

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 41 (1968)  
**Heft:** 6-7

**Artikel:** Der photomagnetische Effekt  
**Autor:** Enz, U.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113928>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 16.03.2025

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

## Der photomagnetische Effekt

von U. Enz

Philips Forschungslaboratorium, N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven, Niederlande

(1. V. 68)

*Zusammenfassung.* Der photomagnetische Effekt, der an ferrohaltigen Granaten gefunden wurde, besteht in einer Veränderung von magnetischen Eigenschaften wie Kristallanisotropie, Permeabilität und Koerzitivkraft als Resultat der Einwirkung von Licht geeigneter Wellenlänge auf den Kristall. An Hand der Néelschen Theorie der magnetischen Nachwirkung durch Diffusion von Fremdatomen (hier Ferroionen) wird ein Modell besprochen, bei dem photoinduzierte Elektronenübergänge eine Neuverteilung der Ferroionen bewirken. Die Neuverteilung geschieht in Zeiten, die sehr kurz sind, verglichen mit den charakteristischen Zeiten für die Diffusion. Es zeigt sich, dass zu verschiedenen Verteilungen der Ferroionen verschiedene magnetische Eigenschaften gehören.

In diesem Beitrag möchte ich über einen neuen Effekt berichten, der in einer Veränderung der magnetischen Eigenschaften gewisser Granate unter der Einwirkung von Licht besteht und als photomagnetischer Effekt bezeichnet werden kann. Vom photomagnetischen Effekt sind die magnetooptischen Effekte zu unterscheiden, bei welchen die optischen Eigenschaften von Kristallen vom Magnetisierungszustand abhängig sind, wie zum Beispiel der Faradayeffekt oder die kürzlich von BUSCH, JUNOD und WACHTER [1] entdeckte magnetfeldabhängige Verschiebung der Absorptionskante in Europiumchalkogeniden. Die erste photomagnetische Erscheinung wurde von TEALE [2] in substituierten Granaten der Zusammensetzung  $Y_3Fe_{5-2x}(SiFe^{11})_xO_{12}$  ( $0 < x < 0,3$ ) beobachtet. Bei Messungen der ferromagnetischen Resonanz bei tiefen Temperaturen zeigte sich, dass das Resonanzfeld durch Bestrahlung mit infrarotem Licht beeinflussbar ist. Verwandte Erscheinungen, nämlich grosse strahlungsabhängige Veränderungen der Permeabilität und der Koerzitivkraft wurden kurz darauf beobachtet [3].

Bevor ich näher auf die neuen Erscheinungen eingehe, möchte ich kurz die Grundzüge der magnetischen Nachwirkung durch Diffusionsprozesse behandeln, wobei ich den Arbeiten von NÉEL [4] folge.

Voraussetzung für die Diffusionsnachwirkung ist das Vorhandensein von Fremdatomen im Kristallgitter auf bestimmten Gitterplätzen oder Zwischengitterplätzen. Von den vorhandenen Plätzen, die Energiemulden für die Fremdatome darstellen, ist nur ein kleiner Teil besetzt, so dass ein Platzwechsel durch Diffusion möglich ist. Dazu ist eine gewisse Aktivierungsenergie  $E_A$  zu überwinden. Bei der Temperatur  $T$  beträgt die charakteristische Relaxationszeit

$$\tau(T) = \tau_\infty \exp(E_A/k T).$$

Im ursprünglich von NÉEL untersuchten Fall handelte es sich bei den Fremdatomen um im Eisen gelöste Kohlenstoffatome auf Zwischengitterplätzen, im vorliegenden

Fall um Ferroionen auf Oktaederplätzen im Granatgitter. Ein Platzwechsel des Ferroions besteht hier in einem Übergang eines Elektrons von einem Ferroion zu einem Ferriion.

Wesentlich ist weiter, dass die verschiedenen Plätze energetisch nicht exakt äquivalent sind, sondern dass deren Energie von der Richtung der spontanen Magnetisierung abhängt. Stimmt die Richtung der lokalen trigonalen Achse eines mit einem Ferroion besetzten Oktaederplatzes mit der Richtung der spontanen Magnetisierung überein, so erniedrigt sich seine Energie um den Betrag  $E_N$ , wobei im allgemeinen gilt  $E_N \ll E_A$ . Ausgehend von einem Gleichgewichtszustand erfolgt daher nach einer Drehung der Magnetisierungsrichtung in eine andere trigonale Achse eine Neuverteilung der Ferroionen durch einen Diffusionsprozess. Der neue Gleichgewichtszustand wird nach einer Zeit  $t > \tau(T)$  angenähert erreicht, wobei sich im Falle  $E_N \ll kT$  die Besetzung mit Ferroionen um die Anzahl

$$\Delta n \approx n_0 E_N / k T$$

geändert hat ( $n_0$  = Gleichgewichtsbesetzung). Diese Anzahl  $\Delta n$  Ferroionen verursacht eine *induzierte uniaxiale Anisotropie* in der Richtung der trigonalen Achse des energetisch bevorzugten Oktaederplatzes. Magnetisch messbare Folgen dieser Diffusionserscheinung sind z. B. die Nachwirkungsverluste, die bei Frequenzen  $f$  der Größenordnung  $2\pi f = [\tau(T)]^{-1}$  auftreten, sowie eine zusätzliche Viskosität bei der Wandbewegung. Aus solchen Beweglichkeitsmessungen [5] wurde bei substituierten Granaten gefunden:  $E_A \approx 0,3$  bis  $0,4$  eV und  $\tau \approx 1$  sec bei  $T = 150^\circ\text{K}$ . Unterhalb dieser Temperatur ist die Ionenverteilung praktisch eingefroren. Der *photomagnetische Effekt* besteht nun darin, dass bei diesen tiefen Temperaturen eine *Neuverteilung der Ferroionen durch die Einwirkung von Photonen* geeigneter Energie erfolgen kann.

TEALE'S Experiment [2] bestand darin, einen substituierten Granatkristall ( $x = 0,1$ ) in einem Feld parallel zur  $[111]$ -Richtung (einer magnetischen Vorzugsrichtung) im Dunkeln auf  $20^\circ\text{K}$  abzukühlen. Durch den beschriebenen Diffusionsvorgang wird die Magnetisierung in dieser Richtung stabilisiert, was durch ein uniaxiales Anisotropiefeld  $H^{[111]}$  beschrieben werden kann. In diesem Zustand wird im äusseren Feld  $H_1$  bei der Frequenz  $f_r$  ( $= 9400$  MHz) ferromagnetische Resonanz beobachtet gemäss der Beziehung

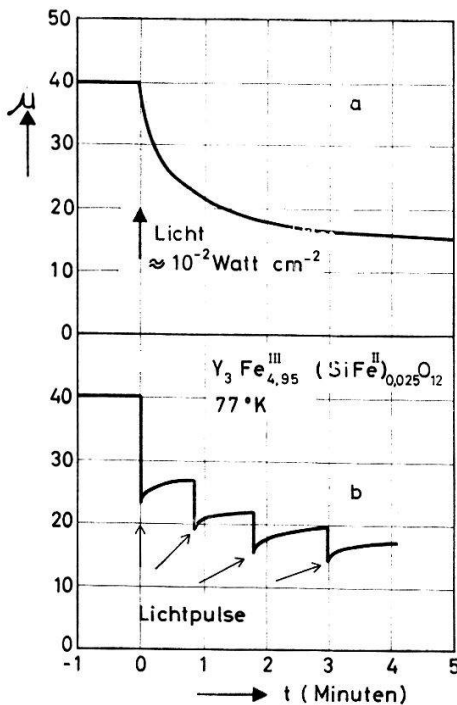
$$(H_1 + H^{[111]}) = 2\pi f_r / \gamma = \text{konstant.}$$

Das Feld (und damit die Magnetisierung) wird darauf in eine  $[11\bar{1}]$ -Richtung gedreht, worauf sich beim Feld  $H_2$  Resonanz ergibt. Es zeigt sich  $H_2 > H_1$ , was darauf hinweist, dass der neue Zustand, durchaus in Übereinstimmung mit dem beschriebenen Mechanismus, energetisch ungünstiger ist.

Bei Bestrahlung mit infrarotem Licht wird eine allmähliche Reduktion des Feldes  $H_2$  beobachtet. Durch diesen Vorgang wird die  $[11\bar{1}]$ -Richtung ungefähr in der Weise stabilisiert, wie es anfänglich die  $[111]$ -Richtung war. Das entsprechende, sich aufbauende Anisotropiefeld  $H^{[11\bar{1}]}$  ist im untersuchten Fall von der Größenordnung von 150 Oersted.

Die von uns gefundenen verwandten Erscheinungen [3] wurden an einem Einkristallrahmen beobachtet, bei dem der magnetische Fluss über vier parallel zu Vor-

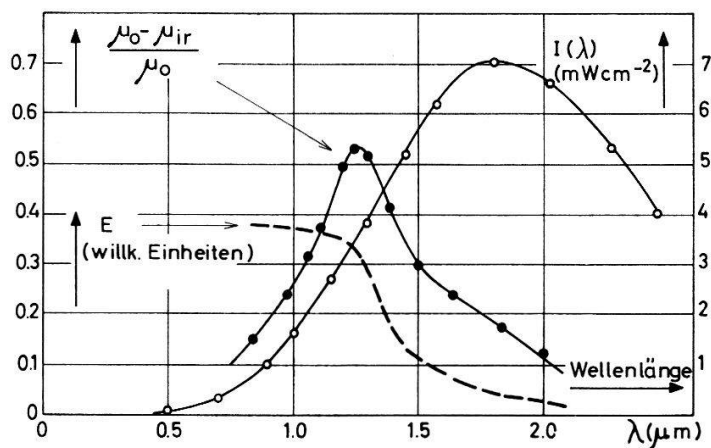
zugsrichtungen ([111]-Richtungen) liegende Schenkel geschlossen ist. Details dieses Rahmens sind in der Studie über Wandbeweglichkeit [5] beschrieben. Der Ferrogehalt des Granates entspricht  $x = 0,025$ , gemäss chemischer Analyse. Der Rahmen wird im Dunkeln auf  $77^\circ\text{K}$  abgekühlt und demagnetisiert, was das Vorhandensein einer oder mehrerer Blochwände sicherstellt. Figur 1 a zeigt den zeitlichen Verlauf der Anfangspermeabilität  $\mu$  dieses Rahmens bei Bestrahlung eines der Schenkel mit «weissem» Licht (Strahlungsmaximum bei  $\lambda \approx 1,5 \mu\text{m}$ ) der Intensität  $I \approx 10^{-2} \text{ Watt cm}^{-2}$ . Nach anfänglich steilem Abfall zeigt sich nach einigen Minuten eine Stabilisierung der Permeabilität bei einem auf etwa 30% reduzierten Wert. Bei Bestrahlung mit Lichtpulsen aus Photoblitzlampen aus ca. 10 cm Entfernung zeigt sich das Verhalten von Figur 1b: Die Reduktion der Permeabilität erfolgt jeweils innerhalb der Dauer des Lichtpulses ( $10^{-2} \text{ sec}$ ). Vorläufige Experimente haben gezeigt, dass diese Ansprechzeit kürzer ist als  $10^{-4} \text{ sec}$ . Am gleichen Rahmen, der bei  $77^\circ\text{K}$  eine perfekte Rechteckschleife besitzt, wurde auch der Einfluss der Bestrahlung auf die Koerzitivkraft beobachtet: Diese steigt nach «Sättigung» mit Licht von 0,5 auf 0,8 Oe.



Figur 1

Permeabilität eines Einkristallrahmens bei  $77^\circ\text{K}$  als Funktion der Zeit. Messfrequenz 10 kHz. a) Bei  $t = 0$  wird eine kontinuierliche Lichtquelle eingeschaltet. b) Bestrahlung mit vier Lichtpulsen aus Blitzlampen. Der Abfall der Permeabilität erfolgt innerhalb  $10^{-2} \text{ sec}$  und wird durch einen kleinen Anstieg gefolgt, der vermutlich thermischer Natur ist.

Die spektrale Abhängigkeit des Effektes wurde ebenfalls gemessen. In Figur 2 ist die an der Oberfläche des Präparates gemessene Intensität  $I$  als Funktion der Wellenlänge dargestellt. Der durch diese Strahlung verursachte photomagnetische Effekt wird durch die Grösse  $(\mu_0 - \mu_{ir})/\mu_0$  ausgedrückt. ( $\mu_0$  = Dunkelpermeabilität bei  $77^\circ\text{K}$ ,  $\mu_{ir}$  = Permeabilität nach zehninütiger Bestrahlung mit der Intensität  $I$ .) Die Grösse  $E = (\mu_0 - \mu_{ir})/\mu_0 I$  ist ebenfalls in Figur 2 aufgetragen, sie ist ein Mass für den photomagnetischen Effekt per Einheit der Strahlungsintensität und zeigt bei  $\lambda \approx 1,3 \mu\text{m}$  den Charakter einer Absorptionskante. Der Einfluss der wellenlängenabhängigen Absorption ist in Figur 2 nicht berücksichtigt; bei  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$  ist die Eindringtiefe von der Grössenordnung der Kristalldicke (0,25 mm).



Figur 2

Intensität der Strahlung  $I(\lambda)$ , gemessen an der Oberfläche des Präparates; photomagnetischer Permeabilitätseffekt, ausgedrückt in der Grösse  $(\mu_0 - \mu_{ir})/\mu_0$ ; und photomagnetischer Effekt  $E$  pro Einheit der Strahlungsintensität, als Funktion der Wellenlänge  $\lambda$ .

Der photomagnetische Permeabilitätseffekt erwies sich als irreversibel, d. h., die durch Strahlung erniedrigte Permeabilität konnte durch die Einwirkung von starken Transversalfeldern in Kombination mit erneuter Bestrahlung nicht erhöht werden. Die ursprüngliche hohe Permeabilität kann nur durch Erwärmen des Kristalls auf ca.  $200^\circ\text{K}$  wieder erreicht werden. Auch sollte gemäss dem beschriebenen uniaxialen Nachwirkungsmodell in der vorliegenden Anordnung der Diffusionsvorgang auf das Gebiet innerhalb der Blochwände beschränkt sein. Festgestellt wurde jedoch eine Einwirkung des Lichtes auf das ganze Volumen des Kristalles, was in einem gewissen Widerspruch zum beschriebenen Modell steht. Unsere Beobachtungen bei  $77^\circ\text{K}$  lassen sich am einfachsten mit der Annahme einer lichtinduzierten Erhöhung des Betrages der *kubischen* Anisotropie (oder der Magnetostriktion) deuten, welcher Effekt offenbar bei dieser Temperatur die uniaxiale Nachwirkung übertrifft.

Dies ist ein Hinweis darauf, dass neben den durch die Magnetisierungsrichtungen bedingten Energieunterschieden verschiedener mit  $\text{Fe}^{\text{II}}$ -Ionen besetzten Oktaederplätzen auch strukturbedingte Unterschiede eine Rolle spielen. Ein Beispiel dafür ist der Energieunterschied elektrostatischer Natur zwischen  $\text{Fe}^{\text{II}}$ -Ionen auf Nachbarplätzen der  $\text{Si}^{\text{IV}}$ -Ionen und auf entfernten Plätzen. Es ist wahrscheinlich, dass die ersteren eine tiefere Energie haben und nach dem Kühlen bevorzugt besetzt sind, während die letzteren durch lichtinduzierte Übergänge besetzt werden können. Offenbar ist der Beitrag der Ferroionen zur kubischen Anisotropie auf den verschiedenen Plätzen unterschiedlich, was die beobachteten Erscheinungen erklären würde.

Es bedarf nach diesen vorläufigen Betrachtungen kaum der Erwähnung, dass noch weitere Untersuchungen nötig sind, bevor ein tieferes Verständnis des photomagnetischen Effektes erreicht sein wird.

#### Literaturverzeichnis

- [1] G. BUSCH, P. JUNOD and P. WACHTER, Phys. Lett. 12, 11 (1964).
- [2] R. W. TEALE and D. W. TEMPLE, Phys. Rev. Lett. 19, 904 (1967).
- [3] U. ENZ and H. VAN DER HEIDE, Solid St. Comm., in press.
- [4] L. NÉEL, J. Phys. Radium 5, 249 (1952).
- [5] U. ENZ and H. VAN DER HEIDE, J. appl. Phys. 39, 435 (1968).