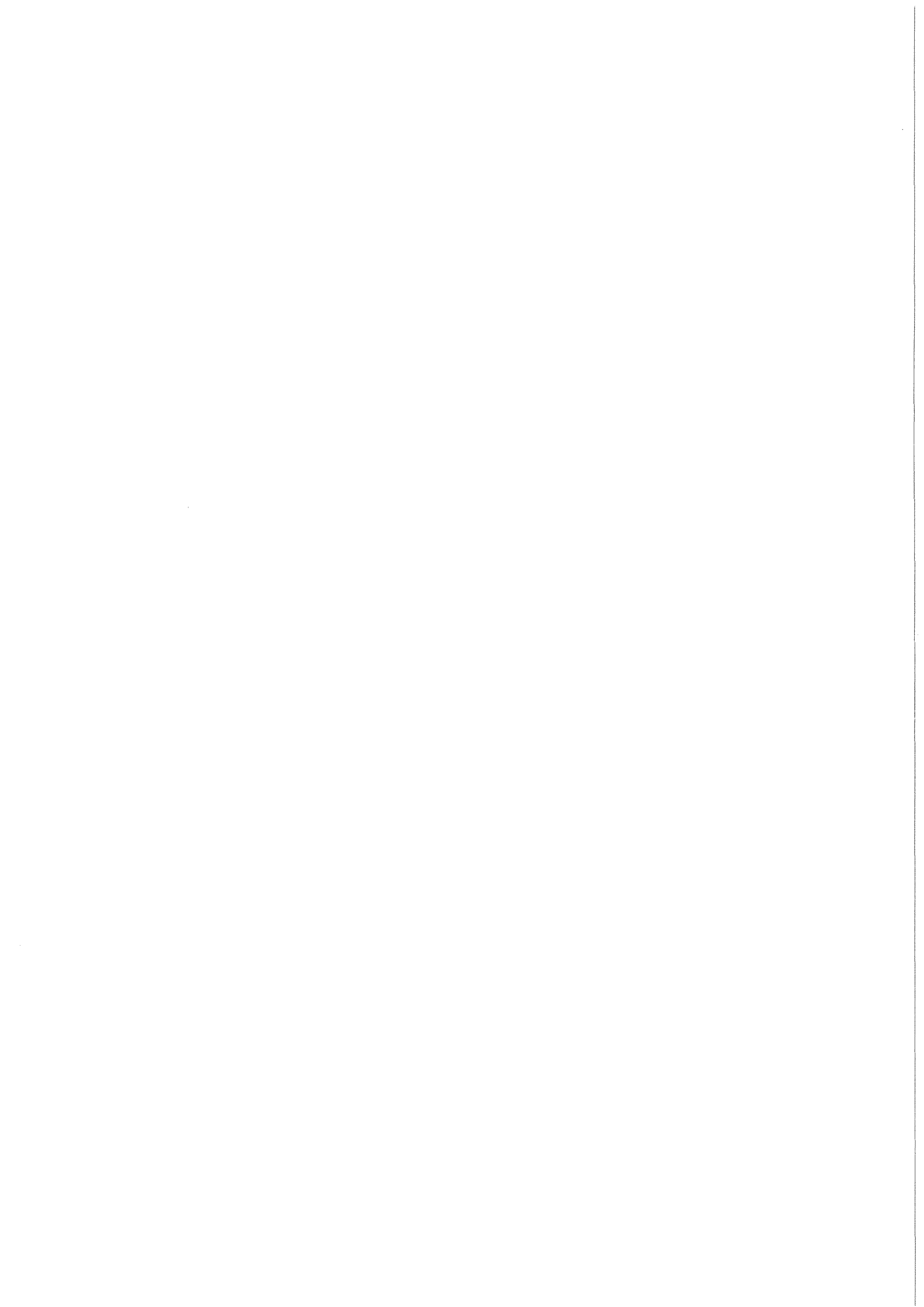


KfK 3472
Februar 1983

Vorschlag zum Bau eines Wismut-Germanat-Detektors für Präzisionsmessungen zur Elementsynthese im s-Prozeß

F. Käppeler, G. Schatz, K. Wisshak
Institut für Angewandte Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Angewandte Kernphysik

KfK 3472

Vorschlag zum Bau eines Wismut-Germanat-
Detektors für Präzisionsmessungen zur
Elementsynthese im s-Prozeß

F. Käppeler, G. Schatz, K. Wisshak

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

ZUSAMMENFASSUNG

Für das quantitative Verständnis der Elementsynthese und besonders für die damit zusammenhängenden, kosmologischen Aspekte werden sehr präzise Neutroneneinfangquerschnitte benötigt. Alle derzeit verfügbaren Meßmethoden sind auf Genauigkeiten um 5 % beschränkt und erfüllen somit die gestellten Anforderungen nicht. Es wird deshalb der Bau eines 4π -Detektors aus Wismut-Germanat vorgeschlagen. Mit einem solchen Aufbau lassen sich systematische Fehler und Untergrund so weit reduzieren, daß Meßgenauigkeiten von besser 1 % möglich werden. Mit dieser Methode kann man die Grundlagen für quantitative s-Prozeß-Untersuchungen entscheidend verbessern und erstmals eine zuverlässige Altersbestimmung der chemischen Elemente durchführen. Dies würde das Verständnis der Nukleosyntheseprozesse insgesamt vertiefen, empirische Randbedingungen für Sternmodelle ergeben und eine wichtige Zeitmarke in der Evolution des Universums festlegen.

ABSTRACT

Proposal for a Bismuth-Germanate Detector as a Tool for Precision Measurements in the Field of s-Process Nucleosynthesis.

Very precise neutron capture cross sections are required for a quantitative discussion of nucleosynthesis and in particular for the related cosmological aspects. At present, the various experimental techniques are limited to accuracies around 5 % and do not meet the requirements. Therefore, it is proposed to build a 4π bismuth-germanate detector. This provides a reduction of systematic uncertainties and of backgrounds thus allowing for an accuracy of better than 1 %. With this technique it becomes possible to improve the data basis for quantitative s-process investigations and to perform for the first time a reliable age determination for the chemical elements. This would improve our knowledge about nucleosynthesis in general, but would also yield empirical constraints for stellar model calculations and would define an important date in the evolution of the universe.

INHALT

1.	EINLEITUNG	1
2.	DER s-PROZESS	
2.1	Allgemeine Beschreibung	3
2.2	Verzweigungen beim s-Prozess	10
2.3	Das Problem der Häufigkeiten	12
3.	OFFENE PROBLEME BEIM s-PROZESS	
3.1	Verifizierung der σ_N -Systematik	15
3.2	Neutronendichte	16
3.3	Temperatur	17
3.4	Neutronenbilanz	18
3.5	Zeitabhängigkeit der Neutronendichte	18
4.	DER ZEITPUNKT DES s-PROZESSES	19
4.1	Radioaktive Chronometer des r- und s-Prozesses	22
4.1.1	Das ^{87}Rb -Chronometer	23
4.1.2	Das ^{187}Re -Chronometer	24
4.1.1	Das Th/U- und das U/U-Chronometer	25
4.2	Das ^{176}Lu -Chronometer	26
5.	HERKÖMMLICHE METHODEN ZUR MESSUNG VON NEUTRONEN- EINFANGQUERSCHNITTEN	28
6.	DER 4π -BGO-DETEKTOR	
6.1	Überblick	34
6.2	Detektormaterial	39
6.3	Konfiguration	41
6.4	Impulshöhenspektren	46
6.5	Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit für monoenergetische Gammaquanten und Ein- fangkaskaden	48
6.6	Zeitauflösung	52

6.7	Neutronenempfindlichkeit	53
6.8	Elektronik und Datenaufnahme	59
7.	EXPERIMENTE MIT DEM 4 π -BGO-DETEKTOR	
7.1	Aufbau am Beschleuniger	62
7.2	Zählraten, Untergrund, Fehler	64
	LITERATUR	67
	ANHANG	70

1. EINLEITUNG

In diesem Bericht wird der Bau eines Detektors aus Wismutgermanat (BGO) zur genauen Messung von Neutroneneinfangquerschnitten im keV-Bereich vorgeschlagen. Genaue Werte dieser Wirkungsquerschnitte werden benötigt zu einem detaillierten Verständnis des sogenannten s-Prozesses, der in manchen Sternen abläuft und zur Bildung schwerer Elemente beiträgt. Der jetzige Stand unserer Kenntnis auf diesem Gebiet wird im folgenden Abschnitt dargelegt. Er beruht im wesentlichen auf einer umfassenden Arbeit, die kürzlich in Zusammenarbeit mit einigen amerikanischen Kollegen fertiggestellt wurde /1/. Im Anschluß daran wird eine Reihe offener Probleme diskutiert, die mit genaueren und empfindlicheren Meßmethoden gelöst werden könnten. Ein wichtiges Beispiel ist die Frage nach dem Zeitpunkt, zu dem die im Sonnensystem vorhandenen schweren Elemente gebildet wurden.

Verglichen mit anderen Prozessen zur Synthese schwerer Elemente zeichnet sich der s-Prozeß dadurch aus, daß die Zwischenstufen ganz überwiegend stabile Kerne und damit der Messung im Labor zugänglich sind. Daher ist ein quantitatives Verständnis des s-Prozesses die Voraussetzung dafür, die Beiträge der verschiedenen Produktionsprozesse zu trennen. Erst wenn dies gelungen ist und die sehr unterschiedlichen Häufigkeitsmuster der Nuklide und Elemente, die bei den verschiedenen Prozessen entstehen, bekannt sind, kann man hoffen, daraus auf die physikalischen Bedingungen schließen zu können, die während der Syntheseprozesse geherrscht haben.

Zur Zeit ist die Genauigkeit, mit der die benötigten Wirkungsquerschnitte bekannt sind, durch systematische Fehler auf etwa 5 % begrenzt. Mit dem hier vorgeschlagenen Detektor sollte es wegen seiner hohen Ansprechwahrscheinlichkeit und guten Energieauflösung möglich sein, diese Grenze (zumindest für Verhältnisse von Wirkungsquerschnitten) auf etwa 1 % zu verringern. Die hohe Ansprechwahrscheinlichkeit bringt außerdem den Vorteil, daß mit geringeren Probenmengen gearbeitet werden kann. Dies ist wichtig, da die Messungen an Isotopen-

reinen Targets vorgenommen werden müssen. Diese meßtechnischen Aspekte sowie ein Vergleich mit den bisher üblichen Meßverfahren werden in den Abschnitten 5 bis 7 geschildert. In unserem Institut wird seit etwa 5 Jahren intensiv an Problemen des s-Prozesses gearbeitet. In einem Anhang wurden daher die eigenen Beiträge auf diesem Gebiet zusammengestellt.

2. DER s-PROZESS

2.1 Allgemeine Beschreibung

Nach heutiger Vorstellung sind alle Elemente schwerer als etwa Lithium durch Syntheseprozesse in Sternen aus Wasserstoff und Helium aufgebaut worden. Die wichtigsten davon sind Fusionsreaktionen zwischen leichten Kernen.

Diese Reaktionen sind exotherm und liefern die von den Sternen abgestrahlte Energie. Aus zwei Gründen kann man mit derartigen Fusionsreaktionen nur Kerne bis etwa zur Masse 60, d.h. bis zur Eisengruppe aufbauen:

1. Diese Kerne sind die am stärksten gebundenen. Bei einer weiteren Fusion würde daher keine Energie mehr frei.
2. Bei den Fusionsreaktionen muß die thermische Geschwindigkeit der Reaktionspartner so groß sein, daß die Coulombbarriere überwunden werden kann. Dies erfordert mit zunehmender Ordnungszahl der Reaktionspartner immer höhere Temperaturen. Bei Reaktionen zwischen Kernen der Eisengruppe sind nun die erforderlichen thermischen Energien so hoch, daß sie mit der Ablösearbeit von α -Teilchen vergleichbar werden. Bei so hohen Temperaturen sind die Kerne daher thermisch nicht mehr stabil.

Die Elemente oberhalb des Eisens müssen im wesentlichen durch Neutroneneinfangprozesse gebildet worden sein. Dabei hat man aus der Analyse der im Sonnensystem beobachteten Elementhäufigkeiten und der gemessenen Neutroneneinfangquerschnitte auf drei verschiedene Entstehungsprozesse geschlossen:

1. Einen langsamen Neutroneneinfang, bei dem Kerne etwa der Eisengruppe für längere Zeit einem Neutronenfluß ausgesetzt waren, der vergleichbar ist mit

dem schnelleren Reaktoren. Dabei entstehen aus den bestrahlten Kernen zunächst immer schwerere Isotope desselben Elementes, bis ein β -instabiler Kern gebildet wird, der sich schließlich in ein schwereres Element umwandelt. Hierbei war die Zeit zwischen zwei Neutroneneinfängen groß gegen die typischen β -Halbwertszeiten. Daher nennt man diesen Prozeß s-Prozeß (s für slow).

2. Eine kurzzeitige Bestrahlung mit sehr hohem Neutronenfluß, vergleichbar mit dem Fluß bei Kernexplosionen. In diesem Fall ist die Neutroneneinfangrate wesentlich größer als die typischen β -Zerfallsraten, so daß sehr neutronenreiche Isotope entstehen, die im wesentlichen erst nach Abklingen des Neutronenflusses über eine Kette von β -Zerfällen in stabile Kerne übergehen. Diesen Prozeß nennt man dementsprechend r-Prozeß (r für rapid).
3. Beide genannten Prozesse sind nicht imstande, die Existenz der im allgemeinen sehr seltenen neutronenärmsten stabilen Isotope der schweren Elemente zu erklären. Man muß daher einen dritten Mechanismus postulieren, den man p-Prozeß nennt und über den es noch keine allseits akzeptierten Vorstellungen gibt.

Dieses Bild über die stellare Elementsynthese steht seit etwa 25 Jahren fest und hat sich sehr bewährt. Es ist in verschiedenen Büchern ausführlich dargestellt worden /2,3/. Alle genannten Prozesse laufen auch heute noch in der Milchstraße ab. Die Fusionsreaktionen liefern, wie erwähnt, die von den Sternen abgestrahlte Energie. Der wahrscheinlichste Ort für den r-Prozeß sind Supernovaexplosionen, da man sich hier am ehesten das Zustandekommen sehr hoher Neutronenflüsse erklären kann, obwohl eine detaillierte quantitative Theorie von Supernovaexplosionen noch nicht existiert. Daß auch der s-Prozeß noch heute in Sternen stattfindet, schließt man aus dem spektroskopischen Nachweis des Elements Technetium in Sternen, die sicher keine Supernovaüberreste sind. Da das langlebigste Tc-Isotop, das im s-Prozeß entstehen

kann, eine Lebensdauer von 200 000 Jahren hat, muß das Tc in demselben Stern vor (astronomisch gesehen) sehr kurzer Zeit entstanden sein.

Die Elementsynthese durch langsamen Neutroneneinfang (s-Prozeß) erfolgt in einem vergleichsweise geringen Neutronenfluß von $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Dadurch beträgt die Zeitdifferenz zwischen zwei Einfängen je nach dem Wirkungsquerschnitt des beteiligten Kerns zwischen ~ 10 und 100 a. Die β -Zerfallszeiten der instabilen Kerne sind in der Regel sehr viel kürzer, so daß der Synthesepfad des s-Prozesses im Stabilitätstal verläuft, wie es in der Abb. 1 gezeigt ist. Während der Dauer

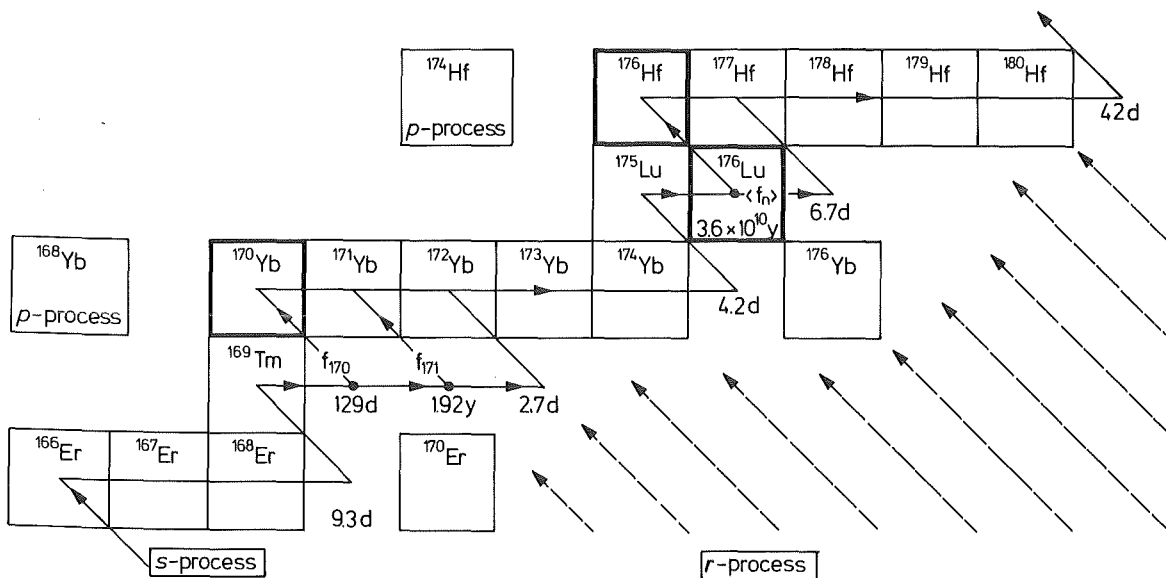


Abb. 1 Der Synthesepfad des s-Prozesses in der Umgebung von ^{176}Lu . Beiträge zur Elementhäufigkeit aus dem r-Prozeß sind durch Pfeile angedeutet.

der Synthese von $\sim 10^4$ a stellt sich zumindest ein partielles Gleichgewicht im Massenfluß von der Eisengruppe zu den schwereren Elementen ein, d.h., daß für jeden am s-Prozeß beteiligten Kern die Bildungs- und Vernichtungsrate gleich ist, seine Häufigkeit also konstant bleibt. Dieses Gleichgewicht bewirkt, daß sich das Produkt aus Neutroneneinfangquerschnitt und Häufigkeit, σN , mit der Massenzahl A nicht oder nur wenig ändert, zumindest wird $\sigma N(A)$ eine glatte Funktion sein.

Wegen der hohen Temperaturen beim s-Prozeß von $\sim 3.5 \cdot 10^8$ K stellt sich eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung für die Neutronengeschwindigkeiten ein, die durch thermische Energien von $kT \sim 30$ keV gekennzeichnet sind. Deshalb benötigt man für die Analyse des s-Prozesses effektive Neutroneneinfangquerschnitte, die über dieses thermische Spektrum gemittelt sind. Daraus folgt, daß man die differentiellen Querschnitte $\sigma(E_n)$ im Energiebereich $1 < E_n < 200$ keV kennen muß. Im folgenden wird mit σ stets der effektive, über das thermische Spektrum gemittelte Querschnitt bezeichnet.

Für die quantitative Behandlung der s-Prozeß-Synthese wurden verschiedene phänomenologische Modelle entwickelt, die jeweils davon ausgehen, daß gewisse Saatkerne einer geeigneten Neutronenbestrahlung ausgesetzt werden. Geht man von den natürlichen Häufigkeiten aus, so kommen als Saat für den s-Prozeß nur die Elemente der Eisengruppe in Frage. In guter Näherung reicht es jedoch aus, sich auf das bei weitem häufigste Isotop dieser Gruppe zu beschränken. Eine Aussage über die Menge der benötigten Saatkerne sowie über die Art und Intensität der Neutronenbestrahlung läßt sich dadurch gewinnen, daß man die mit dem Modell berechnete $\sigma N(A)$ -Kurve an die empirischen Produkte derjenigen Isotope anpaßt, die ausschließlich im s-Prozeß gebildet wurden. In der Abb. 1 ist z.B. ^{170}Yb ein solches Isotop, das gegen den r-Prozeß durch das stabile Isobar ^{170}Er abgeschirmt ist. Das Ergebnis einer

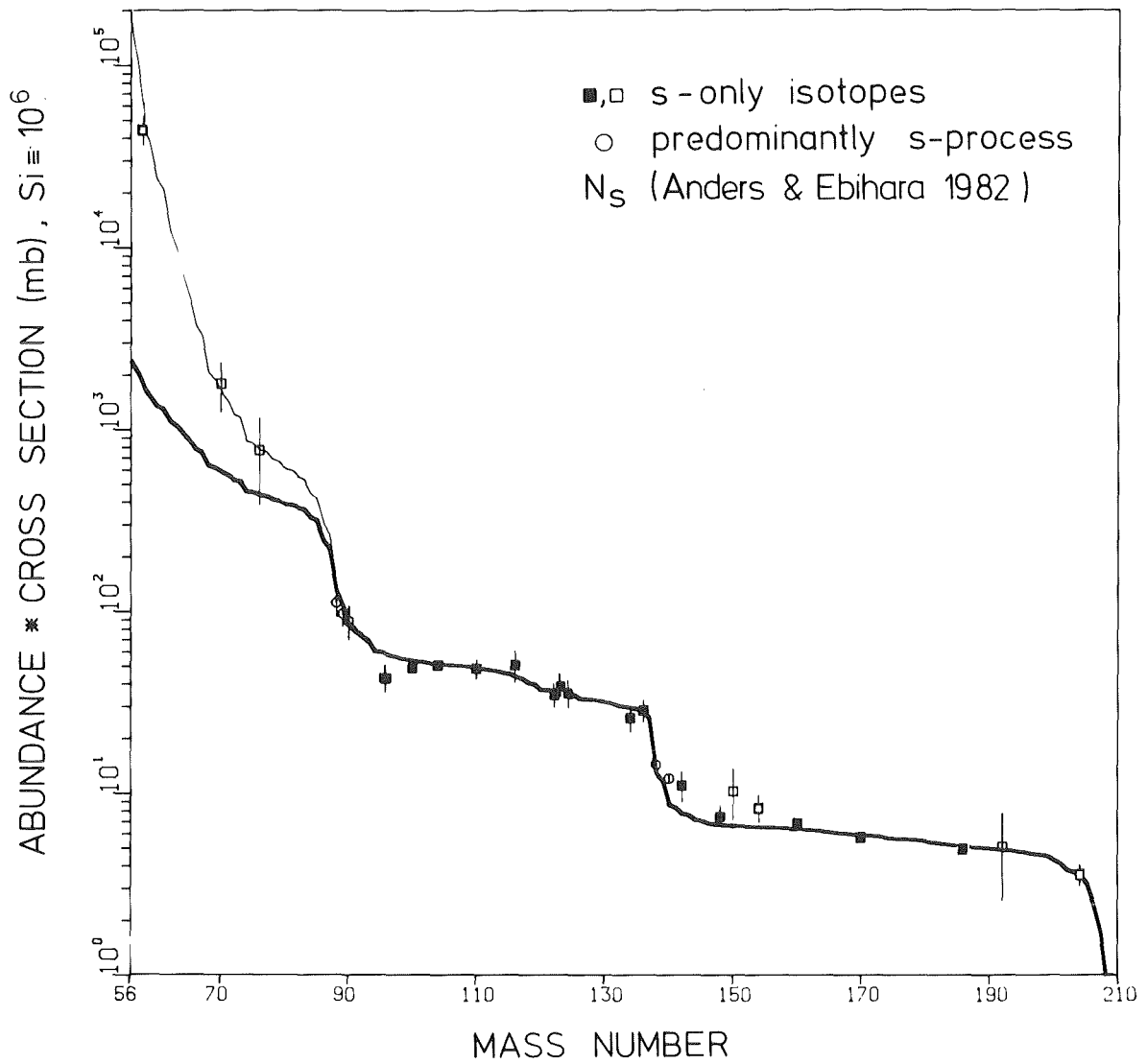


Abb. 2 Das für den s-Prozeß charakteristische Produkt σN_s aus Wirkungsquerschnitt und Häufigkeit als Funktion der Massenzahl. Die Symbole geben die empirischen Werte der reinen s-Kerne wieder, während die durchgezogenen Linien das Ergebnis einer Rechnung darstellen. Die Fehlerbalken berücksichtigen nur die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte.

von uns durchgeführten, umfangreichen Analyse /1/, das mit Hilfe einer neuen, zuverlässigeren Häufigkeitstabelle von Anders und Ebihara /4/ aktualisiert wurde, ist in Abb. 2 gezeigt. Die durchgezogene Linie stellt die berechnete σ_N -Kurve dar, die in weiten Bereichen nur sehr wenig von der Massenzahl abhängt. Die Isotope mit magischen Neutronenzahlen, die einen besonders kleinen Neutroneneinfangquerschnitt aufweisen, wirken jedoch als Flaschenhals für den Synthesefluß, so daß an diesen Stellen jeweils ein stufenartiger Abfall der σ_N -Kurve zu verzeichnen ist. Der Vergleich mit den empirischen σ_N -Werten für reine s-Kerne zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit der Rechnung. Die angegebenen Fehler beziehen sich ausschließlich auf die Fehler der jeweiligen Wirkungsquerschnitte.

Der Erfolg dieses phänomenologischen Modells hängt ganz entscheidend von den Wirkungsquerschnitten der am s-Prozeß beteiligten Kerne ab, die als Parameter in die Rechnung eingehen. Die Genauigkeit dieser Daten ist unter zwei Aspekten zu sehen:

- a. Für die Berechnung der σ_N -Kurve sind besonders die kleinen Wirkungsquerschnitte im Bereich unter 100 mb wichtig, durch die die Stufen verursacht werden. Außerdem muß man die Querschnitte der reinen s-Kerne genau kennen, mit denen die σ_N -Kurve normiert wird.
- b. Jede weitere Analyse von s-Prozeß-Details benötigt genaue Wirkungsquerschnitte aller beteiligten Isotope, damit die σ_N -Werte des Modells in Häufigkeitsangaben umgesetzt werden können.

Dieser zweite Aspekt hat wichtige Konsequenzen für die Bestimmung der im r-Prozeß entstandenen Häufigkeiten. Dieser Syntheseprozess, der infolge des extrem hohen Neutronenflusses weitab vom Stabilitätstal verläuft, kann z.Z. noch nicht quantitativ beschrieben werden. Eine zuverlässige Aussage über r-Prozeß-Häufigkeiten ergibt sich jedoch durch Subtraktion der s-Prozeß-Anteile von den beobachteten Gesamthäufigkeiten. Die Abb. 3 zeigt die resultierende Verteilung der r-Kerne, wie man sie mit Hilfe der σ_N -Kurve bestimmen kann /1/. Bemerkenswert an der Abb. 3 ist die gute

Übereinstimmung der so erstellten r-Häufigkeiten mit denjenigen der reinen r-Kerne. Die jeweiligen Unsicherheiten werden hier umso mehr von den Wirkungsquerschnitten bestimmt, je größer der s-Prozeß-Anteil an der Gesamthäufigkeit ist.

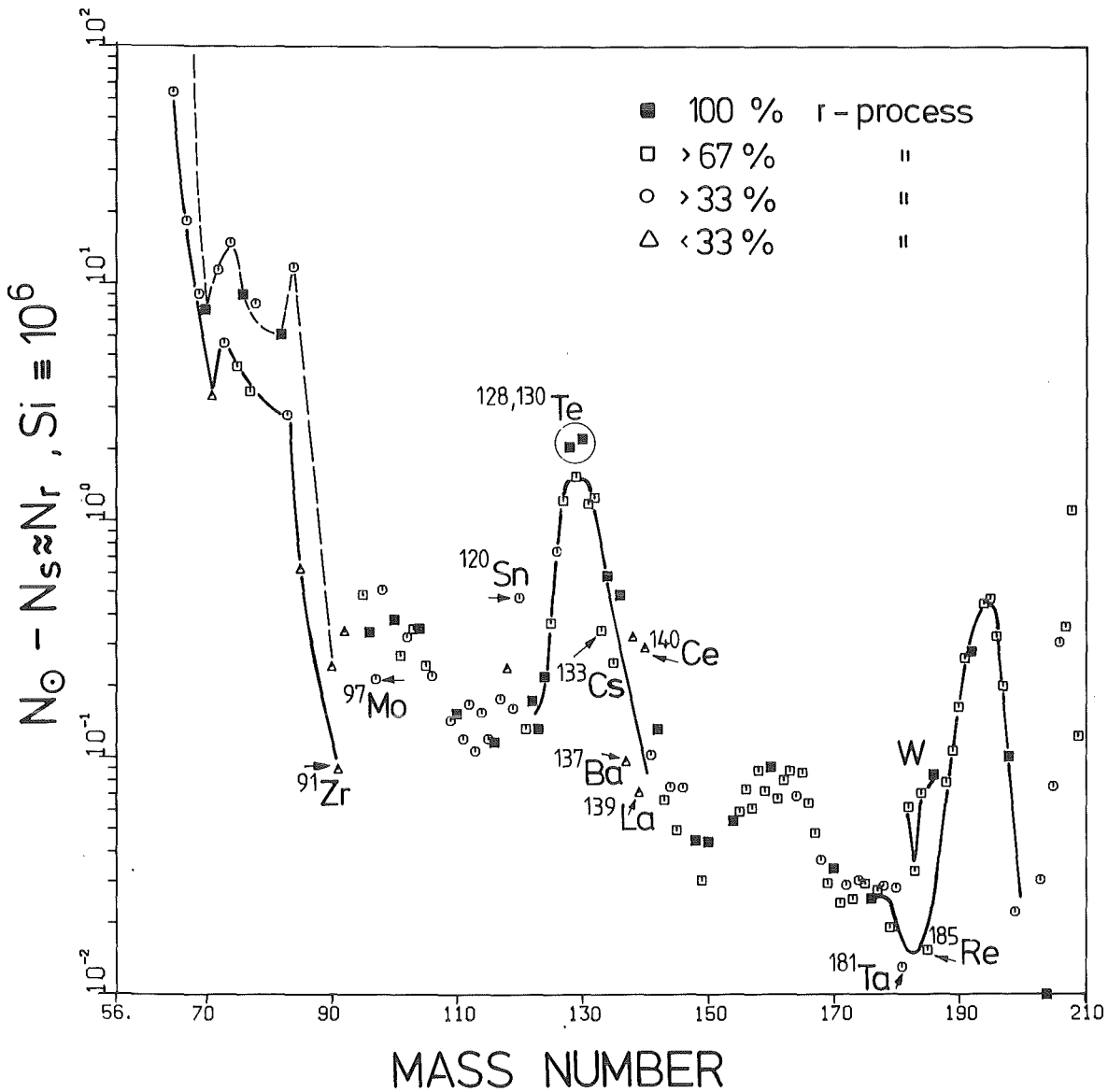


Abb. 3 r-Prozeß-Häufigkeiten, berechnet als Differenz der beobachteten Häufigkeiten und der s-Prozeß-Anteile (offene Punkte). Zum Vergleich sind die Häufigkeiten der reinen r-Kerne eingetragen (schwarze Punkte) (aus /1/).

2.2 Verzweigungen beim s-Prozeß

Ein weiterer Problemkreis, für den s-Prozeß-Häufigkeiten und damit genaue Wirkungsquerschnitte wichtig sind, betrifft die Verzweigungen des Synthesepfads. Verzweigungen entstehen immer dann, wenn β -instabile Kerne im s-Prozeß auftreten, deren Halbwertszeiten mit den Neutroneneinfangzeiten vergleichbar sind. Im folgenden soll gezeigt werden, daß sich aus der Analyse der Nuklidhäufigkeiten bei solchen Verzweigungen Rückschlüsse auf die physikalischen Bedingungen beim s-Prozeß wie z.B. Temperatur, Neutronenfluß und Dichte ziehen lassen.

An den Verzweigungspunkten findet eine Konkurrenz zwischen β -Zerfall und Neutroneneinfang statt. Das Verzweigungsverhältnis B_β ist gegeben durch

$$B_\beta = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_\beta + \lambda_n}$$

Hier bedeutet λ_β die Zerfallskonstante für β -Zerfall, λ_n die Neutroneneinfangrate. Die letztere ist dem Neutronenfluß bzw. der Neutronendichte n_n proportional:

$$\lambda_n = n_n v_T \sigma$$

Hier bedeutet v_T die mittlere thermische Geschwindigkeit der Neutronen. Das Verzweigungsverhältnis B_β läßt sich nun in vielen Fällen unmittelbar bestimmen, wenn Häufigkeiten und Wirkungsquerschnitte bekannt sind. Dies wird in Abb. 4 am Beispiel der Verzweigung beim ^{79}Se verdeutlicht. Wenn der β -Zerfall überwiegt, verläuft der gesamte s-Prozeß über den linken Teil des Pfades, d.h. über das ^{80}Kr . In diesem Falle sollten die σN -Werte der Isotope ^{80}Kr und ^{82}Kr übereinstimmen. Da der gesamte s-Prozeßfluß über das ^{82}Kr verlaufen muß, gilt unmittelbar:

$$B_\beta = \frac{\sigma N(^{80}\text{Kr})}{\sigma N(^{82}\text{Kr})}$$

In diesem Fall wird die Genauigkeit, mit der sich das Ver-

zweigungsverhältnis B_β bestimmen läßt, allein durch die Genauigkeit der Wirkungsquerschnitte gegeben, da die Verhältnisse der Isotopenhäufigkeiten natürlich gut bekannt sind. Wenn die β -Zerfallsrate und der Neutroneneinfangquerschnitt des radioaktiven Zwischenkerns (in diesem Falle des ^{79}Se) durch Messungen im Labor bekannt sind, so läßt sich aus den oben angegebenen Gleichungen λ_n und damit die Neutronendichte bestimmen, die beim s-Prozeß geherrscht haben muß.

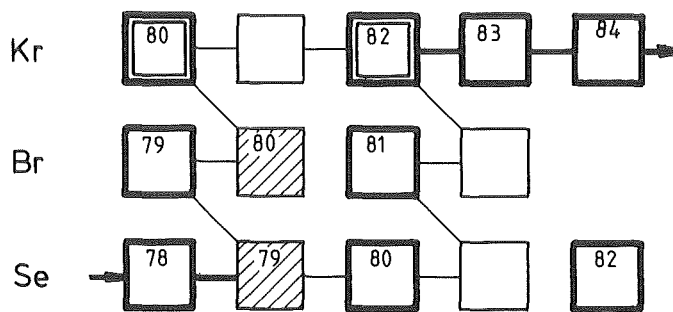


Abb. 4 Die s-Prozeß-Verzweigung beim ^{79}Se

Tatsächlich hängt das Verzweigungeverhältnis B_β aber nicht nur vom Neutronenfluß, sondern z.B. auch von Temperatur und Dichte während des s-Prozesses ab. Das liegt daran, daß durch eine Reihe von Effekten bei den hohen Temperaturen von 300 bis 400 Millionen Grad, die beim s-Prozeß geherrscht haben, die β -Zerfallsraten drastisch geändert werden können (s.z.B. Conrad /5/). Die wichtigsten davon sind

1. β -Zerfall aus angeregten Kernzuständen, die bis zu Energien von etwa 200 keV thermisch bevölkert werden.
2. Zerfall in gebundene und damit energetisch tiefer liegende Elektronenzustände, die wegen des hohen Ionisationsgrades unbesetzt sind.
3. Behinderung des Elektroneneinfangs auf Grund der hohen Ionisation.

Der Ionisationsgrad wird außer von der Temperatur auch ganz wesentlich von der Elektronendichte beeinflusst, so daß diese Größe das Verzweungsverhältnis ebenfalls modifiziert. Das Ausmaß, in dem die Lebensdauer durch die genannten Effekte verändert wird, hängt von Details der Struktur der beteiligten Kerne ab und ist von Fall zu Fall sehr verschieden. Das bedeutet umgekehrt, daß das Verzweungsverhältnis auf die einzelnen Effekte unterschiedlich empfindlich ist. Daher ist es möglich durch Analyse mehrerer Verzweigungen die Größen Temperatur, Dichte und Neutronenfluß getrennt zu bestimmen. Dabei sollte natürlich eine möglichst große Zahl von Verzweigungen untersucht werden, um die Konsistenz der Ergebnisse und damit die Theorie des s-Prozesses zu überprüfen. Besonders in den Fällen, in denen der β -Zerfall gegenüber dem Neutroneneinfang überwiegt, d.h. B_β nahe an 1 liegt, sind dazu sehr genaue Werte für die Wirkungsquerschnitte erforderlich.

Konkrete Beispiele für Verzweigungen und die aus ihrer Untersuchung zu erwartenden Erkenntnisse werden im folgenden Abschnitt 3 gegeben. Vorher soll jedoch noch auf die Frage eingegangen werden, wie genau die Nuklidhäufigkeiten bekannt sind, die in der Analyse ja stets zusammen mit den Wirkungsquerschnitten auftreten und das Ergebnis daher ebenso stark beeinflussen.

2.3 Das Problem der Häufigkeiten

Für alle weiter oben diskutierten Probleme benötigt man möglichst genaue Werte der (relativen) Häufigkeiten der einzelnen am s-Prozeß beteiligten Nuklide. Es mag zunächst als ein kaum lösbares Problem erscheinen, die mittlere Elementzusammensetzung etwa des Sonnensystems zu bestimmen. Tatsächlich weiß man darüber aber überraschend gut Bescheid, wobei die Information auf zwei Quellen beruht:

1. Die Analyse der Fraunhofer-Linien im Spektrum der Sonne gestattet es, die Häufigkeit der meisten Elemente an der Oberfläche der Sonne zu bestimmen. Die Sonne enthält aber über 99 % der Masse des Sonnensystems. Aus der Theorie der Sternentwicklung weiß man andererseits, daß sich die schweren Elemente in der Sonne nicht durch Kernreaktionen verändert haben.

2. Es gibt eine Gruppe sehr urtümlicher Meteorite, die sogenannten kohligen Chondrite vom Typ I, deren mineralogische Beschaffenheit zeigt, daß sie seit der Entstehung nie hohen Temperaturen ausgesetzt waren. Ihre chemische Zusammensetzung stimmt mit der der Sonnenoberfläche für die meisten Elemente gut überein.

Dies zeigt der Vergleich dieser beiden unabhängigen Bestimmungen in Abb. 5, die auf einer Zusammenstellung von Holweger /6/ basiert.

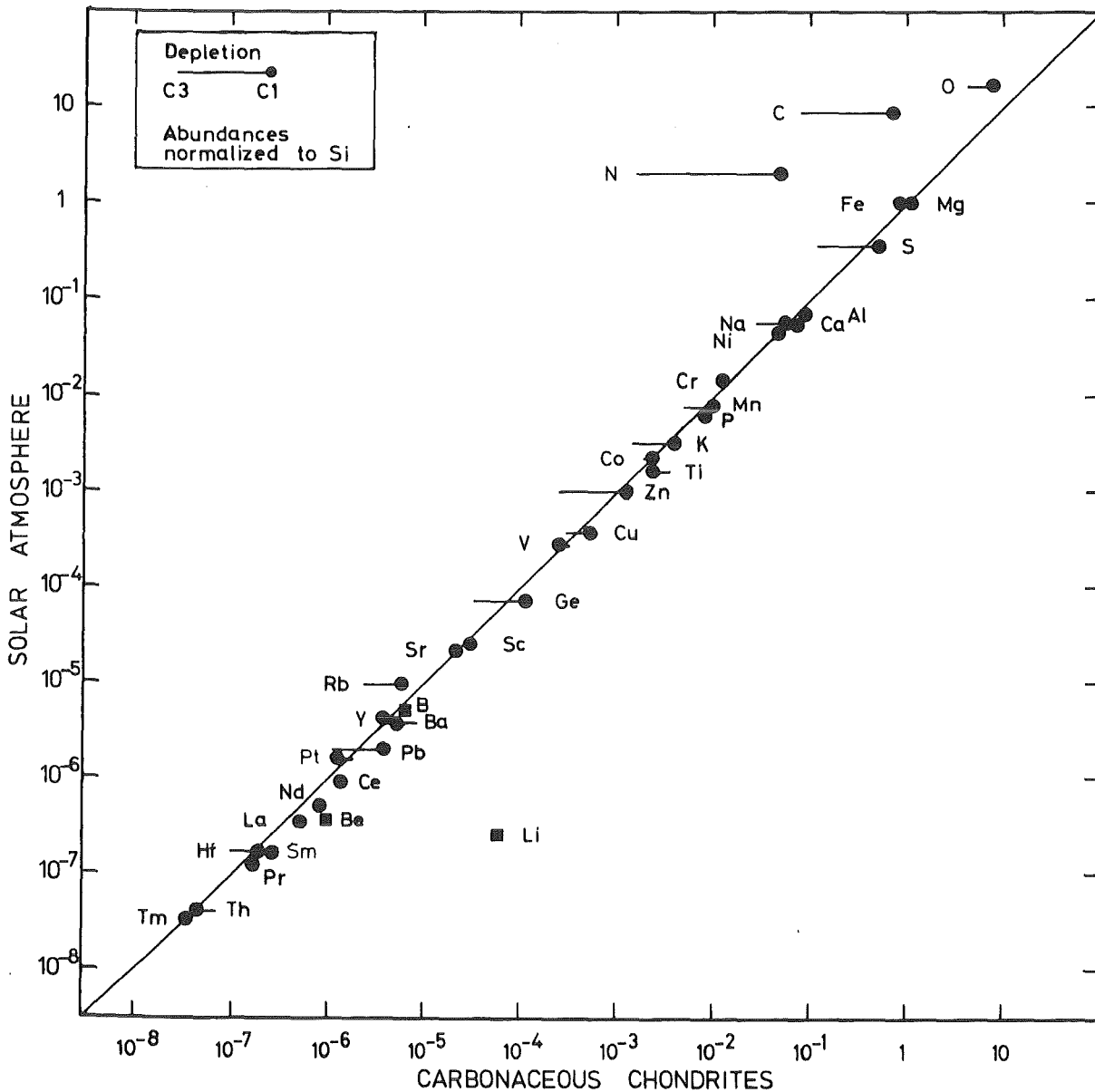


Abb. 5 Vergleich der Elementhäufigkeiten in der Sonne und in kohligen Chondriten (Holweger /6/)

Größere Abweichungen zeigen sich nur bei den leichten Elementen C, N und O, die in elementarer Form oder in Verbindung miteinander leicht flüchtig sind, und beim Li, das bereits bei den relativ niedrigen Temperaturen im Innern der Sonne durch Kernreaktionen zerstört wird. Dies läßt den Schluß zu, daß diese Beobachtungen wirklich die chemische Zusammensetzung des Nebels widerspiegeln, aus dem sich das Sonnensystem gebildet hat. Die sich auf diese Weise ergebenden Elementhäufigkeiten wurden u.a. von Cameron /7/, Palme u.a. /8/ sowie für die Ergebnisse von meteoritischen Analysen kürzlich von Anders und Ebihara /4/ zusammengestellt.

Bei der Beschreibung des s-Prozesses treten die Nuklidhäufigkeiten N immer zusammen mit den Einfangquerschnitten σ auf. Ihre Fehler beeinflussen daher das Ergebnis einer Analyse genauso stark wie die der Wirkungsquerschnitte. Es stellt sich daher die Frage, mit welcher Genauigkeit sich die Häufigkeiten bestimmen lassen. Hier sind in den letzten Jahren beträchtliche Fortschritte gemacht worden. Sie beruhen vor allem auf einem systematischen Vergleich von Häufigkeitsverhältnissen in verschiedenen kohligen Chondriten. Dadurch ist es möglich, die auch dort noch vorhandenen Effekte einer chemischen Fraktionierung zu verstehen und darauf zu korrigieren. So wird für das Verhältnis von Eisen zu Chrom eine Genauigkeit von 1 - 2 % angegeben /9/, und auch für die seltenen Erden hofft man, bald ähnliche Werte zu erreichen /10/. Wenn man bedenkt, daß die systematischen Fehler der Einfangquerschnitte z.Z. ca. 5 % betragen (vgl. Abschnitt 5 unten), so sieht man, daß eine größere Anstrengung zur Verbesserung der Wirkungsquerschnitte heute gerechtfertigt ist.

Im übrigen sollte darauf hingewiesen werden, daß in einigen Fällen in die Analyse nur die Verhältnisse von Isotopenhäufigkeiten desselben Elements eingehen. Beispiele dafür sind die im Abschnitt 2.2 erwähnte Verzweigung beim ^{79}Se (vgl. Abb. 4) und ferner die beim ^{134}Cs und ^{151}Sm . Für die Isotopenhäufigkeiten werden dabei stets die sehr genau bekannten irdischen Werte angenommen. Dies ist gerechtfertigt, da Fraktionierungseffekte hier sehr klein sind. Die in manchen

Meteoriten beobachteten anomalen Isotopenzusammensetzungen (vergl. z.B. Begemann /11/) treten nur in seltenen mineralischen Fraktionen auf und fallen im Mittel nicht ins Gewicht.

3. OFFENE PROBLEME BEIM s-PROZESS

In diesem Abschnitt soll dargelegt werden, welchen Stand die Untersuchung des s-Prozesses erreicht hat, welche Ergebnisse man in absehbarer Zeit erwarten kann und welche Probleme nur mit verbesserter Meßtechnik zu bewältigen sind.

3.1 Verifizierung der σ_N -Systematik

Die in Abb. 2 dargestellte σ_N -Kurve stellt die Grundlage für alle quantitativen Analysen des s-Prozesses dar. Sie wurde an die empirischen σ_N -Werte der reinen s-Isotope angepaßt. Von den eingezeichneten 27 Punkten sind nur in 7 Fällen die Wirkungsquerschnitte auf ca. 5 % bekannt, alle anderen Daten entsprechen nicht dem heutigen Stand der Meßtechnik. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit einer systematischen Untersuchung dieser Querschnitte, mit dem Ziel, die Genauigkeit der σ_N -Kurve zu verbessern, d.h. grundsätzlich die Zuverlässigkeit des Modells im ganzen Massenbereich nachzuprüfen. In diesem Zusammenhang messen wir z.Z. die Querschnitte von $^{142,143,144}\text{Nd}$ (zusammen mit dem Lawrence Livermore National Laboratory), und von $^{148,149,150}\text{Sm}$ (zusammen mit dem Oak Ridge National Laboratory und der Denison University, Ohio). Weitere Messungen sind am ^{70}Ge , ^{76}Se und $^{134,136}\text{Ba}$ geplant. Mit diesen neuen Daten sollte die σ_N -Kurve auf $\pm 5\%$ genau festgelegt werden können. Für die Analyse von Verzweigungen mit $B_\beta \sim 1$ reicht diese Genauigkeit jedoch nicht aus. Angesicht der möglichen Verbesserungen bei den Häufigkeiten ist eine größere Präzision der Wirkungsquerschnitte reiner s-Kerne dringend erforderlich.

3.2 Neutronendichte

Die Bestimmung der Neutronendichte im s-Prozeß wird sich zunächst auf solche Verzweigungen stützen, die von der Temperatur nicht beeinflußt werden, nämlich ^{85}Kr und ^{185}W . Für die ^{85}Kr -Verzweigung haben wir inzwischen eine Reihe neuer Messungen durchgeführt (z.B. am ^{84}Kr , ^{86}Kr , ^{85}Rb , ^{87}Rb , ^{86}Sr). Dennoch ist die Analyse dieser Verzweigung schwierig, da sie in einem steilen Teil der σN -Kurve liegt und deshalb die Interpolation ungenau ist. Frühere Analysen (Käppeler et al. /1/) stützen sich hauptsächlich auf den σN -Wert von ^{86}Sr und ergeben sehr hohe Werte von 10^9 cm^{-3} für die Neutronendichte. Die neueren Ergebnisse scheinen dagegen eher kleinere Neutronendichten zu erfordern. Für eine genauere Aussage werden noch bessere Querschnitte der Strontiumisotope 86, 87, 88 benötigt. Die Analyse der ^{185}W -Verzweigung ergibt ebenfalls eine kleinere Neutronendichte von $< 4 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Das Problem hierbei besteht darin, daß B_β sehr nahe bei 1 liegt und deshalb der Hauptfehler in n_n durch den Fehler des Einfangquerschnitts von ^{186}Os verursacht wird, über den diese Verzweigung mit der σN -Kurve verknüpft ist. Für eine genauere Analyse müßte dieser Fehler von derzeit 5 % auf ca. 1 % verbessert werden.

Zusätzliche Information über die Neutronendichte kann man aus den Verzweigungen gewinnen, die nur schwach von der Temperatur abhängen. Dazu gehören die Verzweigungspunkte ^{151}Sm , ^{170}Tm und ^{192}Ir , deren Halbwertszeit sich nur um einen Faktor von ~ 10 verändert. In diesen Fällen muß der Einfluß der Temperatur jedoch mitberücksichtigt werden. Am besten untersucht wurde bis jetzt die Verzweigung am ^{151}Sm , für das sorgfältige Rechnungen der Temperaturabhängigkeit sämtlicher beteiligter radioaktiver Kerne vorliegen (Takahashi und Yokoi /12/). Leider besteht hier das Problem, daß der Einfangquerschnitt von ^{154}Gd noch unsicher ist. Immerhin deutet die jetzt vorliegende Analyse (Beer, Käppeler, Takahashi, Yokoi /13/) ebenfalls eine Neutronendichte unterhalb 10^8 cm^{-3} an. Eine Verbesserung dieser Aussage würde einen genaueren

^{154}Gd -Querschnitt erfordern. Außerdem könnte man sich die Messung des Einfangquerschnitts von ^{151}Sm vorstellen, falls eine geeignete Probe gefunden werden kann. In diesem Zusammenhang bietet die vorgeschlagene Meßmethode den Vorteil, daß nur eine kleine Probenmenge benötigt und damit sowohl das Problem der Probenbeschaffung als auch des Strahlenrisikos reduziert würde. Die Verzweigung am ^{170}Tm weist (ähnlich wie beim ^{185}W) einen großen Wert von B_β auf und hat deshalb, trotz eines relativ gut gemessenen Querschnitts, noch einen großen systematischen Fehler.

Bei den möglichen weiteren Verzweigungen am ^{134}Cs , $^{147,148}\text{Pm}$ und ^{192}Ir sind die relevanten Querschnitte noch so ungenau, daß z.Z. keine schlüssige Aussage möglich ist.

Unsere Kenntnis der Neutronendichte im s-Prozeß ist aus den aufgeführten Gründen noch recht vage. Es zeigt sich jedoch, daß Werte um $n_n \approx 5 \cdot 10^7$ mit einem Fehler von mindestens einem Faktor 2 mit den jetzt vorliegenden Verzweigungsanalysen verträglich sind.

3.3 Temperatur

Die wohl am besten geeignete Verzweigung zur Temperaturbestimmung im s-Prozeß ist die beim ^{79}Se . Das Verzweigungsverhältnis ist in diesem Fall durch unsere Messung der Querschnitte von $^{80, 82}\text{Kr}$ auf 10 % festgelegt. Die verbleibende Unsicherheit für die s-Prozeßtemperatur rührt größtenteils von den unbekanntem $\lg ft$ - Werten für den β -Zerfall aus den ersten angeregten Zuständen von ^{79}Se her. Hierzu bereiten wir eine direkte Messung am ILL in Grenoble vor. Die zweite Unsicherheit stellt die Neutroneneinfangrate dar, für die man die Neutronendichte und den Einfangquerschnitt von ^{79}Se kennen muß. Letztere Größe wäre einer Messung ebenfalls zugänglich, vorausgesetzt man könnte eine geeignete Probe finden. Hierbei, wie auch im Fall von ^{151}Sm , wäre die hohe Empfindlichkeit der vorgeschlagenen Meßtechnik ein großer Vorteil, da man sich auf kleine Probenmengen beschränken könnte.

3.4 Neutronenbilanz

Für die Beurteilung von Sternmodellen ist es von Interesse, die Ergiebigkeit der als Neutronenquellen für den s-Prozeß vorgeschlagenen Reaktionen $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$ quantitativ zu überprüfen. Solche Untersuchungen erfordern die Ausdehnung der s-Prozeß-Rechnungen bis in den Bereich der leichten Kerne, für die nur sehr wenige Neutroneneinfangquerschnitte gemessen sind. Ein erster Versuch einer Neutronenbilanz (Almeida und Käppeler /14/) für die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$ - Reaktion zeigte, daß nur relativ wenige, aber besonders häufige leichte Kerne die Neutronenbilanz dominieren. Deren Querschnitte sind zum Teil noch nicht bekannt (z.B. ^{26}Mg). Noch kritischer wird die Situation, falls man die $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ -Reaktion in Betracht zieht, da für $A < 20$ noch keine Querschnitte gemessen wurden.

Ein weiteres Problem, das im Zuge der Neutronenbilanz nicht außer acht gelassen werden darf, ist die Frage, ob im s-Prozeß im Bereich $A < 56$ Überhäufigkeiten auftreten. In diesem Massenbereich findet man Kombinationen aus sehr häufigen Isotopen mit je einem oder zwei sehr seltenen, neutronenreicheren Nachbarn. Beispiele dafür sind $^{20, 21}\text{Ne}$, $^{32, 33}\text{S}$, ^{37}Cl , ^{38}Ar und $^{40, 41, 42}\text{Ca}$. In allen diesen Fällen muß sichergestellt sein, daß beim s-Prozeß aus dem häufigen Saatkern keine größeren Häufigkeiten bei den seltenen Nachbarisotopen entstehen, als man tatsächlich beobachtet.

Gerade für die sehr kleinen Neutroneneinfangquerschnitte der leichten Kerne reicht die Empfindlichkeit der herkömmlichen Meßtechniken oft nicht aus. Hier würde eine Verbesserung ein weites Feld für Messungen eröffnen.

3.5 Zeitabhängigkeit der Neutronendichte

Die derzeit diskutierten Sternmodelle gehen davon aus, daß der s-Prozeß in der He-brennenden Schale von Roten Riesen stattfindet. Erhebliche Unterschiede ergeben sich dabei bezüglich

des zeitlichen Verlaufs der Synthese. Während Prialnik, Shaviv und Kovetz /15/ durch Einbeziehung der Diffusion ein stetiges Brennen dieser Sternzone vorhersagen, finden andere Autoren, vor allen Iben /16/, sowie Truran und Iben /17/, daß die He-brennende Schale periodische, thermische Instabilitäten durchläuft, die eine starke konvektive Durchmischung und damit einen gepulsten s-Prozeß zur Folge haben. Cosner, Iben und Truran /18/ schätzen die Pulsdauer auf ~ 10 a und die Dauer zwischen 2 Pulsen auf ~ 500 a. Während sich die Temperatur im Puls und danach nur um einen Faktor 2 unterscheidet, weist die Neutronendichte eine sehr starke Zeitabhängigkeit auf. Zu Beginn des Pulses findet man $n_n \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ mit einer exponentiellen Abnahme auf 10^5 cm^{-3} nach 10 a.

Ein solches Verhalten sollte sich aus den s-Prozeß-Verzweigungen rekonstruieren lassen, da man für die Häufigkeitsmuster ein deutliches Ausfrierverhalten erwartet: Verzweigungen, in denen die Wirkungsquerschnitte im Mittel klein sind (z.B. ^{85}Kr), sollten früher ausfrieren und durch eine höhere Neutronendichte bestimmt sein, als Verzweigungen in Massenbereichen, wo die Querschnitte groß sind (z.B. ^{151}Sm , ^{170}Tm , ^{185}W). Ob sich eine solche Korrelation finden läßt, ist z.Z. jedoch offen und kann erst bei Vorliegen genauerer Ergebnisse diskutiert werden. Dann könnte man jedoch prinzipiell zwischen einem gepulsten oder stetigen s-Prozeß unterscheiden.

4. DER ZEITPUNKT DES s-PROZESSES

Eine der interessantesten Fragen im Zusammenhang mit dem s-Prozeß ist die nach seinem Zeitpunkt, d.h. nach dem Alter der dabei gebildeten chemischen Elemente. Daß dieses Alter endlich sein muß, folgt schon aus dem natürlichen Vorkommen sehr langlebiger, radioaktiver Nuklide im Sonnensystem. Aus der Theorie der Sternentwicklung kennt man die Kernreaktionen, die in der Sonne ablaufen, recht gut und kann so sagen, daß diese Kerne nicht im Sonnensystem entstanden sind. Diese natürlichen Radionuklide können nun als radioaktive Chronometer benutzt werden, um den Zeitpunkt der Element-

synthese zu bestimmen. Voraussetzung dafür ist, daß es gelingt, die Häufigkeit zu erschließen, mit der ein radioaktives Nuklid ursprünglich gebildet wurde. Durch einen Vergleich mit der heute beobachteten Häufigkeit erhält man dann unmittelbar das mittlere Alter dieses Nuklids.

Der Zeitraum, in dem während der Vorgeschichte des Sonnensystems die Elementsynthese stattfand, läßt sich im übrigen nach beiden Richtungen eingrenzen. Diese Prozesse müssen bei der Bildung des Sonnensystems abgeschlossen gewesen sein, d.h., mehr als 4,6 Milliarden Jahre zurückliegen. Eine obere Grenze für das Alter der schweren chemischen Elemente erhält man, wenn man die beobachtete Expansion des Weltalls mit konstanter Geschwindigkeit zurückextrapoliert. Mit dem derzeit besten Wert für die Hubble-Konstante (das ist das Verhältnis von Fluchtgeschwindigkeit zu Entfernung) von 50 bis 100 km/sec Mpc ergibt sich ein Wert von 10 bis 20 Milliarden Jahren. Dies stellt eine obere Grenze dar, da die Fluchtgeschwindigkeit infolge der Gravitationsanziehung der Massen im Weltall abgenommen haben muß. Da zu der Zusammensetzung des Nebels, aus dem sich das Sonnensystem gebildet hat, mehrere oder sogar viele Sterne beigetragen haben können, kann sich die Produktion der schweren Elemente über einen längeren Zeitraum erstreckt haben. Man kann sich die Vorgeschichte der Materie im Sonnensystem daher etwa an Abb. 6 verdeutlichen:

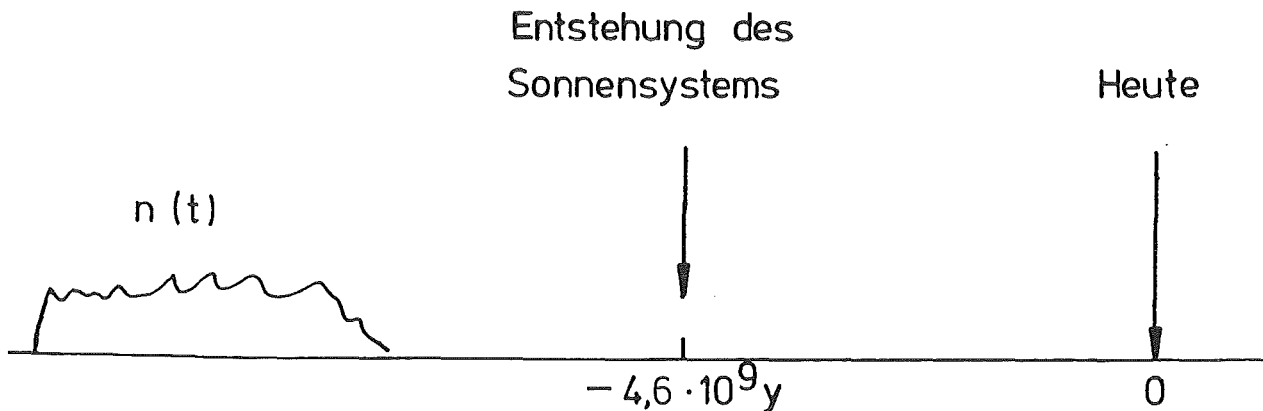


Abb. 6 Die kosmische Zeitskala seit der Entstehung der Elemente

Der Zeitpunkt der Entstehung des Sonnensystems ist mit 4,6 Milliarden Jahren sehr gut bekannt. Während irgendeiner früheren Periode sind die schweren Elemente mit einer Rate entstanden, die hier mit $n(t)$ bezeichnet wird. Dabei muß man sich darüber im klaren sein, daß die Produktionsraten für die verschiedenen oben geschilderten Prozesse sehr unterschiedlich gewesen sein können. Radioaktive Chronometer bestimmen daher stets nur einen zeitlichen Mittelwert. Denn bezeichnet man die heutige Häufigkeit eines radioaktiven Nuklids mit N und die ursprüngliche mit N^* , so gilt

$$N^* = \int_{-\infty}^0 n(t) dt \quad (1)$$

$$N = \int_{-\infty}^0 n(t) e^{+\lambda t} dt \quad (2)$$

wobei λ die Zerfallskonstante darstellt.

Wir definieren ein "mittleres" Alter T durch die folgende Beziehung

$$N/N^* = e^{-\lambda T} \quad (3)$$

Falls der Zeitraum, über den sich die Elementsynthese erstreckt hat, kurz ist gegen die mittlere Lebensdauer des betreffenden Nuklids, so stimmt dies mit der üblichen Definition des mittleren Alters überein. Bei Kernen mit kürzerer Halbwertszeit wichtet das Chronometer die zeitlich späteren Beiträge zur Gesamtproduktion stärker. Wenn verschiedene Chronometer für denselben stellaren Syntheseprozess unterschiedliche Alter liefern, dann ist das ein Indiz dafür, daß die Dauer der Produktion größer ist als die Halbwertszeit des kurzlebigsten Chronometer-Nuklids. Dabei müssen dann aber die so bestimmten mittleren Alter mit der Halbwertszeit des entsprechenden Nuklids ansteigen. Die Zerfallskonstante λ kann (und muß) durch Messungen im Labor bestimmt werden. Man muß jedoch darauf hinweisen,

daß die Zerfallskonstante bei den hohen Temperaturen und Dichten im Sterninnern beträchtlich modifiziert werden kann. Diese Modifikation hängt von speziellen Eigenschaften des Kerns, der Elektronenhülle, dem Ionisationsgrad usw. ab. Dies ist für einige der vorgeschlagenen radioaktiven Chronometer wichtig. Darauf wird deswegen bei der Einzeldiskussion weiter unten einzugehen sein.

Im folgenden sollen zunächst die verschiedenen Radionuklide, die als Chronometer des r- oder s-Prozesses vorgeschlagen wurden, einzeln diskutiert werden. Dabei zeigt es sich, daß das Nuklid ^{176}Lu aus zwei Gründen eine Sonderstellung einnimmt:

1. Es ist das einzige Nuklid, das ausschließlich im s-Prozeß entstanden sein kann.
2. Alle für die Berechnung des Alters erforderlichen Daten können im Labor gemessen werden.

Dieses Chronometer weist daher wesentlich geringere systematische Unsicherheiten auf als die anderen. Es wird deshalb in einem gesonderten Unterabschnitt näher behandelt.

4.1 Radioaktive Chronometer des r- und s-Prozesses

Sechs natürlich vorkommende Radionuklide sind aufgrund ihrer langen Halbwertszeit im Prinzip geeignet, um Aussagen über den Zeitpunkt der Elemententstehung zu machen: ^{87}Rb , ^{176}Lu , ^{187}Re , ^{232}Th , ^{235}U und ^{238}U (Vergl. Tab. I). Von den genannten sechs Isotopen (die 5 Chronometern entsprechen) können die letzten vier ausschließlich im r-Prozeß gebildet worden sein.

Zum ^{87}Rb haben sowohl r- als auch s-Prozeß beigetragen. Demgegenüber ist ^{176}Lu das einzige Nuklid, das ausschließlich im s-Prozeß gebildet wurde. Es sei dabei daran erinnert, daß r- und s-Prozeß unter sehr verschiedenen astrophysikalischen Bedingungen abgelaufen sein müssen, es daher nicht gesagt ist, daß sie zur selben Zeit stattfanden. Die Lebensdauern der Chronometer-Isotope sind in Tab. I zusammengestellt.

Man sieht, daß man beim r-Prozeß über mehrere Nuklide mit

stark unterschiedlichen Halbwertszeiten verfügt. Hier besteht also im Prinzip die Möglichkeit, auch etwas über die zeitliche Dauer der Element-Synthese auszusagen. Dagegen sind die Halbwertszeiten der beiden s-Prozeß Isotope ^{87}Rb und ^{176}Lu wesentlich länger als die maximale Dauer der Elementsynthese, die wir oben zu 15 Milliarden Jahren abgeschätzt hatten. Beide Chronometer sollten daher dasselbe Alter liefern, und dieser Wert sollte einem mittleren Alter in der üblichen Definition eines Mittelwertes entsprechen.

Tabelle I Halbwertszeiten der verschiedenen, als Chronometer für die Elementsynthese geeigneten Radionuklide

Isotop	^{87}Rb	^{176}Lu	^{187}Re	^{232}Th	^{235}U	^{238}U
$T_{1/2} (10^9 \text{ a})$	48	36	43	14	0.70	4.5

4.1.1 Das ^{87}Rb -Chronometer

Dieses Isotop wird überwiegend im s-Prozeß gebildet, enthält aber einen Häufigkeitsanteil von ca. 20 % aus dem r-Prozeß. Dieser Anteil ist nicht sehr genau bekannt, da die Neutroneneinfangquerschnitte der Kerne in der Umgebung des ^{87}Rb wegen der magischen Neutronenzahl $N=50$ besonders klein sind. Dazu kommt, daß die σ_N -Kurve in diesem Bereich sehr steil verläuft. All dies macht die Bestimmung der ursprünglichen Häufigkeit N^* z.Z. schwierig. Mit dem hier vorgeschlagenen Detektor ließe sich natürlich die Genauigkeit der Wirkungsquerschnitte auch in diesem Bereich wesentlich verbessern. Der Anteil der zerfallenen Kerne kann durch Vergleich des σ_N -Wertes des Tochterproduktes ^{87}Sr mit dem des ausschließlich im s-Prozeß entstandenen Nachbar-Isotops ^{86}Sr gut ermittelt werden. Unvermeidlich ist allerdings, daß auch die Produktionsrate des r-Prozesses das Ergebnis beeinflusst.

4.1.2 Das ^{187}Re -Chronometer

Dieses Chronometer ist verschiedentlich herangezogen worden, um Aussagen über den Zeitpunkt des r-Prozesses zu machen /5,19/. Die Halbwertszeit von 43 Milliarden Jahren ist lang gegen die abgeschätzte Dauer der Elementsynthese, so daß man wirklich eine mittlere Lebensdauer erhält. Der Q-Wert dieses β -Zerfalls ist anomal niedrig und beträgt im Labor nur 2,6 keV. Das hat eine Reihe von überraschenden Konsequenzen, die zu systematischen Unsicherheiten führen, die kaum zu korrigieren sind:

1. Bei hohen Temperaturen - wie sie in Sternen vorliegen - sind die schweren Elemente weitgehend ionisiert. Dann ist ein β -Zerfall in gebundene Elektronenzustände möglich, wodurch die Lebensdauer drastisch verkürzt wird /20/. Bei vollständiger Ionisation der K-Schale beträgt die Lebensdauer nur 8 Millionen Jahre. Die Menge des zerfallenen Rheniums hängt also ganz wesentlich von der thermischen Vorgeschichte ab.
2. Bei einer thermischen Energie von $kT = 30 \text{ keV}$ - das entspricht der Temperatur, die beim s-Prozeß geherrscht haben muß - ist das erste angeregte Niveau im ^{187}Os bei 9.6 keV zu etwa 47 % bevölkert. Von diesem Niveau ist ein β -Zerfall ins ^{187}Re möglich. Daher kann das ^{187}Re auch im s-Prozeß gebildet worden sein. Hinzukommt, daß viele der ^{187}Os -Kerne im s-Prozeß Neutronen einfangen werden, während sie sich im angeregten Zustand befinden. Der effektive Einfangquerschnitt während des s-Prozesses wird also wesentlich durch den Einfangquerschnitt im ersten angeregten Zustand bestimmt, und dieser Querschnitt ist im Labor nicht meßbar. Damit ist es auch nicht möglich, die ursprüngliche Häufigkeit des ^{187}Os zu bestimmen.
3. Eine zusätzliche Komplikation ist die Tatsache, daß ^{187}Re z.T. auch über eine bisher nicht berücksichtigte Verzweigung beim ^{185}W im s-Prozeß gebildet werden kann.

Alle diese Tatsachen haben systematische Unsicherheiten zur Folge, deren Größe sich z. Z. kaum abschätzen läßt. Deswegen sind unserer Meinung nach zuverlässige Altersbestimmungen mit diesem Chronometer heute - und wohl auch auf absehbare Zeit - nicht möglich.

4.1.3 Das Th/U- und das U/U-Chronometer

Bei diesen Chronometern vergleicht man das heutige Häufigkeitsverhältnis zweier radioaktiver Isotope, $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ im einen und $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ im anderen Fall, mit dem ursprünglichen. Dies ist möglich, da sich das Verhältnis wegen der sehr unterschiedlichen Halbwertszeiten mit der Zeit stark ändert. Die Schwierigkeit dieser Chronometer liegt in der Bestimmung des ursprünglichen Häufigkeitsverhältnisses. Bei allen anderen hier diskutierten Chronometern kann man die ursprünglichen Häufigkeiten durch Interpolation zwischen schwereren und leichteren stabilen Nachbar-Nukliden bestimmen. Dabei ist die zu interpolierende Größe beim s-Prozeß das Produkt σN und beim r-Prozeß die Häufigkeit selbst, und es ist empirisch gut gesichert, daß diese Größen eine glatte Massenabhängigkeit zeigen. Demgegenüber muß man bei den beiden hier diskutierten Chronometern über 30 Masseneinheiten extrapolieren. Dies ist nur unter Zuhilfenahme theoretischer Modelle über die Zerfallseigenschaften und Bindungsenergien der stark neutronenreichen Kerne möglich, über die der r-Prozeß verläuft. Zwar sind auf diesem Gebiet in jüngster Zeit beträchtliche Fortschritte erzielt worden /21/, die Bildungsraten der hier diskutierten drei Kerne hängen aber u.a. wesentlich von den Spaltwahrscheinlichkeiten sehr neutronenreicher Kerne im Massenbereich $A = 220$ bis 250 ab, und zwar auch von Spaltwahrscheinlichkeiten angeregter Zustände, die im β -Zerfall besetzt werden. Unserer Meinung nach sind die Unsicherheiten, die dadurch hervorgerufen werden, nur schwer abzuschätzen. Dies ist umso bedauerlicher, als die sehr unterschiedlichen Lebensdauern dieser drei Kerne im Prinzip auch eine Aussage über die Dauer der r-Prozeß-Synthese ermöglichen würde.

4.2. Das ^{176}Lu -Chronometer

Das Nuklid ^{176}Lu kann, wie erwähnt, ausschließlich im s-Prozeß gebildet werden. Seine ursprüngliche Häufigkeit läßt sich daher im Prinzip, wie in Abschnitt 2 erläutert, durch Interpolation der σN -Werte der benachbarten stabilen Kerne bestimmen. Allerdings tritt auch hier eine Reihe von Komplikationen auf, die im folgenden diskutiert werden sollen. Es zeigt sich jedoch, daß alle Schwierigkeiten durch die genaue Messung von Neutroneneinfangquerschnitten im Labor behoben werden können.

Im Bereich der Masse 176 verläuft die σN -Kurve sehr glatt und fast horizontal. Der Wert für das ^{176}Lu liegt jedoch etwa einen Faktor 3 unterhalb dieser Kurve. Diese Differenz ist leider nur zu einem kleinen Teil durch den β -Zerfall seit Ablauf des s-Prozesses bedingt. Der Hauptgrund liegt darin, daß der Neutroneneinfang im ^{175}Lu zu etwa 2/3 das Isomer $^{176}\text{Lu}^m$ bevölkert, das mit einer Halbwertszeit von 3.7 Stunden durch β -Zerfall ausschließlich in das ^{176}Hf zerfällt. Der größte Teil der Neutroneneinfänge am ^{175}Lu führt also praktisch unmittelbar zum ^{176}Hf . Dieser Effekt läßt sich korrigieren, wenn man das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte zum Isomer und zum Grundzustand des ^{176}Lu kennt. Eine derartige Messung wurde in unserem Labor durchgeführt /22/. Die erreichte Genauigkeit ist jedoch noch nicht ausreichend.

Die Existenz dieses Isomers kann nun zu einer beträchtlichen Verkürzung der Lebensdauer des ^{176}Lu führen, wenn nämlich dieses Isomer thermisch besetzt werden kann. Im thermischen Gleichgewicht würde die Lebensdauer des ^{176}Lu bei der Temperatur des s-Prozesses ($kT = 30 \text{ keV}$) weniger als 1 Jahr betragen. Damit entsteht zunächst eine Situation, die der beim ^{187}Re sehr ähnlich ist. Wie H. Beer aus unserem Labor kürzlich gezeigt hat /23/, läßt sich trotzdem die ursprüngliche Häufigkeit des ^{176}Lu durch gemessene Wirkungsquerschnitte rekonstruieren, und sein Argument soll hier kurz wiederholt werden. Wie erwähnt, verläuft im Massenbereich um $A = 180$

die σN -Kurve sehr flach. Wir können also für die folgende vereinfachte Diskussion $\sigma N = \text{const.}$ annehmen. Wie oben im Abschnitt 2 erläutert, bedeutet dies ja, daß die Bildungs- und die Vernichtungsraten für die beteiligten Isotope annähernd gleich sind. Da bei Masse 176 über das Isomer des ^{176}Lu eine Verzweigung auftritt, ergibt das die folgende Beziehung:

$$(\sigma N)_{175} = (\sigma N^*)_{\text{Lu}} + (\sigma N^*)_{\text{Hf}} \quad (4)$$

Dabei soll sich der Index Lu und Hf jeweils auf das Isotop der Masse 176 beziehen. Da das ^{176}Lu in das ^{176}Hf zerfällt, muß die Gesamtzahl der Kerne der Masse 176 konstant bleiben. Daraus erhalten wir die folgende Beziehung:

$$N^*_{\text{Lu}} + N^*_{\text{Hf}} = N_{\text{Lu}} + N_{\text{Hf}} = N_{176} \quad (5)$$

Die Gleichungen (4) und (5) bilden zwei lineare Gleichungen für die beiden Unbekannten N^*_{Lu} und N^*_{Hf} . Diese lassen sich also berechnen, wenn die heutigen Häufigkeiten und die Wirkungsquerschnitte bekannt sind. Als letzter Teil dieser Daten wurde kürzlich von Beer et al. in Oak Ridge der Einfangquerschnitt von ^{176}Hf gemessen. Mit dem (noch vorläufigen) Ergebnis dieser Messung findet man ein Verhältnis $N^*_{\text{Hf}}/N^*_{\text{Lu}}$, das innerhalb des geschätzten Fehlers mit dem Wert übereinstimmt, den man auf dem bisher üblichen Wege (mit Hilfe des Bruchteils der Neutroneneinfänge, die zum $^{176}\text{Lu}^m$ führen) erhält.

Die gute Übereinstimmung dieser beiden Zahlen läßt sich folgendermaßen interpretieren: Offenbar hat während des s-Prozesses die thermische Anregung des ^{176}Lu keine Rolle gespielt. Wenn also die im s-Prozeß gebildeten Kerne später nicht für längere Zeit ähnlich hohen Temperaturen ausgesetzt wurden, so kann man die thermische Beschleunigung des β -Zerfalls von ^{176}Lu vernachlässigen. Es sollte außerdem darauf hingewiesen werden, daß die thermische Anregung des Isomers (die durch γ -Quanten aus der Wärmestrahlung der Umgebung oder durch Coulombanregung bei Stößen mit anderen Atomkernen erfolgen müßte) aus Gründen der Kernstruktur extrem langsam

verlaufen muß. Denn der Grundzustand hat die K-Quantenzahl 7, das Isomer $K = 0$. Die lange Lebensdauer des Grundzustandes ist dadurch bedingt, daß er allein in Zustände mit $K = 0$ zerfallen kann. Dies führt zu dem für einfach verbotenen β -Zerfall extrem hohen $\lg ft$ -Wert von mehr als 19. Demgegenüber hat der ebenfalls einfach verbotene β -Zerfall des Isomers einen $\lg ft$ -Wert von 6,7. Jegliche Gamma-Übergänge zwischen Zuständen der beiden Banden, die auf Grundzustand bzw. Isomer aufbauen, sollten aber ähnlich stark behindert sein.

Alle relevanten Wirkungsquerschnitte, die für das ^{176}Lu -Chronometer benötigt werden, sind im Prinzip gemessen worden, der größte Teil davon in unserem Laboratorium /22,24/. Dies ergibt z.Z. für das Verhältnis $N^*/N = 1.26 \pm 0.15$. Daraus folgt - von heute an gerechnet - für den s-Prozeß ein Alter von 13 ± 7 Milliarden Jahren. Wenn es gelingt, die Fehler in der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte auf weniger als 1 % zu verbessern, würde die Unsicherheit des Verhältnisses $\frac{N^*}{N}$ im wesentlichen nur noch von den Häufigkeitsverhältnissen der verschiedenen Elemente bestimmt werden. Mit der dafür zu erwartenden Genauigkeit von ca. 2 % ergäbe sich dann ein Fehler von etwa $1,5 \cdot 10^9$ a für das s-Prozeß-Alter.

5. HERKÖMMLICHE METHODEN ZUR MESSUNG VON NEUTRONENEINFANG-QUERSCHNITTEN

Beim Neutroneneinfang wird eine Gammakaskade emittiert, deren Energie der Summe aus Bindungsenergie und kinetischer Energie des Neutrons entspricht. Die Multiplizität der Kaskade kann zwischen 1 und ~ 8 variieren. Die fundamentale Forderung an einen Detektor für Neutroneneinfang ist daher, daß seine Ansprechwahrscheinlichkeit unabhängig von der Multiplizität der Gammakaskade ist. Die Genauigkeit, mit der Wirkungsquerschnitte im keV-Bereich gemessen werden können, wird zum ganz wesentlichen Teil dadurch bestimmt, wie gut diese Forderung

erfüllt werden kann. Sie liegt bei den herkömmlichen Meßmethoden bei $\sim 5\%$ und reicht daher für die oben gestellten Anforderungen nicht aus.

Bisher wurden drei prinzipiell verschiedene Methoden für die Bestimmung von Neutroneneinfangquerschnitten entwickelt, die darauf beruhen, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit jeweils unabhängig von der Multiplizität der Gammakaskade ist.

- Man verwendet einen Detektor mit 100 % Ansprechwahrscheinlichkeit für Gammastrahlung im gesamten Bereich von 0 bis 10 MeV. Dies wäre ganz offensichtlich ein guter Detektor für Neutroneneinfang, denn jede Kaskade wird mit der Wahrscheinlichkeit 1 nachgewiesen, aber seine praktische Realisierung ist sehr schwierig. Der Flüssig-Szintillator-Tank ist ein Detektor, der nach diesem Prinzip arbeitet und in verschiedenen Labors verwendet wird /25,26/.
- Die zweite Möglichkeit ist ein Detektor, dessen Ansprechwahrscheinlichkeit für Gammaquanten linear mit deren Energie ansteigt. In diesem Fall ist die Ansprechwahrscheinlichkeit im Mittel über viele Ereignisse proportional zur Energie der Kaskade, aber unabhängig von deren Multiplizität. Dieses Prinzip wird im sog. Moxon-Rae-Detektor /27/ benutzt.
- Die dritte Möglichkeit besteht darin, zunächst das Problem der Multiplizität außer acht zu lassen und einen Detektor zu verwenden, der allgemein gut zum Nachweis der Gamma-Kaskade bei Neutroneneinfang geeignet ist (gute Zeitauflösung, geringe Neutronenempfindlichkeit). Kennt man die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Impulshöhenverteilung für monoenergetische Gamma-Strahlung (experimentell oder durch Rechnung), so kann man die Bedingung $\epsilon \sim E_\gamma$ durch eine numerische Transformation der gemessenen Spektren erreichen. Dies ist die sog. Methode der Impulshöhenwichtung, bei der ${}^6\text{F}_6$ - und ${}^6\text{D}_6$ -Detektoren /28,29/ verwendet werden,

oder die Methode der Spektrumsintegration /30/, die in Verbindung mit NaI-Detektoren angewendet wird.

Im folgenden soll noch kurz dargelegt werden, warum mit diesen Meßmethoden keine bessere Genauigkeit als $\sim 5\%$ erreicht werden kann.

a) Flüssig-Szintillator-Tank

Dabei handelt es sich um einen kugelförmigen Detektor mit einem Szintillatorvolumen zwischen 300 und 3000 l, das von mehreren Photomultipliern beobachtet wird. Der Nachteil dieses Detektors ist die schlechte Energieauflösung von Flüssigszintillatoren, die bewirkt, daß die Impulshöhenverteilung für Neutroneneinfang die in Abb. 7 skizzierte Form aufweist.

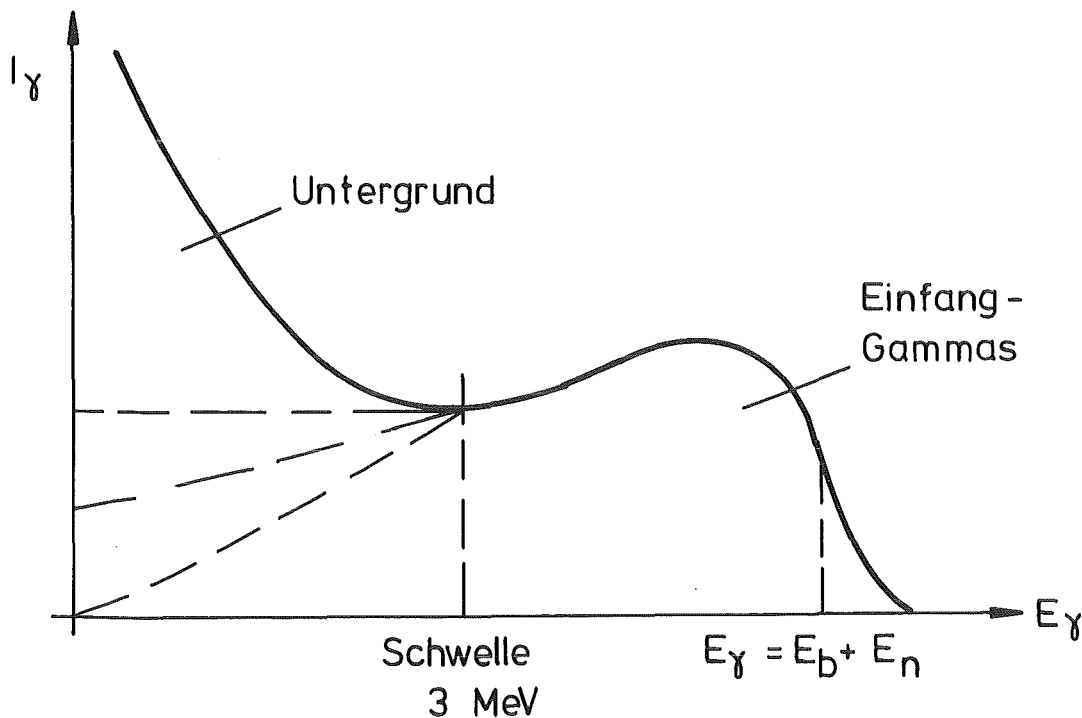


Abb. 7 Schematische Pulshöhenverteilung für Neutroneneinfang gemessen mit einem Flüssigszintillatortank.

Nur ein Teil der Signale erscheint als Peak bei der Bindungsenergie. Bei niedrigen Energien sind die Einfangereignisse von einem sehr starken Untergrund überlagert, der von natürlicher Radioaktivität oder vom Einfang gestreuter Neutronen am Wasserstoff des Szintillators herrührt.

In einer Messung muß daher bei etwa 2 - 3 MeV eine Schwelle gesetzt und die Form des Spektrums bis zur Energie null extrapoliert werden. Dies bedingt eine systematische Unsicherheit. Man reduziert den Untergrund, indem man den Tank in mehrere, optisch getrennte Bereiche unterteilt und für ein Einfangereignis wenigstens eine Zweifach-Koinzidenz verlangt. Dies ist jedoch problematisch, da dadurch auch echte Ereignisse mit der Multiplizität 1 ausgeschlossen werden. Insgesamt liegt die Meßgenauigkeit beim Tank bei etwa 5-8 %.

b) Moxon-Rae-Detektor

Der Moxon-Rae Detektor ist schematisch in Abb. 8a gezeigt. Er besteht aus einem Konverter (Graphit, Wismut-Graphit), einem dünnen Plastiksintillator und einem Photomultiplier. Im Konverter erzeugen die Gammaquanten Comptonelektronen, diese durchdringen den Konverter und werden im Szintillator nachgewiesen. Wegen ihrer unterschiedlichen Reichweite ist das aktive Volumen des Detektors klein für niederenergetische Elektronen (bzw. Gammaquanten) und groß für hochenergetische Elektronen. Auf diese Weise wird erreicht, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit linear mit der Gammaenergie ansteigt.

Der wesentliche Nachteil dieses Detektors ist seine geringe Nachweiswahrscheinlichkeit von nur etwa 1 %. Außerdem ist die Bedingung, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit linear mit der Gamma-Energie ansteigt, nur annähernd erfüllt. Experimente sowie Rechnungen zeigen, daß die Linearität am besten für Konverter aus einer Mischung von Wismut und Graphit erfüllt ist, obwohl auch hier noch starke Abweichungen bei niedriger Energie auftreten (vergleiche Abb. 8b). Am besten untersucht wurde bisher der Konverter aus Graphit. Abb. 8b zeigt, daß große Unterschiede zwischen berechneten und experimentellen Ergebnissen bestehen.

Mit Hilfe der vorliegenden Daten für die Ansprechwahrscheinlichkeit und mit theoretischen Rechnungen für die Form der Gammaskpektren nach Neutroneneinfang lassen sich die Abweichungen von der Linearität korrigieren.

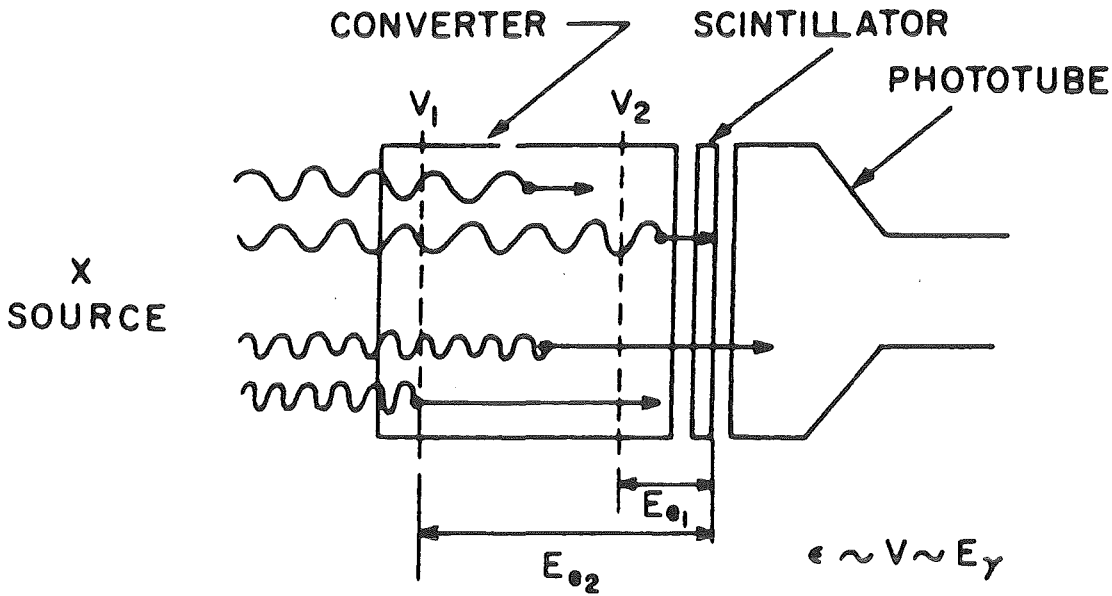


Abb. 8a Schemazeichnung eines Moxon-Rae-Detektors

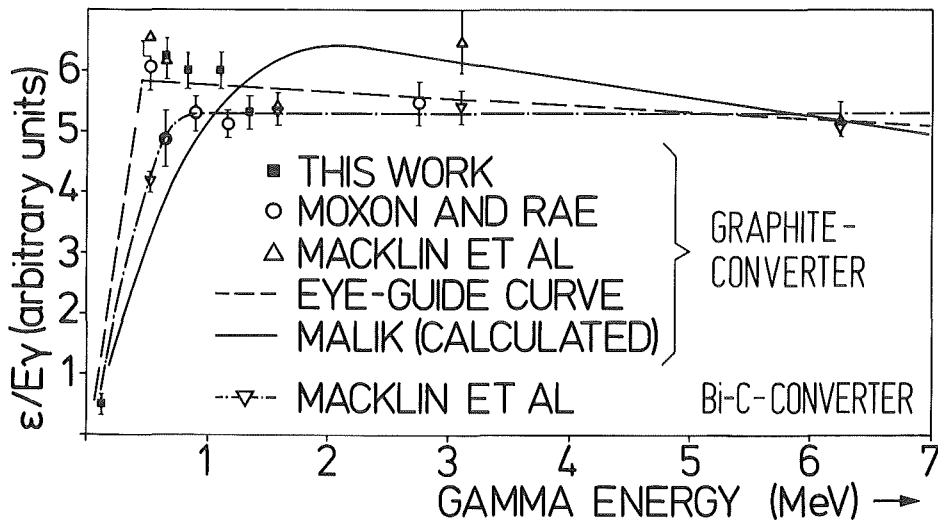


Abb. 8b Die Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit eines Moxon-Rae-Detektors von der Gammaenergie für verschiedene Converter-Materialien (theoretisch und experimentell, Ref. /31/).

Die verbleibende systematische Unsicherheit führt zusammen mit anderen Fehlerquellen zu einer Meßgenauigkeit von 5 % /31/.

c) Methode der Impulshöhenwichtung

Diese Methode wird hauptsächlich mit wasserstofffreien Szintillatoren wie C_6F_6 oder C_6D_6 angewendet, die in der Regel wegen der hohen Kosten ein Volumen von nur $\sim 1\ell$ haben.

Mit einem Monte-Carlo-Programm berechnet man für die jeweilige Detektorgeometrie die Impulshöhenverteilung und die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für monoenergetische Gammastrahlung. Mit dieser Information wird dann die sog. Gewichtsfunktion in Abhängigkeit von der Gammaenergie berechnet. Nach der Messung wird jedes Ereignis gemäß seiner Impulshöhe mit dem entsprechenden Wert der Gewichtsfunktion multipliziert. Auf diese Weise wird ein linearer Anstieg der Ansprechwahrscheinlichkeit künstlich erzwungen und damit wie beim Moxon-Rae Detektor erreicht, daß der Nachweis der Gamma-Kaskade nach Neutroneneinfang von der Multiplizität unabhängig ist.

Der Nachteil dieser Methode ist, daß die theoretische Berechnung der Gewichtsfunktion immer zu systematischen Unsicherheiten führt. Hinzu kommt, daß wegen der schlechten Energieauflösung des Szintillators die Energieeichung, die für die Wichtung notwendig ist, nur relativ ungenau durchgeführt werden kann.

Außerdem ist die Methode nur dann exakt, wenn nicht mehr als ein Gammaquant pro Kaskade im Detektor nachgewiesen wird. Letzteres ist in der Praxis in der Regel nicht gegeben, da man aus Intensitätsgründen darauf angewiesen ist, einen möglichst großen Raumwinkel auszunützen. Deshalb ist die Genauigkeit dieser Methode auf 5 % begrenzt.

d) Methode der Spektrumsintegration

Bei dieser Methode werden die Einfanggammas mit einem Detektor mit guter Energieauflösung gemessen (NaI mit

Anti-Compton-Schild). Für diesen Detektor läßt sich die Impulshöhenverteilung für monoenergetische Gammaquanten experimentell bestimmen. Man kann daher das gemessene Gammapektrum entfalten und so die wahre Energieverteilung ermitteln. Zusätzlich wird die Energieverteilung der Einfang-Gammas mit Hilfe des statistischen Modells berechnet. Man geht nun davon aus, daß das gemessene Spektrum bei hohen Energien nicht durch Untergrund gestört ist und daher zur Normierung des berechneten Spektrums verwendet werden kann. Auf diese Weise hat man die Möglichkeit, das experimentelle Spektrum der Einfang-Gammas zu niedrigen Energien hin zu extrapolieren. Diese Methode ist relativ ungenau, wurde aber mit Erfolg bei sehr hohen Neutronenenergien eingesetzt (> 0.5 MeV), wo ein intensiver Untergrund durch inelastische Streuung diskriminiert werden muß.

Zur besseren Übersicht sind in Tabelle II die Vor- und Nachteile der einzelnen Methoden zusammengefaßt. Am Karlsruher Van de Graaff wurden bis jetzt drei Verfahren zur Messung von Neutroneneinfangquerschnitten benutzt. Nachdem frühere Messungen /32/ hauptsächlich mit einem 800 l Szintillatortank durchgeführt wurden, verwenden wir seit einigen Jahren nur noch Moxon-Rae bzw. C_6D_6 -Detektoren, mit denen eine bessere Genauigkeit erreicht werden kann. Mit beiden Detektoren wurden optimierte Anordnungen aufgebaut, mit denen die Möglichkeiten dieser Methoden praktisch ausgereizt sind /31,33 bzw. 34,35/.

6. DER 4 π -BGO-DETEKTOR

6.1 Überblick

Aus dem vorigen Abschnitt geht hervor, daß die herkömmlichen Meßmethoden nicht ausreichen, um Neutroneneinfangquerschnitte im Bereich 1-100 keV mit der geforderten Genauigkeit von ca. 1 % zu messen. Diese Methoden wurden über einen Zeitraum von 10-20 Jahren ständig weiterentwickelt, so daß ihre Möglichkeiten praktisch ausgeschöpft sind. Eine entscheidende Verbesserung der Situation ist deshalb nur von einem völlig

neuen Detektor zu erwarten. Dieser Detektor muß möglichst alle Vorteile der verschiedenen Methoden vereinigen:

- i) Ansprechwahrscheinlichkeit $\sim 100\%$ im gesamten Bereich der möglichen Gamma-Energien von 0 bis 10 MeV
- ii) gute Energieauflösung ($\sim 10\%$)
- iii) gute Zeitauflösung
- iv) geringe Neutronenempfindlichkeit

Davon sind die Anforderungen i) und ii) am wichtigsten. Wenn sie erfüllt sind, sieht das gemessene Spektrum so aus, wie es schematisch in Abb. 9 dargestellt ist, und man erkennt, daß die Schwierigkeiten der bisherigen Meßmethoden vermieden werden:

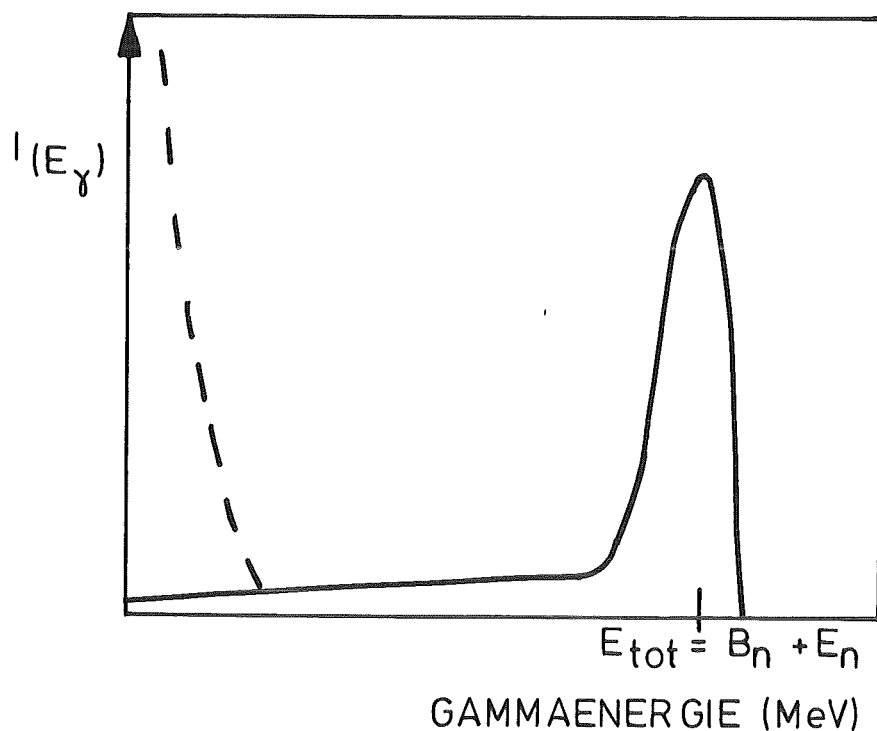


Abb. 9 Impulshöhenverteilung von Neutroneneinfangereignissen, wie sie für einen 4π -BGO-Detektor zu erwarten ist (schematisch)

- Die Einfanggammas konzentrieren sich in einer scharfen Linie bei der Anregungsenergie. Sie sind damit automatisch von dem allergrößten Teil des Untergrundes abgetrennt, der niedrigere Energien hat.
- Eine Extrapolation zur Energie 0 ist nicht notwendig.
- Die hohe Ansprechwahrscheinlichkeit garantiert, daß keine Abhängigkeit von der Multiplizität der jeweiligen Kaskade besteht.

Die Bedingung iv) ist ebenfalls wichtig, da Einfang von gestreuten Neutronen im Detektor einen Untergrund erzeugt, der besonders kritisch ist, wenn das Detektormaterial eine vergleichbare oder höhere Bindungsenergie wie der zu messende Kern aufweist.

Die Zeitauflösung (Bedingung iii) bestimmt die Auflösung der Neutronenenergie bei Flugzeitmessungen. Sie ist für Messungen an Isotopen mit mittlerem und hohem Z , die im keV-Bereich glatte Einfangquerschnitte haben, von geringerer Bedeutung.

Die obigen Forderungen können durch ein 4π -Spektrometer aus einem Material mit guter Energieauflösung wie NaI oder Wismutgermanat (BGO) erfüllt werden. Das fortgeschrittenste Konzept dafür ist das Kristallkugelspektrometer, das von einer Darmstadt-Heidelberg-Kollaboration für Messungen von Gamma-kaskaden nach Schwerionenreaktionen entwickelt wurde /36/.

Dieses Spektrometer ist ausgelegt für Kaskaden von 30 Gammaquanten mit einer mittleren Energie von je 1 MeV. Das Hauptgewicht liegt dabei auf einer genauen Bestimmung der Multiplizität und Winkelverteilung in den Kaskaden, weniger in einer genauen Messung der Kaskadenenergie. Bei diesen Experimenten entstehen schnelle Neutronen im MeV-Bereich, die hauptsächlich über inelastische Streuung Gamma-Untergrund erzeugen. Aus diesen Gründen wurde der 4π -Detektor als eine NaI-Kugelschale mit 20 cm Wandstärke und 25 cm Innenradius ausgebildet. Dieser Radius reicht zur Flugzeitdiskriminierung der Verdampfungsneutronen aus. Das Gesamtvolumen ist in 162 Einzeldetektoren unterteilt, um hohe

Multiplizitäts- und Winkelauflösung zu erreichen.

Für den Nachweis von Neutroneneinfang im keV-Bereich sind die Anforderungen an ein Spektrometer etwas anders. Die Gammakaskaden haben eine Gesamtenergie von etwa 7 MeV und eine mittlere Multiplizität von 3-4. Bei den Messungen steht die genaue Bestimmung der Kaskadenenergie im Vordergrund. Die Messung der Multiplizität gibt zwar Zusatzinformation, ist aber nicht unbedingt notwendig. Daraus folgt, daß der Detektor aus wesentlich weniger Elementen zusammengesetzt sein kann. Die Anzahl sollte dadurch bestimmt werden, wieviel

Tabelle III Dichte und Gammaabsorptionskoeffizient $\mu(E)$ für NaI und BGO (Ref. /37/)

	NaI	BGO	Verhältnis
Dichte (g/cm ³)			
	3.67	7.13	

E_γ (MeV)	$\mu(E)$ (cm ⁻¹)		
0.5	0.36	1.0	2.78
1	0.22	0.5	2.27
2	0.16	0.33	2.06
3	0.14	0.30	2.14
4	0.13	0.28	2.15
5	0.13	0.27	2.08
10	0.15	0.30	2.0

Photomultiplier erforderlich sind, um das Szintillationslicht so vollständig zu sammeln, daß eine optimale Energieauflösung erreicht wird. Je kleiner die Zahl der Einzelemente ist, desto geringer sind die Raumwinkelverluste in den Grenzflächen und damit deren Beitrag zur Verschlechterung der Auflösung. Auf der anderen Seite ist eine größere Dicke des Detektormaterials wünschenswert, da die Energieauflösung für eine Kaskade nicht nur durch die Energieauflösung des einzelnen Detektorelements, sondern auch durch die Wahrscheinlichkeit bestimmt wird, mit der die einzelnen Gammas im Detektor überhaupt nachgewiesen werden.

Untergrund durch Neutronen wird dadurch verursacht, daß Neutronenstreuung in der Probe etwa 10-20 mal wahrscheinlicher ist als Neutroneneinfang. Diese aus dem primären Strahl stammenden Neutronen haben Energien im keV-Bereich. Infolgedessen verursachen sie keinen Untergrund durch inelastische Streuung, sondern nur durch Einfang im Detektor selbst oder in dessen Umgebung.

6.2 Detektormaterial

Als Szintillationsmaterialien mit ausreichend guter Energieauflösung kommen zur Zeit nur NaI oder Wismutgermanat ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) in Frage. Der wichtigste Unterschied dieser Materialien ist ihre Dichte und das damit verbundene Absorptionsvermögen für Gammastrahlung. Ein Vergleich dieser Daten /37/ ist in Tabelle III für verschiedene Gammaenergien zusammengestellt.

Aus Tabelle III ist ersichtlich, daß für BGO bei gleicher Absorption der Detektor um einen Faktor 2.1 dünner sein kann. Bei der angenommenen Kugelgeometrie bedeutet dies einen Faktor 9 für das Volumen des Detektors. Dadurch wird der Preisunterschied zwischen beiden Materialien, der ungefähr einen Faktor 10 ausmacht, kompensiert. Die verschiedene Gamma-Absorption bewirkt außerdem, daß ein NaI-Detektor um einen Faktor 5 schwerer ist als ein entsprechender BGO-Detektor. Konkret bedeutet dies, daß man bei der angestrebten Konfiguration von 32 Elementen (siehe nächster Abschnitt) einzelne BGO-Detektoren von 10 kg Gewicht erhält, wogegen die NaI-Kristalle je 50 kg wiegen würden. Da NaI im Gegensatz zu BGO hygroskopisch und erschütterungsempfindlich ist, stellt die Unhandlichkeit der NaI-Detektoren einen schwerwiegenden Nachteil dar.

Ein anderer, wichtiger Gesichtspunkt ist die Neutronenempfindlichkeit der Detektoren, d.h. die Wahrscheinlichkeit, mit der in der Probe gestreute Neutronen im Detektorkristall eingefangen werden und auf diese Weise ein echtes Einfangereignis in der Probe vortäuschen. Die für dieses Problem relevanten Wirkungs-

querschnitte sind in Tabelle IV zusammengefaßt. Dabei handelt es sich bereits um Mittelwerte für die verschiedenen Elemente, die jeweils aus den isotopischen Querschnitten gebildet wurden. Man findet, daß die freie Weglänge für Streuneutronen in beiden Detektoren kleiner als die Dicke der Kristalle ist, d.h., daß sie mehrere Wechselwirkungen mit dem Kristall durch-

Tabelle IV Effektive Querschnitte für Neutronenreaktionen und freie Weglängen im Detektormaterial für verschiedene Neutronenenergien.

Neutronen- energie (keV)	Totaler Wirkungsquerschnitt (b)			Neutronenein- fangquerschnitt (mb)		
	1	10	100	1	10	100
Element						
Bi	~18*	~14*	10		30	3
Ge	~10*	~10*	7	600	150	40
O	4	4	4	-	-	-
BGO-Molekül §	~150	~130	109	>2000	570	132
Na	~50*	~50*	4		1	1
I	8	7	6	5000	1000	400
NaI-Molekül §	~60	~60	10	5000	1000	400

* Resonanzstruktur im Querschnitt. Daten sind geschätzte Mittelwerte.

	Mittlere freie Weglänge von Neutronen (cm)		
	$E_n = 1 \text{ keV}$	10 keV	100 keV
NaI §	~1	~1	7
BGO §	2	2.3	3

§ 25 cm NaI (≈ 0.37 Moleküle/barn) sind äquivalent zu
12 cm BGO (≈ 0.04 Moleküle/barn)

laufen. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß sie dabei eingefangen werden, ist durch das Verhältnis des Einfangquerschnitts zum totalen Querschnitt gegeben. Der Vergleich von BGO und NaI zeigt, daß die Wahrscheinlichkeit für Neutroneneinfang im BGO-Detektor mindestens um zwei Größenordnungen kleiner ist als in einem NaI-Detektor mit demselben Ansprechvermögen für Gammastrahlung. Eine Diskussion dieses Problems, die auch die Neutronenflugzeit berücksichtigt, wird in Abschnitt 7 gegeben.

Der Vorteil von NaI ist seine hohe Lichtausbeute, die etwa einen Faktor 10 besser ist als bei BGO. Daraus ergibt sich eine erheblich bessere Energie- und Zeitauflösung, wie der Vergleich in Tabelle VI zeigt. Sowohl die Energie- als auch die Zeitauflösung folgen in guter Näherung einer $1/\sqrt{E}$ -Abhängigkeit.

Wertet man die Vor- und Nachteile der beiden Detektormaterialien, so finden sich die wichtigeren Argumente auf Seiten der Wismut-Germanat, da das schlechtere Auflösungsvermögen durch die Vorteile aufgewogen wird.

6.3 Konfiguration

Eine ausführliche Beschreibung, wie man eine Kugel in regelmäßige Vielecke aufteilen kann, wird in Referenz /38/ gegeben. Dabei wurde von folgenden Voraussetzungen ausgegangen:

- Alle Vielecke sollen den gleichen Raumwinkel erfassen.
- Das Verhältnis von Umfang und Fläche der Vielecke sollte so klein wie möglich sein.
- in jeder Ecke des Vieleckes sollten sich höchstens 3 Vielecke treffen.
- Die Anzahl verschiedener Vielecke sollte so klein wie möglich sein.

Dies führte zu Konfigurationen aus 12 Fünfecken und einer verschiedenen Anzahl von Sechsecken mit insgesamt 12, 32, 42, 72, 92 ... Einzelementen.

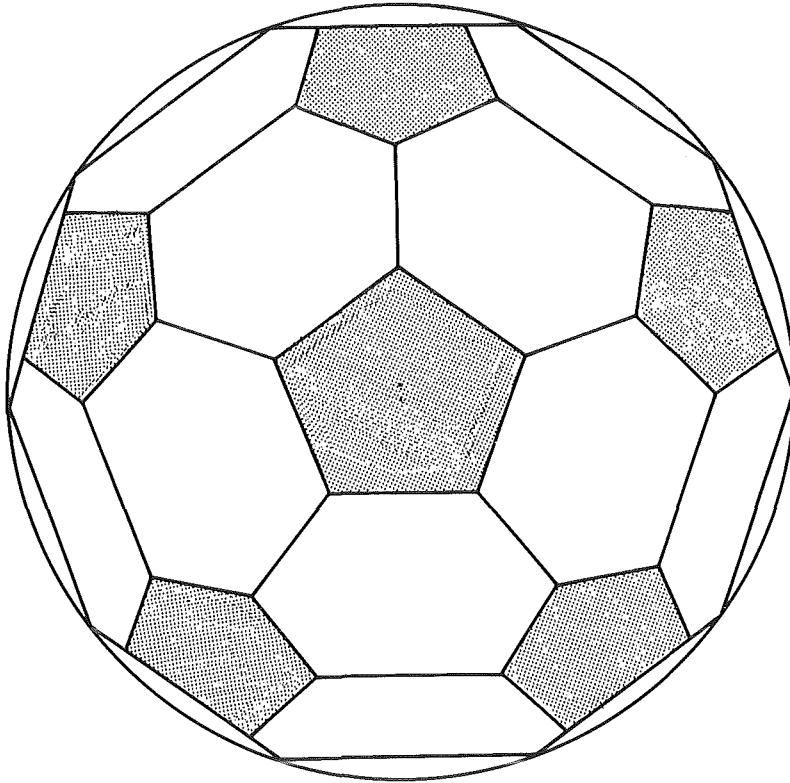


Abb. 10 Die vorgeschlagene Konfiguration des 4π -Detektors aus Wismut-Germanat aus 20 sechs- und 12 fünfeckigen Einzelementen.

Zum Nachweis von Neutroneneinfang reicht eine Unterteilung in 32 Elemente aus. Diese Zahl gewährleistet, daß die Einzeldetektoren klein genug sind, um eine gute Lichtsammlung zu erzielen. Sie ist außerdem ausreichend, um Ereignisse bis zu einer Multiplizität 7-8 noch mit guter Auflösung zu messen. Die entsprechende Konfiguration ist in Abb. 10 gegeben, sie besteht aus 12 gleichseitigen Fünfecken und 20 Sechs-

ecken. Zur Berechnung der Seiten unterteilt man die Vollkugel in 12 gleichseitige Dreiecke, deren Ecken jeweils im Mittelpunkt eines der Fünfecke liegt. Ein solches Dreieck und die zugeordneten Einzelelemente sind in Abb. 11 dargestellt.

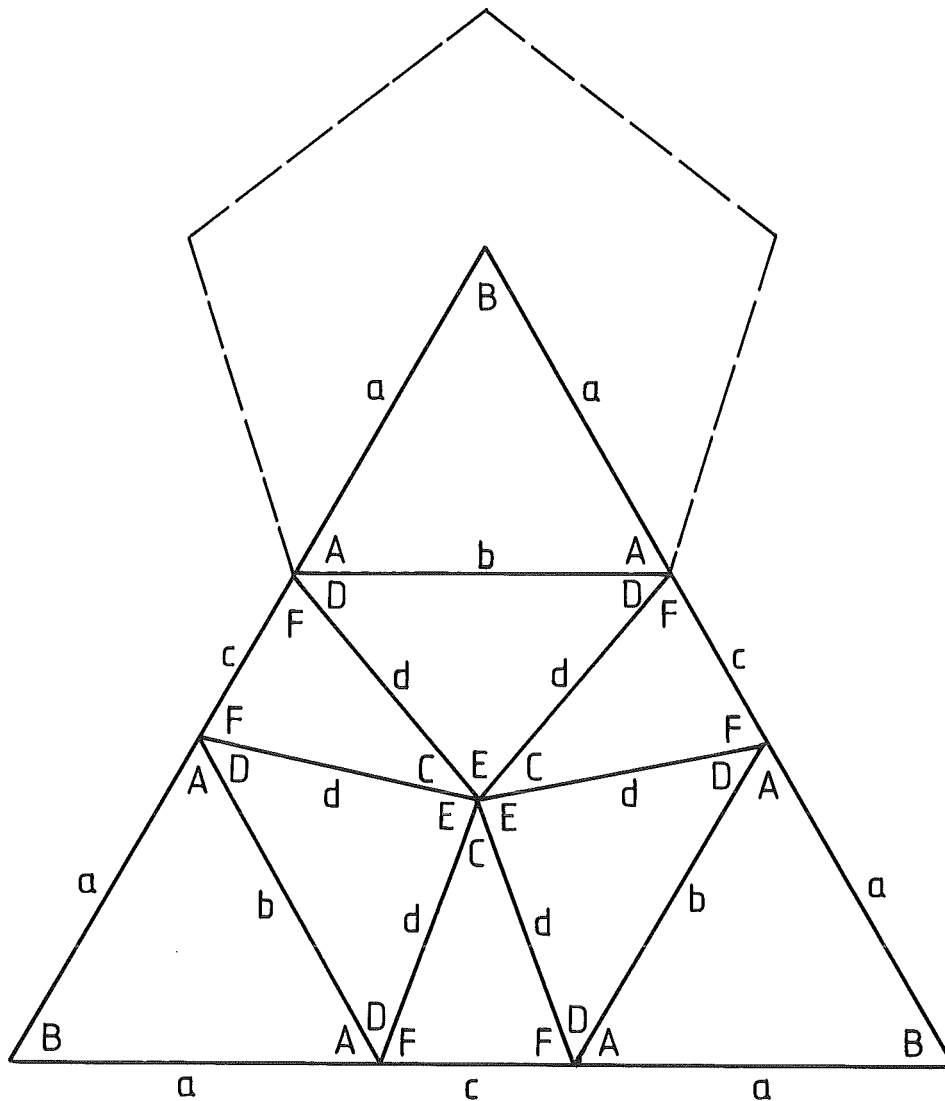
Die Abmessungen der Kugelschale ergeben sich aus folgenden Gesichtspunkten:

- Die Dicke der Kristalle soll möglichst groß sein, um eine vollständige Absorption aller Gammaquanten einer Kaskade und damit eine gute Energieauflösung zu erreichen. Wünschenswert sind mindestens 12 cm BGO, was einer Dicke von 25 cm NaI entspricht. Dann ist die Absorption für alle Gammaenergien größer als 96 % (vgl. Tab. IV).
- Der innere Radius der Kugelschale sollte groß genug sein, um Einfangereignisse durch Streuneutronen mit Hilfe der Flugzeit zu diskriminieren oder um eine Neutronenabschirmung zwischen Detektor und Probe anbringen zu können (vgl. Abschn. 6.7).
- Die Einzelkristalle dürfen nicht größer werden als man heute technisch realisieren kann. Die bisher größten BGO-Kristalle haben 13 cm Durchmesser und sind 15 cm dick.

Aus diesen Forderungen ergibt sich für die Kugelschale ein innerer Radius von 9 cm und ein äußerer Radius von 22 cm. Das gesamte Volumen des Detektors beträgt dann 36 l. Die Form und die Abmessungen der Einzeldetektoren können Abbildung 12 entnommen werden.

Bei der Festlegung der hier dargestellten Konfiguration wurde davon ausgegangen, daß BGO-Kristalle von 15 cm Durchmesser zur Verfügung stehen. Sollte diese Größe aus technischen Gründen nicht erreichbar sein, müßte entweder die Anzahl der Elemente auf z.B. 42 vergrößert oder der Radius des Detektors verkleinert werden. In jedem Fall bliebe die Aussage der nachfolgenden Diskussion gültig.

Die mechanische Konstruktion des 4π -Detektors wird sich voraussichtlich an der des Spektrometers in Heidelberg /36,38/ orientieren.



Winkel im Bogenmaß	Bogenlängen auf der Kugel	Längen der ebenen Vielecke
$A = \frac{5}{16} \pi$	$a = 0.40355$	$a' = 0.39269$
$B = \frac{2}{5} \pi$	$b = 0.46583$	$b' = 0.4616$
$C = 0.79753$	$c = 0.30004$	$c' = 0.2989$
$D = 0.95993$	$d = 0.39364$	$d' = 0.3836$
$E = 1.2969$		
$F = 1.1999$		

Abb. 11 Bogenlängen und Winkel der 5- und 6-eckigen Einzel-
elemente auf der Kugel, aus denen sich die Konfigu-
ration der Abb. 10 zusammensetzt. Das gezeichnete
Dreieck stellt $1/20$ der Vollkugel dar. Seine Ecken
liegen jeweils im Mittelpunkt der 5-eckigen Elemente.

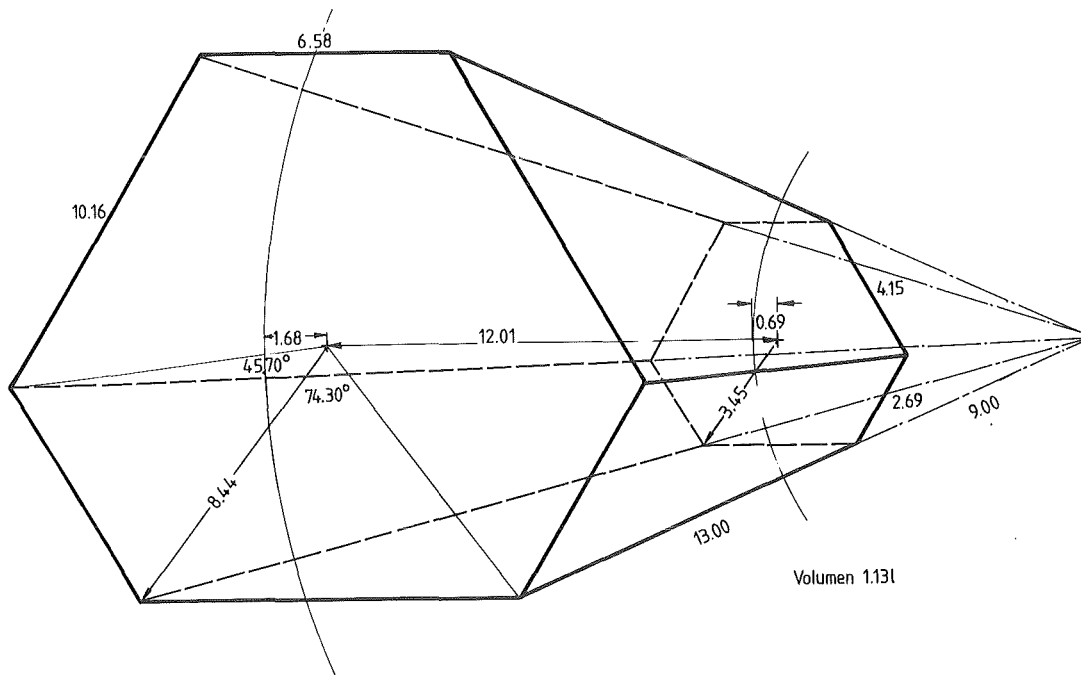
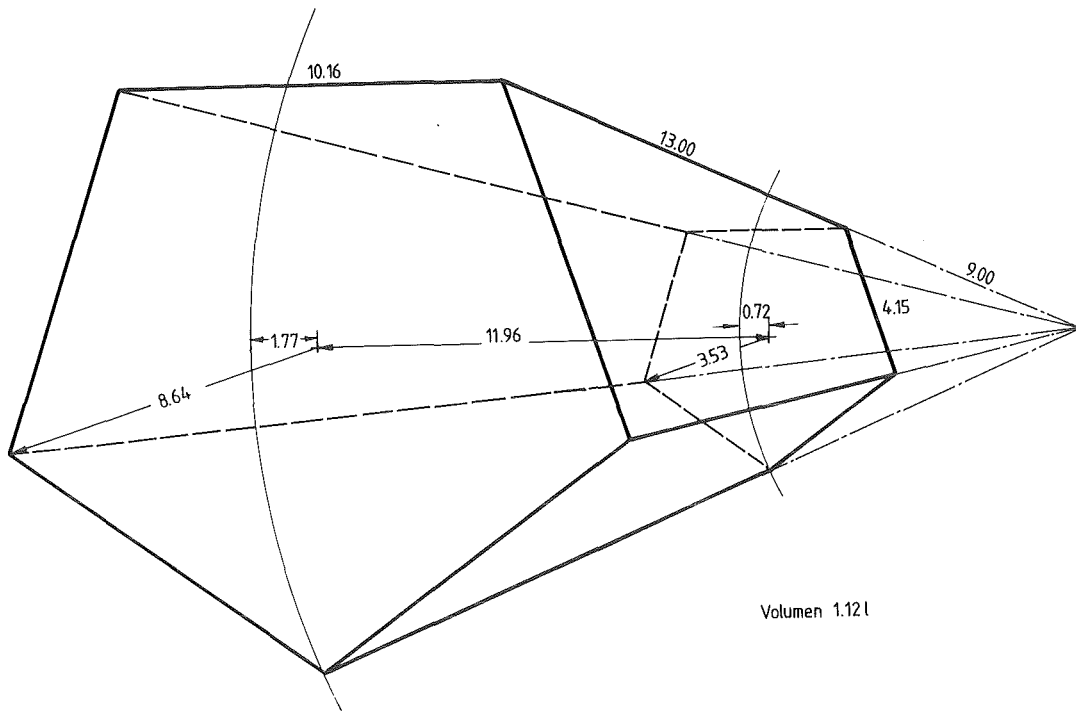


Abb. 12 Die beiden verschiedenen Kristallformen, aus denen die Kugelschale zusammengesetzt ist.

6.4 Impulshöhenspektren

Die von einem γ -Quant an den Kristall abgegebene Energie wurde mit einem umfangreichen Rechenprogramm analytisch berechnet. Das Programm berücksichtigt dabei bis zu drei Wechselwirkungen des γ -Quants bzw. seines Streuquants nacheinander. Im einzelnen wurde dabei folgendermaßen vorgegangen:

1. Nach primärer Paarbildung wurde das Schicksal der Vernichtungsquanten verfolgt. Dabei wurde angenommen, daß eines davon vollständig absorbiert wird. Dies ist auf Grund der Richtungskorrelation der beiden Quanten sehr wahrscheinlich. Wenn das andere Quant Comptoneffekt macht, so wurde angenommen, daß das Streuquant aus dem Kristall entkommt.
2. Nach primärem Comptoneffekt wurden bis zu zwei weitere Wechselwirkungen des Streuquants verfolgt. Es wurde die Verteilung des Energieverlustes nach dreifacher Comptonstreuung berechnet und angenommen, daß das Streuquant danach aus dem Kristall entkommt. Falls das primäre oder sekundäre Streuquant Photoeffekt macht, ergibt dies einen Beitrag zur Photolinie.
3. Bei Photoeffekt wurde stets angenommen, daß die gesamte Energie des Quants absorbiert wird. Dies ist eine sehr gute Näherung, da die Reichweite der Wismut-K-Quanten in BGO nur etwa 1 mm beträgt.

Die Abbildung 13 zeigt für zwei verschiedene Energien die berechneten Impulshöhenspektren und den Bruchteil der Ereignisse, die über einer bestimmten Schwelle liegen. Es sollte darauf hingewiesen werden, daß 5 MeV den ungünstigsten Fall darstellt, da bei dieser Energie der totale Wirkungsquerschnitt durch ein Minimum läuft. Mit Hilfe dieser Spektren für monoenergetische Gammas läßt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für eine bestimmte Gammakaskade berechnen.

Bei diesen Rechnungen wurde die Energieauflösung des BGO-Kristalls noch nicht berücksichtigt. Die Energieauflösung $\Delta E_{\gamma}/E_{\gamma}$

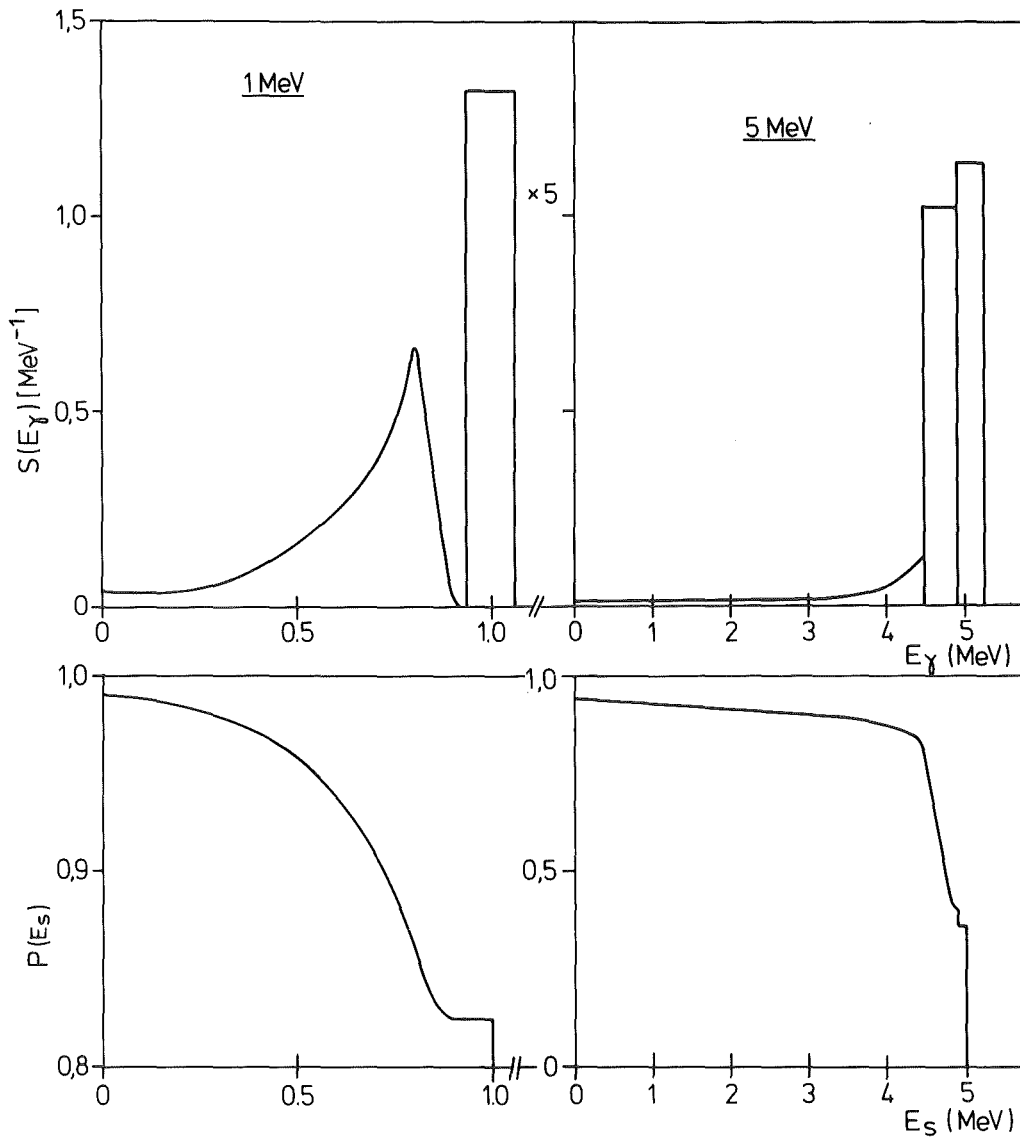


Abb. 13 Berechnete Impulshöhenverteilungen $S(E_\gamma)$ (oben) und Ansprechwahrscheinlichkeiten $P(E_s)$ in Abhängigkeit von der Energieschwelle E_s für die Gammaenergien 1 MeV und 5 MeV. In dieser Rechnung wurde eine 10 cm dicke Kugelschale mit 10 cm Innenradius angenommen. Im Spektrum für 1 MeV (links oben) ist die Fläche unter der Photolinie im Verhältnis zum Kontinuum um den Faktor 5 verkleinert. Die Impulshöhenpektren wurden nicht mit der Detektorauflösung gefaltet. Man beachte, daß in dem Diagramm links unten der Nullpunkt stark unterdrückt ist.

für BGO-Kristalle hängt hauptsächlich von der Statistik der Elektronen an der ersten Dynode des Photomultipliers ab und wird proportional zur Wurzel der Energie der Gammaquanten besser. Für eine Kaskade von 6 MeV sollte daher die Breite der Linie bei der vollen Energie nur unwesentlich schlechter sein als für ein monoenergetisches Gammaquant von 6 MeV. Sie wird lediglich dadurch etwas verschlechtert, daß bei der Summation der Einzelsignale das Rauschen von mehreren Detektoren addiert wird. Für die Energieauflösung bei 6 MeV sind aus der Literatur bisher Werte von $\Delta E/E \sim 6 \%$ bekannt.

6.5 Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit für monoenergetische Gammaquanten und Einfangkaskaden

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, wurden die Impulshöhenspektren für monoenergetische Gammalinien analytisch berechnet. Diese Berechnungen sollen durch eine Monte-Carlo-Simulation ergänzt werden. Zur Überprüfung der Rechnungen können Spektren mit Eichquellen gemessen werden, die in Tabelle V zusammengestellt sind. Bei höheren Energien werden geeignete Linien über (p, γ) Reaktionen an leichten Kernen erzeugt (vergl. Tabelle V). Es handelt sich dabei um schmale Resonanzen, die nahezu ausschließlich in den Grundzustand zerfallen. Durch Kombination von Rechnung und Eichung läßt sich so die Linienform für alle Energien festlegen.

Die Absoluteichung der Ansprechwahrscheinlichkeit kann bei niedrigen Energien mit geeichten Quellen (^{137}Cs , ^{65}Zn , ^{208}Bi) vorgenommen werden. Bei hohen Energien muß ein BGO-Kristall durch einen Ge(Li) Detektor ersetzt werden. Zur Eichung dienen dann Kaskaden aus zwei Gammaquanten, von denen das niederenergetische im Ge(Li)-Detektor, das hochenergetische koinzident im BGO-Detektor registriert wird. Solche Kaskaden können ebenfalls über eine (p, γ) -Reaktion erzeugt werden (vergl. Tabelle V). Die Quellstärke wird über den absolut geeichten Ge(Li)-Detektor festgelegt. Aufgrund der bekannten $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation kann der Verlust an Ansprechwahrscheinlichkeit durch den fehlenden BGO-Kristall abgeschätzt werden.

Da die Linienform bekannt ist, reicht in diesem Koinzidenz-experiment der Photopeak aus, um die totale Ansprechwahrscheinlichkeit festzulegen.

Um das Impulshöhenspektrum und die absolute Ansprechwahrscheinlichkeit für Neutroneneinfang zu bestimmen, wird eine Vielzahl möglicher Gammakaskaden nach dem statistischen Modell berechnet (Ref. 39). Für jede dieser Kaskaden läßt sich das Impulshöhenspektrum festlegen, indem man die Impulshöhe der einzelnen Gammaquanten gemäß ihrer Wahrscheinlichkeit addiert. Das zu erwartende Impulshöhenspektrum für die Messung von Neutroneneinfangereignissen ergibt sich als Summe der Spektren aller Kaskaden.

In Abb. 14 wurde dies für einen Kern mit 6 MeV Bindungsenergie und einer mittleren Multiplizität der Gamma-Kaskaden von 4, wie man sie für $A \sim 150 - 200$ erwartet (Ref.39), durchgeführt. Dabei wurden als erste Näherung die einzelnen Kaskaden willkürlich ausgewählt und nicht nach einem Modell berechnet. Die Impulshöhenspektren für monoenergetische Gammalinien wurden den oben beschriebenen Rechnungen (vergl. Abb.13) entnommen.

Für eine 10 cm dicke BGO-Kugelschale erscheinen etwa 76 % der Kaskaden als scharfe Linie bei der Bindungsenergie. Darunter schließt sich ein Kontinuum an, das zu niedrigen Energien hin sehr stark abfällt. Von etwa 96 % aller Kaskaden werden mehr als 3 MeV nachgewiesen. Dies ermöglicht eine sehr gute Trennung zwischen Einfangereignissen und natürlichem Untergrund, der erst bei kleineren Energien zum Tragen kommt und im wesentlichen unter 2 MeV liegt. Die Untergrunddiskriminierung wird zusätzlich dadurch verbessert, daß niederenergetische Gammaquanten aus Neutroneneinfang mit Mehrfach-Koinzidenzen verbunden sind, während der Untergrund jeweils nur einen Detektor triggert.

Dadurch, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für Einfangereignisse bei einer Schwelle in der Summenenergie von 2 - 3 MeV über 95 % liegt, ist sie sehr wenig von der Form des Einfang-

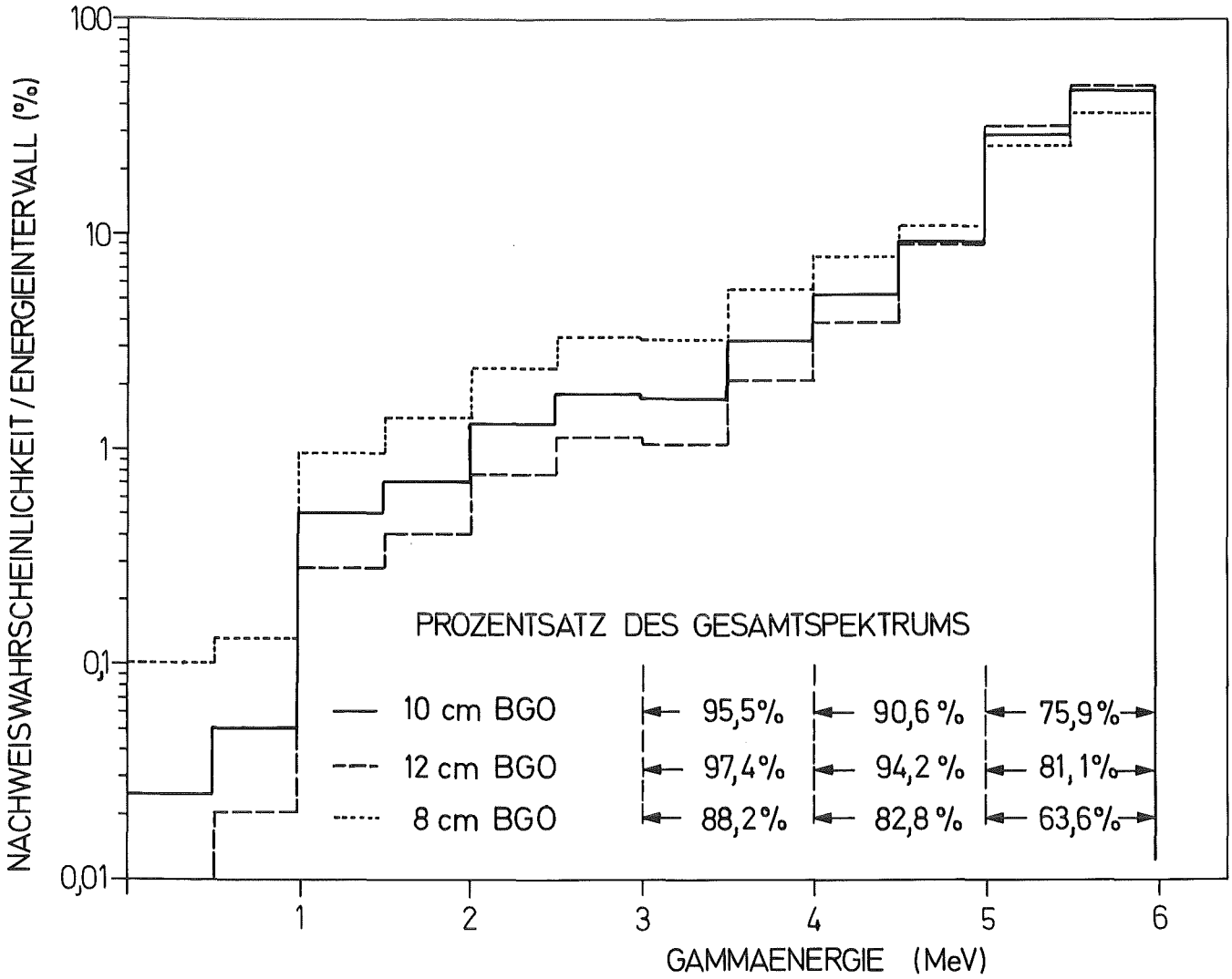


Abb. 14 Impulshöhenspektren für eine BGO-Kugel unterschiedlicher Dicke, berechnet für eine Kaskadenenergie von 6 MeV und eine mittlere Multiplizität von 4. Zur Berechnung wurden die Spektren für monoenergetische Linien nach Abschn. 6.4 verwendet.

gammaskpektrums abhängig. In einer Relativmessung von zwei Kernen mit ungefähr der gleichen Ordnungszahl, wie sie z.B. zur Untersuchung des ^{176}Lu -Chronometers notwendig sind, ist die Unsicherheit durch die unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors vernachlässigbar.

Quantitativ soll dies mit einer Messung des Querschnittsverhältnisses $^{241}\text{Am}/^{197}\text{Au}$ gezeigt werden. Für diese Isotope liegen bereits Modellrechnungen der Einfanggammaskpektren vor, die eine extrem verschiedene Form dieser Spektren ausweisen (Ref./39/), so daß dieser Fall einen empfindlichen Test darstellt.

Tabelle V: Zur Eichung des BGO Detektors verwendbare Gamma-
linien und Gamma-Kaskaden

<u>Quelle</u>	<u>Gammaenergie (MeV)</u>
1.) Monoenergetische Linien	
^{137}Cs	0.66
^{65}Zn	1.1
^{208}Bi	2.6
$^{12}\text{C}(p, \gamma) E_p = 1.886 \text{ MeV}$	3.55
$^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma) E_p = 0.9 \text{ MeV}$	6.13
$^9\text{Be}(p, \gamma) E_p = 0.99 \text{ MeV}$	7.48
$^{13}\text{C}(p, \gamma) E_p = 0.449 \text{ MeV}$	8.06
$^{14}\text{N}(p, \gamma) E_p = 1.806 \text{ MeV}$	8.98
2.) Kaskaden aus zwei Gammalinien	
^{207}Bi	0.57/1.06
^{24}Na	1.37/2.75
$^{14}\text{N}(p, \gamma) E_p = 1.550 \text{ MeV}$	2.56/6.18; 3.56/5.18
$^{23}\text{Na}(p, \gamma) E_p = 1.395 \text{ MeV}$	4.24/8.79; 5.24/7.79
$E_p = 1.318 \text{ MeV}$	1.37/11.58
$^9\text{Be}(p, \gamma) E_p = 1.08 \text{ MeV}$	0.72/6.84

6.6 Zeitauflösung

Wie in Tabelle VI dargestellt, ist die Zeitauflösung von BGO-Detektoren wegen der schlechteren Lichtausbeute vor allem für niedrige Gammaenergien < 1 MeV sehr viel schlechter als für NaI. Dieser Unterschied wird für hohe Energien kleiner. Da Einfangereignisse durch die Summenenergie der Gammakaskade charakterisiert sind, wird man bei der guten Energieauflösung des Detektors mit einem relativ kleinen dynamischen Bereich für das Zeitsignal auskommen. Dies setzt voraus, daß die Zeitsignale aller Detektoren genau in Phase addiert werden, wie es im nächsten Abschnitt vorgeschlagen

Tabelle VI Energie- und Zeitauflösung für NaI- und BGO-Detektoren (Ref./37, 40/)

E_{γ} (MeV)	Energieauflösung (%)	
	NaI	BGO
0.5	10	16
1	7	12.5
2	5	9
4	4	7.8
8	3	6

E_{γ} (MeV)	Zeitauflösung (ns)	
	NaI	BGO
0.2-1.3	~ 3	~ 9
1	2	-
2	1.3	-
10	-	~ 3

wird. Auf diese Weise wird man zwar nicht dieselbe Zeitauflösung erreichen wie für ein einzelnes Gammaquant mit der vollen Kaskadenenergie (da sich auch die Rauschanteile der jeweils beteiligten Detektoren addieren), man sollte aber doch günstiger liegen, als wenn man das Zeitsignal von einem Einzeldetektor ableitet. Um das Detektorrauschen auf ein Minimum zu reduzieren, müssen die Eingänge der Addierstufe mit einer Torschaltung versehen sein, so daß nur die Signale solcher Detektoren summiert werden, die auch wirklich am Nachweis der Kaskade beteiligt sind. Außerdem ist zu prüfen, ob die Auflösung dadurch verbessert werden kann, daß man das Rauschen der Photomultiplier durch Kühlen reduziert. In jedem Fall sollte es möglich sein, eine Zeitauflösung von 4-5 ns für die BGO-Kugel zu erreichen, was für praktisch alle Querschnittsmessungen mit diesem Detektor ausreichend ist.

6.7 Neutronenempfindlichkeit

Ein ganz wesentlicher Gesichtspunkt ist die Empfindlichkeit des Detektors für gestreute Neutronen, da für die zu untersuchenden Kerne die Streuquerschnitte etwa 10-20 mal größer sind als die Einfangquerschnitte. Einfang gestreuter Neutronen im Detektor, in der Probe oder im umgebenden Material verursacht Ereignisse, die von den echten Einfangereignissen nur sehr schwer unterschieden werden können. Zwar kann dieser Untergrund mit Hilfe einer reinen Streuprobe (z.B. Graphit) experimentell erfaßt werden, im Hinblick auf die angestrebte Genauigkeit ist es jedoch wichtig, ihn - soweit möglich - zu reduzieren. Zwei Effekte sind dabei zu berücksichtigen:

- 1.) Einfang gestreuter Neutronen im BGO-Kristall.
- 2.) Einfang von Neutronen, die aus dem Detektor in die Probe selbst zurückgestreut und dort eingefangen werden.

Die Unterdrückung dieses Untergrunds wird durch zwei Parameter bestimmt: a) die Energie, die im Kristall abgegeben wird, und b) den Zeitpunkt, zu dem das Ereignis stattfindet. Der Einfluß, den diese Parameter auf die Effekte 1) und 2) haben, soll deshalb genauer diskutiert werden:

- 1a) Aus Tabelle IV läßt sich ablesen, daß das Verhältnis von Streuung zu Einfang in BGO etwa 200-1000 ist und die freie Weglänge für Neutronen 2-3 cm beträgt. Dies besagt, daß Neutronen erst nach sehr vielen Streuprozessen eingefangen werden, so daß die Einfangereignisse in erster Näherung homogen über das Volumen der Kugel verteilt sind. Die meisten Einfangereignisse finden daher im äußeren Randbereich der Kugel statt, da 40 % des Volumens in der äußeren Kugelschale von 3 cm Dicke enthalten sind. Für diese Ereignisse ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß ein Teil der Gammaquanten aus der Kugel entweicht. Die Energieverteilung dieser Ereignisse wird daher ihr Maximum zwischen 50-70 % der Bindungsenergie des Ge, also etwa bei 4 MeV haben und nach höheren Energien hin stark abfallen.
- 2a) Die Energieverteilung beim Einfang zurückgestreuter Neutronen in der Probe ist genau die gleiche wie für den Einfang primärer Neutronen.
- 1b) In Tabelle VII ist die Flugzeit der Neutronen für einen primären Flugweg von 1 m und für verschiedene Energien aufgezeigt. Die dritte Spalte enthält die Zeit, nach der die gestreuten Neutronen den Detektor erreichen, und die vierte Spalte gibt an, wann gestreute Neutronen frühestens wieder an der Probe eintreffen. Für beide Flugzeiten wurde die entsprechende Energie der Primärneutronen ausgerechnet. Aus der Tabelle VII läßt sich folgendes ablesen: Verwendet man zur Neutronenproduktion die ${}^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion mit einem kontinuierlichen Neutronenspektrum variabler Maximalenergie (100,

Tabelle VII Diskriminierung von Untergrund durch Einfang gestreuter Neutronen mittels Flugzeit (Primärer Flugweg 1 m)

Neutronen- energie (keV)	Primäre Flugzeit (ns)	Ankunft der gestreuten Neu- tronen im Detek- tor (ns)		Frühestes Ein- treffen rückge- streuter Neutronen in der Probe (ns)
		Flugweg 100 cm	Flugweg 110 cm	
100	228		250 \pm 83 keV	273 \pm 70 keV
80	255		280 \pm 66 keV	306 \pm 56 keV
60	295		325 \pm 49 keV	354 \pm 42 keV
40	361		397 \pm 33 keV	433 \pm 27 keV
30	417		458 \pm 25 keV	500 \pm 20 keV
24	466		513 \pm 20 keV	560 \pm 16 keV

80, 60 keV), so gibt es jeweils einen Energiebereich von ~ 10 keV unterhalb der Maximalenergie, der überhaupt nicht durch Einfang gestreuter Neutronen gestört wird. Aus dem Verhältnis von Streu- zu Einfangquerschnitt von BGO (vgl. Tabelle IV) ergibt sich weiterhin, daß nur etwa 1 % der Neutronen eingefangen werden, ehe sie fünfmal im Kristall gestreut wurden. Nach fünf Streuungen hat das Neutron im Mittel weitere 10 cm Flugweg zurückgelegt und ein Einfangereignis erscheint dann im Flugzeitspektrum stark verzögert. Das bedeutet, daß dem Ereignis eine Energie zugeordnet wird, die um 20 keV gegenüber der Primärenergie verschoben ist.

Durch Messungen mit variabler Maximalenergie des Neutronenspektrums läßt sich so ein weiter Bereich überdecken, der durch Einfang von Streuneutronen nicht gestört wird.

Für $E_n < 40$ keV ist diese Methode nicht anwendbar, da die Neutronenausbeute in der Nähe der Reaktionsschwelle zu klein wird.

- 2b) Die Flugzeitdiskriminierung kann in derselben Weise auch für den Einfang von Neutronen angewendet werden, die in die Probe zurückgestreut werden. Diese Ereignisse erscheinen durch die unterschiedliche Flugzeit ebenfalls um etwa 20 keV gegen die primären Ereignisse verschoben. Setzt man isotrope Streuung voraus, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron im ersten Streuprozeß wieder in das Mittelpunktsvolumen von 2 cm Durchmesser zurückgestreut wird, $\sim 2 \times 10^{-3}$. Nimmt man weiter an, daß alle diese Neutronen die Probe treffen, so ist die Wahrscheinlichkeit für ein Einfangereignis $\sim 5 \times 10^{-4}$. Damit ist dieser Effekt sicher nicht so groß, daß er die Messungen empfindlich stören kann. Neutronen, die erst nach mehreren Stößen im Kristall in die Probe zurückgestreut werden, sind zeitlich mit den Primärneutronen immer weniger korreliert.

Diese unter 1b) und 2b) nur qualitativ dargelegten Argumente sollen mit einem Monte Carlo Programm quantitativ untersucht werden, das zur Zeit in Entwicklung ist.

Eine weitere Möglichkeit zur Flugzeitdiskriminierung von Streuneutronen ist die Verwendung eines monoenergetischen Neutronenstrahls, den man sich mit einem ca. 50 cm langen ^{56}Fe -Filter erzeugen kann. Dabei benutzt man das ausgeprägte

Interferenzminimum vor einer starken Streuresonanz bei 27.7 keV, um aus dem kontinuierlichen Spektrum einen schmalen Bereich von 24 ± 1 keV auszublenden. Die letzte Zeile in Tabelle VII zeigt, daß man mit einem solchen Strahl den Streuneutronenuntergrund mit Hilfe der Flugzeit vollständig abtrennen kann.

Durch eine Abschirmung zwischen Probe und Detektor kann die Neutronenempfindlichkeit zusätzlich verringert werden. Es muß jedoch sichergestellt sein, daß eine solche Abschirmung die Rückstreuung in die Probe nicht wesentlich vergrößert. Als Material eignet sich besonders ${}^6\text{Li}$ oder ${}^{10}\text{B}$. ${}^6\text{Li}$ bietet den Vorteil, strahlungslos einzufangen, während bei ${}^{10}\text{B}$ eine Gammalinie von 478 keV emittiert wird. ${}^{10}\text{B}$ hat dafür ein besonders günstiges Verhältnis von Einfang zu Streuung und eine deutlich höhere Dichte.

Die Wirksamkeit einer ${}^{10}\text{B}$ -Abschirmung wurde mit einem, Monte-Carlo-Programm berechnet. Erste vorläufige Ergebnisse sind in Tabelle VIII zusammengestellt. Es zeigt sich, daß Streuneutronen durch eine 4-6 cm dicke Abschirmung sehr effektiv unterdrückt werden können. In der letzten Spalte ist der Prozentsatz von Streuneutronen eingetragen, der wieder in das Mittelpunktvolumen mit 2 cm Durchmesser zurückgestreut wird. Dieser Anteil ist zwar ~ 10 mal größer als ohne Abschirmung, aber immer noch so klein, daß der Vorteil der Abschirmung überwiegt. Man ersieht aus der Tabelle außerdem, daß die Abschirmung für kleine Neutronenenergien besonders effektiv ist. Auf diese Weise wird sichergestellt, daß der Streuneutronenuntergrund auch für $E_n < 40$ keV wirksam unterdrückt wird, wo die Flugzeitdiskriminierung nicht angewendet werden kann.

Noch günstiger ist eine Abschirmung aus ${}^{10}\text{B}$ -Hydrid, wie der Vergleich in Tab. VIII zeigt. Durch die moderierende Wirkung

Tabelle VIII Wirksamkeit einer 4 bzw. 6 cm dicken Abschirmung
zwischen Probe und Detektor für Neutronen ver-
schiedener Energie

Neutronen- Energie (keV)	in der Abschir- mung eingefangene Neutronen (%)	aus der Abschir- mung entweichen- de Neutronen (%)	Streuneutronen, die das Volumen mit 1 cm Radius um den Mittel- punkt durch- queren (%)

^{10}B Innenradius: 5 cm, Außenradius: 9 cm			
10	98	2	1
30	92	8	2
100	84	15	3
^{10}B Innenradius: 3 cm, Außenradius: 9 cm			
10	>99	<0.5	1.5
30	98	2	2
100	93	6	4
$^{10}\text{B}_{10}\text{H}_{14}$ Innenradius: 5 cm, Außenradius: 9 cm			
10	99	1.2	0.4
30	96	4	0.3
100	90	10	0.6
$^{10}\text{B}_{10}\text{H}_{14}$ Innenradius: 3 cm, Außenradius: 9 cm			
10	>99	0.1	0.8
30	99	0.6	1.0
100	98	2	1.2

des Wasserstoffs wird die Einfangrate vergrößert. Gleichzeitig nimmt der Anteil der Streuneutronen durch das Mittelpunktsvolumen ab, da Streuung am Wasserstoff nur in Vorwärtsrichtung erfolgt. Allerdings muß beim endgültigen Entwurf berücksichtigt werden, daß Comptonstreuung in der Abschirmung eine Verschlechterung der Nachweiswahrscheinlichkeit zur Folge hat.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß der Streuneutronenuntergrund durch die Kombination von Flugzeitdiskriminierung und Abschirmung wirksam reduziert werden kann und im Experiment weniger als 1-2 % der Nutzzählrate ausmachen sollte.

6.8 Elektronik und Datenaufnahme

Für den Einsatz des BGO-Detektors bei der Messung von Neutroneneinfangquerschnitten wird in einer ersten Ausbaustufe die in Abb. 15 skizzierte Elektronik vorgeschlagen.

Jeder Einzeldetektor besteht aus BGO-Kristall, Photomultiplier, Spannungsteiler und Vorverstärker. Für die Aufrechterhaltung der Detektorauflösung ist es unabdingbar, die Verstärkung der Photomultiplier zu stabilisieren. Dies geschieht mit Hilfe von Leuchtdioden, deren Lichtausbeute selbst wieder über PIN-Dioden konstant gehalten wird. Dieses Prinzip wurde zuerst von Reiter und Stengl /41/ vorgeschlagen und beruht auf dem sehr kleinen Temperaturkoeffizienten der PIN-Dioden von weniger als $10^{-4}/^{\circ}\text{C}$. Die Verstärkung der Photomultiplier wird durch Variation der Hochspannung mittels eines Photowiderstands geregelt. Die Ansteuerung dafür wird durch die Bedingung erzeugt, daß das Eichsignal der Photomultiplier in einem vorgewählten Fenster eines Einkanal Diskriminators festgehalten wird. Die verschiedenen Module für diese Stabilisierung sind in der Abb. 15 im linken oberen Teil zusammengefaßt. Während der Messung soll die Stabilitätskontrolle kontinuierlich mit einer Frequenz von ca. 1 Hz arbeiten. Zur Identifizierung der Eichsignale wird vom Pulser für die Leuchtdiode ein Gate-Signal gesetzt, so daß nur diese Signale im Regelkreis verwendet werden.

Die einzige Wechselwirkung des Regelkreises mit der übrigen Elektronik wird dadurch hergestellt, daß dasselbe Gate-Signal als Router-Bit für den Experimentrechner verwendet wird. Mit dieser Kennung werden die Eichsignale gesondert in Kontrollspektren aufsummiert, die zusätzlich zur Stabilitäts-

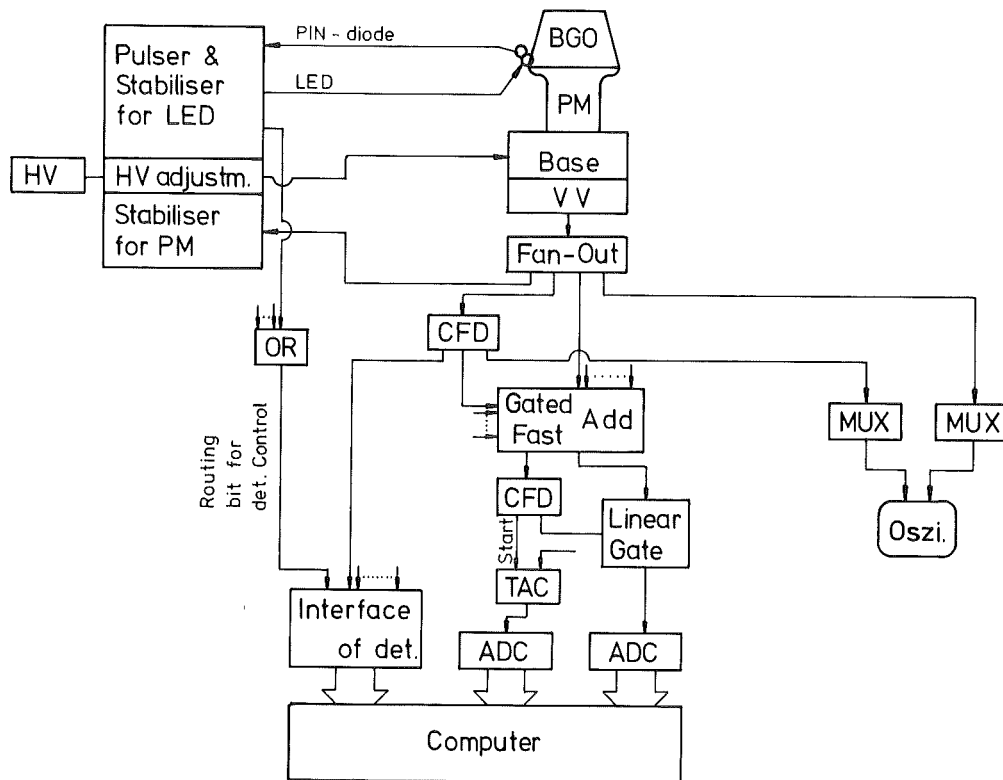


Abb. 15 Blockschaltbild der Elektronik für eine erste Ausbaustufe.

regelung eine ständige Kontrolle der Energie- und Zeitauflösung aller Einzeldetektoren erlauben.

Der Hauptteil der Elektronik ist im mittleren Teil der Abb. 15 gezeigt. Das Photomultipliersignal wird zunächst vervielfacht.

Die Schwelle eines ersten Constant Fraction Diskriminators (CFD) wird knapp oberhalb der Rauschsignale eingestellt. Die so erzeugten Gate-Signale schalten eine schnelle Addierstufe, in der die Signale aller 32 Detektoren zusammengeführt werden. Auf diese Weise werden nur die Signale von denjenigen Detektoren zugelassen, die wirklich angesprochen haben. Dadurch bleibt der Rauschanteil so klein wie möglich. Das addierte Gesamtsignal für eine Einfangkaskade wird auf seine Impulshöhe und mittels CFD und einem Zeit-zu-Impulshöhenkonverter (TAC) auf seine Flugzeit analysiert. Mit der Schwelle dieses CFDs kann außerdem der niederenergetische Untergrund im Bereich < 3 MeV eliminiert werden. Das Stop-Signal für den TAC wird direkt vom gepulsten Teilchenstrahl des Beschleunigers abgeleitet. Neben Impulshöhe und Flugzeit ist außerdem die Multiplizität der Kaskade von Interesse. Diese Information wird in einem speziellen Interface erzeugt, welches dem Rechner die Nummer der an jedem Ereignis beteiligten Detektoren vermittelt. Die Speicherung der Daten geschieht im LIST-Mode, zur Kontrolle des Experiments generiert der Rechner parallel dazu Summenspektren für Flugzeit und Energie sowie die Verteilungskurve der Multiplizität und außerdem die Eichspektren der Leuchtdiodensignale.

Der dritte Teil der Elektronik umfaßt die computergesteuerte Anwahl der Zeit- und Energiesignale jedes Einzeldetektors mittels Multiplexern (MUX). Diese Option ist als Einstellhilfe bei der Experimentvorbereitung und für die Fehlerdiagnose wichtig.

Die spezifischen Komponenten der Elektronik können in Anlehnung an die Entwicklungen für das NaI-Spektrometer in Heidelberg gebaut werden. Dies gilt besonders für die CAMAC-gesteuerten Module (CFD und Multiplexer).

In einer späteren Ausbaustufe ist es u.U. sinnvoll, die Impulshöhenanalyse für jeden Einzeldetektor getrennt vorzunehmen. Man erhält so eine vollständige Charakterisierung der Einfangkaskade, was u.a. eine bessere Erkennung von Untergrundereignissen er-

möglichst. Außerdem kann dann die Eichprozedur für alle Einzeldetektoren gleichzeitig vorgenommen werden. In der vorgeschlagenen ersten Stufe muß diese Eichung noch sequentiell durchgeführt werden, was eine entsprechend höhere Totzeit des Detektors zur Folge hat.

7. EXPERIMENTE MIT DEM 4 π -BGO-DETEKTOR

7.1 Aufbau am Beschleuniger

Für den Einsatz des BGO-Detektors am Beschleuniger wird der in Abb. 16 skizzierte Aufbau vorgeschlagen. Mit dem gepulsten Protonenstrahl werden über die ${}^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion Neutronen im Energiebereich von 3-300 keV erzeugt. Mit einem speziell abgestimmten Kollimatorsystem aus ${}^6\text{LiCO}_3$, ${}^{10}\text{B}$ und Paraffin wird ein Neutronenstrahl ausgeblendet, der von langsamen Streuneutronen und hochenergetischem Gammauntergrund weitgehend frei ist. Beim Austritt aus dem Kollimator hat der Neutronenstrahl einen Durchmesser von 14 mm und einen Öffnungswinkel von 2,2 Grad. An diesen Kollimator schließt sich eine kubische Abschirmung aus 10 cm dickem, antimonfreiem Blei an, die zum Neutronentarget hin auf 15 cm verstärkt ist. Die innere Kantenlänge dieser Abschirmung beträgt 90 cm.

Der Abstand vom Neutronentarget zum Mittelpunkt der BGO-Kugel, wo sich die Meßproben befinden, beträgt 100 cm. Die Proben sind auf einem massearmen Probenwechsler montiert und werden durch 2 vertikale Öffnungen von 3 cm Durchmesser in den Detektor eingefahren. Dieses Prinzip des Probenwechslers ist der Verwendung von stationären Proben deshalb vorzuziehen, weil so der Untergrund durch die Probenumhüllung und durch Streuneutronen direkt gemessen werden kann.

Außerdem lassen sich Querschnittsverhältnisse - auf die viele Probleme der s-Prozeß-Synthese reduziert werden können - mit Hilfe alternierender Messungen der interessierenden Isotope sehr genau bestimmen. Die Öffnungen in der BGO-Kugel für den Probenwechsler und für den Neutronenstrahl (3 cm Durchmesser am Eintritt und 4 cm Durchmesser am Ausgang) verkleinern den effektiven Raumwinkel des Detektors um $\lesssim 1\%$.

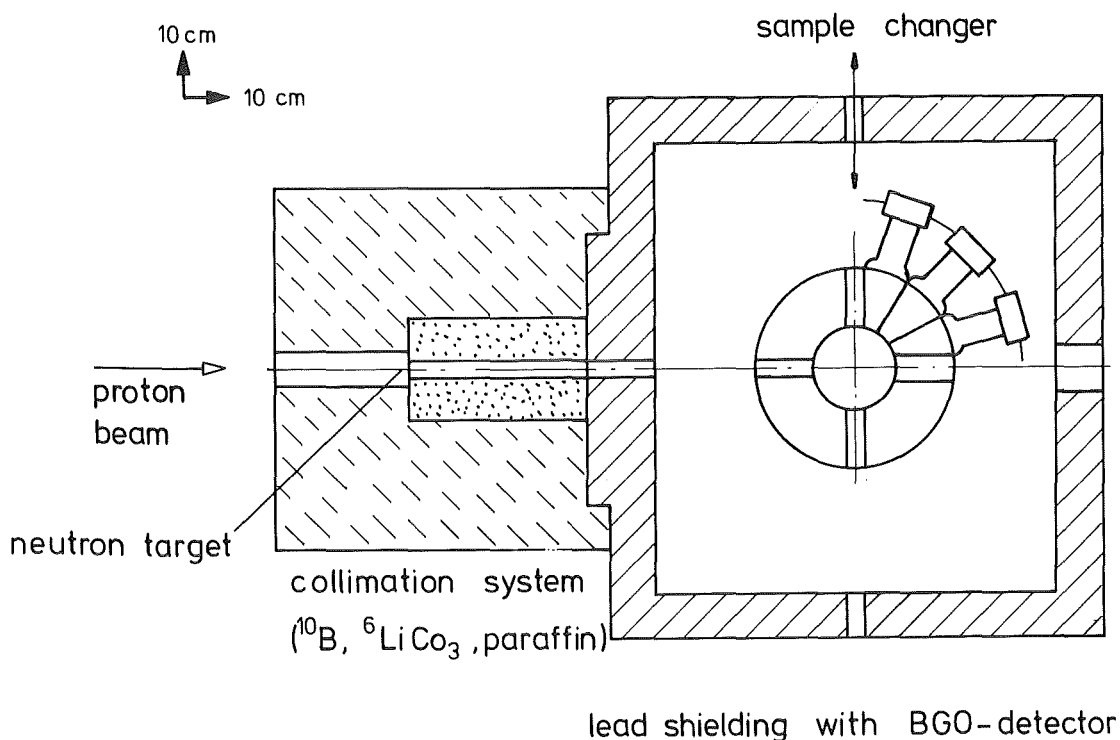


Abb. 16 Schematischer Aufbau des BGO-Detektors am Beschleuniger

Verglichen mit den derzeit am Karlsruher Van de Graaff laufenden Experimenten (z.B. Ref. /35/) ist der Flugweg von 100 cm relativ groß. Dies hat zur Folge, daß die Wiederhol- frequenz des Beschleunigers um einen Faktor 2 reduziert werden muß, um ein zeitliches Überschneiden aufeinanderfolgender Neutronenpulse zu vermeiden. Zusammen mit dem kleineren Raumwinkel ergibt sich so am Ort der Probe des BGO-Detektors ein Neutronenfluß, der 6 mal kleiner ist als für die jetzige C_6D_6 -Anordnung. Dieser Nachteil wird jedoch unmittelbar durch die höhere Ansprechwahrscheinlichkeit von 100 % gegenüber 20 % kompensiert. Der entscheidende Vorteil des BGO-Detektors liegt nun darin, daß die Einfangereignisse

nahezu untergrundfrei aufgezeichnet werden können. Dadurch reduziert sich die erforderliche Meßzeit ganz entscheidend, da mit den C_6D_6 -Detektoren im Energiebereich $E_n < 25$ keV das Signal-zu-Untergrundverhältnis in der Regel kleiner als 0.1 ist.

Die schlechtere Zeitauflösung des BGO-Detektors von 5 ns gegenüber den C_6D_6 -Detektoren (1 ns) wird zwar zu einem Teil durch den um 60 % längeren Flugweg wettgemacht, die erreichbare Energieauflösung ist dennoch um einen Faktor 3 geringer als für die seither verwendeten C_6D_6 -Detektoren. Dieser Nachteil wiegt jedoch gering, da die Neutroneneinfangquerschnitte der am s-Prozeß beteiligten Kerne im keV-Bereich in aller Regel einen glatten Verlauf mit der Neutronenenergie aufweisen. Ein positiver Aspekt der reduzierten Zeitauflösung besteht darin, daß die Anforderungen an die Pulsbreite des Beschleunigers bei Messungen mit dem BGO-Detektor wesentlich weniger kritisch sind. Dadurch kann die zeitliche Akzeptanz des Pulsungssystems vergrößert werden, was einen Gewinn in der Strahlintensität bis zu einem Faktor 2 ermöglicht. (Denkbar wäre z.B. die Verwendung eines zusätzlichen Bunching-Magneten).

7.2 Zählraten, Untergrund, Fehler

Um einen Vergleich mit bisherigen Meßmethoden zu bekommen, soll in diesem Abschnitt eine typische Messung durchgespielt werden. Dabei wird von einer Goldprobe mit 20 mm Durchmesser und 1 mm Dicke ($= 1.8 \times 10^{22}$ Kerne) ausgegangen. Der Neutroneneinfangquerschnitt von ^{197}Au beträgt 610 mb bei 30 keV. Aus der $^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion ergibt sich bei dieser Energie eine Ausbeute in Vorwärtsrichtung von $Y = 2 \times 10^5$ n/sec sterad bezogen auf 1 μA Targetstrom und 1 keV Neutronenenergieintervall. Legt man beim C_6D_6 -Detektor einen Flugweg von 60 cm und einen Targetstrom von 7 μA bei 1 MHz Wiederholfrequenz zugrunde, so ergibt sich im Bereich zwischen 30 und 31 keV Neutronenenergie ein Fluß von $\phi = 30$ n/cm² sec. Im Fall der BGO-Kugel verringert sich wegen des größeren Probenabstands vom Neutronentarget (100 cm)

der Raumwinkel. Außerdem muß die Wiederholfrequenz und damit der Targetstrom um einen Faktor 2 reduziert werden, so daß nur ein Fluß $\phi = 6 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ übrigbleibt. Die Detektorzählraten in dem jeweiligen Fluß und für die gegebene Probe betragen dann

$$Z = \phi N \sigma \epsilon.$$

Sie sind für beide Systeme gleich ($Z = 7 \times 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$), da der geringere Fluß durch die höhere Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ des BGO-Detektors aufgewogen wird. Während für den C_6D_6 -Detektor ein Signal-zu-Untergrundverhältnis von $S = 0.1$ für diese Energie gemessen wird, kann man davon ausgehen, daß der entsprechende Wert beim BGO-Detektor zwischen 1 und 10 liegen wird. In diesem Zusammenhang kann man abschätzen, daß der (im C_6D_6 -Detektor vernachlässigbare) Beitrag der Höhenstrahlung im BGO-Detektor etwa 10 % der Nutzzählrate ausmacht. Dieser Anteil läßt sich durch eine Antikoinzidenz-Abschirmung weitgehend reduzieren. Um im betrachteten Energieintervall bei der gegebenen Einfangrate und einem Signal-zu-Untergrundverhältnis von $S = 0.1$ bzw. $S = 3$ einen vorgegebenen statistischen Fehler der Messung von 2 % zu erreichen, muß mit dem C_6D_6 -Detektor 208 h, mit dem BGO-Detektor aber nur 16 h gemessen werden. Dieser Punkt ist ganz wesentlich, da man aufgrund dieser besseren Empfindlichkeit in die Lage versetzt wird, durch Variation wichtiger Parameter, wie z.B. der Probendicke, systematische Fehler zu untersuchen und direkt experimentell zu bestimmen. Für die diskutierte ^{197}Au -Proben wurden für die bisherigen Messungen ein systematischer Fehler von 2 % für die Selbstabschirmung und Vielfachstreuung bzw. 1 % für die Gamma-Selbstabsorption abgeschätzt. Bei einer angestrebten Meßgenauigkeit von $<1 \%$ wird es deshalb unerläßlich, die Probendicke um einen Faktor 3-5 zu verringern. Dies ist bei der obigen Meßzeitabschätzung für die BGO-Kugel durchaus möglich, umso mehr, als sich die angestrebte statistische Genauigkeit von 2 % lediglich auf

das Energieintervall zwischen 30 und 31 keV bezog. Bei der Berechnung der gemittelten Einfangsquerschnitte über die Maxwellverteilung verkleinert sich der statistische Fehler entsprechend auf $\sim 0.2\%$.

Neben der Zählstatistik und den Probeneffekten trägt noch die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ des Detektors für die Gammakaskaden nach Neutroneneinfang wesentlich zum Gesamtfehler bei. Mit Hilfe der Abb. 14 läßt sich abschätzen, daß mindestens 97 % der Einfangereignisse erfaßt werden. Dabei wird angenommen, daß für $E_\gamma < 3$ MeV der Untergrund im Einfangspektrum der untersuchten Probe überwiegt. Dieser Untergrund läßt sich jedoch experimentell mit guter Genauigkeit bestimmen, indem man die Probe durch eine reine Streuprobe, z.B. durch eine Kohlenstoffprobe, ersetzt. Dadurch kann man nahe an eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 100 % herankommen, so daß der Fehler für ϵ sicher kleiner als 0.5 - 1 % wird. Wichtig ist in diesem Zusammenhang, daß bei der Messung von Wirkungsquerschnittsverhältnissen die systematischen Fehler (durch Probeneffekte und aufgrund der Ansprechwahrscheinlichkeit), die man bei der Bestimmung von Einfangraten der untersuchten Proben macht, sich zum größten Teil gegenseitig aufheben und deshalb das Ergebnis nur sehr wenig beeinflussen.

Für viele Anregungen und Vorschläge bei den Überlegungen zu diesem Bericht danken wir I. Appenzeller, B. Baschek, W. Hillebrandt, T. Kirsten, C. Rolfs und J. Schmidt-Burgk.

LITERATUR

- /1/ F. Käppeler, H. Beer, K. Wisshak, D.D. Clayton,
R.L. Macklin, R.A. Ward, Ap. J. 257(1982) 821-846
- /2/ D.D. Clayton, "Principles of Stellar Evolution and
Nucleosynthesis", McGraw Hill, New York (1968)
- /3/ J. Audouze, S. Vauclair, "Die Entstehung der Elemente",
Deutsche Verlags-Anstalt, Stuttgart (1974)
- /4/ E. Anders, M. Ebihara, 1982,
eingereicht bei Geochim. Cosmochim. Acta
- /5/ J.H. Conrad, Dissertation Univ. Heidelberg (1976)
- /6/ H. Holweger, "Les Eléments et Leur Isotopes dans
l'Univers", XXII^e Colloque International d'Astrophysique,
Liège (1978) p. 117 sowie private Mitteilung
- /7/ A.G.W. Cameron, in "Nuclear Astrophysics", ed. C.A. Barnes,
D.D. Clayton, D.N. Schramm, Cambridge University Press,
Cambridge (1982).
- /8/ H. Palme, H.E. Suess, H.D. Zeh, in Landolt-Börnstein,
New Series, Group VI, Vol. 2, ed. K. Schaifers, H.H. Voigt,
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York (1981) p.257
- /9/ H. Palme, priv. Mitteilung (1982)
- /10/ J. Patchett, priv. Mitteilung (1982)
- /11/ F. Begemann, Rep. Progr. Phys. 43 (1980) 1309
- /12/ K. Takahashi, K. Yokoi, private Mitteilung
- /13/ H. Beer, F. Käppeler, K. Takahashi, K. Yokoi,
in Vorbereitung
- /14/ J. Almeida, F. Käppeler, Ap. J. (im Druck)
- /15/ D. Prialnik, G. Shaviv, A. Kovetz,
Ap. J. 247 (1981) 225
- /16/ I. Iben jr. Ap. J. 196 (1975) 525
Ap. J. 208 (1976) 165
Ap. J. 217 (1977) 788
- /17/ J.W. Truran, I. Iben jr., Ap. J. 216 (1977) 197

- /18/ K. Cosner, I. Iben jr., J.W. Truran, Ap. J. (Letters) 238 (1980) L91
- /19/ R.R. Winters, R.L. Macklin, J. Halperin, Phys. Rev. C21 (1980)563
- /20/ K. Yokoi, K. Takahashi, M. Arnould, Report IKDA 82/10, TH Darmstadt, Inst. f. Kernphysik, eingereicht bei Astronomy and Astrophysics
- /21/ H.V. Klapdor, T. Oda, J. Metzinger, W. Hillebrandt, F.K. Thielemann, Z. Phys. A 299 (1981) 213
- /22/ H. Beer, F. Käppeler, Phys. Rev. C21 (1980) 534
- /23/ H. Beer, Ap. J. (im Druck)
- /24/ H. Beer, F. Käppeler, K. Wisshak, R.A. Ward, Ap. J. Suppl. Series 46 (1981) 295
- /25/ B. Thom, D.B. Gayther, M.C. Moxon, B.W. Thomas, Neutron Data of Structural Materials for Fast Reactors, Pergamon Press (Oxford, New York) 1979, p. 675
- /26/ W.P. Pönitz, Nucl. Sci. and Eng. 57 (1975) 300
- /27/ M.C. Moxon, E.R. Rae, Nucl. Instr. Meth. 24 (1963) 445
- /28/ J.B. Czirr, Nucl. Instr. Meth. 82 (1969) 23
- /29/ R.L. Macklin, B.J. Allen, Nucl. Instr. Meth. 91 (1971) 565
- /30/ S. Joly, J. Voignier, G. Grenier, D.M. Drake, L. Nilsson, Nucl. Instr. Meth. 153 (1978) 493
- /31/ K. Wisshak, F. Käppeler, Nucl. Sci. and Eng. 77 (1981) 58
- /32/ H. Beer, R.R. Spencer, A. Ernst, Astr. and Astrophys. 37 (1974) 197
- /33/ G. Reffo, F. Fabbri, K. Wisshak, F. Käppeler, Nucl. Sci. Eng. 80 (1982) 630
- /34/ B. Leugers, KfK 2895 (1979)
- /35/ J. Almeida, KfK 3347 (1982)
- /36/ R.S. Simon, J. de Physique, Colloque C-10 Supplement au No. 12 (1980) p. C10-281
- /37/ W. Weiter, Diplomarbeit, Univ. Heidelberg (1981)

- /38/ D. Habs, F.S. Stephens, R.M. Diamond, Report LBL-8945 (1979)
- /39/ K. Wisshak, J. Wickenhauser, F. Käppeler,
G. Reffo, F. Fabbri, Nucl. Sci. Eng. 81(1982) 396
- /40/ D.M. Drake, L.R. Nilsson, J. Fancett,
Nucl. Instr. Meth. 188 (1981) 313
- /41/ W.L. Reiter, G. Stengl, Nucl. Instr. Meth. 169 (1980) 469

ANHANG: KARLSRUHER ARBEITEN ZUM s-PROZESS

Beer, H.; Spencer, R.R.; Ernst, A.;
The s-Process near the Iron Seed - some Improved Capture
Cross Sections
Astronomy and Astrophysics 37 (1974) 197 - 200

Beer, H.; Spencer, R.R.;
KeV Neutron Radiation Capture and Total Cross Section
of $^{50,52,53}\text{Cr}$, $^{54,57}\text{Fe}$, and $^{62,64}\text{Ni}$
KfK-Report 2036 (Oktober 1974)
Nuclear Physics A240 (1975) 29 - 53

Spencer, R.R.; Beer, H.;
Measurement of Radiative Capture in ^{59}Co
Nuclear Science and Engineering 60 (1976) 390 - 398

Hong, L.D.;
Messung des Neutroneneinfangquerschnitts von ^{58}Fe im keV-Bereich
und seine Bedeutung für die Nukleosynthese in der Astrophysik,
Diplomarbeit, Univ. Heidelberg (1977)

Beer, H.; Hong, L.D.; Käppeler, F.;
A Measurement of the Total Neutron Cross Section of ^{58}Fe
in the Energy Range from 7 to 325 keV
Nuclear Science and Engineering 67 (1978) S. 184 - 189

Beer, H.;
Investigation of the Validity of the Valence Model for
Neutron Capture in the Mass Range $40 < A < 70$
J. de Physique 40 (1979) 339 - 342

Leugers, B.;
Die Neutroneneinfangquerschnitte der Kryptonisotope und
ihre Bedeutung für die Astrophysik
Dissertation, Universität Karlsruhe 1979
KfK-Report 2895 (November 1979)

Beer, H.; Käppeler, F.;
Neutron Capture Cross Sections on ^{138}Ba , ^{140}Ca , ^{142}Ce , ^{175}Lu ,
 ^{176}Lu , and ^{181}Ta at 30 keV: Prerequisite for Investigation
of the ^{176}Lu Cosmic Clock; Physical Review C21 (1980) 534-44

Hensley, F.;
Eine Methode zur Bestimmung der Neutroneneinfangquerschnitte
von Kryptonproben; Dissertation Univ. Heidelberg (1979)
KfK-Report (Februar 1980)

- Almeida, J.; Beer, H.; Käppeler, F.; Wisshak, K.;
Neutroneneinfang und die Entstehung der chemischen Elemente
KfK-Nachrichten, 12/3 (1980) 3 - 11
- Beer, H.; Käppeler, F.; Wisshak, K.; Ward, R.A.;
¹⁷⁶Lu: Cosmic Clock or Stellar Thermometer ?
KfK-Report 3094 (Dezember 1980).
The Astrophysical Journal Suppl. Series 46 (1981) 295-317
- Beer, H.; Ward, R.A.;
Neutron-Capture Nucleosynthesis of Nature's Rarest Stable Isotope
Nature, 291 (1981) 308-10
- Beer, H.; Käppeler, F.;
Population of Isomeric States by keV Neutron Capture:
Clues to Stellar s-Process Nucleosynthesis
Eingeladener Vortrag, Int. Symp. on Neutron-Capture Gamma-Ray
Spectroscopy and Related Topics, Grenoble (1981),
Conference Series Number 62,
The Institute of Physics, Bristol and London, p. 558-572
- Ward, R.A.; Beer, H.;
On the Origin of the Solar-system Abundances of ¹¹³In ¹¹⁴Sn,
and ¹¹⁵Sn
Astronomy and Astrophysics 103 (1981) 189 - 196
- Schatz, G.;
Die Entstehung der schweren Elemente im stellaren s-Prozeß
- Grundlagenforschung im Kernforschungszentrum Karlsruhe
KfK-Nachrichten 13 (1981) 192
- Beer, H.; Käppeler, F.; Wisshak, K.;
Fast Neutron Capture on ¹⁸⁰Hf and ¹⁸⁴W and the Solar Hafnium
and Tungsten Abundance
Astronomy and Astrophysics 105 (1982) 270 - 277
- Käppeler, F.; Beer, H.; Wisshak, K.; Clayton, D.D.; Macklin, R.K.;
Ward, R.A.;
s-Process Studies in the Light of New Experimental Cross
Sections: Distribution of Neutron Fluences and r-Process
Residuals
The Astrophys. Journ. 257 (1982) 821 - 846 - KfK-Report 3210
- Walter, B.; Beer, H.;
Population Probabilities of Excited States in Radioactive Nuclei
for s-Process Studies
KfK-Report 3327 (1982)
- Reffo, G.; Fabbri, F.; Wisshak, K.; Käppeler, F.;
Fast Neutron Capture Cross Sections and Related Gamma-Ray
Spectra of Niobium-93, Rhodium-103, and Tantalum-181
Nuclear Science and Engineering 80 (1982) 630 - 647

Almeida, J.;

The Capture Cross Sections of the Neon Isotopes and the s-Process
Neutron Balance
KfK-Report 3347 (1982)

Beer, H.; Macklin, R.L.;

178, 179, 180_{Hf} and 180_{Ta} (n,γ) Cross Sections and Their
Contribution to Stellar Nucleosynthesis
Phys. Rev. C26 (1982) 1404 - 1416

Beer, H.;

¹⁷⁶Lu: Cosmic Clock and Stellar Thermometer
The Astrophysical Journal 262 (1982) 739-741

Im Druck:

Almeida, J.; Käppeler, F.;

Isotopic Neon Cross Sections for a Study of Neutron Balance
and Temperature During s-Process Nucleosynthesis
The Astrophysical Journal (Febr. 1983)

Käppeler, F.; Wisshak, K.; Hong, L.D.;

Neutron Capture Resonances in ⁵⁶Fe and ⁵⁸Fe in the Energy
Range from 10 - 100 keV
KfK-Report 3412
eingereicht bei Nuclear Science and Engineering

Mathews, G.J.; Mengoni, A.; Thielemann, F.-K.;
Fowler, W.A.

Neutron Capture Rates in the r-Process: The Role of Direct
Radiative Capture
eingereicht bei The Astrophysical Journal

In Vorbereitung

Käppeler, F.; Beer, H.;

Nuclear Physics Aspects of Neutron Capture Nucleosynthesis
Review-Artikel für Reports on Progress in Physics