

Fachgruppe Physik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Protokoll zu

Versuch K221 - Mößbauereffekt

Fortgeschrittenen Praktikum II
Sommersemester 1999

Von
Christian Funke, Torge Szczepanek
Semesterzahl: 8
Hauptfach: Physik

Assistent : Prof. Ernst

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorie	3
2.1	Kernresonanzabsorption	3
2.2	Linienaufspaltung	4
2.2.1	Isomerieverschiebung	5
2.2.2	Elektrische Quadrupolaufspaltung	5
2.2.3	Magnetische Hyperfeinstrukturaufspaltung	5
3	Versuchsaufbau	7
4	Auswertung der Meßdaten	8
4.1	Aufnahme des $^{57}\text{Fe} - \gamma$ -Grospektrums	8
4.2	Aufnahme des $^{57}\text{Fe} - \gamma$ -Feinspektrums im niederenergetischen Bereich	9
4.3	Festlegung des Fenstergröße und der Baseline	10
4.4	Aufnahme des Mößbauerspektrums	10
4.5	Isomerieverschiebung	13
4.6	Bestimmung der g-Faktoren	13

1 Einleitung

In diesem Versuch soll mittels der Aufnahme des Mößbauerspektrums der 14,4 keV-Linie von ^{57}Fe ein Einblick in die Technik dieser extrem hochauflösenden Methode der Kernspektroskopie gewonnen werden. Im weiteren Verlauf des Versuches sollen dann die g-Faktoren des Grundniveaus mit Kernspin $I_g = \frac{1}{2}$ von ^{57}Fe sowie des ersten angeregten Zustandes mit $I_a = \frac{3}{2}$ bestimmt werden. Ebenso soll die Isomerieverschiebung bestimmt werden.

2 Theorie

2.1 Kernresonanzabsorption

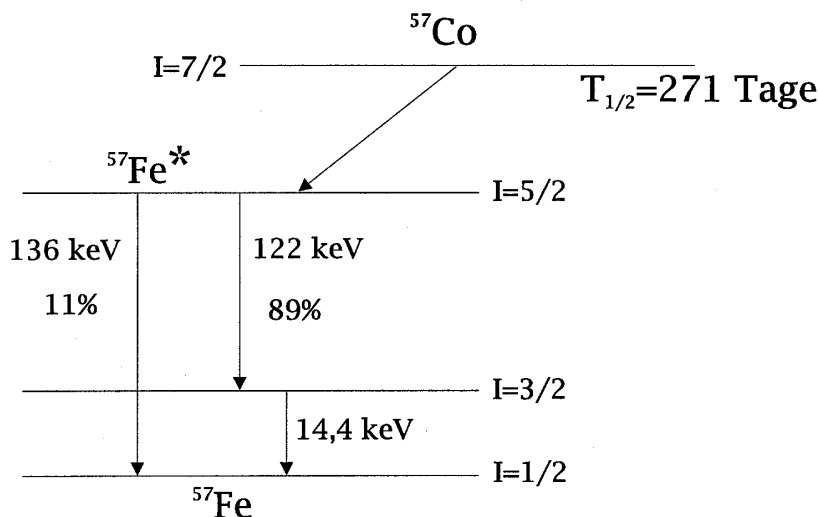


Abbildung 1: Termschema

In diesem Versuch wird der radioaktive γ -Zerfall des ^{57}Fe vom ersten angeregten Niveau in den Grundzustand untersucht. Der angeregte Zustand entsteht dabei durch K-Einfang (Einfang eines e^- aus der K-Schale) aus ^{57}Co . Die Energie des emittierten γ -Quants beträgt ca. 14,4keV. Die Mößbauerspektroskopie soll es uns dabei ermöglichen, die Hyperfeinstruktur der Kernniveaus zu erkennen. Allen γ -Linien kann man gemäß

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (1)$$

die sogenannte natürliche Linienbreite Γ zuordnen. Die natürliche Linienbreite von ^{57}Fe ergibt sich also mit der mittleren Lebensdauer des angeregten Niveaus von $\tau_a = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ zu $\tau = 4,7 \cdot 10^{-9} \text{ eV}$. Die relative Linienbreite erhält man somit zu

$$\frac{\Gamma}{E_\gamma} \approx 3 \cdot 10^{-13} (\text{Mayer} - \text{Kuckuk}, \text{Kernphysik})$$

Diese extrem kleine Linienbreite läßt sich jedoch bei freien Atomen nicht beobachten, da diese hier durch Dopplereffekt und Stoßverbreiterung völlig verschmiert wird. Außerdem erleidet der Kern aus Impulserhaltungsgründen bei der Emission eines γ -Quants einen Rückstoß und entzieht dem Quant nach $E = \frac{p^2}{2m}$ Energie, die diesem dann fehlt, um einen identischen Kern beim Auftreffen anzuregen. Die Energieverschiebung aufgrund dieses Effekts ist um ca. 4 Größenordnungen größer, als die natürlich Linienbreite, so daß hier die feine 14,4keV-Linie überhaupt nicht mehr beobachtet werden kann. Ist das Atom jedoch in einen Kristall eingebaut, so kann das Kristallgitter bei der Emission eines γ -Quants nur diejenigen Energiewerte aufnehmen, die einem Vielfachen eines Phonons, also einer Gitterschwingung, deren Energie ja ähnlich wie bei elektromagnetischen Wellen gequantelt ist, entsprechen. Da diese Energieabsorption allerdings ein quantenmechanischer Prozeß ist, für den nur die Wahrscheinlichkeit für die Absorption angegeben werden kann, gibt es auch Emissionen, bei denen keine Gitterschwingungen angeregt werden. In solch einem Fall spricht man von rückstoßfreier Resonanzabsorption, dem eigentlichen Phänomen des Mößbauereffekts. Setzt man die Anzahl der rückstoßfrei emittierten Quanten in Relation zur Zahl aller emittierten Quanten, so erhält man den sogenannten Debye-Waller-Faktor f , der angibt, wie scharf sich der Mößbauerpeak vom Untergrund abhebt:

$$f = \exp \left[-\frac{2E_r}{2k\Theta} \left(1 + \frac{4T^2}{\Theta^2} \int_0^{\Theta/T} \frac{x dx}{e^x - 1} \right) \right] \quad (2)$$

dabei ist T die absolute Temperatur, k die Boltzmannkonstante, Θ die Debye Temperatur und $E_r = E_\gamma^2/2mc^2 = p_\gamma^2/2m$. Der Debye-Waller-Faktor nimmt also mit steigender Temperatur ab. Die Besonderheit des von uns benutzten 14,4keV-Übergangs von ^{57}Fe liegt in der einerseits relativ niedrigen γ -Energie und andererseits in der hohen Debye-Temperatur $\Theta = 420\text{K}$. Beides führt dazu, daß noch bei Zimmertemperatur der Debye-Waller-Faktor $f = 0,91$ beträgt. Andere Emittier und Absorber müssen dagegen häufig beim Experiment gekühlt werden. Betrachtet man das Spektrum eines solchen Zerfalls, so erkennt man einen oder mehrere scharfe Mößbauerpeaks, die sich aus einem quasikontinuierlichen Untergrund abheben. Dieser Untergrund entsteht durch die Überlagerung der vielen verschiedenen Phononenfrequenzen.

2.2 Linienaufspaltung

Im Mößbauerspektrum sind mehrere Linien zu erkennen, im ganzen sind es bei uns sechs Stück. Aufgrund von drei Effekten kommt es nämlich zu einer Energieniveaueaufspaltung bzw. zu einer Verschiebung.

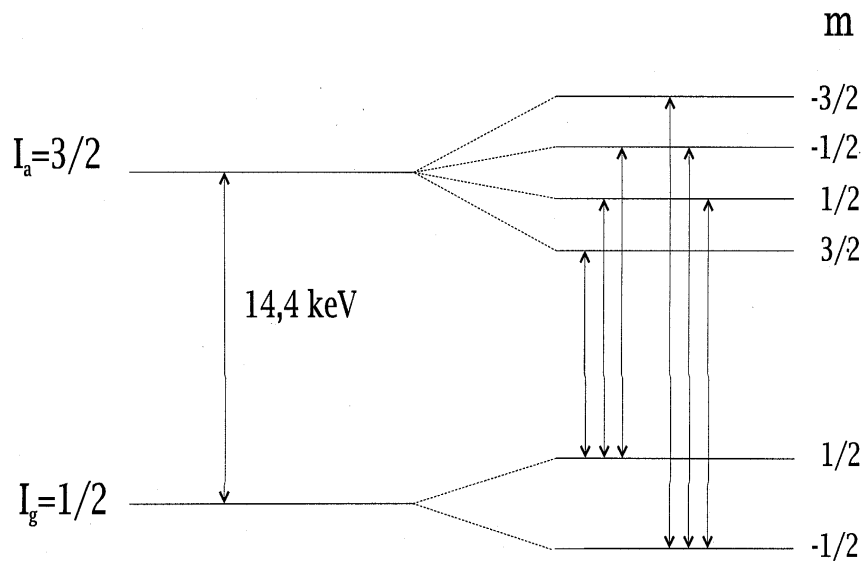


Abbildung 2: Aufspaltung der Linien

2.2.1 Isomerieverschiebung

Bettet man die ^{57}Fe -Atome in unterschiedliche Kristallgitter ein, so herrschen an den jeweiligen Kernorten auch unterschiedliche elektrische Felder (man geht bei der Isomerieverschiebung von kugelsymmetrischen Feldern aus), die eine Änderung der Kernenergie bewirken. Diese Verschiebung der Kernenergie nennt man Isomerieverschiebung. Beobachten kann man die Isomerieverschiebung allerdings nur dann, wenn in Quelle und Absorber unterschiedliche Elektronendichteverteilungen vorliegen.

2.2.2 Elektrische Quadrupolaufspaltung

Besitzt ein Kern ein von Null verschiedenes Quadrupolmoment (ab $I_{Kern} \geq 1$ möglich), so ist das zugehörige Energieniveau zweifach entartet (der Quadrupoltensor hat nur zwei unabhängige Größen) und kann bei Anwesenheit eines elektrischen Feldgradienten aufspalten. Diese Quadrupolaufspaltung tritt in unserem Versuch beim angeregten Zustand des ^{57}Fe -Kerns mit $I_a = 3/2$ auf, da die benachbarten Elektronen und andere Atome am Kernort ein inhomogenes Feld erzeugen. Der Grundzustand steuert nicht bei, da er wegen $I_g = 1/2$ kein Quadrupolmoment besitzt. Wir erhalten also 2 elektrische Hyperfeinstrukturlinien, die allerdings durch die magnetische überdeckt werden.

2.2.3 Magnetische Hyperfeinstrukturaufspaltung

Die Entartung der Energieniveaus hinsichtlich der magnetischen Quantenzahl m kann schließlich durch ein Magnetfeld am Kernort aufgehoben werden. In diesem Fall kann man die magnetische Hyperfeinstrukturaufspaltung beobachten. Es ist dabei unerheblich, wie das Magnetfeld zustande kommt. Im Versuch er-

reicht man die magnetische Hyperfeinaufspaltung, indem man die ^{57}Fe -Atome des Absorbers im rostfreien Stahl einbettet, der als Ferromagnet ein gerichtetes inneres Magnetfeld $\vec{B} = (0, 0, B)$ besitzt, wogegen sich die Magnetfeldrichtungen der Atome des Rhodiums, in dem man die Quellenatome einbaut im Mittel aufheben. Die Wechselwirkungsenergie beträgt:

$$E_{\text{magn}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu_z \cdot B = \frac{g\mu_k}{\hbar I_z} B \quad (3)$$

mit g dem g -Faktor, μ_k dem Kernmagneton, und I_z der z -Komponente des Kernspins ($I_z = \hbar m$ mit $m = -I, -I + 1, \dots, I$). Sie bewirkt eine Aufspaltung des Zustandes mit Kernspin I in $(2I+1)$ äquidistante Niveaus. Mit $I_g = 1/2$ und $I_a = 3/2$ erhalten wir also vorerst acht Übergänge. Wegen der Auswahlregel $\Delta m = m_a - m_g = -1, 0, 1$ sind jedoch nur sechs der acht Übergänge erlaubt. Da der Emittor keinem Magnetfeld ausgesetzt ist, rührt die Aufspaltung allein vom Absorber her. Für die γ -Energie des Übergangs $m_a \rightarrow m_g$ ergibt sich

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= (E_0^a + E_{\text{magn}}^a) - (E_0^g + E_{\text{magn}}^g) \\ &= E^a - E^g + (g_a\mu_k m_a - g_g\mu_k m_g)B \\ &= \hbar\omega_0 + (g_a m_a - g_g m_g)\mu_k B \end{aligned}$$

Die magnetische Hyperfeinstrukturaufspaltung ist explizit in der obigen Abbildung dargestellt. Sie allein ist für die sechs Linien verantwortlich, die wir später als Mößbauerspektrum erhalten werden. Die elektrische Quadrupolaufspaltung beobachten wir hier nicht, sie wird verdeckt. Die Isomeriewerschiebung können wir aus der Asymmetrie des Spektrums bzgl. der Nulllinie bestimmen.

3 Versuchsaufbau

Hinter einer Abschirmung befindet sich eine ^{57}Co -Quelle, wobei die einzelnen Atome ihrerseits in ein Rhodiumgitter eingebaut sind. Davor befindet sich beweglich gelagert der Absorber, bestehend aus ^{57}Fe -Atomen, die in rostfreiem Stahl eingelagert sind. Hinter dem Absorber befindet sich ein Szintillationszähler, der über einen Photomultiplier sowie einen Verstärker ein Signal an einen Fenster-Diskriminator liefert. Dieser wird mit zwei Potis auf die 14,4keV Linie eingestellt und liefert so immer dann ein normiertes Ausgangssignal, wenn am Eingang einer Energie innerhalb der Fensterbreite registriert wird. Der Absorber kann mittels zweier gegenüberliegender Lautsprechermembranen, zwischen denen der Absorberschlitten befestigt ist, von der Quelle weg oder auf sie zu bewegt werden.. Die Steuerung dafür, daß der Schlitten an den jeweiligen Endpunkten seine Bewegungsrichtung umkehrt, er fährt also mit quasikonstanter Geschwindigkeit abwechselnd auf die Quelle zu und von ihr weg. Weiter sorgen die Lichtschrankenimpulse für eine Zählerumschaltung, so daß die Ereignisse vom Szintillator je nach Bewegungsrichtung auf zwei separaten Zählern gezählt werden. Zwei andere Zähler zählen die Anzahl der Hin- und Rückfahrten, die gemacht wurden. Über die Gesamtzeit kann so etwas die Absorptionsgeschwindigkeit v_a berechnet werden. Mit ihr erhält man die Frequenz der γ -Quanten über den Dopplereffekt zu

$$\omega_\gamma = \omega_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (4)$$

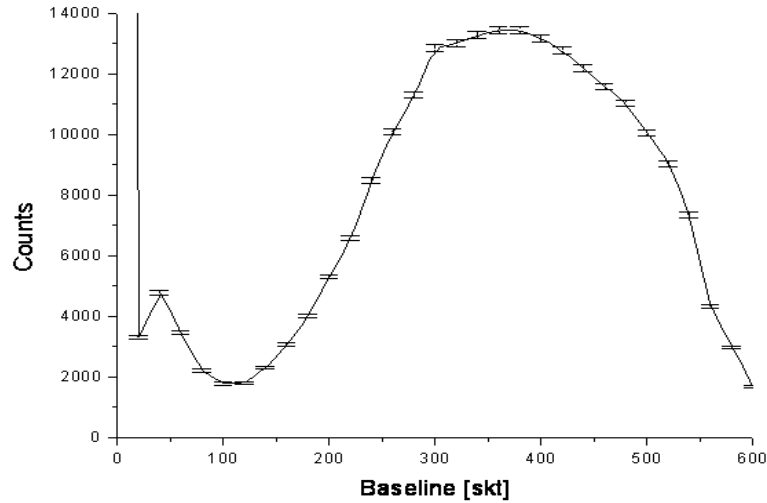
4 Auswertung der Meßdaten

4.1 Aufnahme des $^{57}\text{Fe} - \gamma$ -Grobspektrums

Bei feststehendem Absorber, einer Fensterbreite von 20skt sowie einer Meßzeit von 20 Sekunden werden bei einer im Bereich von 0 bis 600skt variierenden Baseline die im Detektor auftreffenden γ -Quanten registriert. Dafür erhalten wir folgende Meßdaten:

Baseline	Counts	ΔCounts
0	280607	529,72351
20	3301	57,45433
40	4761	69
60	3443	58,67708
80	2195	46,85083
100	1771	42,08325
120	1787	42,27292
140	2294	47,89572
160	3060	55,31727
180	4011	63,33246
200	5293	72,75301
220	6562	81,00617
240	8471	92,03804
260	10075	100,3743
280	11295	106,27794
300	12843	113,32696
320	12996	114
340	13266	115,17812
360	13430	115,88788
380	13447	115,9612
400	13162	114,72576
420	12766	112,98672
440	12176	110,34491
460	11572	107,57323
480	11026	105,00476
500	10051	100,25468
520	9033	95,0421
540	7337	85,65629
560	4306	65,62012
580	2964	54,44263
600	1675	40,92676

Mit Hilfe dieses Grobspektrums können wir nun sehen, wo in etwa die 14,4keV Linie liegt, die wir für unsere Messung benötigen. In dem Plot der Daten sieht man sehr schön, das es im niederenergetischen Bereich eine Linie gibt. Dies ist die 14,4keV Linie, da der große Breite Peak nur die Überlagerung der 122keV und der 136keV Linie sein kann.



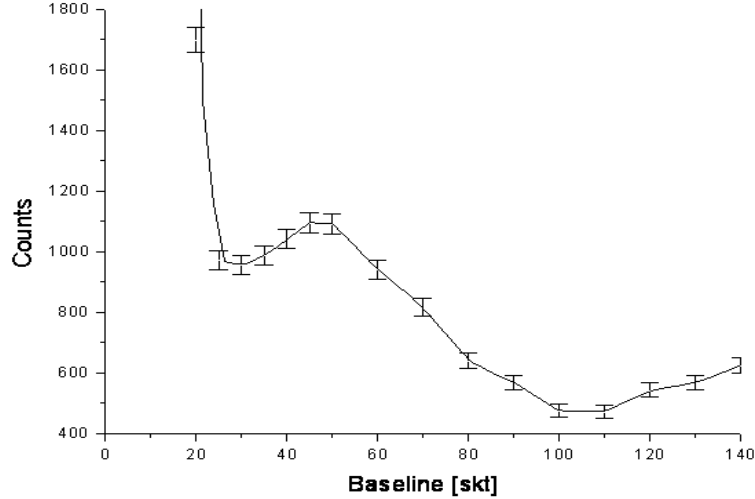
Um nun genauere Werte für unseren Diskriminator zu erreichen, werden wir im folgenden den niederenergetischen Bereich genauer vermessen.

4.2 Aufnahme des $^{57}\text{Fe} - \gamma$ -Feinspektrums im niederenergetischen Bereich

Den niederenergetischen Bereich haben wir mit einer Fensterbreite von 10 Skalenteilen und im Bereich von 0 bis 140 Skalenteilen für die Baseline durchgemessen. Dabei erhielten wir die folgenden Meßwerte:

Baseline	Counts	ΔCounts
0	266339	516,08042
10	19106	138,22446
20	1697	41,19466
25	971	31,16087
30	955	30,90307
35	987	31,41656
40	1041	32,26453
45	1095	33,09078
50	1091	33,03029
60	940	30,65942
70	816	28,56571
80	639	25,27845
90	567	23,81176
100	474	21,77154
110	471	21,70253
120	542	23,28089
130	568	23,83275
140	624	24,97999

Damit erhalten wir folgendes Spektrum:



4.3 Festlegung des Fenstergröße und der Baseline

Mit Hilfe des Plots für das Feinspektrum legten wir die Baseline auf 30 Skalenteile fest und die Fenstergröße auf 70 Skalenteile, da mit diesen Werten der 14,4keV Peak genau in das Fenster hineinpasste.

4.4 Aufnahme des Mößbauerspektrums

Mit Hilfe des Potentiometers konnten wir nun die Geschwindigkeit des Absorbers festlegen. Dadurch konnten wir dann eine Dopplerverschiebung der Frequenz der absorbierten γ -Quanten nach

$$\omega = \omega_0 \left(1 + \frac{v}{c} \right) \quad (5)$$

erreichen. Der Absorber bewegt sich so lange in eine Richtung, bis er eine Lichtschranke erreicht. Dann kehrt sich seine Bewegungsrichtung um; ein Zähler registriert die Anzahl der erfolgten Links-Rechts- und Rechts-Links-Fahrten, ein Timer die dafür benötigte Gesamtzeiten woraus sich nach

$$v = \frac{s_0 k}{t}; \Delta v = v \sqrt{\left(\frac{\Delta s_0}{s_0} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2} \quad (6)$$

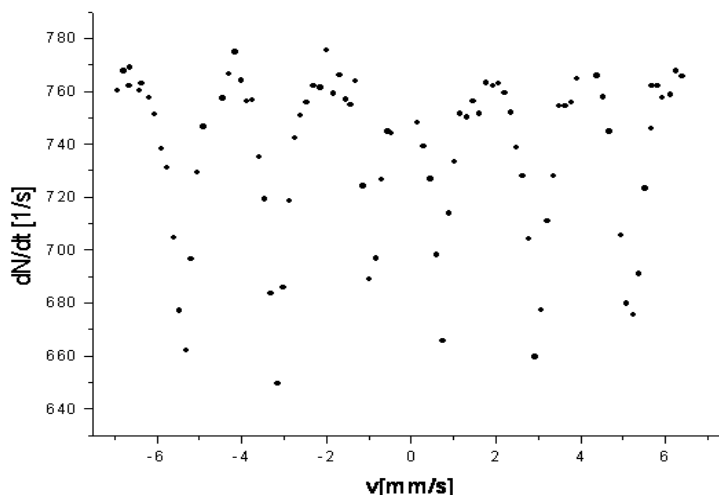
die Geschwindigkeit ergibt. Da nicht immer über die gleichen Zeiten gemessen wird, sondern gewartet wird, bis die Zählraten eine Schwelle von mindestens 20000 überschreiten, müssen die Zählraten noch normiert werden. Dies geschieht natürlich durch Division durch die Meßzeit:

$$N_{Norm} = \frac{N}{t}; \Delta N_{Norm} = N_{Norm} \sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2} \quad (7)$$

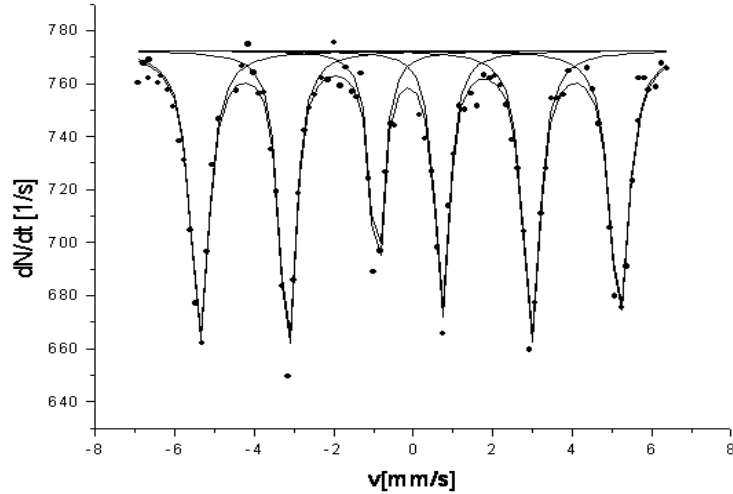
Der Fehler der gemessenen Zeiten wird als $\Delta t = 0,1s$ angenommen.
Damit erhalten wir folgende Daten:

Pot.	k	N_{LR}	t_{LR}	N_{rL}	t_{rL}	v_{LR}	Δv_{LR}	v_{rL}	Δv_{rL}	$\frac{dN_{LR}}{dt}$	$\Delta \frac{dN_{LR}}{dt}$	$\frac{dN_{rL}}{dt}$	$\Delta \frac{dN_{rL}}{dt}$
5	1	40231	54,06	-	-	0,4643	0,0038	-	-	744,19	3,95	-	-
10	1	33782	45,36	-	-	0,55	0,004	-	-	744,75	4,37	-	-
15	1	26198	36,06	118784	158,8	0,69606	0,00587	0,15806	0,00126	726,51	4,92	748,01	2,22
20	1	21032	30,18	62487	84,54	0,83168	0,00718	0,2969	0,00239	696,88	5,33	739,14	3,08
25	1	17377	25,22	39451	54,28	0,99524	0,00886	0,46242	0,00378	689,01	5,89	726,80	3,89
30	2	32151	44,4	58416	83,68	1,13063	0,00936	0,5999	0,00483	724,12	4,35	698,08	3,03
35	2	29114	38,12	44781	67,26	1,31689	0,01105	0,74636	0,00605	763,74	4,90	665,78	3,29
40	2	26643	35,3	40162	56,26	1,4221	0,01203	0,89229	0,00728	754,75	5,0	713,8	3,78
45	2	24551	32,44	36111	49,24	1,54747	0,01322	1,0195	0,00838	756,81	5,36	733,36	4,13
50	2	22779	29,74	32527	43,28	1,68796	0,0146	1,15989	0,00962	765,93	5,69	751,54	4,51
55	2	20770	27,36	28761	38,34	1,8348	0,01608	1,30934	0,01098	759,13	5,95	750,15	4,83
60	2	19573	25,24	25954	34,32	1,98891	0,0177	1,4627	0,01241	775,47	6,33	756,23	5,18
65	3	26721	35,1	34947	46,5	2,1453	0,01815	1,61935	0,01336	761,28	5,13	751,54	4,33
70	3	24870	32,64	32282	42,3	2,30699	0,01969	1,78014	0,0148	761,94	5,36	763,16	4,61
75	3	23039	30,48	29503	38,72	2,47047	0,02129	1,94473	0,01629	755,8	5,56	761,95	4,85
80	3	21713	28,92	27695	36,3	2,60373	0,02262	2,07438	0,01749	750,7	5,71	762,94	5,04
85	4	27217	36,66	34476	45,4	2,73868	0,02307	2,21145	0,01828	742,4	4,93	759,38	4,41
90	4	25065	34,88	32065	42,64	2,87844	0,02438	2,3546	0,01956	718,60	4,98	751,99	4,55
95	4	22835	33,3	29758	40,28	3,01502	0,02567	2,49255	0,0208	685,73	4,9	738,77	4,65
100	4	20733	31,92	27784	38,16	3,14536	0,02693	2,63103	0,02207	649,53	4,94	728,09	4,7
105	4	20778	30,4	25413	36,08	3,30263	0,02847	2,78271	0,02348	683,48	5,24	704,35	4,83
110	4	20945	29,12	22639	34,32	3,4478	0,02992	2,92541	0,02482	719,26	5,54	659,64	4,78
115	4	20558	27,96	22148	32,7	3,59084	0,03136	3,07034	0,0262	735,26	5,76	677,30	5,0
120	4	20245	26,76	22185	31,2	3,75187	0,03302	3,21795	0,02764	756,53	6,02	711,05	5,29
125	5	24467	32,36	27222	37,4	3,87824	0,03314	3,35561	0,0282	756,08	5,36	727,86	4,82
130	4	19131	25,04	21729	28,8	4,00958	0,03574	3,48611	0,0303	764,01	6,31	754,47	5,74
135	5	23386	30,18	26012	34,48	4,15838	0,03589	3,63979	0,03086	774,88	5,68	754,40	5,16
140	5	22368	29,18	25080	33,18	4,30089	0,03731	3,7824	0,03222	766,55	5,75	755,87	5,28
145	5	21372	28,22	24475	32	4,4472	0,03878	3,92188	0,03357	757,33	5,83	764,84	5,44
150	7	20814	27,38	23544	30,9	6,41709	0,05625	5,68608	0,0489	760,18	5,95	761,94	5,54
155	7	20116	26,4	22438	29,62	6,6553	0,05872	5,9318	0,05133	761,9	6,0	757,5	5,66
160	6	22965	30,76	26332	34,38	4,89597	0,04213	4,38045	0,03716	746,58	5,49	765,91	5,21
165	6	21763	29,84	25218	33,28	5,04692	0,04363	4,52524	0,03854	729,32	5,51	757,7	5,28
170	6	20232	29,04	23998	32,22	5,18595	0,04502	4,67412	0,03997	696,69	5,45	744,81	5,33
175	9	28166	42,54	24770	47,1	5,3103	0,04412	4,79618	0,03955	662,10	4,24	525,90	3,52
180	7	21763	32,14	25038	35,48	5,46671	0,04676	4,95209	0,04185	677,1	5,05	705,69	4,88
185	7	22096	31,36	23479	34,54	5,60268	0,04809	5,08686	0,04313	704,59	5,24	679,76	4,85
190	8	25500	34,88	25884	38,32	5,75688	0,04875	5,24008	0,04394	731,07	5,03	675,46	4,55
195	7	22047	29,86	22596	32,7	5,88413	0,05086	5,37309	0,04586	738,34	5,55	691,00	5,05
200	8	24939	33,2	26271	36,32	6,04819	0,05152	5,52863	0,04661	751,1	5,26	723,32	4,88
205	7	21533	28,42	23138	31,02	6,18227	0,05385	5,66409	0,04869	757,67	5,81	745,90	5,46
210	7	21089	27,64	23010	30,2	6,35673	0,05563	5,81788	0,0502	762,98	5,93	761,92	5,62
215	7	20701	25,06	22497	27,42	7,01117	0,06248	6,40773	0,05615	826,05	6,62	820,45	6,23
220	7	20345	26,46	21774	28,7	6,64021	0,05856	6,12195	0,05324	768,89	6,12	758,67	5,78
225	8	22736	29,62	24626	32,08	6,7792	0,05867	6,25935	0,05356	767,58	5,71	767,64	5,44
230	8	22062	29,02	24042	31,4	6,91937	0,06007	6,3949	0,05487	760,23	5,74	765,66	5,5

Mit Hilfe dieser Daten ergibt sich das folgende Spektrum:



Wir fitten nun an die sechs verschiedenen Peaks jeweils Lorentzfunktionen:



Wir erhalten die folgenden Daten für die sechs verschiedenen Peaks:

Peaknummer	Peaklage $v_n [\frac{mm}{s}]$	FWHM $[\frac{mm}{s}]$	Höhe
1	-5,3779	0,55165	-109,35
2	-3,1621	0,46102	-119,86
3	-0,91917	0,40958	-87,689
4	0,72007	0,44175	-98,707
5	2,9717	0,51368	-109,22
6	5,1904	0,54806	-103,49

Daraus ergibt sich als Mittelwert für die Halbwertsbreiten:

$$\Gamma = 0,4876 \pm 0,1317 \frac{mm}{s}$$

Die Transformationsvorschrift zwischen Energie und Geschwindigkeit folgt aus (4) zu

$$E = E_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \Rightarrow \delta E = E_0 \frac{\delta v}{c} \quad (8)$$

In der Energieskala beträgt die Linienbreite also

$$\Gamma = (2,3421 \pm 0,6326) \cdot 10^{-8} eV$$

Zum Vergleich mit dem theoretischen Wert für die Halbwertsbreite ($\Gamma_{theo} = 4,6 \cdot 10^{-9} eV$, folgt aus (1)) muß der erhaltene Wert für Γ noch halbiert werden, da die gemessene Linienbreite aus der Linienbreite von Absorption und Emission resultiert. Damit ergibt sich schließlich

$$\Gamma_{exp} = (1,1711 \pm 0,3163) \cdot 10^{-8} eV$$

Dieser Wert ist etwas mehr als zweimal so groß, als der zu erwartende Theoriewert. Dies kann unter anderem auf die endliche Absorberdicke zurückgeführt werden, denn mit zunehmender Dicke des Absorbers steigt die Wahrscheinlichkeit für Wechselwirkungen der γ -Quanten mit den Atomen des Absorbers, die nicht auf Resonanz zurückzuführen sind. (z.B. Compton-Effekt). Außerdem ist die Geschwindigkeit des Absorbers nicht unendlich präzise; besonders an den Wendestellen können Schwankungen auftreten.

4.5 Isomerieverschiebung

Die Isomerieverschiebung wird anhand der Asymmetrie des Mößbauerspektrums bezüglich $v = 0$ bestimmt. Zu erkennen sind zwei Liniengruppen mit jeweils drei Linien. Den wahren Symmetriepunkt kann man ermitteln, indem man die Mittelpunkte der äußeren, mittleren und inneren Linien bezüglich $v = 0$ errechnet.

	Mittelpunkt [$\frac{mm}{s}$]	Fehler [$\frac{mm}{s}$]
äußere Linien	-0,0938	0,07
mittlere Linien	-0,0952	0,07
innere Linien	-0,0996	0,07
Mittelwert	-0,0962	0,07

Aus dem Durchschnitt ergibt sich mit (8) für die Isomerieverschiebung

$$E_{Iso} = -(4,6208 \pm 3,36) \cdot 10^{-9} eV$$

Der sehr große Fehler resultiert aus der Tatsache, daß in die Berechnung die Differenz zweier ungefähr gleich großer fehlerbehafteter Größen eingeht.

4.6 Bestimmung der g-Faktoren

Zunächst werden die Beträge der g-Faktoren bestimmt. Wie man an der graphischen Darstellung erkennen kann, liegen die sechs Übergänge in zwei getrennten Gruppen mit jeweils drei Linien vor. Dies bedeutet, daß die Aufspaltung des Grundzustandes größer ist, als die des angeregten und damit

$$|g_g| > |g_a|$$

gilt. $|g_a|$ kann nun aus den Peak-Abständen innerhalb der zwei Gruppen bestimmt werden.

Peaknummern	Abstand δ_a [$\frac{mm}{s}$]	$\Delta\delta_a$ [$\frac{mm}{s}$]
1,2	2,2158	0,14
2,3	2,2429	0,14
4,5	2,2516	0,14
5,6	2,2187	0,14

Der Mittelwert der Abstände beträgt

$$\delta_a = (2,2323 \pm 0,14) \frac{mm}{s}$$

δ_a hat nach (8) den Wert

$$\delta_a = (1,072 \pm 0,07) \cdot 10^{-7} eV$$

Daraus läßt sich der Betrag des g-Faktors des angeregten Zustandes berechnen:

$$|g_a| = \frac{|\delta_a|}{\mu_k B} \quad (9)$$

Das für die Hyperfeinstruktur verantwortliche Magnetfeld am Kernort beträgt

$$B = (33,3 \pm 1,0) T$$

außerdem beträgt das Kernmagneton

$$\mu_k = 3,152 \cdot 10^{-8} \frac{eV}{T}$$

Man erhält:

$$|g_a| = 0,1021 \pm 0,007$$

$|g_g|$ kann aus Abständen äquivalenter Übergänge beider Gruppen bestimmt werden (Abstand linker zu linkem, mittlerer zu mittlerem, rechter zu rechtem Peak); der Durchschnitt der möglichen Werte entspricht dem Abstand der Schwerpunkte der beiden Gruppen. Wie man leicht anhand des Hyperfeinstrukturschemas klar machen kann, macht nicht alleine $|g_g|$ den zu messenden Abstand aus. Es handelt sich bei diesem Abstand um den Wert für $\delta_g + \delta_a$.

Peaknummern	Abstand $(\delta_g + \delta_a) \frac{mm}{s}$	$\Delta \delta_g \frac{mm}{s}$
1,4	6,098	0,14
2,5	6,134	0,14
3,6	6,109	0,14

Der Mittelwert der Abstände beträgt

$$\delta_g + \delta_a = (6,1137 \pm 0,14) \frac{mm}{s}$$

Damit ist dann

$$\delta_g = (6,1137 \pm 0,14) \frac{mm}{s} - \delta_a = 3,8814 \pm 0,14$$

Oder nach (8)

$$\delta_g = (1,8643 \pm 0,10) \cdot 10^{-7}$$

Damit erhält man ganz analog wie im vorherigen Beispiel mit (9)

$$|g_g| = 0,1776 \pm 0,010$$

Mit den richtigen Vorzeichen versehen (siehe Theorieteil), erhält man als endgültiges Ergebnis für die g-Faktoren:

$$g_g = +(0,1776 \pm 0,010)$$

und

$$g_a = -(0,1021 \pm 0,007)$$

Im Vergleich dazu lauten die Literaturwerte

$$g_g^{lit} = +0,181$$

und

$$g_a^{lit} = -0,102$$

Unsere Werte zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Literaturwerten. Diese liegen innerhalb der Fehlergrenzen der von uns bestimmten Werte. Die Abweichung unserer Messwerte vom Literaturwert beträgt:

$$\frac{g_g}{g_g^{lit}} = 1,88$$

und

$$\frac{g_a}{g_a^{lit}} = 0,098$$