

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 7 (1934)
Heft: V

Artikel: Über einen Isotopenverschiebungseffekt an der Zn-Resonanzlinie 3076 Å.E.
Autor: Billeter, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-110386>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 22.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Über einen Isotopenverschiebungseffekt an der Zn-Resonanzlinie 3076 Å. E.

von W. Billeter.

(11. VI. 34.)

Zusammenfassung: Die Ergebnisse einer früher nach der Absorptionsmethode ausgeführten Hyperfeinstrukturuntersuchung der Zn-Resonanzlinie 3076 Å. E. ($1 S - 2^3 P_1$) werden weiter ausgewertet. Es ergibt sich, dass die Linie die 1,39-fache Breite der theoretisch erwarteten Dopplerbreite besitzt, obwohl Druckverbreiterung ausgeschlossen ist. Diese Diskrepanz führt zur Annahme eines Isotopenverschiebungseffektes der drei geradzahligen Zn-Isotope von der Grösse

$$\delta^{64 \rightarrow 66} = 1,7_5 \cdot 10^{-3} \text{ Å. E.}$$

und

$$\delta^{64 \rightarrow 68} = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ Å. E.,}$$

womit sich die aus den Versuchen hervorgegangene Form der Resonanzkurve mit ausgezeichneter Annäherung theoretisch konstruieren lässt.

§ 1. Einleitung.

In einer früheren Arbeit konnte über eine Anordnung berichtet werden, mit der die Hyperfeinstruktur der Zn-Resonanzlinie 3076 Å. E. ($1 S - 2^3 P_1$) nach der Absorptionsmethode von v. MALINOWSKI¹⁾-SCHEIN²⁾ untersucht wurde³⁾. Bei den beschriebenen Versuchen ging die Resonanzstrahlung, die von einer Zn-Resonanzlampe emittiert wurde, durch ein Zn-Dampf enthaltendes Absorptionsgefäss, das sich zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten befand und die Intensität der durchgegangenen Strahlung wurde mit einer Photozelle gemessen. Dabei waren, wie gewöhnlich, jeweilen zwei Intensitäten miteinander zu vergleichen; nämlich erstens die Intensität J der vom Emissionsgefäss ausgehenden Resonanzstrahlung nach dem Durchgang durch den absorbierbaren Zn-Dampf und zweitens die Intensität J_0 der Resonanzstrahlung ohne Absorption im Zn-Dampf. Durch das Magnetfeld des Elektromagneten konnte die Absorptionslinie aufgespalten und so gegen die Emissionslinie verstimmt werden. Dabei kamen durch die Wirkung eines ultra-

¹⁾ A. v. MALINOWSKI, Ann. d. Phys. **44**, p. 935, 1914.

²⁾ M. SCHEIN, Ann. d. Phys. **85**, p. 257, 1928 oder H. P. A. **2**, Suppl. I, 1929.

³⁾ W. BILLETER, Helv. Phys. Acta **7**, p. 413, 1934.

violettdurchlässigen Nicols, der sich im Strahlengang befand, nur die senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes polarisierten Zeemann-Komponenten (σ -Komponenten) zur Beobachtung.

Die Wirkung des Magnetfeldes besteht im folgenden: Beim Magnetfelde Null ist die durchgegangene Intensität J ein Minimum, weil die Absorptionslinie in diesem Falle die Emissionslinie völlig überdeckt. Mit zunehmender Feldstärke, d. h. mit zunehmender Aufspaltung, verschieben sich die Komponenten der Absorptionslinie aus dem Bereiche der festen Emissionslinie. Die Absorption wird folglich mit wachsender Verstimmung kontinuierlich ver-

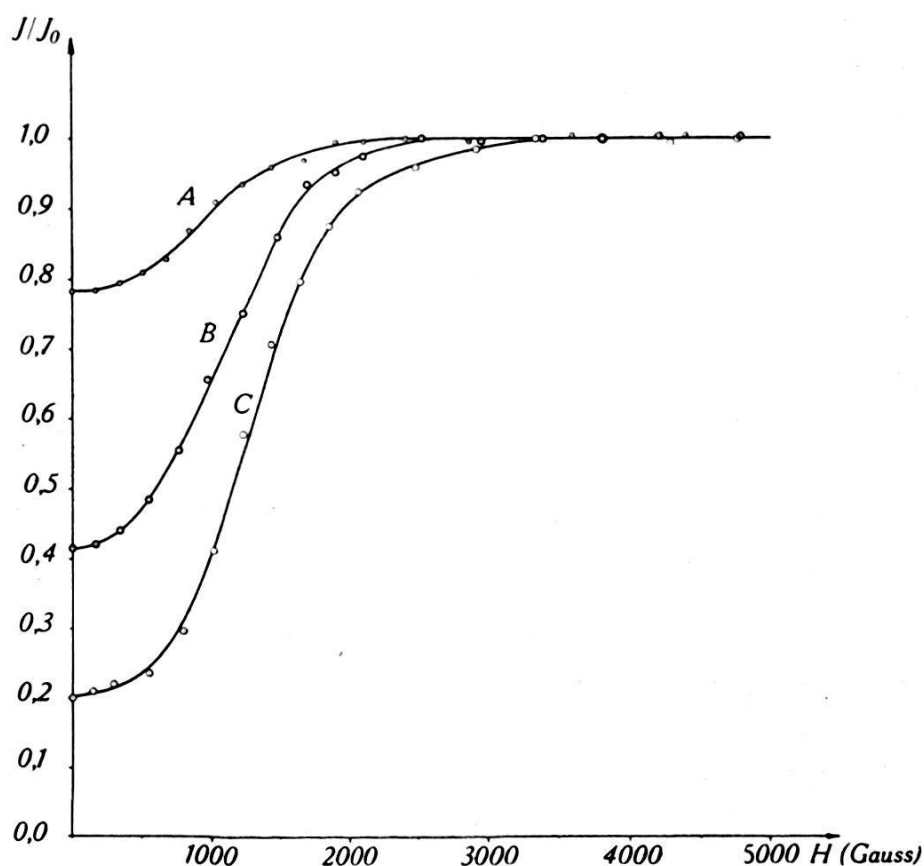


Fig. 1.

Resonanzkurven bei verschiedenen Zn-Dampfdrucken im Absorptionsgefäß.

kleinert und verschwindet schliesslich ganz, wenn die Komponenten der Absorptionslinie vollständig aus dem Gebiete der Emissionslinie herausgerückt sind. Bei jeder Versuchsserie wurde für verschiedene Magnetfeldstärken das Verhältnis J/J_0 ermittelt und als Funktion der Feldstärke H graphisch dargestellt. In Fig. 1 sind drei der so erhaltenen Resonanzkurven, die verschiedenen Dampfdrucken im Absorptionsgefäß entsprechen, abgebildet. Die geringe Streuung der Messpunkte zeigt die Genauigkeit der Methode.

Aus dem monotonen Anstieg der Resonanzkurven war in der früheren Arbeit¹⁾ geschlossen worden, dass bei der Zn-Resonanzlinie 3076 Å.E. keine Hyperfeinstrukturkomponenten von mit der Hauptlinie kommensurabler Intensität und mit Abständen grösser als $3 \cdot 10^{-4}$ Å.E. vorhanden sind. Im Gegensatz zum Falle der entsprechenden Hg-Resonanzlinie 2537 Å.E.²⁾ lag es deshalb nahe, für die anscheinend einfache Zn-Resonanzlinie 3076 Å.E. die Resonanzkurve theoretisch zu berechnen und mit der experimentellen zu vergleichen.

§ 2. Vergleich von theoretischer und experimenteller Resonanzkurve.

Bei der folgenden Berechnung der Resonanzkurven wird die wesentliche Voraussetzung gemacht, dass die Form sowohl der Emissionslinie als auch der Absorptionslinie einzig durch den Dopplereffekt bestimmt sei. Unter dieser Annahme hat SCHEIN³⁾ für das Verhältnis J/J_0 folgenden Ausdruck gefunden:

$$J/J_0 = 1 - \frac{k_{\lambda_0} \cdot l}{1! \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}\right)^2}} \cdot e^{-\frac{\ln 2}{\Delta \lambda^2} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}\right)^2} \cdot \lambda_a^2} + \dots$$

$$\dots + \frac{(-1)^n \cdot k_{\lambda_0}^n \cdot l^n}{n! \sqrt{1 + n \left(\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}\right)^2}} \cdot e^{-n \cdot \frac{\ln 2}{\Delta \lambda^2} \cdot \frac{1}{1 + n \left(\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}\right)^2} \cdot \lambda_a^2} \quad (1)$$

Darin bedeutet: l die Dicke der absorbierenden Dampfschicht, $\Delta \lambda$ die Halbwertbreite der Absorptionslinie für unendlich dünne Schicht, $\Delta \lambda_1$ die wirkliche Halbwertbreite der Emissionslinie⁴⁾, λ_a die Zeemann-Aufspaltung und k_{λ_0} den Absorptionskoeffizienten in der Linienmitte bei unendlich dünner absorbierender Schicht. Die Dicke der absorbierenden Dampfschicht ist zu $l = 2,75$ cm bestimmt worden. Die nur durch den Dopplereffekt bedingte Halbwertbreite $\Delta \lambda$ der Absorptionslinie ist durch die Formel

$$\Delta \lambda = 3,581 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda_0 \cdot \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (2)$$

¹⁾ W. BILLETER, a. a. O.

²⁾ A. v. MALINOWSKI, a. a. O.; M. SCHEIN, a. a. O.

³⁾ M. SCHEIN, a. a. O.

⁴⁾ Vgl. A. v. MALINOWSKI, a. a. O. Für die vorliegenden Versuche darf $\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}$ mit grosser Annäherung gleich 1 gesetzt werden, was früher (W. BILLETER, Helv. Phys. Acta 7, p. 505, 1934) in § 1 gezeigt wurde.

gegeben, wobei T die absolute Temperatur, M das Molekulargewicht und λ_0 die Wellenlänge der Linienmitte bedeuten. Der Berechnung von λ_a wurde der von PASCHEN¹⁾ experimentell ermittelte Aufspaltungsfaktor $3/2$ zugrundegelegt. Hiernach ergibt sich für 1 Gauss Feldstärke eine Aufspaltung von $6,65 \cdot 10^{-6}$ Å.E. Für verschiedene bei den Versuchen verwendete Dampfdrucke wurde eine Reihe von Resonanzkurven berechnet und mit den entsprechenden experimentellen Kurven verglichen. In Fig. 2 gelangt

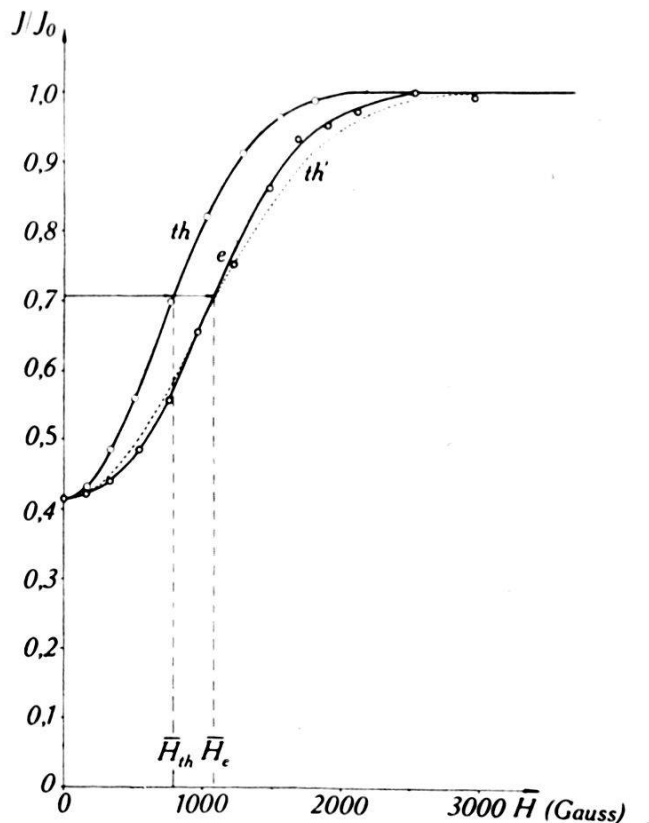


Fig. 2.

Vergleich von experimenteller mit theoretischer Resonanzkurve.

ein derartiges, einem Dampfdrucke von $p = 1,75 \cdot 10^{-2}$ mm Hg entsprechendes Kurvenpaar zur Darstellung.

Die experimentelle Resonanzkurve ist in Fig. 2 mit e bezeichnet, während th die zum gleichen Dampfdruck und dem zugehörigen Wert $k_{\lambda_0} = 0,49$ gehörige²⁾ theoretische Kurve bedeutet. Es fällt auf, dass im Vergleich zur experimentellen die theoretische Resonanzkurve schon bei kleineren Feldstärken ansteigt und den Punkt, wo die Absorption von der Feldstärke unabhängig wird, früher erreicht. Dieser charakteristische Unter-

¹⁾ F. PASCHEN, Drude's Ann. **35**, p. 860, 1911.

²⁾ Die Grösse des maximalen Absorptionskoeffizienten k_{λ_0} ist früher berechnet worden, vgl. Helv. Phys. Acta **7**, p. 505, 1934.

schied zeigt sich an allen bei verschiedenen Zn-Dampfdrucken gemessenen Kurven in gleicher Weise.

Um einen geeigneten Masstab für diese Abweichung zwischen den theoretischen und den experimentellen Resonanzkurven festzulegen, wird eine Art „magnetische Halbwertbreite“ \bar{H} eingeführt. \bar{H} ist dabei diejenige magnetische Feldstärke, bei der die Absorption auf die Hälfte des Betrages beim Magnetfelde Null gesunken ist. In Fig. 2 sind den Kurven e und th entsprechend \bar{H}_e und \bar{H}_{th} eingezeichnet. Nun wird das Verhältnis $\frac{\bar{H}_e}{\bar{H}_{th}}$ gebildet, das im Falle der in Fig. 2 dargestellten Kurven 1,39 beträgt. Es zeigt sich dabei, dass durch Multiplikation der Abszissen aller Kurvenpunkte von th mit diesem Faktor 1,39 eine gute Annäherung der theoretischen an die experimentelle Resonanzkurve erreicht wird. Die so transformierte theoretische Kurve th' ist in Fig. 2 punktiert eingezeichnet und weicht von der experimentellen Kurve e nurmehr wenig ab.

Als Ursache für das Auftreten dieses Faktors 1,39 sind zwei Möglichkeiten in Erwägung zu ziehen. Erstens könnte die *Grösse der Aufspaltung* für 1 Gauss Feldstärke 1,39 mal kleiner sein als die Aufspaltung, mit der die theoretische Kurve th berechnet worden ist. Es müsste also der Aufspaltungsfaktor entsprechend kleiner gewählt werden, damit sich nach der Reihe (1) die transformierte Kurve ergeben würde. Eine solche Abweichung des magnetischen Aufspaltungsfaktors von dem durch PASCHEN¹⁾ gefundenen Wert erscheint jedoch ausgeschlossen. Denn für die geradzahigen Zn-Isotopen, die mengenmässig weitaus überwiegen, muss gleich wie bei Hg und Cd der Aufspaltungsfaktor für die verwendete Interkombinationslinie gleich $3/2$ sein. Damit fällt diese erste Erklärungsmöglichkeit weg.

Zweitens kann die Ursache der Abweichung der theoretischen von der experimentellen Resonanzkurve darin liegen, dass die *Halbwertbreiten* der beiden Linien, die im Experiment gegeneinander verstimmt worden sind, das 1,39-fache der in der Berechnung verwendeten Halbwertbreiten durch Dopplereffekt betragen. Dabei spricht jedoch die gute Übereinstimmung der auf Grund alleiniger Dopplerverbreiterung berechneten transformierten Kurve th' mit der experimentellen Resonanzkurve dafür, dass sowohl die Emissions-, als auch die Absorptionslinie Dopplerverteilung besitzt.

Für die Erklärung einer vergrösserten Halbwertbreite kommt zunächst die Möglichkeit einer Linienverbreiterung durch gegen-

¹⁾ F. PASCHEN, a. a. O.

seitige Beeinflussung artgleicher Atome (Druckverbreiterung) in Frage. Um dies zu untersuchen, sind die oben eingeführten magnetischen Halbwertbreiten \bar{H}_e und \bar{H}_{th} an den bei verschiedenen Dampfdrücken gemessenen Resonanzkurven graphisch bestimmt worden. Fig. 3 stellt die „magnetischen Halbwertbreiten“ \bar{H}_e und \bar{H}_{th} als Funktion des Dampfdruckes p , sowie des maximalen Absorptionskoeffizienten k_{λ_0} dar. Darin zeigt sich deutlich, dass die \bar{H}_{th} -Werte als Funktion von p überall sehr nahe auf einer ansteigenden Geraden liegen¹⁾, während die \bar{H}_e -Werte bei kleineren Drücken p zwar ebenfalls auf einer Geraden liegen, bei höheren p aber stärker ansteigen. Dies geht ebenfalls aus dem in Tab. 1

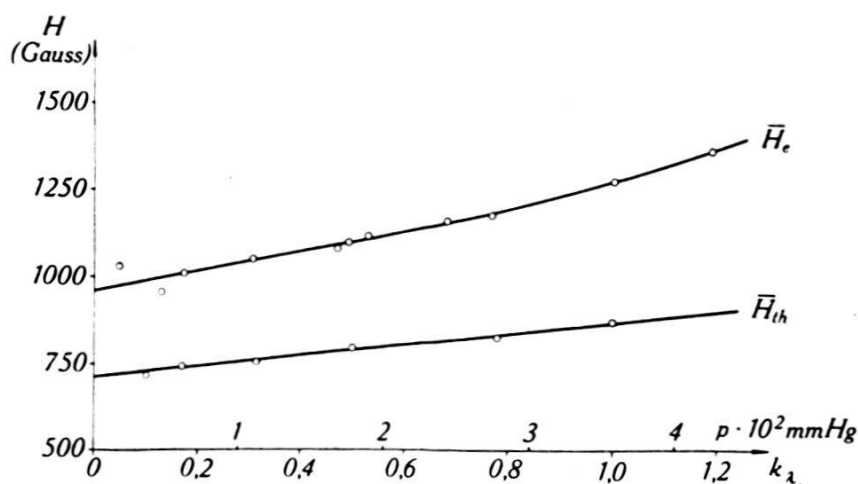


Fig. 3.

„Magnetische Halbwertbreiten“ der experimentellen (\bar{H}_e) und theoretischen (\bar{H}_{th}) Resonanzkurven.

aufgetragenen graphisch ermittelten Verhältnis $\frac{\bar{H}_e}{\bar{H}_{th}}$ hervor, indem bis zu p -Werten von $2,5 \cdot 10^{-2}$ mm Hg ein beinahe konstantes Verhältnis vorhanden ist, während bei höheren Dampfdrücken ($p = 2,5 \cdot 10^{-2}$ bis $4,28 \cdot 10^{-2}$ mm Hg) der Anstieg auf eine beginnende Druckverbreiterung hindeuten scheint²⁾. Es ergibt sich jedoch aus Fig. 3 und Tab. 1, dass die Abweichung zwischen Theorie und Experiment durch eine Druckverbreiterung der Emissions- oder der Absorptionslinie trotzdem nicht zu erklären ist. Denn das Verhältnis $\frac{\bar{H}_e}{\bar{H}_{th}}$ geht mit abnehmendem Dampf-

¹⁾ Die Streuung der Punkte auf der Kurve von \bar{H}_{th} rührt von der Ungenauigkeit bei der graphischen Bestimmung der einzelnen Werte her.

²⁾ Die Ursache dieser Abweichungen bei höheren Dampfdrücken muss noch genauer untersucht werden. R. MINKOWSKI (ZS. f. Phys. **36**, p. 839, 1926) hat bei Na-Dampf für Drucke von ca. $2 \cdot 10^{-2}$ mm Hg das Einsetzen einer Linienverbreiterung durch gegenseitige Beeinflussung artgleicher Atome festgestellt. Ob dies auch im Falle von Zn zutrifft, kann aus den vorliegenden Versuchen nicht mit Sicherheit entschieden werden.

druck nicht gegen eins, sondern strebt dem konstanten Wert 1,38 zu, so dass die Diskrepanz unabhängig vom Drucke bestehen bleibt. (Ebenso stehen die Flächeninhalte der theoretischen und der experimentellen Resonanzkurven zueinander in nahezu demselben Verhältnis.) Es ergibt sich somit, dass die untersuchte Zn-Resonanzlinie 3076 Å.E. unabhängig vom Dampfdrucke das 1,39-fache der theoretisch erwarteten Dopplerbreite zeigt und trotzdem aber recht genau Dopplerverteilung besitzt. Im folgenden Paragraphen soll eine Erklärung der experimentell festgestellten grossen Breite der Linie durch Isotopieverschiebung versucht werden.

Tabelle 1.

| $p \cdot 10^2 \text{ mm Hg}$ | k_{λ_0} | $\frac{\bar{H}_e}{H_{th}}$ |
|------------------------------|-----------------|----------------------------|
| 0,00 | 0,0 | 1,38 |
| 0,71 | 0,2 | 1,38 |
| 1,43 | 0,4 | 1,38 |
| 1,79 | 0,5 | 1,39 |
| 2,14 | 0,6 | 1,40 |
| 2,50 | 0,7 | 1,42 |
| 2,86 | 0,8 | 1,43 |
| 3,22 | 0,9 | 1,44 |
| 3,57 | 1,0 | 1,46 |
| 3,93 | 1,1 | 1,48 |
| 4,28 | 1,2 | 1,52 |

§ 3. Einfluss des Isotopengemisches auf die Resonanzkurven.

Wir verdanken Herrn V. WEISSKOPF die anlässlich einer Diskussion geäusserte Idee, dass die um 1,39 mal grösseren \bar{H}_e -Werte durch einen Isotopenverschiebungseffekt der geradzahligen Isotope des Zn verursacht sein könnten. Diese Vermutung liegt umso näher, als SCHÜLER und WESTMEYER¹⁾ an vier verschiedenen Linien des Zn II-Spektrums Isotopieverschiebung festgestellt haben. In Tab. 2 sind die Isotopieverschiebungen δ für diese vier Linien in Einheiten von 10^{-3} Å.E. angegeben; die Verschiebungen erfolgen mit steigender Ordnungszahl stets nach langen Wellen hin und sind willkürlich auf die Komponente des $\text{Zn}_{\epsilon 4}$ bezogen.

Um die Brauchbarkeit der Hypothese einer Isotopieverschiebung zur Erklärung der experimentell gefundenen Breite der

¹⁾ H. SCHÜLER und H. WESTMEYER, Zeitschr. f. Phys. **81**, p. 565, 1933.

Linie 3076 Å.E. zu prüfen, wurde der im nachfolgenden zu beschreibende Versuch unternommen, die Linie (nach Form und Breite) aus ihren Komponenten durch Superposition zu konstruieren. Dabei kommen lediglich die drei Komponenten der drei häufigsten geradzahligten Isotope Zn_{64} , Zn_{66} und Zn_{68} in Frage, da die Komponenten der spärlich vertretenen übrigen Isotope Zn_{67} und Zn_{70} wegen ihrer geringen Intensität¹⁾ ohne Einfluss auf die Versuchsergebnisse bleiben. Für das Konstruktionsverfahren sind zunächst zwei Voraussetzungen über die Komponenten zu machen.

Tabelle 2.

| λ (Å.E.) | δ von Zn_{64} | δ von Zn_{66} | δ von Zn_{68} |
|------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| 7479 | 0 | 53,7 | 105,2 |
| 5894 | 0 | 33,0 | 65,7 |
| 6215 | 0 | 36,7 | 73,0 |
| 6471 | 0 | 32,2 | 67,0 |

Die erste Voraussetzung betrifft das Intensitätsverhältnis der einzelnen Komponenten. SCHÜLER und WESTMEYER¹⁾ geben für die drei geradzahligten Zn-Isotope folgende prozentuale Häufigkeiten der Atome an: $\text{Zn}_{64} = 50,4\%$, $\text{Zn}_{66} = 27,2\%$, $\text{Zn}_{68} = 17,8\%$. Jedem dieser drei Isotope wird nun in Emission und in Absorption je eine Komponente zugeschrieben. Die Maximalintensitäten J dieser drei Komponenten sollen sich dabei verhalten wie die oben angegebenen Häufigkeiten der Atome jedes Isotops, nämlich

$$J_{64} : J_{66} : J_{68} = 50,4 : 27,2 : 17,8.$$

Die zweite Voraussetzung betrifft die gegenseitigen Komponentenabstände und stützt sich auf die von SCHÜLER und WESTMEYER²⁾ gemessenen Isotopieverschiebungen, die in Tab. 2 zusammengestellt sind. Bei allen vier Linien zeigt sich nämlich, dass die Isotopieverschiebung des Isotops Zn_{66} gegen Zn_{64} ($\delta^{64 \rightarrow 66}$) gleich gross ist wie die entsprechende Verschiebung von Zn_{68} gegen Zn_{66} ($\delta^{66 \rightarrow 68}$). In Analogie zu diesen vier Zn-Linien wird nun auch für die Zn-Resonanzlinie 3076 Å.E. angenommen, dass die oben genannten Isotopieverschiebungen unter sich gleich

¹⁾ H. SCHÜLER und H. WESTMEYER, a. a. O.; vgl. K. T. BAINBRIDGE, Phys. Rev. **39**, p. 847, 1932; F. W. ASTON, Proc. Roy. Soc. A. **130**, p. 303, 1931.

²⁾ H. SCHÜLER und H. WESTMEYER, a. a. O.

gross seien, also $\delta^{64} \rightarrow 66 = \delta^{66} \rightarrow 68 = \delta$. Dabei bleibt die Frage nach der absoluten Grösse δ der Verschiebung vorerst noch offen.

Im weitem ist die genaue Form der einzelnen Komponenten, die den drei Isotopen entsprechen, bekannt. Denn für tiefe Dampfdrucke, wie sie bei den Versuchen verwendet wurden, kann angenommen werden, dass die Form der Linie einzig durch den Dopplereffekt bestimmt sei. Die Intensitätsverteilung der einzelnen Komponente in unendlich dünner emittierender oder absorbierender Schicht ist deshalb nach folgendem Ausdruck zu berechnen:

$$J_{\lambda} = J_{\lambda_0} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda} \right)^2}. \quad (3)$$

Darin bedeutet J_{λ_0} die Intensität in der Linienmitte, J_{λ} die Intensität bei der Wellenlänge λ und $\Delta \lambda$ die Halbwertbreite (vgl. Formel (2)).

Bei der Berechnung der verbreiterten Linie ist die Grösse δ der Isotopieverschiebung der einzige variable Parameter, der nun ad hoc so gewählt werden soll, dass eine möglichst genaue Übereinstimmung zwischen experimenteller und theoretischer Resonanzkurve resultiert. Eine derartige Übereinstimmung ist dabei prinzipiell nur dann vorhanden, wenn die durch Superposition der drei Dopplerkurven entstandene Gesamtkurve für die Linie in ihrer Form nicht wesentlich von der einer Dopplerkurve abweicht und zudem die vom Experiment geforderte Halbwertbreite $\Delta \lambda_J = 1,39 \cdot \Delta \lambda$ besitzt.

Zur Bestimmung der Grösse von δ wurden zunächst die drei den geradzahligen Isotopen entsprechenden Dopplerkurven berechnet, wobei für das Intensitätsverhältnis derselben die oben gemachte Annahme verwendet wurde. Bei der graphischen Darstellung der so berechneten Dopplerkurven wurde für den Abstand der einzelnen Kurven zuerst ein wahrscheinlicher Wert der Isotopieverschiebung δ gewählt. Durch Superposition der drei Kurven ergab sich sodann eine neue der Gesamtlinie entsprechende Kurve. Über diese wurde mit gleicher Maximalintensität eine nach den Gleichungen (2) und (3) berechnete Dopplerkurve eingezeichnet und die Halbwertbreite der resultierenden Linie mit ~~derjenigen~~ der Dopplerkurve verglichen, indem der Quotient $\frac{\Delta \lambda_J}{\Delta \lambda}$ gebildet wurde. Dieses Verfahren konnte mit verschiedenen Werten des Komponentenabstandes δ wiederholt und so eine Anzahl von Werten $\frac{\Delta \lambda_J}{\Delta \lambda}$ gewonnen werden, die in der Umgebung des Wertes 1,39 lagen. Sie wurden als Funktion des Komponenten-

abstandes δ aufgetragen, so dass derjenige Abstand δ , der dem vom Experiment geforderten Verhältnis $\frac{\Delta\lambda_J}{\Delta\lambda} = 1,39$ am besten entsprach, interpoliert werden konnte. Auf diese Weise wurde der „passende“ Wert von $\delta = 1,7_5 \cdot 10^{-3}$ Å.E. gefunden, d. h. es ergab sich für die Größen der Isotopieverschiebungen

$$\delta^{64 \rightarrow 66} = \delta = 1,7_5 \cdot 10^{-3} \text{ Å.E.}$$

$$\delta^{64 \rightarrow 68} = 2 \delta = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ Å.E.}$$

Mit diesen Werten der Isotopieverschiebung wurde nun die endgültige, in Fig. 4 dargestellte Konstruktion der verbreiterten

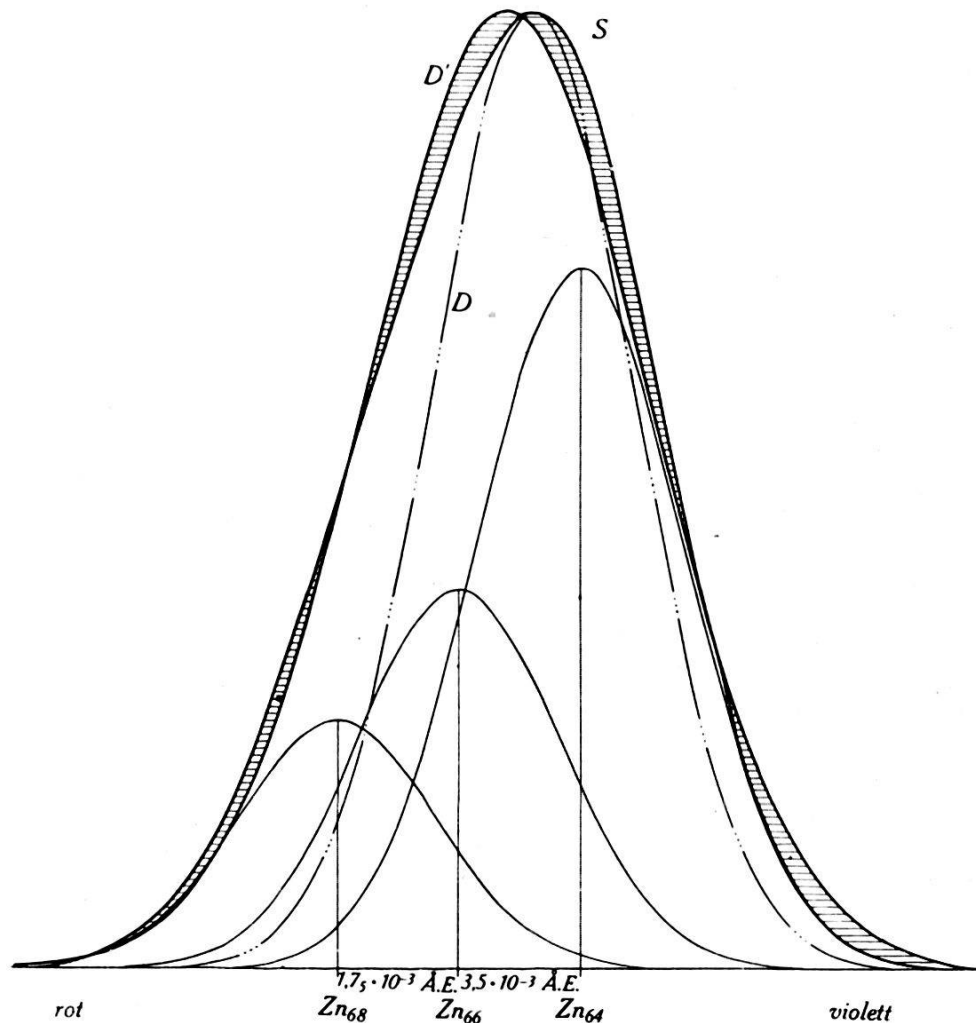


Fig. 4.

Superposition der Hyperfeinstrukturkomponenten zur Gesamtlinie.

Linie ausgeführt. Die drei den geradzahligen Isotopen Zn_{64} , Zn_{66} und Zn_{68} entsprechenden Dopplerkurven ergeben durch Superposition die resultierende Kurve S , die nur wenig unsymmetrisch ist, indem der kurzwellige Teil etwas steiler als der langwellige ansteigt. Es ergibt sich somit das überraschende Resultat, dass die Superposition der drei Komponenten zu einer vollkommen

glatten und nahezu symmetrischen Kurve führt, die durch keinerlei Unregelmässigkeiten das Vorhandensein der Komponenten mehr erkennen lässt. Gemäss dem Konstruktionsverfahren beträgt ihre Halbwertbreite das 1,39-fache der Halbwertbreite der Dopplerkurve D , die sich für $\delta = 0$ aus der Superposition der drei Komponenten ergeben würde. Damit besitzt S die vom Experiment geforderte Breite.

Es war nun weiterhin zu untersuchen, ob die resultierende Kurve S angenähert Dopplerverteilung, d. h., an allen Stellen die 1,39-fache Breite der Dopplerkurve D aufweist. Dazu wurde aus der Kurve D durch Multiplikation ihrer sämtlichen Abszissenwerte mit dem Faktor 1,39 eine verbreiterte Dopplerkurve D' konstruiert, die naturgemäss die gleiche Maximalintensität wie die Kurve S besass. Zum Vergleich der Kurve S mit D' musste zunächst D' so verschoben werden, dass die Überdeckung mit S möglichst gut war. Dazu wurde zuerst in halber Höhe der Kurve S eine Horizontale gezogen und auf dieser innerhalb der Kurve S die Mitte abgetragen. Dann wurde die Kurve D' so verschoben, dass ihre Symmetrieachse durch diese Mitte ging, womit, wie Fig. 4 zeigt, eine gute Annäherung der beiden Kurven aneinander erzielt werden konnte. Zur Kontrolle wurden noch die Flächen von S und D' ausplanimetriert, was erwartungsgemäss Flächengleichheit ergab. Die sich nicht überdeckenden Flächenteile der beiden Kurven sind in Fig. 4 schraffiert gekennzeichnet, sie wurden ebenfalls ausplanimetriert und betragen nur 7,7 % der Gesamtfläche einer einzelnen Kurve. Damit ist gezeigt, dass die resultierende Linie S mit genügender Annäherung auch die vom Experiment geforderte Dopplerverteilung besitzt.

Die Übereinstimmung von Experiment und Theorie wird in Fig. 5 deutlich veranschaulicht. Die ausgezogene Kurve stellt die neue theoretische Resonanzkurve dar, die unter Verwendung der abgeänderten Halbwertbreite $\Delta\lambda_J = 1,39 \cdot \Delta\lambda$ gerechnet ist¹⁾. Die experimentell gefundenen Werte von J/J_0 sind in Fig. 5 durch die vollen Punkte dargestellt. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist in Anbetracht der weitgehenden Annahmen, durch die das theoretische Ergebnis erreicht wurde, durchaus befriedigend. Im steilen Teile der theoretischen Kurve liegt die Abweichung innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit, während allerdings im Gebiete grosser Feldstärken (Übergang zum feldunabhängigen Teil) eine kleine, jedoch ausserhalb der Mess-

¹⁾ Die theoretische Kurve von Fig. 5 ist mit der punktierten theoretischen Kurve th' von Fig. 2, die durch die früher (§ 2) erwähnte Transformation gewonnen wurde, identisch.

genauigkeit fallende systematische Abweichung zu konstatieren ist. Die Frage, ob diese Abweichung, die sich übrigens auch an den bei anderen Dampfdrucken gewonnenen Resonanzkurven zeigt, durch die Mangelhaftigkeit der theoretischen Annahmen, oder aber durch einen tatsächlichen Effekt¹⁾ verursacht ist, lässt sich anhand des vorliegenden Materials nicht entscheiden.

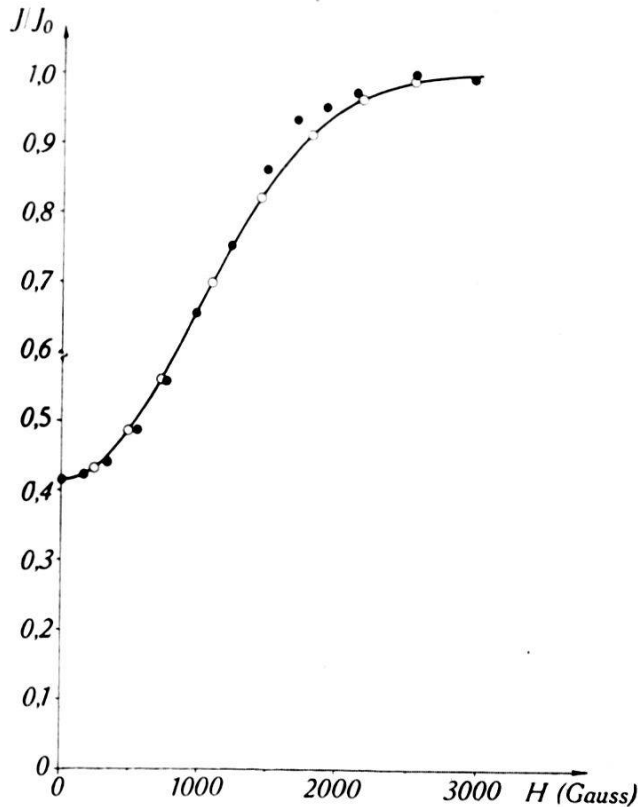


Fig. 5.

Übereinstimmung der theoretischen Resonanzkurve bei Annahme einer Isotopieverschiebung mit den Messpunkten (•) des Experiments.

Das experimentelle Ergebnis der Hyperfeinstrukturuntersuchungen an der Zn-Resonanzlinie lässt sich somit zusammenfassend durch die folgende heuristische Annahme befriedigend erklären:

Bei der Zn-Resonanzlinie 3076 Å.E. besteht eine kleine Isotopieverschiebung der drei den geradzahligen Isotopen Zn₆₄, Zn₆₆ und Zn₆₈ entsprechenden Komponenten von der Grösse²⁾:

$$\delta^{64 \rightarrow 66} = 1,7_5 \cdot 10^{-3} \text{ Å.E.}$$

$$\delta^{64 \rightarrow 68} = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ Å.E.}$$

¹⁾ Schon das Vorhandensein einer Komponente des Zn₆₇ könnte eine Abweichung von dieser Grössenordnung verursachen.

²⁾ D. R. INGLIS, Zeitschr. f. Phys. **84**, p. 466, 1933, hat aus Versuchen von A. ŽVIRONAS, Helv. Phys. Acta **7**, p. 224, 1934, bei der Hg-Resonanzlinie 2537 Å.E. ebenfalls einen Isotopenverschiebungseffekt gleicher Grössenordnung an der einen Hyperfeinstrukturkomponente — $25,4 \cdot 10^{-3}$ Å.E. nachgewiesen.

Die drei Komponenten, deren Halbwertbreiten selbst von der Grössenordnung der Isotopieverschiebung sind, überlagern sich zu einer verbreiterten Einfachlinie von nahezu Dopplerverteilung. Bei der Verstimmung dieser verbreiterten Linie entsteht eine monoton ansteigende Resonanzkurve, die nicht durch ihren Verlauf, sondern nur durch ihre Breite auf die Existenz einer Hyperfeinstruktur schliessen lässt.

Meinem hochverehrten Lehrer Herrn Prof. Dr. EDGAR MEYER danke ich herzlich für die Anregung zu meinen Untersuchungen an der Zn-Resonanzlinie und für sein stets förderndes Interesse, mit dem er die Entwicklung meiner Arbeiten verfolgte. Auch Herrn Dr. MARCEL SCHEIN danke ich bestens für seine unermüdliche Hilfsbereitschaft und seine wertvollen Ratschläge. Ebenso bin ich Herrn HANS A. SCHWARZENBACH für seine stetige Mithilfe zu herzlichem Dank verpflichtet.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.
