

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

August 1969

KFK 1072

Institut für Angewandte Kernphysik

Untersuchungen an Neutronenresonanzen im ^{57}Fe

G. Rohr, K.-N. Müller



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

Untersuchungen an Neutronenresonanzen im $^{57}\text{Fe}^*$

G. ROHR und K.-N. MÜLLER

Institut für Angewandte Kernphysik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Germany

Eingegangen am 7. Mai 1969

Study of ^{57}Fe Neutron Resonances

The total neutron cross section of ^{57}Fe in the keV region was measured in a transmission experiment using a pulsed Van de Graaff generator. Experimental data were fitted with a two channel multilevel formula to obtain the individual resonance parameters including the inelastic scattering width. The strength-function and its spin dependence are investigated. The data indicate a correlation between the phases of the reduced amplitudes for elastic and inelastic scattering.

In a further experiment the 14,4 keV- γ -radiation of the $(n, n'\gamma)$ -reaction in ^{57}Fe was detected. The application of this reaction for Mößbauer experiments is discussed.

1. Einleitung

Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes mit hoher Auflösung für Neutronen im keV-Bereich haben nicht nur Bedeutung für den Bau von schnellen Brutreaktoren, sondern liefern auch eine Grundlage für verschiedene kernphysikalische Untersuchungen. Mit dem am Karlsruher Van de Graaff-Beschleuniger aufgebauten Flugzeitspektrometer werden Kerne im Massenbereich von etwa $A=40$ bis $A=80$ unter diesen Gesichtspunkten untersucht. Ausgehend von den aus dem Wirkungsquerschnittsverlauf ermittelten Resonanzparametern lassen sich z. B. die Verteilungsfunktionen für Niveauabstände und -breiten, Niveaudichteparameter und Stärkefunktionen bestimmen und mit den Voraussagen bestehender Theorien der Kernreaktionen vergleichen. Um die interessante Frage der Spinabhängigkeit der Stärkefunktion zu klären, werden hauptsächlich Kerne mit Spin im Grundzustand gemessen. Da die hierfür in Frage kommenden Kerne meist nur in geringen Mengen als separierte Isotope zur Verfügung stehen, ist der geringe Bedarf an Probenmaterial ein besonderer Vorzug des Karlsruher Spektrometers. Wenn, wie von einigen Autoren¹ vermutet, eine $(2J+1)$ -Abhängigkeit

* Diese Arbeit wurde im Rahmen der Assoziation zwischen der Europäischen Atomgemeinschaft und der Gesellschaft für Kernforschung auf dem Gebiet der Schnellen Reaktoren durchgeführt.

1. Julien, J., S. de Barros, P. L. Chevillon, V. Huynh, G. Le Poittevin, F. Netter, and C. Samour: Nuclear structure study with neutrons. Conf. Proceedings, p. 529. Amsterdam: North-Holland Publ. Co. 1966. — Ribon, P., A. Lottin, A. Michaudon, and J. Trochon: Nuclear structure study with neutrons. Conf. Proceedings, p. 565. Amsterdam: North-Holland Publ. Co. 1966.

der s -Wellen-Stärkefunktion existiert, müßte dieser Effekt an ^{57}Fe mit Targetspin $I=1/2$ deutlich auftreten. Darüber hinaus ist ^{57}Fe wegen des tiefliegenden 14,4 keV-Niveaus interessant. Wie aus dieser Arbeit hervorgeht, bietet sich hier nämlich die besondere Gelegenheit, den inelastischen Streuquerschnitt mit hoher Auflösung allein durch Messung des totalen Wirkungsquerschnittes zu erhalten. Eine direkte Messung des inelastischen Wirkungsquerschnittes mit hoher Auflösung ist in diesem Energiebereich aus Intensitätsgründen unmöglich. Mit dem vorliegenden Experiment wird es möglich, Korrelationen zwischen den Parametern für elastische und inelastische Streuung über denselben Compoundzustand zu untersuchen.

Das Isotop ^{57}Fe ist bisher nur einmal und zwar in dem Energiebereich von 3–60 keV gemessen worden². Es wurden insgesamt fünf Resonanzen nachgewiesen und mit einer Breit-Wigner-Formel analysiert. Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Messungen an ^{57}Fe über einen großen Energiebereich auszudehnen und die Parameter der wichtigsten Resonanzen zu bestimmen.

2. Experimentelle Methode

Der totale Wirkungsquerschnitt wurde in einem Transmissionsexperiment mit Hilfe eines gepulsten Van de Graaff-Generators nach der Flugzeitmethode gemessen. Der Beschleuniger lieferte bei einer Impulsbreite von 1 nsec und einer Wiederholungsfrequenz von 250 kHz einen mittleren Protonenstrom von 1,5–2,5 μA . Die Neutronen wurden über die (p, n) -Reaktion in einem dicken Lithiumtarget erzeugt.

Bis zu einer Energie von etwa 60 keV wurde ein Borscheibendetektor verwendet. Er besteht aus einer 0,5 cm dicken, gesinterten Borscheibe, die senkrecht zum Neutronenstrahl von vier NaJ(Tl)-Kristallen umgeben ist (Fig. 1). Der Nachweis der Neutronen erfolgt über die 478 keV- γ -Strahlung des $^7\text{Li}^*$, die mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa 93% nach Absorption der Neutronen in der auf 92% ^{10}B angereicherten Borscheibe entsprechend der Reaktion $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^*$ auftritt. Die NaJ-Kristalle waren von 10 cm Blei und 20 cm Lithium-Paraffin umgeben. Diese Abschirmung sorgte einerseits dafür, daß der Untergrund, hervorgerufen durch die natürliche Radioaktivität der Umgebung, stark herabgesetzt wurde und verhinderte andererseits zusammen mit einem Lithium-Paraffin-Kollimator, daß der direkte Neutronenstrahl oder gestreute Neutronen die NaJ-Kristalle trafen. In einer Fast-slow-Koinzidenzschaltung wurde eine Zeitungenauigkeit für den Nachweis der γ -Strahlung für die vier parallel geschalteten NaJ-

2. Good, W. M., D. Paya, R. Wagner, and T. Tamura: Phys. Rev. **151**, 912 (1966).

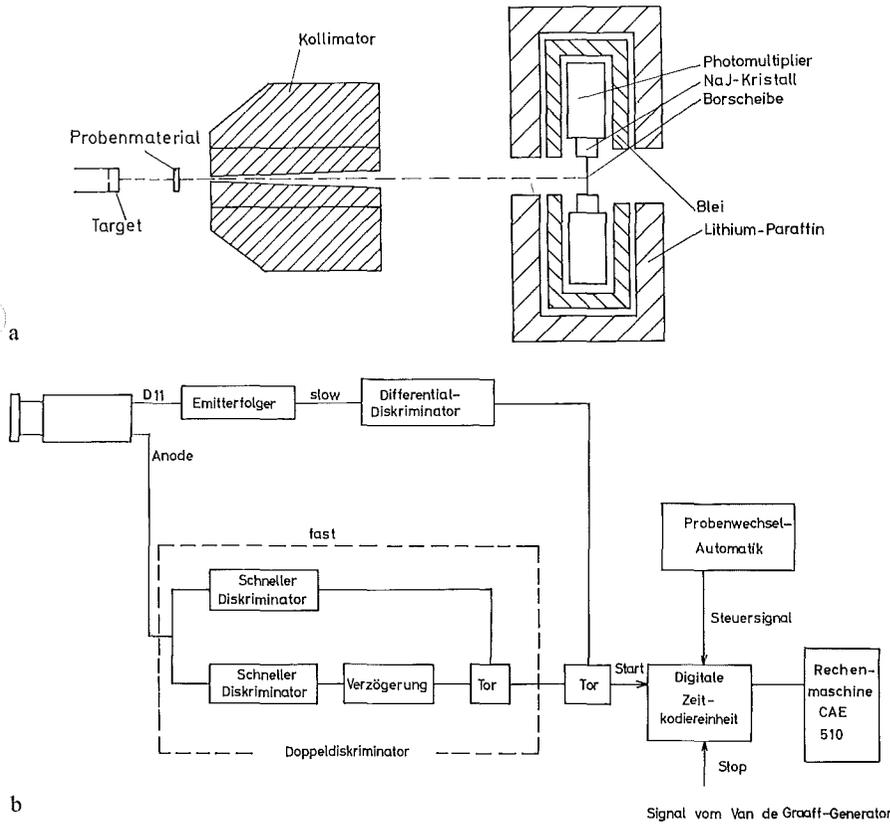


Fig. 1 a u. b. Flugzeitspektrometer mit Borscheibendetektor. a Aufbau des Spektrometers (schematisch). b Blockschaltbild für den Borscheiben-Detektor

Detektoren von 3 nsec erreicht. Der Abstand des Detektors vom Target betrug rund 5 m.

Oberhalb von 60 keV Neutronenenergie erwies sich die Verwendung eines Protonenrückstoßdetektors als vorteilhafter. Die Fig. 2 zeigt schematisch den Aufbau dieses Spektrometers. Der Detektor besteht aus zwei Photomultipliern (Valvo XP 1040), die über einen Lichtleiter optischen Kontakt mit einer 1 cm dicken Plastikscintillatorscheibe (NE 102 A) von 25 cm Durchmesser haben. Die Anodenausgänge der Multiplier sind in Koinzidenz geschaltet, um das Rauschen der Multiplier zu eliminieren. Das Zeitsignal für den Nachweis des Neutrons wird aus der Impuls-Addition beider Multiplierausgänge (14. Dynoden) bestimmt. Diese Zeitinformation hat eine bis zu einem Faktor zwei

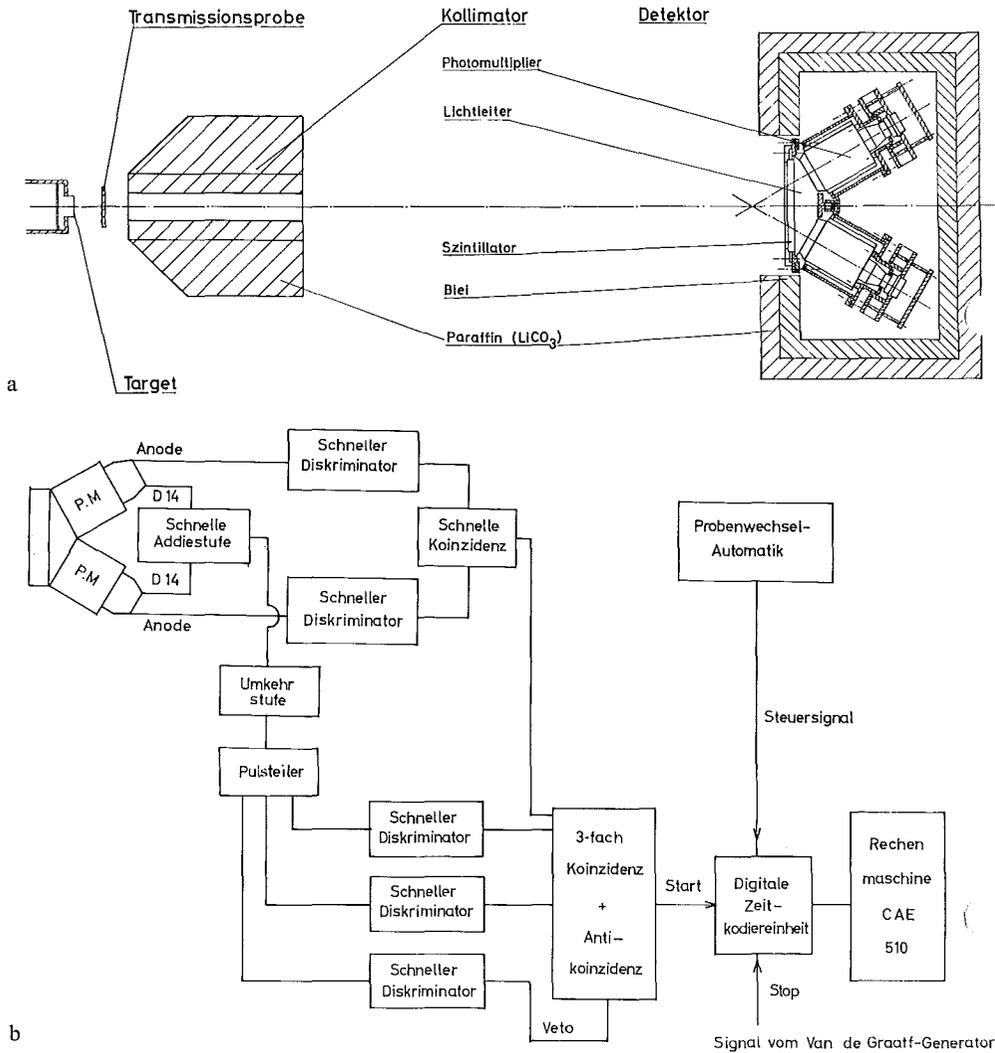


Fig. 2a u. b. Flugzeitspektrometer mit Protonenrückstoßdetektor. a Aufbau des Spektrometers (schematisch). b Blockschaltbild für den Protonenrückstoßdetektor

höhere Genauigkeit als die des schnellen Koinzidenzausgangs³. Der Laufweg der Neutronen betrug etwa 10 m. Damit wurde eine Auflösung des Spektrometers von 0,4 nsec/m erhalten.

3. Rohr, G.: IAK-Arbeitsbericht Nr. 4 (1963) (unveröffentlicht).

Nähere Einzelheiten über das Spektrometer und zur Bestimmung der Zeitauflösung der verwendeten Detektoren sind bereits veröffentlicht⁴.

Die Flugzeit wurde mit einer digitalen Zeitkodiereinheit (H C 98 von Intertechnique) bei einer Kanalbreite von 2 nsec über einem Zeitbereich von 2 μsec gemessen. Die beiden Flugzeitspektren – mit und ohne Probe – wurden in dem Memoryblock einer CAE-Rechenmaschine (RW 530) gespeichert. Der Untergrund wurde aus den Zeitspektren oberhalb der höchsten auftretenden Neutronenenergie bestimmt.

Zur Durchführung der Messung standen uns 10 g ^{57}Fe angereichert auf 92% in Form von Oxyd-Pulver zur Verfügung (Leihgabe aus dem EANDC-Pool). Das Oxyd wurde in einen dünnwandigen Aluminiumbehälter mit definierten Abmessungen gefüllt. Bei der Messung ohne Probe wurde dieser durch einen leeren Aluminiumbehälter ersetzt. Die verwendeten Probendicken waren $1,25 \times 10^{22}$ Atome/cm², $3,02 \times 10^{22}$ Atome/cm² und $6,68 \times 10^{22}$ Atome/cm².

Eine Korrektur für den oxydischen Sauerstoff läßt sich für Neutronenenergien $E_n < 300$ keV einfach durchführen, da in diesem Bereich dessen totaler Wirkungsquerschnitt praktisch konstant ist.

3. Bestimmung der Resonanzparameter

a) Kanalanalyse

Gemessene Wirkungsquerschnitte wurden in unserem Labor bisher mit einer Ein-Kanal-Multiniveauformel analysiert⁵. Im untersuchten Massen- und Energiebereich reicht diese Formel aus, wenn neben der Resonanzstreuung nur noch Einfang von Neutronen möglich ist. Die Einfangbreiten Γ_γ sind nämlich in den Resonanzen, deren Parameter man bestimmen kann, um fast zwei Größenordnungen kleiner als die Streubreiten Γ_n . Im ^{57}Fe kann aber zusätzlich oberhalb von 14,4 keV inelastische Streuung auftreten. Die zugehörigen Breiten Γ_n' sind in diesem Falle vergleichbar mit den elastischen Breiten und können nicht mehr vernachlässigt werden.

Im untersuchten Energiebereich werden sowohl für elastische als auch für inelastische Streuung praktisch nur *s*-Wellen-Neutronen im Eingangs- und Ausgangskanal auftreten. Die Drehimpulse und Paritäten der beobachtbaren Compoundkernresonanzen sind daher $J=0^-$, 1^- , und nur solche Niveaus des Targetkernes können im inelastischen Prozeß bevölkert werden, deren Drehimpulse *I* der Bedingung

$$|J-1/2| \leq I \leq |J+1/2|$$

4. Rohr, G.: Doktorarbeit, Universität Karlsruhe 1967.

5. Rohr, G., and E. Friedland: Nucl. Phys. A **104**, 1 (1967).

Tabelle 1. Die niedrigsten Niveaus von ^{57}Fe

Energie [keV]	Spin	Parität
0	1/2	—
14,4	3/2	—
135	5/2	—
365	3/2	—

genügen und die ebenfalls negative Parität haben. Aus den in Tabelle 1 zusammengestellten Parametern des Grundzustandes und der ersten angeregten Zustände von ^{57}Fe ergibt sich demnach, daß für Neutronenenergien von weniger als 365 keV nur ein einziger inelastischer Kanal offen ist: Bevölkerung des 14,4 keV-Niveaus über Compoundzustände mit $J=1$.

In diesem Fall wird der maximale Wirkungsquerschnitt von $4\pi\lambda^2g$, wobei g den statistischen Gewichtungsfaktor für $J=1$ bedeutet und λ die reduzierte Wellenlänge, nicht mehr notwendig erreicht. Die Absenkung des Wirkungsquerschnittes ist ein Maß für die inelastische Streubreite Γ_n . Da sich bei ^{57}Fe die maximalen Wirkungsquerschnitte für die beiden möglichen Spinwerte sehr stark unterscheiden, besteht die Möglichkeit, bereits aus der Messung des totalen Wirkungsquerschnittes auch Aussagen über den inelastischen Streuquerschnitt zu machen.

b) Zwei-Kanal-Multiniveauformel

Eine Zwei-Kanal-Multiniveauformel, für einen elastischen und einen inelastischen Streukanal, läßt sich noch ohne zu großen Aufwand aus der R -Matrix-Theorie ableiten. Nach Eisenbud und Wigner kann die R -Matrix durch die inneren Eigenschaften des Kernes ausgedrückt werden

$$R_{cc'} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E}. \quad (1)$$

Hier bedeuten $\gamma_{\lambda c}$ die reduzierten Amplituden für den Zerfall des Zustandes λ in den Kanal c und E_{λ} die Energie des entsprechenden Zustandes.

Aus der R -Matrix erhält man nach LANE und THOMAS die S -Matrix⁶:

$$S_{cc'} = (ka_c)^{\frac{1}{2}} O_c^{-1} [(1 - RL^0)^{-1} (1 - RL^{0*})]_{cc'} I_c'(ka_c)^{-\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

6. LANE, A. M., and D. G. THOMAS: Rev. Mod. Phys. **30**, 257 (1958).

I und O sind die ein- und auslaufenden Kugelwellen im Außenraum. Die Diagonalmatrix L^0 ist definiert durch

$$L^0 = L - B.$$

Dabei ist B eine reelle Zahl, die die Randbedingung an der Kernoberfläche festlegt, und L ist die logarithmische Ableitung der auslaufenden Kugelwelle am Kernrand ($a_c \cong$ Kanalradius). Dann ist

$$L_c = \left(k a_c \frac{O'_c}{O_c} \right)_{a_c} = S_c + i P_c$$

oder

$$L_c^0 = S_c^0 + i P_c \quad \text{mit} \quad S_c^0 = S_c - B.$$

k bedeutet hierbei den Wellenvektor der einfallenden Neutronen. Der Real- und Imaginärteil von L_c^0 sowie die reduzierte Amplitude sind direkt mit der partiellen Halbwertsbreite $\Gamma_{\lambda c}$ und der Niveaushiftung $A_{\lambda c}$ verknüpft

$$\Gamma_{\lambda c} = 2 P_c \gamma_{\lambda c}^2 \quad \text{und} \quad A_{\lambda c} = - S_c^0 \gamma_{\lambda c}^2. \quad (3)$$

Für s -Wellen-Neutronen ist $S_c = 0$, so daß für $B = 0$ die Niveaushiftung verschwindet.

Die interessierenden Wirkungsquerschnitte lassen sich durch das Matrixelement S_{11} ausdrücken

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} &= \pi \lambda^2 \sum_J 2g \operatorname{Re}(1 - S_{11}) \\ \sigma_n &= \pi \lambda^2 \sum_J g |1 - S_{11}|^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Der Reaktionsquerschnitt σ_n' kann dann aus der Differenz des totalen Wirkungsquerschnitts σ_{tot} und des Streuquerschnitts σ_n berechnet werden. Das Matrixelement S_{11} erhält man nach Ausführung der Matrixinversion aus (2) zu

$$S_{11} = e^{-2i\varphi_0} \left[\frac{(1 + i x_1)(1 - i x_2) - x_3^2}{(1 - i x_1)(1 - i x_2) + x_3^2} \right]. \quad (5)$$

Dabei ist $I/O = e^{-2i\varphi_0}$ mit $\varphi_0 = ka$, der Potentialstreuphase, berechnet für eine undurchdringliche Kugel mit dem Radius a ;

$$x_1 = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_n}{E_{\lambda} - E} \sqrt{\frac{E}{E_{\lambda}}}; \quad x_2 = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_n'}{E_{\lambda} - E} \sqrt{\frac{E - E_s}{E_{\lambda} - E_s}} \quad (6)$$

und

$$x_3 = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \frac{\pm \sqrt{\Gamma_n' \Gamma_n}}{E_{\lambda} - E} \sqrt{\frac{E(E - E_s)}{E_{\lambda}(E_{\lambda} - E_s)}}.$$

Das positive (negative) Zeichen vor der Wurzel in x_3 ist zu nehmen, wenn die Vorzeichen der reduzierten Amplituden γ_n, γ_n' (3) gleich (ungleich) sind.

Die in den Größen x_i auftretenden Faktoren

$$\sqrt{\frac{E}{E_\lambda}} \quad \text{bzw.} \quad \sqrt{\frac{E-E_s}{E_\lambda-E_s}}$$

enthalten die Energieabhängigkeit des Durchdringungsfaktors $P_0 = ka$ für gestreute bzw. $\bar{P}_0 = (k - k_s)a$ für inelastisch gestreute Neutronen in der Resonanz. E_s ist die Energieschwelle für den inelastischen Kanal.

Aus (4) und (5) erhält man für den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{tot}} = 2\pi \lambda^2 \sum_J g \left\{ 1 - \frac{[1 - x_1^2 + x_2^2 - (x_1 x_2)^2 + 2x_1 x_2 x_3^2 - x_3^4] \cos 2\varphi_J}{(1 - x_1 x_2 + x_3^2)} + \frac{2(x_1 + x_1 x_2^2 - x_2 x_3^2) \sin 2\varphi_J}{(x_1 + x_2)^2} \right\}. \quad (7)$$

Bezeichnen wir den Zähler des Bruches in der geschweiften Klammer mit Z und den Nenner mit N , dann gilt für den Streuquerschnitt

$$\sigma_n = \pi \lambda^2 \sum_J g \left\{ 1 - \frac{2Z}{N} + \frac{(1 + x_1 x_2 - x_3^2)^2 + (x_1 - x_2)^2}{(1 - x_1 x_2 + x_3^2)^2 + (x_1 + x_2)^2} \right\}. \quad (8)$$

Wie man sich leicht überzeugt, ist für reine elastische Streuung ($x_2 = x_3 = 0$)

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_n.$$

Die Phasenverschiebung φ wird analog dem Einkanal-Fall in der Mitte des Meßbereichs E_M in ein Polynom entwickelt, um den Einfluß der außerhalb des Meßbereichs liegenden Resonanzen zu berücksichtigen⁵. Es ist

$$\varphi_J = ka(1 - R_J)$$

mit

$$R_J = A_J + B_J(E - E_M) + C_J(E - E_M)^2.$$

Für die Zwei-Kanal-Multiniveauformel wurde ein Fortran-Programm für die IBM 7074 geschrieben. Ihre charakteristischen Züge werden in den Fig. 3 und 4 an einfachen Beispielen veranschaulicht. Jeder Lauf enthält zwei Resonanzen; die schwach ausgezogene Kurve entspricht dem totalen, die stark ausgezogene Kurve dem inelastischen Wirkungsquerschnitt. In Fig. 3 wird in den Läufen von oben nach unten das Aufteilungsverhältnis von Γ_n' und Γ_n bei festem Γ_{tot} vergrößert. Mit zunehmendem Einfluß des inelastischen Kanals wird, wie erwartet, das Maximum des totalen Wirkungsquerschnitts kleiner. Der inelastische

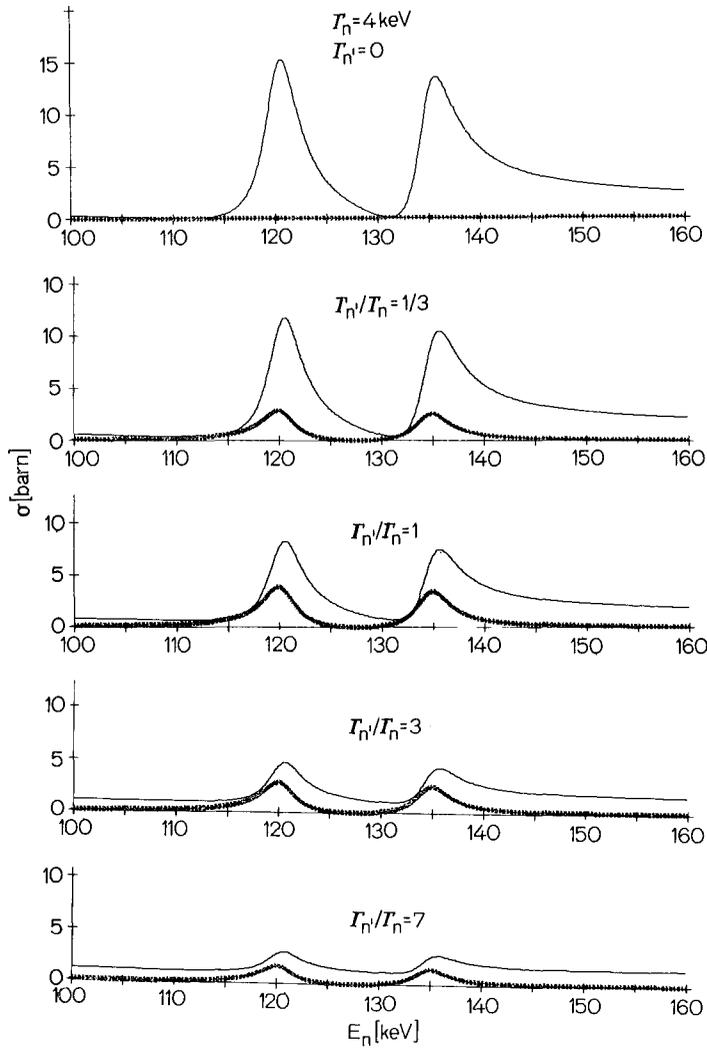


Fig. 3. Einfluß der inelastischen Streuung auf den totalen Wirkungsquerschnitt ($A=57$, $R=4f$, $\Gamma_{\text{tot}}=\Gamma_n+\Gamma_n'=\text{const}$)

Wirkungsquerschnitt ist für $\Gamma_n=\Gamma_n'$ am größten. Weiterhin ist deutlich erkennbar, daß mit zunehmender Breite von Γ_n' , sowohl die Interferenz zwischen Potential- und Resonanzstreuung als auch die Interferenz zwischen den Resonanzen verkleinert wird.

Im folgenden wird der Einfluß der Vorzeichen der reduzierten Amplituden auf den Wirkungsquerschnitt untersucht. Wie bereits be-

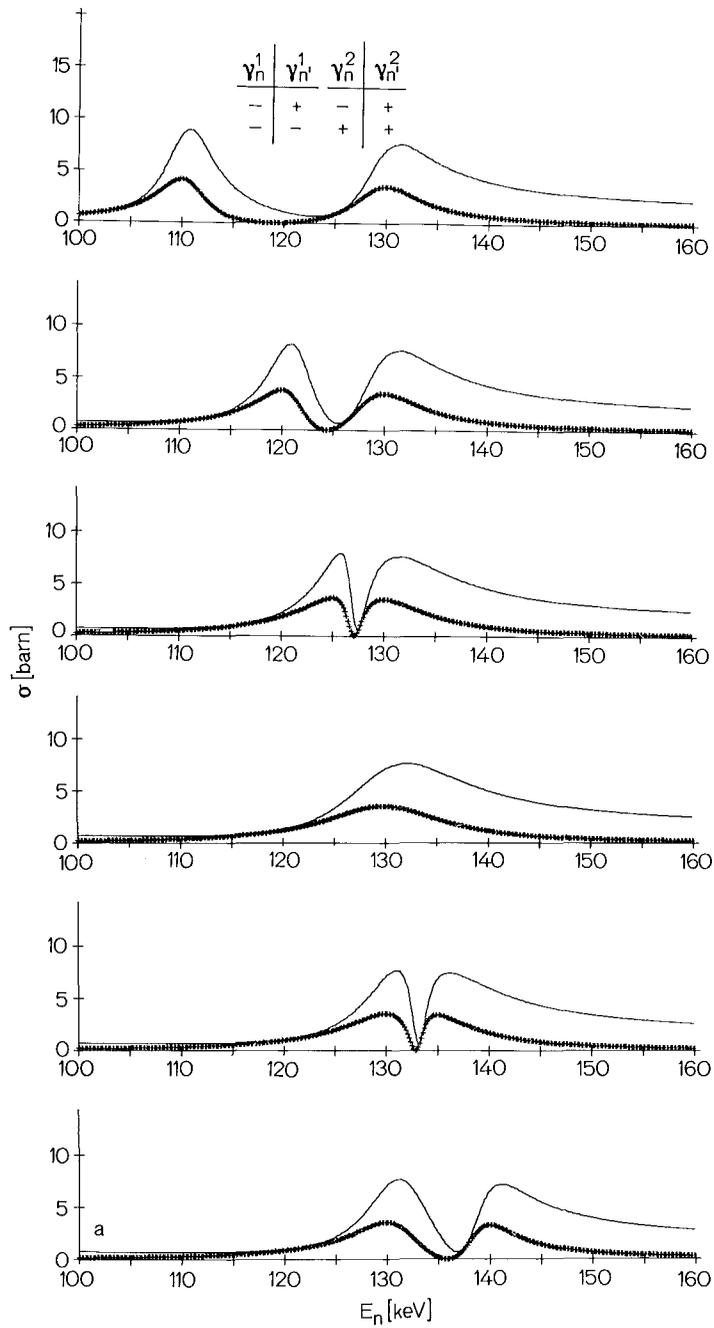


Fig. 4 a u. b. Einfluß der Phase der reduzierten Amplituden γ_n und $\gamma_{n'}$ auf den Wirkungsquerschnittsverlauf. a Mit Korrelation: $\text{sgn}(\gamma_n^1 \gamma_{n'}^1) \cdot \text{sgn}(\gamma_n^2 \gamma_{n'}^2) = 1$

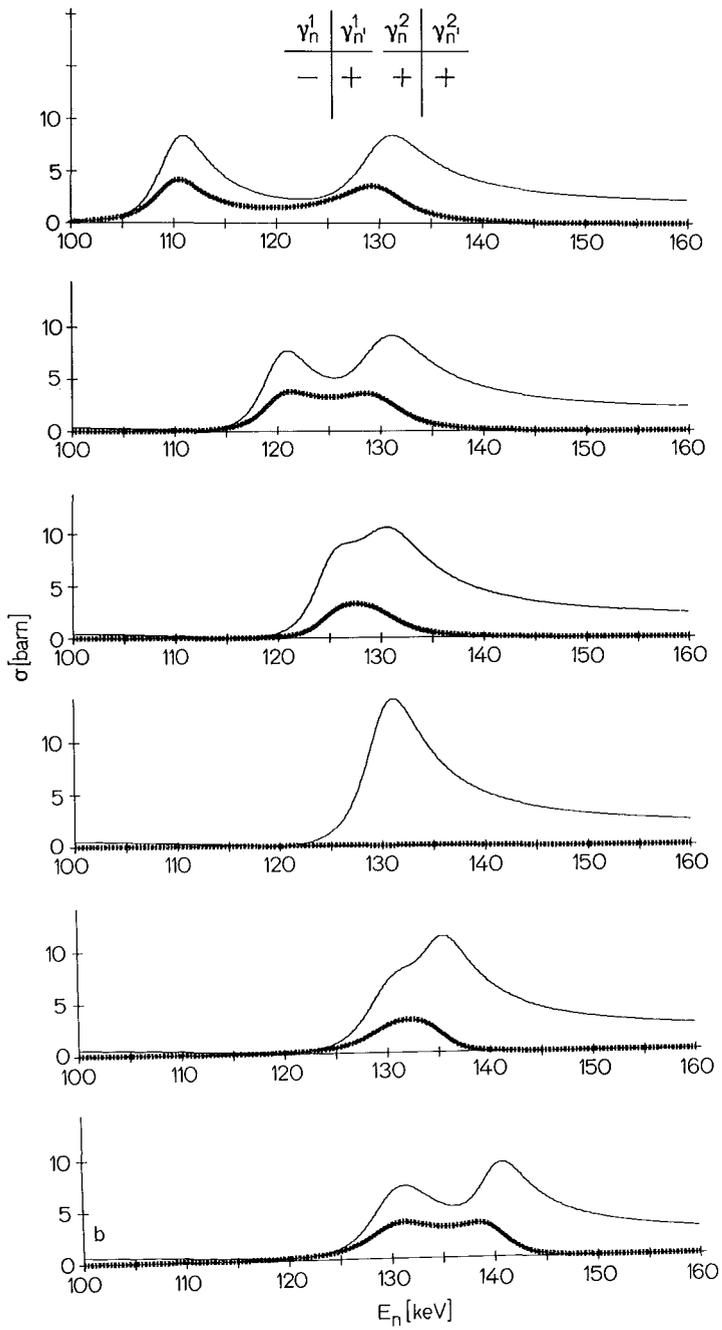


Fig. 4 b Ohne Korrelation: $\text{sgn}(\gamma_n^1 \gamma_{n'}^1) \cdot \text{sgn}(\gamma_n^2 \gamma_{n'}^2) = -1$

merkt, bestimmen sie die Vorzeichen der Summanden von x_3 . Da x_3 in σ_{tot} nur quadratisch auftritt, kann man zwei Fälle unterscheiden. Besteht zwischen den Vorzeichen (Phasen) der reduzierten Amplituden γ_n und $\gamma_{n'}$ zweier Resonanzen eine Korrelation, so haben die Summanden gleiche Vorzeichen. Sind dagegen die Phasen der reduzierten Amplituden unabhängig voneinander (d.h. statistisch verteilt), dann können die Summanden verschiedene Vorzeichen haben. Der Wirkungsquerschnittsverlauf ist für beide Fälle dargestellt in Fig. 4. Hier wird bei konstanten elastischen und inelastischen Breiten ($\Gamma_n = \Gamma_{n'}$) die Lage einer Resonanz gegenüber einer festgehaltenen, etwas breiteren Resonanz variiert und zwar im Falle a mit und im Falle b ohne Korrelation der Phasen. Im ersten Fall spricht man von destruktiver, im zweiten Fall von konstruktiver Interferenz. Der Verlauf der Wirkungsquerschnitte unterscheidet sich selbst bei größerem Abstand der Resonanzen so stark, daß es möglich erscheint, aus dem gemessenen Wirkungsquerschnittsverlauf die Frage zu entscheiden, ob eine Korrelation der Phasen vorliegt oder nicht.

4. Ergebnisse

a) Resonanzparameter

Die experimentellen Werte des totalen Wirkungsquerschnitts sind als Punkte in Fig. 5 dargestellt. Die ausgezogene Kurve wurde mit den Resonanzparametern, die in Tabelle 2 angegeben sind, nach der Zwei-Kanal-Multiniveauformel berechnet. Tabelle 3 enthält die Parameter, die den Einfluß der außerhalb des Meßbereichs liegenden Resonanzen berücksichtigen. Die kleinen Resonanzen im berechneten Wirkungsquerschnitt, deren Parameter nicht in der Tabelle eingetragen sind, werden von dem etwa 8%igen Anteil von ^{56}Fe in der Probe produziert. Die zugehörigen Parameter wurden Arbeiten aus Karlsruhe und Duke entnommen^{7,8}. Die zweite Kurve entspricht dem inelastischen Streuquerschnitt, wie er sich aus der vorliegenden Parametrisierung des totalen Wirkungsquerschnitts ergibt.

Es wurden insgesamt 19 Resonanzen analysiert. Alle Resonanzparameter bis zu einer Energie von 120 keV können als zuverlässig mit den angegebenen Fehlerschranken angesehen werden. Im Energiebereich von 120–156 keV sind eine größere Anzahl von Resonanzen einander überlagert, so daß eine gleichwertige Beschreibung des Wirkungsquerschnittsverlaufs mit anderen Parametern nicht vollkommen ausgeschlossen werden kann. Oberhalb von 200 keV ist die Energie-

7. Rohr, G., E. Friedland, and J. Nebe: Nuclear data for reactors, vol. I, p. 137. Vienna: International Atomic Energy Agency 1967.

8. Bowmann, C. D., E. G. Bilpuch, and H. W. Newson: Ann. of Phys. **17**, 319 (1962).

Tabelle 2. Resonanzparameter von ^{57}Fe

E_λ [keV]	Γ_n [keV]	$\Gamma_{n'}$ [keV]	J
3,87 ^a	0,177	—	0
6,10 ^a	0,396	—	1
29,15	$3,45 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,1$	1
41,40	$1,0 \pm 0,1$	$2,55 \pm 0,3$	1
47,05	$0,45 \pm 0,1$	$< 0,05$	1
55,81	$10,0 \pm 1,5$	—	0
61,0	$3,7 \pm 0,5$	$0,3 \pm 0,1$	1
77,2	$1,95 \pm 0,2$	$0,75 \pm 0,1$	1
93,7	$0,2 \pm 0,05$	$0,2 \pm 0,05$	1
109,6	$2,3 \pm 0,3$	$< 0,2$	1
110,15	$1,2 \pm 0,1$	$1,55 \pm 0,2$	1
125,0	$1,5 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,1$	1
126,0	$2,5 \pm 0,5$	—	0
129,5	$4,2 \pm 0,7$	$8,0 \pm 1,0$	1
134,5	$3,3 \pm 0,5$	—	0
141,0	$1,5 \pm 0,3$	—	0
167,3	$1,1 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$	1
169,0	$1,7 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,15$	1
176,3	$0,7 \pm 0,1$	—	0
185,5	$3,5 \pm 0,4$	$< 0,4$	1
189,5	$3,2 \pm 0,4$	—	0

^a Phys. Rev. **151**, No. 3, 912 (1966).

Tabelle 3. Parameter zur Berücksichtigung außerhalb des Meßbereiches liegender Niveaus

$E_M = 100$ keV	A	B	C
$E < E_M$	0.0	2.0×10^{-2}	-1.0×10^{-5}
$E > E_M$	0.0	2.0×10^{-2}	1.0×10^{-5}

Dieser Parametersatz wurde für beide Spinzustände verwandt.

auflösung nicht mehr ausreichend, um Resonanzparameter zu bestimmen.

Wie zu erwarten ist, besteht zwischen der Neutronen- und der inelastischen Streubreite innerhalb einer Resonanz keine Korrelation. Es werden Resonanzen sowohl mit $\Gamma_n > \Gamma_{n'}$, als auch mit $\Gamma_n < \Gamma_{n'}$, beobachtet. Resonanzen mit $\Gamma_{n'} \gg \Gamma_n$ sind im Nachweis benachteiligt, da sie im Wirkungsquerschnitt nur einen kleinen Peak oder einen breiten Untergrund erzeugen. Solche Effekte sind bei den Energien 84 und 106 keV in Fig. 5 angedeutet.

Die Vorzeichen für die elastische und inelastische Streuamplitude sind für alle Resonanzen gleich eingegeben, d.h., wir beobachten nur

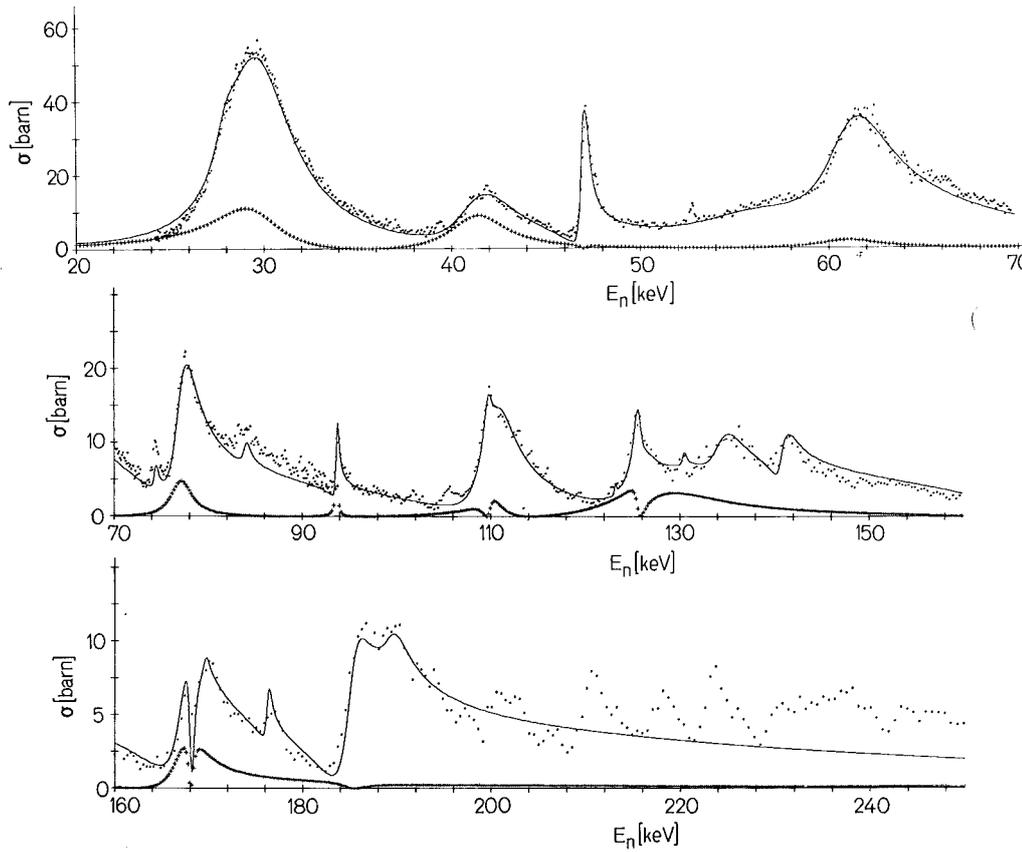


Fig. 5. Der totale und inelastische Wirkungsquerschnitt von ^{57}Fe im Energiebereich 20–250 keV

destruktive Interferenz zwischen den Resonanzen. Es ist damit sehr wahrscheinlich, daß zwischen den Phasen der elastischen und inelastischen Streuamplitude eine Korrelation besteht.

b) Stärkefunktion

Die s -Wellen-Stärkefunktion gibt die Wahrscheinlichkeit für die Bildung des Compoundkernes mit dem Gesamtdrehimpuls J an. Es ist definiert als

$$S_J = \frac{\langle \Gamma_n^0 \rangle_J}{\langle D \rangle_J}$$

mit

$$\Gamma_n = \Gamma_n^0 \frac{P_0}{ka} \sqrt{\frac{E(\text{eV})}{1(\text{eV})}}$$

Tabelle 4. Gemittelte Größen von ^{57}Fe

	$\langle D \rangle_{\text{keV}}$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle_{\text{eV}}$	S
$J=0$			
„ohne missed levels“	30,9	10,6	3,43
„mit missed levels“	25,8	8,9	3,44
$J=1$			
„ohne missed levels“	13,8	6,9	4,99
„mit missed levels“	10,9	5,5	5,02
Spinunabhängig			
„ohne missed levels“	9,1	8,1	4,97
„mit missed levels“	7,4	6,6	4,99

und dem Durchdringungsfaktor $P_0 = ka$. Γ_n^0 wird reduzierte Neutronenbreite genannt und $\langle D \rangle$ ist der mittlere Niveauabstand.

Die gemittelten Größen sind sowohl für die einzelnen Spinzustände als auch spinunabhängig in Tabelle 4 angegeben. Die in den Zeilen „mit missed levels“ angegebenen Größen enthalten die Korrektur für die nicht analysierbaren, schmalen Resonanzen, berechnet unter der Annahme, daß die reduzierten Breiten einer Porter-Thomas-Verteilung entsprechen. Die Stärkefunktionswerte erfahren mit dieser Korrektur keine Änderung. Man erhält

$$[S]_0^{200} = (4,5 \pm 0,7) \times 10^{-4},$$

$$[S_0]_0^{200} = (3,4 \pm 0,6) \times 10^{-4},$$

$$[S_1]_0^{200} = (5,0 \pm 0,8) \times 10^{-4}.$$

Der Fehler von 15% ist durch die Ungenauigkeit der Resonanzparameter bedingt. Die Indizes außerhalb der eckigen Klammer geben den Energiebereich an, aus dem S berechnet wurde. Diese Werte entsprechen einer Stichprobe für den gemessenen Energiebereich. Die wahrscheinlichste Stärkefunktion und der erwartete statistische Fehler können aus den Verteilungsfunktionen für Γ_n^0 und D berechnet werden⁹. Nach dieser Methode erhält man für die Stärkefunktion

$$S = \left(3,5 \begin{matrix} +1,9 \\ -0,88 \end{matrix} \right) \times 10^{-4},$$

$$S_0 = \left(2,8 \begin{matrix} +3,2 \\ -0,97 \end{matrix} \right) \times 10^{-4},$$

$$S_1 = \left(4,0 \begin{matrix} +2,6 \\ -1,1 \end{matrix} \right) \times 10^{-4}.$$

9. Slavinskas, D. D., and T. J. Kennett: Nucl. Phys. **85**, 641 (1966).

Unsere Ergebnisse können eine Spinabhängigkeit der Stärkefunktion nicht eindeutig ausschließen, sie lassen aber eine einfache $(2J+1)$ -Abhängigkeit als sehr unwahrscheinlich erscheinen. Der spinunabhängige Wert stimmt mit der Voraussage des optischen Modells nach Buck und Perey überein¹⁰. Dagegen gab es bisher keine Erklärung für den wesentlich kleineren Stärkefunktionswert von ^{56}Fe ($S=1,6 \times 10^{-4}$)^{7, 8}. Schalenmodellrechnungen in einem Quasiteilchenbild können offensichtlich solche Variationen der Stärkefunktion von Isotop zu Isotop erklären¹¹.

Die Stärkefunktion für $J=1$ kann auch aus den inelastischen Streubreiten berechnet werden. Der Durchdringungsfaktor in der Definition der reduzierten Breite muß in diesem Falle durch $\bar{P}_0 = a(k - k_s)$ ersetzt werden, wobei k_s die Neutronenwellenzahl für $E_s = 14,4$ keV ist. Mit den Parametern Γ_n , aus Tabelle 2 ergibt sich

$$S = (3,5 \pm 0,7) \times 10^{-4}.$$

Der etwas kleinere Wert ist wegen der geringeren Nachweiswahrscheinlichkeit von Resonanzen mit $\Gamma_n' \gg \Gamma_n$ verständlich. Insofern ist die Übereinstimmung der auf unterschiedliche Art ermittelten Stärkefunktionswerte befriedigend.

5. Direkter Nachweis der inelastischen Streuung

Die inelastische Streuung an ^{57}Fe regt nach Abschnitt 3 das Mößbauerniveau von 14,4 keV an. Dieser Zustand zerfällt mit einer Halbwertszeit von 100 nsec und einem Konversionskoeffizienten von $\alpha=9,0$ durch Aussendung eines γ -Quants. Zum Nachweis dieser Strahlung wurde am gepulsten Van de Graaff-Beschleuniger der in Fig. 6 schematisch dargestellte Versuchsaufbau gewählt. Eine auf 92% ^{57}Fe angereicherte Eisenfolie mit einer Dicke von 1,9 mg/cm² wurde mit Neutronen im Energiebereich von 15–55 keV bestrahlt. In diesem Bereich sind nach Fig. 5 zwei Resonanzen vorhanden, die nach unserer Analyse einen inelastischen Anteil besitzen. Die in der ^{57}Fe -Folie erzeugte γ -Strahlung wurde mit einem NaJ(Tl)-Detektor von 2 mm Dicke nachgewiesen. Um den Untergrund klein zu halten, wurden nur die Impulse des Detektors in einem Viel-Kanal-Analysator gespeichert, die in einem Zeitbereich von 100–300 nsec nach Erzeugung der Neutronen entstanden. Der noch verbleibende Untergrund wurde durch automatisch wechselnde Messungen mit und ohne ^{57}Fe -Folie, gesteuert durch einen Stromintegrator, bestimmt.

10. Buck, B., and F. Perey: Phys. Rev. Letters **8**, 444 (1962).

11. Müller, K.-N., u. G. Rohr: (in Vorbereitung).

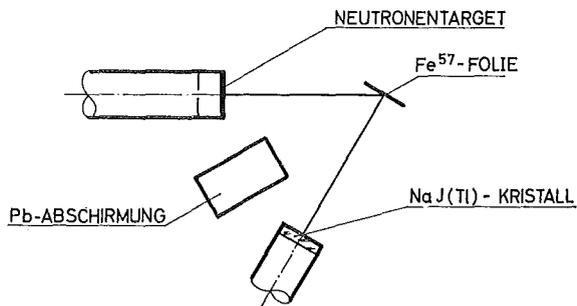


Fig. 6. Versuchsaufbau zum Nachweis der 14,4 keV- γ -Strahlung

Bei einem mittleren Strom von $5,5 \mu\text{A}$ und einer Pulsfolgefrequenz des Beschleunigers von 1 MHz wurden 3,5 c/min im γ -Peak der 14,4 Linie gezählt. Die Zählrate könnte ohne großen technischen Aufwand bei einem mittleren Strom von $8 \mu\text{A}$ und einer Impulsfolgefrequenz von 5 MHz unter Verwendung eines schnelleren Detektors um eine Größenordnung erhöht werden. Unter diesen Voraussetzungen scheint es nicht ausgeschlossen, Mößbauerexperimente mit der $(n, n' \gamma)$ -Reaktion durchzuführen. Der bei dieser Reaktion auf den Mößbauerkern übertragene Rückstoß kann leicht durch die Neutronenenergie variiert werden. Gegenüber den bisher üblichen Bevölkerungsarten des Mößbauerniveaus bietet damit die $(n, n' \gamma)$ -Reaktion Vorteile bei Untersuchungen des gestörten Kristallzustandes.

Herrn Professor Dr. K. H. Beckurts danken wir für sein Interesse an dieser Arbeit und nützliche Diskussionen. Der EANDC und der USAEC sind wir für die Bereitstellung des ^{57}Fe -Probenmaterials dankbar.

Dipl.-Phys. K.-N. Müller
Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Angewandte Kernphysik
7500 Karlsruhe, Postfach 3640

Dr. G. Rohr
Euratom
Zentralbüro für Kernmessungen
Geel/Belgien