

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 41 (1968)

Heft: 6-7

Artikel: Über die Halbleitereigenschaften des Magnesiumarsenids Mg_3As_2

Autor: Pigo, Krzysztof

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113976>

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: 29.03.2025

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

Über die Halbleitereigenschaften des Magnesiumarsenids Mg_3As_2

von **Krzysztof Pigoń**

Lehrstuhl für physikalische Chemie, Technische Hochschule, Wrocław, Polen

(18. I. 68)

Zusammenfassung. Es wurden die elektrische Leitfähigkeit und die Hallkonstante in Abhängigkeit von der Temperatur an polykristallinen Proben von Mg_3As_2 gemessen. Magnesiumarsenid ist ein n-Typ Halbleiter mit breiter verbotener Zone ($\Delta\varepsilon = 2,2 \div 2,9$ eV) und geringer Beweglichkeit der Ladungsträger (etwa $10 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ sec}^{-1}$). Der Temperaturkoeffizient der Breite der verbotenen Zone beträgt $-9 \cdot 10^{-4} \text{ eV}/^\circ$.

Anhand der Zusammenstellung der Literaturdaten über die Bildungsenthalpien und die Breite der verbotenen Zone der Phosphide und Arsenide der Metalle der zweiten Gruppe wurde eine lineare Beziehung zwischen diesen Grössen festgestellt. Eine ähnliche Beziehung gilt auch für Antimonide und Bismutide dieser Metalle.

Die elektrischen Eigenschaften des Magnesiumantimonids [3] und Magnesiumbismutids [8] der Formel Mg_3X_2 waren schon vor ein paar Jahren untersucht. Sowohl Mg_3Sb_2 , wie vermutlich auch Mg_3Bi_2 weisen ein anomales Beweglichkeitsverhältnis auf: $b_n/b_p < 1$. Dieselbe Anomalie findet man auch bei den verwandten Zinkverbindungen Zn_3As_2 [14] und Zn_3Sb_2 [37] vor. Es schien deswegen interessant, die Halbleitereigenschaften des bisher nicht untersuchten Magnesiumarsenids Mg_3As_2 zu untersuchen.

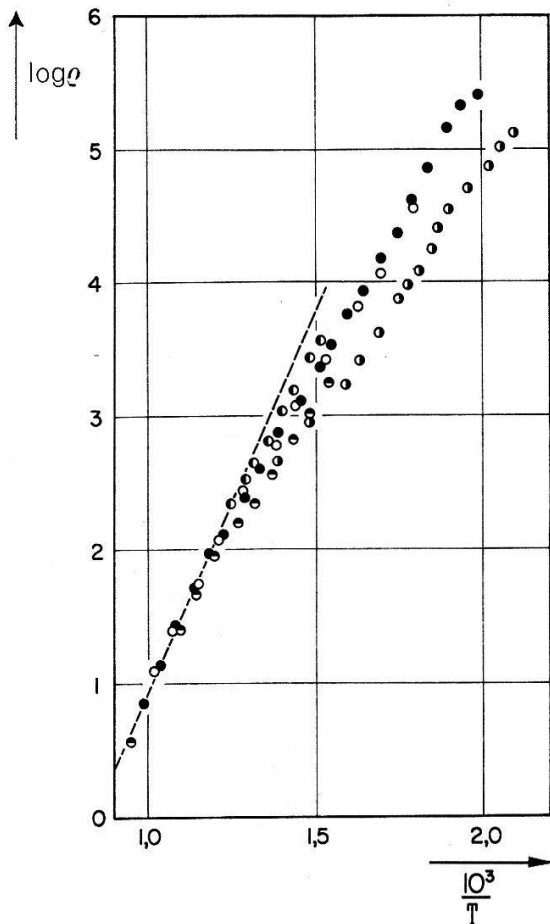
Nach ZINTL und HUSEMANN [42] kristallisiert α - Mg_3As_2 im Anti- Mn_2O_3 -Gitter ($D5_3$). Die kubisch-raumzentrierte Elementarzelle mit $a_0 = 12,33 \text{ \AA}$ gehört der Raumgruppe T_h^7 an und enthält 16 Molekeln. JUZA und KROEBEL [6] haben eine hexagonale Hochtemperatur-Modifikation (β - Mg_3As_2) gefunden, die jedoch beim Abkühlen in wenigen Sekunden in die unterhalb 1000° stabile α -Form übergeht. Die Anwesenheit der β -Phase in unseren Präparaten kann man daher ausschliessen. Die Angabe von NATTA und PASSERINI [12] über die Schmelztemperatur des α - Mg_3As_2 ist irrtümlich; in Wirklichkeit schmilzt diese Verbindung nicht bei etwa 800° , sondern erst oberhalb 1200° . Gegen Wasser ist Magnesiumarsenid unbeständig und wird schon an feuchter Luft rasch zersetzt.

Das Magnesiumarsenid wurde in direktem Umsatz von den Elementen hergestellt. Es wurde dabei Magnesium (99,98%) in Form feiner Späne sowie das mittels mehrmaliger Vakuumsublimation gereinigte Arsen im geringen Überschuss angewandt. Die Ausgangsstoffe wurden im Graphittiegel, der in einer evakuierten Quarzampulle eingeschlossen war, auf etwa 700 – 800° einige Stunden lang erhitzt. Das bei solchen Bedingungen mitgebildete Magnesiumarsenid MgAs_4 [15] wurde unter mehrstündigem Erhitzen im Vakuum bei einer Temperatur von 600° vollständig in Mg_3As_2 überführt, wobei Arsen abgegeben wurde. Das erhaltene Produkt wurde im Hochtemperatur-Druckofen [2] unter 10 Atü Argon umgeschmolzen und in einen Graphittiegel einge-

gossen, wobei die als Messelektroden dienenden Molybdändrähte in die Probe hineingeschmolzen wurden.

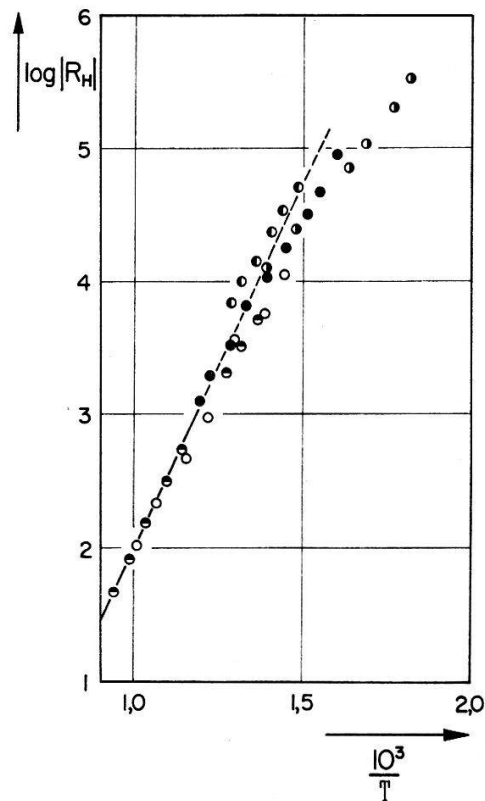
An den auf rechtwinklige Form geschliffenen Proben wurde die elektrische Leitfähigkeit und die Hallkonstante im Vakuum im Temperaturbereich von 200–800°C gemessen. Es diente dazu eine Wechselstromapparatur, die im wesentlichen der von DAUPHINEE und MOOSER [4] ähnlich war. Wegen der Hochohmigkeit der Proben waren Messungen bei niedrigeren Temperaturen nicht möglich.

Die Resultate sind in den Figuren 1 und 2 wiedergegeben.



Figur 1

Spezifischer Widerstand von polykristallinen Proben des Magnesiumarsenids Mg_3As_2 .



Figur 2

Hallkonstante von polykristallinen Proben des Magnesiumarsenids Mg_3As_2 . Die Messpunkte für verschiedene Proben sind gleich wie in Figur 1 bezeichnet.

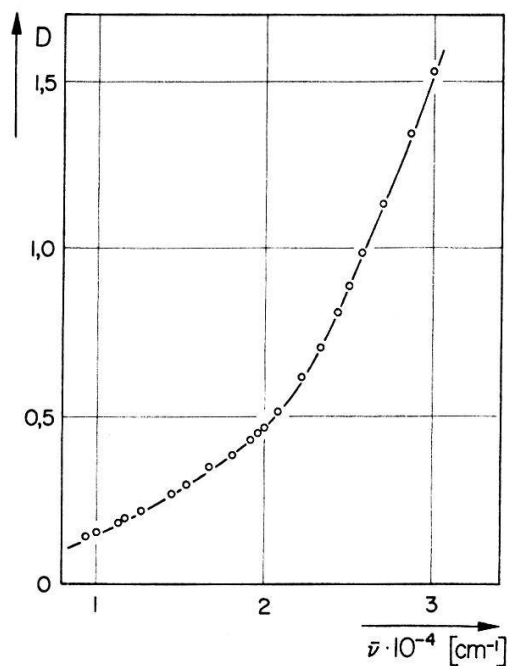
Im ganzen Temperaturbereich waren die R_H -Werte negativ. Die Quotienten R_H/ρ liegen zwischen 10 und 20 $cm^2 V^{-1} sec^{-1}$ und weisen keine merkliche Temperaturabhängigkeit auf. Da die Proben polykristallin waren, darf man diesen Werten keine zu grosse Bedeutung zuschreiben.

Wie man aus den Diagrammen ersieht, liegt es nahe, bei höheren Temperaturen Eigenleitung anzunehmen. Für die Breite der verbotenen Zone erhält man dann aus Leitfähigkeits- und Hallkonstantenmessungen übereinstimmend den Wert 2,2 eV.

Es wurde auch das Absorptionsspektrum des Mg_3As_2 an dünnen im Vakuum aufgedampften Schichten bestimmt. Nach dem Aufdampfen wurden die Küvetten unter

Vakuum zugeschmolzen und das Absorptionsspektrum im Beckman-Spektrophotometer aufgenommen. Figur 3 zeigt eines von den erhaltenen Spektren.

Da die Bildungswärme des Mg_3As_2 sehr gross ist (-96 kcal/Mol [1]) darf man annehmen, dass die Verbindung ohne Zersetzung verdampft, was auch die Abwesenheit der Absorptionsbande des Arsens im Ultrarot beweist. Zeichnet man die Absorptionskurve im Koordinatensystem: $D^{1/2} = f(\bar{\nu})$ (D = optische Dichte), so erhält man zwei Geraden, die sich bei $\bar{\nu} = 2,08 \cdot 10^4$ cm^{-1} schneiden. Dieser Wert wurde, mit gewisser Willkür, als die Lage der Absorptionskante genommen und daraus wurde die Breite der verbotenen Zone errechnet ($2,6$ eV). Vergleicht man diesen Wert mit dem in elektrischen Messungen gefundenen ($2,2$ eV), so findet man, dass der letztere zu niedrig ist, destomehr als er dem absoluten Nullpunkt entspricht und die Absorptionskante des Mg_3As_2 mit fallender Temperatur sich deutlich nach kürzeren Wellen verschiebt. In einem unabhängigen Versuch wurde diese Verschiebung auf $-9 \cdot 10^{-4}$ eV/° abgeschätzt. Es ist also möglich, dass das Eigenleitungsgebiet in unseren Messungen noch nicht erreicht wurde. Leider waren die Messungen bei höheren Temperaturen wegen des Verdampfens der Präparate undurchführbar.



Figur 3

Absorptionsspektrum einer aufgedampften Schicht des Magnesiumarsenids.

Auf einen möglichen Zusammenhang zwischen der Breite der verbotenen Zone und den thermochemischen Grössen des Halbleiters wurde schon manchmal hingewiesen [13, 18, 22, 24]. Die Hauptschwäche dieser Versuche liegt jedoch im Mangel an zuverlässigen thermochemischen Daten. Eine möglichst vollständige Zusammenstellung der Bildungsenthalpien (ΔH_{298}^0) für M_3X_2 -Verbindungen (M = Metall der zweiten Gruppe, X = P, As, Sb, Bi) mit bekannten Halbleitereigenschaften bringt die Tabelle.

Die Bildungsenthalpien wurden meistens kalorimetrisch, unter Anwendung des Hess'schen Satzes [1, 7, 25, 26, 28, 29], aus EMK-Messungen [5, 21, 31] und aus der

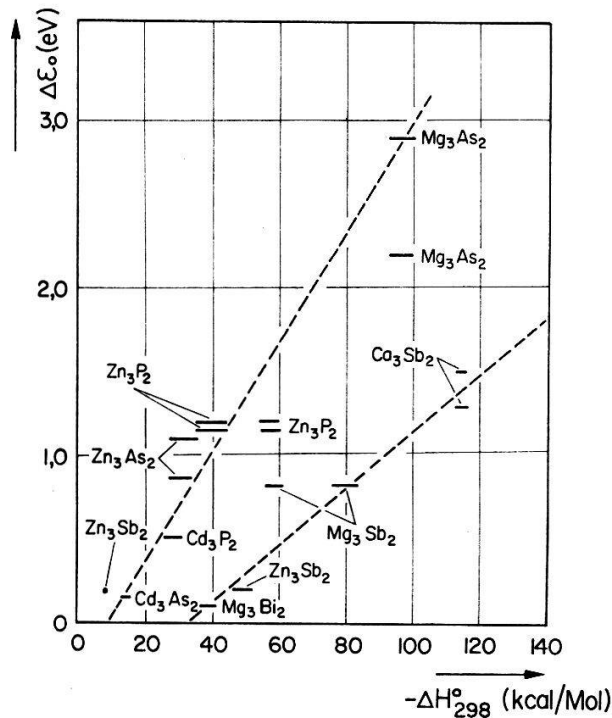
Temperaturabhängigkeit des Dampfdruckes [20, 39] ermittelt. Eine direkte kalorimetrische Bestimmung von Bildungswärme wurde nur selten ausgeführt [9, 10]. Die älteren, zum Teil in der Tafel nicht miterfassten Werte, die nach dieser Methode bestimmt wurden, sind zu niedrig (vermutlich wegen des unvollständigen Ablaufes der Reaktion im Kalorimeter).

Tabelle
Bildungsenthalpie und Breite der verbotenen Zone für M_3X_2 -Verbindungen

Verbindung	Kristallsystem	ΔH_{298}^0 (kcal/Mol)	$\Delta \epsilon_0$ (eV)	
Be_3Sb_2	?	?	0,67	[36]
Mg_3As_2	kubisch	- 96 ± 3 [1]	2,2; 2,9	diese Arbeit
Mg_3Sb_2	hexagonal	- 79 ± 4 [10, 25] - 57,0 ± 1,5 [5]	0,82	[3]
Mg_3Bi_2	hexagonal	- 37,5 ± 2 [9,27]	0,1	[8]
Ca_3Sb_2	?	- 114 ± 1 [29]	1,4 ± 0,1	[34]
Zn_3P_2	tetragonal	- 55,0 ± 1,3 [7] - 39,5 ± 5 [20]	1,15 1,20	[11] [40]
Zn_3As_2	tetragonal	- 30,5 ± 3 [1] - 32,6 ± 1,2 [31]	0,86 1,1	[14] [30]
Zn_3Sb_2	?	- 7,3 [10]		
(ϵ -Phase)		- 48,0 ± 1,3 [26]	0,2	[37]
Cd_3P_2	tetragonal	- 27,4 ± 2,0 [28]	0,52	[41]
Cd_3As_2	tetragonal	- 14,5 ± 3,0 [39]	0,14 0,15	[32] [23]
		- 13,4 ± 0,7 [31]	0,42	[43]
Cd_3Sb_2	monoklin	+ 7,8 [21] - 4,0 ± 1 [38] - 13,9 ± 1,8 [28]	0,7 ? instabil keine Halbleiter- eigenschaften	[35] [17,19] [16]
Hg_3Sb_2	?	?	3,8 ± 0,2	[33]

Figur 4 zeigt den Zusammenhang zwischen der Breite der verbotenen Zone ($\Delta \epsilon_0$) und der Bildungsenthalpie für M_3X_2 -Verbindungen.

Man ersieht eine ziemlich gute lineare Abhängigkeit beider Größen voneinander, wobei jedoch Phosphide und Arsenide eine getrennte Stellung von den Antimoniden und Bismutiden einnehmen. Eine mögliche Ursache dafür kann die Verschiedenheit der Gittertypen in beiden Verbindungsgruppen bilden. Da sich das kubische Magnesiumarsenid in dieser Hinsicht von anderen Arseniden und Phosphiden unterscheidet, die im tetragonalen System kristallisieren, darf man sich anhand dieser Beziehung über die Richtigkeit beider in dieser Arbeit ermittelten Werte nicht entscheidend äussern. Würde die Breite der verbotenen Zone 2,2 eV betragen, dann müsste man feststellen, dass im Magnesiumarsenid Mg_3As_2 im Gegensatz zu den Verbindungen Mg_3Sb_2 und Zn_3As_2 kein anomales Beweglichkeitsverhältnis zu finden ist.



Figur 4

Zusammenhang zwischen der Bildungswärme und der Breite der verbotenen Zone für M_3X_2 -Verbindungen.

Der wesentliche Teil dieser Arbeit wurde im Institut für Festkörperphysik der ETH ausgeführt. Herrn Professor Dr. G. BUSCH bin ich für seine grosszügige Bereitstellung der Institutsmittel sowie für sein reges Interesse an dieser Arbeit zu grossem Dank verpflichtet. Ich möchte auch der Ford-Stiftung für die Gewährung eines Forschungsstipendiums meinen Dank aussprechen.

Literaturverzeichnis

- [1] S. M. ARIYA, M. P. MOROZOVA, KHUAN TSI-TAO, E. VOLF, Zh. obshch. Khim. 27, 293 (1957).
- [2] G. BUSCH, F. HULLIGER, U. WINKLER, Helv. phys. Acta 27, 74 (1954).
- [3] G. BUSCH, F. HULLIGER, U. WINKLER, Helv. phys. Acta 27, 195, 249 (1954).
- [4] T. M. DAUPHINEE, E. MOOSER, Rev. scient. Instrum. 26, 660 (1955).
- [5] V. N. EREMENKO, G. M. LUKASHENKO, Zh. neorg. Khim. 9, 1552 (1964).
- [6] R. JUZA, R. KROEBEL, Z. anorg. allg. Chem. 331, 187 (1964).
- [7] N. KARVELIS, Vilniaus Univ. Mokslo Darbai, Chemija, 28, 110, 119 (1959); C. A. 54, 10491 b, c.
- [8] A. K. KIKOIN, G. D. FEDOROV, Izv. A. N. USSR, Ser. fiz. 20, 1501 (1956).
- [9] O. KUBASCHEWSKI, J. A. CATTERALL, *Thermochemical Data of Alloys*, (Pergamon Press, London 1956).
- [10] O. KUBASCHEWSKI, E. L. EVANS, *Metallurgische Thermochemie*, VEB Technik, Leipzig (1959).
- [11] J. LAGRENAUDIE, J. phys. radium 16, 234 (1955).
- [12] G. NATTA, L. PASSERINI, Gazz. chim. ital. 58, 541 (1928).
- [13] P. P. OTOPKOV, A. M. EVSEEV, Zh. fiz. Khim. 34, 815 (1960).
- [14] K. PIGOŃ, Bull. Acad. Polon. Sci., Sér. sci. chim. 9, 751 (1961).
- [15] K. PIGOŃ, Helv. chim. Acta 44, 30 (1961).
- [16] M. PROTOPODESCU, D. DRIMER, E. FOKT, Acad. rep. populare Romine, Studi cercetari met. 4, 311 (1959); C. A. 54, 10539 b.
- [17] V. I. PSAREV, K. A. DOBRYDEN, Fizika Metall. 18, 47 (1964); C. A. 61, 10396 d.
- [18] W. RUPPEL, A. ROSE, H. J. GERRITSEN, Helv. phys. Acta 30, 238 (1957).

- [19] E. SCHEIL, H. BAACH, Z. Metallk. 50, 386 (1959).
 [20] R. C. SCHOONMAKER, A. R. VENKITARAMAN, P. K. LEE, J. Phys. Chem. 71, 2676 (1967).
 [21] H. SELTZ, B. J. DE WITT, J. Am. chem. Soc. 60, 1305 (1938).
 [22] S. A. SEMENKOVITCH, Dokl. Akad. Nauk SSSR 158, 442 (1964).
 [23] N. SEXER, Phys. Status Sol. 21, 225 (1967).
 [24] K. A. SHAFIROV, Dokl. Akad. Nauk aserb. SSR, 19, 23 (1963); C. A. 59, 10872g.
 [25] S. A. SHCHUKAREV, S. M. ARIYA, A. I. LOKHTIN, Westn. Leningr. Gos. Univ. No. 2, 121 (1953).
 [26] S. A. SHCHUKAREV, M. P. MOROZOVA, YU. P. SAPOZHNIKOV, Zh. obshch. Khim. 26, 304 (1956).
 [27] S. A. SHCHUKAREV, M. P. MOROZOVA, KHO-YN KAN, Zh. obshch. Khim. 27, 289 (1957).
 [28] S. A. SHCHUKAREV, M. P. MOROZOVA, M. M. BORTNIKOVA, Zh. obshch. Khim. 28, 3289 (1958).
 [29] S. A. SHCHUKAREV, M. P. MOROZOVA, MYAO-SYN LI, Zh. obshch. Khim. 29, 3142 (1959).
 [30] G. A. SILVEY, V. J. LYONS, V. J. SILVESTRI, J. Electrochem. Soc. 108, 653 (1961).
 [31] E. M. SMOLYARENKO, Dissertation (Minsk, 1967).
 [32] W. TRZEBIATOWSKI, W. ŻDANOWICZ, Bull. Acad. Polon. Sci., Sér. sci. chim. 8, 511 (1960).
 [33] YA. A. UGAI, V. L. GORDIN, Zh. neorg. Khim. 7, 703 (1962).
 [34] YA. A. UGAI, N. V. KOLOSONOV, R. L. FOGELSON, G. S. TKACHEVA, Zh. neorg. Khim. 7, 930 (1962).
 [35] YA. A. UGAI, E. P. DOMASHEVSKAYA, T. A. MARSHAKOVA, Zh. strukt. Khim. 4, 250 (1963).
 [36] YA. A. UGAI, V. L. GORDIN, V. Z. ANOKHIN, Zh. neorg. Khim. 9, 219 (1964).
 [37] YA. A. UGAI, E. M. AVERBAKH, V. V. LAVROV, Khim. Svyaz v Poluprov. i Tverd. Telakh, Inst. Fiz. Tverd. Tela i Poluprov. Akad. Nauk Belorusk. SSR, 1965, 288; C. A. 64, 4394a.
 [38] F. WEIBKE, O. KUBASCHEWSKI, *Thermochemie der Legierungen* (Springer, Berlin 1943).
 [39] J. B. WESTMORE, K. H. MANN, A. W. TICKNER, J. Phys. Chem. 68, 606 (1964).
 [40] W. ŻDANOWICZ, Z. HENKIE, Bull. Acad. Polon. Sci., Sér. sci. chim. 12, 729 (1964).
 [41] W. ŻDANOWICZ, A. WOJAKOWSKI, Phys. Status Sol. 8, 569 (1965).
 [42] E. ZINTL, HUSEMANN, Z. phys. Chem. B 21, 138 (1933).
 [43] T. A. ZYUBINA, Sb. Nauch. Rab. Aspir. Voronezh. Gos. Univ. No. 2, 73 (1965); C. A. 64, 89307.

Spin-Korrelationen in EuS^1)

von **A. Quattropani** und **C. P. Enz**

Institut de Physique Théorique, Université de Genève

(30. IV. 68)

Die Spin-Korrelationen $\langle \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_l \rangle_T$ eines Ferromagneten im kritischen Gebiet sind theoretisch sehr schwierig zu bestimmen. Von der experimentellen Seite ist es jedoch möglich, gewisse Informationen darüber zu erhalten, was wir in der vorliegenden Mitteilung demonstrieren wollen.

Wir interessieren uns hier für den Fall eines Heisenberg-Modells, wie es z. B. in den Europiumchalkogeniden gut realisiert ist.

Rys et al. [1] haben gezeigt, dass der Busch-Wachter-Effekt [2] für $T > T_c$ sich direkt durch die Spin-Korrelationen $\langle \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_l \rangle_T$ ausdrücken lässt. In diesem Temperatur-

¹) Mit Unterstützung des schweizerischen Nationalfonds.