

Messung des Mößbauer-Lamb-Faktors bei Kernresonanzstreuung an Gold 197

J. SPETH und F. W. STANEK *

Physik-Department der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforsch. **20 a**, 1175—1180 [1965]; eingegangen am 15. Juni 1965)

Es wird ein kombiniertes Streu-Absorptionsexperiment beschrieben, wobei am 77,4 keV-Grundzustandsübergang des Au¹⁹⁷ der Einfluß des LAMB-MÖSSBAUER-Faktors f' auf die Resonanzstreuung untersucht wurde. In einer theoretischen Betrachtung wird der Einfluß der mittleren Gitterschwingungszeit τ_m im Vergleich zur reziproken Niveaubreite $1/\Gamma$ des angeregten Niveaus, an dem gestreut wird, abgeschätzt, wobei die beiden Grenzfälle $\tau_m \gg 1/\Gamma$ und $\tau_m \ll 1/\Gamma$ betrachtet werden. Der erste Fall tritt z. B. bei der RAYLEIGH-Streuung von RÖNTGEN-Strahlen auf und wird als schneller Prozeß bezeichnet, während man für die hier untersuchte Kernresonanzstreuung den zweiten Fall als sogenannten langsamen Prozeß erwartet. Für den schnellen Prozeß ist der Beitrag von f' linear, während er für den langsamen Prozeß proportional zu f'^2 ist.

Benutzt man die resonant gestreute Komponente als sekundäre Quelle für ein Absorptionsexperiment, so läßt sich für einen linearen Beitrag von f' eine 84,5-proz. Absorption erwarten, während man für einen quadratischen Beitrag nur 14% erhalten wird.

Unsere Messungen ergaben eine Absorption von $(15,8 \pm 4,2)\%$, was mit ausreichendem Fehlerabstand bestätigt, daß der zu erwartende langsame Streuprozeß stattfindet.

Bei der Streuung von γ -Strahlung an festen Stoffen unterscheidet man mehrere Streuprozesse, die man zunächst grob in elastische und nichtelastische Vorgänge unterteilt. Sieht man von Interferenzeffekten ab, die noch zusätzliche Kohärenzbetrachtungen erfordern, deren Einfluß man aber durch die Verwendung von polykristallinen Substanzen und genügend großen Raumwinkeln ausmitteln kann, so ist es möglich, durch ein kombiniertes Streu-Absorptions-Experiment die elastisch gestreute Komponente auf ihre rückstoßfreien und nichtrückstoßfreien Anteile hin zu analysieren.

Bei Neutronen- und normaler RÖNTGEN-Streuung braucht man die Lebensdauer der angeregten Zustände nicht zu berücksichtigen, da sie kurz sind im Vergleich zu den typischen Größenordnungen, die bei Wechselwirkungen im Gitter maßgebend sind. Dies gilt jedoch im Fall der MÖSSBAUER-Streuung nicht mehr, da die Zeit zwischen Absorption und nachfolgender Emission lang ist gegenüber den Gitterzeiten. Man kann sich deshalb die Streuung nach LIPKIN und MAIER-LEIBNITZ¹ aus zwei selbständigen Prozessen zusammengesetzt denken, wobei jedesmal eine Impulsübertragung an das Gitter stattfinden kann. Aus diesem Grunde geht der DEBYE-WALLER-Faktor im Gegensatz zu der normalen RAYLEIGH-

Streuung quadratisch ein. MÖSSBAUER und SHARP² unterscheiden zwischen „schneller“ und „langsamer“ Streuung, indem sie die Lebensdauer des Zwischenzustandes beim Streuvorgang mit den Gitterschwingungszeiten vergleichen.

Als schnelle Streuung wird der Grenzfall bezeichnet, daß sich während des Streuprozesses die Ortskoordinate $r_m(t) = r_m(0)$ des Gitteratoms nicht verändert. Dies ist z. B. bei der RÖNTGEN-Streuung an den Hüllenelektronen der Fall.

Ist dagegen die Lebensdauer des Zwischenzustandes lang gegen eine mittlere Gitterschwingungszeit τ_m , so verändert sich $r_m(t)$ während des Streuprozesses und ist schließlich in keiner korrelierten Beziehung zum Anfangszustand.

BLACK und Mitarbeiter³ berichten über Interferenzeffekte zwischen RAYLEIGH- und Kernresonanzstreuung bei verschiedenen Temperaturen an Fe⁵⁷, wobei sie experimentell bestätigen, daß sich der DEBYE-WALLER-Faktor für Kernresonanzstreuung von dem für die RAYLEIGH-Streuung unterscheidet.

Unsere Untersuchungen sollen eine Bestätigung liefern, daß bei den für MÖSSBAUER-Effekt verwendbaren Isotopen der langsame Streumechanismus gültig ist. Als typisches Beispiel wurde Au¹⁹⁷ untersucht.

* Jetzt Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München.

¹ H. J. LIPKIN u. H. MAIER-LEIBNITZ, Proc. Second Intern. Conf. on the MÖSSBAUER Effekt, Saclay 1961, S. 21.

² R. L. MÖSSBAUER u. D. H. SHARP, Rev. Mod. Phys. **36**, 410 [1964].

³ P. J. BLACK, D. A. O'CONNOR u. G. LONGWORTH, Nucl. Instr. Methods **21**, 318 [1963].



Theorie

Bei der Behandlung der Kernresonanzstreuung ist zu bedenken, daß der Streuprozeß gleichzeitig an mehreren regelmäßig angeordneten Kernen stattfinden kann. Um Interferenzeffekte zu berücksichtigen, hat man alle Prozesse zu betrachten, bei denen ein

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega dE dE'} = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot \frac{M^2 \Gamma^2}{4} \sum_{m,n} \sum_{I, M, M' F} \frac{P_I \langle I | e^{ik'r_m} | M \rangle \langle M | e^{-ik'r_m} | F \rangle}{[\frac{1}{2}\gamma + i(E' - E + \varepsilon_F - \varepsilon_I)] [\frac{1}{2}\Gamma + i(E' - E_0 + \varepsilon_F - \varepsilon_M)]} \\ \cdot \frac{\langle F | e^{ik'r_n} | M' \rangle \langle M' | e^{-ik'r_n} | I \rangle}{[\frac{1}{2}\Gamma - i(E' - E_0 + \varepsilon_F - \varepsilon_{M'})] [\frac{1}{2}\gamma - i(E' - E + \varepsilon_F - \varepsilon_I)]}.$$

Dabei bedeuten:

$$M^2 = \frac{2I_e + 1}{2I_g + 1} \frac{(\lambda/2\pi)^2}{2} \left(\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \right)^2 F(\vartheta), \quad F(\vartheta) \text{ Winkelverteilung beim Zerfall},$$

γ, Γ	Niveaubreite des Grundzustandes und des angeregten Zustandes im Kern,
P_I	Besetzungszahl des $ I\rangle$ -Zustandes im thermischen Gleichgewicht,
k, k'	Wellenzahl des absorbierten und des emittierten γ -Quants,
r_m, r_n	sind die Koordinaten der Atome im Kristall,
$ I\rangle, F\rangle, M\rangle, M'\rangle$	sind Anfangszustand, Endzustand und die Zwischenzustände des Gitters,
$\varepsilon_I, \varepsilon_F, \varepsilon_M$	sind die dazugehörigen Gitterenergien.

Für die weitere Betrachtung ist es vorteilhaft, eine Integraldarstellung für den Nenner einzuführen, da es so möglich wird, über die Zustände F , M und M' zu summieren.

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega dE dE'} = \frac{\gamma M^2 \Gamma^2}{8\pi\hbar^4} \sum_{m,n} \int_0^\infty dt \int_0^\infty dt' \int_0^\infty dt'' \int_0^\infty dt''' \\ \cdot \exp\{[-\frac{1}{2}\gamma(t''+t) + i(E'-E)(t''-t) - \frac{1}{2}\Gamma(t''-t') + i(E'-E_0)(t''-t')] \cdot (1/\hbar)\} \\ \cdot \sum_{I, M, M' F} P_I \langle I | e^{-iHt} e^{-ik'r_m} e^{iHt} | M \rangle \langle M | e^{-iH(t+t')} e^{-ik'r_m} e^{iH(t+t')} | F \rangle \\ \cdot \langle F | e^{-iH(t''+t''')} e^{ik'r_n} e^{iH(t''+t''')} | M' \rangle \cdot \langle M' | e^{-iHt'''} e^{-ik'r_n} e^{iHt'''} | I \rangle.$$

Bisher waren r_n und r_m zeitunabhängige Operatoren im SCHRÖDINGER-Bild. Nun wollen wir sie als zeitabhängig, also im HEISENBERG-Bild, betrachten. Durch eine unitäre Transformation werden sie vom Zustand zur Zeit $t=0$ in einen Zustand zur Zeit t übergeführt. Man kann jetzt über die Zustände M , M' und F summieren, wobei man folgenden Ausdruck erhält:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega dE dE'} = \frac{\gamma M^2 \Gamma^2}{8\pi\hbar^4} \sum_{m,n} \int_0^\infty dt \int_0^\infty dt' \int_0^\infty dt'' \int_0^\infty dt''' \\ \cdot \exp\{[-\frac{1}{2}\gamma(t'''+t) + i(E'-E)(t''-t) - \frac{1}{2}\Gamma(t''-t') + i(E'-E_0)(t''-t')] (1/\hbar)\} \\ \cdot \langle \exp[ikr_m(t)] \exp[-ik'r_m(t+t')] \exp[ikr_n(t''+t''')] \exp[-ik'r_n(t''')] \rangle_T.$$

Das Zeichen $\langle \rangle_T$ bedeutet hier den quantenmechanischen und thermischen Mittelwert, von dem nun gezeigt werden kann, daß er zeitunabhängig ist und deshalb vor das Integral gezogen werden kann.

Beim vorliegenden Experiment spielen Interferenzeffekte keine Rolle, da einmal der Streuer aus polykristallinem Material bestand und zum anderen

Kern vom angeregten in den Grundzustand übergeht, indem man über die Übergangsamplituden aller Kerne summiert. Nach BOYLE und HALL⁴ gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt für einen Vorgang, bei dem ein γ -Quant der Energie E absorbiert und mit der Energie E' wieder emittiert wird, der folgende Ausdruck:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega dE dE'} = \frac{P_I \langle I | e^{ik'r_m} | M \rangle \langle M | e^{-ik'r_m} | F \rangle}{[\frac{1}{2}\gamma + i(E' - E + \varepsilon_F - \varepsilon_I)] [\frac{1}{2}\Gamma + i(E' - E_0 + \varepsilon_F - \varepsilon_M)]}$$

$$\cdot \frac{\langle F | e^{ik'r_n} | M' \rangle \langle M' | e^{-ik'r_n} | I \rangle}{[\frac{1}{2}\Gamma - i(E' - E_0 + \varepsilon_F - \varepsilon_{M'})] [\frac{1}{2}\gamma - i(E' - E + \varepsilon_F - \varepsilon_I)]}.$$

Niveaubreite des Grundzustandes und des angeregten Zustandes im Kern,
Besetzungszahl des $|I\rangle$ -Zustandes im thermischen Gleichgewicht,
Wellenzahl des absorbierten und des emittierten γ -Quants,

sind die Koordinaten der Atome im Kristall,

sind Anfangszustand, Endzustand und die Zwischenzustände des Gitters,

sind die dazugehörigen Gitterenergien.

der Öffnungswinkel zwischen Streuer und Absorber so groß gewählt wurde, daß auch noch die höheren Ordnungen der Streustrahlung in den Absorber eintreten können, so daß stets die gesamte Intensität gemessen wurde. Diese Vernachlässigung der Interferenz bedeutet aber, daß man r_n und r_m als von-einander statistisch unabhängig betrachten darf, so daß der obige Erwartungswert in ein Produkt der Erwartungswerte der Operatoren aufspaltet.

⁴ A. I. F. BOYLE u. H. E. HALL, Rep. Progr. Phys. 2 [1962].

Eine weitere Vereinfachung ergibt sich, wenn man die Zeitabhängigkeit der Ortsoperatoren betrachtet. $r_m(t)$ ist der Ortsvektor im Zeitpunkt der Anregung des Kerns, während $r_m(t+t')$ der Ortsvektor im Zeitpunkt der Emission des γ -Quants ist. Das entsprechende gilt für r_n . Die hier zu betrachtende Zeitdifferenz ist also von der Größenordnung der mittleren Lebensdauer des angeregten Kernniveaus. Diese Zeit ist im Fall der Kernresonanzstreuung sehr viel größer als eine mittlere Gitterschwingungszeit, es besteht also zwischen $r_m(t)$ und $r_m(t+t')$ keine Korrelation mehr. Damit spaltet der Erwartungswert in das Produkt der Erwartungswerte der vier einzelnen Operatoren auf und ist somit zeitunabhängig.

Bei Au¹⁹⁷ ist diese Bedingung ausgezeichnet erfüllt, denn

$$\begin{aligned}\tau_{\text{Gitter}} &= \hbar 2 \pi / (k \Theta) = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ s} \\ (\Theta \text{ DEBYE-Temperatur}) \\ \tau_{\text{Niveau}} &= \hbar / \Gamma = 3,22 \cdot 10^{-9} \text{ s}.\end{aligned}$$

Mit der in der Literatur üblichen Abkürzung

$$\langle \exp[i k r] \rangle_T = e^{-W}$$

ergibt sich nach der jetzt einfach durchzuführenden Zeitintegration und nach der Integration über die Energie E'

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{M^2 \Gamma(\gamma + \Gamma)}{4} \cdot \frac{e^{-4W}}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4}(\gamma + \Gamma)^2}.$$

Der andere Extremfall, daß die Gitterschwingungszeit sehr viel größer als die Wechselwirkungszeit bei der Streuung ist, erlaubt es, $r_n(t) = r_n(t+t')$ zu setzen. Die entsprechende Rechnung ergibt hier einen temperatur- und winkelabhängigen Faktor

$$f = \exp(-2W) = \langle \exp[i(k-k')r] \rangle_T.$$

Dieser Fall ist bei der Streuung an der Hülle erfüllt, f ist hier der übliche DEBYE-WALLER-Faktor für γ -Strahlung.

Der zum DEBYE-WALLER-Faktor analoge LAMB-MÖSSBAUER-Faktor der Kernresonanzfluoreszenz geht nach dieser Betrachtung bei der hier zu untersuchenden Kernresonanzstreuung an Au¹⁹⁷ quadratisch ein. Der Unterschied zur RAYLEIGH-Streuung wird durch die verschiedene Geschwindigkeit begründet, mit der diese beiden Vorgänge ablaufen.

Für Gold würde man bei 20 °K und unter Annahme eines linearen Beitrages einen rückstoßfreien Anteil von 85% erwarten, während dieser für einen quadratischen Beitrag nur 14% beträgt.

Experimentelles

Die radioaktiven Quellen wurden durch Bestrahlung von natürlichem Platin am Forschungsreaktor München (FRM) des Institutes hergestellt. Bei der zur Verfügung stehenden Neutronenflußdichte konnten mit den 1 mm dicken Scheiben von 6 mm Durchmesser nach einzägiger Bestrahlung folgende Aktivitäten erreicht werden: Pt¹⁹¹: 1,5 mC; Pt¹⁹³: 5 mC; Pt^{195m}: 40 mC; Pt¹⁹⁷: 100 mC und Pt¹⁹⁹ 150 mC.

Das hier interessierende Isotop Pt¹⁹⁷ geht durch Aussendung eines Elektrons in Au¹⁹⁷ über. Abb. 1 zeigt das Zerfallsschema. Die Messungen wurden mittels

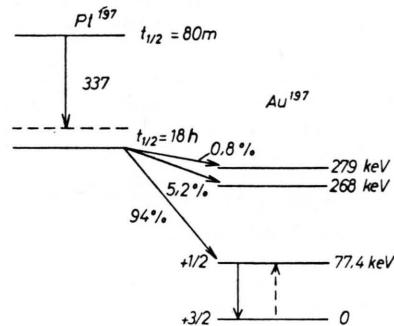


Abb. 1. Zerfallschema des Pt¹⁹⁷. Die Halbwertszeit der durch Neutronenbestrahlung erzeugten Präparate ist 18 Std. Die hier benutzte Resonanzanregung des 77,4 keV-Niveaus ist gestrichelt eingezzeichnet.

der 77,4 keV-Strahlung des Grundzustandsüberganges durchgeführt. Das in Abb. 2 gezeigte γ -Spektrum wurde nach Abklingen der Pt¹⁹⁹-Aktivität aufgenommen. Die Grenzen, die durch das bei der Messung verwendete Szintillationsspektrometer als Meßkanal gesetzt wurden, sind eingezzeichnet.

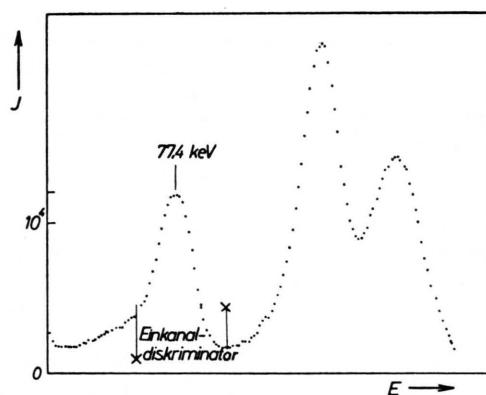


Abb. 2. γ -Spektrum des radioaktiven Präparates nach dem Abklingen der Pt¹⁹⁹-Aktivität. Mit dem verwendeten Szintillationsspektrometer konnte die RÖNTGEN-K-Strahlung nicht von der 77,4 keV- γ -Linie getrennt werden. Der mit dem Einkanal-diskriminatator ausgewählte Energiedurchschlag ist eingezzeichnet.

Da sich die mit großer Intensität auftretende Röntgen-K-Strahlung von der 77,4 keV-Linie mit dem verwendeten Spektrometer nicht trennen läßt, wurde das Verhältnis der Intensität der Gesamtstrahlung zur 77,4 keV- γ -Komponente zu $3,3 \pm 0,3$ aus früheren Messungen übernommen⁵. Für die pro neubestrahlte Quelle ausgenutzte Meßzeit liegt die Veränderung dieses Verhältnisses infolge der verschiedenen Komponenten, die zur K-Strahlung beitragen, noch innerhalb des Meßfehlers. Es wurde jeden Tag eine neue Quelle bestrahlt. Die aktiven Quellen wurden auf einen Messingträger gelötet, wobei sich für etwa 1 min eine Erwärmung auf 300 °C ergab.

Als Streuer und Absorber wurde gewalztes Goldblech verwendet. Der zylindrische Streuer ist 400 mg pro cm² stark, als Absorber wurde eine Scheibe mit 965 mg/cm² verwendet.

Die Geometrie des experimentellen Aufbaues zeigt Abb. 3. Die Anordnung der maßgebenden Teile des Aufbaues wird durch einen axialen Schnitt dargestellt. Die Quelle kann mit der Schubstange S₁ axial hin und her bewegt werden. Der als Zylinder ausgebildete Streuer aus Goldblech ist fest montiert. Der Absorber ist in einer aus 4 Blattfedern bestehenden Parallelogrammaufhängung eingespannt und kann mit der Schubstange S₂ bewegt werden. Zur Kollimation wurden 3 verschiedene Formstücke aus Blei gedreht. Der mittlere Doppelkegelstumpf wird durch einen Träger aus Teflon gehalten. Er läßt die primäre γ -Strahlung der Quelle fast ungeschwächt durch. Für die Vorversuche in Absorption wurde der innere Bleikollimator durch einen großen Hohlkonus ersetzt.

Die ganze Anordnung hängt an einem Kühlmittelbehälter eines Metallkryostaten in einer zylindrischen Meßkammer, die mit Wärmekontaktgas (He) gefüllt ist. Die beiden Schubstangen sind mittels Metallbälgen nach außen hin abgedichtet, wodurch die beiden Antriebe von außen her angeschlossen werden können. Zur Kühlung wurde flüssiger Wasserstoff bei Normaldruck verwendet.

Der Absorber wird mittels einer Lautsprecherspule zur Ausschaltung der Kernresonanzabsorption in schnelle Schwingungen kleiner Amplitude versetzt. Die Verwendung der Lautsprecherspule ermöglicht einen besonders einfachen Anschluß an die elektronische Programmsteuerung.

Die Bewegung der Quelle erfolgt mittels einer Kurvenscheibe, die von einem Synchronmotor betrieben wird, welcher aus einem Leistungsgenerator variabler Frequenz gespeist wird. Die Bewegung wird hydraulisch zum Kryostaten übertragen.

Wie vorausgegangene Messungen zeigen⁵, hat die Absorptionsverteilung von Gold in Platin eingelagert als Quelle gegen reines Gold als Absorber eine Isomerieverziehung von der Größenordnung der halben Linienbreite. Diese Tatsache läßt sich leicht ausnutzen für ein sehr günstiges Differenzmeßverfahren von

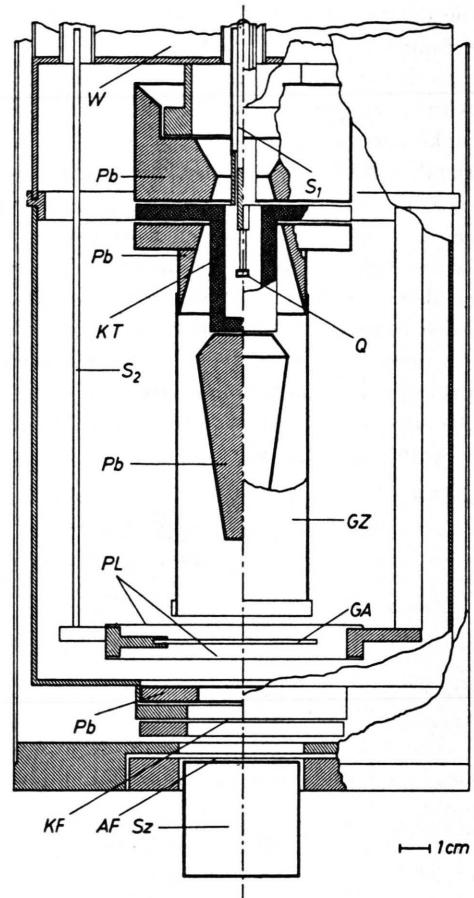


Abb. 3. Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaues in einer abkühlbaren Kammer eines Flüssigkeitskryostaten.

Q radioaktives Präparat, GZ zylindrischer Streuer aus Gold, GA scheibenförmiger Absorber aus Gold, S₁ Schubstange zur Bewegung der Quelle, S₂ Schubstange zur Bewegung des Absorbers, Sz Szintillationsdetektor [NaJ(Tl)], PL Parallelogrammaufhängung, Pb Bleikollimatoren, W Behälter für flüssiges Kühlmittel (H_2 oder N_2), KT Kunststoffträger, KF Kunststofffenster, AF Aluminiumfenster.

4 zyklisch ablaufenden Bewegungsmoden. Diese sollen hier näher beschrieben werden:

Die Quelle wird durch die Kurvenscheibe mit konstantem Betrag der Geschwindigkeit hin und her bewegt. Zu diesem Zweck ist die Scheibe als doppelte ARCHIMEDESche Spirale (je 180° für positiven und negativen Winkel) ausgebildet worden. Bei negativer Geschwindigkeit erreicht man zwischen Quelle und Streuer Resonanz, während man die Resonanz bei positiver Geschwindigkeit weitgehend ausschaltet. Je nach dem augenblicklichen Vorzeichen der Geschwindigkeit wird an das Szintillationsspektrometer einer von zwei Zählern angeschlossen. Man zählt also einmal mit und einmal ohne Kernresonanzstreuung. Dieser Beobachtungszyklus wird nach einer Dauer von etwa 2 Minuten, unter Berücksichtigung konstanter Zählzeit in beiden

⁵ H. J. ANDRÄ, C. M. H. HASHMI, P. KIENLE u. F. W. STANEK, Z. Naturforsch. **18 a**, 687 [1963].

Zählern, gestoppt, und die Zähler werden ausgedruckt. Beim nächsten Zyklus wird nun zusätzlich der Absorber bewegt und wieder in beide Zähler die gleiche Zeit eingezählt, usw.

Man erhält also je ein Paar von Zählraten für einen und ausgeschalteten Kernresonanzstreuung, das eine Mal bei zusätzlicher Resonanzabsorption und das andere Mal ohne die Resonanzabsorption. Tab. 1 zeigt schematisch die 4 verschiedenen Bewegungsmoden und die beim Experiment aufgesammelten gesamten Zählraten.

1. Absorber in Ruhe	2. Absorber bewegt	
1.1 Quelle-Streuer in Resonanz 13 934 971 Impulse	2.1 Quelle-Streuer in Resonanz 13 932 144 Impulse	$v_{\text{Quelle}} < 0$
1.2 Quelle-Streuer außer Resonanz 13 785 875 Impulse	2.2 Quelle-Streuer außer Resonanz 13 755 505 Impulse	$v_{\text{Quelle}} > 0$

Tab. 1. Die 4 verschiedenen Bewegungsmoden und die dabei aufgesammelten totalen Ausschlagszahlen.

Eine genaue Beschreibung der elektronischen Steuerung für vollautomatischen Betrieb⁶ soll an dieser Stelle nicht gegeben werden. Die Automation wurde so weit vervollständigt, daß nur die Kühlmittel alle 6 Std. von Hand nachgefüllt werden mußten. Eine Blockschaltung zeigt Abb. 4.

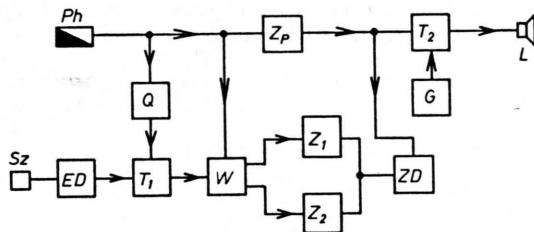


Abb. 4. Blockschaltung der Meßelektronik und der Steuerungsschaltung.
Sz Szintillationsdetektor, ED Einkanal-Diskriminator, Ph Photozelle, Q Quarzuhr, T₁, T₂ Torschaltungen, ZP Periodenzähler, W Impulsweiche, Z₁, Z₂ Impulszähler, ZD Zählzähler, G RC-Generator, L Lautsprecherspule zur Bewegung der Quelle.

Vor den eigentlichen Messungen wurden verschiedene Prüfmessungen an der Apparatur durchgeführt. Zunächst wurde die optimale Geschwindigkeit für die Quellenbewegung ermittelt. Abb. 5 zeigt die relative Zählratendifferenz für verschiedene Geschwindigkeitsbeträge bei positiven und negativen Geschwindigkeiten. Mit einem mittleren Austrittswinkel von 42° gegen die Achse stimmt diese Messung auch gut überein mit der bekannten Isomerieverschiebung.

⁶ J. STEIN, Diplomarbeit am Laboratorium für Technische Physik, Techn. Hochschule München 1964.

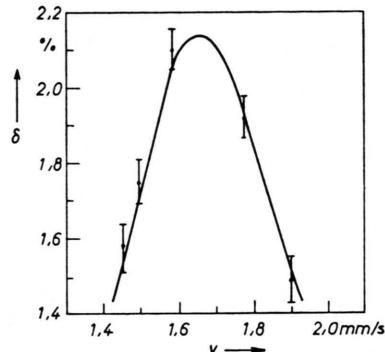


Abb. 5. Relative Differenz δ der Zählraten für positive und negative Geschwindigkeiten gleichen Betrages aufgetragen gegen verschiedene Beträge von v .

Die Güte der Quellenbewegung wurde durch ein weiteres Vorexperiment geprüft, indem die Zählimpulse aus dem Szintillationspektrometer in einem als Sortiergerät geschalteten Vielkanalanalysator gespeichert wurden; die Adresse wurde dabei synchron zur Bewegung der Kurvenscheibe fortgeschaltet. Abb. 6 zeigt das Ergebnis dieser Testmessung. Da die Variation der Zählrate infolge der Quellenbewegung symmetrisch verläuft, genügt es, auf die Konstanz der für die Messung benutzten und in der Abbildung eingezeichneten Bereichsgrenzen zu achten.

Da bei der Auswertung nur das Verhältnis der Zählraten bei bewegtem und ruhendem Absorber eingeht, spielen die Langzeitschwankungen des γ -Spektrometers keine Rolle. Sie beeinflussen zwar den absoluten Streueffekt, aber das Verhältnis bleibt wegen der Dauer von 2 Minuten des langen Zyklus konstant. Die ganze Messung dauerte etwa 10 Tage.

Meßergebnisse

Die in Tab. 1 angegebenen Zählraten ergeben als Differenz aus den Beobachtungen für die positive und negative Quellenbewegung:

für den ruhenden Absorber 149 096 und für den bewegten Absorber 176 639 Impulse. Daraus folgt: Die mit Resonanzabsorption beobachtete relative Zunahme durch Resonanzstreuung der Zählrate für den ausgewählten γ -Kanal ist $1,081 \pm 0,028\%$ und die ohne Resonanzabsorption gemessene relative Zunahme beträgt $1,284 \pm 0,028\%$.

Der Unterschied zwischen diesen beiden Beobachtungen wiederum beträgt

$$15,8 \pm 4,2\%.$$

Diskussion

Die Intensität der weiterhin resonanzfähigen Komponente der von einem Resonanzstreuer re-

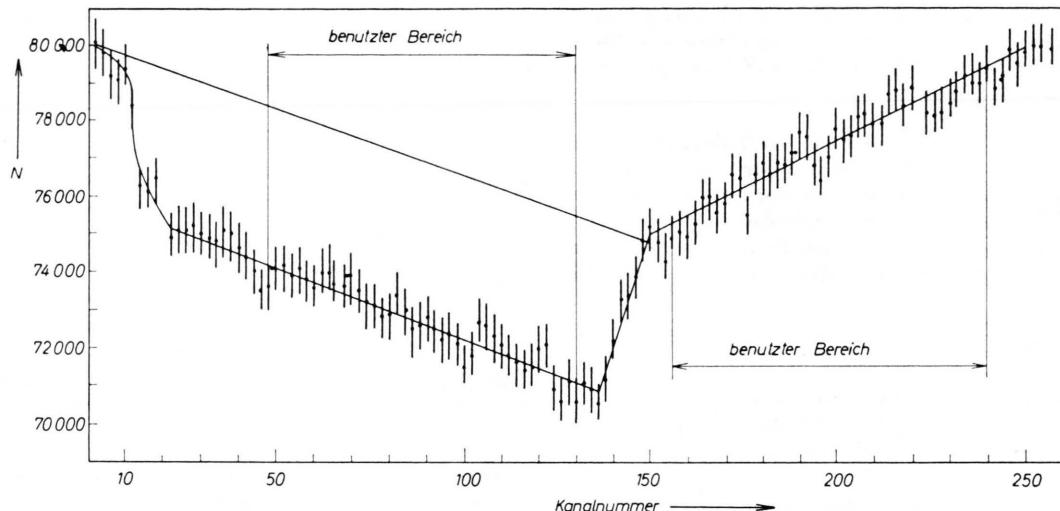


Abb. 6. Testmessung zur Prüfung der Güte der Quellenbewegung. Die Differenz der mittleren Zählraten für positive und negative Geschwindigkeit im Resonanzmaximum beträgt $1,25 \pm 0,31\%$ bei 80°K . Es ist deutlich ein linearer Geometrieffekt zu beobachten, der aber bei richtiger Wahl der zur Messung benutzten Bereichsgrenzen nicht stört.

emittierten γ -Strahlung stimmt mit der theoretischen Erwartung innerhalb der Meßfehler gut überein. Das bedeutet, daß der Absorptionsprozeß und der Emissionsprozeß bei Kernresonanzstreuung der 77,4-keV-Strahlung an Gold¹⁹⁷ als zwei nicht korrelierte Prozesse betrachtet werden müssen, was dadurch erklärt werden kann, daß die Streuzeiten lang sind gegen die mittlere Schwingungsdauer τ_m der Kristallgitteratome.

Diese Beobachtung stimmt auch überein mit den Ergebnissen von MAJOR⁷, der ähnliche Vorgänge an Fe⁵⁷ untersucht hat.

Herrn Professor MAIER-LEIBNITZ verdanken wir die Gelegenheit zur Durchführung dieser Untersuchungen. Herrn Professor MöSSBAUER und Herrn Professor KIENLE danken wir für wertvolle Diskussionen und Anregungen.

Herrn STEIN verdanken wir den Bau der elektronischen Steuerung für den vollautomatischen Betrieb. Herrn Dr. WIEDEMANN von der Kommission für Tieftemperaturforschung der Bayerischen Akademie der Wissenschaften danken wir für seine Hilfe und Beratung bei den Kühleinrichtungen.

⁷ I. K. MAJOR, Nucl. Phys. **33**, 323 [1962].