

## Messungen der druckabhängigen Relaxationszeiten der Ausrichtung (alignment) einiger durch Ionenstoß angeregter Helium-Singulettzustände\*

W. DRTEL

I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen

(Z. Naturforsch. 24 a, 350-358 (1969); eingegangen am 22. Dezember 1968)

Zur Bestimmung der Druckabhängigkeit der Relaxationszeiten der Ausrichtung (alignment) der He  $3^1P$ ,  $4^1P$ ,  $3^1D$ ,  $4^1D$  und  $5^1D$ -Zustände in Abhängigkeit vom Heliumdruck wurden Hanle-Effekt-Messungen bei Ionenstoßanregung durchgeführt. Durch Extrapolation ergaben sich die natürlichen Lebensdauern der untersuchten Zustände zu  $\tau(3^1P) = (2,0 \pm 0,8)$  ns (1,7 ns);  $\tau(4^1P) = (4,0 \pm 0,6)$  ns (3,9 ns);  $\tau(3^1D) = (20,5 \pm 0,9)$  ns (15,4 ns);  $\tau(4^1D) = (38,0 \pm 2)$  ns (37,8 ns);  $\tau(5^1D) = (68 \pm 7)$  ns (72,7 ns). Außerdem konnten aus der Druckabhängigkeit der Relaxationszeiten der  $3^1D$ ,  $4^1D$  und  $5^1D$ -Zustände die Wirkungsquerschnitte der Zerstörung der Ausrichtung (alignment) durch Stöße mit Atomen im angeregten Zustand und Atomen im Grundzustand ermittelt werden:

$$\sigma^{(2)}(3^1D) = 6 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2, \quad \sigma^{(2)}(4^1D) = 4 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2, \quad \sigma^{(2)}(5^1D) = 7 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \quad (T = 297 \text{ }^\circ\text{K}).$$

Das Ionenstoßleuchten atomarer Gase ist unter bestimmten Anregungs- und Beobachtungsbedingungen teilweise polarisiert<sup>1</sup>. Die Ionenstoßrichtung stellt eine Vorzugsrichtung der Anregung dar und führt zu einer Ausrichtung (alignment) im angeregten Zustand. Aus dem depolarisierenden Einfluß eines magnetischen Feldes, HANLE-Effekt<sup>2</sup> (zero field level-crossing), ist bei bekanntem Landé-Faktor die Relaxationszeit des angeregten Atomzustandes bestimmbar. Hanle-Effekt-Messungen wurden bisher im wesentlichen nur bei optischer Anregung und bei Elektronenstoßanregung<sup>3</sup> durchgeführt. Viele Zustände können mit optischer Anregung, bedingt durch die Auswahlregeln, nicht direkt besetzt werden. Die Stoßanregung, die an diese Auswahlregeln nicht gebunden ist, ermöglicht es, solche Zustände direkt anzuregen und zu untersuchen. Zur Messung kleiner Lebensdauern ( $\tau \sim 1$  ns) erfordert diese Methode Magnetfeldstärken bis zu 150 Gauß. Magnetische Feldstärken dieser Größenordnung haben bei einer Elektronenstoßanregung mit einer Anregungsenergie von  $\sim 50$  eV wegen des geringen Krümmungsradius eines anregenden Elektronenstrahles jedoch den Verlust der Vorzugsrichtung der Anregung zur Folge. Dieser Einfluß wird durch die Verwendung der Ionenstoßanregung vermieden.

\* Auszug aus D 26.

<sup>1</sup> F. J. DE HEER, *Advan. Atomic and Molecular Physics*, Vol. 2, Academic Press, New York 1966, S. 327.<sup>2</sup> W. HANLE, *Z. Phys.* 30, 93 (1924); *Ergeb. Exakt. Naturw.* 4, 214 (1925). — A. C. MITCHELL u. M. W. ZEMANSKY, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge University Press 1934, Chapt. 5.

Das Ziel der vorliegenden Untersuchungen war die Messung der Relaxationszeitverlängerung des  $3^1P$  und  $4^1P$ -Zustandes bedingt durch die kohärente Vielfachstreuung und die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Zerstörung der Ausrichtung (alignment) des  $3^1D$ ,  $4^1D$  und  $5^1D$ -Zustandes durch Stöße mit Atomen im Grundzustand und Atomen im angeregten Zustand.

### 1. Theorie

Der Relaxationsprozeß angeregter Zustände kann mit Hilfe zweier Relaxationszeiten  $\tau^{(1)}$  und  $\tau^{(2)}$ , denen eine einfache physikalische Bedeutung zukommt, beschrieben werden<sup>4</sup>. Während  $\tau^{(1)}$  die Relaxationszeit der Orientierung darstellt, ist  $\tau^{(2)}$  als die der Ausrichtung eines angeregten Zustandes zu bezeichnen. Die Anregung durch Elektronen- bzw. Ionenstoß führt zu einer solchen Ausrichtung im angeregten Zustand, so daß aus Hanle-Effekt-Messungen die Relaxationszeit  $\tau^{(2)}$  der Ausrichtung bestimmt werden kann.

Die Form des Hanle-Effekt-Signales<sup>5</sup> (zero field level-crossing) wurde von einigen Autoren aus der Breit-Formel abgeleitet. Entsprechend der hier verwendeten geometrischen Anordnung (Abb. 1) mit

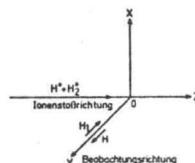
<sup>3</sup> H. H. STROKE, *Physics Today* 19, 55 (1966).<sup>4</sup> O. NÉDELIC, Thèse, l'Université de Grenoble, Mai 1966.<sup>5</sup> G. BREIT, *Rev. Mod. Phys.* 5, 91 (1933). — P. FRANKEN, *Phys. Rev.* 121, 508 (1961). — M. E. ROSE u. R. L. CARAVILLANO, *Phys. Rev.* 122, 1185 (1961). — W. HAPPER u. E. B. SALOMAN, *Phys. Rev.* 144, 7 (1966); 160, 23 (1967).

Abb. 1. Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung;  $H$  = variables Magnetfeld,  $H_1$  = konstantes Magnetfeld.

der Ionenstoßrichtung in  $z$ - und der Beobachtung parallel zum depolarisierenden magnetischen Feld  $H$  in  $y$ -Richtung, wird die Magnetfeldabhängigkeit des Polarisationsgrades durch eine Lorentz-Kurve beschrieben ( $H_1 = 0$ ).

$$\frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} = P = \frac{P_0}{[1 + (2g_j \mu_0 H / \hbar \Gamma^{(2)})^2]} \quad (1)$$

$I_{\parallel}$  ist die parallel zur Stoßrichtung polarisierte Intensitätskomponente und  $I_{\perp}$  ist die senkrecht zur Stoßrichtung polarisierte Intensitätskomponente des Stoßleuchtens.  $P_0$  bezeichnet den Polarisationsgrad im Magnetfeld  $H = 0$  [Gauß] und  $P$  den im Magnetfeld  $H$ ,  $g_j$  ist der Landé-Faktor des angeregten Zustandes,  $\mu_0$  das Bohrsche Magneton und  $\Gamma^{(2)} = 1/\tau^{(2)}$  die reziproke Relaxationszeit der Ausrichtung des angeregten Zustandes. Bei konstanter Gesamtintensität  $I_{\parallel} + I_{\perp}$  folgt daraus:

$$I_{\parallel}(H) - I_{\perp}(H) \sim \left[ 1 + \left( \frac{2g_j \mu_0 H}{\hbar \Gamma^{(2)}} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2)$$

Aus der Halbwertsbreite  $\Delta H_{(1/2)}$  ergibt sich die Relaxationszeit  $\tau^{(2)}$  des angeregten Zustandes zu

$$\tau^{(2)} = \frac{1}{\Gamma^{(2)}} = \frac{\hbar}{2g_j \mu_0 \Delta H_{(1/2)}} \quad (3)$$

Die Druckabhängigkeit dieser reziproken Relaxationszeit kann in der folgenden Form dargestellt werden<sup>6</sup>:

$$\Gamma^{(2)} = \Gamma \left( 1 - \sum_i x_i \alpha_i^{(2)} \Gamma_i / \Gamma \right) + n(v) \bar{\sigma}^{(2)} \quad (4)$$

und beschreibt im zweiten Term der rechten Seite  $\sum_i x_i \alpha_i^{(2)} \Gamma_i$  den Einfluß der kohärenten Vielfachstreuung<sup>7</sup> im dritten Term  $n(v) \bar{\sigma}^{(2)}$  den der Zer-

störung der Ausrichtung durch Stöße mit anderen Atomen. Der Grenzwert für kleine Gasdichten ist gleich der natürlichen Breite  $\Gamma$  des angeregten Zustandes und gleich der reziproken natürlichen Lebensdauer  $\tau$ . Der Index  $i$  bezeichnet den  $i$ -ten Übergang aus dem angeregten Zustand, während  $\Gamma_i / \Gamma$  das Verzweigungsverhältnis angibt. Der Faktor  $\alpha_i^{(2)}$  wurde von SALOMAN und HAPPER<sup>8</sup> tabelliert. Die Photoneinfangwahrscheinlichkeit  $x_i$ , eine Funktion der Gasdichte, ist für die Druckabhängigkeit der kohärenten Vielfachstreuung verantwortlich. Die Anzahl der Atome/cm<sup>3</sup> ist mit  $n$  bezeichnet,  $\langle v \rangle = 4(kT/\pi m)^{1/2}$  ist die mittlere relative Geschwindigkeit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung<sup>8</sup> und  $\bar{\sigma}^{(2)}$  der mittlere Wirkungsquerschnitt für die Zerstörung der Ausrichtung.

Theoretische Untersuchungen zur kohärenten Vielfachstreuung durch eine ebene Gasschicht wurden 1959 von BARRAT<sup>7</sup> durchgeführt. Mit der Annahme einer für alle Atome gleichen thermischen Geschwindigkeit  $v_0$  ist die Druckabhängigkeit durch

$$x_i = 1 - \exp \left\{ - \frac{\pi^2 g_i \Gamma_i}{2 g_j k^2 v_0} \cdot L \cdot n_i \right\} \quad (5)$$

gegeben.  $g_1$  und  $g_2$  sind die statistischen Gewichte des unteren und oberen Zustandes,  $\lambda_i = 2\pi/k_i$  ist die Wellenlänge des Überganges,  $v_0$  die Geschwindigkeit der Atome,  $L$  der effektive Radius (charakteristische Gefäßdimension) des Stoßraumes und  $n_i$  die Zahl der Atome pro cm<sup>3</sup> im Zustand  $i$ .

Eine Erweiterung der Theorie gelang D'YAKONOV und PEREL<sup>7</sup>, indem sie die Annahme einer gleichen Geschwindigkeit  $v_0$  aller Atome in der Barratschen Theorie durch die Annahme einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung ersetzten. Diese Untersuchung führte für den Fall, daß der angeregte Zustand einen Gesamtdrehimpuls  $j_1 = 1$  und der Grundzustand  $j_0 = 0$  besitzt, zu dem folgenden Ergebnis

$$\Gamma^{(2)} = \Gamma \left( 1 - \frac{7}{10} \left[ 1 - \frac{75}{64} \frac{l_0}{L} \left\{ \pi \ln \frac{L}{l_0} \right\}^{-1} \right] \right) \quad (6)$$

mit  $l_0 = 8\pi^{1/2} v / (3n\lambda^3 \Gamma)$  für  $L \gg l_0$ .

Für große Gefäßdimensionen  $L$  und Gasdichten  $n$  liefern beide Theorien den gleichen Grenzwert  $\Gamma^{(2)} = 0,3 \Gamma$ . Dagegen unterscheiden sich die Ergeb-

<sup>6</sup> Für eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung gilt:

$$\langle v^n \rangle = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{4kT}{m} \right)^{n/2} \Gamma \left( \frac{n+3}{2} \right)$$

<sup>7</sup> M. I. D'YAKONOV u. V. I. PEREL, *Soviet Phys.-JETP* 21, 227 (1965).<sup>8</sup> D. A. LANDMAN, *Phys. Rev.* 173, 33 (1968).<sup>7</sup> J. P. BARRAT, Thèse, l'Université de Paris, März 1959. — M. I. D'YAKONOV u. V. I. PEREL, *Soviet Phys.-JETP* 20, 997 (1965).