

axialsymmetrisch ist. Unter dieser Voraussetzung gilt

$$\Delta E_m = g \mu_K H_{\text{eff}} m + \frac{e Q V_{zz}}{4 I(2I-1)} [3 m^2 - I(I+1)] + \delta.$$

Mit diesem Ansatz haben wir an die gemessenen Spektren fünf LORENTZ-Kurven gleicher Breite und Intensität angepaßt. Als Mittelwert aus beiden Messungen erhielten wir für die Aufspaltungskonstanten

$$g^{164} \mu_K H_{\text{eff}} = (5,66 \pm 0,20) \cdot 10^{-6} \text{ eV und } e Q^{164} V_{zz} = -(5,09 \pm 0,35) \cdot 10^{-6} \text{ eV}.$$

Die Isomerieverschiebung δ war vernachlässigbar klein. Die Fehler wurden unter Berücksichtigung der statistischen Fehler, des Eichfehlers und der Stabilität abgeschätzt. Das Ergebnis zeigt, daß die magnetische Wechselwirkung $g^{164} \mu_K H_{\text{eff}}$ sehr groß gegen die elektrische Wechselwirkungsenergie $e Q^{164} V_{zz}/4 I(2I-1)$ ist. Wie MATTHIAS, SCHNEIDER und STEFFEN¹⁰ gezeigt haben, ist in diesem Fall der Einfluß des nichtaxialen Anteils des elektrischen Feldgradienten verschwindend klein.

Für die weitere Auswertung benutzen wir die von NOWIK und WICKMANN⁹ am ^{161}Dy im DyAlG bei $4,2^\circ\text{K}$ ermittelten Aufspaltungsfaktoren. Wir setzen das Verhältnis der Kernmomente gleich dem Verhältnis der beobachteten Aufspaltungen und erhalten

$$g^{164}(73,4 \text{ keV})/g^{161}(0 \text{ keV}) = -1,78 \pm 0,08 \quad \text{und} \\ Q^{164}(73,4 \text{ keV})/Q^{161}(0 \text{ keV}) = -0,83 \pm 0,07.$$

Für das Verhältnis der inneren Quadrupolmomente Q_0 erhalten wir mit

¹⁰ E. MATTHIAS, W. SCHNEIDER u. R. M. STEFFEN, *Arkiv Fysik* **24**, 97 [1963].

¹¹ B. ELBEK, M. C. OLESON u. O. SKILBREID, *Nucl. Phys.* **19**, 523 [1960].

¹² B. ELBEK, K. O. NIELSEN u. M. C. OLESON, *Phys. Rev.* **108**, 406 [1957].

¹³ M. BLEANEY, *Proc. Third Intern. Congress Quantum Electronics*, Paris, Columbia University Press, S. 595 [1964].

$$Q = Q_0 [3 K^2 - I(I+1)] / [(I+1)(2I+1)] \\ Q_0^{164}/Q_0^{161} = 0,99 \pm 0,08,$$

während sich aus den mit COULOMB-Anregung^{11, 12} ermittelten inneren Quadrupolmomenten hierfür $1,03 \pm 0,06$ ergibt.

Zur Bestimmung von g^{164} verwenden wir

$$g^{161}(0 \text{ keV}) = -0,186 \pm 0,005.$$

Dieser Wert ergibt sich aus dem von BLEANEY¹³ ermittelten unter zusätzlicher Berücksichtigung der inzwischen direkt gemessenen^{14, 15} magnetischen Momente der Grundzustände von ^{165}Ho und ^{159}Tb . Damit wird

$$g^{164}(73,4 \text{ keV}) = 0,331 \pm 0,016.$$

NILSSON und PRIOR¹⁶ errechneten 0,304 (Fall A) und 0,309 (Fall B). Der größere Fehler im Vergleich zu unseren früheren Messungen^{6, 17} liegt in den experimentellen Schwierigkeiten begründet, die sich aus der für ein solches Experiment sehr kurzen Halbwertszeit des ^{164}Ho ergeben.

Das rege Interesse von Herrn Prof. BRIX hat uns sehr zu dieser Arbeit ermutigt. Herrn Prof. HELLWEGE sind wir für die Förderung dieser Arbeit, Herrn Prof. KANKELEIT für seine Unterstützung zu Dank verpflichtet. Nur durch die Hilfe von Herrn CRECELIUS, Herrn PITTHAN und Herrn PRANGE war es möglich, die Quellen schnell genug zu präparieren. Bei den Messungen beteiligten sich weiterhin Frl. FORGATSCH, Herr ERICH und Herr ZIMMERMANN, wofür wir ihnen herzlich danken. Der Abteilung Strahlenschutz unter Herrn Dr. H. FRANK gebührt schließlich besonderer Dank für die unermüdete Mitarbeit. — Diese Arbeit wurde durch Mittel des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung unterstützt.

¹⁴ R. A. HABERSTROH, T. I. MORAN, S. PENSELIN u. G. WOLBERG, *Verhandl. Deutsch. Physik. Ges.*, S. 249 [1964].

¹⁵ J. M. BAKER, J. R. CHADWICK, G. GARTON u. J. P. HURRELL, *Proc. Roy. Soc. London A* **286**, 352 [1965].

¹⁶ S. G. NILSSON u. O. PRIOR, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-Fys. Medd.* **32**, Nr. 16 [1961].

¹⁷ E. MÜNCK, D. QUITMANN, H. PRANGE u. S. HÜFNER, *Z. Naturforsch.* **21 a**, 1318, 1507 [1966].

The Effect of Stimulated Emission on the Amplification Factor in Dynamic Nuclear Polarisation

W. BUCHNER and K. H. HAUSSER

Max-Planck-Institut für Medizinische Forschung,
Heidelberg

(Z. Naturforschg. **21 a**, 2121—2122 [1966]; received 4 December 1966)

The neglect of the variation of the H_1 -field due to an NMR-signal causes errors in the determination of the dynamic nuclear polarisation (DNP), which, in the case of stimulated emission, can become so large that the results are meaningless.

In the BLOCH theory the usual expression for the absorption signal v is given by¹:

$$v = -H_1 M |\gamma_I| T_2 / (1 + T_2^2 \Delta\omega^2 + \gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2) \quad (1)$$

which we shall write in abbreviated form $v = -H_1 \zeta M$. In the approximation of Eq. (1) the rf-field H_1 is treated as a constant. However, the very effect of NMR-absorption is to reduce H_1 (or to increase it in the case of stimulated emission); therefore H_1 is not constant but is related to the applied rf-field without resonance absorption H_1^0 by:

$$H_1 = H_1^0 / (1 + R \zeta M) \quad (2)$$

where the constant R depends on the properties of the detection circuit. The system is analogous to an electronic feedback circuit and behaves accordingly.

Insertion of (2) into (1) renders:

$$v = -H_1^0 \zeta M / (1 + R \zeta M). \quad (3)$$

Since R and ζ are essentially positive quantities, a ne-

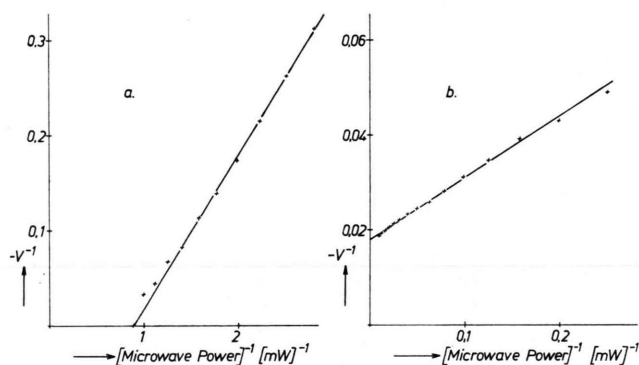
¹ A. ABRAGAM, *The Principles of Nuclear Magnetism*, Clarendon Press, Oxford 1961, p. 46.



gative polarisation of the nuclear spins $I (M < 0)$ causes a higher enhancement V of the NMR-signal than the one to be expected from the real polarisation P , $|V| > |P|$. This effect, which has been overlooked hitherto, can become very large if the product $R \zeta M$ approaches -1 and the results obtained by setting $V = P$ and deducing the polarization P from measuring V can be wrong by several orders of magnitude. Furthermore, since ζ decreases with increasing $\Delta\omega^2$, the inverted signal is narrowed as compared with the un-enhanced signal.

If the rf-field H_1 is sufficiently low to avoid saturation, a different equation can be calculated² which connects the amplification factor V with the polarisation factor ξ of DNP:

$$V^{-1} = 1/(\xi f \gamma_s / \gamma_I) + R \zeta M_I^0 (1 + 1/(\xi f \gamma_s / \gamma_I)) + \alpha (1 + R \zeta M_I^0) / (W \xi f \gamma_s / \gamma_I). \quad (4)$$



Here f is the leakage factor, W the microwave power in watts, and $\alpha = \kappa / \gamma_s^2 \tau_1 \tau_2$ where κ is the proportionality factor connecting W and the microwave field H_2 ($W = \kappa H_2^2$).

This effect is experimentally demonstrated in Fig. 1 a. The experimental points cannot be measured but to a threshold value of the microwave power above which the well-known maser-oscillations set in. However, the highest measured value of $|V|$ can be higher and has, in fact, been found to exceed in certain cases the theoretical value of 328 for dipolarly coupled protons.

In Fig. 1 a the extrapolated straight line intercepts the abscissa at a microwave power of about 10^{-3} W; this would correspond to an infinite polarisation P and shows clearly that the method used hitherto breaks

² W. BUCHNER, Thesis, Heidelberg University 1967. — W.

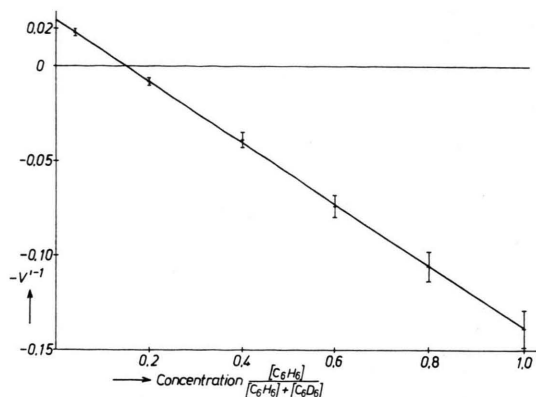


Fig. 2. Extrapolated values $-V'^{-1}$ as a function of proton concentration.

Fig. 1. The reciprocal amplification factor V^{-1} of protons in a $5 \cdot 10^{-2}$ mol/l solution of 1.3-bisdiphenylene-2(parachlorophenyl)-allyl as a function of the reciprocal microwave power W^{-1} , a) benzene- H_6 , b) benzene- H_6 : benzene- $D_6 = 1 : 24$.

down. However, in Fig. 1 b the straight line intercepts the ordinate at an apparently meaningful value; nevertheless, any value of $\langle I_z \rangle$ deduced in this manner would also be incorrect.

The measured amplification factors are real physical quantities in contrast to the values V' obtained from the interception of the extrapolated straight line with the ordinate, which have no physical meaning whatsoever. Nevertheless, they can be used for obtaining the true polarisation P . Since the correction terms in Eq. (4) are proportional to M_I^0 , P can be obtained by plotting the V' as a function of the concentration of the spin I and extrapolating to zero concentration. The result is shown in Fig. 2, the polarisation obtained in this manner is $P = -40 \pm 3$.

BUCHNER and K. H. HAUSSER, to be published.

Adsorption von Silicium auf Wolfram-einkristallflächen im Feldelektronenmikroskop¹

H. NEUMANN

Physikalisches Institut der Universität Leipzig

(Z. Naturforsch. 21 a, 2122—2124 [1966]; eingeg. am 19. November 1966)

Der Einfluß der atomaren Struktur einer Kristalloberfläche auf den Prozeß der Adsorption von Fremd-

atomen ist vielfach behandelt worden², aber erst experimentelle Untersuchungen an definierten Einkristallflächen werden zu einem genauen Verständnis der Erscheinungen verhelfen. Eine Möglichkeit, den Einfluß der atomaren Oberflächenstruktur auf den Adsorptionsprozeß zu studieren, besteht in der Bestimmung der Desorptionsenergie für verschiedene Flächen desselben Kristalls. Quantitative Messungen dieser Art liegen nur in geringer Zahl vor. So haben beispielsweise DELCHAR und EHRLICH³ die Adsorption von Stickstoff an einigen