

der Raumwinkelkorrektur ergaben sich die Korrelationskoeffizienten:

$$A_2 = -0,12 \pm 0,04; \quad A_4 = 0,05 \pm 0,06$$

und die Winkelkorrelationsfunktion:

$$W(\Theta) = 1 - (0,12 \pm 0,04) P_2(\cos \Theta) + (0,05 \pm 0,06) P_4(\cos \Theta).$$

Der Anteil der Quadrupolstrahlung des $1^- \rightarrow 1^-$ (54 bzw. 80 keV) Übergangs ist nach GEIGER u. a.¹⁵ kleiner als 1%. Somit liegt der Winkelkorrelation die

Spinfolge $1^-(M1, E2) 1^-(M1) 0^-$ oder $0^-(M1) 1^-(M1, E2) 1^-$ und ein $(M1, E2)$ -Mischungsverhältnis $0,06 \geq \delta \geq -0,11$ (Abb. 2) zugrunde. Dieses Meßergebnis steht in Übereinstimmung mit dem von ZUK und GUSTAFSSON.

Herrn Prof. Dr. W. HANLE danken wir für sein stetes Interesse und Herrn Dr. W. REISER für zahlreiche wertvolle Diskussionen. Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung sei für die Bereitstellung von Forschungsmitteln gedankt.

Lebensdauer des Neonniveaus $2p_6$

D. ROSENBERGER und I. THUMB

Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München

(Z. Naturforsch. **21 a**, 175—177 [1966]; eingeg. am 14. Dezember 1965)

Die Neonniveaus $2p_5 3p$, nach PASCHEN auch mit $2p_1$ bis $2p_{10}$ bezeichnet, bilden die Endterme für eine Reihe von sichtbaren und infraroten Laserübergängen des kontinuierlichen He-Ne-Lasers. In gepulsten Neon-Entladungen haben sie jedoch auch als Oberterme für superstrahlende Laserübergänge in die $2p_5 3s$ -Niveaus Bedeutung erlangt (s. Abb. 1). Der Übergang $2p_6 - 1s_5$ zeichnet sich dabei durch besonders hohe Verstärkung und Intensität aus.

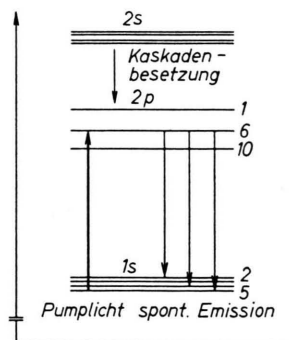


Abb. 1. Termschema des Neon (PASCHENSche Bezeichnung). Die Besetzung des $2p_6$ -Niveaus erfolgt durch Resonanzabsorption aus $1s_5$. Bei Elektronenstoßanregung kann Kaskadenbesetzung aus $2s$ oder $3d$ auftreten.

Die Lebensdauerwerte der $2p$ -Niveaus bzw. die Übergangswahrscheinlichkeiten der verschiedenen $2p - 1s$ -Übergänge sind wiederholt auf direktem und indirektem Weg gemessen worden. Bei den indirekten Meßmethoden wurden die EINSTEINSchen A -Koeffizienten

entweder aus dem Verlauf der anomalen Dispersion in der Umgebung der betreffenden Linie^{1, 2} oder aus absoluten Intensitätsmessungen³ bestimmt. In beiden Fällen muß die Besetzungsdichte der zugehörigen Niveaus als bekannt vorausgesetzt werden, was zu relativ großen systematischen Fehlern in den Absolutwerten der A -Koeffizienten führen kann. Die relative Genauigkeit dagegen erweist sich als sehr hoch.

Bei den direkten Verfahren wurde die Lebensdauer entweder aus der Phasenverschiebung des emittierten Lichtes gegenüber einem periodischen Anregungsprozeß⁴ oder mittels der Methode der verzögerten Koinzidenz^{5, 6} bestimmt. Bei diesem Verfahren wird die mittlere Lebensdauer direkt aus den statistisch streuenden Zerfallszeiten von Einzelprozessen gewonnen. Bei Anregung mit scharfen Pulsen streng monoenergetischer Elektronen läßt sich dabei eine Genauigkeit erreichen, welche die der anderen Verfahren übertrifft.

Schon durch einen kleinen Anteil höherenergetischer Elektronen kann allerdings bei den direkten Methoden eine Besetzung der $2s$ -Niveaus stattfinden (s. Abb. 1), was zu einer unerwünschten Kaskadenbesetzung der $2p$ -Niveaus und damit zu verfälschten Meßergebnissen führt. Der Kaskadeneinfluß wird mit hoher Wahrscheinlichkeit bei der Methode der Phasenverschiebung⁴ auf Grund der modulierten Anregungsenergie am größten sein⁵.

Die bisher bekannten Meßergebnisse streuen bei den einzelnen Niveaus über eine Größenordnung. So ergeben sich beispielsweise für das $2p_6$ -Niveau Lebensdauerwerte zwischen 13 ns und 115 ns (Tabelle). Die relative Genauigkeit der Lebensdauerwerte unterschiedlicher Niveaus ist demgegenüber in einigen Publikationen wesentlich höher, so daß die Abweichungen in der Regel auf systematische Fehler zurückzuführen sein werden.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Lebensdauer des $2p_6$ -Niveaus neu bestimmt. Im Gegensatz zu den bisherigen Methoden wurde das Niveau durch optisches Pumpen aus dem metastabilen $1s_5$ -Niveau besetzt (s.

¹ R. LADENBURG, Rev. Mod. Phys. **5**, 243 [1933].

² A. PERY-THORNE u. J. E. CHAMBERLAIN, Proc. Phys. Soc. London **A 82**, 133 [1963].

³ E. A. McLEAN, Proc. VI. Intern. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases, Paris, **III**, 389 [1963].

⁴ J. H. E. GRIFFITHS, Proc. Roy. Soc. London **A 143**, 588 [1934].

⁵ W. R. BENNETT, JR., P. J. KINDLMANN u. G. N. MERCER, Appl. Opt., Supplement on Chemical Lasers, **36** [1965].

⁶ J. Z. KLOSE, Private Mitteilung, zur Veröffentlichung in Phys. Rev. **141**, Nr. 1 [1966] vorgesehen.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Abb. 1). Die notwendige, hohe Besetzungsdichte des $1s_5$ -Niveaus in der Absorptionszelle ließ sich durch eine kontinuierliche Neonentladung auf einfache Weise einstellen. Die Pumplichtimpulse entstammten einem bei 6143 \AA ($2p_6 - 1s_5$) emittierenden Neon-Laser⁷. Auf Grund der selektiven Anregung waren Störungen durch Kaskadenübergänge ausgeschaltet, die bei direkten Messungen in erster Linie für systematische Fehler verantwortlich sind.

Messung

Der als Lichtquelle dienende, gepulste Neon-Laser ist in ⁷ ausführlich beschrieben. Im vorliegenden Fall wurden Lichtimpulse von etwa 10 ns Dauer und einer Abklingzeit von 6 ns emittiert. Die maximale Pulsleistung lag bei einigen Watt. Als Absorptionszelle wurde ein Entladungsrohr von 10 cm Länge und 2 mm ϕ verwendet, das mit 0,2 Torr Neon gefüllt war. Der Versuchsaufbau ist aus der Abb. 2 zu ersehen. Wegen der starken Einstreuung des Pulsnetzgeräts mußten Lichtquelle und Absorptionszelle räumlich weit getrennt werden.

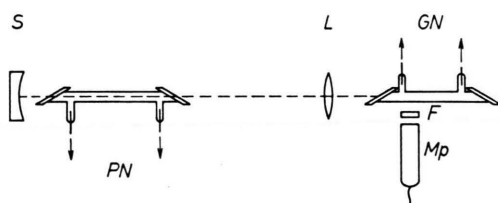


Abb. 2. Versuchsaufbau. Das Pumplicht ist bevorzugt in der Zeichenebene polarisiert. Da jedoch die J -Werte von $2p_6$ und $1s_5$ übereinstimmen ($J=2$), erfolgt die Resonanzfluoreszenz in alle Richtungen senkrecht zur Rohrachse. Es bedeuten: S Spiegel, L Linse, F Filter, PN Pulsnetzgerät, GN Gleichstromnetzgerät, Mp Multiplier.

Zur Messung wurde die spontane Emission des $2p_6 - 1s_5$ -Übergangs herangezogen, die als Folge der Pulsanregung entstand und etwa eine Größenordnung über dem Gleichanteil lag. Da der mittlere Absorptionskoeffizient in der Zelle bei $k \approx 0,3 \text{ cm}^{-1}$ lag⁸, waren auf den Wegstrecken von 1–2 mm, die das spontan emittierte Licht bis zur Rohrwandung zurücklegte, noch keine nennenswerten Absorptionsverluste, die zu einer Verzerrung des Abklingvorgangs hätten führen können, zu erwarten.

Für die zusätzliche Besetzung des $2p_6$ -Niveaus während des Pumpimpulses gilt

$$\frac{dn_2}{dt} = \varrho(t) B(n_1 - n_2) - n_2/\tau - n_2 n_0 v q, \quad (1)$$

n_1, n_2 Teilchendichte im unteren bzw. oberen Zustand,

n_0 Teilchendichte im Grundzustand,

$\varrho(t)$ Energiedichte des Pumpimpulses,

B EINSTEINScher B -Koeffizient,

τ Lebensdauer bei ausschließlichem Zerfall durch spontane Emission,

v mittlere Relativgeschwindigkeit,

q über die Geschwindigkeit gemittelter, totaler Wirkungsquerschnitt für zerstörende Stöße.

Der erste Term von (1) berücksichtigt den Pumpprozeß, der zweite den Zerfall durch spontane Emission und der dritte den Zerfall durch thermische Atom-Atom-Stöße.

Es läßt sich zeigen, daß bei Fülldrucken um 0,2 Torr die durch den dritten Term repräsentierte Zerfallsrate etwa 2% des zweiten Terms beträgt, was durch eine entsprechende Korrektur des Endergebnisses berücksichtigt werden kann.

Da $\varrho(t)$ für $t > 10$ auf Null abklingt, verschwindet auch der erste Term, und zwar unabhängig davon, ob n_2 gegen n_1 vernachlässigt werden kann oder nicht ($n_2 = \frac{1}{2} n_1$ wird beispielsweise bei Pumpleistungsdichten von $c \varrho > 10 \text{ Watt/cm}^3$ erreicht). Für $t > 10 \text{ ns}$ läßt sich somit eine exponentiell abklingende Zerfallskurve beobachten, aus der die Zerfallszeit auf übliche Weise ermittelt werden kann. Bei der in Abb. 3 gezeigten halblogarithmischen Darstellung ist bereits eine geringfügige Korrektur vorgenommen, die die Abklingzeit des Oszillographen von etwa 4 ns berücksichtigt.

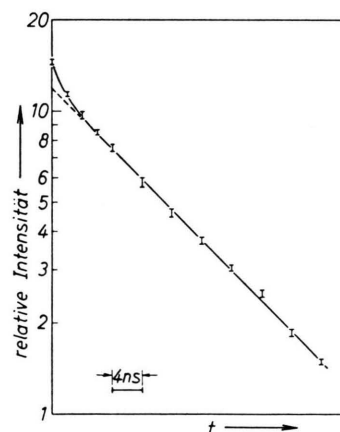


Abb. 3. Halblogarithmische Darstellung der Abklingkurve zur Bestimmung der Zerfallszeit.

Die aus verschiedenen Meßkurven entnommenen Zerfallszeiten ergaben ein Mittelwert von 16,5 ns, der auf Grund des Stoßanteils um 0,5 ns zu erhöhen ist. Unter Berücksichtigung systematischer Fehler ist für die mittlere Lebensdauer somit ein Wert

$$\tau = (17 \pm 2) \text{ ns}$$

anzunehmen.

⁷ D. ROSENBERGER, Phys. Letters 13, 228 [1964].

⁸ Dem entspricht eine Besetzungsdichte von $n_1 \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Diskussion

Die bisher bekannten Lebensdauerwerte des $2p_6$ -Niveaus sind in der Tab. 1 zusammengefaßt. Innerhalb der Fehlergrenzen besteht eine gute Übereinstimmung des vorliegenden Ergebnisses mit den Werten von KLOSE⁶, BENNETT u. a.⁵ und Mc LEAN³. Wegen der hohen relativen Genauigkeit der Lebensdauerwerte verschiedener $2p$ -Niveaus untereinander kann angenommen werden, daß die von KLOSE angegebenen Werte der übrigen $2p$ -Niveaus ebenfalls eine sehr hohe Genauigkeit aufweisen.

Zur Durchführung der in diesem Bericht mitgeteilten Arbeiten sind Zuschüsse des Bundesministeriums für Wissenschaftliche Forschung verwendet worden.

Ein Beitrag zur Analyse des Gitterschwingungsspektrums von Silicium zwischen 13,7 und 16,8 μm

E. SUTTER

Institut B für Physik der Technischen Hochschule
Braunschweig

(Z. Naturforschg. 21 a, 177–178 [1966]; eingeg. am 14. Dezember 1965)

In den letzten Jahren wurde das Gitterschwingungsspektrum von Silicium im nahen und fernen Ultrarot in einer Reihe von Arbeiten sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht^{1–4}. Man erwartet in dem Spektralbereich zwischen 13,7 und 16,8 μm das Auftreten einer Reihe von Absorptionsbanden, die von Zwei- und Drei-Phononen-Prozessen herrühren. Nachdem es zunächst nur gelungen war, die einzelnen Phononenzweige in ihrem Einfluß pauschal zu erfassen, konnten dann später die Absorptionsbanden, die von den verschiedenen kritischen Punkten im k -Raum herrühren, einzeln unterschieden werden. Jedoch reichte die spektrale Auflösung nicht aus, um die gesamte Struktur im Absorptionsspektrum sicher aufzulösen, so daß nicht alle erwarteten Übergänge beobachtet werden konnten. In der vorliegenden Arbeit wurde nun der oben erwähnte Spektralbereich genau vermessen und eine Reihe neuer Banden beobachtet, die erlaubten Übergängen an kritischen Punkten zugeordnet werden konnten.

Die experimentelle Anordnung bestand aus einem selbstgebauten Spektrometer. Zur spektralen Zerlegung des Lichtes enthielt es einen Doppelmonochromator der Firma Carl Zeiss, Berlin-Steglitz, der mit Steinsalzprismen ausgerüstet war und der auf Grund seines Strahlenganges gegenüber einem Einfachmonochromator die doppelte lineare Dispersion des Spektrums liefert. Als Lichtquelle diente ein Nernst-Stift, dessen Strah-

Autor	Methode	Ergebnis
Diese Arbeit		17 ± 2
KLOSE ⁶	a	22 ± 1 ; 10% system. Fehler
BENNETT et al. ⁵	a	31 ± 13
OSHEROVICH ⁶	b	115
GRIFFITHS ⁴	b	90 ± 9
Mc LEAN ³	c	< 20
PERY-THORNE ²	d	$< 45,7$
LADENBURG ¹	d	$13 \pm 1,6$

Tab. 1. Mittlere Lebensdauer des Neonniveaus $2p_6$ in Nanosekunden. a direkte Messung (verzögerte Koinzidenz), b direkte Messung (Phasenverschiebung), c aus Emission, d aus anomaler Dispersion.

lung mit 12,5 Hz moduliert wurde. Als Strahlungsempfänger kam ein Thermoelement zur Verwendung und dahinter ein Verstärker mit einem phasenempfindlichen, gesteuerten Gleichrichter. Um ein möglichst hohes Auflösungsvermögen zu erzielen, wurde mit einer Zeitkonstanten der Anzeige von über 1 Minute gearbeitet.

Als Probenmaterial diente einkristallines Reinstsilicium der Firma Wacker-Chemie München, dessen spezifischer Widerstand 5600 Ωcm war.

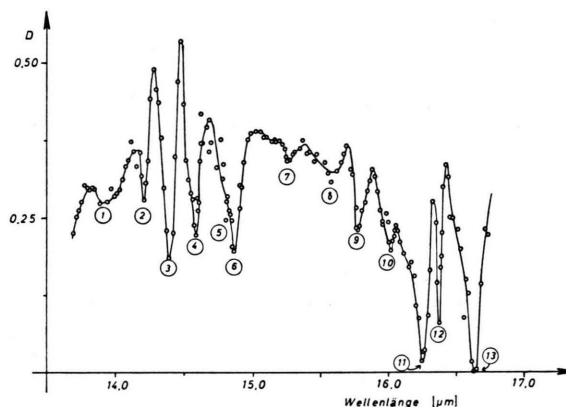


Abb. 1. Durchlässigkeit von einkristallinem Reinstsilicium zwischen 13,7 und 16,8 μm bei Zimmertemperatur.

Die Meßergebnisse zeigt die Abbildung. Es wurden in dem Spektralbereich zwischen 13,7 und 16,8 μm 13 Banden beobachtet, die in der Tabelle nochmals zusammengestellt sind. Diejenigen Banden, die schon in den Arbeiten von JOHNSON^{2,5}, LOUDON und JOHNSON¹ und BALKANSKI und NUSIMOVICI⁴ beobachtet wurden, sind in der Tabelle gekennzeichnet. Darüber hinaus konnten 6 Banden neu aufgelöst werden. Zur Deutung

¹ R. LOUDON u. F. A. JOHNSON, Proc. Intern. Conf. Phys. Semiconductors, Paris 1964.

² F. A. JOHNSON, Proc. Phys. Soc. London 73, 265 [1959].

³ F. A. JOHNSON u. W. COCHRAN, Proc. Intern. Conf. Phys. Semiconductors, Exeter 1962.

⁴ M. BALKANSKI u. M. NUSIMOVICI, Phys. Status Solidi 5, 635 [1964].

⁵ F. A. JOHNSON, in: Progress in Semiconductors Bd. 9, London 1965.