

Eine einfache elektronenoptische Sampling-Anordnung für das Subnanosekundengebiet *

K. KRAMER

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforsch. 21 a, 1306–1308 [1966]; eingegangen am 16. Juni 1966)

Auf dem Gebiet der Lumineszenz und der Energieleitung in organischen Molekulkristallen besteht die Aufgabe, Lumineszenz-An- und -Abklingzeiten mit einer Zeitauflösung besser als 10^{-9} sec zu messen. An dieser Stelle sollen für den erwähnten Zweck hergestellte Bauelemente eines elektronenoptischen Sampling-Verfahrens¹⁻⁷ sowie deren Testmessungen beschrieben werden.

Als eine Art „Stroboskopkamera“ wird ein selbstgebauter Bildwandler mit Gittersteuerung benutzt. Die Subnanosekunden-Gitterastimpulse werden von Wasserstoff- bzw. Luft-Blitzlampen⁷⁻¹² geliefert. Spannungs- und Lichtimpulse dieser Lampen sind zueinander synchron, bei Amplituden von 800 V wurden Anstiegszeiten bis herunter zu 0,2 nsec und Halbwertsbreiten von 0,3 nsec erreicht (gemessen mit dem Tektronix-Sampling-Oszillographen Typ 661). Weitere Verbesserungen scheinen durch Erhöhung des Fülldruckes der Blitzlampen über 3 atm hinaus möglich.

Die Gittersteuerung wurde der Strahlablenkung im Bildwandler als Alternativlösung aus drei Gründen vorgezogen:

1. Wegen der größeren Photokathode und dem damit in vielen Fällen verbundenen besseren optischen Öffnungsverhältnis.
2. Wegen der Möglichkeit, unter Umständen vollständige Bilder hell- bzw. dunkelzutasten.
3. Weil durch Gittersteuerung mit geeigneten Tastimpulsen größere Feldstärken in Kathodennähe und damit geringere Laufzeitdifferenzen der Elektronen als bei Strahlablenksystemen erreicht werden.

Als Beispiel zu Punkt 3 sei der von YGUERABIDE⁷ beschriebene Strahlablenkbildwandler erwähnt: er erreicht in Kathodennähe eine Feldstärke von $E = 80$ V/cm und damit auf Grund der Laufzeitdifferenzen der Photoelektronen infolge der bekannten Breite der Verteilungsfunktionen ihrer Austrittsenergie^{13, 14} ($Z_{1/2} = 0,4$ eV,

1,0 eV bei Beleuchtung mit Licht der Wellenlänge $\lambda = 478$ nm) rechnerisch Anstiegszeiten von

$$\Delta t = (m/e) \cdot \Delta v_0 / E = (2-3) \cdot 10^{-10} \text{ sec}$$

für Potential mit konstantem Gradienten (m , e Masse bzw. Ladung des Elektrons, v_0 Anfangsgeschwindigkeit, E Feldstärke). Ähnliche Feldstärken in Kathodennähe besitzt der Photovervielfacher mit Strahlablenkung von SCHÜTZ⁵.

Der hier verwendete Bildwandler erreicht bei einer Kathoden-Gitter-Entfernung von 0,3 cm und Spannungsimpulsen von einigen hundert Volt Feldstärken von

$$E \sim 1 \text{ kV/cm},$$

die Laufzeitdifferenzen der Photoelektronen belaufen sich also auf

$$\Delta t = (m/e) \cdot \Delta v_0 / E \sim 0,2 \cdot 10^{-10} \text{ sec}.$$

Es ist denkbar, daß eine noch kürzere Anstiegszeit infolge einer Geschwindigkeitsfilterwirkung möglich ist (nur die Photoelektronen mit der größten Austrittsenergie erreichen bei geeigneter Vorspannung die Gitterebene).

Das Steuergitter sollte zur Verringerung der Laufzeitdifferenzen in unmittelbare Nähe der Photokathode gebracht werden, größere Entfernungen bedeuten natürlich längere Anstiegszeiten, auch wenn es sich um ein Doppelgittersystem zur Tastung handelt¹⁵. Mit der Annäherung des Gitters an die Photokathode wächst die Gefahr des Entstehens einer Photoschicht auf dem Steuergitter, was zu einer unzulässigen Verringerung des Hell- zu Dunkel-Tastverhältnisses führt¹⁶.

Das oben erwähnte Problem mußte in dieser Arbeit durch eine besondere Technik ebenso wie die niederohmige und induktivitätsarme Impulszuführung gelöst werden. Der hohe OHMSche Widerstand der Photokathode wird entweder durch Aufdampfen von Aluminium-Streifen oder mit Hilfe einer kapazitiven Spannungszuführung von einem sich unmittelbar vor der Frontscheibe befindlichem Netz aus umgangen. Als induktivitätsarme Zuleitung zu Kathode und Gitter wurde zunächst eine kurze Paralleldrahtanordnung und jetzt eine Koaxialausführung benutzt. Das Steuergitter besteht aus einem feinmaschigen Netz von 40μ Maschenweite.

* Auszug aus D 26.

- 1 E. K. ZAVOISKY, G. E. SMOLKIN, A. G. PLAKHOV u. M. M. BUTSLOV, Dokl. Akad. Nauk SSSR **100**, 241 [1955].
- 2 F. GLÄSER, Dissertation, Gießen 1956.
- 3 F. A. KIRSTEN, UCID-224 (April 1958).
- 4 H. DREESKAMP u. M. BURTON, Phys. Rev. Letters **2**, 45 [1959].
- 5 H. SCHÜTZ, Z. Phys. **156**, 27 [1959].
- 6 Y. KOECHLIN, Thesis, Faculté des Sciences, Université de Paris 1961.
- 7 J. YGUERABIDE, Rev. Sci. Instr. **36**, 1734 [1965].
- 8 J. H. MALMBERG, Rev. Sci. Instr. **28**, 1027 [1957].
- 9 Q. A. KERNS, F. A. KIRSTEN u. G. C. COX, Rev. Sci. Instr. **30**, 31 [1959].
- 10 H. S. CAPLAN u. D. T. STEWART, J. Sci. Instr. **38**, 133 [1961].
- 11 O. J. STEINGRABER u. I. B. BERLMAN, Rev. Sci. Instr. **34**, 524 [1963].

¹² A. ECKARDT, W. DIETEL u. R. PRAGER, Exp. Techn. d. Phys. **12**, 63 [1964].

¹³ J. POLITOWA, Zh. Eksperim. Teor. Fiz. **25**, 463 [1953].

¹⁴ M. v. ARDENNE, Tabellen zur Angew. Phys., Band I, S. 95, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1962.

¹⁵ H. J. POHL, Jenaer Rundschau **4**, 222 [1965].

¹⁶ In einer kürzlich veröffentlichten Arbeit von M. VYŠOČANSKÝ et al. (Nucl. Instr. Methods **41**, 157 [1966]) wird ein in gleicher Weise gittergesteuerter Photomultiplier für kern-technische Meßzwecke beschrieben. Der dort erwähnte, durch Gittersteuerung nicht zu beseitigende Anodenreststrom könnte jedoch unter Umständen Photostrom des Steuergitters sein, wäre dann zum Signal synchron und damit nicht zu beseitigen (dieser Einfluß ist allerdings für Signale, die nicht viel länger als das Gittertastintervall sind, gering).



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.

Die Steuergitter-Gleichspannungscharakteristik ist in Abb. 1 dargestellt.

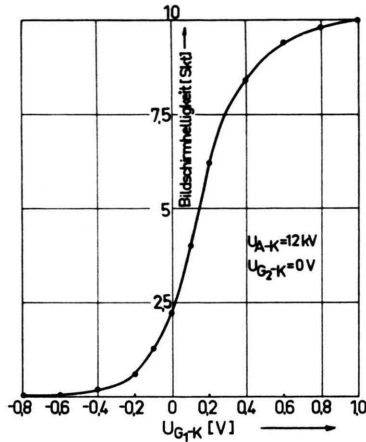


Abb. 1. Steuergitter-Gleichspannungscharakteristik der Bildwandler-Tetrode.

Mit Hilfe der in Abb. 2 angegebenen einfachen elektronenoptischen Sampling-Anordnung können die Lichtblitze von Wasserstoff- bzw. Luftlampen unter Verwendung ihrer eigenen Spannungsimpulse gemessen und so Blitzlampen und Bildwandler gemeinsam getestet werden.

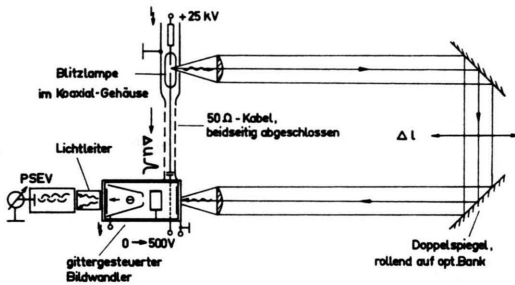


Abb. 2. Eine einfache elektronenoptische Sampling-Anordnung.

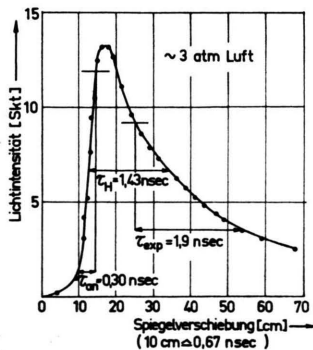


Abb. 3. Helligkeitsverlauf der Blitzentladung einer 3 atm-Luftlampe.

Das Lichtsignal kann durch Veränderung des optischen Weges kontinuierlich bis zu 5 nsec gegen den Gitterspannungsimpuls verschoben und so punktwise abgetastet werden.

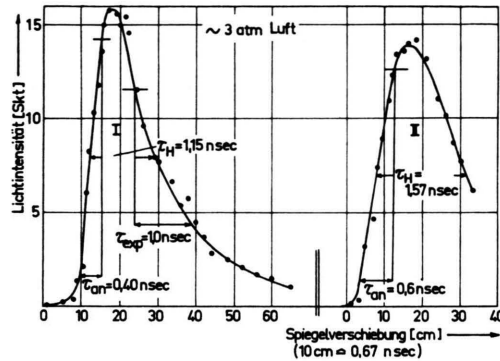


Abb. 4. Helligkeitsverlauf einer Blitzentladung, gemessen mit verschiedener Höhe der Auftastimpulse am Gitter des Bildwändlers (I: $u=150$ V, II: $u=6$ V).

In Abb. 3 ist als Meßbeispiel die kürzeste gemessene Anstiegszeit (0,3 nsec) zu sehen. — Der in Abb. 4 gemessene Lichtblitz wird in der Meßkurve I mit dem vollen — und in der Meßkurve II mit dem auf 6 V 25-fach abgeschwächten Spannungsimpuls getastet. Damit wird gezeigt, daß bei einer Feldstärke von nur 6 V/0,3 cm = 20 V/cm die Anstiegszeit des Bildwändlers ungefähr 0,5 nsec beträgt. Die Anstiegszeit von 0,4 nsec in Meßkurve I ist also dem Lichtblitz zuzuschreiben.

Gleichzeitig wird deutlich, daß bei Feldstärken von $E=1$ kV/cm die Anstiegszeit des Bildwändlers etwa $0,2 \cdot 10^{-10}$ sec betragen muß (natürlich nur bei entsprechend schmalen Tastimpuls).

Mit reinem Wasserstoff gefüllte Lampen liefern bei Drucken von 1–3 atm nur Spannungsimpulse von etwa 20 V, durch Sauerstoffbeimengung werden diese auf einige hundert Volt, ebenso wie durch Drucksteigerung auf 10–20 atm⁷, erhöht.

Auch eine geeignete Reihenschaltung von Entladungsstrecken unterschiedlicher Zündspannung bewirkt eine Erhöhung der Impulsamplituden des getriggerten Lämpchens, gleichzeitig tritt eine Steigerung des UV-Anteils zwischen 200–300 nm ein.

Die Luftblitzlampen (N_2-O_2 -Stickoxyd-Gemisch) erwiesen sich den Wasserstofflampen im Wellenlängenbereich $\lambda > 300$ nm intensitätsmäßig etwa um den Faktor 10 überlegen, während Anstiegs- und Halbwertsbreiten ungefähr gleich waren.

Es muß darauf hingewiesen werden, daß Anregungsimpulse mit Halbwertsbreiten von $\tau_H \sim 1$ nsec, wie sie in den Abb. 3 und 4 dargestellt sind, zur Messung nicht weniger Lumineszenz-An- und -Abklingzeiten noch zu lang sind und auch eine Ausnutzung der möglichen Zeitauflösung des beschriebenen Bildwändlers gar nicht zuließen (die Lumineszenzanklingzeit kann nicht kürzer als die Anregungsimpuls-Halbwertsbreite sein).

Deshalb wurde eine gepulste Elektronenquelle gebaut, in der mit Hilfe des Spannungsimpulses einer H_2 -Lampe das Kathoden-Gittersystem einer Scheibentriode (2 C 39 A)¹⁷ aufgetastet wird und die Elektronen mit etwa 40 keV auf die Meßpräparate geschossen werden. Der direkt mit dem Tektronix-Oszillographen Typ 567 ($\tau_{an} \sim 0,35$ nsec) gemessene Anregungsimpuls wird in Abb. 5 dargestellt, die registrierten Zeiten entsprechen den Oszillographendaten. Die Spitzenströme sind raumladungsbegrenzt und können um den Faktor

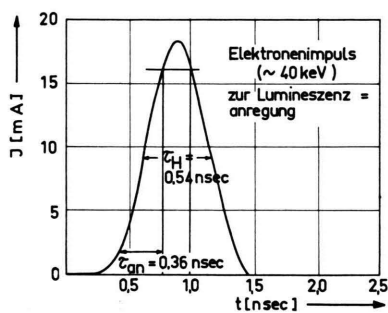


Abb. 5. Elektronenimpuls zur Lumineszenzanregung.

¹⁷ Der Telefunken A. G., Ulm, danke ich für einige dieser Systeme.

10 erhöht werden. Es ist zu erwarten, daß man mit diesem Verfahren Elektronenimpulse mit Halbwertsbreiten kleiner als $0,5 \cdot 10^{-10}$ sec erzeugen kann.

Durch Einschießen dieser Elektronenimpulse in Goldfolie können damit trotz geringer Quantenausbeute ($\sim 1\%$) noch RÖNTGEN-Strahlen-Blitze von ca. 10^4 Photonen/ 10^{-10} sec hergestellt werden. Auch eine Umwandlung in Lichtblitze ($\tau_H \sim 10^{-10}$ sec) durch den CERENKOV-Effekt in hochbrechenden Gläsern (Elektronenenergie > 100 keV) wäre möglich. Da die Spitzenströme in den gebauten Wasserstoff- und Luftlampen 10 A bis 100 A betragen, wäre auch die Erzeugung eines roten oder infraroten Blitzes mit einer Halbwertsbreite von ca. 10^{-10} sec durch Tastung von Injektionslasern (Schwellstrom $I \sim 5$ A bei 77°K) möglich, wenn deren Modulierbarkeit tatsächlich bis 10 GHz reicht¹⁸.

Diese Arbeit wurde im I. Physikalischen Institut der Universität Gießen durchgeführt. Meinen verehrten Lehrern, Herrn Prof. Dr. W. HANLE und Herrn Prof. Dr. A. SCHMILLEN, danke ich für ihr förderndes Interesse, der Deutschen Forschungsgemeinschaft für ihre finanzielle Unterstützung. Herrn Dipl.-Phys. O. FIEDLER sowie Herrn cand. phys. K. D. HEIDERSDORF bin ich für ihre Hilfe bei der Herstellung von Bildwandlern bzw. Blitzlampen zu Dank verpflichtet.

¹⁸ W. HEYWANG u. G. WINSTEL, Festkörperprobleme IV, S. 27, Vieweg & Sohn, Braunschweig 1965.

Influence of Surface Defects on Sputtering

H. VERNICKEL

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforschg. **21 a**, 1308—1309 [1966]; received 2 July 1966)

The sputtering of tungsten monocrystals with rare-gas ions under UHV conditions was observed in a field emission microscope (FEM) at temperatures between 90 and 900°K . The resultant FEM pattern depends strongly on the crystal temperature during bombardment. This is ascribed to the influence of the defects produced by bombardment.

The FEM used for the investigations was of conventional design. The apparatus is similar to that described in ¹. During the measurement, however, the FEM tube is immersed in liquid nitrogen; this reduces the partial pressure of adsorbable gases (which prior to immersion in liquid N_2 was a few 10^{-10} torr) to below 10^{-11} torr. As measurements last 30 min at most, it is certain that adsorbed gases have no influence. The temperature of the tip is determined in the usual way by measuring the resistance of the centre part of the heating loop supplied with direct current.

Ar^+ or Xe^+ ions were used for bombarding. For this purpose the FEM was filled with 10^{-5} torr rare gas and a voltage was applied to give a FE current of 10^{-6} A. Some of the ions produced by electron collisions strike the tip. Their energy was roughly equivalent to the applied voltage which was (3.5 ± 0.3) kV. The angle of incidence and current density of the ions is not known, but in all experiments they are the same. At a rough estimate the ion flux is of the order of 10^{14} ions/ cm^2 sec. The FEM patterns occurring after a 10 min bombardment at various tip temperatures, but under otherwise equal conditions, were observed. Those parts that are not sputtered much appears bright in the patterns due to field increase. The results obtained with Ar^+ and Xe^+ bombardment are about the same. A few patterns are shown in Fig. 1*.

The influence of the bombardment temperature is very obvious: First of all the regions around the $\langle 111 \rangle$ zone become prominent with rising temperature, showing up faintly at as low as 200 to 300°K . Between 700 and 800°K the photograph changes completely and then remains unchanged up to 900°K .

Any influence of the temperature on sputtering phenomena observed hitherto (e.g. ²⁻⁴) has been

¹ H. VERNICKEL, Proc. 3rd Intern. Vacuum Congr., Stuttgart 1965 (in press).

* Fig. 1 on p. 1304 b.

² R. BEHRISCH, Ergebn. Exakt. Naturw. **35**, 295 [1964].

³ C. E. CARLSTON, G. D. MAGNUSON, A. COMEAUX, and P. MAHADEVAN, Phys. Rev. **138**, A 759 [1965].

⁴ J. M. FLUIT, C. SNOEK, and J. KISTEMAKER, Physica **30**, 144 [1964].