

Wirkungsquerschnitte für die Desorientierung von Quecksilberatomen im metastabilen 6^3P_2 -Zustand durch Stöße mit Edelgasen

M. BAUMANN und A. EIBOFNER

Physikalisches Institut der Universität Tübingen

(Z. Naturforsch. **23 a**, 1409—1410 [1968]; eingegangen am 9. Juli 1968)

Die Desorientierung ausgerichteter Hg-Atome im metastabilen 6^3P_2 -Zustand durch Stöße mit Edelgasen wurde bisher in zwei Arbeiten^{1, 2} untersucht. Beidemal wurde die Relaxationszeit für den Abbau der Ausrichtung bei den geraden Hg-Isotopen aus der Linienbreite von HF-Übergängen $\Delta m = \pm 1$ zwischen den Zeeman-Termen des 6^3P_2 -Niveaus bestimmt. Die Meßverfahren unterschieden sich lediglich in der Erzeugungsweise der ausgerichteten metastabilen Atome: Während bei den Messungen von TITTEL mit Elektronenstoßanregung gearbeitet wurde, benützten CASALTA und BARRAT die stufenweise Anregung des 7^3S_1 -Niveaus und der 6D-Zustände über den 6^3P_1 -Term, um über die anschließenden Zerfälle $7^3S_1 \rightarrow 6^3P_2$ bzw. $6D \rightarrow 6^3P_2$ eine Ausrichtung des 6^3P_2 -Zustandes auf rein optischem Wege zu erreichen. Es zeigte sich, daß die nach² ermittelten Wirkungsquerschnitte für die Desorientierung systematisch etwas kleiner waren als die Werte von TITTEL. In der vorliegenden Arbeit wird eine weitere Untersuchung mit einer gegenüber¹ verbesserten Elektronenstoßanordnung beschrieben.

Das Meßverfahren und der experimentelle Aufbau sind bereits früher^{1, 3} ausführlich dargestellt worden: Das metastabile Hg-Niveau 6^3P_2 , das in einem statischen Magnetfeld in fünf Zeeman-Terme aufspaltet, wird vom 6^1S_0 -Grundzustand aus durch Elektronenstoß angeregt. Dabei werden im allgemeinen die Zeeman-Niveaus ungleichmäßig besetzt, so daß eine Ausrichtung (engl. *alignment*) des 6^3P_2 -Zustandes erreicht wird⁴. Die Besetzungsunterschiede werden abgebaut, wenn durch ein hochfrequentes Magnetfeld H_1 Übergänge $\Delta m = \pm 1$ zwischen den Zeeman-Niveaus induziert werden. Zum Nachweis der Umbesetzungen wird die Änderung der Absorption der polarisiert eingestrahlten Hg-Linie $\lambda = 5461 \text{ Å}$, die einem Übergang vom 6^3P_2 -zum 7^3S_1 -Niveau entspricht, gemessen. Benutzt man dazu π -Licht, also parallel zum statischen Magnetfeld linear polarisiertes Licht, so kann diese Strahlung wegen der Auswahlregel $\Delta m = 0$ nur von den Hg-Atomen in den drei „inneren“ Zeeman-Niveaus $m = 0, \pm 1$ des 6^3P_2 -Zustandes absorbiert werden. Die Absorption nimmt dann im Fall der HF-Resonanz zu oder ab, je nachdem, ob die „äußerer“ oder „inneren“ Zeeman-Niveaus des 6^3P_2 -Zustandes von den Elektronen bevorzugt angeregt werden. Aus der Restlinienbreite ΔH_0 , die sich durch Extrapolation der Linienbreite des HF-

Signals auf die HF-Feldstärke $H_1 = 0$ ergibt, läßt sich die Relaxationszeit τ_1 für den Abbau einer Ausrichtung im 6^3P_2 -Zustand nach der Beziehung $\Delta H_0 = 2/\gamma \tau_1$ (γ = gyromagnetischer Faktor) ermitteln. (τ_1 ist genau genommen die Relaxationszeit für den Abbau einer transversalen Komponente der Ausrichtung⁵.) Dabei müssen apparative Linienverbreiterungen durch Feldinhomogenitäten und Streufelder vermieden werden³; insbesondere muß durch Extrapolation der Restbreite ΔH_0 auf die Elektronenstromstärke Null der geringe Einfluß des Magnetfeldes des Anregungsstroms auf die Linienbreite eliminiert werden¹.

Aus der Relaxationszeit τ_1 läßt sich der Wirkungsquerschnitt σ für die Desorientierung der metastabilen Hg-Atome durch Edelgase nach der folgenden Gleichung bestimmen⁶

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau} + 2N\sigma \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{kT}{m_0} \left(\frac{1}{M_{\text{Hg}}} + \frac{1}{M} \right)}.$$

Dabei ist N die Teilchendichte der stoßenden Edelgasatome, m_0 die atomare Masseneinheit, k die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur, M_{Hg} und M die Molekulargewichte von Quecksilber bzw. vom untersuchten Edelgas. Der Term $1/\tau$ berücksichtigt Quenchprozesse durch Wandstöße oder Atomstöße, sowie den konstanten Anteil der desorientierenden Stöße mit Hg-Atomen im Grundzustand. Eine Messung der effektiven Lebensdauer des 6^3P_2 -Zustandes bei den verschiedenen Fremdgasdrucken nach dem in³ beschriebenen Verfahren ergab, daß die Quenchprozesse nur einen sehr geringen Beitrag zu $1/\tau$ leisten und daß außerdem dieser Anteil in dem untersuchten Druckbereich von $2 \cdot 10^{-3}$ bis 10^{-2} Torr unabhängig vom Edelgasdruck war. Dies bedeutet, daß $1/\tau$ insgesamt unabhängig von N ist, so daß $1/\tau_1$ als Funktion von N eine Gerade ergibt, aus deren Anstieg der Wirkungsquerschnitt σ ermittelt werden kann.

Bei der Ausführung der Messungen kommt es vor allem darauf an, genügend große Besetzungsunterschiede zwischen den Zeeman-Termen des 6^3P_2 -Zustandes zu erzeugen. Die Besetzungsunterschiede sind in reinem Quecksilber am größten, wenn die Elektronenergie etwa 15 eV beträgt und der Elektronenstrahl parallel zum äußeren Magnetfeld verläuft³. In diesem Fall werden die drei inneren Zeeman-Niveaus $m = 0, \pm 1$ bevorzugt angeregt. Bei Zusatz von Edelgasen vermindern sich die Besetzungsunterschiede, weil die Elektronen durch elastische Streuung an den Edelgasatomen ihre Vorzugsrichtung parallel zum Magnetfeld verlieren. TITTEL umging diese Schwierigkeit, indem er die Glühkathode unmittelbar an das Resonanzvolumen heranrückte. Der Nachteil ist dabei, daß sich die Gas-temperatur direkt über der Kathode nur schwer bestimmen läßt, so daß systematische Fehler zu befürchten sind. In der vorliegenden Arbeit wurde daher der

¹ K. TITTEL, Z. Phys. **187**, 421 [1965].

² D. CASALTA u. M. BARRAT, C. R. Acad. Sci. Paris **265**, B 35 [1967].

³ M. BAUMANN, Z. Phys. **173**, 519 [1963].

⁴ H. G. DEHMELT, Phys. Rev. **103**, 1125 [1956].

⁵ M. BAUMANN u. E. JACOBSON, Z. Phys. **212**, 32 [1968].

⁶ A. C. G. MITCHELL u. M. W. ZEMANSKY, Resonance Radiation and Excited Atoms. Cambridge University Press 1933, 1961.



Resonanzraum so weit von der Kathode entfernt, daß eine genauere Temperaturbestimmung möglich war. Die weiter unten besprochene Sekundärelektronenanregung ergab dennoch genügend große Signale.

Die Elektronen wurden aus einer indirekt geheizten ebenen Kathode (Fläche 3 cm^2) ausgelöst und durch ein Ziehgitter direkt über der Kathode in Richtung des äußeren Magnetfeldes beschleunigt. Ungefähr 8 cm oberhalb der Kathode befand sich ein zweites Gitter und 2 cm darüber folgte die Anode. Als Resonanzvolumen diente der Raum zwischen dem zweiten Gitter und der Anode. Die größten Signale erhielt man, wenn die Kathode auf 0 Volt, das Ziehgitter auf $\approx 20 \text{ V}$, das zweite Gitter auf $\approx 40 \text{ V}$ und die Anode auf $\approx 100 \text{ V}$ lagen. Die Anodenstromstärke war bei den Messungen $\leq 80 \text{ mA}$. Aus dem Vorzeichen der Signale folgt, daß bei dieser Anordnung die äußeren Zeeman-Niveaus des 6^3P_2 -Zustandes bevorzugt angeregt werden.

Dies ist ein Hinweis darauf, daß die Anregung der metastabilen Hg-Atome unter den obigen Potentialverhältnissen anders abläuft als in ¹ und ³, wo die Anregung mit 15 eV-Elektronen erfolgte, die direkt aus der Kathode kamen. Für die Abhängigkeit der Signalamplitude vom Druck des zugefügten Edelgases ergibt sich keine monoton fallende Kurve wie bei ¹, sondern eine Funktion, die bei niedrigen Edelgasdrucken ($< 1 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$) ein flaches Maximum durchläuft und dann mit zunehmendem Druck monoton abfällt. Außerdem nimmt die Signalamplitude mit steigendem Hg-Dampfdruck im Resonanzraum zu, im Gegensatz zu ³, wo das Signal mit zunehmender Hg-Teildichtheit stark abnahm. Diese Druckabhängigkeit der Signale lassen sich erklären, wenn man annimmt, daß die Hg-Atome von den Sekundärelektronen angeregt werden, die im Raum zwischen dem zweiten Gitter und der Anode durch Ionisation von Edelgas- und Hg-Atomen durch die aus der Kathode ausgelösten Elektronen gebildet werden ⁷. Das Vorzeichen des Signals hängt bei dieser Sekundärelektronenanregung von der Stromstärke ab: bei sehr niedrigen Stromstärken $< 1 \text{ mA}$ werden auch unter den oben beschriebenen Potentialverhältnissen die inneren Zeeman-Niveaus bevorzugt angeregt, erst bei höheren Strömen die äußeren. Dies deutet darauf hin, daß das Vorzeichen des Signals mit der Ausbildung von Raumladungen im Resonanzraum zusammenhängt: Die Raum-

ladung kann eine Radialkomponente des elektrischen Feldes erzeugen. Dadurch werden die Sekundärelektronen senkrecht zum statischen Magnetfeld beschleunigt, was zu einer bevorzugten Anregung der äußeren Zeeman-Niveaus führen kann.

Alle Messungen wurden mit Sekundärelektronenanregung durchgeführt. Zur Bestimmung der Gas temperatur im Resonanzraum wurden die Temperaturen der Wände, die den Resonanzraum begrenzen, mit Thermoelementen gemessen. Daraus ergab sich eine mittlere Gastemperatur von $350 \text{ }^\circ\text{K}$. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte wurden nach BYRON und FOLEY ⁸ auf Zimmertemperatur ($295 \text{ }^\circ\text{K}$) umgerechnet. Die Ergebnisse sind in Tab. 1 zusammengefaßt und mit den früheren Werten verglichen.

σ in 10^{-16} cm^2

	Diese Arbeit	TITTEL ¹	CASALTA et al. ²	$\frac{\sigma(6^3\text{P}_2)}{\sigma(6^3\text{P}_1)}$
Helium	63 ± 7	71 ± 10	53 ± 9	$1,57 \pm 0,30$
Neon	84 ± 8	82 ± 10	68 ± 9	$1,80 \pm 0,28$
Argon	179 ± 20	153 ± 12	129 ± 16	$2,15 \pm 0,32$
Krypton	238 ± 27	204 ± 28	182 ± 22	$1,95 \pm 0,31$
Xenon	342 ± 34	291 ± 41	239 ± 31	$2,00 \pm 0,28$

Tab. 1.

Während die Ergebnisse dieser Arbeit innerhalb der Fehlerngrenzen mit den Werten von TITTEL übereinstimmen, wodurch die in ¹ durchgeführte Temperaturbestimmung bestätigt wird, liegen sie systematisch höher als die von CASALTA und BARRAT gemessenen Querschnitte.

In der letzten Spalte ist jeweils das Verhältnis der Desorientierungsquerschnitte für das 6^3P_2 - und 6^3P_1 -Niveau angegeben [$\sigma(6^3\text{P}_1)$ wurde aus ⁹ entnommen]. Nach der Theorie von OMONT ¹⁰ ist für dieses Verhältnis ein Zahlenwert zwischen 1,14 und 1,3 zu erwarten. Mit Ausnahme des Wertes für He liegen die experimentellen Ergebnisse deutlich über dem theoretischen Wert.

Herrn Prof. Dr. H. KRÜGER danken wir für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft stellte die für die Untersuchung erforderlichen Mittel zur Verfügung.

⁷ A. EIBOFNER, Diplomarbeit 1968, Physikalisches Institut der Universität Tübingen.

⁸ F. W. BYRON u. H. M. FOLEY, Phys. Rev. **134**, A 625 [1964].

⁹ J. P. BARRAT, D. CASALTA, J. L. COJAN u. J. HAMEL, J. Phys. **27**, 608 [1966].

¹⁰ A. OMONT, J. Phys. **26**, 26 [1965].