Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 41 (1968)

Heft: 6-7

Artikel: Faraday-Effekt und magnetooptischer Kerr-Effekt an Permalloy-Schichten

Autor: Drews, U.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113927

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: 14.07.2025

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

Faraday-Effekt und magnetooptischer Kerr-Effekt an Permalloy-Schichten

von **U. Drews**
II. Physikalisches Institut der Universität zu Köln

(17. IV. 68)

Zusammenfassung. An aufgedampften Permalloy-Schichten (82,5 Gew.% Ni, 17,5 Gew.% Fe) ist der polare Faraday- und der polare magnetooptische Kerr-Effekt (Drehungen und Elliptizitäten) in dem Wellenlängenbereich von 400 nm bis 1700 nm gemessen worden. Die Proben waren bis zur Sättigung magnetisiert. Die optischen Konstanten ergaben sich aus Messungen der Absorption und des Reflexionsvermögens.

Polarer Faraday- und Kerr-Effekt sind nach der Voigtschen Theorie voneinander abhängig. Diese Messungen zeigen jedoch, dass die Effekte dadurch nicht ausreichend beschrieben werden. Man muss nach JAUMANN nicht nur in der ersten, sondern auch in der zweiten Maxwellschen Gleichung einen magnetooptischen Ausdruck einfügen. Man kommt im ganzen Wellenlängenintervall nicht mit einer komplexen gyroelektrischen Konstanten aus, sondern muss zusätzlich mit einer komplexen gyromagnetischen Konstanten rechnen. Die magnetooptischen Konstanten werden berechnet. Der Realteil der gyromagnetischen Konstanten weist im Sichtbaren ein resonanzartiges Verhalten auf, das von einem optischen Zweig des Spinwellenspektrums des Permalloy herrühren kann.

Abstract. The polar Faraday-effect and the polar magnetooptic Kerr-effect (rotation and ellipticity) are measured in evaporated permalloy films (82.5% Ni, 17.5% Fe) in the region of wavelength from 0.4 μ to 1.7 μ. The samples were magnetically saturated. The optical constants are determined by measurements of the intensity of the transmitted and reflected light.

Faraday- and Kerr-effect are dependent on each other according to the theory of Voigt. These measurements demonstrate that this theory is insufficient. According to JAUMANN one has to state a magnetooptical term not only in the first but also in the second equation of Maxwell. Besides a complex gyroelectric constant one has to postulate a complex gyromagnetic constant. The magnetooptical constants are calculated. The real part of the gyromagnetic constant shows a resonance in the visible region. It is possible that this resonance comes from an optical mode of the spinwave spectrum of permalloy.

Phänomenologische Theorie des Faraday- und Kerr-Effektes

FRESNEL [1] erklärt die natürliche Drehung der Polarisationsebene in optisch aktiven Stoffen durch die Annahme, dass die einfallende linear polarisierte Lichtwelle sich beim Eintritt in das Medium in zwei zirkular polarisierte Wellen aufspaltet, die sich innerhalb des Mediums mit verschiedener Geschwindigkeit fortpflanzen. Diese Deutung wird auf die magnetooptischen Effekte übertragen.

Die Aufgabe der Theorie ist es dann, die mit der Drehung der Polarisationsebene verbundene magnetische zirkulare Doppelbrechung sowie den mit der Elliptizität verknüpften magnetischen zirkularen Dichroismus aus den optischen und magnetooptischen Eigenschaften der beschriebenen Stoffe zu erklären. Die Jaumannsche

Theorie der magnetooptischen Effekte [2, 3] geht von Zirkularwellen aus, berücksichtigt die durch das äussere Magnetfeld modifizierten Zusammenhänge zwischen $\mathfrak{D}$ und $\mathfrak{E}$ (VOIGT [5] und CAU [6]) und auch zwischen $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$ und löst die Maxwellschen Gleichungen für diese modifizierten Feldgrössen.

Setzt man senkrechte Inzidenz des linear polarisierten Lichtes voraus und nimmt ausserdem an, dass die Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche liegt, so verlangt der allgemeinste phänomenologische Ansatz für eine in Richtung der Magnetisierung (z-Richtung) fortschreitende Lichtwelle die Beziehungen

$$\mathfrak{D}_{x,y} = \begin{pmatrix} \varepsilon & i\delta \\ -i\delta & \varepsilon \end{pmatrix} \mathfrak{E}_{x,y}\,; \quad \mathfrak{B}_{x,y} = \begin{pmatrix} \mu & i\gamma \\ -i\gamma & \mu \end{pmatrix} \mathfrak{H}_{x,y}\,. \tag{1}$$

Befindet sich die Materie im magnetisch gesättigten Zustand, so haben die gyroelektrische Konstante δ und die gyromagnetische Konstante γ feste Werte. Die Dielektrizitätskonstante ε ist im allgemeinen komplex und bestimmt die gewöhnlichen optischen Konstanten $\varepsilon = \mathfrak{n}^2 = (n + i\,k)^2$. Die Permeabilität μ wird bei Lichtfrequenzen im Gaußschen Maßsystem zu Eins angenommen. δ und γ werden wieder komplex angesetzt $\delta = \delta_1 + i\,\delta_2$ und $\gamma = \gamma_1 + i\,\gamma_2$.

Die Phasengeschwindigkeit $\mathfrak{v}$ und der Wellenwiderstand $\mathfrak{z}$ werden sowohl durch den ε-Tensor als auch durch den μ-Tensor modifiziert. Man erhält für das durchgehende und reflektierte Licht je zwei Zirkularwellen, die sich alle mit verschiedenen Geschwindigkeiten ausbreiten und verschieden starker Absorption unterliegen. Aus den Phasengeschwindigkeiten folgt als Differenz der komplexen Brechungsindizes für links- und rechtszirkulares Licht

$$-\Delta\mathfrak{n} = \mathfrak{n}\left(\frac{\delta}{\varepsilon} + \frac{\gamma}{\mu}\right). \tag{2}$$

Diese Differenz wird unmittelbar im Faraday-Effekt gemessen, und zwar bestimmt der Realteil die Drehung und der Imaginärteil die Elliptizität. Aus geometrischen Überlegungen folgt

$$-\Delta\mathfrak{n} = \frac{\lambda_0}{\pi L}\left(\varphi_F + i\,\eta_F\right) = \frac{\lambda_0}{\pi L}\,\mathfrak{F}\,. \tag{3}$$

Darin bedeutet λ_0 die Wellenlänge des Lichtes im Vakuum und L die geometrische Schichtdicke.

Als relative Differenz der Wellenwiederstände für links- und rechtszirkulares Licht findet man

$$\frac{\Delta\mathfrak{z}}{\mathfrak{z}} = \frac{\delta}{\varepsilon} - \frac{\gamma}{\mu}\,. \tag{4}$$

Der Kerr-Effekt wird durch die relative Differenz der Reflexionsvermögen von links- und rechtszirkularem Licht und damit durch die entsprechenden Differenzen der Wellenwiderstände bestimmt

$$-\left(\frac{1}{n_0\,\mathfrak{z}} - n_0\,\mathfrak{z}\right)^{-1}\frac{\Delta\mathfrak{z}}{\mathfrak{z}} = \eta_k - i\,\varphi_k = \mathfrak{K}\,. \tag{5}$$

n_0 ist der Brechungsindex des angrenzenden nicht adsorbierenden Mediums. Spielen bei der Wechselwirkung von Licht und Materie im Magnetfeld magnetische Prozesse

mit, so sind $\mathfrak{z}$ und $1/\mathfrak{n}$ grundsätzlich verschieden. Das heisst, wir haben verschiedene optische Konstanten für durchgehendes und reflektiertes Licht. Die Messgenauigkeit bei der Bestimmung der optischen Konstanten von Metallen ist jedoch zu gering, um magnetische Einflüsse direkt nachweisen zu können. Deshalb kann man in den Endformeln wieder $\mathfrak{z}$ durch $1/\mathfrak{n}$ ersetzen. Der Nachweis eines gyromagnetischen Anteils in den Grössen $\mathfrak{z}$ und $\mathfrak{n}$ gelingt jedoch in den magnetooptischen Effekten. Die Jaumannsche Theorie verlangt nach den Gleichungen (2) bis (5) die Ungleichung

$$-\frac{\lambda_0}{\pi L}\,\mathfrak{F}\,\frac{1}{\mathfrak{n}} \neq \mathfrak{K}\left(\frac{\mathfrak{n}}{n_0} - \frac{n_0}{\mathfrak{n}}\right). \tag{6}$$

Infolge dieser Ungleichung sind die magnetooptischen Effekte (Faraday-Drehung und -Elliptizität und Kerr-Drehung und -Elliptizität) unabhängig voneinander. Zur vollständigen Beschreibung der magnetooptischen Eigenschaften eines Materials braucht man also vier magnetooptische Konstanten. Die Voigtsche Theorie berücksichtigt keinerlei gyromagnetische Beeinflussung und führt mit $\gamma \equiv 0$ zu einem Gleichheitszeichen in der Beziehung 6. In ihr sind nur zwei der betrachteten magnetooptischen Effekte voneinander unabhängig.

Die experimentelle Prüfung der Unabhängigkeit von Faraday- und Kerr-Effekt und der Nachweis der Existenz einer komplexen gyromagnetischen Konstanten für Permalloy war das Anliegen dieser Arbeit.

Die Gleichung 3 für den Faraday-Effekt ist zwar linear in der Schichtdicke L, aber die Extrapolation der Messwerte auf die Schichtdicke Null führt zu einem endlichen Faraday-Effekt. Diese Grenzflächendrehungen und -elliptizitäten $\Delta\mathfrak{F} = \Delta\eta_F - i\,\Delta\varphi_F$ sind vollständig durch die entsprechenden Kerr-Effekte auf den beiden Schichtseiten ($\mathfrak{K}_L$ Luftseite und $\mathfrak{K}_G$ Glasseite) bestimmt:

$$\Delta\mathfrak{F} = -\frac{1}{4}\left\{\mathfrak{K}_L\left(\mathfrak{n} - 2 + \frac{1}{\mathfrak{n}}\right) + \mathfrak{K}_G\left(\frac{\mathfrak{n}}{n_0} - 2 + \frac{n_0}{\mathfrak{n}}\right)\right\}. \tag{7}$$

Herstellung der Proben

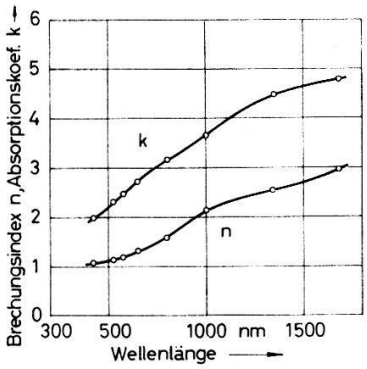
Die Schichten wurden aus einem Tiegel aus der Schmelze der Legierung auf Glasträger aufgedampft, die nach König [7] auf 250 °C vorgeheizt waren. Der Druck während des Aufdampfens betrug 10^{-7} Torr. Die Aufdampfrate lag bei etwa 5 Å/sec. Der Abstand Glasträger-Tiegel mass 20 cm. Die Schichten wurden nach dem Aufdampfen keiner weiteren Behandlung unterzogen. Die Reproduzierbarkeit der Zusammensetzung in den Schichten war bei sorgfältiger Vorbereitung der Schmelze und geringem verdampftem Bruchteil gut.

Die Substrate wurden einer gründlichen Reinigung unterzogen. Nach einer groben Vorreinigung kamen die Glasträger in ein Ultraschallreinigungsbad. Mit doppeltdestilliertem Wasser abgespült, wurden sie dann 12 Stunden in 10% HNO_3 (reinst) gebadet und wieder mit doppeltdestilliertem Wasser abgespült. Nachdem sie mit einem Linsenleder trocken gerieben worden waren, wurden sie im Rezipienten von jeder inhomogenen elektrostatischen Aufladung befreit und schliesslich noch einer elektrischen Endladung ausgesetzt. Nach Erreichen des endgültigen Vakuums wurde dann mit dem Aufdampfen begonnen.

Die Proben lassen sich nicht mit einer Stahlnadel ritzen.

Optische Konstanten

Zur Bestimmung der optischen Konstanten n (Brechungsindex) und k (Absorptionskoeffizient) sind mindestens zwei unabhängige Messungen notwendig. Hier sind das Absorptions- und das Reflexionsvermögen auf der Luft- und Glasseite der Aufdampfschichten mit verschiedenen Spektralphotometern gemessen worden. Daraus gewinnt man rechnerisch und graphisch die optischen Konstanten. n und k nehmen



Figur 1

Optische Konstanten von Permalloy (82,5% Ni, 17,5% Fe) in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

in Figur 1 vom Sichtbaren zum nahen Ultrarot hin monoton zu. Resonanzerscheinungen sind von 400 nm bis 1700 nm nicht zu erkennen.

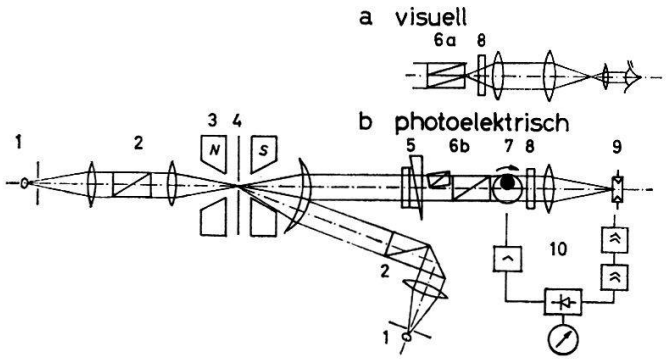
Schichtdicke

Die Schichtdicke der Aufdampfschichten wurde mit Hilfe von Vielstrahlinterferenzen nach TOLANSKI [8] gemessen. Die Proben wurden an verschiedenen Stellen des Randes mit Silber bedampft. Dabei bleibt das Stufenprofil Glas-Schicht erhalten. An diesen präparierten Stellen kann man nun mit einem halbdurchlässigen Spiegel die Interferenzlinien gleicher Dicke in der Aufsicht beobachten. Die relative Verschiebung der Streifensysteme, die an der Stufe auftritt, ist der auf die halbe Wellenlänge bezogene Schichtdicke proportional. Die Interferenzstreifen werden durch ein Mikroskop photographiert und nachvergrössert. Nach Mitteilung der Messwerte über 10 bis 20 scharfe Linien ergibt sich eine Genauigkeit von etwa 10 Å.

Polarimeter

Das benutzte Polarimeter ist in Figur 2 in einem Blockschema dargestellt [3, 4, 6]. Die zu untersuchenden Aufdampfschichten werden zwischen die axial durchbohrten Polschuhe eines Elektromagneten (9-inch Varian Magnet mit Spezialpolschuhen) gebracht. Die Induktion im Luftspalt (12,5 mm) im Bereich der Bohrung lässt sich über den Strom kontinuierlich bis etwa 35 kG regeln. Die Ausbreitungsrichtung des Lichtes und die magnetischen Kraftlinien sind parallel zueinander und stehen senkrecht auf der Probenoberfläche. Aus praktischen Gründen muss bei der Messung des Kerr-Effektes ein Einfallswinkel von ungefähr 1° gewählt werden. Die Korrektur, die dadurch nötig wird, kann vernachlässigt werden. Im Beleuchtungsstrahlengang für den Faraday-Effekt wird eine Lampe hoher Leuchtdichte (PEK 110 Mercury Arc Lamp, im nahen Ultrarot PEK Xenon Arc Lamp) über zwei Linsen auf die Probe

abgebildet. Zwischen den Linsen ist das Licht parallel und durchsetzt einen Polarisator Glan-Thompsonscher Bauart. Der Beleuchtungsstrahlengang für den Kerr-Effekt entspricht dem des Faraday-Effektes, nur ist er zur bequemeren Anordnung der Lampe einmal geknickt.



Figur 2

Polarimeter zur Messung des magnetooptischen Kerr- und Faraday-Effektes; 1 Lampe, 2 Glan-Thompson Prisma, 3 Magnet, 4 Probenebene, 5 Quarzkeil-Quarzblock-Kombination, 6 Halbschattenanalysator *a* nach Schönrock bzw. Jellet Cornu, *b* nach Lippich, 7 Umlaufblende, 8 Interferenzfilter, 9 Photowiderstand, 10 Verstärkerkombination mit Gleichrichter und Galvanometer.

Das von der Probe ausgehende Licht wird durch die erste Linse hinter dem Magneten parallelisiert und durchsetzt nacheinander eine Quarzkeil-Quarzblock-Kombination nach Soleil-Babinet und einen Halbschattenanalysator nach Lippich. Bei dieser Anordnung ist der Halbschattenwinkel durch Drehung des Lippichschen Halbprismas variabel und kann an die Intensitätsverhältnisse und die Genauigkeitsanforderungen angepasst werden. Ein kleinerer Halbschattenwinkel liefert eine höhere Empfindlichkeit, erfordert aber auch eine höhere Intensität des Messlichtes.

Das Gesichtsfeld wird durch den Halbschattenanalysator in zwei im allgemeinen verschieden helle Hälften geteilt. Diese beiden Gesichtsfeldhälften werden durch eine zylindrische Umlaufblende periodisch mit einer Frequenz von 90 Hz verschlossen. Dadurch wird ein Lichtstrom erzeugt, der sich im allgemeinen aus einem Gleich- und Wechsellichtanteil zusammensetzt. Der Wechsellichtanteil wird durch einen PbS-Photoleiter (Kodak Ektron N-1) in eine Wechselspannung umgesetzt und mit einer Verstärkerkombination (CR 4 und JB 5 Princeton Applied Research) verstärkt. Ausserdem wird direkt an der Umlaufblende mittels Sektorscheibe, Lampe und Photozelle ein Hilfssignal gleicher Frequenz gewonnen. Haupt- und Referenzsignal werden phasenempfindlich gleichgerichtet und mit einem Galvanometer angezeigt. Das Galvanometer arbeitet als Nullinstrument.

Die Messungen im Sichtbaren wurden ebenfalls visuell durchgeführt. Dabei wurde der Halbschattenanalysator (hier auch Schönrock 8° und Jellet Cornu 3° und 10°) mit einem Fernrohr beobachtet.

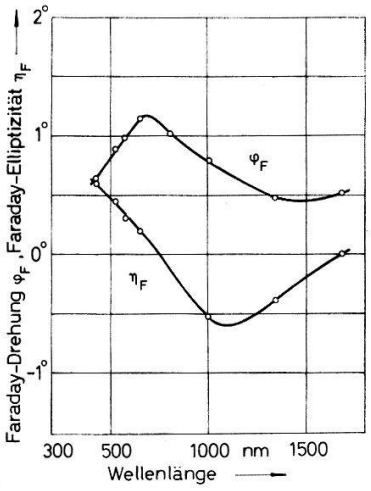
Die Monochromasie des Lichtes wurde mit Interferenzfiltern (Schott & Gen.) hergestellt.

Die Drehungen werden mit einer Halbschattenmethode gemessen. Die Elliptizitäten werden mittels der auf $\lambda/4$ Gangunterschied eingestellten Quarzkeilkombination zusammen mit dem Halbschattenanalysator nach der Methode von Sénarmont durch Drehung der ganzen Kombination bestimmt.

Ergebnisse der magnetooptischen Messungen

Nur die Sättigungswerte der Drehungen und Elliptizitäten sollen betrachtet werden. Die Korrekturen, die an den Messwerten durch die Faraday-Drehung im Glasträger und durch die Grenzflächendrehungen und -elliptizitäten nach Gleichung (7) notwendig werden, sind berücksichtigt.

Der Verlauf der Faraday-Drehung und -Elliptizität als Funktion der Wellenlänge ist in Figur 3 eingetragen. Die Drehung zeigt im Roten ein resonanzartiges Maximum, während die Elliptizität dort ihr Vorzeichen wechselt. Diese Resonanzstelle liegt bei reinem Nickel nach CLEMENS und JAUMANN [3] bei etwa 1000 nm. Im nahen Ultrarot verläuft die Faraday-Drehung anomal und die Elliptizität zeigt ein relatives Extremum.



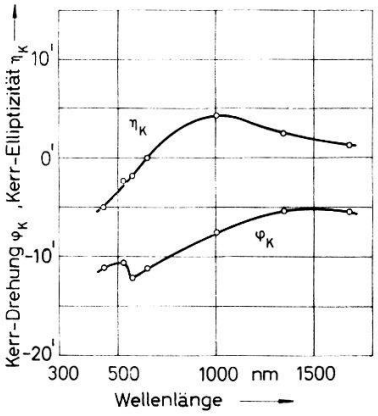
Figur 3

Faraday-Effekt von Permalloy (82,5% Ni, 17,5% Fe) in Abhängigkeit von der Wellenlänge; Schichtdicke $L = 33{,}1$ nm; Sättigungswerte: $B = 15000$ G.

Der Kerr-Effekt ist um eine Grössenordnung kleiner als der bei der ausgewählten Schichtdicke gemessene Faraday-Effekt. Die Abhängigkeit der Sättigungswerte des Kerr-Effektes von der Wellenlänge ist in Figur 4 zu finden. Auffallend ist die Resonanzstelle in der Kerr-Drehung im Gelben. Die Kerr-Elliptizität verhält sich dort monoton.

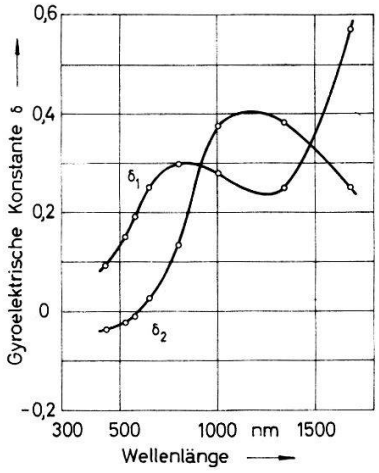
Faraday- und Kerr-Effekt erreichen bei derselben Induktion ihre Sättigung. Volumen- und Oberflächeneffekt liefern also die gleiche magnetische Materialeigenschaft ($J_\infty = 10500$ G) und belegen so die Homogenität der Proben. Aus den vier gemessenen magnetooptischen Winkeln (Faraday-Drehung und -Elliptizität und Kerr-Drehung und -Elliptizität) kann man jetzt gemäss den Gleichungen (2) und (4) die vier postulierten magnetooptischen Konstanten berechnen. In Figur 5 ist die gyroelektrische Konstante δ als Funktion der Wellenlänge eingezeichnet. Es fällt ein typisches Dispersionsverhalten auf; dort wo der Realteil anomal verläuft, weist der Imaginärteil ein relatives Maximum auf. Auch die gyromagnetische Konstante γ zeigt in Abhängigkeit von der Wellenlänge in Figur 6 ein ausgeprägtes Dispersionsverhalten. In einem Bereich anomaler Dispersion des Realteils geht der Imaginärteil durch ein relatives Minimum. Herausragend ist hier allerdings die Resonanzstelle des Realteils γ_1 im Gelben. δ_1, δ_2 und γ_2 laufen monoton durch das gelbe Spektralgebiet. Eine Theorie des Faraday- und Kerr-Effektes, die dieses Dispersions- und Resonanzver-

beeinflusst, sind der gyroelektrische und der gyromagnetische Anteil an der Drehung halten deutet, gibt es bisher nicht. Um nachzuprüfen, in welcher Weise die Dispersion der magnetooptischen Konstanten die Dispersion der magnetooptischen Effekte



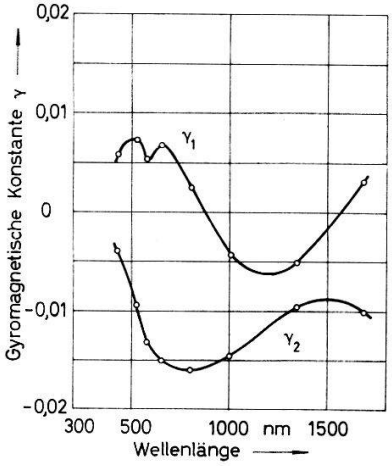
Figur 4

Kerr-Effekt von Permalloy (82,5% Ni, 17,5% Fe) in Abhängigkeit von der Wellenlänge; Sättigungswerte: $B = 15000$ G.



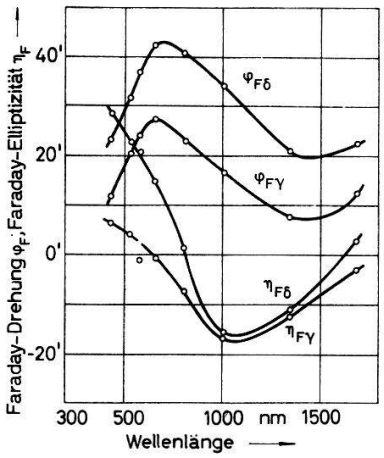
Figur 5

Real- (1) und Imaginärteil (2) der gyroelektrischen Konstanten von Permalloy (82,5% Ni, 17,5% Fe)in Abhängigkeit von der Wellenlänge.



Figur 6

Real- (1) und Imaginärteil (2) der gyromagnetischen Konstanten von Permalloy (82,5% Ni, 17,5% Fe) in Abhängigkeit von der Wellenlänge.



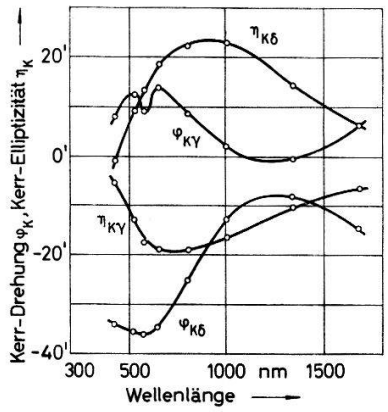
Figur 7

Faraday-Effekt von Permalloy (82,5% Ni, 17,5% Fe) in Abhängigkeit von der Wellenlänge; Aufspaltung in gyroelektrischen δ- und gyromagnetischen γ-Anteil der Drehung φ_F und der Elliptizität η_F; Schichtdicke $L = 33{,}1$ nm; Sättigungswerte: $B = 15000$ G.

und der Elliptizität berechnet worden. In Figur 7 ist das Ergebnis für den Faraday-Effekt dargestellt. Die Faraday-Drehung stammt im ganzen Wellenlängenbereich etwa zu einem Drittel aus dem gyromagnetischen Anteil. Bei der Faraday-Elliptizität ist im nahen Ultrarot der gyromagnetische Anteil sogar grösser als der gyroelektrische.

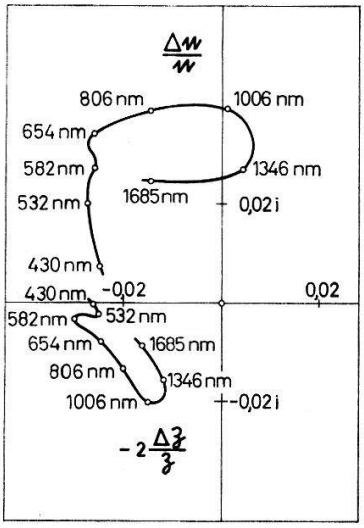
Ein entscheidender gyromagnetischer Einfluss auf den Faraday-Effekt kann also nicht mehr geleugnet werden.

Die Aufspaltung in gyroelektrischen und gyromagnetischen Anteil für den Kerr-Effekt ist in Figur 8 gezeigt. Der Einfluss der beiden Anteile ist sowohl in der Drehung als auch in der Elliptizität gegenläufig zueinander. Das erklärt wohl, warum der Kerr-Effekt im allgemeinen recht klein ist. Die Resonanzstelle in der Kerr-Drehung



Figur 8

Kerr-Effekt von Permalloy (82,5% Ni, 17,5% Fe) in Abhängigkeit von der Wellenlänge an der Glasseite der Aufdampfschichten gemessen; Aufspaltung in gyroelektrischen δ und gyromagnetischen γ Anteil der Drehung φ_K und der Elliptizität η_K; Sättigungswerte: $B = 15000$ G.



Figur 9

Magnetooptische Differenzen der links- und rechtszirkularen Welle im durchgehenden $\Delta \mathfrak{n}/\mathfrak{n}$ und im reflektierten Licht $-\Delta \mathfrak{z}/\mathfrak{z}$ von Permalloy (82,5% Ni, 17,5% Fe); Sättigungswerte: $B = 15000$ G; Parameter ist die Wellenlänge.

tritt nur im gyromagnetischen Anteil auf. Es handelt sich also um einen rein gyromagnetischen Effekt, der vom Realteil der gyromagnetischen Konstanten γ_1 beherrscht wird. Es kann sein, dass hier ein optischer Zweig des Spinwellenspektrums von Permalloy sichtbar wird. Dazu ist es notwendig, eine antiferromagnetische Kopplung zwischen den Spins in einem Ferromagnetikum anzunehmen. Der Nachweis antiferromagnetischer Strukturen in Ferromagneticis ist von WILL [12] durch Neutronenbeugung bereits erbracht.

Um die Unabhängigkeit von Faraday- und Kerr-Effekt zu beweisen, sind die magnetooptischen Differenzen $\Delta \mathfrak{n}/\mathfrak{n}$ und $-\Delta \mathfrak{z}/\mathfrak{z}$ berechnet und in der komplexen Ebene in Figur 9 eingetragen worden. Die rein gyromagnetische Resonanz, die sich in der Kerr-Drehung im Gelben zeigt, ist leicht an der Ortskurve $-\Delta \mathfrak{z}/\mathfrak{z}$ zu erkennen. Die breite Resonanz in der Faraday-Drehung im Roten, die sich sowohl aus einem gyroelektrischen als auch einem gyromagnetischen Anteil zusammensetzt, spiegelt sich in der Ortskurve für $\Delta \mathfrak{n}/\mathfrak{n}$ wieder. Die Grössen $-\Delta \mathfrak{z}/\mathfrak{z}$ und $\Delta \mathfrak{n}/\mathfrak{n}$ sind im ganzen Wellenlängenbereich verschieden voneinander. Damit ist die postulierte Ungleichung (6) für Permalloy bewiesen. Faraday- und Kerr-Effekt sind wie bei Eisen, Kobalt und Nickel [2, 3] und bei Ferriten [4] auch bei Permalloy voneiander unabhängig.

Vergleich mit der Voigtschen Theorie

Zu den Formeln der Voigtschen Theorie gelangt man mit $\gamma \equiv 0$. Damit werden Faraday- und Kerr-Effekt voneinander abhängig. Man kann aus dem Faraday-Effekt den Kerr-Effekt berechnen und mit den Messwerten vergleichen. Dieser Vergleich ist in der Tabelle durchgeführt. Die Diskrepanzen zwischen den gemessenen Kerr-Dre hungen und-Elliptizitäten und den nach VOIGT berechneten Werten liegen weit ausserhalb der Fehlergrenzen von 1/2′ für die Drehungen und 1′ für die Elliptizitäten. Die Berücksichtigung einer gyromagnetischen Konstanten γ bei den magnetooptischen Effekten ist also notwendig im Gegensatz zu den Ergebnissen anderer Autoren [9–11]. Die Voigtsche Theorie mit $\gamma \equiv 0$ reicht nicht aus. Auch das Magnetfeld der Lichtwelle wechselwirkt merklich mit den Spins im Ferromagnetikum oder mit den Spins in antiferromagnetischen Strukturen im Ferromagnetikum.

Tabelle

Vergleich der Messwerte des Kerr-Effektes (Drehung φ_K und Elliptizität η_K) mit den nach VOIGT aus dem Faraday-Effekt berechneten Werten für Permalloy (82,5% Ni, 17,5% Fe); $B = 15000$ G (Sättigung).

λ (nm)	φ_K berechnet	gemessen	η_K berechnet	gemessen
430	− 38,0′	− 11,1′	− 1,3′	− 5,0′
532	− 39,5′	− 10,6′	+ 11,6′	− 2,3′
582	− 38,5′	− 12,1′	+ 18,9′	− 1,8′
654	− 38,6′	− 11,1′	+ 23,5′	0′
806	− 24,4′	− 9,6′	+ 27,5′	+ 2,3′
1006	− 14,3′	− 7,4′	+ 26,7′	+ 4,3′
1346	− 5,6′	− 5,3′	+ 17,0′	+ 2,5′
1685	− 14,5′	− 5,4′	+ 8,3′	+ 1,3′

Ich möchte Herrn Professor Dr. J. JAUMANN, Köln, und Herrn Professor Dr. CH. KIKUCHI, Ann Arbor, für die Ermöglichung der Arbeit und für die anregende und hilfreiche Anteilnahme an der Arbeit danken. Herrn Dr. R. WALSER danke ich für die Herstellung der Permalloy-Schichten.

Literaturverzeichnis

[1] A. FRESNEL, Œuvres Compt. I/781 ff.
[2] W. BREUER, J. JAUMANN, Z. Phys. *173*, 117–134 (1963).
[3] K. H. CLEMENS, J. JAUMANN, Z. Phys. *173*, 135–148 (1963).
[4] U. DREWS, J. JAUMANN, Vortrag auf der Jahrestagung der Arbeitsgemeinschaft Magnetismus in Münster 1968, wird in Z. angew. Phys. veröffentlicht.
[5] W. VOIGT, *Magneto- und Elektrooptik* (Teubner, Leipzig 1908).
[6] M. CAU, Ann. Phys. *10*, 354 (1929).
[7] H. KÖNIG, Optik *3*, 101 (1948).
[8] S. TOLANSKI, *Multiple Beam Interferometry of Surfaces and Films* (Oxford 1948).
[9] G. S. KRINCHIK, G. M. NURMUKHAMEDOV, J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.) *47*, 778–780 (1964).
[10] T. YOSHINO, S. TANAKA, Jap. J. appl. Phys. *5*, 989–993 (1966).
[11] S. TANAKA, T. YOSHINO, T. TAKAHASHI, Jap. J. appl. Phys. *5*, 994–1000 (1966).
[12] G. WILL, Vortrag auf der Jahrestagung der Arbeitsgemeinschaft Magnetismus in Münster 1968, wird in Z. angew. Phys. veröffentlicht.