Hanle-Effekt und Ausrichtungsgrad beim bewegten Leuchten *

W. Bachmann und W. Janke

I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen

(Z. Naturforsch. **28 a**, 1821—1827 [1973]; eingegangen am 21. August 1973)

Hanle Effect and Degree of Alignment on High Velocity Atoms

Es wird eine neue Methode (Anregung durch Umladung eines schnellen Ions) angegeben, mit deren Hilfe man Relaxationsquerschnitte ausgerichtet angeregter Helium-Atome in einem Bereich untersuchen kann, der um 3 bis 4 Zehnerpotenzen höher als der thermische Geschwindigkeitsbereich ist. Aus dem Ausrichtungsgrad und dem Hanle-Effekt werden Depolarisations- und Löschquerschnitte in Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner $He(4^1D) + Ne$, Ar und Kr bestimmt. Zur Deutung dieser Ergebnisse werden mehrere Transfer-Prozesse angegeben, die für die Löschung und Depolarisation verantwortlich sein können. Die Konstanz der Relaxationsquerschnitte in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit wird für die beiden Stoßsysteme $He(4^1D) + Ar$ und $He(4^1D) + Kr$ mit dem „hard sphere potential" gedeutet. Im Gegensatz dazu ist beim Stoßsystem $He(4^1D) + Ne$ der Depolarisationsquerschnitt umgekehrt proportional der Relativgeschwindigkeit. Als zusätzliches Ergebnis wird die natürliche Zustandsbreite des $He(4^1D)$-Zustandes in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Meßmethoden erhalten.

1. Einleitung

Seit der Pionierarbeit von Hanle [1] über die magnetische Depolarisation des Hg-Resonanzlichtes wird der Hanle-Effekt zur Bestimmung von Atom- und Molekülkonstanten wie Lebensdauern angeregter Zustände oder Relaxationsquerschnitte bei Stößen mit arteigenen oder artfremden Teilchen benutzt. Die löschenden Stöße (Quenching) bewirken eine strahlungslose Entleerung (Stoßüberführung) des angeregten Zustandes. Die depolarisierenden Stöße zerstören die Anisotropie des angeregten Zustandes; zwischen den Subniveaus (Zeeman-Zustände) findet ein Ausgleich der Besetzungen statt, die Gesamtbesetzung des Zustandes bleibt dabei erhalten. Die Relaxation (Löschung und Depolarisation) eines Atomzustandes durch Stoßwechselwirkungen läßt sich aus Messungen der Druckabhängigkeit von Hanle-Signalen und dem Grad der Ausrichtung bestimmen.

Bei Untersuchungen des Geschwindigkeitsverhaltens von Relaxationsprozessen kann die mittlere Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner durch eine Temperaturerhöhung vergrößert werden. Die technisch erreichbare Temperatur begrenzt den Geschwindigkeitsbereich. Wir haben uns die Aufgabe gestellt, das Geschwindigkeitsverhalten der Relaxationsquerschnitte in einem *außerthermischen* Geschwindigkeitsbereich (bewegtes Leuchten) zu untersuchen. Hierzu wenden wir eine andere Methode an (siehe Abbildung 1). Beschleunigte He^+-Ionen werden beim Durchfliegen eines Gastargets (Ne oder Ar oder Kr) neutralisiert und angeregt. Die Geschwindigkeit der leuchtenden He-Atome ist dabei etwa 10^3-mal größer als die thermische Geschwindigkeit.

Der durch einen Elektroneneinfang erzeugte 4^1D_2-Zustand des bewegten He-Atoms ist infolge der Zylinder-Symmetrie des Anregungsprozesses teilweise ausgerichtet [2].

Die experimentellen Ergebnisse am Stoßsystem $He(4^1D) + Ne$ sind schon früher mitgeteilt worden [3]. Hier soll nun die Theorie ausführlich behandelt und mit weiteren Meßergebnissen an den Systemen $He(4^1D) + Ar$ und $He(4^1D) + Kr$ verglichen werden.

2. Theoretischer Teil

2.1 Hanle-Effekt beim bewegten Leuchten

Voraussetzung für die Beobachtung des Hanle-Effektes ist eine unterschiedliche und kohärente Besetzung der Subniveaus. Wie bekannt ist, wird bei der Anregung die Symmetrie der anisotropen Anregungsbedingungen auf das Atom übertragen [4]. Zur Beschreibung eines kohärent angeregten Atoms sind die Multipole geeignet [5]. Die Orientierung (Symmetrie eines Dipolmoments) und die Ausrichtung (Symmetrie eines Quadrupolmoments) sind häufig benutzte Symmetriebezeichnungen. Ein Atomzustand

* Auszug aus D 26 beider Autoren.
Reprint requests to Prof. Dr. W. Hanle, I. Physikalisches Institut der Universität Gießen, *D-6300 Gießen*, Leihgesterner Weg 104—108.

mit der Drehimpulsquantenzahl j kann in $(2j+1)$ verschiedene Multipolordnungen $k=-j, \ -j+1, \ldots, +j$ unterteilt werden. Eine Multipolordnung k enthält $(2k+1)$ Komponenten $q=-k, \ -k+1, \ldots, +k$. Einer Multipolkomponente des angeregten Atomzustandes entspricht das Element $\varrho_q^{(k)}$ der Atom-Dichtematrix in der Multipoldarstellung. Die longitudinalen Multikolkomponenten $(q=0)$ werden durch die Einwirkung eines statischen Magnetfeldes nicht beeinflußt; dagegen präzedieren die transversalen Multipolkomponenten $(q\neq 0)$ um die Achse des Magnetfeldes. Bei linearer Energieaufspaltung der betrachteten Zeeman-Niveaus ist die Präzessionsfrequenz einer transversalen Multipolkomponente ein ganzzahliges Vielfaches der Larmor-Frequenz $\omega_L = g_j \mu_B H$ (g_j Landé-Faktor, μ_B Bohrsches Magneton). Durch ein statisches Magnetfeld ist keine Überführung einer Multipolordnung in andere Multipolordnungen möglich. Die zeitliche Entwicklung der Dichtemomente $\varrho_q^{(k)}$ kann deshalb durch die entkoppelten Bilanzgleichungen

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\varrho_q^{(k)} + (\Gamma_q^{(k)} + i\,q\,\omega_L)\cdot\varrho_q^{(k)} = A_q^{(k)} \tag{1}$$

beschrieben werden. $A_q^{(k)}$ kennzeichnet die zeitlich konstante Dichteänderung durch Niveau-besetzende Vorgänge (z.B. Anregung). Die Zustandsbreite $\Gamma_q^{(k)}$ setzt sich additiv aus der natürlichen Breite Γ_0, der Stoßzahl $Z_0^{(k)}$ für die Löschung des Multipoles k-ter Ordnung und der Stoßzahl $Z_q^{(k)}$ für die Depolarisation der q-ten Komponente zusammen.

$$\Gamma_q^{(k)} = \Gamma_0 + Z_0^{(k)} + Z_q^{(k)}\,. \tag{2}$$

Die Stoßzahlen $Z_q^{(k)}$ sind proportional der Teilchenzahldichte n und der mittleren Relativgeschwindigkeit v der Stoßpartner.

$$Z_q^{(k)} = n\,v\,\sigma_q^{(k)}(v)\,. \tag{3}$$

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_0^{(k)}$ beschreibt die Stoßlöschung des atomaren Multipoles k-ter Ordnung und $\sigma_q^{(k)}$ die Stoßdepolarisation der q-ten Komponente. Mit der Anfangsbedingung $t=0$, $\varrho_q^{(k)}=0$ ist die Lösung der Gl. (1) durch

$$\varrho_q^{(k)}(t) = \frac{A_q^{(k)}}{\Gamma_q^{(k)} + i\,q\,\omega_L} \cdot [1-\exp\{-(\Gamma_q^{(k)} + i\,q\,\omega_L\}\,t] \tag{4}$$

gegeben.

Beim Einschuß von He^+-Ionen der Geschwindigkeit v in ein Gastarget wird an der Beobachtungsstelle (siehe Abb. 1) das bewegte Leuchten derjenigen He-Atome registriert, die zwischen der Gasgrenze $(x=-1)$ und der Beobachtungsstelle $(x=0)$ umgeladen und angeregt wurden. Wird das bewegte Leuchten in einem großen Abstand x beobachtet, so gilt

$$t\,\Gamma_q^{(k)} = (x/v)\cdot\Gamma_q^{(k)} \gg 1\,.$$

In diesem stationären Grenzfall $(t\to\infty)$ enthält das Dichtemoment $\varrho_q^{(k)}$ keinen Modulationsterm [siehe Gl. (4)]

$$\varrho_q^{(k)} = A_q^{(k)}/(\Gamma_q^{(k)} + i\,q\,\omega_L)\,. \tag{5}$$

Die Intensität eines Strahlungsüberganges ist der Übergangswahrscheinlichkeit Φ und der Besetzungsdichte ϱ des Anfangszustandes proportional. Für die abgestrahlte Intensität der Multipolordnung k ergibt sich

$$I^{(k)} \propto \sum_{q=-k}^{k} \Phi_q^{(k)*}\cdot\varrho_q^{(k)}\,. \tag{6}$$

Die Momentkomponenten $\varrho_q^{(k)}$ bzw. $\Phi_q^{(k)}$ hängen über die Winkel β_a, α_a bzw. β_b, α_b von der Geometrie der Anregung (Index a) bzw. der Beobachtung (Index b) ab. $\beta_a(\beta_b)$ kennzeichnet den Winkel zwischen der Symmetrierichtung der Anregung (Beobachtung) und der z-Richtung (Magnetfeld). Der Winkel $\alpha_a(\alpha_b)$ wird durch die Projektion der Symmetrierichtung der Anregung (Beobachtung) in die x-y-Ebene und die x-Richtung gebildet. Diese Vereinbarung der Winkel stimmt mit der üblichen Winkelkonvention bei räumlichen Polarkoordinaten (Kugelkoordinaten) überein. Das Ergebnis unserer Berechnung der Hanle-Signale im stationären Fall ist

$$\begin{aligned}
I(\mathbf{a},\mathbf{b}) = {} & (C_0^{(0)}/\Gamma_0^{(0)}) && \Big\}\ k=0\,,\\
& + (C_0^{(1)}/\Gamma_0^{(1)})\cdot\cos\beta_a\cdot\cos\beta_b \\
& + (C_1^{(1)}/\Gamma_1^{(1)})\cdot\sin\beta_a\cdot\sin\beta_b\cdot\frac{\cos(\alpha_a-\alpha_b) + (\omega_L/\Gamma_1^{(1)})\cdot\sin(\alpha_a-\alpha_b)}{1+(\omega_L/\Gamma_1^{(1)})^2} && \Big\}\ k=1\,,\\
& + (C_0^{(2)}/\Gamma_0^{(2)})\cdot(3\cdot\cos^2\beta_a - 1)\cdot(3\cdot\cos^2\beta_b-1) \\
& + (C_1^{(2)}/\Gamma_1^{(2)})\cdot\sin\beta_a\cdot\cos\beta_a\cdot\sin\beta_b\cdot\cos\beta_b\cdot\frac{\cos(\alpha_a-\alpha_b) + (\omega_L/\Gamma_1^{(2)})\cdot\sin(\alpha_a-\alpha_b)}{1+(\omega_L/\Gamma_1^{(2)})^2} \\
& + (C_2^{(2)}/\Gamma_2^{(2)})\cdot\sin^2\beta_a\cdot\sin^2\beta_b\cdot\frac{\cos 2\cdot(\alpha_a-\alpha_b) + (2\cdot\omega_L/\Gamma_2^{(2)})\cdot\sin 2\cdot(\alpha_a-\alpha_b)}{1+(2\cdot\omega_L/\Gamma_2^{(2)})^2} && \Big\}\ k=2\,.
\end{aligned} \tag{7}$$

Die Koeffizienten $C_q^{(k)}$ beschreiben die „Stärke" der einzelnen Multipolkomponenten. Die Gl. (7) besteht aus drei Teilen.

a) Der Anteil mit $k=0$ beschreibt die Intensitätsabnahme durch die Zustandslöschung $(C_0^{(0)})$.

b) Der Anteil mit $k=1$ (Orientierung) gliedert sich in die Teile für die Löschung der Orientierung $(C_0^{(1)})$ und die Depolarisation der Orientierung $(C_1^{(1)})$.

c) Der Anteil mit $k=2$ (Alignment) gliedert sich in die Teile für die Löschung des Alignments $(C_0^{(2)})$, die Depolarisation der Alignmentkomponenten mit $q=1$ und in die Depolarisation der Alignmentkomponenten mit $q=2$.

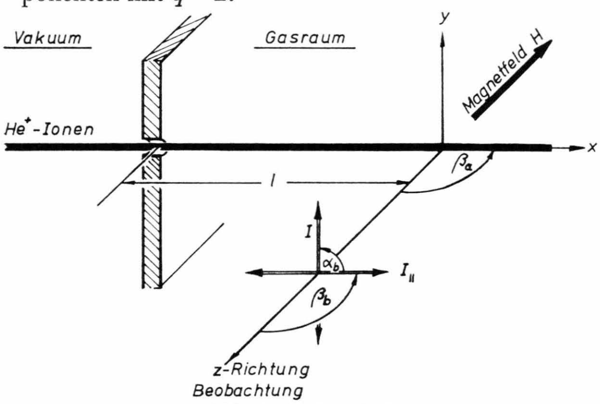

Abb. 1. Meßmethode.

Die Symmetrie der hier beschriebenen Stoßanregung erzeugt ein Alignment $(k=2)$.

Die Spezialisierung ($\beta_a=\beta_b=90°$, z. B. $\alpha_a=\alpha_b=0°$) der Gl. (7) auf das vorliegende Level-crossing-Experiment (siehe Abb. 1) führt zu einem Hanle-Signal mit Lorentz-Kurvenform. Aus der Halbwertsbreite des magnetfeldabhängigen Signalanteiles kann die Zustandsbreite $\Gamma_2^{(2)}$ bestimmt werden.

2.2 Der Ausrichtungsgrad

Der Ausrichtungsgrad R ist durch

$$R=(I_\parallel - I_\perp)/(I_\parallel + 2\,I_\perp) \tag{8}$$

definiert. Die Gl. (7) kann auch für den Fall ohne Magnetfeld $(\omega_L=0)$ zur Berechnung der Intensitäten $I_\parallel$ und $I_\perp$ benutzt werden. Ohne Magnetfeld ist die Strahlachse (Stoßrichtung) als Quantisierungsachse zu wählen, also in diesem Fall die x-Achse des Koordinatensystems der Abb. 1. Die Spezialisierung ($\beta_a=0°$, $\beta_b=0°$ bzw. $90°$, $\omega_L=0$) der Gl. (7) ergibt

$$\frac{R_0}{R}=\frac{\Gamma_0^{(2)}}{\Gamma_0^{(0)}}=1+\frac{n\,v\,\sigma_0^{(2)}}{\Gamma_0+n\,v\,\sigma_0^{(0)}}\,. \tag{9}$$

Dabei bezeichnet $R_0=2\,C_0^{(2)}/C_0^{(0)}$ den Ausrichtungsgrad beim Druck Null.

3. Experimenteller Teil

3.1 Meßapparatur

Zur Messung des Relaxationsverhaltens schneller angeregter Helium-Atome wird eine verbesserte Ionenstoßapparatur von Drtil [6] und Buchhaupt [7] benutzt. In einer Penning-Ionenquelle werden He^+-Ionen erzeugt, extrahiert, fokussiert und auf eine Energie von 5 bis 30 keV beschleunigt. Der Strahlstrom beträgt 10^{-5} bis 10^{-4} A. Durch eine schmale Bohrung gelangt der He^+-Ionenstrahl in die Stoßkammer, in der die Neutralisation der Helium-Ionen an den Targetgasen Neon, Argon und Krypton stattfindet. Das Helium-Leuchten wird senkrecht zum Ionenstrahl beobachtet. In Beobachtungsrichtung wird in einer Helmholtz-Anordnung ein Magnetfeld erzeugt, das kontinuierlich von positiven zu negativen Werten variiert werden kann. Die Beobachtungsoptik besteht im wesentlichen aus einem Polarisationsfilter und einem Gittermonochromator mit einem Auflösungsvermögen von 3 Å bei einer Wellenlänge von 4922 Å. Als Detektor dient ein Photomultiplier EMI 6256S.

Der Monochromator besitzt für verschiedene Richtungen von linear polarisiertem Licht eine unterschiedliche Transmission. Daher wird zur Messung des Ausrichtungsgrades das linear polarisierte Licht mit Hilfe eines $\lambda/4$-Plättchens in zirkulares Licht umgewandelt.

Der Abstand zwischen der Eintrittsöffnung für den He^+-Ionenstrahl in die Stoßkammer und dem Beobachtungort beträgt etwa $l=10$ cm (siehe Abbildung 1). Würde man einen kleineren Abstand wählen, so könnten entsprechend Gl. (4) Oszillationen im Hanle-Signal auftreten [8].

Das Ausgangssignal des Multipliers wird in einem Vielkanalanalysator gespeichert und über mehr als 1000 Magnetfelddurchläufe gemittelt. Dabei besteht eine eindeutige Zuordnung zwischen dem Magnetfeld und der Kanalnummer. Der Kernspeicherinhalt wird zur Auswertung der Meßkurven auf einen X-Y-Schreiber gegeben.

Untersucht wird die Relaxation des $He(4^1D)$-Zustandes mit Hilfe des Überganges $He(4^1D)\rightarrow He(2^1P)$, der einer Wellenlänge von 4922 Å entspricht. Durch Helium-Ionen-Stoß können auch die Target-Gase Neon, Argon und Krypton angeregt werden. Es konnte jedoch mit Hilfe des Doppler-Effektes bei einer Beobachtung unter 45° zum Ionenstrahl nachgewiesen werden, daß im Wellenlängenbereich von 4915 Å bis 4930 Å keine Linien der genannten Störgase mit meßbarer Intensität angeregt werden.

3.2 *Experimentelle Ergebnisse*

Die experimentell aus dem Hanle-Effekt ermittelten Zustandsbreiten $\Gamma_2^{(2)}$ des He(4^1D)-Zustandes in Abhängigkeit von der Störgasteilchendichte n der Fremdgase Neon, Argon und Krypton sind in den Abb. 2, 3, 4 dargestellt. Dabei ist die Geschwindigkeit v der schnellen, angeregten Helium-Atome-Parameter. Um die Abbildungen übersichtlich zu halten, haben wir nicht alle Meßkurven eingetragen, sondern nur die für die Grenzgeschwindigkeiten. Die Fehlerbreite ist ziemlich groß. Bei den beiden Stoßsystemen He(4^1D) + Ar und He(4^1D) + Kr treffen sich alle Geraden bei der Extrapolation zur Fremdgasteilchendichte $n = 0\ \mathrm{cm}^{-3}$ in einem Punkt, wie zu erwarten ist. Dies ist jedoch nicht beim Stoßsystem He(4^1D) + Ne der Fall. Wegen der relativ großen

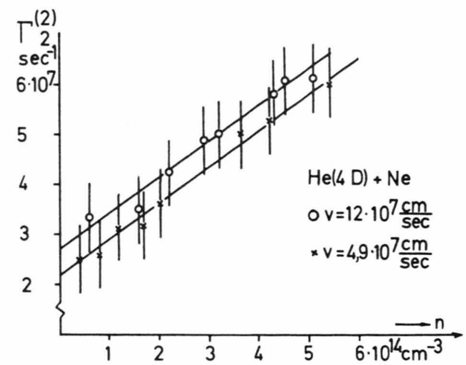

Abb. 2. Die Zustandsbreite $\Gamma_2^{(2)}$ des He(4^1D)-Zustandes in Abhängigkeit von der Störgasteilchendichte n des Neons.

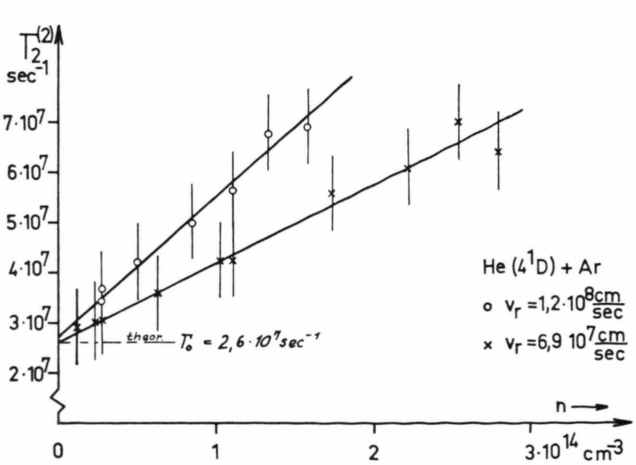

Abb. 3. Die Zustandsbreite $\Gamma_2^{(2)}$ des He(4^1D)-Zustandes in Abhängigkeit von der Störgasteilchendichte n des Argons.

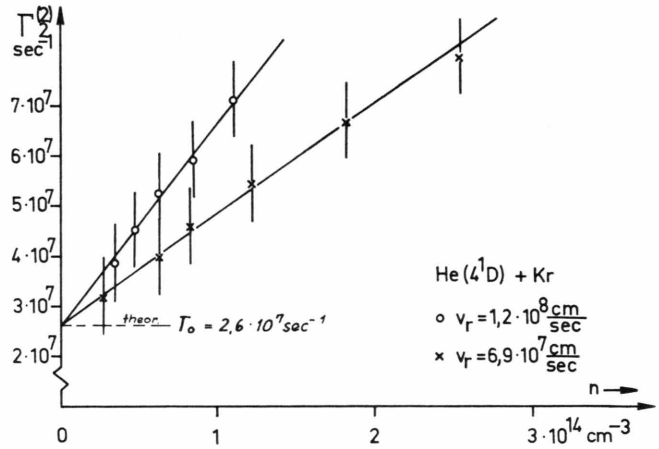

Abb. 4. Die Zustandsbreite $\Gamma_2^{(2)}$ des He(4^1D)-Zustandes in Abhängigkeit von der Störgasteilchendichte n des Kryptons.

Fehlerbreite unserer Ergebnisse glauben wir nicht, daß diese Diskrepanz eine Bedeutung hat, und dies um so mehr, weil sämtliche Meßpunkte der zwischen den Grenzwerten liegenden Relativgeschwindigkeiten zwischen den beiden eingezeichneten Geraden liegen.

Die Messungen werden nach den Gln. (2), (3) ausgewertet. Mit der üblichen Schreibweise $\sigma_2^{(2)} = \sigma_\mathrm{D}$ und $\sigma_0^{(0)} = \sigma_\mathrm{Q}$ erhält man

$$\Gamma_2^{(2)} = \Gamma_0 + n\, v \cdot \big(\sigma_\mathrm{D}(v) + \sigma_\mathrm{Q}(v)\big)\,. \qquad (10)$$

Die Extrapolation der Breite $\Gamma_2^{(2)}$ zur Störgasteilchendichte $n = 0$ ergibt die natürliche, ungestörte Zustandsbreite zu

$$\Gamma_0 = (2{,}6 \pm 0{,}5) \cdot 10^7\ \mathrm{sec}^{-1}\,.$$

Dieses Ergebnis stimmt mit den beim ruhenden Leuchten gemessenen Werten anderer Autoren [9–12] überein. Berücksichtigt man noch die Unabhängigkeit der natürlichen Zustandsbreite von den verschiedenen Anregungsprozessen, wie Elektronenstoß [9, 13], Protonenstoß [6, 7] und die Umladung eines schnellen Helium-Ions in ein angeregtes Atom, so kann man daraus schließen, daß der He(4^1D)-Zustand nicht durch kohärente Kaskaden [14] zusätzlich besetzt wird.

Aus der Steigung der Geraden Gl. (10) kann die Summe der Wirkungsquerschnitte $\sigma_\mathrm{D}(v) + \sigma_\mathrm{Q}(v)$ in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit v der Stoßpartner bestimmt werden. Es ist zu beachten, daß man aus der Breite des Hanle-Signals keine Informationen über die Größe der Einzelquerschnitte $\sigma_\mathrm{Q}(v)$ für die Löschung und $\sigma_\mathrm{D}(v)$ für die Depolarisation gewinnen kann.

Mißt man jedoch zusätzlich den Ausrichtungsgrad R, das heißt, die Anisotropie der emittierten Strahlung, so kann man nach den Gln. (8) und (9) die Einzelquerschnitte bestimmen. Die Abhängigkeit des Quotienten

$$(R_0/R) - 1$$

von der Störgasteilchendichte n der Edelgase Neon, Argon und Krypton ist in Abb. 5, 6, 7 dargestellt. Dabei wird noch die Geschwindigkeit der Helium-Atome variiert.

Wie die Abb. 5 zeigt, ist der Quotient $(R_0/R) - 1$ eine lineare Funktion der Teilchenzahldichte n der Störatome Neon. Daraus läßt sich schließen, daß die Löschung (Z_Q) gegenüber der Depolarisation

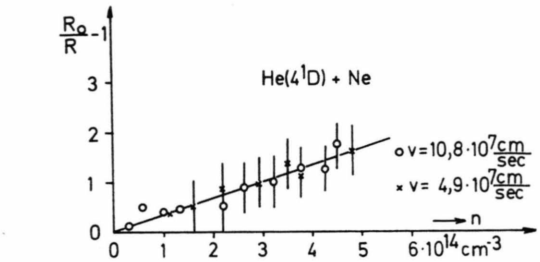

Abb. 5. Der Quotient $(R_0/R) - 1$ in Abhängigkeit von der Teilchenzahldichte n des Störgases Neon.

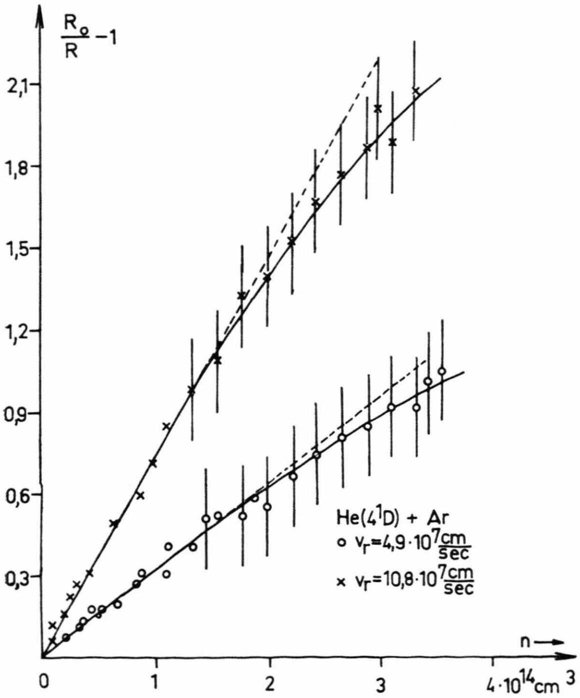

Abb. 6. Der Quotient $(R_0/R) - 1$ in Abhängigkeit von der **Teilchenzahldichte n des Störgases Argon.**

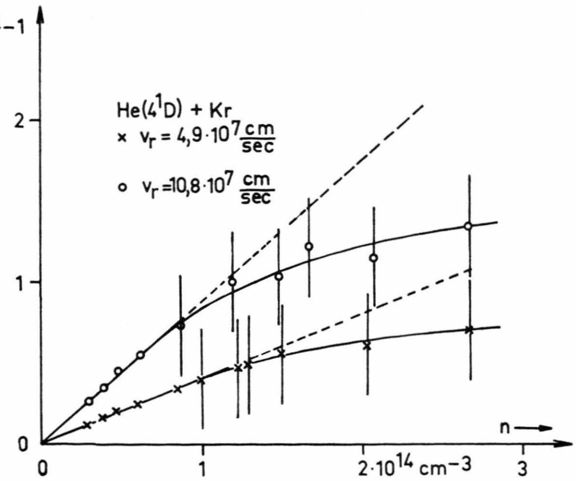

Abb. 7. Der Quotient $(R_0/R) - 1$ in Abhängigkeit von der **Teilchenzahldichte n des Störgases Krypton.**

($Z_0^{(2)} = Z_D$) vernachlässigt werden kann. Eine Abschätzung ergibt, daß Z_Q um wenigstens eine Zehnerpotenz kleiner als Z_D ist. Anders verhalten sich jedoch die Stoßsysteme He(4¹D) + Ar und He(4¹D) + Kr. Der Quotient $(R_0/R) - 1$ ist keine lineare Funktion der Teilchenzahldichte n (Abb. 6, 7). Die Abweichung von der Linearität wird jedoch erst bei höherer Teilchenzahldichte bemerkbar, das heißt, wenn die Stoßzahl Z_Q die gleiche Größenordnung wie die natürliche Zustandsbreite Γ_0 hat. Es tritt also zusätzlich zur Depolarisation ein Löschprozeß auf. – In der Tab. 1 werden die Ergebnisse aus den

Tab. 1. Zusammenstellung der Relaxationsquerschnitte des He(4¹D)-Zustandes bei den Stoßsystemen He(4¹D) + Ne, Ar, Kr in Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner.

	$\bar{\bar{He}}(4^1D, v)$ + Ne				$\bar{\bar{He}}(4^1D, v)$ + Ar				$\bar{\bar{He}}(4^1D, v)$ + Kr			
	Ausrichtungsgrad			Hanle Effekt	Ausrichtungsgrad			Hanle Effekt	Ausrichtungsgrad			Hanle Effekt
v [$10^7 \frac{cm}{s}$]	σ_D [Å²]	σ_Q [Å²]	$\sigma_D+\sigma_Q$ [Å²]	$\sigma_D+\sigma_Q$ [Å²]	σ_D [Å²]	σ_Q [Å²]	$\sigma_D+\sigma_Q$ [Å²]	$\sigma_D+\sigma_Q$ [Å²]	σ_D [Å²]	σ_Q [Å²]	$\sigma_D+\sigma_Q$ [Å²]	$\sigma_D+\sigma_Q$ [Å²]
4,9	17(3)	-	17(3)	15(2)	17(3)	3(1)	20(4)	21(3)	21(4)	12(4)	33(8)	34(5)
6,9	12(2)	-	12(2)	11(2)	16(3)	5(1)	21(4)	22(3)	22(5)	10(3)	32(8)	32(5)
8,5	8(1)	-	8(1)	9(1)	18(4)	4(1)	22(5)	21(3)	21(5)	13(4)	34(9)	36(6)
9,8	9(1)	-	9(1)	8(1)	19(4)	4(1)	23(5)	21(3)	22(4)	8(3)	30(7)	30(5)
10,8	8(1)	-	8(1)	7(1)	17(3)	5(1)	22(5)	23(4)	21(5)	10(3)	32(8)	34(5)
12,0	-	-	-	6(1)	-	-	-	22(3)	-	-	-	32(5)

beiden Meßmethoden – Hanle-Effekt und Grad der Ausrichtung – gegenüber gestellt. Innerhalb der Fehlerbreiten stimmen die Summen aus den Depolarisationsquerschnitten und Löschquerschnitten beider Meßmethoden überein.

Aus der Tab. 1 können folgende Ergebnisse abgelesen werden:

a) Die Löschquerschnitte sind kleiner als die Depolarisationsquerschnitte.

b) Die Störung nimmt mit steigender Ordnungszahl der Stoßpartner zu.

c) Im Geschwindigkeitsbereich von 5 bis $12 \cdot 10^7$ cm $\sec^{-1}$ ist der Depolarisationsquerschnitt für das Stoßsystem $He(4^1D) + Ne$ umgekehrt proportional der Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner, d. h. $\sigma_D(v) \propto v^{-1}$. Im Gegensatz dazu sind sowohl die Depolarisationsquerschnitte als auch die Löschquerschnitte für die beiden Stoßsysteme $He(4^1D) + Ar$ und $He(4^1D) + Kr$ unabhängig von der Relativgeschwindigkeit.

4. Diskussion der Meßergebnisse

Der erste Teil dieses Abschnittes behandelt mehrere Stoßprozesse, die eine Löschung des $He(4^1D)$-Zustandes verursachen könnten. Der zweite Teil diskutiert Stoßprozesse, die für die Zerstörung der Ausrichtung verantwortlich sein könnten. Der dritte Teil beschäftigt sich mit der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Relaxationsquerschnitte (Depolarisations- und Löschquerschnitte) in einem Bereich weit außerhalb der thermischen Geschwindigkeit.

4.1 Die Löschung des He(4¹D)-Zustandes

Zur Deutung der Löschung des $He(4^1D)$-Zustandes sind vier Prozesse denkbar:

a) Stoßinduzierte Überführungen zwischen den Helium-Singulett-Niveaus,

b) Überführungen vom Singulett- ins Triplett-System,

c) Ionisierung des angeregten Helium-Atoms,

d) Löschung infolge von Penning-Stößen.

Die stoßinduzierte Überführung a) des $He(4^1D)$-Zustandes auf Grund einer Wechselwirkung mit den Argon- und Krypton-Atomen in die naheliegenden $He(4^1S, 4^1P, 4^1F)$-Zustände könnte eine Löschung des $He(4^1D)$-Zustandes bewirken. Gleichzeitig kann jedoch der $He(4^1D)$-Zustand durch den entgegengesetzten Überführungsprozeß $He(4^1S, 4^1P, 4^1F) \rightarrow He(4^1D)$ wieder besetzt werden.

Nahezu ausgeschlossen werden kann jedoch eine Überführung vom Singulett- ins Triplett-System, da sich dabei der Gesamtelektronenspin S um $\Delta S = 1$ ändern würde. Wegen der Gültigkeit der Russel-Saunders-Kopplung für die $He(4^1D)$- und $He(4^3D)$-Zustände sollte der Gesamtelektronenspin der Stoßpartner vor und nach dem Stoß eine Erhaltungsgröße sein [15].

Nun zum dritten möglichen Prozeß. Die Ionisierungsenergie des Helium-Atoms beträgt 24,47 eV, die Anregungsenergie des $He(4^1D)$-Zustandes 23,74 eV [16]. Daher besitzt das Leuchtelektron des Helium-Atoms im 4^1D-Zustand eine Bindungsenergie von nur 0,73 eV. Infolge eines Stoßes zwischen dem bewegten Helium-Atom im 4^1D-Zustand mit dem Störgas Argon oder Krypton ist der folgende Ionisationsprozeß denkbar:

$$He(4^1D) + \genfrac{}{}{0pt}{}{Ar}{Kr} \rightarrow He^+ + \genfrac{}{}{0pt}{}{Ar}{Kr} - e^-(0{,}73\ eV) .$$

Dabei wird nur ein winziger Teil der kinetischen Energie des bewegten Helium-Atoms zur Ionisation verwendet.

Ein weiterer Prozeß, der eine Löschung des $He(4^1D)$-Zustandes verursachen kann, ist die Überführung der Anregungsenergie des $He(4^1D)$-Zustandes auf das Störatom Argon oder Krypton. Die Anregungsenergie des $He(4^1D)$-Zustandes reicht aus, um Argon oder Krypton infolge eines Penning-Stoßes zu ionisieren, wobei das Helium-Atom in den Grundzustand übergeht. Die Energiedifferenz zwischen der Anregungsenergie und der Ionisationsenergie übernimmt das freiwerdende Elektron als kinetische Energie.

$$He(4^1D) + Ar \rightarrow He(1^1S_0) + Ar^+ + e^- \ (7{,}98\ eV) ,$$
$$He(4^1D) + Kr \rightarrow He(1^1S_0) + Kr^+ + e^- \ (9{,}74\ eV) .$$

Somit erweist sich die Löschung als ein vielschichtiger Prozeß. An Hand der vorliegenden Untersuchungen kann nicht entschieden werden, ob einer der möglichen Prozesse eine dominierende Rolle spielt.

4.2 Die Depolarisation des Alignments des He(4¹D)-Zustandes

Die im außerthermischen Bereich ermittelten Depolarisationsquerschnitte steigen mit wachsender Kernladungszahl der Stoßpartner Neon, Argon und Krypton entsprechend der zunehmenden Polarisierbarkeit an. Ein Anwachsen der Depolarisationsquerschnitte mit steigender Kernladungszahl wurde auch in anderen Fällen im thermischen Geschwindigkeitsbereich von Piketty-Rives [17], Casalta, Barrat [18] und Pepperl [19] beobachtet.

Zur Deutung der Depolarisationsquerschnitte sollen nun zwei Mechanismen angegeben werden, die eine Zerstörung der Ausrichtung verursachen könnten.

a) Der Stoßprozeß mit den Störgasen (Neon, Argon und Krypton) kann Übergänge zwischen den einzelnen Zeeman-Niveaus des He(4^1D)-Zustandes erzeugen.

Dabei wird die anfänglich unterschiedliche Besetzungsdichte der einzelnen Zeeman-Niveaus mit verschiedenem $|m_j|$ aufgehoben. Es entsteht eine Gleichverteilung, ohne daß dabei die Gesamtbesetzung des angeregten Zustandes geändert wird.

b) Bei der Stoßanregung werden alle Helium-Zustände, also neben dem He(4^1D)-Zustand auch die He(4^1P)- und He(4^1F)-Zustände besetzt. Die Helium-Zustände 4^1P, 4^1D und 4^1F liegen energetisch sehr nahe beieinander, so daß Überführungen zwischen diesen Zuständen infolge von nachfolgenden Stößen möglich sind. Diese Transfer-Prozesse können die nicht statistische Besetzung der Subniveaus des He(4^1D)-Zustandes aufheben und somit die Ausrichtung zerstören.

Experimentell kann man jedoch nicht entscheiden, welcher dieser beiden denkbaren Prozesse für die Zerstörung der Ausrichtung vorwiegend verantwortlich ist. Dazu müßte man die einzelnen Übergänge He(4^1P) $\rightarrow$ He(4^1D) und He(4^1F) $\rightarrow$ He(4^1D) untersuchen.

4.3 Deutung des Geschwindigkeitsverhaltens der Relaxationsquerschnitte

Wie schon mehrfach erwähnt, sind die Experimente dieser Arbeit in einem bislang nicht untersuchten Geschwindigkeitsbereich von $v = 5$ bis $12 \cdot 10^7 \text{ cm sec}^{-1}$ durchgeführt worden. Dabei ergibt sich folgendes (Tab. 1): Die Depolarisations- und Löschquerschnitte des He(4^1D)-Zustandes sind im genannten Geschwindigkeitsbereich unabhängig von der Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner für die beiden Systeme He(4^1D) + Ar und He(4^1D) + Kr. Im Gegensatz dazu ist der Depolarisationsquerschnitt beim Stoßsystem He(4^1D) + Ne proportional der reziproken relativen Geschwindigkeit der Stoßpartner (siehe auch die Abb. 3 und 4 in Ref. [3]).

Für ein Potential $V(r) \propto r^{-n}$ ergibt die Theorie [20] eine Abhängigkeit der Relaxationsquerschnitte von der Geschwindigkeit gemäß $\sigma(v) \propto v^{[-2/(n-1)]}$. Fliegen die beiden Stoßpartner mit großer Geschwindigkeit aufeinander zu, so können sie sich so nahe kommen, daß sich die Elektronenwolken beider Atome überlappen. Zwischen den Stoßpartnern herrscht ein abstoßendes Potential kurzer Reichweite vor. Im Grenzfall kann man das Wechselwirkungspotential durch ein *hard sphere potential*

$$V(r) = \begin{cases} \infty & \text{für } r \leqq r_0, \\ 0 & \text{für } r < r_0 \end{cases}$$

beschreiben, das dann in Übereinstimmung mit den Ergebnissen bei den Stoßsystemen He(4^1D) + Ar und He(4^1D) + Kr geschwindigkeitsunabhängige Relaxationsquerschnitte liefert. Mit diesem Modell kann jedoch nicht das Geschwindigkeitsverhalten des Depolarisationsquerschnitts des He(4^1D)-Zustandes beim Stoßsystem He(4^1D) + Ne gedeutet werden. Die Abhängigkeit $\sigma_D(v) \propto v^{-1}$ weist auf eine Resonanzwechselwirkung zwischen den Stoßpartnern Helium und Neon hin [21, 22]. Es ist jedoch nicht zu verstehen, warum das Stoßsystem He(4^1D) + Ne ein gänzlich anderes Geschwindigkeitsverhalten als die Systeme He(4^1) + Ar und He(4^1D) + Kr zeigt.

Zur Klärung dieser Frage soll der untersuchte Geschwindigkeitsbereich vergrößert und auch am Stoßsystem He(4^1D) + He und He(4^1D) + Xe gemessen werden.

Wir danken Herrn Prof. Dr. Dr. E. h. W. Hanle für die stete Förderung dieser Arbeit. Dem Institutsdirektor, Herrn Prof. Dr. A. Scharmann, und der Deutschen Forschungsgemeinschaft gebühren Dank für die finanzielle Unterstützung.

1 W. Hanle, Naturwiss. **11**, 690 [1923]; Z. Physik **30**, 93 [1924]; Erg. exakt. Naturwiss. **4**, 2144 [1925].

2 L. Wolterbeek-Muller u. F. J. de Heer, Physica **48**, 345 [1970].

3 W. Bachmann u. W. Janke, Z. Naturforsch. **27 a**, 579 [1972].

4 I. C. Percival u. M. J. Seaton, Phil. Trans. Roy. Soc. London **A 251**, 113 [1958].

5 W. Happer, Rev. Mod. Phys. **44**, 169 [1972].

6 W. Drtil, Z. Naturforsch. **24 a**, 350 [1969].

7 K. Buchhaupt, Z. Naturforsch. **27 a**, 572 [1972].

8 M. Carré, J. Désesquelles, M. Dufay u. M. L. Gaillard, Phys. Rev. Lett. **27**, 1407 [1971].

9 W. Schöck, Z. Naturforsch. **27 a**, 1331 [1972].

10 O. Nedelec, These, Grenoble 1966.

11 B. Kay u. H. Hughes, Phys. Rev. **154**, 61 [1967].

12 L. Osherovich u. F. Verolainen, Opt. Spectr. **24**, 81 [1968].

13 W. Janke, Diplomarbeit, Gießen 1969.

14 W. Schöck, Z. Naturforsch. **27 a**, 1731 [1972].

15 C. C. Lin u. R. G. Fowler, Ann. Physics **15**, 461 [1962].

16 A. R. Striganow u. N. S. Sventitskii, Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms, IFI/Plenum, New York 1968.

17 C. A. Piketty-Rives, F. Grossetete u. J. Brossel, C. R. Acad. Sci. Paris **258**, 1189 [1964].

18 D. Casalta u. M. Barrat, C. R. Acad. Sci. Paris **265 B**, 35 [1967].

19 R. Pepperl, Z. Naturforsch. **25 a**, 927 [1970].

20 C. G. Carrington u. A. Corney, J. Phys. B Atom. Mol. Phys. **4**, 869 [1971].

21 A. Omont, J. de Phys. Paris **26**, 26 [1965].

22 R. Seiwert, Springer Tracts in Modern Physics **47**, 144 [1968].