

9 Mößbauer-Spektroskopie

(Mit Dank an Herrn Alex Jäger für die Übersetzung der ersten beiden Seiten aus der englischen Version)

9.1 Rückstoß-freie Resonanz-Absorption

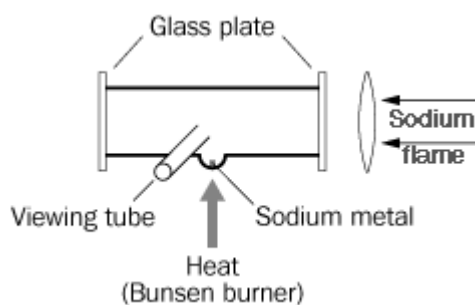
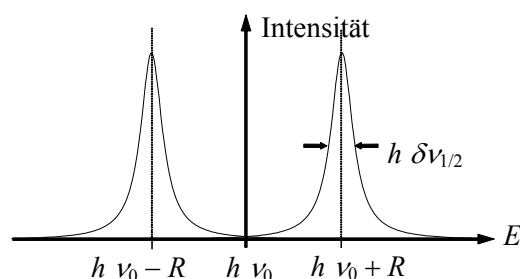


Abb. 9.1 Woods Apparat zur Beobachtung der Resonanzstrahlung der Natrium-D-Linien.

1905 veröffentlichte Robert Wood einen Artikel über „Resonanzstrahlung von Natriumdampf“ (*Resonance Radiation of Sodium Vapor*, siehe Literatur) und beschrieb, wie er ein Glasgefäß mit reinem Natriumdampf dem Licht einer Natriumflamme aussetzte. Dabei emittierte der Dampf ein gelbes Licht (D-Linien), welches sich nach spektroskopischer Analyse als identisch mit dem der zur Anregung verwendeten Natriumflamme herausstellte. Natrium ist ab 98 °C flüssig (Siedetemperatur bei 883 °C), so dass sich ein erheblicher Dampfdruck einstellt, wenn man es mit dem Bunsenbrenner auf über 200 °C erhitzt. Wood benutzte den Begriff „Resonanzstrahlung“ gleichermaßen für absorbierte und fluoreszierende Strahlung. Wir werden stattdessen den Terminus „Resonanzabsorption“ verwenden.

Ab 1900 war Gammastrahlung (γ -rays) bereits als hochenergetische, monochromatische Strahlung bekannt, allerdings wurde die vermutete Gammastrahlen-Resonanzfluoreszenz nicht beobachtet. Schließlich veröffentlichte Werner Kuhn sogar erfolgreich einen Artikel über ein fehlgeschlagenes Experiment und argumentierte 1929 sinngemäß: „Der (dritte) Einfluss, der zu einer verminderten Absorption führt, ist eine Folge des Emissionsvorgangs der Gammastrahlung. Das emittierende Atom wird stets einen Rückstoß durch die ausgesandte Strahlung erfahren. Die Wellenlänge erfährt dementsprechend eine Verlängerung, und die Emissionslinie also relativ zur Absorptionslinie verschoben. Es erscheint somit möglich, dass durch eine große Gammaverschiebung, die gesamte Emissionslinie aus dem Absorptionsbereich gebracht wird.“ (siehe Literatur)



Im Falle der γ -Strahlung ist der Rückstoß sehr bedeutend. Im sichtbaren Bereich wirkt er sich hingegen nicht signifikant auf die Strahlung aus, da die Linienbreite (in Vielfachen von h) viel breiter ist, als die Rückstoßenergie, s. Abb. 9.2.

Abb. 9.2 Rückstoßverschiebung der Absorptionslinie (links) und der Emissionslinie (rechts).

Mitte der 1950er Jahre experimentierte Rudolf Mößbauer in Heidelberg mit Osmium-191 als Quelle, welches unter Aussendung von β -Strahlung und γ -Strahlung zerfällt. Er schickte die Gammastrahlung durch ein mit Iridium-191 als Absorbermaterial gefülltes Gefäß und benutzte einen mit flüssigem Stickstoff gekühlten Kryostat, um die Temperaturabhängigkeit der Überlappung der Resonanzlinien nach tiefen Temperaturen hin zu studieren; im Gegensatz zur von seinem Doktorvater Professor Maier-Leibnitz vorgeschlagenen Temperaturerhöhung). Er ging davon aus, dass obwohl die Linienüberlappung bei tieferen Temperaturen geringer würde, sich eine akzeptable Temperaturabhängigkeit beobachten lassen müsste und erwartete, dass ein Absenken der Temperatur die Überlappung von Emissions- und Absorptionslinie verkleinert, also sich die Transmissionslinie verstärkt. Jedoch offenbarte die Beobachtung das gegenteilige Resultat, siehe Literatur, Mößbauer, 2000. Es zeigte sich eine gesteigerte Resonanzfluoreszenz. Zunächst gab sich Mößbauer erstaunt, erklärte den Effekt aber bald mit einer rückstoßfreien Emission und Absorption der γ -Photonen.

Später beschrieb er das Phänomen sehr bildhaft. Er verglich die Situation mit einer Person, die aus einem Boot heraus einen Stein wirft. Der größte Teil der Energie wird auf den Stein übertragen, aber ein kleiner Teil wird als kinetische Rückstoßenergie auf das Boot übergehen. Im Sommer wird das Boot diese Rückstoßenergie ganz einfach aufnehmen. Wenn die Person allerdings im Winter den Stein wirft, wenn das Boot auf dem See festgefroren ist, wird praktisch die gesamte Energie in den geworfenen Stein übertragen und nur ein verschwindend geringer Teil auf das Boot. Der gesamte See wird diesen Rückstoß aufnehmen und somit erscheint der Vorgang als rückstoßfrei, siehe Literatur, Mößbauer, 2000.

Mößbauer veröffentlichte seine Doktorarbeit zu Beginn des Jahres 1958 in der „Zeitschrift für Physik“ („Kernresonanz-Fluoreszenz von Gammastrahlen im Iridium 191“, Mößbauer, 1958), hatte jedoch erst kurz danach den entscheidenden Gedanken (übersetzt aus dem Englischen): „...es wurde mir klar, dass ich das eigentliche Experiment noch gar nicht gemacht hatte: Es müsste doch möglich sein, die scharfen Resonanzlinien mit dem linearen Doppler-Effekt zu messen. Ich war so aufgeregt, dass ich quer durch die Vorhalle der TH München in das Büro von Professor Maier-Leibnitz rannte, und rief: ‚Ich nehme den nächsten Zug nach Heidelberg, ich habe das eigentliche Experiment versäumt!‘“. Das holte er nach, und im selben Jahr veröffentlichte er das Resultat in der „Zeitschrift für Naturforschung“ - den direkten experimentellen Nachweis der rückstoßfreien Kernresonanzabsorption, den nach ihm benannten Mößbauer-Effekt, siehe Literatur.

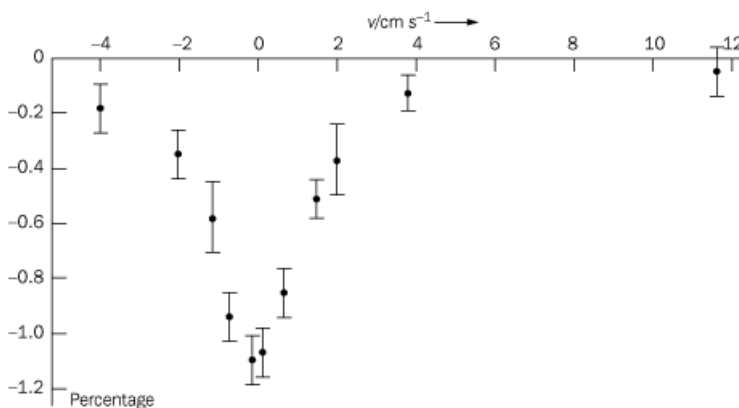


Abb. 9.3 Das erste Mößbauer-Spektrum (Transmission), mit Ir-191 als Absorptionsmaterial, aufgenommen von Mößbauer. Aus „Naturwissenschaften“, 1968, siehe Literatur.

Ein ruhendes Teilchen der Masse M , das infolge eines Spektralübergangs der Energie $h\nu_0$ ein Lichtquant mit dem Wellenvektor k aussendet, erfährt einen Rückstoßimpuls, der gleich dem Photonenimpuls p des emittierten Lichtquants dem Betrag nach $p = \hbar k = h\nu_0/c_0$ ist. Die Rückstoßenergie ist $E_R = p^2/2M$. Daraus folgt für die emittierte bzw. absorbierte Frequenz

$$\hbar\omega_e = \hbar\omega_0 - E_R = \hbar\omega_0 - (\hbar k)^2/2M, \quad \text{bzw.} \quad \hbar\omega_a = \hbar\omega_0 + (\hbar k)^2/2M. \quad (9.01)$$

Für letztere gehen wir davon aus, dass ein anderes Lichtquant ein Teilchen der Masse M trifft und dabei sowohl einen Impuls überträgt als auch einen Übergang mit der Frequenz ω_0 anregen soll. Bilden wir nun die Differenz zwischen ω_a und ω_e ergibt sich

$$\Delta\omega = \omega_a - \omega_e = (\hbar k)^2/M = (\hbar\omega_0)^2/M \quad \text{bzw.} \quad \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\hbar\omega_0}{Mc_0^2} = \frac{h\nu_0}{Mc_0^2}. \quad (9.02)$$

Die rechte Seite von G (9.02) sagt aus, dass die relative Frequenzänderung gleich dem Verhältnis von Photonenenergie zur Ruheenergie Mc^2 des Atoms ist.

Als Spektrallinie im sichtbaren Bereich haben wir in Kapitel 2.6 die Fraunhofer-Linie D₁ zwischen dem Grundzustand des Natriums 3s ²S_{1/2} und dem angeregte Zustand 3p ²P_{1/2} mit einer mittleren Lebensdauer $\tau = 16$ ns betrachtet. Die Wellenlänge der Linie liegt bei $\lambda = c_0/\nu = 589,1$ nm. Daraus ergibt sich eine Frequenz ν_0 von ca. 5×10^{14} Hz. Aus G (2.78) folgt für die natürliche Linienbreite $\delta\nu_{1/2} \approx 10^7$ Hz. Die Rückstoßdifferenz erhalten wir aus G (9.02) mit $\Delta\nu_{\text{Rückstoß}} \approx 5 \times 10^4$ Hz. Daraus ist ersichtlich, dass im optischen Bereich die Rückstoßdifferenz klein gegen die natürliche Linienbreite ist.

Für γ -Quanten trifft jedoch die in Abb. 9.2 dargestellte Situation zu. Für den sogenannten Mößbauer-Übergang des angeregten Eisenkerns, siehe Abb. 9.4, erhalten wir aus der Lebensdauer $T_{1/2} = 10^{-7}$ s mit G (2.87), $\delta\omega_{1/2} = 1/T_{1/2}$ und $\delta\nu_{1/2} \approx 1,6 \times 10^6$ Hz. Die Übergangsenergie von 14,4 eV entspricht einer Kreisfrequenz von $\omega = 2,6 \times 10^{19}$ s⁻¹. Daraus berechnet sich mit G (9.02) $\Delta\nu_{\text{Rückstoß}} \approx 10^{12}$ Hz, was die natürliche Linienbreite um etwa 6 Größenordnungen überragt.

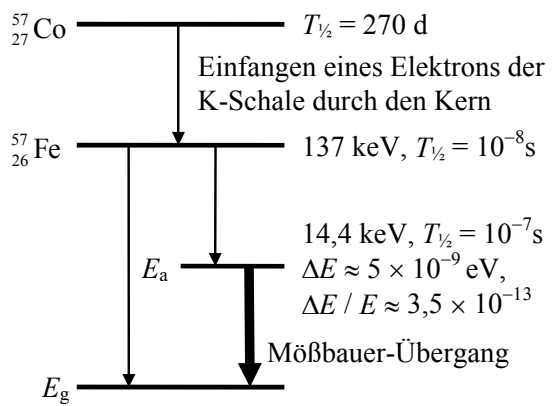


Abb. 9.4 Mößbauer-Übergang des Eisenkerns

Mößbauer erklärte den Effekt der Kernresonanz (rückstoßfreie Resonanzabsorption) mit Hilfe einer Theorie der Wechselwirkung von Neutronen mit Kristallatomen, die bereits 1939 von Willis Eugene Lamb [læm] publiziert worden war: Durch starke Bindung der Atomkerne an das Gitter wird die Rückstoßenergie vom Kristall als Gitterschwingungsenergie aufgenommen. Letztere ist gequantelt. Mit abnehmender Temperatur werden rückstoßfreie Prozesse wahrscheinlicher. Der Lamb-Mößbauer-Faktor f , auch LMF genannt, gibt den Anteil der rückstoß-

freien Übergänge an der Gesamtzahl der Übergänge an. Er ist dem Debye-Waller-Faktor analog, der bei der Streuung von Röntgen-Strahlen oder thermischen Neutronen an Kristallen den Anteil der elastischen Streuung beschreibt. Deshalb findet man auch bei der Kernresonanz (Mößbauer-Effekt) oft die Bezeichnung Debye-Waller-Faktor (DWF) anstelle von LMF.

Eine anschauliche Begründung des Faktors basiert auf dem Einstein-Modell, das als Grundlage der ersten 1907 von Einstein entwickelten quantenmechanischen Theorien der Wärmekapazität von Festkörpern bekannt ist. Im Modell schwingen alle Atome des Festkörpers mit der gleichen Frequenz ω_E (Einstein-Frequenz) harmonisch und isotrop aber nicht korreliert um ihre Gleichgewichtspositionen. Für die quantenmechanische Schwingungsenergie gilt

$$E = \hbar\omega_E (v + 1/2) \text{ und } E = \hbar\omega_E/2 \text{ für Schwingungsquantenzahl } v = 0. \quad (9.03)$$

Ist die Rückstoßenergie E_R aus G (9.01) viel größer als $\hbar\omega_E$, wird die Emission des γ -Quants durch die Anregung vieler Schwingungen begleitet, und es treten Verluste durch den Rückstoß auf. Für $E_R \ll \hbar\omega_E$ kann eine Rückstoß-freie Emission stattfinden. Damit wird die mittlere durch Rückstoß aufgenommene Energie in erster Näherung

$$E_R = (1 - f) \hbar\omega_E, \quad (9.04)$$

und der Anteil f der Rückstoß-freien Emissionsvorgänge kann in erster Näherung aus der mittleren Energie des Oszillators im Grundniveau bestimmt werden.

Die Gesamtenergie eines klassischen Oszillators setzt sich zu gleichen Teilen aus den zeitlichen Mittelwerten der kinetischen und potentiellen Energie zusammen. Ersterer Anteil ergibt sich aus $x = x_0 \sin \omega_E t$ und $\dot{x} = \omega_E x_0 \cos \omega_E t$ mit der mittleren Amplitude $\langle x^2 \rangle = \langle x_0^2 \sin^2 \omega_E t \rangle = \langle x_0^2 \cos^2 \omega_E t \rangle$ und der Gleichung $E_{\text{kin}} = M \dot{x}^2 / 2$ zu $E_{\text{kin}} = M \omega_E^2 \langle x^2 \rangle / 2$. Die Gesamtenergie des klassischen Oszillators ist damit

$$E = M \omega_E^2 \langle x^2 \rangle = k_B T. \quad (9.05)$$

Für die Gleichsetzung mit $k_B T$ (k_B ist Boltzmann-Konstante) kann auf Kapitel 2.3 unseres Vorlesungsskripts Molekülphysik verwiesen werden. Setzen wir die Energie aus G (9.05) mit der niedrigsten quantenmechanischen Energie aus G (9.03) gleich, ergibt sich $\langle x^2 \rangle = \hbar / (2M\omega_E)$. Durch Umstellung von G (9.04), anschließend Gleichsetzung von E_R aus G (9.04) mit E_R aus G (9.01) und durch die Substitution $\hbar / (2M\omega_E) = \langle x^2 \rangle$ erhalten wir

$$f = 1 - \frac{E_R}{\hbar \omega_E} = 1 - \frac{\hbar^2 k^2}{2M\hbar \omega_E} = 1 - k^2 \langle x^2 \rangle, \quad (9.06)$$

wobei k der bereits in G (9.01) eingeführte Wellenvektor des γ -Quants ist. G (9.06) ist unter Verwendung von G (9.04) als erste Näherung hergeleitet worden. Eine exaktere Herleitung ergibt die Gleichung

$$f(T) = \exp(-k^2 \langle x^2 \rangle) = \exp\left(-\frac{k^2 k_B T}{M \omega_E^2}\right), \quad (9.07)$$

die oberhalb der Debye-Temperatur formell dem Debye-Waller-Faktor entspricht, der den Anteil der elastisch gestreuten Röntgenstrahlen und damit einen physikalisch analogen Sachverhalt beschreibt. (Ein weiterer Faktor 3 im Nenner entsteht bei dreidimensionaler Herleitung.)

Aus G (9.07) lassen sich die Bedingungen für das Auftreten des Mößbauer-Effekts ableiten. Es sind

- starke Gitterbindung (großes ω_E) und
- geringe Temperatur.

Aus der oberhalb von G (9.04) eingeführten Bedingung $E_R \ll \hbar \omega_E$ folgt zusätzlich eine Beschränkung auf

- niederenergetische Übergänge ≤ 150 keV.

Bei rückstoßfreier Resonanzabsorption haben emittierte und absorbierte Linien natürliche Breite, die durch Lebensdauer und Unschärferelation, siehe G (2.64), festgelegt ist:

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{4\pi} = \frac{\hbar}{2}. \quad (9.08)$$

Setzt man für Δt die mittlere Lebensdauer 10^{-7} s des Mößbauer-Niveau 14,4 keV oberhalb des Grundzustands von ^{57}Fe ein, erhält man für $\Delta E / E \approx 3,5 \times 10^{-13}$ eine extrem geringe relative Linienbreite.

9.2 Messverfahren

Von etwa 1300 Isotopen sind knapp hundert als Mößbauer-Isotope geeignet, die sich auf 45 Elemente von der Masse 40 an aufwärts verteilen (^{40}K , ^{57}Fe und darüber). 2/3 aller Mößbauer-Untersuchungen entfallen auf Eisen, 1/6 entfallen auf Zink und nur 1/6 auf alle übrigen Elemente.

- ^{58}Fe : Mößbauer-Effekt bis 1000 K, 2 % NH, $E_\gamma = 14,4 \text{ keV}$, $T_{1/2} (^{57}_{27}\text{Co}) = 270 \text{ d}$
- ^{119}Sn : Mößbauer-Effekt bis 800 K, 8,7 % NH, $E_\gamma = 23,9 \text{ keV}$, $T_{1/2} \approx 1 \text{ Jahr}$

Die Messanordnung besteht aus einem meist elektrodynamischen Antrieb der radioaktiven Quelle, der neben einer Antriebsspule über eine weitere Messspule zur elektronischen Regelung der Relativgeschwindigkeit der Quelle gegenüber dem Absorber verfügt. Der Absorber enthält die gleichen Kerne wie die Quelle. Die Bewegung der Quelle erzeugt eine Doppelverschiebung $\Delta E/E = v/c_0$. Das entspricht einer Geschwindigkeit von $0,19 \text{ mm s}^{-1}$ für eine Energieverschiebung, die der natürlichen Linienbreite von ^{57}Fe entspricht. Dadurch würde sich bei noch höherer Geschwindigkeit eine Aufhebung der Resonanz ergeben, falls der Quelle und dem Absorber ein gleiches Signal mit der natürlichen Linienbreite zuzuordnen wäre. Andererseits ergibt sich aber eine sehr gute Abtastmöglichkeit eines komplizierten aus mehreren Signalen bestehenden Spektrums des Absorbers, wenn die Quelle nur ein schmales Signal aussendet. Ein anderer γ -Nachweis mit dieser Selektivität ist nicht möglich. Die Relativgeschwindigkeit der Quelle ist die unabhängige Variable, die zugehörige Zählrate ist die abhängige Variable des Mößbauer-Spektrums. Eine durch die gewünschte Auflösung bestimmte endliche Zahl von Geschwindigkeiten zwischen dem negativen und positiven Maximalwert wird durch den Antrieb realisiert. Die Maximalgeschwindigkeit hängt vor allem vom Mößbauer-Isotop ab, bei ^{57}Fe und ^{119}Sn liegt sie in der Größenordnung von 1 mm s^{-1} , bei ^{67}Zn aber unterhalb von $1 \mu\text{m s}^{-1}$.

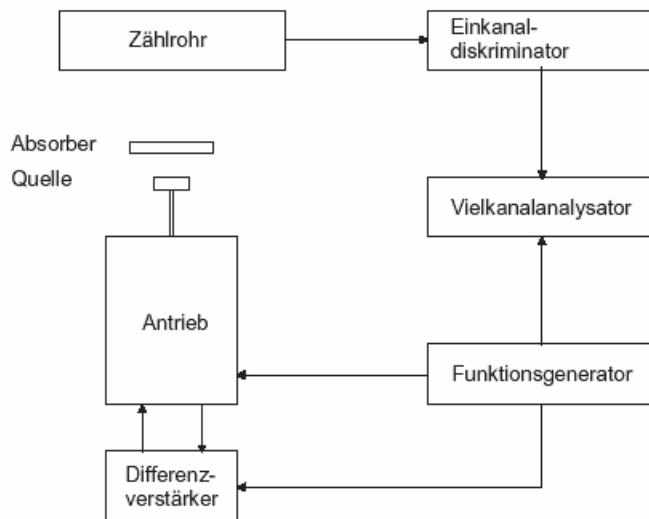


Abb. 9.5 Blockschaltbild eines Mößbauer-Spektrometers, das in Transmission misst. Entnommen aus der Dissertation von Thorsten Pickardt "Hochtemperatur-Mößbauer-Spektroskopie am metallischem Eisen und einer Eisen-Molybdän-Legierung bis 1500 °C" Universität Hamburg, 2003.

9.3 Das Mößbauer-Spektrum

Wenn sich die Kerne in Quelle und Absorber in gleicher Umgebung befinden, zeigt sich bei der Darstellung der γ -Zählrate über der Relativgeschwindigkeit eine Linie bei $v = 0 \text{ mm s}^{-1}$. Im allgemeinen Fall ergibt sich jedoch eine Aufspaltung der Linie und eine Verschiebung gegen $v = 0$ wegen elektrischer und magnetischer Wechselwirkung zwischen Kern und Elektronenhülle.

Die Isomerieverschiebung δ entsteht

- erstens durch Unterschiede der elektrostatischen Kern-Elektron-Wechselwirkungen zwischen Grund- und angeregtem Zustand (Index g und e) und
- zweitens durch Unterschiede zwischen Quelle und Absorber (Index Q und A).

Für den Unterschied zwischen Grund- und angeregtem Zustand gehen wir bei Quelle und Absorber von einer Kugelform der Ladungsdichte der Kerne mit einem effektiven Radius R aus, der sich um $\Delta R = R_e - R_g$ im angeregten Zustand ändert. Die eine potentielle elektrische Energie darstellende Isomerieverschiebung δ ist ein Produkt aus dem Differenz-Potential der Kernladung in den beiden Zuständen und der Differenz der Ladungsdichten der Elektronen am Kernort für Absorber und Quelle. Am Kernradius ist mit der Kernladungszahl Z und der Elektronen-Elementarladung e das Potential $U = 4\pi\epsilon_0 = eZ/R$. Bei geringer Vergrößerung des Radius um ΔR vergrößert sich das Kugelvolumen um $4\pi R^2 \Delta R$. Mit $\psi(0)$ als normierter Wellenfunktion der Elektronen (Dimension: $\text{m}^{-3/2}$) am Kernort der s-Elektronen (die Indizes Q bzw. A weisen auf Quelle und Absorber hin) ist die Elektronenladungsdichte dem Betrag nach $e |\psi(0)|^2$ mit der Dimension Asm^{-3} . Damit ergibt sich für die Verschiebung der elektrischen potentielle Energie

$$\delta = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{R} 4\pi R^2 \Delta R \left[|\psi_A(0)|^2 - |\psi_Q(0)|^2 \right]. \quad (9.09)$$

Bei der Beschreibung der ^{57}Fe -Isomerieverschiebung auf Grund dieser anschaulich abgeleiteten Gleichung ist zu beachten, dass der Kerndurchmesser im angeregten Zustand geringer ist: $\Delta R/R < 0$. Deshalb wird mit zunehmender Elektronendichte am Kernort des Absorbers im Vergleich zur Quelle [positiver Wert für eckige Klammer in G (9.09)] die Resonanzenergie zu negativen Dopplergeschwindigkeiten verschoben. Da die inneren s-Elektronen bei ^{57}Fe durch die 3d-Bindungselektronen unterschiedlich vom Kern abgedrängt werden, wirkt sich die Bindung auf die Isomerieverschiebung aus.

Eine Quadrupolaufspaltung entsteht durch elektrische Quadrupolwechselwirkung zwischen dem elektrischen Kernquadrupolmoment eQ (bei einem Kernspin $I > 1/2$) und einem inhomogenem elektrischen Feld (Feldgradient eq) am Kernort. Bei ^{57}Fe ist $I = 1/2$ im Grundzustand und $I = 3/2$ im angeregten Mößbauer-Niveau.

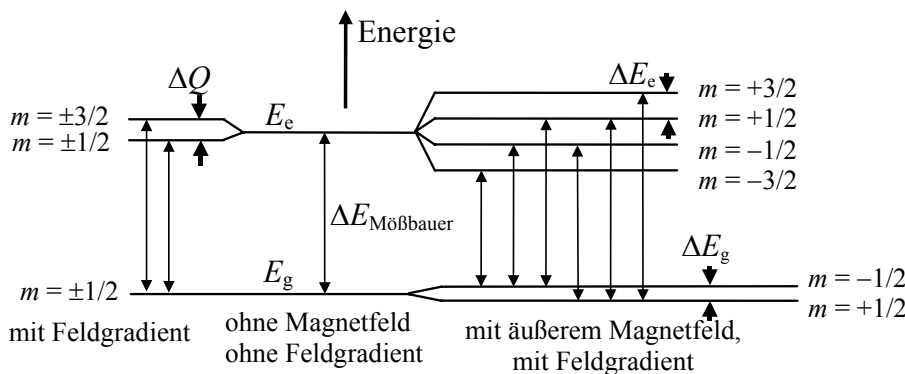


Abb. 9.6 Quadrupol-aufspaltung (links) und Zeeman-Aufspaltung (rechts) der Kernniveaus beim Mößbauer-Übergang in ^{57}Fe -Kernen.

Damit ergibt sich eine Quadrupolaufspaltung in zwei Linien mit $m = \pm 1/2$ und $m = \pm 3/2$ im angeregten Zustand und eine Aufspaltung des Mößbauer-Übergangs in zwei Linien mit

$$\Delta Q = \frac{1}{2} e^2 q Q \sqrt{1 + \frac{\eta^2}{3}}, \quad (9.10)$$

wobei η den Asymmetrieparameter des elektrischen Feldgradienten darstellt. Bei der Quelle wird durch eine Feldverteilung kubischer Symmetrie (^{57}Co in Kupferfolie) die Quadrupolaufspaltung vermieden.

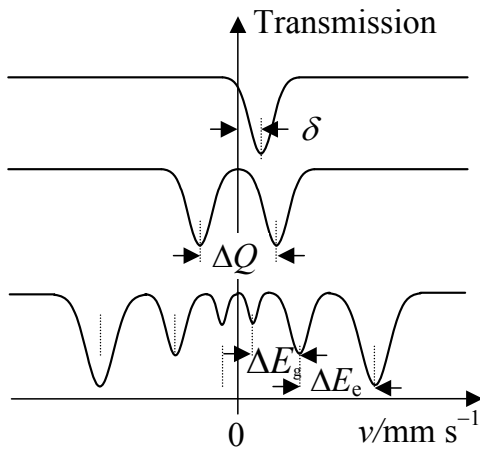


Abb. 9.7 Mößbauer-Isomerieverschiebung δ und Aufspaltungen durch Quadrupolwechselwirkung bzw. Magnetfeld für ^{57}Fe .

Eine Magnetische Aufspaltung entsteht durch magnetische Wechselwirkung zwischen Kerndipol und magnetischem Feld. Für ^{57}Fe ergeben sich 6 Linien, siehe Abb. 9.6 und Abb. 9.7. Linienabstände sind

$$\Delta E_e = \gamma_e \hbar B_0 \quad \text{und} \quad \Delta E_g = \gamma_g \hbar B_0 \quad (9.11)$$

für je 3 Linien untereinander bzw. für je 2 Linien untereinander, vergleiche Abb. 9.6.

9.4 Zwei klassische Anwendungsbeispiele

Die Isomerieverschiebung wurde für zahlreiche Substanzgruppen mit der chemischen Bindung in Zusammenhang gebracht. Daraus ergeben sich Anwendungen ähnlich wie bei Untersuchungen der NMR-Verschiebungen. Abbildung 9.8 ist ein solches Beispiel

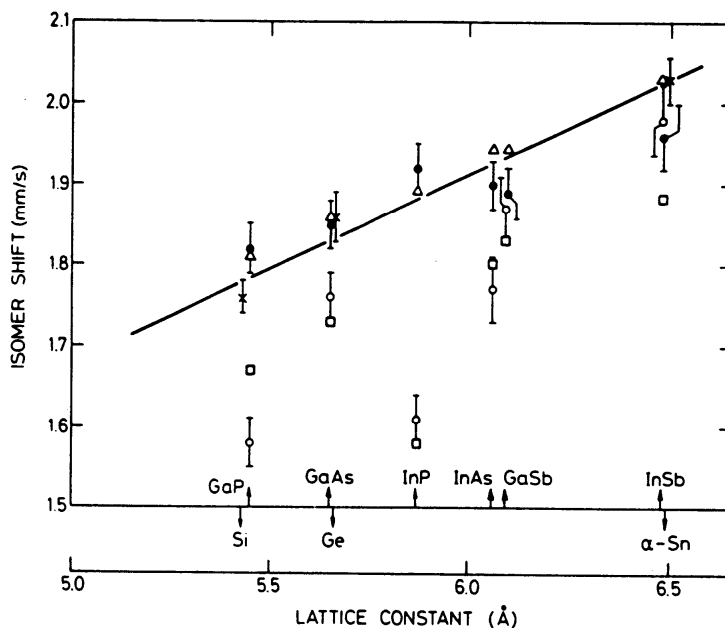
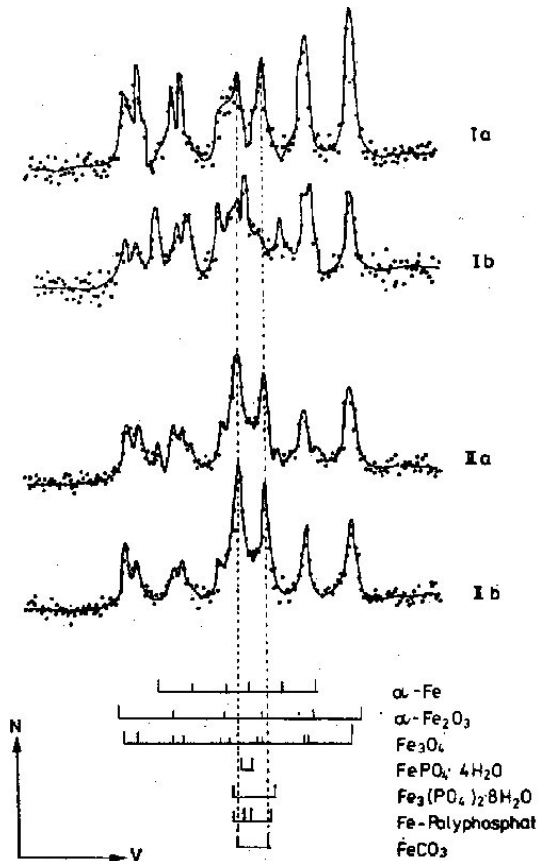


Abb. 9.8 Experimental and theoretical values of the ^{119}Sn isomer shift of Sn donors (\circ experiment, \square theory) and acceptors (\bullet experiment, \triangle theory) in III-V compounds (Fig. 15 taken from ref. 182 in Long und Grandjean 1989, see Literature)



Die Phasenanalyse nach dem Fingerprint-Prinzip wird mit großem Erfolg an Eisen-haltigen Materialien praktiziert, auch auf dem Mars, siehe Literatur. Die Mößbauer-Spektren aller Eisen-Verbindungen sind bekannt. Durch Anpassung eines experimentellen Spektrums an die Spektren der Modellsubstanzen lässt sich eine Phasenanalyse durchführen. Ein Beispiel enthält Abb. 9.9.

Abb. 9.9 Streuspektren von korrodierten Rohren eines Warmwasser-Heizsystems. Abb. 10.16 aus Barb und Meisel, siehe Literatur. Rohre einer Warmwasserheizung sind 2 Monate (Ia, Ib), 4 Monate (IIa) bzw. 8 Monate (IIb) der Korrosion durch Wasserdurchlauf ausgesetzt worden, wobei das durchlaufende Wasser bei Proben Ib, IIa, IIb phosphatiert war (5 mg P_2O_5 pro Liter).

9.5 Literatur

Barb, D. und W. Meisel: Grundlagen und Anwendungen der Mößbauer-Spektroskopie, Akademie-Verlag Berlin, 1980

Long, G.J., and Grandjean, F. (Editors), Mössbauer Spectroscopy Applied to Magnetism and Material Science, 2 Volumes, Plenum Press N.Y and London, 1993

Mars Mössbauer Group: <http://iacgu32.chemie.uni-mainz.de/>

Kuhn, W., Philos. Mag. 8 (1929) 635.

Kuzmany, Hans: Solid-State Spectroscopy, Springer, Berlin, 1998, 3-540-63913-6

Long, G.J., and Grandjean, F. (Editors), Mössbauer Spectroscopy Applied to Inorganic Chemistry, 3 Volumes, Plenum Press N.Y and London, 1989, ISBN0-306-43073-8

Mössbauer, R. L., Hyperfine Interactions, 2000, 126, 1.

Mössbauer, R. L., Z. Physik, 1958, 151, 124.

Mössbauer, R. L., Naturwissenschaften, 1958, 22, 538

Pickardt, Thorsten: Hochtemperatur-Mössbauer-Spektroskopie am metallischem Eisen und einer Eisen-Molybdän-Legierung bis 1500 °C, Dissertation Universität Hamburg, 2003

Wood, R.W., Phil. Mag. (6th ser.) 10 (1905) 513