

Über Energien von Drahtexplosionsstoßwellen

H. JÄGER und R. SCHÖFER

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. 28a, 105–109 [1973]; eingegangen am 10. November 1972)

Energies of Shock Waves Produced by Wire Explosions

For shock waves produced by special wire explosions the short time energy input condition of the theories of LIN, SAKURAI and VLASES-JONES is fairly good fulfilled. In these cases the shock wave energies can be easily determined from the expansion velocity of the waves. Variation of the parameters of the discharge circuit show, how these parameters should be chosen in order to get a maximum transfer of energy either to the shock waves or to the wire material.

Mit Drahtexplosionen lassen sich auf einfache Weise gut reproduzierbare Stoßwellen von ausgezeichneter Zylindersymmetrie erzeugen. Außer für eine Reihe von Anwendungen ist die Kenntnis des Energieinhalts solcher Stoßwellen immer dann notwendig, wenn die zur Aufheizung des Drahtmaterials eingekoppelte Energie ermittelt werden soll. Dazu muß von der insgesamt aufgewendeten Energie diejenige der Stoßwellen in gleicher Weise wie die anderen Verluste abgezogen werden.

Energiebestimmungen über eine Messung des Druckprofils der Stoßwellen stehen mangels genügend „schneller“ Drucksonden prinzipielle Schwierigkeiten im Weg. Bestimmungen mit Hilfe des Charakteristikenverfahrens sind zeitraubend und umständlich.

In mehreren Arbeiten¹⁻⁵ sind bei Drahtexplosionsstoßwellen Energiebestimmungen aus deren Ausbreitungsgeschwindigkeit unter Anwendung einer einfachen, z. Tl. etwas modifizierten Beziehung von LIN⁶ durchgeführt worden. Dabei war in den meisten Fällen die LINSche Voraussetzung „starker“ Stoßwellen erfüllt, nicht aber die einer nur kurzzeitigen Energieeinkopplung bei der Erzeugung der Stoßwellen.

Es gibt nun Drahtexplosionsstoßwellen, bei denen auch die zweite Voraussetzung offensichtlich gut erfüllt ist. Derartige Stoßwellen treten bei allen jenen Explosionen auf, bei denen es zunächst nur zu einer weitgehenden Verdampfung des Drahtmaterials

kommt, ohne daß strombestimmende Gasentladungen einsetzen. Im nachfolgenden werden sie als „Verdampfungsstoßwellen“ bezeichnet. In diesen Fällen wird durch die Verdampfung des Drahtmaterials der Entladungsstrom nach kurzzeitiger Energieaufnahme gedrosselt. Durch Wahl geeigneter Versuchsbedingungen läßt sich erreichen, daß der elektrische Durchschlag – innerhalb oder außerhalb der Metaldampfsäule – sehr spät oder u. U. überhaupt nicht einsetzt („dunkle Explosionen“). Die Ausbreitung der Verdampfungsstoßwellen bleibt dann während eines relativ großen Zeitintervalls unbeeinflusst.

Die kurzzeitige Energieeinkopplung hat – außer der Möglichkeit einer einfachen Bestimmung der Stoßwellenenergie – noch den Vorteil, daß die Stoßwellenenergie zu einem gut definierten Betrag an eingegangener Energie in Relation gesetzt werden kann. (Eine Bezugnahme auf die im kapazitiven Energiespeicher vorgegebene Energie $CU_0^2/2$ ist irrelevant, da der Verdampfungsvorgang und damit auch die Stoßwellenenergie von der gespeicherten Energie unabhängig wird, sobald letztere einen bestimmten Betrag übersteigt).

Die nachfolgenden Untersuchungsergebnisse wurden ausnahmslos an Verdampfungsstoßwellen von Explosionen erhalten, bei denen Gasentladungen frühestens mehrere 100 μsec nach Expansionsbeginn auftraten.

¹ F. D. BENNETT, Exploding Wires (Hrg. W. G. CHACE u. H. K. MOORE, Plenum Press, New York 1959), Vol. I, p. 211; Phys. Fluids 1, 347, 515 [1958]; 2, 470 [1959]; 5, 891 [1962].

² F. D. BENNETT u. D. D. SHEAR, Phys. Fluids 2, 338 [1959] — Exploding Wires, Vol. II, 181 [1962].

³ D. L. JONES u. R. M. GALLET, Exploding Wires, Vol. II, 127 [1962].

⁴ C. P. NASH u. W. G. McMILLAN, Phys. Fluids 4, 911 [1961].

⁵ R. J. THOMAS u. J. R. HEARST, IEEE Trans. Instrum. Meas. [USA] IM — 16, 51 [1967].

⁶ S. C. LIN, J. Appl. Phys. 25, 54 [1954].



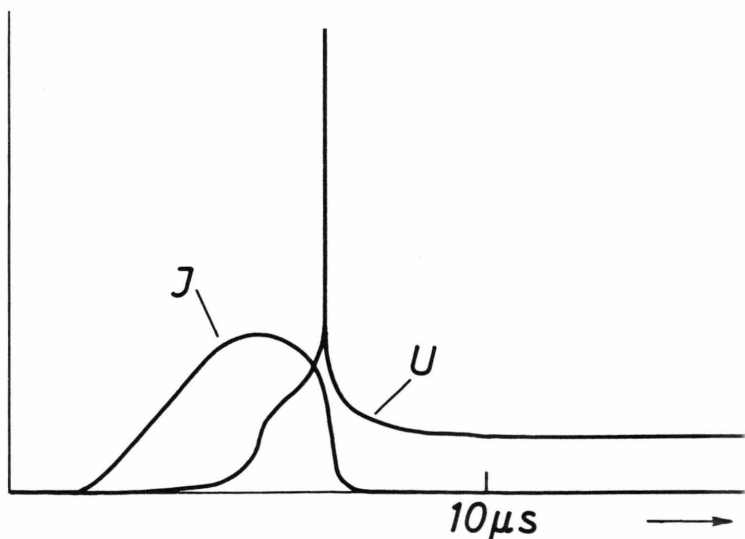
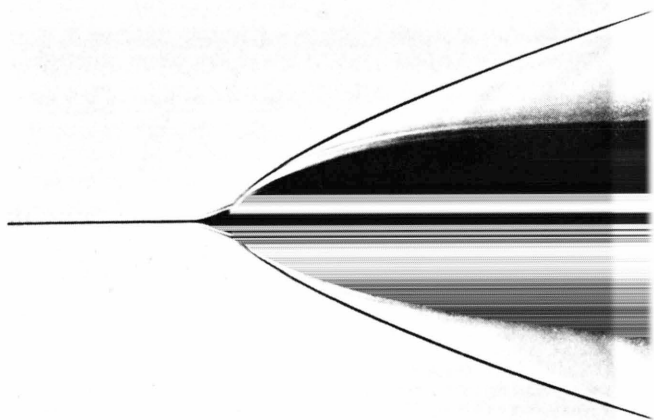
Experimentelles

Zur Erzeugung der Drahtexplosionen diente ein Kondensatorentladungskreis mit Schaltfunkenstrecke. Die eigentliche Explosionsanordnung besteht aus einem zylindrischen, mit seitlichen Fenstern versehenen Metalltopf (Durchmesser 25 cm), in dessen Achse der Versuchsdraht angebracht wird, wobei der Topf den Rückleiter darstellt. Die Induktivität der Zuleitungen von der Kondensatorbatterie zum Entladungsgefäß kann variiert werden, ohne daß dabei der Ohmsche Kreiswiderstand geändert wird. Dazu ist ein 20 m langes, mit einem Ölmantel umgebenes Kabel aus Feinlitze (Querschnitt $1,5 \text{ cm}^2$) in den Entladungskreis

Abb. 1. Schlieren-Schmieraufnahme einer „dunklen Explosion“ mit zugehörigem Strom- und Ohmschen Spannungsverlauf (Maxima: 300 A bzw. 51 kV). Ladespannung und Kapazität der Kondensatorbatterie $U_0 = 6 \text{ kV}$, $C = 21 \mu\text{F}$; Induktivität des „äußeren“ Teils des Entladungskreises $L = 42 \mu\text{H}$, Drahtdurchmesser $d = 0,05 \text{ mm}$, Drahtlänge $l = 15 \text{ cm}$. Das Bild (3,5fache Vergrößerung) ist charakteristisch für große L . Bei kleinen L fällt das Stadium maximaler Expansionsgeschwindigkeit der Stoßwellen etwa mit dem Expansionsbeginn des Drahtmaterials zusammen.

geschaltet. Dieses Kabel wird auf zwei Spulenkörpern je nach der gewünschten Induktivität in verschiedenen Teillängen normal bzw. bifilar aufgewickelt.

Der zeitliche Verlauf der Energieeinkopplung in den Draht wurde durch oszillographische Messung des Entladungsstromes (Tauchspule, RC-Integration) und der an der Entladungsstrecke liegenden Spannung (Ohmscher Meßspannungsteiler) ermittelt. Die Aufzeichnung der Stoßwellenausbreitung erfolgte mit Hilfe einer Schlieren-Schmieranordnung, wobei die zeitliche Korrelation zu den oszillographischen Messungen durch photoelektrische Impulse hergestellt wurde. Weitere Einzelheiten dazu sind aus⁷ zu entnehmen. Ein Beispiel für die erhaltenen Schmieraufnahmen gibt Abbildung 1.



⁷ H. JÄGER, Z. Naturforsch. 27a, 1586 [1972.]

Zur Theorie

Die oben erwähnte LINSCHKE Beziehung zwischen Stoßwellenenergie und Ausbreitungsgeschwindigkeit wurde von SAKURAI^{8,9} für schwache Stoßwellen erweitert. Unter Zugrundelegung des Schneepflugmodells haben VLASES und JONES¹⁰ durch Anpassung der Konstanten an die Grenzfälle für sehr starke Stoßwellen bzw. Schallwellen eine ähnliche Gleichung wie SAKURAI erhalten. Allen drei Fällen liegt die gleiche Voraussetzung einer kurzzeitigen Energiefreisetzung längs einer unendlich langen, geraden Linie in einem gasförmigen Medium zu Grunde. Man kann die Ergebnisse bezüglich des zeitlichen Verlaufes der radialen Ausbreitung der Stoßwellenfronten (Radius R) und der Stoßwellenenergie nach elementaren Umrechnungen in eine Beziehung zusammenfassen:

$$R^2 = 2(E_{st}/B\varrho_0)^{1/2} t + kc_0^2 t^2 \quad (1)$$

Dabei steht E_{st} für die Stoßwellenenergie pro Längeneinheit, c_0 für die Schallgeschwindigkeit und ϱ_0 für die Dichte des umgebenden Gases. B ist eine für die Gasart spezifische Konstante (für Luft: $B = 3,94$). Die Beziehungen von LIN, SAKURAI bzw. VLASES/JONES werden erhalten, je nachdem ob in (1) $k = 0$, $k = 1,99$ oder $k = 1$ gesetzt wird. In Abb. 2 sind – repräsentativ für die unter den verschiedensten Bedingungen untersuchten Verdampfungsstoßwellen – die bei einer Stoßwelle zu verschiedenen Zeiten ermittelten Werte von $R^2 - kc_0^2 t^2$ gegen die Zeit aufgetragen, u. zw. unter Verwendung der drei verschiedenen k -Werte. Wie man sieht, wird der geforderte lineare Zusammenhang von der Beziehung von VLASES und

JONES am besten erfüllt, jedoch erst nach einem bestimmten Zeitintervall. Es ist etwa jenes Intervall, das vom Expansionsbeginn bis zur Erreichung eines konstanten Durchmessers der Metaldampfsäule verstreicht. Die nachfolgend aufgeführten Stoßwellenenergien wurden nach (1) mit $k = 1$ ermittelt.

Meßergebnisse und Diskussion

Bei den Messungen wurden alle wesentlichen Parameter des Entladungskreises variiert: Kapazität C und Ladespannung U_0 der Kondensatorbatterie, die Induktivität L des „äußeren“ Teils des Entladungskreises (Kreis ohne Explosionsstrecke) und schließlich die geometrischen Abmessungen des Versuchsdrahtes d. h. dessen Durchmesser d und Länge l . Die hier beschriebenen Ergebnisse wurden mit Kupferdrähten in Luft von $p \approx 1$ atm erhalten.

L war ungefähr gleich der Gesamtinduktivität des Entladungskreises und wurde durch Änderung der Zuleitungsinduktivität variiert. L und U_0 waren nach oben hin durch zu frühes Einsetzen strombestimmender Gasentladungen begrenzt. Dasselbe gilt für zu kleine Drahtlängen.

Eine Variation von C hat keinen Einfluß auf das Dunkelstadium einer Drahtexplosion und damit auch nicht auf die Energie der Verdampfungsstoßwellen – solange $CU_0^2/2 \gg E_v$ ist, wobei E_v die gesamte zur Verdampfung des Drahtmaterials notwendige Energie darstellt. Diese Forderung wurde deshalb immer eingehalten. Da andererseits zur Vermeidung frühzeitigen Einsetzens strombestimmender Gasentladungen die Ladespannung nicht zu groß gewählt werden darf, sind durch die genannte Forderung die Drahtabmessungen in der Praxis nach oben hin begrenzt. Eine Beschränkung der Drahtdurchmesser ist auch dadurch gegeben, daß mit zunehmendem Ausgangsdurchmesser eine immer stärkere Schichtenbildung der Metaldampfsäule auftritt, wodurch die Symmetrie der Stoßwellenausbreitung gestört wird.

In Abb. 3 ist die Stoßwellenenergie pro 1 cm Drahtlänge in Abhängigkeit von L , d und l aufgetragen. Die Abhängigkeiten sind innerhalb größerer Bereiche der jeweils konstant gehaltenen Parameter qualitativ gleich.

Der Einfluß der „äußeren“ Induktivität auf die Stoßwellenenergie läßt sich für nicht zu kleine Werte von L auf folgende, einfache Weise erklären: Durch den spontanen Anstieg des Drahtwiderstandes (bzw.

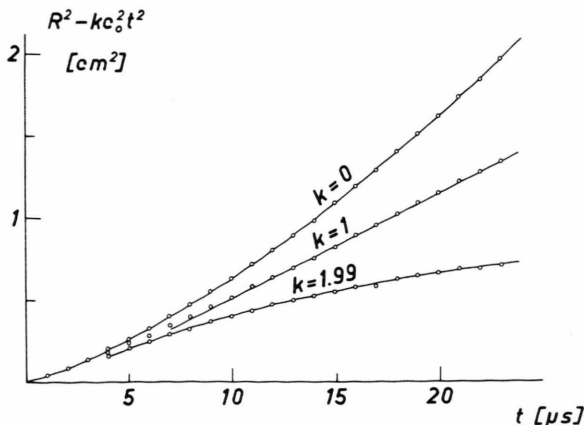


Abb. 2. Zur Prüfung der Beziehungen von LIN ($k = 0$), VLASES/JONES ($k = 1$) und SAKURAI ($k = 1,99$).

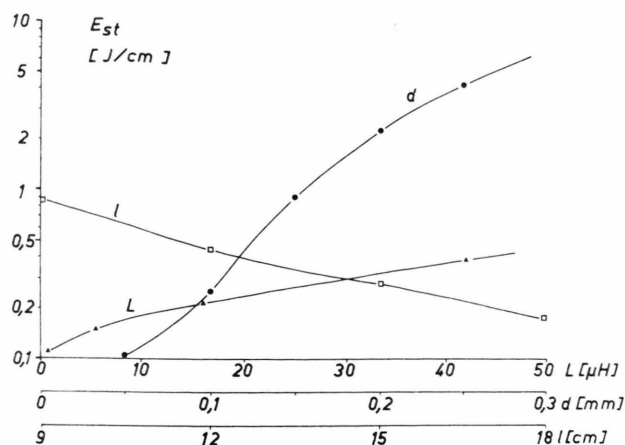


Abb. 3. Abhängigkeit der Stoßwellenenergie E_{st} von der Kreisinduktivität L ($C = 21 \mu F$, $d = 0,05 \text{ mm}$, $l = 15 \text{ cm}$), dem Drahtdurchmesser d ($C = 200 \mu F$, $L = 3,5 \mu H$, $l = 15 \text{ cm}$) und der Drahtlänge l ($C = 200 \mu F$, $L = 0,9 \mu H$, $d = 0,1 \text{ mm}$).

die Drosselung des Stromes) beim Einsetzen des Verdampfungsvorganges kommt es infolge der in L gespeicherten Energie zu einer sprungartigen Erhöhung des – in erster Linie Ohmschen – Spannungsabfalls an der Entladungsstrecke, zu der „induktiven Spannungsspitze“. Die Spannung an der Entladungsstrecke besteht zu jedem Zeitpunkt im wesentlichen aus der Restspannung an der Speicherkapazität U_C und der zusätzlich durch die „äußere“ Induktivität und die Stromänderung erzeugten Spannung:

$$U_D \approx U_C - L (dJ/dt). \quad (2)$$

Unter der genannten Bedingung fällt das Maximum der in den Draht eingekoppelten Leistung zeitlich etwa mit der Spannungsspitze zusammen, da es dann zu einer sehr ausgeprägten Spannungsspitze kommt, die ein Mehrfaches der Ladespannung der Kondensatorbatterie ausmachen kann. Dabei ist das Leistungsmaximum zwangsläufig stark von dem erreichten Spitzenwert der Spannung d. h. im wesentlichen von $L dJ/dt$ abhängig. Für die an die Stoßwellen abgegebene Energie ist aber gerade das Maximum der Leistung ausschlaggebend. Dies läßt sich auf einfache Weise an Hand von Schmieraufnahmen der

Entladungen bei sehr großem L , wie z. B. in Abb. 1, deutlich machen. Hier kommt es wegen des langsamen Stromanstiegs erst relativ spät zu einer Spannung- bzw. Leistungsspitze, die dann nach einer vorangegangenen schwachen Expansion des Drahtmaterials spontan eine größere Expansionsgeschwindigkeit der Dampfsäule und der Stoßwellen bewirkt.

In analoger Weise läßt sich der Einfluß der Drahtabmessungen auf die Stoßwellenenergie verstehen. Die „Abschaltzeiten“ Δt_a d. h. die Zeitintervalle zwischen dem Strommaximum und dem Ende des Stromimpulses sind bei den verwendeten Drahtabmessungen nicht sehr verschieden. Für die Höhe des Strommaximums J_m hingegen erwartet man eine starke Zunahme mit d und eine schwächere mit $1/l$, was experimentell auch bestätigt wurde. Im besonderen konnte dabei zwischen J_m und d ein etwa linearer Zusammenhang festgestellt werden*.

Da für J_m Abhängigkeiten von d und l bestehen, sind qualitativ gleichartige für die Stromdrosselung $\Delta J/\Delta t = -J_m/\Delta t_a$ und damit auch für die Spannungsspitze [auf Grund von (2)] bzw. die Leistungsspitze zu erwarten.

Betrachtet man den Wirkungsgrad der Umsetzung von elektrischer Energie in Stoßwellenenergie in Abb. 4, so zeigt sich, daß dieser in erster Linie durch ein

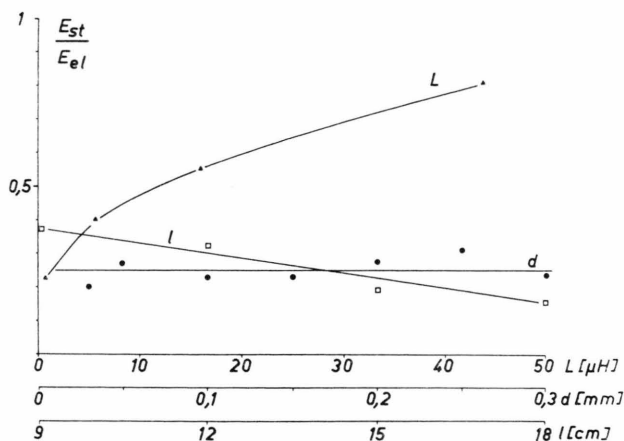


Abb. 4. Das Verhältnis von Stoßwellenenergie zur insgesamt elektrisch eingegangenen Energie unter den verschiedenen Versuchsbedingungen von Abbildung 3.

* A. SAKURAI, J. Phys. Soc. Japan 9, 256 [1954].

⁹ D. L. JONES, Phys. Fluids 11, 1664 [1968].

¹⁰ G. C. VLASES u. D. L. JONES, Phys. Fluids 9, 478 [1966].

¹¹ J. VAN CALKER u. W. ERB, Z. angew. Phys. 26, 291 [1969].

* Siehe auch ¹¹. Vergleiche mit einschlägigen Ergebnissen anderer Autoren lassen sich jedoch nur unter Einschränkungen durchführen, da dort im allgemeinen über das Auftreten strombestimmender Gasentladungen keine Angaben gemacht sind.

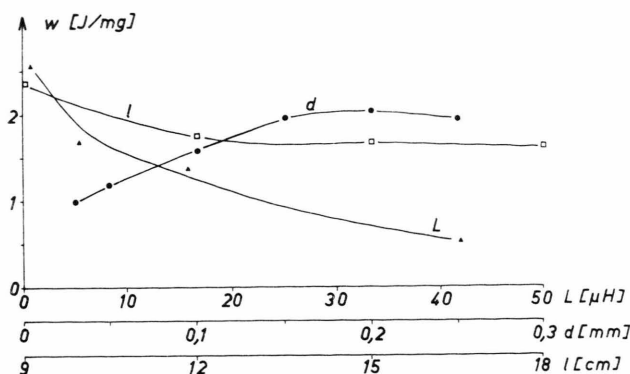


Abb. 5. Die bei den Bedingungen von Abb. 3 erreichten Dichten der in das Drahtmaterial eingekoppelten Energie.

großes L auf günstige Werte gebracht werden kann. Die Abhängigkeit vom Drahtdurchmesser ist gering, da mit d nicht nur das Strommaximum, sondern auch die aufzuheizende Masse zunimmt.

Aus Abb. 5 sind schließlich noch die Abhängigkeiten der zur Aufheizung des Drahtmaterials pro Masseneinheit verbleibenden Energie zu entnehmen. (Die Expansionsverluste sind dabei mitberücksichtigt). Danach ist es ungünstig, zu kleine Drahtdurchmesser zu wählen. Der Einfluß der Kreisinduktivität wird nach dem zu Abb. 3 bzw. Abb. 4 bezüglich L Gesagten verständlich. Wie in einer gesonderten Arbeit noch gezeigt wird, ist für eine Erzielung hoher Energiedichten jedoch nicht der kleinste Wert für L am günstigsten, sondern es gibt dafür einen zwar kleinen aber doch ganz bestimmten Optimalwert.

Die langwellige Fluoreszenz des Pyren-3-aldehyds

P. KRÖNING

Institut für Physikalische Chemie der Universität Stuttgart

(Z. Naturforsch. 28a, 109—116 [1973]; eingegangen am 31. Oktober 1972)

The long wave fluorescence of pyrene-3-aldehyde

On concentrating liquid solutions of pyrene-3-aldehyde a fluorescence of long wave length appears with increasing intensity. It reminds of the excimer fluorescence of pyrene but behaves differently in some respects.

It shows a distinct dependence on solvent and excitation wave length: Whereas it may be observed with high intensity in an unpolar solvent such as n-heptane, it is completely suppressed in the strongly polar acetic acid. When it is excited in the weak long wave length part of the first absorption band, the quantum yield is higher than with excitation at shorter wave lengths.

In hydrogen free liquid solvents the fluorescence also could be detected as a delayed emission.

It is assumed that weakly bound dimers are present already in the ground state of the aldehyde, these being directly excited to the excimer state.

Pyren-3-aldehyd besitzt in verdünnter Lösung ($c = 10^{-4}$ Mol/l) in unpolaren Lösungsmitteln wie n-Heptan ein nur geringes Fluoreszenzvermögen ($\Phi_F < 10^{-3}$). In polaren Lösungsmitteln – und besonders in jenen, die zur Ausbildung von Wasserstoffbrücken befähigt sind, wie Alkohole und Carbonsäuren – erscheint in verdünnter Lösung eine kräftige Monome-

renfluoreszenz (Äthanol $\Phi_F = 0,10$, Eisessig $\Phi_F = 0,25$)¹. (Zur Erklärung wird angenommen, daß in unpolaren Lösungsmitteln der $n-\pi^*$ und in stärker polaren der $\pi-\pi^*$ Anregungszustand der niedrigste ist).

Dieser Arbeit wurde die Beobachtung zugrunde gelegt, daß Pyren-3-aldehyd in unpolaren Lösungsmitteln wie n-Heptan bei Konzentrierung der Lösung

Sonderdruckanforderungen an Dr. P. KRÖNING, Institut für Physikalische Chemie der Universität Stuttgart, D-7000 Stuttgart 80, Pfaffenwaldring 55.

¹ K. BREDERECK, Th. FÖRSTER, H. G. ÖSTERLIN, H. KALLMANN, and G. M. SPRUCH, *Luminescence of Organic and Inorganic Materials*, John Wiley & Sons, New York 1962.