isospin $T=2, 1$ and 0 in photoreactions, low- q electron scattering and radiative pion capture on $A=14$ nuclei
Nucl. Phys. A326 (1979) 289

- Kleinstück, K., K. Schreiter, J. Tobisch, M. Betzl, K. Hennig, A. Mücklich, D. Schläfer, K. Menagen und P. Klimanek
Neutronen-Texturanalyse metallischer Materialien
ZFW-Wiss. Ber. 15 (1978) 91
- Komarov, V.I., G.E. Kosarev, H. Müller, D. Netzband, S.G. Mashnik, V.D. Toneev, T. Stiehler and S. Tesch
Proton-nucleus interactions of 640 MeV accompanied by backward emission of energetic protons
Nucl. Phys. A326 (1979) 297
- Komarov, V.I., G.E. Kosarev, H. Müller, D. Netzband, T. Stiehler and S. Tesch
Observation of correlation between two fast protons in proton-nucleus interaction at 640 MeV
Phys. Lett. 80B (1978) 30
- Komarov, V.I., G.E. Kosarev, H. Müller, D. Netzband, T. Stiehler and S. Tesch
Quasi free knockout of proton pairs in the reaction C(p,3p) at 640 MeV
Preprint E1-12393 Dubna (1979)
- Komarov, V.I., G.E. Kosarev, D. Netzband, H. Müller, T. Stiehler and S. Tesch
On the mechanism of the reaction p+C at 640 MeV accompanied by backward emission of energetic protons
Proc. 8. Konf. über Physik hoher Energien und Kernstruktur, Vancouver (1979)
- Kolitsch, A., R. Kuchler, E. Richter und W. Hinz
Tracerdiffusion in Natriumsilikatgläsern. Teil II: Untersuchung zur Heterodiffusion von Kalium-Rubidium- und Zäsiumionen
Silikattechnik 29 (1978) 369
- Kolitsch, A., R. Kuchler, E. Richter und W. Hinz
Zur Druckabhängigkeit des Interdiffusionskoeffizienten beim Kalium/Natriumionenaustausch
Silikattechnik 30 (1979) 312
- Kolitsch, A., E. Richter und W. Hinz
Gamma-spektroskopische Methode zur Bestimmung des Isotopieeffekts
Silikattechnik 30 (1979) 21
- Kolitsch, A., E. Richter und W. Hinz
Kaliumselbstdiffusion in Natrium-Kalium-Alumosilikatglas
Silikattechnik 30 (1979) 172
- Kolitsch, A., E. Richter und W. Hinz
Verbesserung der Säurebeständigkeit von Alkalisilikatgläsern durch Behandlung mit MgCl₂
Silikattechnik 30 (1979) 236
- Kolitsch, A., E. Richter und M. Wolf
Sauerstoffdiffusion in Gläsern und keramischen Materialien
ZfK-361 (1978)
- Kuchler, R. und B. Rauschenbach
Bemerkungen zur Untersuchung glasig-amorpher Strukturen (I)
Kristall und Technik 13 (1978) 1253
- Mager, S., E. Wieser, T. Zemčik, O. Schneeweiss, P.N. Stetcemko and V.V. Surikov
Investigations of the magnetic moments in (Fe_{1-x}Mn_x)₃Al alloys
phys. stat. sol. (a) 52 (1979) 249
- Münchow, L. and H. Schulz
A Thomas-Fermi study of rapidly rotating nuclei
J. Phys. (G) 5 (1979) 527
- Rauschenbach, B. and G. Blasek
Determination of very low diffusion coefficients in glass with means of secondary-ion-mass spectroscopy
phys. stat. sol. (a) 53 (1979) K11

Rauschenbach, B. und W. Hinz
Bestimmung der Eindringtiefe von Zinn in Floatglas mit der Sekundärionen-Massenspektroskopie (I)
Silikattechnik 30 (1979) 151

Reuther, H. und W. Hinz
Thermotransport in Lithiumsilikatgläsern
Silikattechnik 30 (1979) 218

Richter, E.
Nachweis von Defekten in chemisch verfestigten Glasoberflächen
Proc. VII. Ibausil (1979) IV, 17

Richter, E.
Radiometrische Bestimmung von Sauerstoffkonzentrationsprofilen in Gläsern und keramischen Materialien
Silikattechnik 29 (1978) 344

- Richter, E.
Beständigkeit von Alkalisilikatgläsern gegenüber Mineralsäuren nach Behandlung mit Erdalkalisalzlösungen
Z. Chemie 19 (1979) 186

Roewer, G., G. Kempe, K. Kretschmer und E. Wieser
Fe(III)-Komplexe mit "gemischter" Koordinationssphäre aus Oxalat- und Phenolat-Liganden
J. prakt. Chemie 321 (1979) 75

Rotter, I.
On structures in the energy dependence of nuclear reaction cross sections
J. Phys. (G) 5 (1979) 685

Rotter, I.
Spectroscopic information from nuclear reactions
Fizika 11 (1979) 61

Rotter, I.
Spectroscopic information from nuclear reactions
Proc. Adriatic Europhysics Study Conf. on Statistical Properties of Nuclei, Hvar (1979)

Rotter, I.
Iso-spin mixing, coulomb displacement energies and charge dependent of statistical
Proc. Adriatic Europhysics Study Conf. on Statistical Properties of Nuclei, Hvar (1979)

Rotter, I.
Structures in the energy dependence of nuclear reaction cross sections
ZfK-382 (1979) 72

Rotter, I.
Spectroscopic investigation of decaying states
J. Phys. (G) 5 (1979) 1575

Wiebicke, H.J.
Calculation of three-body nuclear molecular states in ^{28}Si
Phys. Lett. 84B (1979) 379

Wieser, E.
Mössbauer studies on iron base alloys
Tagungsab. XII. Winterschule Physik, Bielsko-Biala (1979)

Wieser, E.
Magnetic ordering in amorphous $(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_{75}\text{P}_{15}\text{C}_{10}$ alloys
Proc. Int. Konf. Mößbauerspektroskopie, Portoroz (1979)

Wieser, E., C. Cruz, M. Müller and J. Henke
Formation of magnetic anisotropy and structural changes in an Fe-Ni base alloy by annealing
Proc. Int. Konf. Mößbauerspektroskopie, Portoroz (1979)

Zische, P., W. Blau, V. Christoph, K. Elk, H. Ehring, E. Hegenbarth, K. Hennig, W. John, G. Lehmann, E. Mroson, G. Seifert, G. Voita und H. Wonn
Thermische und experimentelle Beiträge zur elektronischen Struktur, zur Elektronenkorrelation und zu Transportprozessen in Metallen
ZfW-Wiss. Ber. 15 (1978) 1

8.1.2. Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Anders, B., R. Brückner, G. Kerber, H. Odrich und J. Weißig
Das Zyklotron U-120. In x) S. 45

Becher, W., H. Matthes, W. Pfestorf und M. Seidel
Der 2-MV-Van-de-Graaff-Generator. In x) S. 68

Curian, H., M. Friedrich, D. Liebe, H. Matthes, W. Probst, M. Seidel und L. Steinert
Der Tandem-Generator EGP-10-1. In x) S. 78

Friedrich, M., E. Richter, L. Steinert und J. Weißig
Grundlagen der Beschleunigungstechnik. In x) S. 1

Hentschel, R.
Die Akzeptanz des Tandem-Generators EGP-10-1
ZfK-403 (1979)

Richter, E.
20. Jahrestag der Inbetriebnahme des Rossendorfer Zyklotrons
Kernenergie 22 (1979) 173

Richter, E. (Herausgeber)
Beschleunigungstechnik - Grundlagen für die Operatorausbildung an den Beschleunigern des ZfK Rossendorf
ZfK-Publikation (1978)

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
Querschnitte der elastischen Neutronenstreuung an ^{93}Nb und In bei Einschubenergien $E_0 = 6.8$ bis 12 MeV
Kernenergie 7 (1979) 235

Adel-Fawzy, M., H. Förtsch, W. Pilz, D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil
First results from investigation of the $^{28}\text{Si}(n,n')$ reaction in the energy range between 6.8 and 12 MeV
ZfK-382 (1979) 129

Akimov, Yu.K., S.I. Merzlyakov, B.M. Sabirov, W.D. Fromm und P. Eckstein
Vielparameteranalyse spektroskopischer Daten mit CAMAC-Geräten (in russ.)
I Elektronik: Preprint 13-1202' Dubna (1978)
II Programmbeschreibung: Preprint 13-12022 Dubna (1978)

Akopyan, G.G., V.A. Vagov, K. Seidel, A. Meister, D. Pabst und B.L. Pikelner
Isomerieverschiebung von Neutronenresonanzen
I Messung mit verschiedenen chemischen Verbindungen des ^{238}U (in russ.)
Preprint P3-11740 Dubna (1978)

Besearagtscha, D. und D. Hermsdorf
Untersuchung ω : Gammapektren und Bildungsquerschnitte für Gammaquanten aus den Reaktionen $^{56}\text{Fe} + n$ und $^{93}\text{Nb} + n$ im Rahmen der statistischen Hauser-Feshbach-Theorie (in russ.)
ZfK-382 (1979) 132

Hermsdorf, D.
Aufbau und Entwicklung eines Kerndatenservice
ZfI-Mitteilungen 20 (1979) 62

x) Richter, E. (Herausgeber)
Beschleunigungstechnik - Grundlagen für die Operatorausbildung an den Beschleunigern des ZfK Rossendorf. ZfK (1978)

- Herasdorf, D. und D. Seeliger
Gewinnung und Einschätzung von Nukleardaten für die Kernenergie (Übersicht)
Mitteilungen der Phys. Gesellschaft der DDR (1979)
- Krause, R. und W. Meiling
Die Anwendung von CAMAC-Moduln in einem neutronenphysikalischen Experiment
(in russ.)
Preprint D 13-11182 Dubna (1978)
- Lovchikova, G.N., O.A. Sal'nikov, S.P. Simakov, A.M. Trufanov, D. Seeliger,
J. Kayser, W. Pilz, D. Schmidt und T. Streil
Neutronenspektren aus dem Zerfall von Isobar-Analog-Resonanzen in den Reaktio-
nen $^{109}\text{Ag}(p,n)^{109}\text{Cd}$ und $^{115}\text{In}(p,n)^{115}\text{Sn}$ (in russ.)
Jad. Fiz. 28 (1978) 605
- Meiling, W.
Mikroprozessor - Mikrorechner. Beiträge zur Forschungstechnologie, Band 5
Akademie-Verlag, Berlin (1978)
- Meyer, U. und F. Weidhase
CAMAC-Modul "Voreinstellbarer Vor-Rückwärts-Zähler"
TU-Informationen 05-06-79, Sektion Physik (1979)
- Mittag, S., W. Pilz, D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil
Neutronenerzeugung mit einem Gastarget im Energiebereich zwischen 7 und 12 MeV
Kernenergie 7 (1979) 237
- Schweitzer, T., D. Seeliger and T. Unholzer
Analysis of 3.4 MeV neutron scattering from 2s-1d-shell nuclei
ZfK-382 (1979) 125
- Seeliger, D.
Aufbau und Entwicklung des Kerndatenservice
ZfI-Mitteilungen 23 (1979) 77
- Seeliger, D.
Some aspects of the mechanism of neutron induced reactions
Proc. III. Int. School on Neutron Physics, Preprint D 3-11787 Dubna (1978) 486
- Seeliger, D. und S. Sassonov
Methoden und Modelle zur Beschreibung der Winkelabhängigkeit der Vergleichs-
emission von Teilchen im Kontinuum (in russ.)
ZfK-382 (1979) 125
- Seidel, K., A. Meister, D. Pabst und L.B. Pikelner
Isomeriewerschiebung von Neutronenresonanzen (in russ.)
ZfK-382 (1979) 169
- Seidel, K., A. Meister, D. Pabst und L.B. Pikelner
Isomeriewerschiebung von Neutronenresonanzen
II Einfluß der Atomschwingungen in unterschiedlichen Kristallen auf die Ver-
schiebung von Neutronenresonanzen (in russ.)
Preprint P 3-11471 Dubna (1978)
- Seidel, K., A. Meister und D. Pabst
Isomeriewerschiebung von Neutronenresonanzen
III Elektronendichtedifferenzen am Kernort für verschiedene chemische Verbindun-
gen des Urans (in russ.)
Preprint P 3-11742 Dubna (1978)
- Weidhase, F., M. Borkenhagen, K. Faulstich und S. Hiekmann
Anwendungsmöglichkeiten und Konzeption des seriellen Link-Moduls 1471
TU-Informationen 05-28-78, Sektion Physik (1978)
- Weidhase, F., W. Meiling, S. Reiß und F. Gleisberg
Über Probleme der fehlerfreien Datenübertragung in verteilten Systemen (in russ.)
Preprint D 13-11182 Dubna (1978)

8.1.4. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Adamov, V.M., I.D. Alkhozov, L.V. Drapčinski, V.N. Dušin, A.V. Fomičev,
S.S. Kovalenko, L.Z. Malkin, K.A. Petržak, L.A. Pleskačevskij, V.I. Špakov,
R. Arlt und G. Musiol
Absolute Spaltquerschnittsmessungen an schweren Kernen mit ^{252}Cf -Spaltneutronen
und 14.7-MeV-Neutronen
Abstr. of the Int. Conf. on Fission Cross Sections and Technology, Knoxville
(1979)

Alkhozov, I.D., R. Arlt, W. Wagner, F. Weidhase, W. Grimm, V.N. Dušin,
S.S. Kovalenko, O.I. Kostockin, R. Krause, G. Musiol, H.-G. Ortlepp,
K.A. Petržak, R. Teichner und V.I. Špakov
Spaltquerschnittsmessungen an $^{235,238}\text{U}$ bei einer Neutronenenergie von 14.7 MeV (russ.)
Preprint 05-37-78 TU Dresden (1979)

Arlt, R., W. Grimm, W. Meiling, R. Krause, H.-G. Ortlepp, R. Teichner, W. Wagner und F. Weidhase
Ein CAMAC-Experiment zur präzisen Messung des Spaltquerschnitts der neutronen-
induzierten Spaltung
Preprint 05-23-79 TU Dresden (1979)

Arlt, R., W. Grimm, M. Josch, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, G. Pausch, R. Teichner,
W. Wagner, I.D. Alkhozov, L.V. Drapčinskij, V.N. Dušin, S.S. Kovalenko,
O.I. Kostockin, K.A. Petržak und V.I. Špakov
Die Anwendung der Methode der zeitkorrelierten assoziierten Teilchen zur abso-
luten Spaltquerschnittsbestimmung an schweren Kernen
Abstr. of the Int. Conf. on Fission Cross Sections and Technology, Knoxville
(1979)

Arlt, R., W. Wagner, W. Grimm, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, G. Pausch, R. Teichner,
M. Josch, I.D. Alkhozov, V.N. Dušin, L.V. Drapčinskij, S.S. Kovalenko,
O.I. Kostockin, K.A. Petržak und V.I. Špakov
Spaltquerschnittsmessungen an den Nukliden $^{235,238}\text{Uran}$, $^{237}\text{Neptunium}$ und
 $^{239}\text{Plutonium}$ bei einer Neutronenenergie von 14.7 MeV und 2.5 MeV
ZfK-382 (1979) 180

Arlt, R.
Die Anwendung der Methode der zeitkorrelierten assoziierten Teilchen zur abso-
luten Spaltquerschnittsmessung
ZfK-382 (1979) 172

Arlt, R., G. Pausch, R. Teichner und W. Wagner
Einfluß der endlichen Targetschichtdicke auf die Nachweiseffektivität einer
Spaltkammer
Preprint 05-5-79 TU Dresden (1979)

Dietze, I., H. Kasperneik, U. Lorenz und M. Schiekel
Hochauflösende Si(Li)-MLD-Sonde zur Röntgenmikroanalyse
Konferenzmat. der 2. Tagung "Nukleare Analyseverfahren", Dresden (1979) 267

Irmer, K.
Ein Verfahren zur Bestimmung des ^{235}U -Gehalts in Meßproben mit Hilfe moderier-
ter 14-MeV-Neutronen
Kernenergie 22 (1979) 233

Musiol, G.
Die Zusammenarbeit mit dem Vereinigten Institut für Kernforschung
Kernenergie 22 (1979) 301

Müller, G., D. Lehmann, G. Musiol und G. Zschornack
Statistische Grenzen bei der Auflösbarkeit dicht benachbarter Linien in der
Röntgenspektrometrie
Preprint E 7-12219 Dubna (1979)

Neubert, P., H.-G. Ortlepp, W.-D. Fromm und I.N. Čurin
Anwendung der CAMAC-Sprache zum Austausch von Informationsmassiven und zur Or-
ganisation der Arbeitsunterbrechung experimenteller Apparaturen
Preprint 10-11192 Dubna (1978)

Schiekel, M., K. Irmer, T. Čečnak und J. Šeda
Quantitative Analyse von Brom in rubidiumhaltigen wäßrigen Lösungen mittels
energiedispersiver Röntgenfluoreszenzanalyse
Isotopenpraxis 15 (1979) 52

Vylov, Z., V.M. Gorožankin, A.I. Ivanov, G. Musiol, E.A. Frolov, V.G. Cumin, G. Zschornack und M.F. Judin
Relative Intensitäten der Röntgenstrahlen der K-Serie einiger Elemente mit $Z = 53-96$
ZfK-382 (1979) 156

Zschornack, G.
Untersuchung der Strukturänderung der Hülle des Uranatoms bei Ionisation mit der Dirac-Fock-Slater-Methode
ZfK-382 (1979) 192

Zschornack, G., G. Müller und G. Musiol
Röntgenstrahldiagnostik an Schwerionen-Elektronenring-Kollektivbeschleunigern
Preprint E 9-12539 Dubna (1979)

Zschornack, G. und G. Musiol
Meßmethoden für die charakteristische Röntgenstrahlung aus Elektronen-Ionenringen des Schwerionen-Kollektivbeschleunigers im VIK Dubna, Teil I: Physikalische Grundlagen
Preprint P 13-12540 Dubna (1979)

Zschornack, G., M.I. Zamjatin, D. Lehmann, G. Musiol, G. Müller und N.A. Njevskaia
Meßmethoden für die charakteristische Röntgenstrahlung aus Elektronen-Ionenringen des Schwerionen-Kollektivbeschleunigers im VIK Dubna, Teil II: Apparaturen
Preprint P 13-12541 Dubna (1979)

Zschornack, G., G. Musiol und G. Müller
Meßmethoden für die charakteristische Röntgenstrahlung aus Elektronen-Ionenringen des Schwerionen-Kollektivbeschleunigers im VIK Dubna, Teil III: Experimentelle Bedingungen
Preprint P 13-12542 Dubna (1979)

Zschornack, G., D. Lehmann, G. Musiol und G. Müller
Dirac-Fock-Slater-Rechnungen zur energetischen Struktur der Atomhülle des Urans und seiner Ionen
Optika i spektroekopija 3 (1979) 430

8.1.5. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, Arbeitsgruppe Angewandte Kernphysik

Geist, V., C. Ascheron, R. Flägmeyer and G. Otto
In situ-investigation of lattice in proton irradiated GaP, using proton-induced Kossel effect
Proc. Int. Conf. on Radiation Physics of Semiconductors and Related Materials, Tbilissi (1979)

8.1.6. Bergakademie Freiberg, Sektion Physik, WB Angewandte Physik

Unterricker, S. und H.-J. Hunger
Die Methode der gestörten Winkelkorrelationen - ein modernes Verfahren zur Untersuchung von Festkörpern
Wiss. Zeitschrift der TH Karl-Marx-Stadt XXI (1979) 63

8.1.7. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie

Baither, K., H.D. Geiler, G. Götz and K. Herre
Defect structures after laser annealing of thin amorphous layers in silicon
Proc. Int. Conf. on Radiation Physics of Semiconductors and Related Materials, Tbilissi (1979)

Götz, G., W. Karthe, B. Schnabel and N. Sobolev
ESR line shape study of amorphous centres in ion implanted silicon
phys. stat. sol. (a) 50 (1978) K209

Götz, G. and G. Sommer

Location of self interstitial atoms in boron implanted silicon by means of Rutherford backscattering of channeled ions
Radiation effects 41 (1979) 195

Götz, G., E. Glaser, W. Wesch and N. Sobolev

Amorphization of silicon crystals by ion bombardment
Proc. Int. Conf. on Radiation Physics of Semiconductors and Related Materials, Tbilissi (1979)

Götz, G.

Ionometrie

in: "Festkörperanalyse mit Elektronen, Ionen und Röntgenstrahlen", Herausgeb. O. Brümmer et al., VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1980) 357

Karge, H.

Radiation damage in ionic crystals

Proc. Int. Conf. on Radiation Physics of Semiconductors and Related Materials, Tbilissi (1979)

Wesch, W., G. Götz, H. Karge and R. Preger

Structural defects and optical properties in Si and GaAs

Proc. Int. Conf. on Radiation Physics of Semiconductors and Related Materials, Tbilissi (1979)

8.1.8. Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik, Bereich O6 - Atomstoßprozesse der Festkörperphysik

Bernhard, F., H. Kerkow, H. Pietsch and F. Täubner

A new experimental method to determine damage profiles by Rutherford backscattering

Proc. 8. Int. Conf. on Atomic Collisions in Solids, Hamilton (1979)

Brunner, W., M. Paul, F. Bernhard und J. Antkozwiak

Physikalische Aspekte der zeitlichen Auflösung der Fotozelle

Ex. Tech. Phys. 27 (1979) 429

El-Sadek, A. and Ch. Wagner

Annealing characteristics of arsenic-implanted silicon investigated at low temperatures

Proc. 8. Int. Conf. on Atomic Collisions in Solids, Hamilton (1979)

Kerkow, H., G. Kreyach and R. Stolle

Measurement of the thickness of thin layers by proton induced X-ray emission
Thin Solid Films 62 (1979) 73

Klose, H.

Probleme der Halbleiteroptoelektronik

Tagungsgeb. Phys. und Elektronik, Berlin (1979) 198

Klose, H.

Störstellenspektroskopie mittels kapazitiver Methoden

Tagungsband "Physik der Halbleiteroberfläche", Binz (1979)

Kudella, F., H. Kerkow and R. Wedell

Enhancements of Xe(M) radiation during channeling of Xe-ions in copper crystals
Radiation effects 41 (1979) 47

Kührt, E. and R. Wedell

The oscillatory behaviour of backscattering spectra from small depths in planar channeling

Radiation effects 43 (1979) 6

Kumakhov, M.A., E. Kührt, R. Wedell

The theory of channeling of small depths III

Radiation effects 41 (1979) 1

Kumakhov, M.A. and R. Wedell

Theory of channeling of relativistic particles
phys. stat. sol. (b) 92 (1979) 65

Wedell, R.
Comparison of the Kumakhov radiation in channeling with other types of radiation
Proc. 8. Int. Conf. on Atomic Collisions in solids, Hamilton (1979)

Wedell, R. and M.A. Kumakhov
Effekt der anomalen Verringerung der Bremsstrahlung von Positronen in Einkristallen
Pisma v. Zh. T. Fiziki 4 (1978) 1411

8.1.9. Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik, Bereich 07 - Oberflächenprozesse

Berger, H., B. Kuhrig, G. Oelgart, U. Pietsch and D. Schikora
Investigation of chemical micro-inhomogenities in $\text{Bi}_{100-x}\text{Sb}_x$ single crystals
phys. stat. sol. (a) 52 (1979) 427

Hildebrandt, D. and R. Manne
Angular distribution of metals sputtered by 10 keV inert gas ions
phys. stat. sol. (a) 51 (1979) K151

Hildebrandt, D. and R. Manne
Angular distribution of the kinetic energy resitted during ion bombardment
Radiation effects 41 (1979) 193

Oelgart, G.
Avalanche multiplication of electron-beam-excited carriers in GaP p-n-junction
phys. stat. sol. (a) 52 (1979) K205

Stegmann, R., G. Oelgart and R. Herrmann
Propagation of electromagnetic waves normally to the magnetic field in semi-conductive BiSb alloys
phys. stat. sol. (b) 93 (1979) 553

8.2. DIPLOMARBEITEN

8.2.1. Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Wegerich, J. Vorschlag zur Optimierung der äußeren Ionenoptik am Rossendorfer Zyklotron U-120
TU Dresden

8.2.2. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Eckherdt, H.-W. Auswertung der Messungen zur Neutronenstreuung an Niob und Indium bei Einstrahlenergien zwischen 7 und 12 MeV

Enghardt, W. Beiträge zur Anwendung und Programmierung mikrorechnergesteuerter CAMAC-Elektronik

Espenhahn, J. Erstellung eines on-line-Datenerfassungsprogramms für die zweiparametrische Analyse und die Steuerung des Experimentablaufs bei kernphysikalischen Messungen

Heinrich, G. Kopplung eines Vielkanalanalysators ICA-70 an den Mikrorechner MPS-4944 sowie Schaffung von Rahmen- und Applikationsprogrammen für (n,n')-Flugzeitexperimente

Jacobi, H. Berechnung und Untersuchung der durch schwingende Absorber hervorgerufenen Störungen des Neutronenflusses an geeigneten Modellen

Michel, B. Aufbau und Erprobung einer schnellen logischen Schaltungsvariante zur einfachen Realisierung von Neutronenflugzeitexperimenten mit Multidetektoranordnung bzw. mehrdimensionaler Analyse

Neumann, L. Vergleichende Einschätzung der Wirkungsquerschnitte $\text{Si} + n$

8.2.3. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

- Adolph, L. Optimierung einer schnellen Impulsspaltkammer hinsichtlich einer hochpräzisen Spaltquerschnittmessung
- Biedermann, B. Aufbau und Erprobung einer Meßeinrichtung zur zerstörungsfreien Bestimmung des Restaustenitgehalts an Oberflächen geschmiedeter Kaltwalzen nach dem Prinzip der energiedispersiven Diffraktometrie
- Conrad, Ch. Bestimmung der Seltenen Erden in Glas und feuerfesten Materialien durch zerstörungsfreie Aktivierungsanalyse
- Doleschal, R.-D. Entwurf eines mathematischen Signalfluschemas zur physikalischen Wirkungsweise einer Gasturbinenanlage
- Eckhard, H.-W. Auswertung der Messungen zur Neutronenstreuung an Niob und Indium bei Einschüßenergien zwischen 7 und 12 MeV
- Geßner, Th. Untersuchung der Verwendungsfähigkeit neutronendotierten Siliziums für Röntgendetektoren
- Müller, E. Untersuchung des Einflusses der Aschezusammensetzung auf den Meßfehler der radiometrischen Aschebestimmung
- Pohlere, A. Untersuchung von Halbleiterdetektoren für die Messung der Röntgenstrahlung bei Diffraktometern
- Reinwald, H. Messung des Anreicherungsgrades von Uranproben durch Messung natürlicher und induzierter Quantenstrahlung
- Schwalbe, J. Bestimmung von Gammaproduktionsquerschnitten in der $(n, n'\gamma)$ -Reaktion mit 2.8-MeV-Neutronen
- Tanneberger, G. Alpha-spektrometrische Untersuchung von Targets für hochpräzise Spaltquerschnittsmessungen
- Wagner, H. Bestimmung der Spalt- und Quellneutronenverteilung an der Oberfläche großer Meßproben auf der Grundlage eines Monte-Carlo-Modells zur Berechnung einer Spaltstoffmeßeinrichtung

8.2.4. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, Arbeitsgruppe Angewandte Kernphysik

- Fiebrig, M. Untersuchung zur Strahlenbelastung einkristalliner Aluminiumtargete mit energiereichen Wasserstoffatomen
- Förster, J. Untersuchungen zur Reaktion $^{31}\text{P}(p, \alpha)^{28}\text{Si}$ für Protonenenergien zwischen 100 keV und 1530 keV
- Kügler, G. Untersuchung von Strahlenschäden in GaP nach Beschuß mit leichten Ionen mittels Rückstreu-Kanaliserungs-Messungen
- Mallon, H. Untersuchungen zum Transportmechanismus der Primärschlacke in der Schmelzzone des Kupolofens (angefertigt im VEB Kombinat GISAG Leipzig)

8.2.5. Bergakademie Freiberg, Sektion Physik, WB Angewandte Physik

- Zimmermann, H. Entwurf und Laboraufbau einer automatischen Steuerung für einen Drei-Detektormessplatz

8.2.6. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie

- Andrä, G. Verbesserung der Tiefenauflösung für die Methode der Rutherford-Weitwinkelstreuung durch Optimierung der Meßgeometrie

- Andrä, W. Bestimmung der Ladungsträgerverteilung von implantierten und diffundiertem Antimon in Silizium
- Herre, K. Experimentelle Untersuchungen zur Tiefenabhängigkeit des laserinduzierten Ausheilereffektes von Strahlenschäden in einfach- und doppelimplantierten Siliziumeinkristallen
- Lux, G. Bestimmung des Brechungsindex und der Dicke dünner dielektrischer Schichten mit dem Laserellipseometer LEM-3M
- Reuter, K.-D. Untersuchungen der Veränderung der Brechzahl gesputterter SiO₂-Schichten infolge Ionenimplantation
- Rödiger, R. Untersuchung der thermischen Stabilität des durch Laser- bzw. thermische Ausheilung erzeugten substitutionellen Arsenanteiles in Arsen-implantiertem Silizium
- Schmidt, S. Beeinflussung der Hauptbrechungsindizes von Lithiumniobat durch Ionenimplantation
- Schneider, B. Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit der Dekanalierung an Defekten in ionenimplantiertem Si und GaAs
- Voß, P. Entwicklung eines Meßverfahrens zur Bestimmung von Al-Profilen

8.2.7. Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik, Bereich O7 - Angewandte Massenspektrometrie

- Böttcher, H. Untersuchung von Energieverteilungen der positiven Sekundärionen der Elemente Wolfram und Thorium und die Analyse der chemischen Zusammensetzung von Wo-Th-Mischproben mit Hilfe der SIMS
- Neubert, G. Untersuchungen zur Elektronenrückstreuung im Energiebereich von 15 bis 60 keV
- Wagner, G. Untersuchung von Dotierungsprofilen am pn-Übergang hochsperrender Siliziumdioden
- Wishöth, B. Herstellung und Charakterisierung von Schottky-Kontakten

8.3. PROMOTIONEN A (Dr. rer. nat.)

8.3.1. Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

- Hüller, J. 29. 1.1979 Charakterisierung ionenimplantierten Siliziums durch den elektrolytischen Sperrstrom
AdW
- Kreibitz, U. 10. 7.1979 Untersuchungen zum Prozeß der Rückstoßimplantation beim Ionenbeschuß von Silizium durch Deckschichten
AdW
- Matz, W. 14. 9.1979 Kristallfelduntersuchungen an intermetallischen Praseodymverbindungen mittels inelastischer Streuung
TU Dresden
- Protschistow, Chr. 31.10.1979 Kernspektroskopische Untersuchungen der ungeraden Neutronenkerne ^{117,119,121}Te
TU Dresden

8.3.2. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Basaregtsche, B.¹⁾ 21. 9.1979 Beschreibung der γ -Spektren und γ -Produktionsquerschnitte für Fe und Nb im Rahmen statistischer Modelle der Kernreaktionen

8.3.3. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie

Katenkamp, U. 11.10.1979 Zusammenhang zwischen Strahlenschäden und der Veränderung optischer Eigenschaften in ionenimplantiertem Siliziumdioxid

8.4. PROMOTIONEN B (Dr. ec. nat.)

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Möller, K. 22.11.1979 Untersuchung von Resonanzen in Dreinukleonensystemen

Hagemann, U. 22.11.1979 Experimentelle und theoretische Untersuchungen von Bandenstrukturen und Rumpf-Teilchenkopplung in ungeraden Übergangskernen

8.5. BERUFUNGEN UND ERNENNUNGEN

Herr Dr. ec. nat. Klaus Hennig wurde mit Wirkung vom 1.9.1979 zum Professor an der Akademie der Wissenschaften ernannt.

Herr Dr. ec. nat. H. Klose wurde mit Wirkung vom 1.9.1979 zum Professor für Experimentalphysik, Humboldt-Universität Berlin, berufen.

8.6. VORTRÄGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

8.6.1. Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bauer, C., P. Gippner, R. Mann und W. Rudolph
Zur Nachweisempfindlichkeit der Ioneninduzierten Röntgenanalyse bei der Untersuchung von Fremdatomen auf Halbleiteroberflächen e)

Beulich, H.
Ätzprobleme an Dielektrika - Beeinflussung der Ätzgeschwindigkeit durch Ionenimplantation f)

Boden, G.
Lumineszenzautoradiographie - eine Methode zur Untersuchung von glasigem und kristallinem SiO₂ e)

Boden, G.
Lumineszenzautoradiographie an amorphem SiO₂
XI. Symposium über Autoradiographie, Kolbrzeg, 1. - 5.10.1979

Boden, G.
Strahlenresistente Gläser
Akademieprojekt Dresden, 3.9.1979

Boden, G. und E. Richter
Lumineszenzmessungen an röntgenamorphen SiO₂
III. Tagung Strukturuntersuchungen an nichtkristallinen und partiellkristallinen Stoffen, Rostock, 24. - 26.4.1979

1) Universität Ulan-Bator (MVR), Aspirant an der TU Dresden

Boden, G.
Lumineszenzuntersuchungen an röntgenamorphem SiO_2 nach Strahlungsanregung ^{f)}

Brauer, G.
Positronenanwendung ^{a)}

Brauer, G. and G. Boden
Positron annihilation in silica glass
XII. Gesamtpolnisches Seminar über Positronenannihilation, Piechowice,
23. - 28.4.1979

Brauer, G.
Quantenelektrodynamik-Tests mit Positronen ^{a)}

Brauer, G.
Positron annihilations studies of condensed matter
Phys. Koll. am Inst. f. Phys., Lettische AW, Riga-Salaspils, 29.5.1979

Brauer, G.
Positron annihilations studies of condensed matter
Wiss. Koll. am Wiss. Forschungsinst. f. Festkörperphysik, Lett. Staatl. Univer-
sität, Riga, 31.5.1979

Brauer, G.
Festkörperuntersuchungen mittels Positronenannihilation (in russ.)
LJAR, VIK Dubna, 1.11.1979

Dmitriev, V.D., N.V. Zuravleva, H. Sodan, A.M. Kalinin, G.J. Konajeva,
S.M. Zukjmov, Ju.E. Penjonzkjevi, D.K. Sotta, F. Stary und K.-D. Schilling
Start-Detektor mit Mikrokanalplatten (in russ.) ^{c)}

Dogotar, G.E., R.A. Eramzhyan, M. Gmitro, H.R. Kissener and R.A. Sakaev
Isovector excitation in 1p-shell nuclei
Int. Conf. on Nuclear Physics with Electromagnetic Interaction, Mainz,
5. - 9.6.1979

Dönauf, F. and S. Frauendorf
Description of odd transitional nuclei
Universität Oslo, 11.5.1979

Feldmann, K. und M. Betzl
Texturuntersuchungen mittels Flugzeitmethode ^{b)}

Frauendorf, S.
Hochspinphysik am Schwerionenstrahl
Symp. z. Inbetriebnahme d. U-400, LJAR, VIK Dubna, 18.5.1979

Frauendorf, S.
Quasiparticle band structures above the yrast line
Gordon Research Conference on Nuclear Chemistry, New London, 18. - 23.6.1979

Frauendorf, S.
Quasiparticle band structures above the yrast line
Brookhaven Nat. Lab., 7.6.1979
Argonne Nat. Lab., 26.6.1979
Oak Ridge Nat. Lab., 17.9.1979
LBL Berkeley, 19.9.1979

Frauendorf, S., F.-R. May and V.V. Pashkevich
Spectroscopic trends of very neutron deficit nuclei in the lead region
Int. Symp. on Future Directions in Studies of Nuclei far from Stability,
Nashville, 10. - 13.9.1979

Fromm, W.-D.
On-line γ -Spektroskopie am KRS 4201
II. Arbeitberatung Experimentelle Probleme der Raman-Spektroskopie und rechner-
gekoppelter Spektrometer
PH'Dr. Theodor Neubauer, Erfurt, 12.10.1979

Fromm, W.-D.
Nutzung der On-line-Peripherie des KRS 4201 a)

Fromm, W.-D.
Raumfahrttechnologie: Bordrechner
TU Dresden, 18.10.1979

Funke, L., G. Winter, J. Döring, F. Dubbers, P. Kemnitz und E. Will
Bandcrossing and quasiparticle excitations in nuclei around mass 80
Int. Sym. on Future Directions in Studies of Nuclei far from Stability,
Nashville, 10. - 13.9.1979

Gerech, U.
Zyklotronprojekt a)

Guratch, H., B. Kühn, H. Kumpf, G. Möser, W. Neubert, W. Pilz, G. Schmidt
and S. Tesch
Determination of the neutron-neutron effective range parameter by the $^2\text{H}(n,2n)p$
quasi-free scattering at 25 MeV d)

Hagemann, U., H.-J. Keller, Ch. Protoprietov und F. Stary
Kollektive Banden in den Kernen 117,119,121Te c)

Heger, D., K.H. Kleinstück, A. Mücklich, P. Klimanek und E. Henzen
Texturuntersuchungen an HTMB-Stahl b)

Heiner, E.
Pionenkondensat, Ladungsdichtewellen a)

Hennig, K.
Neutron scattering applications to material science at the reactor near Dresden
Universität Metz, 21.9.1979

Hennig, K., M. Betzl, P. Urwank, P. Klemm, H. Henschik und L. Schild
Ein neues Verfahren zur Korngrößenbestimmung in magnetischen Werkstoffen
Wiss. Rat d. ZfK Roseendorf, 2.4.1979

Hennig, K.
Auswertung der 5. Internationalen Konferenz über Textur in Werkstoffen b)

Hennig, K.
Magnetische Texturen b)

Hensel, E. und W. Skorupa
Herstellung von Dielektrika durch stöchiometrische Implantation f)

Hoffmann, W.
Verhalten von Fotoresist bei der Ionenimplantation f)

Hohmuth, K.
Homogenisierung des Widerstandes von n-Silizium durch Kernumwandlungen mit
thermischen Neutronen
Kolloquium der Klasse Physik der AdW der DDR, 19.4.1979

Hökech, G., P. Klimanek, M. Betzl und A. Mücklich
Fasertextur und Martensitbildung bei der plastischen Deformation von zweipha-
sigem CrNi-Stahl mit Mikroplex-Gefüge
Berg- und Hüttenmännischer Tag der BA Freiberg, Freiberg, 26. - 29.6.1979

Iwe, H.
Modelle der Kern-Kern-Wechselwirkung bei relativistischen Energien a)

Kämpfer, B.
Theorie der schwarzen Löcher
Urania-Referenten-Tagung anlässlich d. 100. Geburtstag von A. Einstein, Berlin,
Februar 1979

Kämpfer, B.
Kernmaterie in Neutronensternen a)

Kiesener, H.R.
Resonanzen in leichten Kernen
Them. Sem. d. LTF, VIK Dubna, 19.2.1979

- Kissener, H.R. and R.A. Eramzhyan
Collective resonances with isospin $T=2, 1$ and 0 in photoreactions, electron scattering and radiative pion capture on $A=14$ nuclei
2. Int. Topical Conf. on Meson-Nuclear Physics, Houston, 5. - 9.3.1979
- Kissener, H.R. and R.A. Eramzhyan
Giant multipole resonances with $T=2$ in photoreaction, electron scattering and radiative pion capture on ^{14}C
Int. Conf. on Nuclear Physics with Electromagnetic Interaction, Mainz, 5. - 9.6.1979
- Kissener, H.R. and R.A. Eramzhyan
Electromagnetic GR excitations in ^7Li and ^9Be
Int. Conf. on Nuclear Physics with Electromagnetic Interaction, Mainz, 5. 9.6.1979
- Kissener, H.R. and R.A. Eramzhyan
Magnetic resonances in (e, e') and (γ, γ') on light nuclei
8. Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Vancouver, 13. - 17.8.1979
- Kolitsch, A., R. Kuchler und E. Richter
Bestimmung von Alkalitracerdiffusionskoeffizienten in Gläsern mit Hilfe der Radiotracer-Technik ^{a)}
- Kolitsch, A. und E. Richter
Zum Einfluß kationischer und anionischer Verunreinigungen des Salzbadetes beim Kalium/Natrium-Ionenaustausch in Silikatgläsern
Allunionskonferenz über Ionenaustausch, Moskau, 18. - 21.6.1979
- Komarov, V.I., G.E. Kosarev, V.D. Toneev, K.K. Gudina, S.G. Mashnik, H. Müller
D. Netzband, T. Stiehler and S. Tesch
Inclusive spectra of backward emitted energetic protons in proton-nucleus interaction at 640 MeV ^{a)}
- Kühn, B.
Pion-Produktion in Schwerionen-Stößen ^{a)}
- Kumpf, H.
Relativistische Kinematik ^{a)}
- Mann, R.
Getterung von Schwermetallatomen durch Strahlenschäden ^{f)}
- Mattise, S.
Übersicht und Einschätzung der verschiedenen Methoden zur OVE-Bestimmung ^{b)}
- Matthäi, J.
Anwendungaspekte der Laserausheilung ^{f)}
- Mücklich, A., K.H. Kleinstück, J. Tobiasch und W. Drescher
Texturentwicklung in kfz-Metallen verschiedener Stapelfahlangenergie ^{b)}
- Mücklich, A., U. Schreiter, K.H. Kleinstück, P. Klimanek und G. Hösch
Texturuntersuchungen am Mikroduplexstahl ^{b)}
- Münchow, L.
Pionenkondensat ^{a)}
- Neumann, L.
Ladungskompensation bei Ionenimplantation von Dielektrika ^{f)}
- Neehring, F. und C. Weise
Ioneninduzierte Lichtemission - eine Möglichkeit für die Kontrolle des Ionenstrahlstrahls ⁿ⁾
- Nak, W., A. Andreaff und B. Lippold
Kristallfelduntersuchungen an P1Mg_3 und P1Ni_5
14. Jahrestagung des Vfk Realstruktur und Struktur kristalliner Festkörper, Halle, 16. - 19.10.1979
- Pfützner, A.
Dissipationseffekte in tiefinelastischen Prozessen ^{a)}

Pospich, J., W. Trzezkowski, M. Betzl und A. Mücklich
Entwicklung der Walztextur in Nickel b)

Reuther, H.
Bestimmung von Bor und Lithium in Festkörpern mit Hilfe von Festkörperspurdetektoren e)

Richter, E.
Nachweise von Defekten in chemisch verfestigten Glasoberflächen
VIII. Ibaueil, Weimar, 18. - 20.6.1979

Richter, E.
Diffusion in Oxidgläsern
Frühjahrschule der FSU Jena, Sekt. Chemie, 15.3.1979

Richter, E. und W. Hinz
Gamma-spektroskopische Methode zur Bestimmung des Isotopieeffekts der Natrium-tracerdiffusion in Gläsern e)

Rotter, I.
Einfluß der Kopplung ans Kontinuum auf Coulombeffekt in Kernen
Seminar im Leningrader Institut für Kernphysik, Gatchina, 19.4.1979

Rotter, I.
Spektroskopische Untersuchung zerfallender Zustände
Arbeitstagung Probleme des α -Zerfalls und Clusterstruktur der Kerne, VIK Dubna,
3. - 5.4.1979

Rotter, I.
On the charge dependence of nuclear forces d)

Rotter, I.
Quasistatistical effects in nuclear reactions
Adriatic Europhysics Study Conference on Statistical Properties of Nuclei,
Hvar, Oktober 1979

Sary, F.
Bericht über Experimentiervorschläge für das Zyklotron U-400 des VIK Dubna a)

Sary, F.
Wozu benötigt man schwere Ionen in der Kernphysik?
Frühjahrschule des Bereiches Großgeräte, Cunewalde, 13.3.1979

Sary F.
Tiefinelastische Prozesse, experimentell a)

Schläfer, D., M. Betzl und H. Hartmann
Textur und anomales Verformungsverhalten von Stahl b)

Schilling, K.-D.
Transition probabilities and deformations of the doubly-odd nucleus ^{152}Eu c)

Schmidt, B.
Schottky-Barrrieren f)

Schneider, L.
Clusterquellen und deren Anwendungsmöglichkeiten f)

Schütz, H.
Die Quarkhypothese und ihre Folgerungen für die NN-Wechselwirkung und die Kernstruktur a)

Seifarth, H. und G. Mende f)
 Al_2O_3 mittels Anodisation

Sieber, N.
Implantation in Dielektrika f)

Soden, H.
Durchgang schwerer Ionen durch Materie e)

Soden, H.
Detektoren für schwere Teilchen e)

Tesch, S.
Zwei-Teilchen-Koinzidenz-Messungen mit Erzeugung kumulativer Protonen in Proton-Kern-Stößen bei 640 MeV
Seminar im Leningrader Institut f. Kernphysik, Gatchina, 19.4.1979

Tesch, S.
Relativistische Kernphysik a)

Walther, K.
Texturuntersuchungen an hexagonalen Systemen b)

Woittenek, H.
Mechanismen der Laserausheilung f)

Wollechläger, K.
Zur Laserausheilung von neutronendotiertem Silizium f)

Wünsch, R.
Unterschiedliche knockout-Mechanismen in Kernreaktionen mit Pionen und Protonen (in Russ.)
Seminar im Leningrader Institut f. Kernphysik, Gatchina, 18.4.1979

Zetsche, A.
Einfluß der Wärmebehandlung auf die Eigenschaften des Siliziums f)

8.6.2. Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

Becher, W.
Ein modulares System für stabilisierte Hochspannungsquellen verschiedener Leistung g)

Bürger, W.
Einige Probleme der Stabilisierung des Ladestromes am Tandem-Generator EGP-10-1^g

Friedrich, M.
Untersuchungen zur Verbesserung des Schwerionenbetriebes am Tandem-Generator EGP-10-1 g)

Günzel, R.
Entwicklungsarbeiten am Tandem-Generator EGP-10-1
Seminar im FTI Charkow, 18.6.1979

Hentschel, R.
Ionenoptische Eigenschaften des Magnetsystems CM-43A
Seminar im FTI Charkow, 18.6.1979

Matthes, H.
Die elektrostatischen Beschleuniger des ZfK Rossendorf
Seminar TU München, 31.7.1979

Pietzsch, G.
Einsatz von Mikrorechner und Display bei der Meßwertfassung
Zentrum für wiss. Gerätebau der AdW der DDR, Berlin, 26.11.1979

Probst, W.
Information über ein neues Speisungssystem für Injektor und Schaltmagnet g)

Richter, E.
The Rossendorf cyclotron and its applications in the fields besides nuclear physics
16. Europ. Cyclotron Progress Meeting, Villigen, 21. - 23.6.1979

Rister, E.
Teilchenbeschleuniger und ihr Einsatz in Forschung und Volkswirtschaft
Schülerakademie der URANIA, Dresden, 2.10.1979

Turuc, Sh.
Betriebsbericht zum Tandem-Generator EGP-10-1 g)

8.6.3. Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung Leipzig,
Abteilung SF III

Bigl, F., A. Schindler und R. Fechner
Anwendungsmöglichkeiten der Ionenstrahlsträgschlifftechnik ⁿ⁾

Bigl, F.
Ionenstrahlätzen - Möglichkeiten und Grenzen der Anwendung in der Halbleiter-
technik
Friedrich-Schiller-Universität Jena, WB Ionometrie, November 1979

Helmsreit, W. und F. Bigl
Selektives reaktives Ionenstrahlätzen ⁿ⁾

Neumann, H., F. Bigl, B. Faust und K. Winter
Aufbau, Leistungs- und Betriebsparameter einer Breitstrahlionenquelle zum Ionen-
strahlätzen ⁿ⁾

Schindler, A., R. Fechner und F. Bigl
PL-Profiluntersuchungen an A III - B V Halbleitern
9. Herbstschule der Karl-Marx-Universität Leipzig, AG AIII/BV-Halbleiter,
Dezember 1979

8.6.4. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Adel-Fawzy, M.
Analysis of neutron scattering on ³²S in the energy range 7 to 11 MeV ^{d)}

Eckstein, P.
CAMAC-Geräte in kernphysikalischen Experimenten (in russ.) ^{d)}

Florek, M., J. Oravec, I. Szarka, S. Ucacev, R. Antalik, H. Helfer und
S. Sæssonov
Untersuchung von (n,α)- und (n,p)-Reaktionen an mittelschweren Kernen bei Neu-
tronenenergien um 3 MeV (in russ.) ^{o)}

Hermesdorf, D.
Einschätzung von Kerndaten
Wiss. Bereichsseminar KKAB Berlin, Abt. TKI-7, April 1979

Hermesdorf, D.
Datenservice auf dem Gebiet der NSDD und CPND
Bereichsseminar ZfK Rossendorf, Mai 1979

Gleisberg, F.
Application of microcomputer KIT system for cascade generator control ^{d)}

Grimm, W.
CAMAC-software for KRS 4200 minicomputer - application and further developments ^{d)}

Hermesdorf, D.
Preliminary results in evaluation of neutron-nuclear data for ²⁸Si ^{d)}

Kloß, G.
Microcomputer MPS-4944 for control of (n,n') measurements ^{d)}

Meiling, W.
Configuration of data processing system at section of physics - present state
and development ^{d)}

Meister, A. und K. Seidel
Isomerieverchiebung von Neutronenresonanzen (in russ.) ^{d)}

Pilz, W., D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil
Scattering of 10 MeV neutrons on ²⁸Si ^{o)}

Pivarc, J., S. Hlavac, J. Kral, P. Oblozinsky, I. Ribansky, I. Turzo and
H. Helfer
Multipurpose intense 14 MeV neutron source at Bratislava; design concept ^{o)}

Pöthig, J.
Manual and programmable controller 3312 d)

Seidel, K., A. Meister, D. Pabet und L.B. Pikelner
Isomerieverchiebung von Neutronenresonanzen
Festkolloquium der Sektion Physik der TU Dresden, Oktober 1979

Schmidt, D.
Arbeiten mit schnellen Neutronen an den Tandembeschleunigern in ZfK und FEI
(in russ.)
Vortrag vor dem Neutronenkomitee im LNF des VIK, 24.10.1979

Schmidt, D.
Untersuchungen mit schnellen Neutronen an Tandemgeneratoren (in russ.) d)

Seeliger, D.
Kerndaten
2. Fachtagung Dokumenten- und Fakteninformationen, Leipzig, Februar 1979

Seeliger, D.
Theoretical approach to nuclear data required for fusion reactor calculations
(Übersicht)
Adv. Group Meeting on Nuclear Data for Fusion Reactor Technology, Wien,
Dezember 1978

Seeliger, D.
Pre-equilibrium decay models for neutron induced reactions (Übersicht) o)

Streil, T.
Scattering of 10 MeV neutrons on ^{28}Si d)

Unholzer, S.
Investigation of reaction mechanism in 3.4 MeV neutron scattering from
2p-1f-shell nuclei d)

Weidhase, F.
Anwendung des CAMAC-Datenlinkmoduls (in russ.) d)

8.6.5. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Arlt, R.
Absolute Spaltquerschnittmessungen an Kernbrennstoffen
Kolloquium der Sektion Physik der TU Dresden, 9.10.1979

Arlt, R.
Entwicklungsstand von Versuchsanlagen zur Kernfusion
Kernwissenschaftliches Kolloquium der TU Dresden, 16.10.1979

Arlt, R.
Über einige kernphysikalische Arbeiten am WB AKP
Vorstellung des Forschungsprofils der kernwissenschaftlichen WB der TU Dresden
für die IAEA Wien, Dresden, 5.12.1979

Irner, K.
Radiometrische Aschegehaltsbestimmung
Seminar im Institut f. Kernforschung Vinča, Oktober 1979

Irner, K.
Anwendung von Radionukliden in der BMSR-Technik
Seminar im Institut f. Braunkohle Spreetal, 11.10.1979

Irner, K.
Die Arbeiten des WB AKP auf dem Gebiet der industriellen Anwendung radioaktiver
Nuklide
Kammer der Technik, Leipzig, November 1979

Joeh, M.
Absolute Spaltquerschnittmessungen an ^{235}U bei einer Neutroneneinschussenergie
von 2.6 MeV d)

Jugelt, P.
Energiedispersive Diffraktometrie und ihre Auswerteverfahren
2. Tagung der Arbeitsgruppe Rechentechnik in der Diffraktometrie, Berlin-Adlershof, 23.5.1979

Jugelt, P.
Konzeption eines energiedispersiven Phasenanalyzers zur zerstörungsfreien Restaurenitbestimmung an Kaltwalzen
VII. Wissenschaftliche Koordinierungskonferenz der RGW-Arbeitsgruppe Röntgenspektrometrie, Brno, 24.10.1979

Muehl, G.
Die Zusammenarbeit mit dem VIK Dubna
Wissenschaftlich-methodische Konferenz Physik des MWF, Jena, 2.2.1979

Muehl, G.
Anwendungsforschungen auf dem Gebiet der Technikwissenschaften im VIK Dubna
Tagung der Prorektoren für Natur- und Technikwissenschaften der Universitäten und Hochschulen der DDR, Rostock, 18.4.1979

Muehl, G.
Physikalische Grundlagen des Fusionsreaktors
Kernwissenschaftliches Kolloquium der TU Dresden, 18.9.1979

Muehl, G.
Grundlagen- und Anwendungsforschungen mit einem Kristall-Diffraktionspektrometer zur Untersuchung der elektronischen Röntgenstrahlung am Protonenstrahl des Synchrozyklotrons des VIK Dubna
Tagung des Komitees für Kernstrukturphysik des VIK Dubna, Dubna, 26.4.1979

Muehl, G.
Anforderungen der Kern- und Elementarteilchenphysik im VIK Dubna an die Entwicklung der Elektronik und Rechentechnik
Kolloquium der Sektion Physik der TH Karl-Marx-Stadt, 23.5.1979

Muehl, G.
Die internationale wissenschaftliche Zusammenarbeit im VIK Dubna
VII. Zentrale Leistungsschau der Studenten und jungen Wissenschaftler, Leipzig, 20.11.1979

Schiekel, M.
Messung des Schadstoffgehaltes in Schwebstaubfiltern mittels energiedispersiver Röntgen-Fluoreszenzanalyse
Isotopenkolloquium an der Bergakademie Freiberg, 2.2.1979

Schiekel, M.
Radiometrische Analysenverfahren in der Raumforschung
Institutskolloquium des ZfK Rossendorf, 11.4.1979

Schiekel, M.
Energiedispersive Röntgenfluoreszenzanalyse fester Proben
VII. Wissenschaftliche Koordinierungskonferenz der RGW-Arbeitsgruppe Röntgenspektrometrie, Brno, 24.10.1979

Teichner, R.
Absolute Spaltquerschnittmessungen
VII. Sommerschule für Kernphysik, Mikolajki, September 1979

Wagner, W.
Meßmethode zur absoluten Spaltquerschnittmessung bei einer Neutroneneinschüßenergie von 8.3 MeV d)

Zachornack, G.
Konzeption eines hochauflösenden Kristall-Diffraktionspektrometers zur Strahlendiagnostik am Kollektivbeschleuniger des VIK Dubna
VII. Wissenschaftliche Koordinierungskonferenz der RGW-Arbeitsgruppe Röntgenspektrometrie, Brno, 25.10.1979

8.6.6. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, Arbeitsgruppe Angewandte Kernphysik

Flagmeyer, R.
Strahlenschäden in protonenbestrahltem GaP^{h)}

Geist, V., C. Ascheron, R. Flagmeyer und G. Otto
Untersuchung von protonenbestrahlten GaP-Einkristallen mittels Kossel-effekt- und Kanalisierungsmessungen (in russ.)^{m)}

Geist, V. und H.-G. Brühl
Messung des Tiefenprofils der Gitterkonstanten von protonenbestrahltem GaP
9. Herbstschule der KMU Leipzig, AG AIII/BV-Halbleiter, Kyffhäuser,
3. - 7.12.1979

Lehmann, D.
Der Atomkern - Schatzkammer oder Geißel für die Menschheit?
MAB Schkeuditz, 15.3.1979

Lehmann, D.
100. Geburtstag von Otto Hahn - Friedliche Nutzung der Atomkernenergie
Weiterbildungsveranstaltung, Unteroffizierschule Eilenburg, 23.3.1979

Otto, G.
Gitterschädigung in Halbleiter-Einkristallen bei Beschuß mit Protonen
Seminar Laboratorium für Kernreaktionen, VIK Dubna, 25.5.1979

Otto, G.
Application of the proton induced Kossel-effect
Institutskolloquium ATOMKI, Debrecen, 23.10.1979

Otto, G.
Stoff- und strukturanalytische Untersuchungen am 2-MeV-Van-de-Graaff-Beschleuniger der Karl-Marx-Universität
Kolloquium TH "Carl Schorlemmer" Leuna-Merseburg, 4.12.1978

Otto, G.
Gitterschädigung in Wolfram-Einkristallen beim Beschuß mit hochenergetischen Ar-Ionen
Seminar Laboratorium für Kernreaktionen, VIK Dubna, 10.12.1979

8.6.7. Bergakademie Freiberg, Sektion Physik, WB Angewandte Physik

Braun, H., E. Fritzsche and C. Pietzsch
Mössbauer and X-ray phase study of the system α -Fe₂O₃/ZrO₂
Int. Conf. on Moesbauer Spectroscopy, Portoroz, 10. - 14.9.1979

Fritzsche, E.
Der Mößbauer-Effekt und seine Anwendungen in der Metallurgie
Kolloquium an der Sektion Metallurgie- und Werkstofftechnik der BA Freiberg,
Dezember 1978

Hunger, H.-J., E. Fritzsche und B. Röhlig
Mössbauerspektrometrische und elektronenstrahlmikroanalytische Untersuchungen an
nitrierten Fe-Cr-Legierungen
IV. Wissenschaftlich-technische Arbeitstagung "Moderne Analysemethoden in der
Metallurgie und metallverarbeitenden Industrie", Freiberg, Februar 1979

Kubach, H. und J. Korecki
Mössbauerspektroskopische Untersuchungen zum Anfangstadium der Korrosion
14. Jahrestagung der VFK, Halle, 16. - 19.10.1979

Pietzsch, C. und E. Fritzsche
Bemerkungen zur Hochtemperaturphase des Stannins
14. Jahrestagung der VFK, Halle, 16. - 19.10.1979

Pietzsch, C.
Der Mößbauer-Effekt und seine Anwendungen in der Chemie
Kolloquium an der Sektion Chemie der BA Freiberg, Dezember 1978

Unterricker, S.
Untersuchung der Umgebung implantierter Atome in Verbindungshalbleitern mit
"Gestörten Winkelkorrelationen" h)

Unterricker, S. und F. Schneider
Untersuchung der Strahlenschädenausheilung in Verbindungshalbleitern mit ge-
störten Winkelkorrelationen (PAC)
IX. Herbstschule der KMU Leipzig, AG AIII/BV-Halbleiter, Kyffhäuser,
3. - 7.12.1979

8.6.8. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie

Baither, K., H.-D. Geier, G. Götz and K. Herre
Defect structures after laser annealing of thin amorphous layers in silicon i)

Fischer, H., H. Karge und U. Katenkamp
Anwendung der Weitwinkel-Rutherfordstreuung (RBS) zur Analyse von Isolator-
schichten e)

Geiler, H.-D.
Wechselwirkung zwischen Strahlenschäden und Dopanden bei laserinduzierter Aus-
heilung h)

Geiler, H.-D., K. Herre, U. Jahn und R. Weißflog
Messung an As-Profilen mittels Rutherford-Rückstreuung an laserausgeheiltem Si e)

Glaser, E. und G. Götz
Strahlenschäden in ionenimplantiertem Silizium e)

Glaser, E. and G. Götz
Investigation of radiation defects in silicon by RBS j)

Götz, G., E. Glaser, W. Wesch and N. Sobolev
Amorphization of silicon crystals by ion bombardment i)

Gruska, B.
Ionometrische Defektanalyse h)

Gruska, B. and G. Götz
Dechanneling by dislocations in ionimplanted silicon m)

Gruska, B. und G. Götz
Ionometrische Defektanalyse e)

Jahn, U., J. Mittenbacher und W. Andrä
Aktivierung von implantierten Antimon- und Indiumprofilen durch Laserbeschuss n)

Jahn, U.
RBS-Messungen an mittels homogenisiertem Laserstrahl ausgeheiltem Material h)

Karge, H.
Radiation damage in ionic crystals i)

Karge, H.
Ionenimplantation - eine neue Technologie zur Herstellung optischer Dünnschicht-
bauelemente l)

Katenkamp, U., H. Karge und R. Prager
Struktur und Eigenschaften von ionenimplantiertem Siliziumdioxid l)

Mittenbacher, J.
Messung von Ladungsträgerbeweglichkeiten
Vortrag vor KdT, Erfurt, März

Mittenbacher, J.
Implantierte Bauelemente und Meßstrukturen in Verbindung mit selektiver Oxy-
dation h)

Schastak, S.
Laserstrahlungsanalyse für zwei Wellenlängen h)

Scheliga, B.
Ionometrische Schichtanalyse ^{b)}

Scheliga, B., R. Mattheis und F. Schwabe
Ionometrische Analyse von Oberflächenschichten ^{e)}

Scheliga, B., F. Buchmann, K. Gärtner, F. Schwabe and P. Voß
Investigation of surface layers by RBS and nuclear reactions ^{j)}

Treff, H.
2-MeV-Van-de-Graaff-Generator der FSU Jena (in russ.) ^{g)}

Treff, H.
Einfluß und Berücksichtigung des Streufeldes magnetischer Analytoren bei
Energieeichung mit Festlegung der Spaltabstände ^{k)}

Treff, H.
Bericht über den Stand der Arbeiten am Van-de-Graaff-Generator in Jena ^{k)}

Thrum, F.
Herstellung intermetallischer Phasen durch laserinduziertes Legieren von In in
Silizium ^{h)}

Wesch, W., G. Götz, H. Karge and R. Prager
Structural defects and optical properties in Si and GaAs ⁱ⁾

8.6.9. Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik, Bereich 06 - Atomstoßpro-
zesse der Festkörperphysik

Bernhard, F.
Gefahren der Neutronenbombe
URANIA-Vortrag, Engstedt, 24.11.1978

Bernhard, F.
Sicherheit von Kernkraftwerken
Jugendclub Bornholmer Str., 28.6.1979

Bernhard, F.
Probleme der Energiebereitstellung
URANIA-Vortrag, Finkenherd (Frankfurt/O.), 13.9.1979

Kerkow, H.
Oberflächenanalyse mit der ioneninduzierten Röntgenemission
Lomonossow-Universität, Moskau, September 1979

Kerkow, H.
Messungen zur Dekanalisation von Protonen in Siliziumeinkristallen
Universität Naltschik, Oktober 1979

Kerkow, H.
Ergebnisse der OF-Charakterisierung von VPE-GaP-Schichten mit ionometrischen
Meßverfahren
IX. Herbstschule der KML Leipzig, Dezember 1979

Klose, H.
Chemische Probleme in der Mikroelektronik
Sektionskolloquium der Sektion Chemie der HUB, Februar 1979

Klose, H.
Störstellenspektroskopie an pn- und Schottky-Übergängen
Sektionskolloquium der Sektion Physik der HUB, März 1979

Klose, H.
Störstellenspektroskopie mit kapazitiven Methoden
Frühjahrschule "Physik der HLOF", Binz, April 1979

Kreysch, C.
Oberflächenanalyse von Einkristalloberflächen durch Ionenerzeugung
Messenspektrometrietagung, Berlin, Mai 1979

Kührt, E.

Elektronische Oberstromsicherung an Elektrosmelzöfen
VII. Zentrale Leistungsschau Leipzig, November 1979

Quang, V.X., B. Selle, A. Mertens and K. Maass
Annealing-Effekte in ionenimplantierten ZnSe-Einkristallen ^{h)}

Täubner, F.

Ein neues Verfahren zur Bestimmung von Schadensprofilen in Einkristallen nach
Ionenimplantation aus RBS-Messungen ^{h)}

Täubner, F., H. Kerkow und H. Pietsch

Eine neue experimentelle Methode zur Profilbestimmung von Strahlenschäden mit
Hilfe von Rückstreuungsmessungen (in russ.) ^{m)}

Wagner, Ch. and A. El-Sadek

Some results about the annealing characteristics of arsenic-implanted silicon
Marie-Curie-Sklodowska-Universität, Lublin, 15.11.1979

Wagner, Ch.

Zu Ergebnissen und Problemen der Ionenimplantation in Silizium
Mikroelektronik-Seminar, 7.2.1979

Wedell, R.

Zur Theorie der planaren Kanalleitung relativistischer Positronen (in russ.) ^{m)}

Wedell, R. und K. Lenkeit

Bestimmung des Winkelgebietes des Überganges von der axialen zur planaren Kanal-
leitung (in russ.) ^{m)}

Wedell, R. und E. Kührt

Der Oszillationscharakter der Rückstreausbeute aus geringen Tiefen bei plana-
rer Kanalleitung (in russ.) ^{m)}

8.6.10. Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik, Bereich O7 - Angewandte
Massenspektrometrie

Düsterhöft, H.

Stand und bisherige Ergebnisse zum Forschungsthema "Reaktionskinetik an Hoch-
drucklampenkatode"
KOMBINAT NARVA (BGW), Abt. Sonderentladungslampen, 28.1.1979

Düsterhöft, H.

Über die Modelle zur oberflächenaktivierten Elektronenemission, insbesondere
der WTh-Katode
KOMBINAT NARVA (BGW), Abt. Sonderentladungslampen, 17.10.1979

Düsterhöft, H.

Sekundärionenmassenspektrometrische Analyse an Halbleitern
Weiterbildungsveranstaltung der Sektion Physik für Industriephysiker, 24.10.1979

Düsterhöft, H.

Geschichte und Physik der Antriebsmaschinen
Naturwissenschaftliche Schülergesellschaft, Berlin, 27.11.1979

Oelgart, G.

Charakterisierung von optoelektronischen Bauelementen mit Hilfe des Elektronen-
strahls
USAG - Optoelektronik, Mai/Juni 1979

Oelgart, G.

Elektronenstrahl-Mikroanalyse - ein modernes Meßverfahren für Wissenschaft und
Technik
Naturwissenschaftliche Schülergesellschaft, Berlin, 13.11.1979

Oelgart, G.

Untersuchung des Dotierungsprofils mit Hilfe der Elektronensonde an hochperren-
den Si-Dioden
Physikalisch-Technisches Institut Leningrad, ..9.10.1979

Oelgart, G.

Nachweis der Avalanchemultiplikation mit Hilfe des Elektronenstrahls
Physikalisch-Technisches-Institut Leningrad, 25.10.1979

Stegmann, R.

Untersuchungen der chemischen Zusammensetzung und der Lumineszenz an $CdS_{1-x}Se_x$
MGU Moskau, Lehrstuhl Halbleiterphysik und Elektronik, 2.10.1979

Wagner, G.

Untersuchung von Dotierungsprofilen
Abschlußverteidigung des Jugendobjektes "Hochsperrende Si-Gleichrichter",
GWS Stahnsdorf, Oktober 1979

- a) Frühjahrschule Kernphysik, Niesky, 21.5. - 1.6.1979
- b) Frühjahrschule Quantitative Texturanalyse, Stadt Wehlen, 26.2. - 2.3.1979
- c) 29. Konferenz über Kernspektroskopie und Struktur des Atomkerns, Riga, 27. - 30.3.1979
- d) IX. Internationales Symposium über Wechselwirkung schneller Neutronen mit Atomkernen, Gaußig, 26.11. - 30.11.1979
- e) II. Tagung Nukleare Analysenverfahren, Dresden, 19. - 24.3.1979
- f) Frühjahrschule des Komplexes Ionenimplantation, Niesky, 16. - 21.4.1979
- g) III. Arbeitskolloquium "Tandembeschleuniger", Obninsk, 11.6. - 15.6.1979
- h) 6. Arbeitstagung Ionenimplantation, Finsterbergen, 19.11. - 21.11.1979
- i) International Conference on Radiation Physics of Semiconductors and Related Materials, Tbilissi, September 1979
- j) International Conference on Surface Analysis, Karlovy Vary, Juni 1979
- k) VII. Frühjahrschule für Beschleunigungstechnik, Cunewalde, 12.3. - 16.3.1979
- l) 11. Frühjahrschule Optik, Masserberg, März 1979
- m) X. Allunionskonferenz über Physik der Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Einkristallen, Moskau, 28.5. - 30.5.1979
- n) Symposium Physikalische Grundlagen zu Bauelementetechnologien der Mikroelektronik, Frankfurt/O., 26.9. - 28.9.1979
- o) 2. International Symposium on Neutron induced Reactions, Smolenice, 1979

8.7. VERANSTALTUNGEN

Frühjahrschule Quantitative Texturanalyse, Stadt Wehlen, 26.2. - 2.3.1979

V. Frühjahrschule für Rechen-technik, Rathewalde, 26.2. - 2.3.1979

VII. Frühjahrschule für Beschleunigungstechnik, Cunewalde, 12.3. - 16.3.1979

V. Frühjahrschule für Automatisierung, Cunewalde, 12.3. - 16.3.1979

Frühjahrschule des Komplexes Ionenimplantation, Niesky, 16.4. - 21.4.1979

Frühjahrschule Kernphysik, Niesky, 21.5. - 1.6.1979

IX. Internationales Symposium über Wechselwirkung schneller Neutronen mit Atomkernen, Gaußig, 26.11. - 30.11.1979

6. Arbeitstagung Ionenimplantation, Finsterbergen, 19.11. - 21.11.1979

8.8. WISSENSCHAFTLICHE PREISE

Institutspreise des Zentralinstituts für Kernforschung, Rossendorf, Kategorie I,
1. Preis

S. Frauendorf

"Nukleonbewegung in rotierenden suprafluiden Atomkernen"

2. Preis

H.W. Barz, I. Rotter und J. Höhn

"Einheitliche Beschreibung von Kernreaktionen und Kernstruktur"

Kategorie II, 2. Preis

K. Hennig, M. Betzl, P. Urwank, P. Klema, H. Henschick und L. Schild

"Ein neues Verfahren zur Korngrößenbestimmung in magnetischen Werkstoffen"

Kategorie III, 2. Preis

R. Roß und A. Zetsche

"Die wissenschaftlich-technischen Probleme der Herstellung von neutronendotiertem Silizium"

Kategorie IV, 1. Preis

B. Kämpfer

"Gauge theory of gravitation"

Sonderpreis

H. Müller, T. Stiehler, S. Tesch, V.I. Komarov, G.E. Kosarev und D. Netzband

"Untersuchung des Reaktionsmechanismus in Protonkernwechselwirkungen bei mittleren Energien"

8.9. AUSZEICHNUNGEN

Anlässlich des 1. Mai 1979 wurde ein Kollektiv von Mitarbeitern am Rossendorfer Zyklotron U-120 mit dem Orden "Banner der Arbeit", Stufe II, ausgezeichnet:

B. Anders, M. Borkenhagen, R. Brückner, Ch. Damm, Dr. S. Hiekmann,

G. Kerber, G. Lehnert, W. Naumann, H. Odrich, Dr. E. Richter,

H. Roß, G. Umlauf, Dr. R. Weibrecht, J. Weißig.

Anlässlich des 7. Oktober 1979 wurden im Rahmen eines Kollektive mit dem Orden "Banner der Arbeit", Stufe III, ausgezeichnet:

M. Kunde, Dr. B. Schmidt.