

Abb. 1. Energieniveaus des $(\text{SO}_3)_2\text{NO}^-$ -Radikals in mittleren Magnetfeldern ($S=1/2$, $I=1$, Hyperfeinstrukturaufspaltung 54,7 MHz).

rungsfaktoren der Kernmagnetisierung von 40 bzw. 80 messen.

Unser Kern-Elektronen-Doppelresonanzspektrometer⁶ erlaubt den Nachweis des OVERHAUSER-ABRAGAM-Effektes und eine genaue Messung der Kernresonanz mit und ohne Elektronenresonanzsättigung in größeren Magnetfeld- und Frequenzbereichen. Das Probenvolumen beträgt dabei 14 cm³, die Elektronen- und Kernresonanzspulen sind coaxial angeordnet, der Kernresonanznachweis erfolgt mittels der „modifizierten Q-Meter-Methode“⁷. Ein leistungsfähiger und verschieden anpaßbarer Hochfrequenzgenerator gestattet die Einstrahlung von Elektronenresonanzfrequenzen zwischen 10 und 100 MHz.

Die Bestimmung des Vergrößerungsfaktors in mittleren Magnetfeldern erschien besonders interessant, um daraus Rückschlüsse auf den Mechanismus der Elektronenspinrelaxation abzuleiten. Unter mittleren Magnetfeldern sollen hier solche verstanden werden, bei denen die ZEEMAN-Aufspaltung von gleicher Größenordnung ist wie die Hyperfeinstrukturaufspaltung ohne Feld. In der vorliegenden Mitteilung werden zunächst die Ergebnisse für einen Magnetfeldwert von 11,75 Oe angegeben. Es

wurden bei diesen Messungen 0,004-m. Lösungen des Disulfonates benutzt. Die Linienbreite der Protonenresonanz betrug etwa 5 Hz, die der Elektronenresonanzen 1,5 bis 2,0 MHz. Sättigung und Elektronenresonanz wurden durch Registrierung des Protonenresonanzsignals bei verschieden starker und verschieden frequenter Hochfrequenzeinstrahlung bestimmt.

Wie aus Tab. 1 ersichtlich, führte sowohl die Sättigung der in „schwachen Feldern“ einen OVERHAUSER-Effekt erzeugenden π -Übergänge $\Delta F=1$, $\Delta m_F=\pm 1$ (1–6, 2–5/3–6, 4–5) als auch die der in „starken Feldern“ erlaubten Übergänge $\Delta m_s=1$ (1–6, 2–5, 3–4) zu einer beträchtlichen dynamischen Kernmagnetisierung. Gegenüber einer Einstrahlung von 1–6 zeigt die von 2–5 im mittleren Feld einen stärkeren, die von 3–4 einen etwas schwächeren Effekt. Das läßt auf einen kontinuierlichen Übergang vom starken zum schwachen Feld schließen. Dem entspricht auch, daß die Bestrahlung von 4–5 die relativ geringste Vergrößerung des Kernsignals bewirkte. Für die elektronischen σ -Übergänge wurden erwartungsgemäß keine Effekte beobachtet.

Meßwerte		
Übergang	Elektronenresonanzfrequenz	Vergrößerungsfaktor des Kernresonanzsignals
1–6	80,6 MHz	– 54
2–5/3–6	63,6 MHz	– 68
4–5	38,2 MHz	– 37
3–4	16,2 MHz	– 47
Meßgenauigkeit	$\pm 0,2$ MHz	$\approx 10\%$
Protonenresonanzfrequenz 50,000 kHz Magnetfeld 11,743 Oersted		

Tab. 1. Meßergebnisse (das negative Vorzeichen des Vergrößerungsfaktors weist auf die Umkehrung hin, die das Kernresonanzsignal bei der Einstrahlung der Elektronenresonanzfrequenz erleidet).

⁶ Beschreibung des Apparates erfolgt in einer späteren Arbeit.
⁷ W. MÜLLER-WARMUTH u. P. SERVOZ-GAVIN, Z. Naturforschg. **13 a**, 194 [1958].

Schrot- und Funkelrauschen bei kalter Elektronen-Emission

Von CH. KLEINT und H.-J. GASSE

Physikalisches Institut der Karl-Marx-Universität Leipzig
(Z. Naturforschg. **15 a**, 87–88 [1960] ; eingegangen am 31. Dezember 1959)

Bei der Untersuchung von Metallspitzen im sogenannten Feldelektronen-Mikroskop¹ interessiert meist das durch die Elektronen auf einem Leuchtschirm erzeugte Bild. Es ist bekannt, daß adsorbierte Atome dieses Bild völlig verändern können. Das Leuchtschirmbild einer

sauberen, durch starkes Glühen gereinigten Wolframspitze erscheint ruhig, das Bild einer auch nur wenig bedeckten Spitze hingegen flimmert, einzelne Punkte leuchten kurzzeitig auf und verschwinden wieder. Diese Unruhe des Bildes wird sich in unregelmäßigen Schwankungen des Emissionsstromes I – einem Rauschen – äußern. Charakteristisch für ein Rauschen ist seine spektrale Verteilung dJ^2/df , das heißt das auf ein kleines Frequenzintervall df bezogene mittlere Rauschstromquadrat.

¹ R. H. GOOD u. E. W. MÜLLER, Handbuch der Phys., Bd. **21**, herausgegeben von S. FLÜGGE, S. 176 [1956].

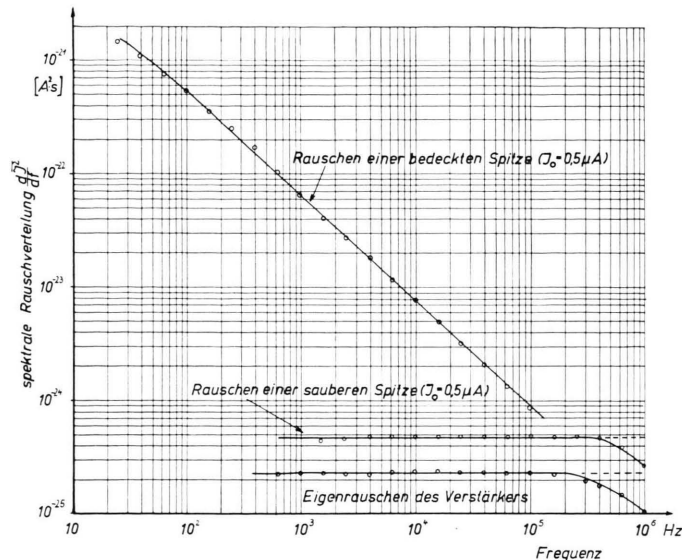


Abb. 2. Spektrale Rauschverteilung des Feldemissionsstromes für saubere und gasbedeckte Spitze bei einem Emissionsstrom $I_0 = 5 \cdot 10^{-7}$ A.

Zur Messung dieser Größe wurde der Rauschstrom durch einen Widerstand in eine Rauschspannung verwandelt, die nach 10^5 - bis 10^6 -facher Verstärkung in einem breitbandigen, stark gegengekoppelten Verstärker mit stufenweise veränderlicher Bandbreite gemessen wurde. Man erhält dann als integrale Meßkurve das mittlere Rauschstromquadrat in Abhängigkeit von der Bandbreite des Verstärkers, differenziert ergibt sie die spektrale Verteilung des Rauschens.

Damit sich eine durch Glühen gereinigte Spitze während der Rauschmessung nicht merklich bedeckt, ist sehr gutes, sogenanntes Ultrahochvakuum erforderlich. Man muß nämlich bedenken, daß die Zeit für monoatomare Bedeckung bei 10^{-7} Torr etwa 10 sec beträgt und umgekehrt proportional zum Druck ist. Durch Verwendung verbesserter BAYARD-ALPERT-Ionisationsmanometer und tagelanges Ausheizen der Meßröhren gelang es, einen Druck von höchstens 10^{-11} Torr zu erreichen. Abb. 1 * zeigt, daß sich bei diesem Vakuum die Spitze nur sehr langsam bedeckt. Abb. 1 a gibt die Aufnahme des Spitzenbildes kurz nach dem Ausglühen, also in sauberem Zustand, wieder, Abb. 1 b das Bild der gleichen Spitze 27 Stunden später.

Es gelang bei derartigen Vakua, das Rauschen für saubere und bedeckte Wolframspitzen aufzunehmen. Die differenzierten Kurven sind in Abb. 2 wiedergegeben. Man sieht, daß sich für eine saubere Spitze ein viel geringeres Rauschen als für eine bedeckte Spitze ergibt. Das Rauschen einer sauberen Spitze ist ein „weißes Rauschen“, denn die spektrale Verteilung ist frequenzunabhängig. (Der Abfall bei hohen Frequenzen entsteht durch die Kapazität, die dem Eingangswiderstand des Verstärkers parallel liegt, sie beträgt etwa 1,5 pF.)

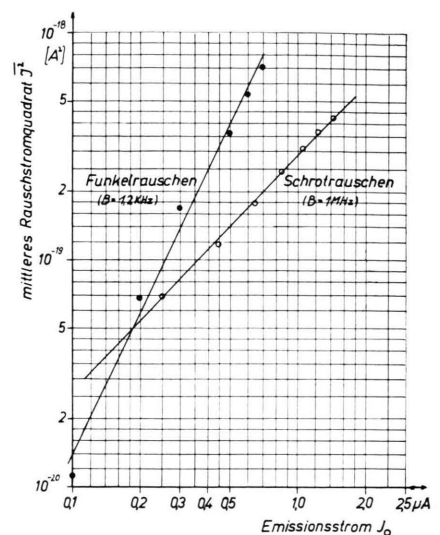


Abb. 3. Abhängigkeit des Rauschens vom Emissionsstrom I_0 (B : Bandbreite des Verstärkers mit einer unteren Grenzfrequenz von 10 Hz).

Ein völlig anderes Bild zeigt die Verteilung des Rauschens einer bedeckten Spitze. Es ist ein typisches Funkelrauschen, das durch den starken Anstieg zu tiefen Frequenzen hin charakterisiert ist. Die Verteilung gehorcht etwa einem $1/f$ -Gesetz, wie es z. B. auch bei technischen Glühkathoden beobachtet wird. Diese Messungen wurden bei einem Emissionsstrom $I_0 = 5 \cdot 10^{-7}$ A durchgeführt. Die Abhängigkeit vom Emissionsstrom zeigt Abb. 3. Die Messung an einer sauberen Spitze ergibt nur das Schottrauschen, das proportional dem Emissionsstrom ist, also $J_s^2 \sim I_0$. Mißt man dagegen das Funkelrauschen einer bedeckten Spitze, so ergibt sich eine stärkere Abhängigkeit des Rauschquadrates vom Emissionsstrom, es ist etwa $J_F^2 \sim I_0^2$.

Es ist anzunehmen, daß auch die kalte Emission unkorreliert erfolgt, und demnach das von SCHOTTKY² für den Sättigungsfall abgeleitete und für Glühemission nachgewiesene Gesetz

$$d\bar{J}^2/df = 2 e I_0$$

gelten muß. Dies konnte innerhalb der Meßgenauigkeit für das Schottrauschen bestätigt werden. Das durch adsorbierte Atome bzw. Moleküle erzeugte starke Funkelrauschen wird offenbar durch die Bewegung dieser Atome und Moleküle auf der Spitze verursacht.

Nach Abschluß der Messungen sollen experimentelle Einzelheiten und weitere Beobachtungen ausführlicher geschildert werden.

* Abb. 1 a, b auf Tafel S. 88 a.

² W. SCHOTTKY, Ann. Phys. IV, 57/541 [1918]; Wiss. Veröff. Siemens 16/1 [1937].

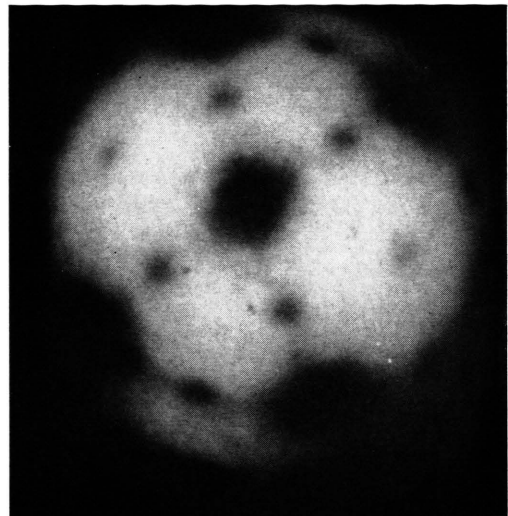


Abb. 1. Feldemissionsbild einer Wolframspitze nach dem Glühen (1 a) (saubere Spitze) und 27 Stunden später (1 b) (geringe Gasbedeckung).

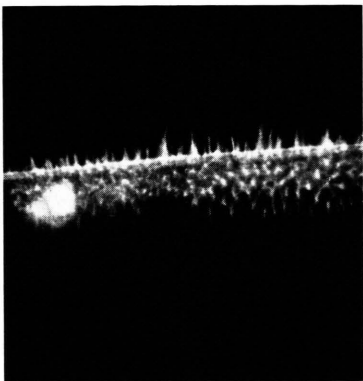


Abb. 1.

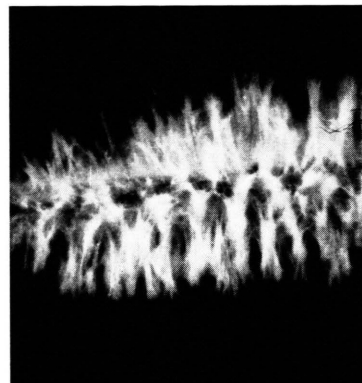


Abb. 2.

