

NOTIZEN

Spin-Splitting in the De Haas–Van Alphen Effect

L. M. BLIEK

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig

and G. LANDWEHR

Physikalisches Institut der Universität Würzburg

(Z. Naturforsch. 23 a, 1861–1862 [1968]; received 4 October 1968)

The De Haas–Van Alphen (DHVA)-effect was measured in InSb and HgSe, using pulsed fields up to 200 kG. Pronounced spin-splitting of the last few peaks was observed. This agrees with the Dingle formula, if higher harmonics are taken into account.

The De Haas–Van Alphen-effect has been a useful tool in the investigation of the Fermisurfaces of metals. The influence of the electron spin has shown up only in a few cases by introducing a phase shift or a reduction in the amplitude of the oscillations¹. However, in some measurements of the oscillatory magnetoresistance (Shubnikov–De Haas-effect) in degenerate semiconductors the electron spin caused a splitting of the peaks in the resistance. There has been some doubt whether spin-splitting is also possible in the DHVA-effect because it has not been observed in metals. Therefore we performed experiments on semiconductors which looked favourable for the appearance of spin-splitting in the DHVA-effect. InSb and HgSe were chosen because of their simple, almost isotropic conduction bands and their small effective masses and large g -factors. Shoenberg's pulsed field technique¹ was used. Details about the experiments can be found in Ref. ² and ³.

Typical experimental data for $(dM/dB) \cdot (dB/dt)$ obtained on n-HgSe are shown in Fig. 1. The last 4 peaks exhibit a pronounced spin-splitting, whereas the others are periodic in $1/B$. The same amount of spin-splitting is also found in the oscillations of the transverse magnetoresistance and the Hall-effect.

Typical results obtained for a sample of InSb with an electron concentration of $6.1 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$ are shown in Fig. 2. The last two peaks observed, clearly show spin-splitting. However, the oscillation peaks are not as sharp as in HgSe. The same samples of InSb show a much smaller spin-splitting in the transverse Shubnikov–De Haas-effect³. The amount of splitting found in those experiments agrees closely with the value obtained from ZAWADSKI's⁴ theoretical formula, which was recently confirmed in electron spin resonance experiments by ISAACSON⁵ on InSb samples with electron-concentrations up to $1.5 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$. Therefore we used the

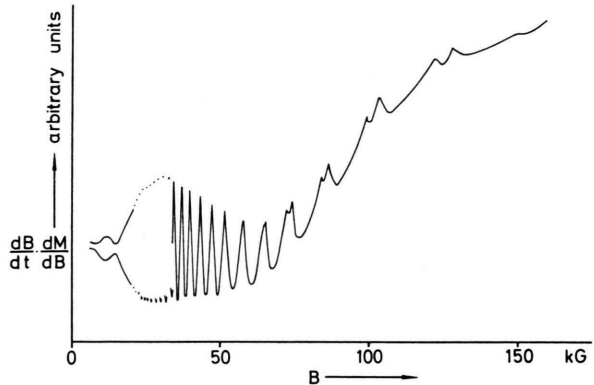


Fig. 1. DHVA-data for HgSe with $n = 2.24 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ at 4,2 K.

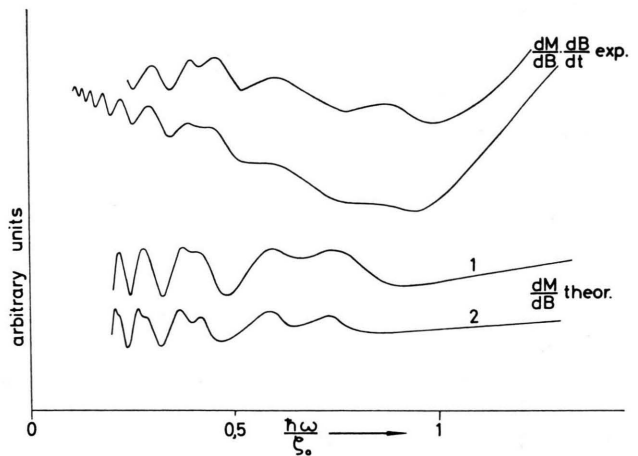


Fig. 2. Experimental DHVA-data for InSb taken at 4,2 K and theoretical calculations for dM/dB . Curve 1: Kubo formula with $T=0$, $kT_D = 0.0255 \xi_0$, ξ_0 = zero field Fermi energy, T_D = Dingle temperature ($\pi k T_D = \hbar/\tau$). Curve 2: Dingle formula with $kT_D = 0.0123 \xi_0$ and $kT = 0.0111 \xi_0$. $g m_c/2 m_0 = 0.34$ in both cases.

spin-splitting parameter obtained from our magnetoresistance measurements in a numerical calculation of the oscillatory magnetization.

The magnetization M is related to the density of states $N(E)$ by the formula:

$$M = k T \int_{-\infty}^{+\infty} [dN(E)/dB] \ln[1 + \exp(\zeta - E)/k T] dE. \quad (1)$$

¹ D. SHOENBERG, Proc. 9th Int. Conf. Low Temp. Phys. Columbus (Ohio) 1964, p. 675.

² L. M. BLIEK and G. LANDWEHR, II—VI Semiconducting Compounds, D. G. THOMAS Ed., Benjamin Inc., New York 1967, p. 897.

³ L. M. BLIEK, G. LANDWEHR, and M. v. ORTENBERG, Proceedings of the IX. Int. Conf. on the Physics of Semiconductors, Moscow 1968, in the press.

⁴ W. ZAWADSKI, Phys. Letters 4, 190 [1963].

⁵ R. A. ISAACSON, Phys. Rev. 169, 312 [1968].



The symbols have their usual meaning. For parabolic bands and Lorentzian broadening $N(E)$ is proportional to ⁶

$$N(E) \sim \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s=\pm 1} B \left\{ \frac{(E-E_{n,s}) + [(E-E_{n,s})^2 + (\hbar/\tau)^2]^{1/2}}{2(E-E_{n,s})^2 + 2(\hbar/\tau)^2} \right\}^{1/2}. \quad (2)$$

τ is an appropriate lifetime of the spin-split Landau-levels $E_{n,s}$.

$$E_{n,s} = (n + 1/2 + s g m_c/4 m_0) \hbar e B/m_c; \quad (3)$$

g is the Landé-factor of the electrons;

m_c is the cyclotron effective mass and $s = +1, -1$.

Since non-parabolicity does not influence the position of the oscillation peaks⁷, these formulas can — though with a different meaning for some of the parameters — also be used for InSb. The infinite series (2) can be expanded into an infinite Fourier series. If ζ is much larger than the energy difference between two Landau-levels, this leads to the well known formula for the magnetization by DINGLE⁸. Here the effect of spin is represented by the term

$$\cos(\pi r g m_c/2 m_0) \quad (r = 1, 2, \dots)$$

in the r -th harmonic.

It is sometimes overlooked, that the Dingle formula predicts spin-splitting of DHVA-peaks, if the harmonics are properly taken into account. The argument, that the cosine factor changes only the amplitude of the oscillations, holds for each of the harmonics separately, but not for the magnetization as a whole. This can easily be verified for the case $g m_c/m_0 = 1$, which seems to apply for the neck-oscillations in copper 13° off the [111]-direction⁹. From physical reasons it follows,

that for $T=0$ peaks in the magnetization arise, whenever the energy of a Landau-level $E_{n,s}$ is equal to the Fermi energy ζ . Consequently, an oscillation with half the period (with respect to the spinless case) is expected when $g m_c/m_0 = 1$. This is also predicted by the Dingle formula, because the fundamental and the odd harmonics disappear, whereas the cosine factor is equal to 1 for the even harmonics. It is not unlikely, that the oscillations with double the frequency were not observed in copper due to heavy damping.

Two theoretical curves were calculated, which are also shown in Fig. 2. Curve 1 was computed using Eqs. (1) and (2). A constant value was used for the broadening-parameter τ . The dependence of ζ on B was taken into account. However, it is found to be small in the region shown in Fig. 2. Curve 2 was obtained using the Dingle formula. It is evident, that in both cases spin-splitting is predicted and that there is not much difference between the two curves. Since the DHVA-data show a larger spin-splitting than the SDH-effect, from which the splitting parameter was taken, the agreement between theory and experiment is only qualitative. It has not been possible, to describe SDH- and DHVA-data with the same set of parameters, using a constant τ . Preliminary calculations have shown however that the results for M depend strongly on the energy dependence of τ . Unfortunately calculations using an energy dependent τ require an excessive amount of computer time.

Acknowledgements

The InSb single crystals were kindly provided by Dr. H. WEISS, Siemens AG, and the HgSe crystals by Dr. A. TAUSEND, Technische Universität Berlin. We would like to thank M. v. ORTENBERG, Universität Würzburg, for performing the computer calculations.

⁶ R. KUBO, S. I. MIYAKE, and N. HASHITSUME, Solid State Phys. **17**, 318 [1965].

⁷ L. M. LIFSHITZ and A. M. KOSEVICH, Sov. Phys. JETP **2**, 636 [1956].

⁸ R. B. DINGLE, Proc. Roy. Soc. London A **211**, 500 [1952].

⁹ A. S. JOSEPH and A. C. THORSEN, Phys. Rev. **134** A, 979 [1964].

Messungen der Dichte dünner Aufdampfschichten

HORST EBEL, ALFRED WAGENDRISTEL und HARALD JUDTMANN

Institut für Angewandte Physik der Technischen Hochschule Wien

(Z. Naturforsch. **23 a**, 1863—1864 [1968]; eingegangen am 1. August 1968)

Die Dichte dünner Schichten liegt, bedingt durch Fehlorderungen und Poren, unter der des kompakten Materials. Die Abweichungen sind durch die Aufdampfgeschwindigkeit, die Güte des Vakuums, unter dem die Bedampfung erfolgte, sowie durch eine anschließende Wärmebehandlung zu beeinflussen. Das Ziel unserer Untersuchungen war es, den relativen Unterschied $\Delta\rho/\rho$ der Dichten zu bestimmen.

Die Messung der Massenbelegung m/F und der geometrischen Dicke d führt zur Dichte $\rho_{\text{sch}} = m/Fd$ der Schicht.

Mit der Dichte ρ des kompakten Materials errechnet sich der Dichteunterschied $\Delta\rho$ zu $\Delta\rho = \rho_{\text{sch}} - \rho$. Zur Bestimmung der Massenbelegung können verschiedene Verfahren herangezogen werden. Es kann dies auf chemischem Wege, oder mittels einer Vergleichsmessung während des Aufdampfvorganges an einem Schwingquarz, sowie röntgenfluoreszenzanalytisch erfolgen. Die Röntgen-Fluoreszenzanalyse ist auf zwei verschiedene Arten einsetzbar. Entweder durch Ablösen der Schicht — Flüssigkeitsanalyse — oder aber durch Anwendung eines Absolutverfahrens¹, das die Massenbelegung der Schicht direkt zu messen gestattet. Die Dicke der Schicht ist durch optische Interferenzmessung zu erhalten. Sind Schicht und Trägermaterial unterschiedlich, so muß zur Erzielung eines gleich großen Phasensprungs bei der Reflexion die Kante zwischen Träger und Schicht mit einer einheitlichen Substanz überdampft werden. Die andere Variante, die geometrische Dicke der Schicht mit Hilfe des KIESSIG-Verfahrens² zu bestimmen, ist vergleichsweise langwieriger und kann nur auf Schichtdicken bis maximal 600 bis 1000 Å ausgedehnt werden.

Im folgenden werden Versuchsergebnisse gebracht, aus denen die Dichte der dünnen Schichten folgt. Die Massenbelegung der Schichten wurde nach dem röntgenfluoreszenzanalytischen Absolutverfahren¹ bestimmt und die geometrische Dicke durch optische Interferenz. Zu dem röntgenographischen Verfahren ist zu bemerken, daß dieses für die Schichtdicke nur dann den richtigen Wert ergibt, wenn die Dichte ρ_{sch} der Schicht und nicht die des kompakten Materials (ρ) in die Rechnung eingesetzt wird.

In Tab. 1 sind von den untersuchten Proben die optisch und röntgenographisch gefundenen Dicken angegeben. Außerdem ist in dieser Tabelle die Aufdampfgeschwindigkeit und schließlich der Dichteunterschied angegeben. Die Messungen wurden an Kupferschichten, die auf Glaträger gedampft worden waren, ausgeführt. Zur Analyse gelangte die Kupfer- K_{α} -Linie des Schichtmaterials. Als Dichtewert des kompakten Materials

Probe	D_0 (Å)	D_r (Å)	v (Å/min)	$\Delta\rho/\rho$ (%)
1	754	680	600	$9,8 \pm 6,5$
2	508	577	670	$-11,4 \pm 15,6$
3	1084	1019	720	$6,0 \pm 5,1$
4	1149	1013	1150	$11,8 \pm 4,5$
5	578	622	1150	$-7,6 \pm 15,2$
6	1120	973	1150	$13,1 \pm 5,2$
7	1117	907	1800	$18,8 \pm 5,1$
8	1016	946	2030	$6,9 \pm 3,3$
9	1326	1154	2650	$13,0 \pm 7,1$
10	1692	1530	1130	$5,9 \pm 3,5$
11	2417	2161	1610	$10,6 \pm 4,5$
12	1671	1336	1670	$20,1 \pm 5,2$
13	1989	1658	2270	$16,7 \pm 4,1$
14	1960	1822	2610	$7,0 \pm 3,2$
15	2658	2197	3540	$17,3 \pm 4,0$
16	1868	1685	3730	$9,8 \pm 4,6$
17	3386	2861	1930	$15,5 \pm 2,2$
18	5425	4478	2170	$17,4 \pm 2,0$
19	4547	3920	2270	$13,8 \pm 2,0$
20	2926	2512	2340	$14,2 \pm 1,9$
21	3389	2827	3390	$16,6 \pm 3,0$
22	3566	3116	3570	$12,6 \pm 2,8$
23	4058	3193	4060	$21,3 \pm 2,3$
24	3086	2609	4100	$15,5 \pm 4,0$

Tab. 1. Meßergebnisse.

wurde $\rho_{\text{Cu}} = 8,932 \text{ g/cm}^3$ und für den Massenschwächungskoeffizienten der Kupfer- K_{α} -Strahlung in Kupfer $\mu/\rho = 49,61 \text{ cm}^2/\text{g}$ der Literatur entnommen. Der Strahlenuntergrund wurde durch Ausmessung des gesamten Cu- K_{α} -Profils ermittelt, so daß die Genauigkeit der Messungen möglichst günstig war.

Abb. 1 zeigt den relativen Dichteunterschied in Abhängigkeit von der Aufdampfgeschwindigkeit. Die Dicke der Schichten liegt hier zwischen 3000 und 6000 Å. Der

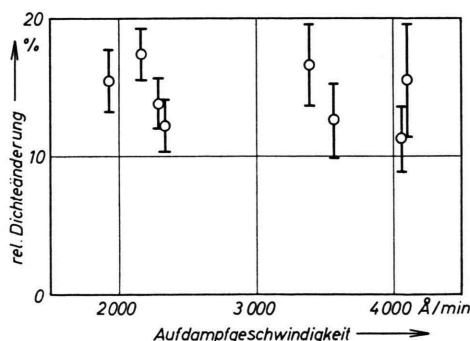


Abb. 1. Relative Abweichung der Dünnschichtdichte von der Dichte des kompakten Materials in Abhängigkeit von der Aufdampfgeschwindigkeit. Die Dicke der Schichten liegt zwischen 3000 und 6000 Å.

¹ H. EBEL, Z. Metallkde. **56**, 802 [1965].² H. KIESSIG, Ann. Phys. **10**, 715 und 769 [1931].