

Da die Eindringtiefe des sichtbaren Lichts größer ist als die Dicke dieser Oberflächenschicht, muß man annehmen, daß die für die IPE verantwortlichen Haftstellen, die ebenfalls beim Elektronenbeschuß entstehen, tiefer im Kristall liegen als die Störstellen der Thermo-elektronennachemission. Durch das sichtbare Licht gelangen die Elektronen, die sich in mehr im Inneren des Kristalls liegenden Haftstellen befinden, ins Leitungsbau und laufen an die Oberfläche. Dort können sie

durch einen noch ungeklärten Emissionsmechanismus, in dem auch die gestörte Oberflächenschicht eine Rolle spielt, befreit werden. Hierdurch wird verständlich, daß durch eine Regeneration der gestörten Oberflächenschicht auch die IPE verschwindet.

Herrn Prof. Dr. W. HANLE sind wir für stete Förderung und Diskussionen, der Deutschen Forschungsgemeinschaft für Zuwendungen zu großem Dank verpflichtet.

Spiralstrukturen und Widerstandsextrema in Hochfrequenzentladungen

Von H. SCHLÜTER *

The University of Texas, Austin, Texas, U.S.A.

(Z. Naturforsch. 18 a, 258—259 [1963]; eingegangen am 14. Januar 1963)

In früheren Arbeiten^{1—3} wurden stationäre Hochfrequenzentladungen in einem statischen Magnetfeld beschrieben. Die beobachteten Minima der Sendergitterspannung (eine monotone Funktion des OHMSchen Entladungswiderstandes) als Funktion der Magnetfeldstärke wurden im Hinblick auf Resonanzen bei der hybriden Ionen-Elektronen-Gyrationsfrequenz $\nu_0 = \sqrt{\nu_i \nu_e}$ und in Analogie zu anomalen Diffusionseffekten bei Gleichstromentladungen diskutiert. Hier werden einige neuere Beobachtungen (gewonnen an einer Apparatur ganz ähnlich der früher benutzten) kurz dargestellt, die typisch für die Entladungsvorgänge sind und von Interesse für laufende theoretische Untersuchungen sein dürften.

1.

Abb. 1 zeigt eine Aufsicht auf das Entladungsrohr entlang der Achse des Magnetfeldes. Fünf Spiralarme sind erkennbar, die von hinten außen, aus dem Gebiet der Senderspule und schwächerer Magnetfeldstärke, nach innen vorne laufen, in den „Hals“ der benutzten „magnetischen Flasche“. Solche Spiralstrukturen sind bisher beobachtet worden, wenn die Kopplung zwischen Sender und Entladung verhältnismäßig stark ist (14 bis 30 MHz Senderfrequenz f , 1 oder 2 Windungen der Kopplungsspule)⁴. Die Spiralarme sind stationär für gewisse Magnetfeldstärken. Diese fallen im früher hauptsächlich untersuchten Druckbereich ($\sim 0,2$ mm Hg Wasserstoff-Druck) recht gut mit den Magnetfeldstärken zusammen, für die Minima der Sendergitterspannung beobachtet sind¹. (Wenn bei extremer Kopplung die Gitterspannungskurven entarten und abflachen, sind die Minima nicht mehr beobachtbar; für solche Fälle

können die Messungen bei schwächerer Kopplung extrapoliert werden.) Auf Experimente bei wesentlich tieferem Druck ist im 2. Abschnitt eingegangen. Bei höherem Druck tritt eine Plasmaballung im „Hals der magnetischen Flasche“ auf, wie sie im Zentrum von Abb. 1 zu sehen ist. Die genaue Form einer solchen Ballung hängt hauptsächlich von der Magnetfeldstärke ab; für etwa den zweifachen Wert der Magnetfeldstärke, bei der die Spiralstruktur stationär ist, bekommt die Plasmaballung annähernd die Form eines Hohlzylinders.

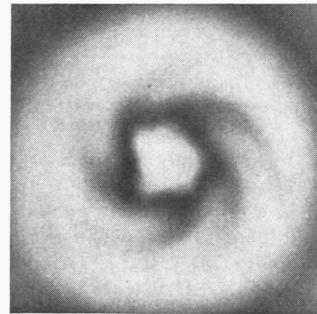


Abb. 1. Aufsicht auf die Spiralstruktur.

Der Windungssinn der Spiralarme ist derart, daß $\mathbf{B} \times \mathbf{v}$ nach innen, von der Wand des Entladungsgefäßes weg zeigt, wenn \mathbf{v} ein Vektor entlang eines Spiralarmes ist und vom Gebiet der Senderspule zum Gebiet stärkerer Magnetfeldstärke zeigt (\mathbf{B} Magnetfeldvektor). Dieser Windungssinn wäre nicht zu erwarten, falls ein enger Zusammenhang bestände mit einem anomalen Diffusionsmechanismus beschrieben durch eine erweiterte Form der KADOMTSEV-NEDOSPASOV-Theorie, unter Annahme eines (Elektronen-) Stromes in Richtung stärkerer Magnetfeldstärke. Die KADOMTSEV-NEDOSPASOV-Theorie erklärt in recht befriedigender Weise die anomalen Diffusionseffekte in Gleichstromentladungen unter Annahme helischer Störungen in der Stromverteilung^{5, 6}. Untersuchungen von GELLER⁷ bestätigten kürz-

* Beurlaubt vom Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München.

¹ H. SCHLÜTER, Z. Naturforsch. 15 a, 281 [1960].

² H. SCHLÜTER, Z. Naturforsch. 15 a, 744 [1960].

³ H. SCHLÜTER, Z. Naturforsch. 16 a, 972 [1961].

⁴ Erste Beobachtungen sind enthalten im Anhang zur Dissertation, München 1961.

⁵ B. B. KADOMTSEV u. A. V. NEDOSPASOV, J. Nucl. Energy 1, 230 [1960].

⁶ G. GUEST u. A. SIMON, Phys. Fluids 5, 121 [1962].

⁷ R. GELLER, Phys. Rev. Letters 9, 248 [1962].



lich — allerdings für Versuchsbedingungen erheblich verschieden von den hier betrachteten —, daß anomale Diffusion auch in Hochfrequenzentladungen auftritt; ein Mechanismus ähnlich dem von KADOMTSEV und NEDOSPAsov erscheint dort unwahrscheinlich. Schicht-Instabilitäten oder außergewöhnliches Verhalten von radialen Potentialverteilungen mögen für Hochfrequenzentladungen wichtig sein⁸. Es dürfte von Interesse sein, den weiteren Ausbau theoretischer Untersuchungen u. a. über Mikroinstabilitäten vom Spiegeltyp und „cross-field“-Instabilitäten (PFIRSCH⁹, SIMON¹⁰) zu verfolgen und zu prüfen, ob eine Anwendung auf den hier betrachteten Fall möglich wird.

2.

Es ist zu erwarten, daß eine Resonanz bei der hybriden Ionen-Elektronen-Gyrationsfrequenz am ehesten für starke Kopplung zwischen Sender und Entladung und niedrigen Gasdruck (im Vergleich zu früheren Versuchsbedingungen) zu beobachten und von anderen Effekten zu trennen ist. Unter solchen Bedingungen werden tatsächlich sehr ausgeprägte Minima der Sendergitterspannung beobachtet, wenn innerhalb der Kopplungsspule $\nu_0 = \sqrt{\nu_i \nu_e} = f$ ist. Abb. 2 gibt ein Beispiel für 26 MHz Senderfrequenz. $\nu_0 \sim B$ für das Minimum ist auf etwa 5% genau bestimmt. Wie schon früher erwähnt¹, ist für niedrige Drucke keine wesentliche Dämpfungsverschiebung für die Lage des Minimums und eine lineare Abhängigkeit von der Senderfrequenz f zu erwarten und beobachtet. In Abb. 2 ist angedeutet, daß in dem dort betrachteten Falle eine stationäre Spiralstruktur bei deutlich niedrigerer Magnetfeldstärke festgestellt ist, als sie dem Minimum der Gitterspannung entspricht.

Für Abb. 2 ist eine Registriermethode mit starkem Auflösungsvermögen verwandt (Voltmeter-Schreiber mit kleiner Zeitkonstanten und empfindliche automatische Druckregelung). Die Feinstruktur der Registrierkurve, die kleinen Zacken innerhalb des großen Minimumtals, ist reproduzierbar. Solche Zacken treten auch in der Lichtemission der Entladung auf.

Bei schwächerer Kopplung und erhöhtem Druck (jedoch $< 0,1$ mm Hg) wird ein zusätzliches Minimum oder eine solch starke Verbreiterung in der Gitterspannungskurve erkennbar, daß eine Resonanz¹¹ bei $\sqrt{\nu_i \nu_e} \geq f > \nu_i$ nicht allein zur Deutung ausreicht (siehe Anm.²). Abb. 3 gibt ein Beispiel (Argon). Bei den noch höheren Drucken der früheren Messungen ist eine ähnliche Kurvenstruktur für Stickstoff festgestellt (Abb. 1 zu Anm.²), allerdings in abgeschwächter Form. Bei schwächerer

⁸ Für Literaturangaben siehe Anm.⁶.

⁹ D. PFIRSCH, Z. Naturforschg. **17 a**, 861 [1962].

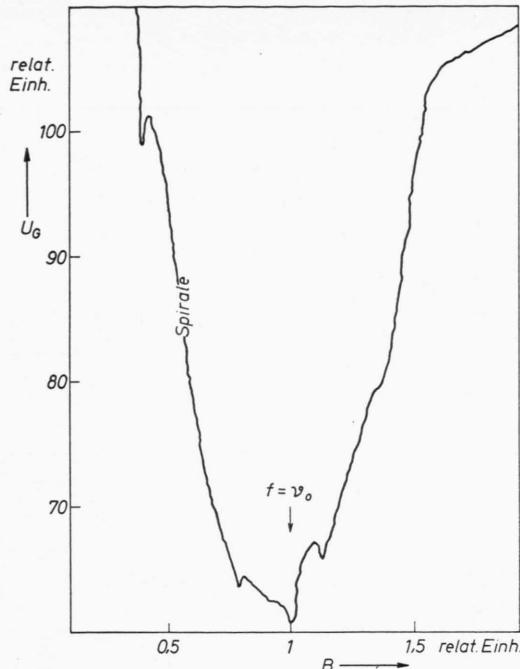


Abb. 2. Registrierkurve der Sendergitterspannung U_G als Funktion der Magnetfeldstärke B in der Kopplungsspule (26 MHz, $\sim 10^{-2}$ mm Hg, Wasserstoff).

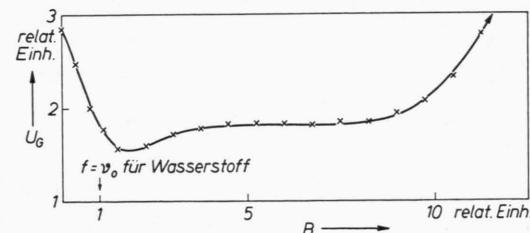


Abb. 3. Sendergitterspannung U_G als Funktion der Magnetfeldstärke $B \sim \nu_0 = (1/2 \pi) \sqrt{(Z e/m_i) B \cdot (e/m_e) B}$ (7,4 MHz, $\sim 3 \cdot 10^{-2}$ m Hg, Argon).

Kopplung und Drucken $< 0,1$ mm Hg sind die Verhältnisse kompliziert durch Zündungsprobleme, durch die Möglichkeit verschiedener „modes“ der Entladung; die Benutzung von Hilfsentladungsquellen ist angebracht. Darüber und über den Einfluß verschiedener Geometrien der Versuchsanordnung soll an anderer Stelle ausführlich berichtet werden.

¹⁰ A. SIMON, Plasmatagung, Atlantic City, Nov.—Dez. 1962.

¹¹ K. KÖRPER, Dissertation, Göttingen 1959.