

Zeitschrift: Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe = Bulletin technique / Entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses = Bollettino tecnico / Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri

Herausgeber: Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe

Band: 31 (1953)

Heft: 9

Artikel: Rauschspannung am Kupfer-Kohle-Gleitkontakt [Fortsetzung und Schluss]

Autor: Epprecht, G.W.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-876361>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 16.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Rauschspannungen am Kupfer-Kohle-Gleitkontakt

Von Georg W. Epprecht, Bern
(Fortsetzung und Schluss)

621.316.5.066.6

9. Abhängigkeit des Kontaktrauschens von der Gleitgeschwindigkeit

9.1 Abklärung der Möglichkeiten

Die Ausmessung des Rauschspektrums als Funktion der Gleitgeschwindigkeit bildete von Anfang an einen Hauptgegenstand unserer Untersuchung. Sie erwies sich auch als ein wichtiges und zugleich fruchtbares Kriterium für die Kontrolle aller versuchten Hypothesen über die Art des Stromüberganges. Die naheliegendste Hypothese über den Stromdurchgang war unsere «Korntheorie», bei der die Länge des Impulses bestimmt ist durch die Gleitgeschwindigkeit und die Korngrösse der Graphitbürste. Nehmen wir für das Amplitudenspektrum zunächst noch einmal an, es habe einen flachen unteren und einen nach $1/f$ abfallenden oberen Teil. Dann ergeben sich für konstanten Strom die Verhältnisse nach Figur 15. Bei dieser Hypothese wäre n proportional v und δ_m proportional $1/v$, und da $I = n \cdot i \cdot \delta_m = \text{konstant}$, bleibt $i = \text{konstant}$.

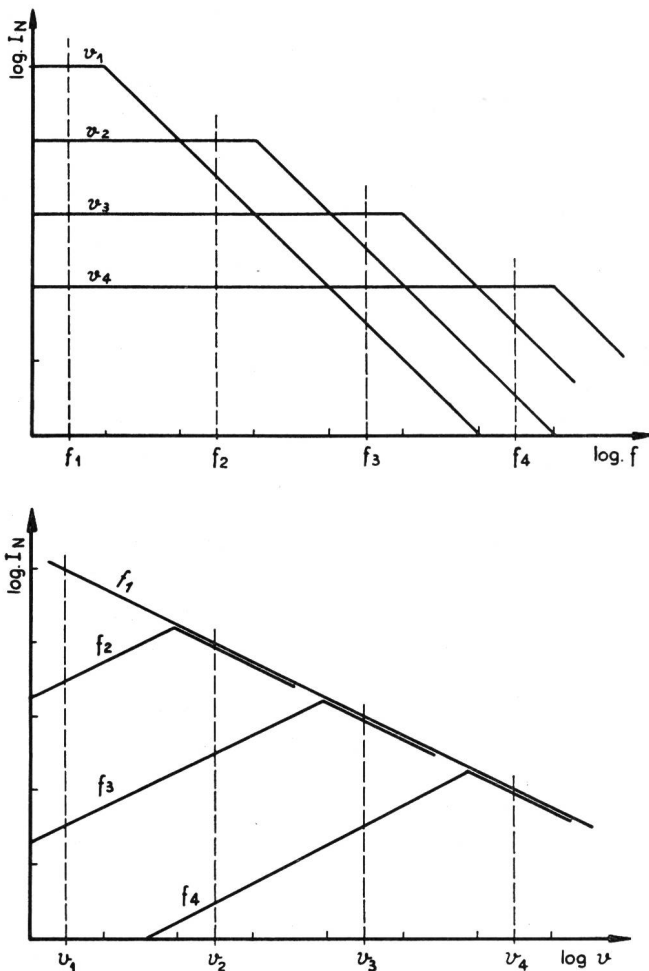


Fig. 15. Variation des Rauschspektrums mit der Gleitgeschwindigkeit unter der Annahme, dass der Elementarimpuls seine Dauer im Mittel umgekehrt proportional zur Gleitgeschwindigkeit ändert und für einen schematischen Verlauf des Spektrums («Korntheorie»)

Nach Figur 15 würde nun tatsächlich in diesem Falle I_N für kleine Geschwindigkeiten v proportional der Wurzel v zunehmen und oberhalb eines von der Frequenz abhängigen v -Wertes wieder abfallen. Bedenken wir nun aber, dass das Frequenzspektrum keine scharfe Grenze hat zwischen einem horizontalen und einem nach $1/f$ abfallenden Teil, so müsste, falls die Korntheorie stimmt, etwa Figur 16 zustandekommen. Dieses Ergebnis stimmt nun aber schon sehr schlecht mit den Messungen überein. Wenn wir nun noch berücksichtigen, dass das Frequenzspektrum bei Variationen von v sich praktisch nicht verschiebt, so ist diese Hypothese kaum mehr tragbar.

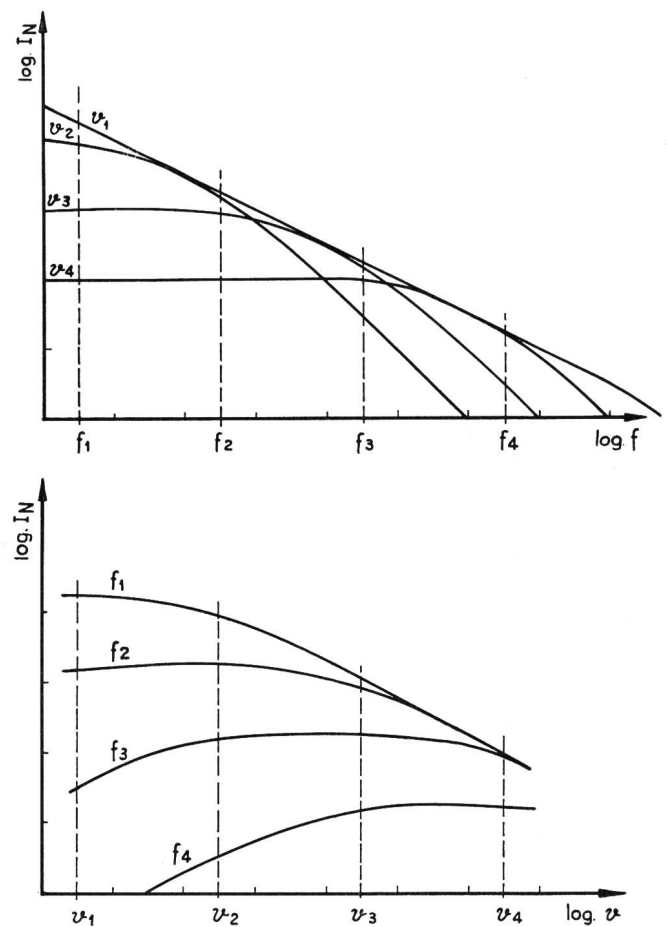


Fig. 16. Variation des Rauschspektrums mit der Gleitgeschwindigkeit unter gleichen Voraussetzungen wie Fig. 15, aber für ein praktisch vorkommendes Spektrum

9.2 Retardationshypothese

Erinnern wir uns, dass:

$$I_N^2(f_0, \Delta f) = 2n \int_{f_0}^{f_0 + \Delta f} [S(f)]^2 df \approx 2n \Delta f S^2(f_0)$$

und setzen wir

$$S(f_0)/S(f_t) = \Psi(f_0) \quad (12)$$

$$S(f_t) = \int_0^{\infty} i(t) dt = \delta_m i_m = I/n$$

f_t = tiefe Frequenz

so ergibt sich:

$$I_N^2(f_0) = 2 \Delta f \Psi^2(f_0) I^2/n \quad (13)$$

Bei unseren Messungen ergab sich ferner $\Psi(f_0) =$ unabhängig von v und $I_N^2 \sim v$,¹⁰⁾ damit erhalten wir

$$v \sim 2 \Delta f \Psi^2(f_0) I^2/n$$

$$n \sim v^{-1} \quad (14)$$

Dieses Ergebnis steht nun sehr im Gegensatz zu den Annahmen von Kapitel 7.3 bei der «Korntheorie»; es bedeutet, dass die Anzahl n der Impulse je Zeiteinheit abnimmt mit zunehmender Gleitgeschwindigkeit. Es gibt nun für dieses Resultat eine einfache Interpretation, die auch mit den übrigen Messungen in keinem Widerspruch steht:

Wir stellen uns wieder die Kontaktoberflächen vor, mit ihren Unebenheiten und ihren unregelmässigen Belägen an Fremdschichten. Gewisse Stellen sind nun offenbar besonders geeignet für einen Stromdurchgang; es sind dies die Stellen, die der Gegenelektrode am nächsten stehen und die am wenigsten von isolierenden Schichten bedeckt sind. Wir wollen diese Stellen *potentielle Kontaktstellen* nennen. Beim Gleiten gehen solche potentielle Kontaktstellen aneinander vorüber, und bei einigen davon wird dabei wirklich ein Stromdurchgang stattfinden. Wir nehmen nun an, dass dieser Stromdurchgang nicht sofort eintreten kann, wenn die rein mechanischen Kontaktbedingungen erfüllt sind, dass vielmehr eine gewisse Verzögerung im Stromdurchgang auftritt. Wir wissen nicht, wie der Stromdurchgang schliesslich eingeleitet wird. Es kann, wie früher angegeben, ein «Wärmedurchschlag» sein, erzeugt durch Reibungswärme, es kann sich um den Aufbau einer Ionisierung oder eines elektrolytischen Vorganges handeln, oder die innere Induktivität der Kontaktstelle kann den Stromübergang verzögern. Wir haben bereits von potentiellen Kontaktstellen gesprochen und führen nun noch den Begriff der *potentiellen Kontaktdauer* ein, worunter wir das Zeitintervall verstehen, während dessen sich zwei potentielle Kontaktstellen gegenüberstehen. Wir postulieren nun, dass die mittlere Wahrscheinlichkeit, dass zwischen zwei potentiellen Kontaktstellen ein Stromdurchgang stattfindet, proportional ist zur potentiellen Kontaktdauer. Da nun aber die potentielle Kontaktdauer mechanisch bedingt ist (jede einzelne und damit auch die mittlere) durch die Oberflächen-

geometrie der Kontaktelektroden, so ist sie umgekehrt proportional zur Gleitgeschwindigkeit. Daraus ergibt sich nun sofort, dass n , die Anzahl der wirklich erfolgten Stromdurchgänge je Zeiteinheit, umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit v sein muss. Mit der Abnahme von n muss natürlich die je Kontaktstelle fliessende mittlere Ladung und Stromstärke entsprechend zunehmen. Damit wächst der Radius b der Berührungsflächen, und zwar, wie wir in Kapitel 8.3 gesehen haben, proportional zu i . Die Vergrösserung von b ist also gerade so, dass die Impulsdauer theoretisch konstant bleibt, also:

$$b \sim i \sim 1/n \sim v$$

$$\delta_m \sim 2 b_m/v = \text{konst.} \quad (15)$$

Verbunden damit ist eine geringe Erhöhung des Spannungsabfalles. Tatsächlich findet man, worauf wir schon an anderer Stelle hinwiesen, dass sich das Spektrum mit der Gleitgeschwindigkeit nicht wesentlich ändert, was ebenfalls auf eine unveränderte mittlere Impulsdauer schliessen lässt. Da wir es bei dieser Hypothese mit einem verzögerten Einsatz des Stromdurchganges zu tun haben, nennen wir sie im folgenden kurz «Retardationstheorie». Wir haben angenommen, dass einfach im Mittel die Wahrscheinlichkeit eines Stromdurchganges proportional ist zur potentiellen Kontaktdauer. Im einzelnen könnte es sich auch so verhalten, dass zur Ausbildung des Stromdurchganges eine bestimmte, einigermaßen fixe Zeitdauer erforderlich ist und dass, bei der breiten Verteilung der potentiellen Kontaktstrecken, mit steigender Geschwindigkeit immer mehr der kürzeren Intervalle als wirkliche Kontaktstellen ausfallen, da ihre abnehmende potentielle Kontaktdauer zum Aufbau einer Strombrücke nicht mehr ausreicht.

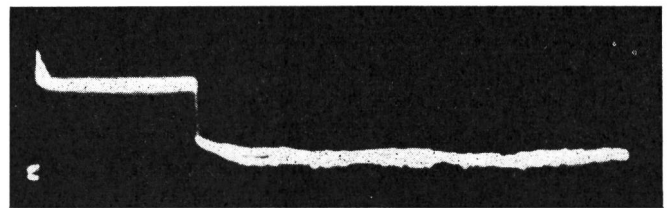


Fig. 17. Spannungsverlauf am impuls gespeisten Kontakt
 Impulsdauer = 30 μ s
 Gleitgeschwindigkeit v = 10 cm/s
 Kontaktkraft = 5 N

Zur Stützung der Retardationstheorie haben wir ein weiteres Experiment gemacht: Der Kontakt wurde, statt wie bisher mit Gleichstrom, mit Rechteckimpulsen gespeist, oder es wurden einem konstanten Belastungsstrom Rechteckimpulse überlagert. Wenn der Einsatz der verschiedenen Impulse, aus denen sich der Gesamtstrom zusammensetzt, tatsächlich erst nach Ablauf von bestimmten Retardationszeiten erfolgt, so sind offenbar zu Beginn des aufgedrückten Spannungsimpulses noch keine Kontaktstellen «in Betrieb»; sie bilden sich erst allmäh-

¹⁰⁾ Dieser Zusammenhang wurde bis zu der kleinsten verwendeten Gleitgeschwindigkeit von 0,01 mm/s deutlich festgestellt. Bei Stillstand fällt die Rauschspannung noch beträchtlich ab (mehrere Zehnerpotenzen) gegen den bei der kleinsten Geschwindigkeit vorhandenen Pegel, was darauf schliessen lässt, dass dann eine eigentliche Verschweissung (Fritting) stattfindet und sich der Ort der Stromübergangsstellen nicht mehr oder nur selten ändert.

lich aus. Die Zahl und Grösse der parallelen Kontaktstellen muss also zu Beginn des Stromimpulses rasch zu- und damit der mittlere Kontaktwiderstand abnehmen. Dies muss sich zeigen in einer Spannungsspitze zu Beginn des am Kontakt liegenden Impulses. Diese Erscheinung lässt sich nun wirklich mit einem Kathodenstrahloszillographen sehr schön nachweisen. Figur 17 ist typisch für den Verlauf der Kontaktspannung während eines Stromimpulses. Man beobachtet dabei weiter, dass am Ende des Stromimpulses die Spannung nicht sofort auf den Wert sinkt, den sie vor dem Impuls hatte, sondern zuerst um einen gewissen Teilbetrag springt, um dann allmählich abzusinken. Es kann sich dabei nur um Thermospannungen handeln, die ja, wie in Figur 17 sichtbar, auch dann vorhanden sind, wenn kein Strom fliesst. Unmittelbar am Ende unseres Stromimpulses sind alle Strombrücken noch stark erhitzt und die entstehenden Thermospannungen entsprechend hoch. Mit der Abkühlung der ehemaligen Brücken nimmt dann auch die mittlere Thermospannung ab. Beachtenswert ist, dass die mittlere Thermospannung unmittelbar zu Beginn der stromlosen Periode ziemlich konstant ist unter wechselnden Bedingungen. Dies spricht für eine bestimmte Temperatur, und wir nehmen an, dass dies eben die Schmelztemperatur des Kupfers ist. Nur die Geschwindigkeit der Abnahme dieser Spannungen variiert mit der Gleitgeschwindigkeit. Allerdings ist es nach den früheren Berechnungen nicht unwahrscheinlich, dass auch beim stromlosen Kontakt durch blosse Reibung die Schmelztemperatur des Kupfers erreicht wird und dass dabei die gleichen Thermospannungen auftreten müssten. Die Berechnung zeigt auch (s. Kap. 8.2), dass diese Schmelztemperatur in ausserordentlich kurzer Zeit erreicht (und offenbar wieder verloren) wird. Es müssen entsprechend sehr kurze Impulse auftreten, die, wenn sie durch die Messapparatur gehen, die immer eine Tiefpaßstruktur darstellt, nicht mehr in der ursprünglichen Grösse erscheinen, sondern um so mehr abgeflacht und verkleinert werden, je kürzer sie sind.

Bei einem mit Gleichstrom vorbelasteten Kontakt beobachtet man ganz ähnliche Spannungsabläufe wie beim stromlosen Kontakt. Die zusätzliche Bildung und der Abbau der überflüssigen Brücken beim Wechseln der Stromstärken ist klar ersichtlich aus Figur 18. Allerdings besteht neben dieser kurzzeitigen Hysterese eine viel langsamere; der Endzustand eines Kontaktes wird erst erreicht nach sehr vielen Übergängen der Bürste über die gleiche Stelle der Kupferoberfläche.

Der Spannungsverlauf am Kontakt während des Stromstosses wurde für verschiedene Geschwindigkeiten, verschiedenen Druck und mit und ohne Gleichstromvorbelastung photographisch aufgenommen. Es scheint die Tendenz zu bestehen, dass besonders nach dem Ende des Stromstosses, weniger deutlich aber auch bei der Spitze am Stossbeginn, bei grösseren Geschwindigkeiten der Gleichgewichtszustand

rascher erreicht wird, was vielleicht mit der stärkeren Kühlung oder Wärmeableitung durch die Scheibe bei grossen Geschwindigkeiten erklärt werden kann. Diese Erscheinung wurde jedoch nicht eingehend untersucht.

Steigert man die Gleitgeschwindigkeit über einen bestimmten Wert hinaus, so bleibt, soweit festgestellt werden konnte, die Rauschspannung schliesslich auf einem konstanten Wert stehen. Zwar konnten mit unserer Apparatur Geschwindigkeiten von über 50 m/s erreicht werden, die Messungen sind bei diesen hohen Geschwindigkeiten jedoch etwas unzuverlässig, da leicht die Erschütterungen der Apparatur und mechanische Schwingungen der Kontakte die Resultate beeinflussen. Den Messungen bei Geschwindigkeiten von über 20 m/s möchten wir daher kein allzu grosses Gewicht beilegen.

Die Frequenz, bei der die Zunahme der Rauschspannung aufhört, ist abhängig von der Stromstärke. Bei kleinen Strömen liegt die Grenzfrequenz tiefer und, soweit Messungen vorliegen, verhalten sich Strom und Grenzgeschwindigkeit ungefähr proportional. Allerdings ist das vorhandene Material wenig umfangreich wegen des enormen Zeitbedarfs zur Ausmessung der Kurve für eine einzige Stromstärke (Fig. 19a ... 19d).

Dass es eine Grenzgeschwindigkeit gibt, für die die Rauschspannung nicht mehr steigt, ist ohne weiteres verständlich, wenn wir uns vergegenwärtigen, dass die erhöhte Rauschspannung herrührt von einer Reduktion der sekundlichen Impulszahl n . Nun kann N und damit n natürlich nicht beliebig abnehmen, da immer mindestens eine einzige Kontaktstelle vorhanden sein muss, die ja nur eine gewisse mittlere Lebensdauer hat. Es liegt durchaus im Bereiche des Möglichen, dass im Grenzfall nur eine einzige «parallele» Kontaktstelle vorhanden ist, in einem relativ grossen Strom-Geschwindigkeitsbereich scheint denn auch n wirklich nahezu unverändert zu sein. Wie wir später sehen werden, scheint es, dass für grössere Ströme der Grenzwert von n ansteigt. In Abhängigkeit von der gesamten Grösse der Kontaktfläche wurde festgestellt, dass bei kleinerer Fläche die Grenzgeschwindigkeit tiefer liegt, während im \sqrt{v} -Teil die Rauschspannungen etwa gleich gross

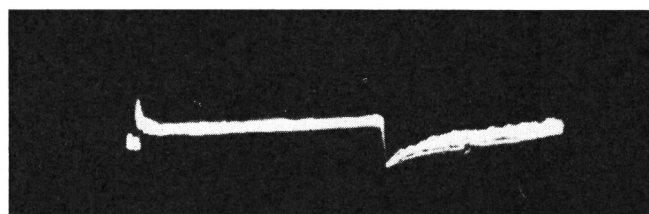


Fig. 18. Impulsverlauf am impuls gespeisten und vorbelasteten Kontakt

Impulsdauer = 30 μ s

Gleitgeschwindigkeit v = 10 cm/s

Kontaktkraft = 5 N

Vorbelastung I = 10 mA

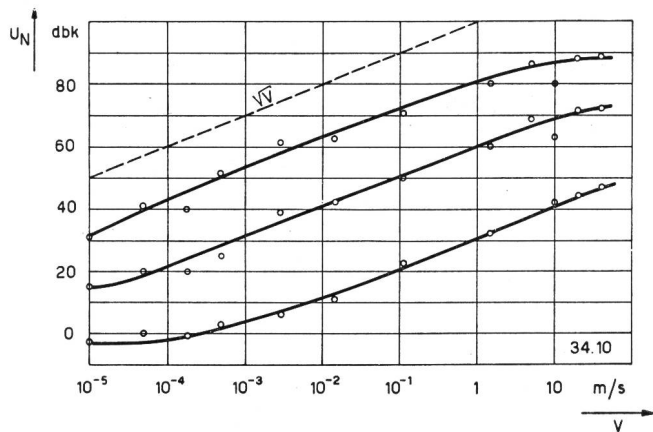
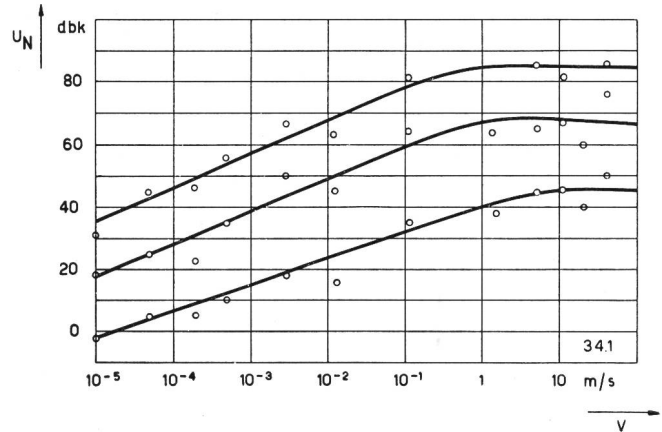
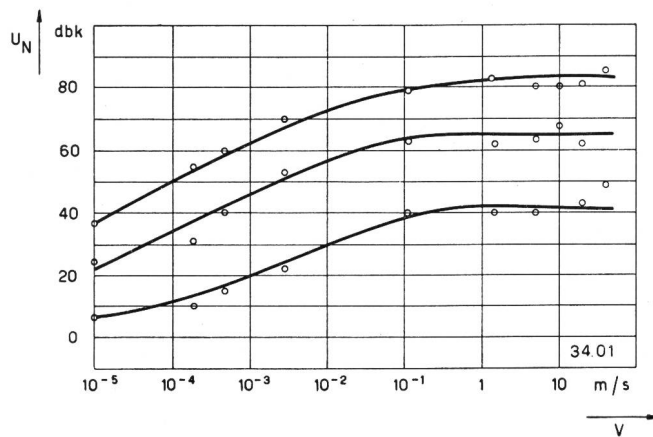
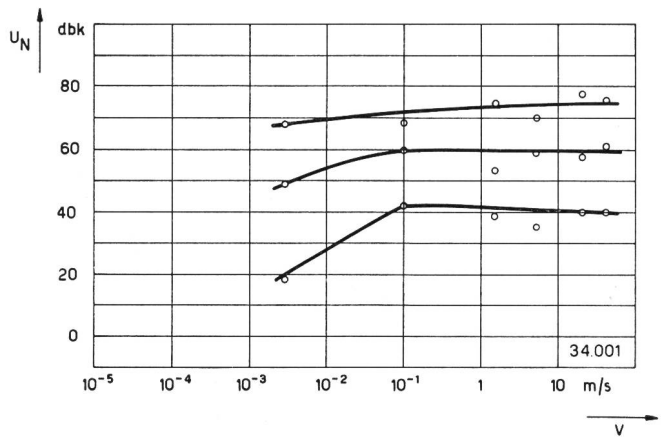
Fig. 19a. Belastungsstrom $I = 10$ AFig. 19b. Belastungsstrom $I = 1$ AFig. 19c. Belastungsstrom $I = 0,1$ AFig. 19d. Belastungsstrom $I = 0,01$ A

Fig. 19a...d. Gemessene Abhängigkeit der Rauschspannung von der Gleitgeschwindigkeit für Messfrequenzen 2, 64, 2000 kHz. Kohle Nr. 1, Kontaktkraft = 10 N

sind. Es ist natürlich möglich, dass das minimale n bei hohem spezifischem Kontaktdruck grösser ist, was damit zusammenhängen kann, dass bei grösserer Fläche ein grösserer Anteil der Kontaktlast von nichtleitenden Stellen getragen wird, während bei grossem Kontaktdruck eine grössere Anzahl von sonst nur tragenden Stellen auch zur Stromleitung kommt.

10. Die Stromabhängigkeit des Kontaktrauschens

10.1 Allgemeine Übersicht

Die Abhängigkeit der Rauschspannungen von dem über den Kontakt fliessenden Strom wurde über einen sehr grossen Bereich untersucht. Eine untere Grenze, die zum Beispiel in der Grössenordnung von 0,1 bis 10 μ A liegen kann, ergibt sich dadurch, dass man hier in das Gebiet des Thermo-Gleitrauschens kommt. Die obere Grenze, die zum Beispiel bei 0,1 bis 10 A/mm² (der scheinbaren Kontaktfläche) liegen kann, ist gegeben durch die thermische Zerstörung des Kontaktes. Bei grossen Belastungen beobachtet man dann zunächst ein Glühen der Kohle, und zwar, wie es theoretisch zu erwarten ist, nicht an der Oberfläche, sondern unmittelbar darunter. Durch das Glühen wird das Korngefüge der Bürste gelockert,

einzelne Körner brechen aus, und es entstehen Lichtbogen, die die Oberfläche weiter zerstören.

Grundsätzlich können sich bei Veränderung der Stromstärke sowohl n , die sekundliche Impulszahl, als auch δ_m , die mittlere Impulsdauer, ändern. Wir wollen uns hier wieder einen Katalog der Möglichkeiten machen und dann feststellen, wie sich die praktischen Messungen damit vergleichen. Eine Auswahl der Möglichkeiten ist in Figur 20 angegeben. Wir haben in dieser schematischen Darstellung ein vereinfachtes Spektrum angenommen (wie schon früher: flacher unterer Teil und nach $1/f$ abfallendes Amplitudenspektrum ab f_k). Verwenden wir das wirkliche Spektrum, so ändert sich hier nichts Wesentliches, es werden nur, wie im Spektrum selbst, alle Übergänge verwischt. In Figur 20 ist für eine Reihe von Fällen die Abhängigkeit des Rauschstromes I_N vom Belastungsstrom I angegeben. Es wurde dabei angenommen, dass sich δ_m und n mit einer bestimmten Potenz von I ändern. Diese Potenz wurde in Figur 20 als Parameter gewählt, und zwar die Werte $-1, -\frac{1}{2}, 0, +\frac{1}{2}, +1$ für die Variation von δ_m und die Werte $-\frac{1}{2}, 0, +\frac{1}{2}, +1$ für die Änderung von n . Für die Darstellung wurde ein doppelt logarithmisches

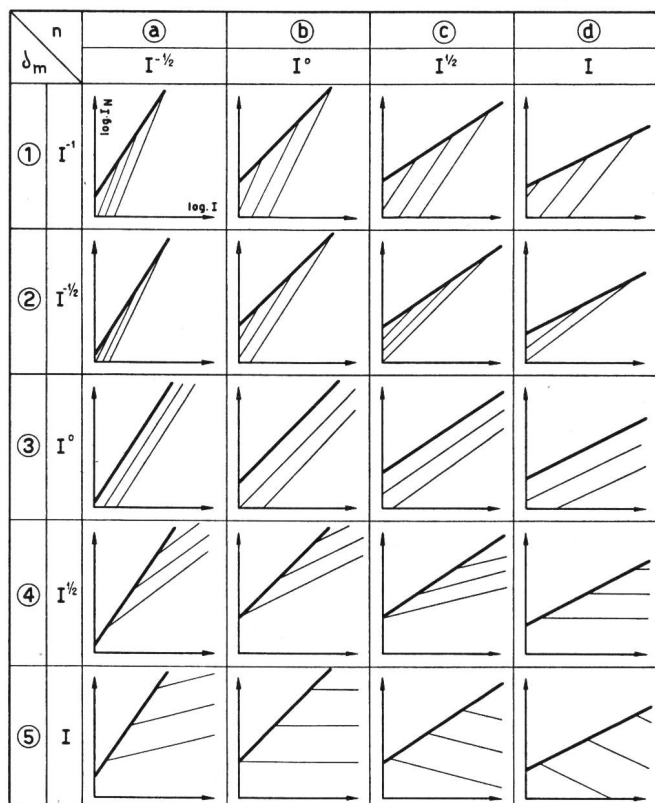


Fig. 20. Abhängigkeit des Rauschstromes vom Belastungsstrom. Schematisierter Verlauf des Zusammenhanges für verschiedene Messfrequenzen, wenn sich die mittlere Impulsdauer δ_m und die mittlere Impulszahl n in der angegebenen Weise mit dem Belastungsstrom ändern

Koordinatensystem gewählt; die verschiedenen Kurven gelten für verschiedene Messfrequenzen. Wenn wir zum Beispiel Figur 21b betrachten, die die Messungen für einen typischen Fall darstellt, so sehen wir, dass tatsächlich ähnliche Bilder erscheinen wie in Figur 20. Allerdings müssen wir, wenn wir unsere Messungen anhand dieses «Kataloges» klassifizieren wollen, immer mindestens zwei Felder aus Figur 20 kombinieren. Für kleine Ströme scheinen etwa die Felder 2b bis 1d zuzutreffen, während man bei grossen Strömen eher etwa ins Gebiet von 5b bis 4d kommt. Dies würde bedeuten, dass sich mit variablem Strom die Art der Abhängigkeit der mittleren Impulsdauer δ vom Strom I verändert. Wir diskutieren hier übrigens zunächst hauptsächlich die Variationen des Rauschstromes. Es ist dies für unsere theoretischen Betrachtungen einfacher und elementarer, da sich ja der Gesamtstrom aus Stromimpulsen überlagert. Messtechnisch erfassen wir allerdings die Spannungen, die über dem Kontaktwiderstand entstehen. Schliesslich sind es dann auch die Rauschspannungen, die den Praktiker interessieren, sie können aber, wenn der Verlauf der Stromschwankungen abgeklärt ist, leicht gewonnen werden, wenn der Kontaktwiderstand bekannt ist.

Wie wir im letzten Kapitel sahen, gibt es, was die Abhängigkeit der mittleren sekundlichen Impulszahl n von der Geschwindigkeit betrifft, zwei wichtige

Gebiete: Bei relativ kleinen Geschwindigkeiten ist n umgekehrt proportional zu v . Ab einer kritischen Geschwindigkeit bleibt n für einen bestimmten Strom konstant. Wenn wir weitere Informationen über die Variation von n suchen, so liegt es auf der Hand, Messungen aus diesen zwei Gebieten zu untersuchen. Typische Messungen sind dargestellt in Figur 21b und 22b. Deutlich ist bei der kleinen Geschwindigkeit (Fig. 22) ein weniger starkes Ansteigen von I_N mit wachsendem I , etwa so, dass bei grossen Strömen I_N ungefähr proportional zu $I^{1/2}$ ist. Dies lässt darauf schliessen, dass vermutlich in diesem Gebiet n proportional I ist. Für die grossen Geschwindigkeiten dagegen (Fig. 21) ist der Anstieg von I_N mit I stärker, etwa so, wie wenn n proportional $I^{1/2}$ und I_N proportional $I^{3/4}$ ist. In Figur 20 bewegen wir uns also mit steigender Geschwindigkeit nach rechts und mit steigendem Strom nach unten.

10.2 Die vier Stromgebiete

Bei den Messungen an verschiedenen Kohlen haben sich quantitative Unterschiede ergeben, aber fast immer lassen sich grundsätzlich vier Stromgebiete mit verschiedenen Charakteristiken nachweisen, für die im folgenden eine Interpretation versucht wird.

10.2.1 Gebiet der Thermospannungen

Wenn der von aussen über den Kontakt geleitete Strom sehr klein ist, so geht sein Beitrag zum Kontaktrauschen unter in dem auch im stromlosen Zustande vorhandenen Thermogleitdrauschen. Als obere Grenze dieses Gebietes bezeichnen wir jenen Belastungsstrom I_a , bei dem die Beiträge des Stromrauschens und des Thermorauschens gleich gross sind. Dieser Grenzstrom ist ziemlich verschieden bei den untersuchten Kohlenarten. Tabelle III enthält einige Anhaltspunkte über die Grösse des Grenzstromes.

Tabelle III

Grenzströme

Kohle Nr.	Geschwindigkeit v in m/s	Grenzstrom I_a μA	Versuch Nr.
1	20	<1	5
2	20	<1	10
3	20	<1	11
4	20	10	24
5	20	100	13
5	10	100	14
6	20	1000	22
7	20	100	23
8	20	100	21
9	20	1000	20

Die Tabelle gibt nur die Grössenordnung der Grenze (Genauigkeit 10...20 dB). Es können schwerlich genauere Werte angegeben werden. Je nachdem, ob bei wachsendem oder bei abnehmendem Strom gemessen wird, können die Grenzen zum Beispiel um einen Faktor 30 verschieden sein (Hysterese in der

Feinstruktur der Kontaktoberfläche). Es scheint, dass die Grenze sich mit variabler Gleitgeschwindigkeit wenig verändert, jedoch wurde diese Frage nicht eingehend studiert. Die Unterschiede in den Grenzströmen bei den verschiedenen Kohlenarten rühren hauptsächlich davon her, dass die Grösse der Thermorausspannungen von Material zu Material sehr verschieden ist. Wenn wir annehmen, dass die höchsten Spannungsspitzen der Thermospannungen gegeben sind durch die Schmelztemperatur von Kupfer, dass ferner die verschiedenen Kohlenarten alle etwa das gleiche Kontaktpotential haben gegenüber Kupfer, so bleibt als Hauptursache der verschiedenen Thermospannungen nur die Erklärung, dass bei den verschiedenen Materialien die sekundliche Anzahl n der Stromimpulse sehr verschieden ist. Im allgemeinen haben, soweit uns Muster zur Verfügung standen, die feinkörnigeren Kohlenarten ein grösseres Thermogleittrauschen, also in diesem Gebiet ein kleineres n . Hier scheint also ein Zusammenhang zwischen n und der Körnung zu bestehen.

Die Thermospannungen haben, wie zu erwarten ist, immer die gleiche Polarität. Die Kohlenelektrode ist dabei immer negativ und das Kupfer positiv. (Für kleine Belastungsströme, die von der Kohle zum Kupfer fliessen, kann man daher negative Spannungsabfälle messen.) Der Kontaktwiderstand ist in diesem Zustand sehr gross (meist über 10 000 Ohm). Hochohmig misst man am Kontakt eine mittlere Thermospannung von bis zu $U_{th} = 150$ mV.

10.2.2 Das n -konstante Gebiet kleiner Ströme

Steigert man den Kontaktstrom über I_a hinaus, so wachsen die Rauschspannungen stark an, so dass das Thermorauschen bald vernachlässigbar klein ist dagegen. Vermutlich findet der Stromübergang an solchen Stellen statt, die schon durch Reibung auf eine hohe Temperatur gebracht wurden. Die Rauschspannung nimmt nun in diesem Stromgebiet ziemlich genau proportional zum Kontaktstrom zu, während sich der Verlauf der Spektrumsfunktion leicht ändert, und zwar so, dass der Anteil der hohen Frequenzen etwas steigt. Offenbar nimmt also die mittlere Impulsdauer ab mit steigendem Strom.

Die Gleichspannung U_+ am Kontakt steigt in diesem Gebiet ebenfalls an, und die obere Grenze I_b dieses Bereiches ist dann erreicht, wenn U_+ etwa 1 Volt erreicht hat.

Man kann sich zum Beispiel vorstellen, dass die durch Reibung erwärmten Kontaktstellen durch die nun entstehende zusätzliche Joulesche Wärme noch mehr erhitzt werden und die Schmelztemperatur des Kupfers schneller erreichen und dass die Strombrücken auch schneller wieder abreißen. Durch die grössere je Kontaktstelle erzeugte Wärmemenge werden grössere Mengen des Kupfers geschmolzen, so dass grössere Tröpfchen entstehen mit geringerem Engewiderstand. Der Engewiderstand nimmt jedoch nur umgekehrt proportional zum Durchmesser der Tröpf-

chen ab, während die notwendige Wärmemenge zum Schmelzen eines Tröpfchens mit der dritten Potenz seines Durchmessers steigt. Ganz grob abgeschätzt, kann man etwa folgende Zusammenhänge erwarten:

Wir setzen:

$$\delta_m \sim I^{-\alpha} \quad (\alpha < 1)$$

es folgt: $i_m = I/n\delta_m \sim I^{1+\alpha}$ (n =konstant)

Ferner gilt:

$$b^3 \sim i_m^2 r \delta_m, U_+ = ir, r \sim I/b$$

$$\therefore b^3 \sim i_m^2 \delta_m R \sim i_m^2 \delta_m / b$$

$$\therefore b \sim I^{\left(\frac{1}{2} + \frac{\alpha}{4}\right)}$$

$$R \sim \left(I^{\frac{1}{2} + \frac{\alpha}{4}}\right)^{-1} \quad (16)$$

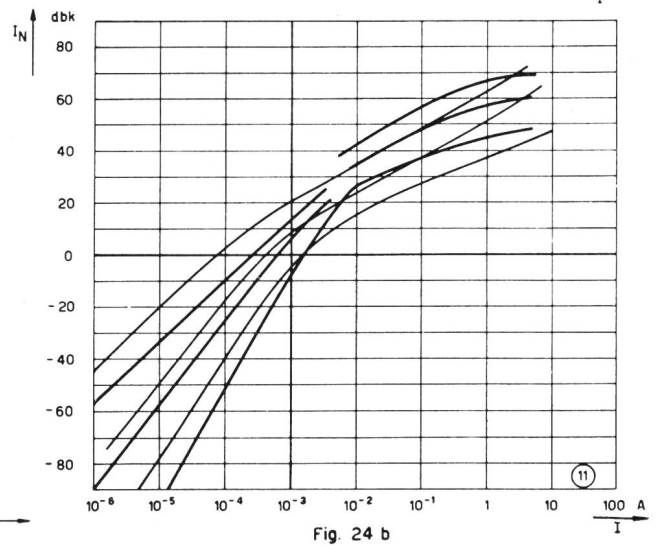
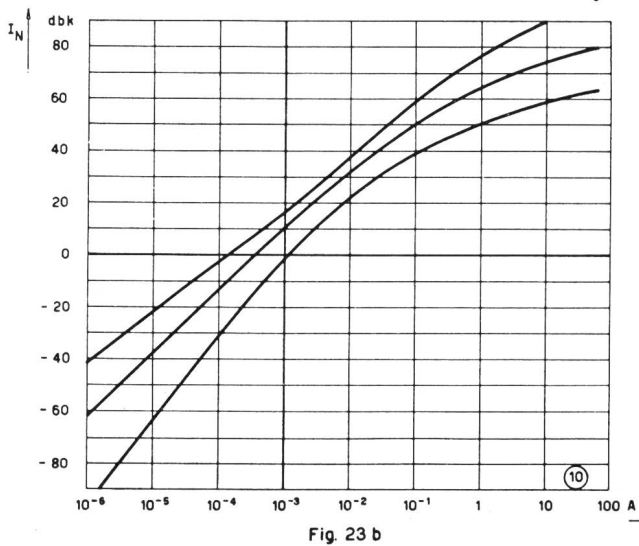
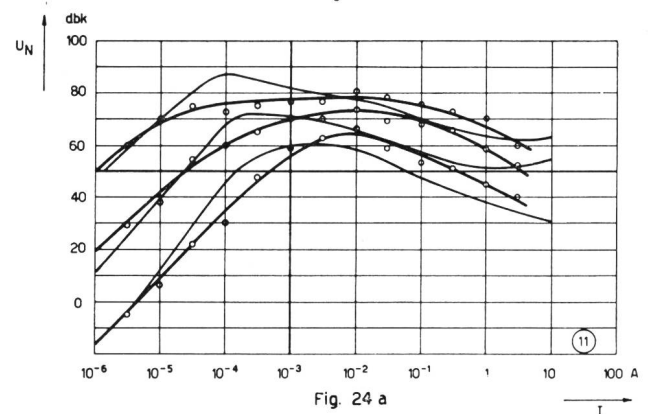
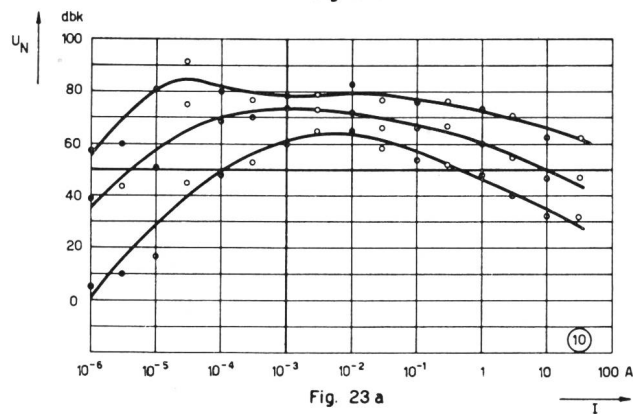
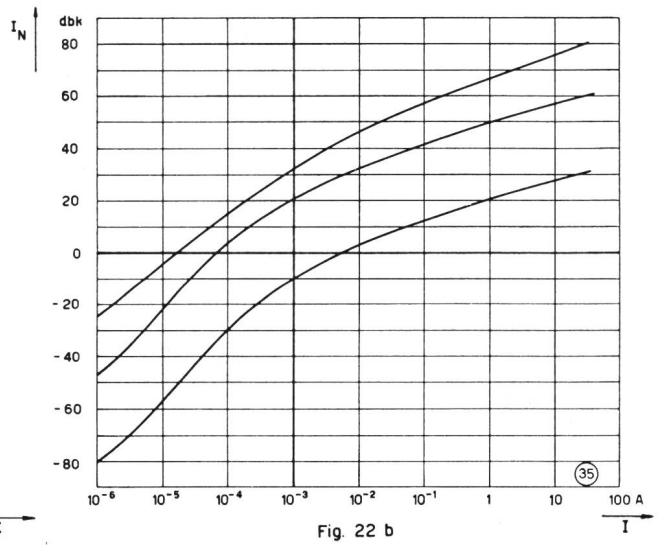
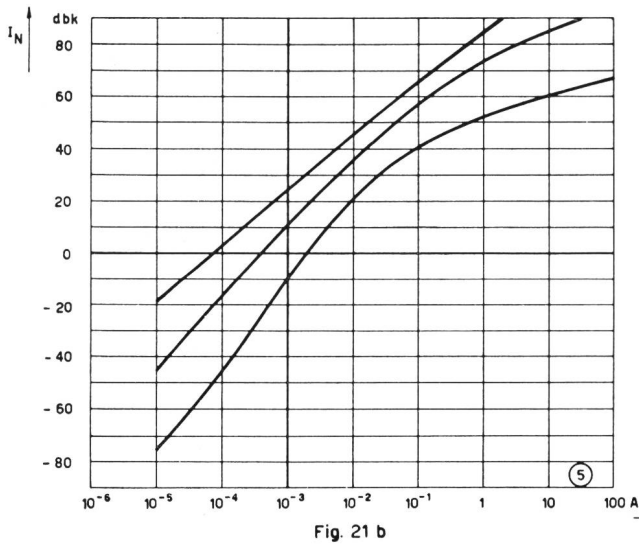
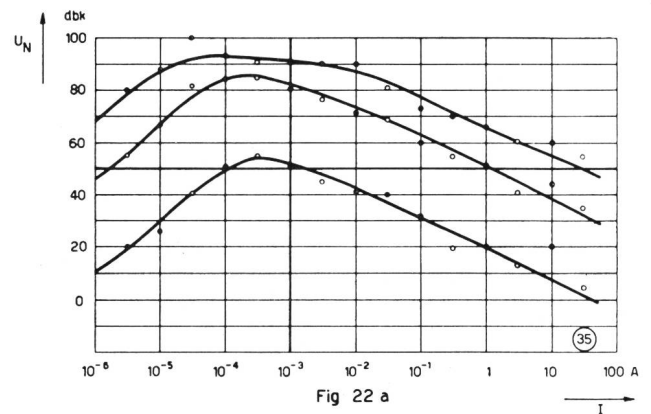
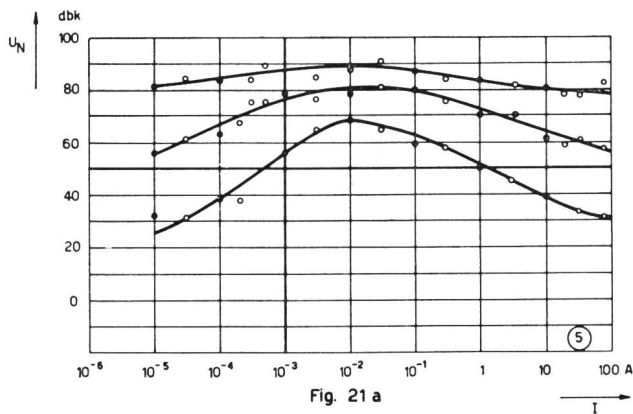
$$U_+ \sim I^{1+\alpha} / I^{\frac{1}{2} + \frac{\alpha}{4}} = I^{\frac{1}{2} + \frac{3\alpha}{4}} \quad (17)$$

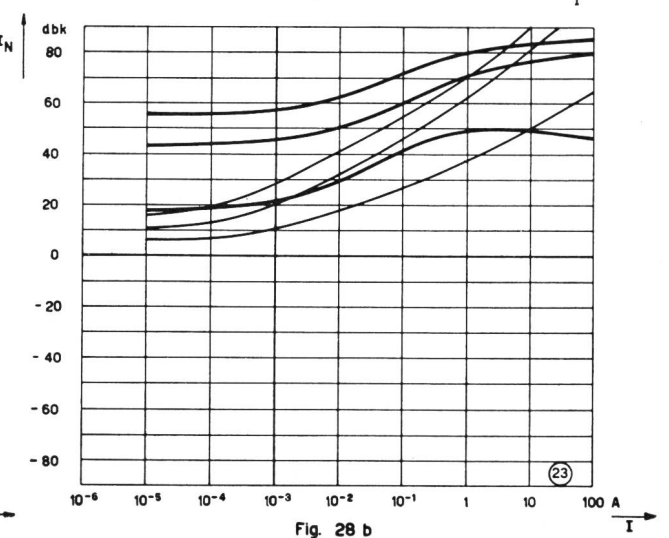
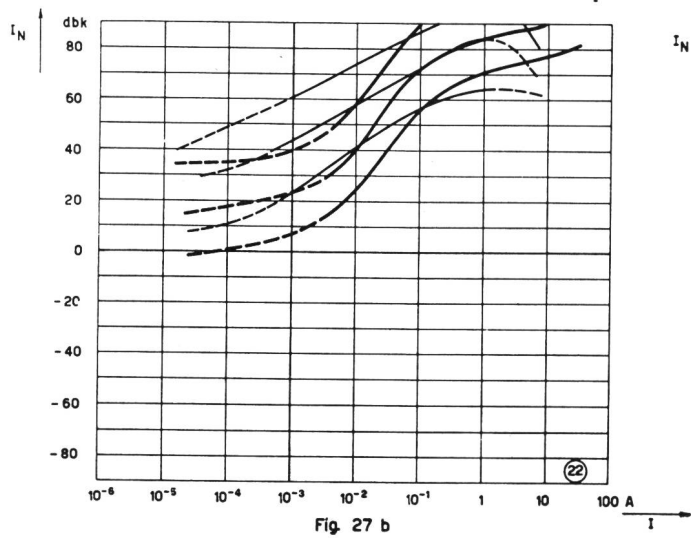
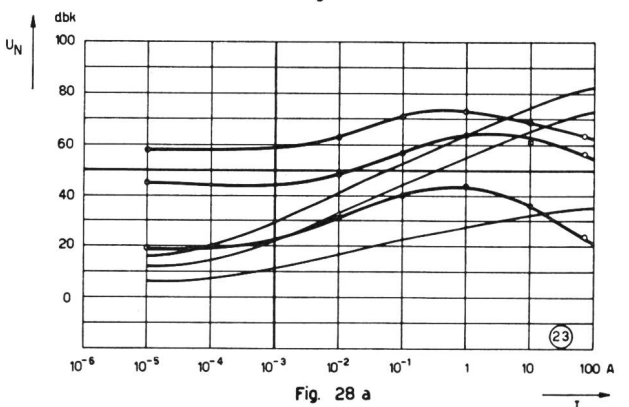
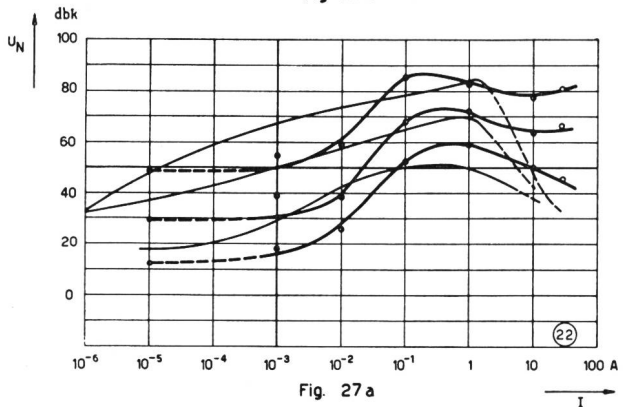
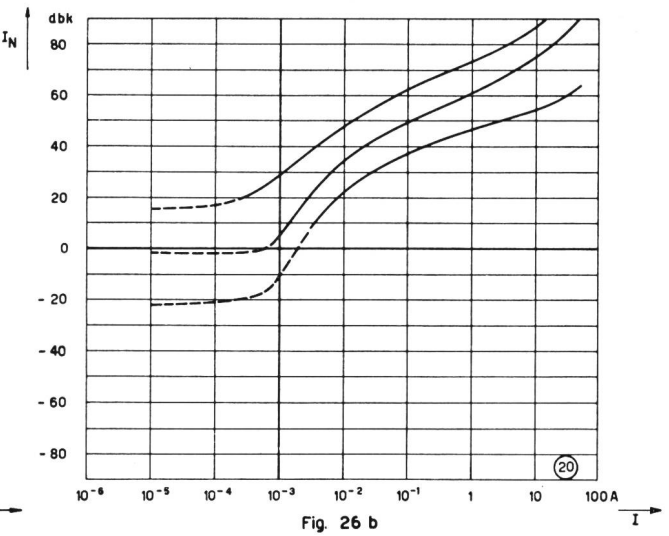
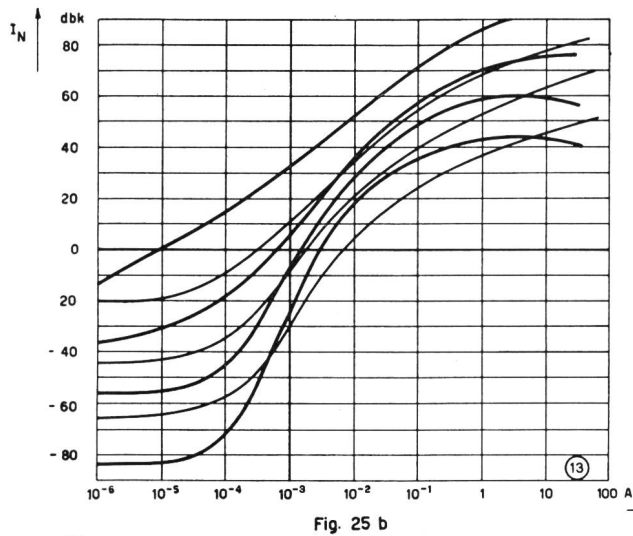
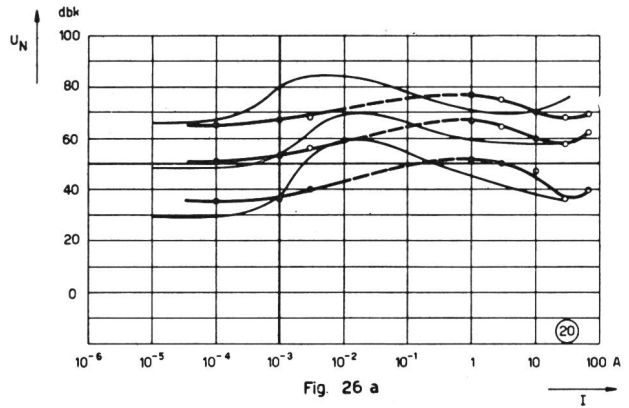
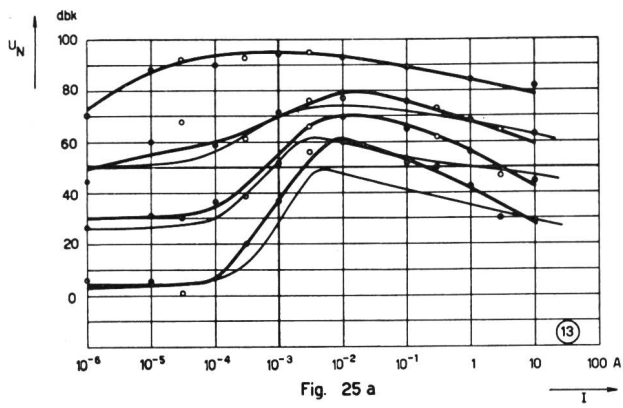
Das Resultat stimmt recht gut mit den Messungen überein; tatsächlich steigt U_+ in diesem Gebiet an mit wachsendem Strom, und zwar schwächer als proportional zu I . Der Rauschstrom I_N bei tiefen Frequenzen nimmt, wie erwähnt, proportional zum Belastungsstrom I zu, bei höheren Frequenzen noch stärker, wegen der Verschiebung des Spektrums (s. Feld 3b in Fig. 20). Es ist leicht ersichtlich, dass im n -konstanten Gebiet auch die am Kontakt gemessenen Rauschspannungen zunehmen müssen mit I . Wenn I_N proportional I ist und R proportional $I^{-\left(\frac{1}{2} + \frac{\alpha}{4}\right)}$, so wird U_N proportional $I^{\left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha}{4}\right)}$. Die Zahl der parallelen Stromzweige im Kontakt ist in diesem Gebiete gering, möglicherweise im Mittel wenig über 1. Es wäre durchaus denkbar, dass während des grössten Teils der Zeit der gesamte Strom sich auf eine einzige Stelle konzentriert, die erst dann auf eine andere potentielle Kontaktstelle gewechselt wird, wenn die eine Kontaktbrücke abreisst. Im n -konstanten Gebiet ist $U_+ < 1$ V; aus Figur 14 geht hervor, dass diese Spannung allein nicht genügen würde, um flüssige Kontaktbrücken zu erzeugen. Wenn hier die Schmelztemperatur ebenfalls erreicht wird, so ist dies der Reibung zuzuschreiben. Die Reibungs-

Fig. 21...28. Gemessene Abhängigkeit des Rauschstromes und der Rauschspannung vom Belastungsstrom bei den Messfrequenzen (50 Hz), 2 kHz, 64 kHz und 2 MHz.

starke Kurven: negative Kohle
dünne Kurven: positive Kohle

Fig.	Kohle	Gleitgeschwindigkeit	Kontaktkraft
21	1	20 m/s	20 N
22	1	1 cm/s	20 N
23	2	20 m/s	10 N
24	3	20 m/s	5 N
25	5	20 m/s	5 N
26	9	20 m/s	10 N
27	6	20 m/s	10 N
28	7	20 m/s	10 N





wärme dominiert hier noch, und die Erhitzung der stromleitenden Stellen wird durch den Stromdurchgang nur mehr oder weniger unterstützt. Diese zusätzliche Stromwärme ist aber dafür verantwortlich, dass n einen minimalen Wert beibehält. Wir haben früher (s. Kap. 8.3) besprochen, dass eine Vielzahl von parallelen Brücken instabil ist, wenn den einzelnen Kontaktstellen nicht relativ grosse «Vorwiderstände» zugeschaltet sind. Darnach ist zu erwarten, dass diese Unstabilität am ausgeprägtesten ist für kleine Ströme, denn hier ist der Anteil des Engwiderstandes am Gesamtwiderstand gross, und die für alle Betriebszustände etwa gleich grossen Widerstände von den Kontaktstellen zur Stromzufuhr und zu den anderen Kontaktstellen fallen wenig ins Gewicht.

In diesem Gebiet beobachtet man fast allgemein eine starke «Stromhysteresis», das heisst, die Messungen bei steigendem und bei sinkendem Strom variieren stark. Darin liegt auch ein Grund, warum nur sehr ungefähre Werte für die Grenzen, besonders für I_n , angegeben werden können. Wahrscheinlich wird durch eine bestimmte Stromstärke eine gewisse Anzahl und Art von Frittbrücken aufgebaut, die beim Verkleinern des Stromes nur langsam durch die mechanische Abnutzung wieder rückgängig gemacht werden.

10.2.3 Das U -konstante Stromgebiet

Dieser Strombereich fällt zunächst vor allem dadurch auf, dass hier die mittlere Kontaktspannung U_{m} weitgehend konstant ist, und zwar in der Grössenordnung von 1 Volt. Der Rauschstrom I_N nimmt weniger als proportional zu I zu. Bei grossen Geschwindigkeiten verläuft die Zunahme etwa proportional zu $I^{1/4}$, während sie bei kleineren Geschwindigkeiten eher nach $I^{1/2}$ verläuft. Die Rauschspannung variiert entsprechend etwa wie

$$U_N \sim I^{-1/4} \quad \text{bis} \quad U_N \sim I^{-1/2}$$

Das Spektrum ändert sich auch hier nur wenig; nur bei grossen Gleitgeschwindigkeiten besteht die Tendenz, dass das Spektrum mit grösser werdendem Strom gegen die hohen Frequenzen rascher abfällt, eine Erscheinung die genau im Gegensatz steht zum Verhalten im n -konstanten Bereich.

Dieser Strombereich erstreckt sich vom Grenzstrom I_b , bei dem U_{m} aufhört anzusteigen, bis zu I_c , wo meist ein erneuter leichter Anstieg von U_{m} erfolgt und wo die $I_N(I)$ -Kurve flacher wird. Wahrscheinlich sind die Zusammenhänge in diesem Gebiet dadurch bestimmt, dass hier an den Kontaktstellen die Joulesche Wärme dominiert und die Reibungswärme höchstens noch zur Einleitung des Stromüberganges wichtig ist. Dafür spricht vor allem die konstante Kontaktgleichspannung U_{m} , die einem sofort Figur 14 in Erinnerung ruft. Die sekundliche Anzahl n der Stromimpulse ist hier nicht mehr konstant, sondern sie nimmt zu, und zwar bei kleinen Geschwindigkeiten proportional zu I , bei grossen

Geschwindigkeiten proportional anfänglich zu $I^{1/2}$, später zu I . Im n -konstanten Gebiet stieg U_{m} allmählich an mit wachsendem Strom, war aber immer zu klein, als dass allein durch die Stromwärme eine Frittbrücke entstehen konnte. Erreicht nun U_{m} bei der Stromgrenze I_b die Grösse von etwa 1 Volt, so kann von hier weg durch den Strom i allein eine flüssige Strombrücke hergestellt werden. Im n -konstanten Gebiet war n hauptsächlich bedingt durch die Tendenz des Stromes, sich auf möglichst wenige Kontaktstellen zu konzentrieren. Im U -konstanten Gebiet weist alles darauf hin, dass n etwa proportional zu I zunimmt. Wir können uns dies folgendermassen erklären: Sobald die Spannung am Kontakt so gross ist, dass der fliessende Strom selbständig, das heisst auch ohne zusätzliche Reibungswärme eine flüssige Brücke erhalten kann, so wird es möglich, dass die Zahl der parallelen Kontaktstellen zunimmt. Es werden nun diejenigen Kontaktstellen vergrössert (durch Bildung von flüssigen Tröpfchen), die bei kleineren Strömen nur ganz unwesentlich an der Stromleitung beteiligt waren. Es sind dies solche, sicher in grosser Zahl vorhandenen Stellen, die sich entweder zu kurz oder unter zu geringem Druck berühren, so dass sie die Schmelztemperatur nur durch Reibung nicht erreichen und daher, ihres hohen Widerstandes wegen, nicht ins Gewicht fallen. Reicht nun aber die am Kontakt liegende Spannung aus, eine solche Stelle durch den fliessenden Strom zu verflüssigen und dadurch zu vergrössern, so werden auch mit wachsendem Strom mehr und mehr solche Stellen sich zusätzlich parallel schalten. Allerdings wird nun auch hier die Labilität der Parallelzweige bestehen. Sie ist aber nicht mehr so ausgeprägt, da die Engwiderstände schon ziemlich klein sind (im n -konstanten Gebiet nahm ja der Radius b der Kontaktstellen mit steigendem Strom zu) und gegenüber dem übrigen, etwa gleichgebliebenen Widerstand im Innern des Kontaktmaterials weniger ins Gewicht fallen.

Steigt nun in dieser Weise die Zahl der parallelen Kontaktstellen und damit auch n , so nimmt natürlich der gesamte Kontaktwiderstand ab, die Spannung hat die Tendenz wieder unter ihren Grenzwert von etwa 1 Volt abzusinken. Es ist daher verständlich, dass sich immer ein dynamisches Gleichgewicht so einstellt, dass die Spannung U_{m} auf ihrem Grenzwert von etwa 1 Volt bleibt. Aus dem Verlauf des Rauschstromes I_N mit wachsendem Belastungsstrom I ergibt sich, dass n bei kleinen Geschwindigkeiten proportional zu I , bei grossen proportional zu $I^{1/2}$ wächst. Das über diesen Bereich nahezu unveränderte Spektrum lässt darauf schliessen, dass auch die mittlere Impulsdauer δ_m konstant bleibt oder schwach zunimmt mit I . Es ergibt sich daher aus $I = n\delta_m i_m$ und (11), dass auch i und b im U -konstanten Gebiet konstant sind oder leicht zunehmen. Für die Abhängigkeit der Rauschspannung U_N vom Belastungsstrom I leiten wir folgende Zusammenhänge ab:

1. Bei kleinen Geschwindigkeiten ist:

$$n \sim I = n i_m \delta_m, \text{ wobei } i_m \delta_m = \text{konstant},$$

$$\text{ferner: } R \sim I/bn \sim \frac{1}{n} \sim \frac{1}{I} \text{ da } b = \text{konstant}.$$

Nach (13) ist

$$I_N^2 = 2 \Delta f \Psi^2 I^2 / n$$

$$\text{also } I_N^2 \sim \Psi^2 I$$

Schliesslich ergibt sich:

$$U_{N1} = I_N R \sim I^{\frac{1}{2}} / I$$

$$U_{N1} \sim I^{-\frac{1}{2}} \quad (18)$$

2. Bei grossen Geschwindigkeiten ergibt sich analog

$$n \sim I^{\frac{1}{2}} \quad i_m \delta_m \sim n$$

$$U_- = I \cdot R = \text{konst.} \sim \frac{n^2}{n^2}$$

$$R \sim \frac{1}{n^2} \sim \frac{1}{I}$$

$$I_n^2 = 2 \Delta f \Psi^2 I^2 / n \sim I^2 / I^{\frac{1}{2}} = I^{\frac{3}{2}}$$

$$U_{N2} \sim I^{-\frac{1}{4}} \quad (19)$$

Für den Zustand in diesem Gebiet sind nach diesen Ausführungen die Felder 3d bzw. 3c in Figur 20 charakteristisch. Figur 21b für I_N und Figur 21a für U_N in einem typischen Falle zeigen, dass diese qualitative Analyse und Interpretation tatsächlich auf die Messresultate zutrifft.

10.2.4 Der Bereich höchster Kontaktbelastung

Von einem gewissen Belastungsstrom I_c an zeigt sich nochmals eine Veränderung im Verhalten des Kontaktes. Bei den untersuchten Kohlen liegen die Werte von I_c zwischen etwa 1 und 100 A/cm². Hier beginnt U_- im allgemeinen wieder anzusteigen, während I_N und U_N in den meisten Fällen weniger ansteigen bzw. stärker abfallen. In zwei Fällen (Kohle 6 und 9) wurde hingegen ein stärkerer Anstieg von I_N und U_N beobachtet. Allen ausgemessenen Materialien ist jedoch gemeinsam, dass sich hier das Spektrum ändert, und zwar so, dass die hohen Frequenzen stärker abfallen; offenbar tritt also eine Verlängerung der mittleren Impulsdauer auf. Allgemein ist auch die Erscheinung, dass, wenn der Strom wesentlich über I_c gesteigert wird, eine rasche Zerstörung der Oberfläche eintritt. Dies äussert sich so, dass einzelne grössere Stellen der Bürste bis zur Rotglut erhitzt werden, das Korngefüge der Kohlen wird gelockert, und einzelne Körner brechen aus. Ferner sammeln sich auf der Bürste grössere Mengen von Kupfer an, die sich als Schuppen bis zu 2 mm

Durchmesser über die ursprüngliche Gleitfläche hinaus aufbauen, wodurch Kupfer auf Kupfer zu gleiten kommt, mit Konzentration des Stromes auf eine einzelne Stelle und unter grosser Erwärmung. Durch die entstehende Wärme verschweissen sich die Schuppen zum Teil wieder mit der Kupferoberfläche, oder sie stellen sich plötzlich quer und zerkratzen die Kupferoberfläche. Diese wird aufgeraut, und es entstehen Lichtbogen, so dass die Zerstörung kumulativ fortschreitet. Dieser ganze Vorgang kann plötzlich eintreten, nachdem der Kontakt bei der hohen Belastung eine ganze Weile ruhig gelaufen ist. Man befindet sich dann offenbar in einem sehr labilen Betriebszustand des Kontaktes. Das «Umkippen» aus dem ruhigen Lauf in den verderblichen Überlastzustand äussert sich meistens durch ein starkes Pfeifen oder Quietschen des Kontaktes.

Der Kontakt ist höher (1,5...3mal) belastbar, wenn die Bürste negativ ist. Bei positiver Bürste wird die Kupferoberfläche unter dem hohen Strom blank, während unter der negativen Bürste der schwarzbläuliche Belag bestehen bleibt. Man kann sich vorstellen, dass bei der grossen Belastung die Zahl der parallelen Stromzweige nicht mehr wachsen kann, da alle ausnützaren Berührungspunkte an der Stromleitung beteiligt sind. Es werden nun derart grosse Mengen von Kupfer geschmolzen, dass unter der Bürste, mit der beschriebenen Schuppenbildung, ein lebhafter Materialtransport stattfindet. Bevor jedoch die Zerstörung des Kontaktes auftritt, erkennt man den hochbelasteten Zustand an der vergrösserten mittleren Impulsdauer. Die mittlere Oberflächentemperatur des Kontaktes kann erheblich erhöht sein, die grössenordnungsmässig immer noch gleich grosse Kontaktspannung kann dabei grössere Mengen von Kupfer schmelzen, wodurch offenbar in diesem Zustande die *b*-Tröpfchen vergrössert werden oder benachbarte Tröpfchen zusammenfliessen. Die Verhältnisse in diesem Gebiet sind wahrscheinlich ziemlich kompliziert zu erfassen, denn auch Anpressdruck und Gleitgeschwindigkeit spielen dabei eine Rolle. Eine eingehende Untersuchung dieses Bereiches ist nur mit erheblichem Aufwand möglich, schon wegen des grossen Verschleisses von Kohle und Kupfer und dem immer wieder notwendigen, zeitraubenden Polieren und Einlaufen der Kontakte.

11. Der Einfluss des Kontaktdruckes

In verschiedenen Meßserien wurde versucht, den Einfluss der Kontaktkraft auf das Kontaktrauschen abzuklären. Ein eindeutiges Bild hat sich aber vorläufig noch nicht ergeben. Einerseits liegen Meßserien vor (Kohle 5; Fläche 8×8 mm; Gleitgeschwindigkeit $v = 10$ m/s; Belastungsstrom $I = 1$ mA, 1 A), bei denen sich der Rauschstrom sowohl für positive als auch für negative Kohle nicht ändert bei Variationen der Kontaktkraft zwischen 2,5 und 40 N. (Bei kleinem Belastungsstrom ist die Streuung der Messwerte beträchtlich.) Der Gleichspannungsabfall am Kontakt

zeigt vor allem bei kleinem Belastungsstrom die Tendenz, mit steigender Kontaktkraft zu sinken. Andererseits wurden Versuchsreihen durchgeführt, bei denen der Rauschstrom je nach Grösse der Kontaktfläche und je nach Belastungsstrom deutlich ansteigt oder abfällt. Darüber hinaus gab es Fälle, in denen sich die Rauschwerte sprungweise änderten, und zwar so, dass unterhalb eines kritischen Druckes ein bestimmter Rauschpegel gemessen wurde und oberhalb dieses kritischen Druckes 30...40 dB weniger. Das Gebiet des kritischen Druckes ist labil, und der Rauschwert pendelt unregelmässig zwischen den beiden Grenz-

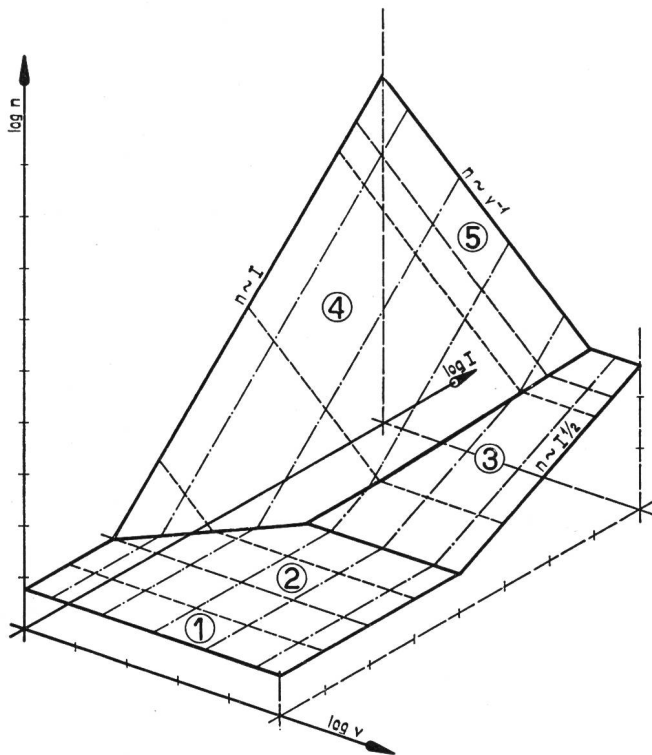


Fig. 29. Schematische Darstellung der Abhängigkeit der sekundlichen Impulszahl von Gleitgeschwindigkeit und Belastungsstrom

werten (z. B.: Kohle 1; Fläche 8×8 mm; 3 A neg. und 100 mA pos. und neg.; $v = 20$ m/s; $P_{krit} = 20...25$ N). Auf Grund der vorhandenen Untersuchungsergebnisse konnten wir uns jedoch kein zusammenhängendes Bild über den Einfluss der Kontaktkraft machen.

12. Zusammenfassende Darstellung der Rauschspannungen in Abhängigkeit von Gleitgeschwindigkeit und Belastungsstrom

Wir haben in den letzten beiden Kapiteln gesehen, dass wir das Verhalten des Rauschens am Gleitkontakt je nach Gleitgeschwindigkeit und Stromstärke in verschiedene Bereiche einteilen können. Um die verschiedenen Gebiete und deren Zusammenhänge besser überblicken zu können, haben wir versucht, sehr schematisch die wichtigsten Strom-Geschwindigkeitsgebiete in dreidimensionalen Diagrammen darzustellen. Anhand dieser Diagramme

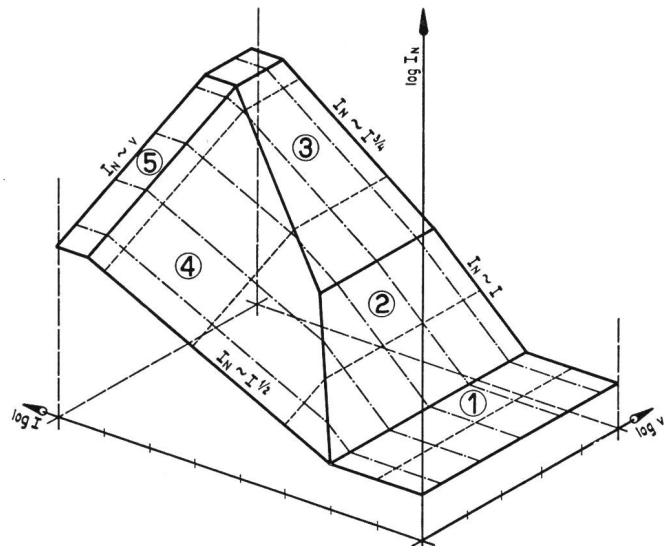


Fig. 30. Schematische Darstellung der Abhängigkeit des Rauschstromes von Gleitgeschwindigkeit und Belastungsstrom

wollen wir zusammenfassend das Verhalten des Kontaktes unter den verschiedenen Betriebsbedingungen besprechen. Figur 29 stellt die Abhängigkeit der sekundlichen Impulszahl n von der Gleitgeschwindigkeit v und vom Belastungsstrom I dar. Figur 30 gibt in Abhängigkeit der gleichen Variablen den Rauschstrom I_N , während in Figur 31 die Rauschspannungen U_N aufgetragen sind. Entsprechende Gebiete in den Figuren tragen gleiche Nummern. Die Darstellungen sind im Interesse leichter Verständlichkeit stark schematisiert. Im praktischen Falle existieren natürlich keine genau definierten Grenzen zwischen den Gebieten; die Übergänge sind allmählich und die Neigungen der Flächen bzw. die Exponenten in den entsprechenden Formeln sind nur angenähert die angegebenen. Auch gelten alle Darstellungen für eine relativ tiefe Messfrequenz (z. B. 2 kHz). Für den spektralen Verlauf des Rauschens verweisen wir auf die Beschreibungen im Kapitel 7. Die Werte der Bereichsgrenzen variieren von Material zu Mate-

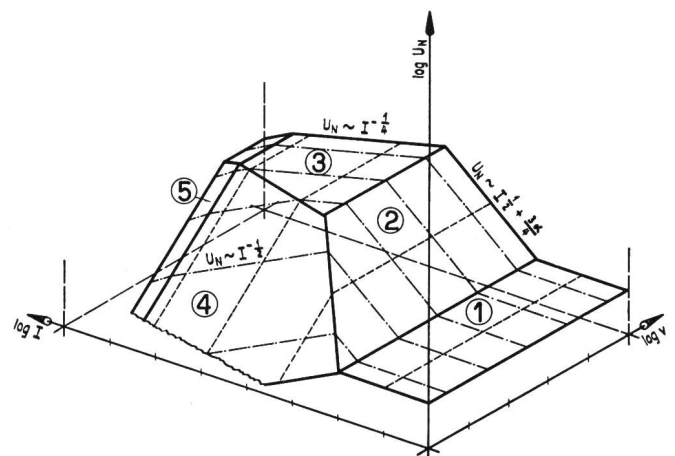


Fig. 31. Schematische Darstellung der Abhängigkeit der Rauschspannung von Gleitgeschwindigkeit und Belastungsstrom

rial, was aus den Figuren 21...28 hervorgeht; die Figuren 29...31 geben lediglich eine prinzipielle Übersicht.

Bereich 1: Das Rauschen in diesem Bereich wird beherrscht durch das Thermogleitrauschen. Sowohl I_N wie auch U_N sind einigermaßen unabhängig von v . Bei der Grenze I_a beginnt das Stromrauschen zu überwiegen.

Bereich 2: Diesen Bereich haben wir als n -konstantes Gebiet bezeichnet. Die sekundliche Impulszahl n hat hier ihren minimalen konstanten Wert, während I_N proportional und U_N etwas weniger als proportional zu I wachsen. Von der Gleitgeschwindigkeit v hängen die Grössen n , I_N und U_N nicht wesentlich ab. Für die Erwärmung der Kontaktstellen dominiert die Reibungswärme, mit steigendem Strom zunehmend, unterstützt durch die Joulesche Wärme. Mit steigendem I nimmt in diesem Gebiet die mittlere Impulsdauer δ_m ab.

Bereich 3: Dies ist ein Teil des U -konstanten Gebietes. Er ist dadurch charakterisiert, dass hier die Stromwärme (Joulesche) die Reibungswärme überwiegt. n hat hier einen vom Strom abhängigen Minimalwert. I_N steigt im Gebiet 3 etwa wie $I^{3/4}$, während U_N abnimmt, ungefähr wie $I^{-1/4}$. Das Spektrum verändert sich mit steigendem Strom umgekehrt als im Gebiet 2, das heisst, die mittlere Impulsdauer δ_m steigt mit wachsender Belastung.

Bereich 4: Auch hier, wie im Bereich 3, ist U einigermaßen konstant und die Joulesche Wärmeentwicklung in den Stromengen dominiert das Gebiet. Die sekundliche Impulszahl n ist umgekehrt proportional zu v und proportional zu I . Das Spektrum ändert sich in diesem Bereiche wenig. I_N steigt etwa wie $I^{1/2}$, U_N dagegen sinkt ab wie $I^{-1/2}$.

Bereich 5: Dies ist das Gebiet hoher Kontaktbelastung und die Variationen sind für verschiedene Materialien uneinheitlich. Meist zeigt sich hier ein Abflachen der $I_N(I)$ -Kurve, ferner eine ziemlich starke Veränderung des Spektrums, die auf eine Verlängerung der mittleren Impulsdauer schliessen lässt.

13. Verschiedene Beobachtungen

13.1 Das Einlaufen des Gleitkontaktes

Man könnte zunächst annehmen, dass am ehesten die Voraussetzungen für einen idealen Gleitkontakt geschaffen sind, wenn die Gleitfläche des Kupfers möglichst gut poliert ist und die Kohlenoberfläche entsprechend auf die Gegenfläche eingeschliffen ist. Experimentell zeigt sich hingegen, dass eine Oberflächenbearbeitung des Kupfers über einen gewissen Grad hinaus unwesentlich ist. Die blanke Kupferoberfläche ergibt in jedem Falle einen sehr instabilen Kontaktzustand. Es lässt sich nicht vermeiden, dass auch eine gut polierte Oberfläche beim Gleiten zunächst aufgeraut wird. Stabile Verhältnisse sind überhaupt nicht zu erwarten, bis

die ganze Kupferoberfläche gewissermassen durchgeknetet und mit dem charakteristischen Belag versehen ist, der aus einem verschmierten Gemisch aus Oxyden und Graphit besteht, wobei auch noch adsorbierte dünne Schichten von Wasser und Sauerstoff eine Rolle spielen. Darauf sei hier nicht eingegangen, sondern auf die entsprechenden Literaturstellen verwiesen¹¹⁾.

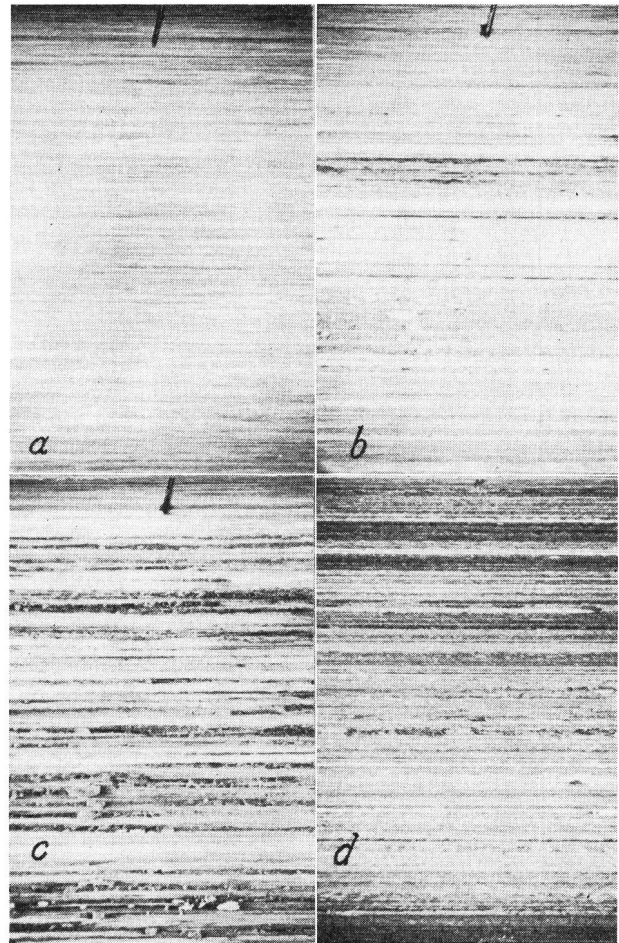


Fig. 32. Einlaufen der Kupferoberfläche. Kohle Nr. 1 (8×8 mm) $v = 20$ m/s, $I = 3$ A (Kohle positiv), Kontaktkraft = 20 N, Schleifrichtung \rightarrow , Vergrößerung 8mal.

- a) blanke Cu-Fläche
- b) nach 15 Minuten Lauf
- c) nach 4 Stunden Lauf
- d) nach 45 Stunden Lauf

Der Prozess des Einlaufens geht ungefähr folgendermassen vor sich: Die Kohlenoberfläche sei zu Beginn vollständig durch das Einlaufen «formiert» (oder auch nur mechanisch eingeschliffen, was keinen sichtbaren Unterschied bewirkt), die Kupferoberfläche sei blank und matt poliert mit feinstem Schmirgelpapier. Anfänglich sind dann die Rauschspannungen relativ gering und der Lauf mechanisch ruhig. Schon nach wenigen Durchgängen der Bürste hat sich auf der

¹¹⁾ G. Beilby. Aggregation and flow of solids. London 1921. F. P. Bowden and T. P. Hughes. Proc. Roy. Soc. Ld. A 160 (1937), 575.

Bürstenoberfläche, vermutlich durch rein mechanische Abnutzung, feines Kupferpulver abgelagert. Nach ein paar Minuten entsteht ein starkes Schleif- und Kratzgeräusch und unter dem Mikroskop beobachtet man, dass sich auf die ursprüngliche Kupferoberfläche kleine blanke Kupferschuppen aufgesetzt haben, mit einer Länge von 0,02 bis 1 mm (Fig. 32a). Gleichzeitig bilden sich an anderen Stellen unregelmässige Furchen in der Oberfläche. Das Kontaktrauschen steigt dabei stark an (30...50 dB). Die Furchen werden mit Graphit gefüllt und die Schuppen oxydieren, werden z. T. durch neue Ablagerungen vergrössert und allgemein langsam verschmiert. Es entstehen neue Schuppen und dieser Prozess endet nicht, bevor an keiner Stelle mehr die ursprüngliche Oberfläche sichtbar ist (Fig. 32c). In einem typischen Falle (Kohle 1, $v = 20$ m/s, Fläche 8×8 mm, Kontaktkraft 20 N) dauerte dieser Vorgang etwa 80 Betriebsstunden. Er verläuft durchaus nicht gleichmässig, sondern eher stossweise: Perioden ruhigen Laufes, in denen die zerfurchte Oberfläche glattgestrichen wird, wechseln ab mit Perioden starker Schuppenbildung und Aufrauung. Gleicherweise schwanken auch die Rauschspannungen stark, sie können minuten- oder stundenlang auf beinahe konstantem Wert bleiben oder sehr langsam absinken und umgekehrt plötzlich über lange Perioden in Sekundenschnelle über 20...30...40 dB pendeln. Es wird übrigens nie ein Zustand erreicht, bei dem sich die einzelnen Stellen der Oberfläche nicht mehr ändern, vielmehr formt sich die Oberflächenschicht ständig neu, nur die «statistische» Struktur der Oberfläche bleibt nach der Einschleifdauer einigermassen konstant. Nach dem Einlaufen ist die ganze Oberfläche mit einer dünnen Graphitschicht bedeckt, die so weich ist, dass man mit einem Haar darauf schreiben kann. Die Rauschspannung sinkt während des Einlaufens im Mittel langsam ab, und zwar etwa so weit, bis ihre untere Schwankungsgrenze den Pegel erreicht hat, wie er ganz zu Beginn auf dem blanken Kupfer war.

Ausser elektrolytischen Vorgängen spielt wahrscheinlich die Härte der verschiedenen Oberflächenbestandteile eine wichtige Rolle beim Einlaufen. Vermutlich sind einzelne Partikel der Kohlenbürste wesentlich härter als das blanke Kupfer, sie wirken daher rein mechanisch als Schleifmittel. Das abgeschliffene Metall sammelt sich in Vertiefungen der porösen Kohle und verschweisst dort mit der Kupferoberfläche durch die Einwirkung der Reibungs- und Stromwärme. Durch gewöhnliche und Reiboxydation bilden sich schliesslich die viel härteren Oxyde, die der Abnutzung grösseren Widerstand entgegensetzen. Diese Anschauung wird unterstützt durch folgende zwei Beobachtungen: Lässt man die Kupferoberfläche in gewöhnlicher Zimmeratmosphäre einige Stunden, zum Beispiel über Nacht, oxydieren, so beobachtet man bei Wiederinbetriebnahme der Apparatur anfänglich immer einen bedeutend ruhigeren Lauf (mechanisch und elektrisch) als vor der

Ruheperiode. In der ersten Zeit nimmt sogar die Rauschspannung meist noch um 5...20 dB ab, worauf plötzlich die starken Schwankungen wieder auftreten. Ferner wurde folgender Versuch gemacht: Auf der frisch polierten, blanken Kupferoberfläche wurde künstlich, durch Einwirkung von Schwefelwasserstoff, eine Sulfidschicht erzeugt, die ähnliche mechanische Eigenschaften hat wie eine Oxydschicht. In der Folge blieb auch die Furchen- und Schuppenbildung längere Zeit aus, offenbar bis an einzelnen Stellen die dünne Schicht genügend abgeschliffen war. Solche künstliche Oxyd-, Sulfid-, oder ähnliche Schichten sind leider auf die Dauer nicht haltbar wegen der ständigen «Umarbeitung» der Oberfläche im normalen Betrieb des Gleitkontaktes. Der einzige haltbare und brauchbare Belag scheint bis heute dieses schwierig zu untersuchende und zu definierende, schmierende Gemisch von Metall, Oxyd, Graphit und allenfalls anderen Stoffen zu sein.

Eines wird jedenfalls durch diese Untersuchungen klar, nämlich eine weitere Komplikation des Problems der Gleitkontakte: Es spielt eine wesentliche Rolle für die Ausbildung der Gleitfläche und damit für die entstehenden Rauschspannungen, wie gross das Zeitintervall ist zwischen zwei «Betriebszeitpunkten» der Kontaktfläche. Bei einem Fahrdrat, der verhältnismässig selten von einer Pantographenkohle bestrichen wird und auf dem sich zwischen diesen Zeitpunkten relativ dicke Oxydschichten bilden, können also ganz andere Verhältnisse auftreten als bei einer Schleifringoberfläche, die in viel kürzeren Zeitintervallen unter der Bürste durchdreht. Auch die in der umgebenden Atmosphäre etwa noch vorhandenen besonderen Fremdstoffe (Gase, Staub) spielen eine Rolle. Die Zahl der in der Praxis vorkommenden Parameter scheint damit fast hoffnungslos anzusteigen.

13.2 Einfluss der Polarität

Die meisten Versuchsreihen wurden einmal mit positiver und einmal mit negativer Kohlenbürste durchgeführt. Die dabei auftretenden Unterschiede sind in unserer Betrachtungsweise mehr quantitativer als qualitativer Art. Die Figuren 21...28 geben darüber Aufschluss. Interessant sind die Beobachtungen, die an den eingelaufenen Bürstenoberflächen gemacht wurden. Bei einer Bürste, die längere Zeit positiv gelaufen ist, sind mikroskopisch immer die angeschliffenen einzelnen Kohlenkörner zu erkennen. Die negativ eingelaufene Bürstenoberfläche hat anderen Charakter; sie sieht in der Vergrösserung aus, als ob mit einem Pinsel eine dicke glänzende Schicht von Graphit aufgetragen worden wäre. Die «Pinselstruktur» in Gleitrichtung ist deutlich. Beim Abheben der Bürste von der Gegenfläche bilden sich leicht Blasen in der Schicht oder sie springt ab von ihrem körnigen Untergrund. Je nach der Härte der Kohlen findet man bei beiden Polaritäten Kupferablagerungen im Gefüge der Kohle. Bei diesen strukturellen Unterschieden der Oberfläche bezüglich der Polarität

ist es nicht verwunderlich, dass die Rauschspannungen auch von der Polarität abhängen. Im wesentlichen sind aber die Unterschiede gering, was die Annahme bestärkt, dass die Stromimpulse hauptsächlich bestimmt werden von Vorgängen an der Kupferoberfläche, auf der ja auch mikroskopisch keine Unterschiede der Polarität festgestellt werden konnten.

Anhang

14. Satz über den Verlauf von Spektren physikalisch realisierbarer Funktionen

Wir wollen hier für den Satz 4 in Kap. 7.1 eine einfache, wenn auch vielleicht nicht streng mathematische Erklärung geben:

Es liege eine Funktion $h(t)$ vor, die stetige Ableitungen habe bis zur n . Ableitung $h^{[n]}(t)$, in welcher ein endlicher Sprung vorhanden sei. Die Fouriertransformation oder das Amplitudenspektrum $F\{h^{[n]}\}$ hat dann bekanntlich einen Verlauf, der sich für hohe Frequenzen der Funktion $a_n f^{-1}$ nähert. Die Fouriertransformation des Integrales dieser Ableitung oder der Funktion $h^{[n-1]}$ ist dann: $(1/j2\pi f) F\{h^{[n]}\}$, also für hohe Frequenzen verläuft sie wie $a_{n-1} f^{-2}$. Wiederholt man die Integration im ganzen n mal, so ergibt sich die Funktion $h(t)$ und ihre Fouriertransformierte verläuft für hohe Frequenzen wie $a_0 f^{-(n+1)}$.

Sind mehrere ähnliche Stellen in der Funktion $h(t)$ vorhanden, so gilt für jede einzelne die gleiche Überlegung. Bei der Summation können sich allerdings gewisse Frequenzkomponenten ganz oder teilweise aufheben, je nach der gegenseitigen Phasenlage der Unstetigkeiten bei der betreffenden Frequenz. Dies wirkt sich so aus, dass die Funktion $A_0 f^{-(n+1)}$ zur Asymptote der Envelope wird.

15. Ableitung von Spektrumsfunktionen

15.1 Poisson-Verteilung von identischen Impulsen

Wir betrachten hier zunächst eine Folge von Rechteckimpulsen. Die Anfangspunkte der Folge seien auf der Zeitachse nach einer Poissonverteilung angeordnet, das heisst die Wahrscheinlichkeit, dass im Intervall $\Delta t = t_n - t_{n-1}$ ein Impuls beginnt, sei proportional zu Δt und unabhängig von t_n . Es bietet keine besonderen Schwierigkeiten, eine solche Funktion direkt einer Fouriertransformation zu unterwerfen und damit ihr Spektrum zu bestimmen¹²⁾. Im Hinblick auf kompliziertere Funktionen, deren direkte Transformation umständlicher ist, benützen wir hier eine etwas andere Methode, um das Energiespektrum zu gewinnen. Wir berechnen zunächst die Autokorrelationsfunktion der Impulsfolge. Bei diesem Schritt überwindet man in einfacher Weise die Summation der voneinander unabhängigen Phasen der einzelnen Impulse. Bei komplizierteren Impulsfolgen bedeutet dieser Schritt auch die Summation über die verschie-

denen Impulsgruppen. Aus der Autokorrelationsfunktion, in der alle statistischen Eigenschaften der Folge enthalten sind, gewinnt man das Energiespektrum durch eine Fouriertransformation.

Die Autokorrelation $C(\tau)$ einer Funktion $y(t)$ ist folgendermassen definiert¹³⁾:

$$C(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} y(t) y(t + \tau) dt \quad (20)$$

Es sei nun n_m die mittlere Anzahl von Impulsen je Zeiteinheit. Dann ergibt sich aus Figur 33a:

$$\begin{aligned} C(\tau) &= n_m A^2 (\delta_0 - |\tau|) & |\tau| < \delta_0 \\ C(\tau) &= 0 & |\tau| > \delta_0 \end{aligned} \quad (21)$$

Es spielt dabei keine Rolle, ob sich die Impulse überlappen oder nicht. Man kann sich vorstellen, dass man jeden Impuls der y -Funktion vorgängig der Multiplikation mit $y(t + \tau)$ nach Fourier zerlegt.

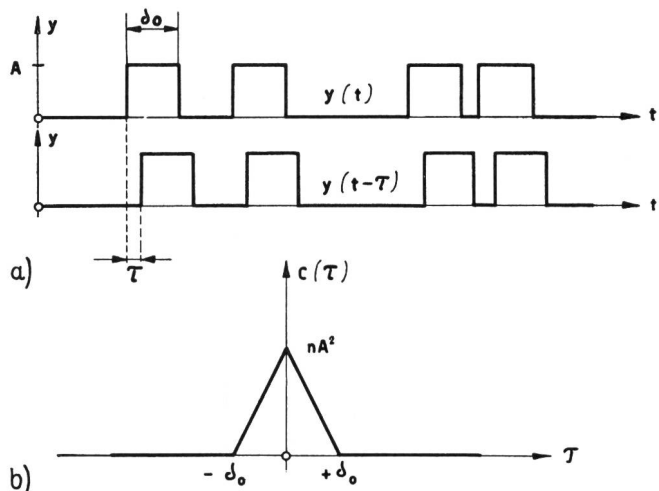


Fig. 33. Bildung der Autokorrelationsfunktion einer Folge identischer Impulse

Bei der Multiplikation und Summation ergeben dann nur jene Komponenten einen Beitrag, die in einer bestimmten Phasenbeziehung stehen, und das sind bei jedem Impuls nur die Komponenten, die zum dazugehörigen verschobenen Impuls gehören. Alle andern Terme addieren sich vektoriell im Mittel zu Null.

Die Fouriertransformation dieser geraden Funktion ergibt nun für das Energiespektrum $W(\omega)$:

¹³⁾ Da mit dieser Analyse nur der Wechselstromanteil einer Funktion erfasst werden soll, so sei angenommen, dass

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y(t) dt = y_m = 0$$

ist. Soll nach dieser Methode eine Funktion $x(t)$ untersucht werden, bei der diese Bedingung nicht erfüllt ist, so bildet man $x_1 = x - x_m$ und benützt dann x_1 für die Rechnung. Solche Gleichstromanteile ändern nichts Wesentliches an den angegebenen Berechnungen.

¹²⁾ Eine solche Ableitung findet sich beispielsweise bei S. Goldman, S. 311 ff.

$$W(\omega) = \int_0^{\infty} C(\tau) \cos \omega \tau d\tau \quad (22)$$

$$= 4 n_m A^2 \int_0^{\delta_0} (\delta_0 - \tau) \cos \omega \tau d\tau$$

Die gliedweise Integration liefert:

$$W(\omega) = 2 n_m A^2 \delta_0^2 \left(\frac{\sin \frac{\omega \delta_0}{2}}{\frac{\omega \delta_0}{2}} \right)^2 \quad (23)$$

Das Amplitudenspektrum ist dann:

$$S(\omega) = A \delta_0 \sqrt{2 n_m} \frac{\sin \frac{\omega \delta_0}{2}}{\frac{\omega \delta_0}{2}} \quad (24)$$

15.2 Impulsfolge a mit Impulsen variabler Längen

Wir betrachten nun eine Folge von Rechteckimpulsen gleicher Amplitude, für deren Einsatze auf der Zeitachse ebenfalls eine Poissonverteilung gilt. Die Impulse seien jedoch von verschiedener Dauer, und die Wahrscheinlichkeit der Impulslänge sei (s. Fig. 9)

$$p(\delta) = \frac{1}{\delta_m} e^{-\frac{\delta}{\delta_m}} d\delta \quad (25)$$

Wir bilden nun zunächst die Korrelationsfunktion für jede Gruppe von gleichen Impulslängen und superponieren die einzelnen Beiträge gemäss ihrer Wahrscheinlichkeit zur Summen-Autokorrelationsfunktion. Es ist:

$$dC(\tau, \delta) = p(\delta) A^2 (\delta - \tau) d\delta \quad (26)$$

für $0 < |\tau| < \delta$

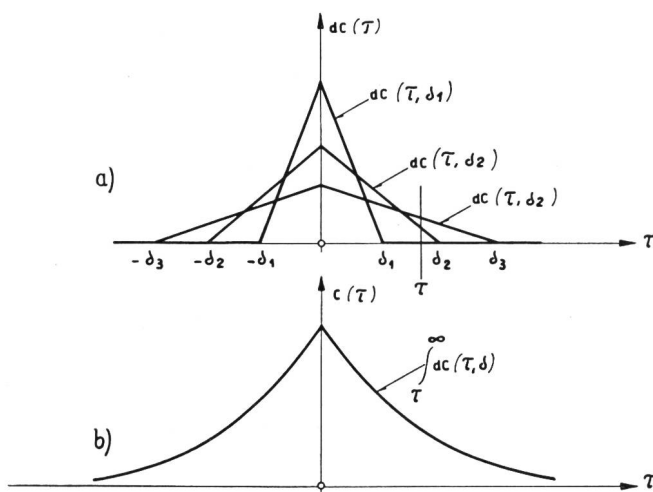


Fig. 34. Bildung der Autokorrelationsfunktion für eine Impulsfolge mit verschiedenen Impulslängen
a) Beiträge der einzelnen Gruppen gleicher Impulslängen
b) Summierte Korrelationsfunktion

Bei der Integration liefern nur jene Teilfunktionen einen Beitrag, deren δ grösser ist als τ (s. Fig. 34).

$$C(\tau) = A^2 \int_{\tau}^{\infty} p(\delta) (\delta - \tau) d\delta \quad (26a)$$

$$= \frac{A^2}{\delta_m} \int_{\tau}^{\infty} e^{-\frac{\delta}{\delta_m}} (\delta - \tau) d\delta$$

Dies ergibt, gliedweise integriert und zusammengezogen:

$$C(\tau) = A^2 \delta_m e^{-\frac{|\tau|}{\delta_m}} \quad (27)$$

Das Energiespektrum ergibt sich nun durch Fouriertransformation

$$W(\omega) = 4 A^2 \delta_m n_m \int_0^{\infty} e^{-\frac{|\tau|}{\delta_m}} \cos \omega \tau d\tau =$$

$$W(\omega) = 4 A^2 n_m \frac{\delta_m^2}{1 + \delta_m^2 \omega^2} \quad (28)$$

Für diese Funktion können wir zwei Asymptoten angeben: Bei tiefen Frequenzen ($\omega \delta_m \ll 1$) nähert sich die Funktion der Geraden:

$$W_l = 4 A^2 \delta_m^2 = \text{konst.} \quad (28a)$$

und bei hohen Frequenzen der Geraden:

$$W_h = \frac{4 A^2}{\omega^2} \quad (28b)$$

Beim Schnittpunkt dieser beiden Geraden liegt die Frequenz f_k , die man für grobe Betrachtungen als Grenze des flachen Teiles des Spektrums ansehen kann (s. Fig. 8a, Kurve a).

15.3 Impulsfolge b

Für diese Impulsfolge gelte folgendes Verteilungsgesetz der Längen δ (s. Fig. 9):

$$p(\delta) = \frac{4}{\delta_m^2} \delta e^{-2\frac{\delta}{\delta_m}} d\delta \quad (29)$$

Für dC gilt wieder die Formel (26) und $C(\tau)$ wird

$$C(\tau) = \frac{4 A^2}{\delta_m^2} \int_{\tau}^{\infty} \delta e^{-2\frac{\delta}{\delta_m}} (\delta - \tau) d\delta$$

was integriert schliesslich

$$C(\tau) = A^2 (\tau + \delta_m) e^{-\frac{2\tau}{\delta_m}} \quad (30)$$

ergibt. Die Fouriertransformation (22) führt auf die Integrale:

$$\begin{aligned}
 J_1 &= \int_0^{\infty} \tau e^{-a\tau} \cos \omega \tau \, d\tau \\
 J_2 &= \int_0^{\infty} e^{-a\tau} \cos \omega \tau \, d\tau \\
 J_3 &= \int_0^{\infty} \tau e^{-a\tau} \sin \omega \tau \, d\tau \\
 J_4 &= \int_0^{\infty} e^{-a\tau} \sin \omega \tau \, d\tau
 \end{aligned} \quad (31)$$

Durch partielle Integration erhält man:

$$\begin{aligned}
 J_1 &= \frac{a^2 - \omega^2}{(a^2 + \omega^2)^2} \\
 J_2 &= \frac{a}{(a^2 + \omega^2)^2} \\
 J_3 &= \frac{2a\omega}{(a^2 + \omega^2)^2} \\
 J_4 &= \frac{-\omega}{(a^2 + \omega^2)^2}
 \end{aligned} \quad (32)$$

was dann auf folgende Spektrumsfunktion $W(\omega)$ führt:

$$W(\omega) = 4A^2 \delta_m n_m \frac{12 + \delta_m^2 \omega^2}{(4 + \delta_m^2 \omega^2)^2} \quad (33)$$

Hier ergeben sich für hohe bzw. tiefe Frequenzen Geraden gleicher Neigung, wie in 15.2, die sich schneiden bei:

$$f_k = \frac{1}{\sqrt{3} \pi \delta_m} \quad (\text{s. Fig. 8b, Kurve b}) \quad (34)$$

15.4 Impulsfolge c

Es gelte das normierte ($\delta_m = 1$) Verteilungsgesetz (s. Fig. 9):

$$p(\delta) = \frac{27}{2\delta_m^3} \delta^2 e^{-\frac{3\delta}{\delta_m}} \, d\delta \quad (35)$$

Für C folgt also:

$$\begin{aligned}
 C(\tau) &= \frac{27A^2}{2\delta_m^3} \int_{\tau}^{\infty} \delta^2 (\delta - \tau) e^{-\frac{3}{\delta_m} \delta} \, d\delta \\
 &= \frac{3A^2}{2\delta_m} \left[\tau^2 + \frac{4}{3} \delta_m \tau + \frac{2}{3} \delta_m^2 \right] e^{-\frac{3}{\delta_m} \tau} \quad (36)
 \end{aligned}$$

Die Fouriertransformation führt auf Integrale wie in 15.3 und das Integral

$$J_5 = \int_0^{\infty} \tau^2 e^{-b\tau} \cos \omega \tau \, d\tau \quad (37)$$

das durch partielle Integration

$$J_5 = \frac{2b(b^2 - 3\omega^2)}{(b^2 + \omega^2)^3} \quad (37a)$$

ergibt.

Das Gesamtspektrum lautet dann:

$$W(\omega) = \frac{2A^2 \delta_m \frac{810 + 162\omega \delta_m + 108\omega^2 \delta_m^2 - 6\omega^2 \delta_m^3 + 2\omega^4 \delta_m^4}{(9 + \omega^2 \delta_m^2)^3} n_m}{(38)}$$

Auch hier ergeben sich ähnliche Asymptoten wie in den letzten beiden Fällen mit einer kritischen Frequenz von:

$$f_k = \frac{3}{2\pi \sqrt{5} \delta_m} \quad (\text{s. Fig. 8b, Kurve c}) \quad (39)$$

15.5 Impulsfolge d

In 15.2 bis 15.4 betrachteten wir Impulsfolgen, in denen alle Impulslängen von $\delta = 0$ bis $\delta = \infty$ vorkamen. Wir berechnen im folgenden nun noch Impulsfolgen, bei denen die Impulsdauer endliche Grenzen hat.

Zunächst sei:

$$p(\delta) = \frac{1}{2\delta_m} \, d\delta \quad 0 < \delta < 2\delta_m \quad (\text{s. Fig. 9})$$

Die Korrelationsfunktion wird nach (26a):

$$\begin{aligned}
 |\tau| \leq 2\delta_m; C(\tau) &= \frac{A^2}{2\delta_m} \int_0^{2\delta_m} (\delta - \tau) \, d\delta = A^2 \frac{(2\delta_m - \tau)^2}{4\delta_m} \\
 |\tau| \geq 2\delta_m; C(\tau) &= 0
 \end{aligned} \quad (41)$$

$C(\tau)$ ist also hier ebenfalls nur in einem begrenzten Gebiet von 0 verschieden (s. Fig. 35). Für das Spektrum ergibt sich:

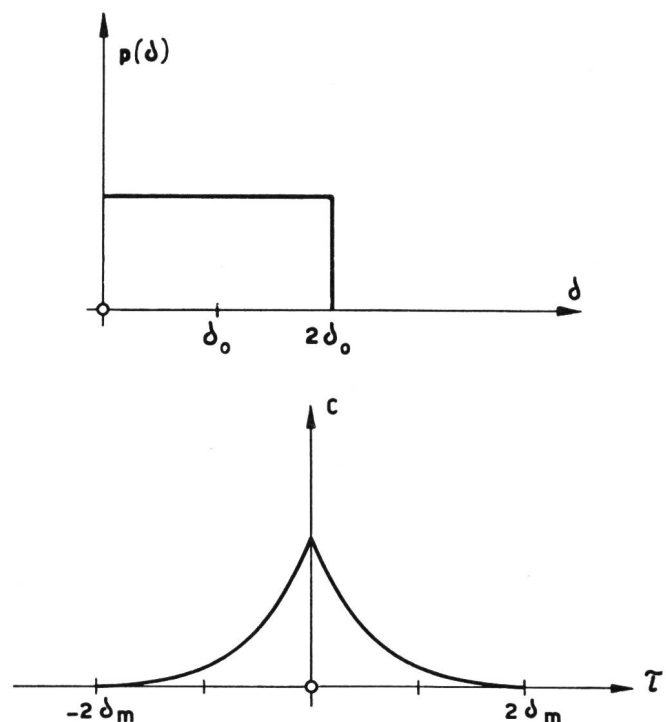


Fig. 35 a + b. a) Verteilungsfunktion der Impulslängen und b) dazugehörige Autokorrelationsfunktion einer Impulsfolge (Folge d)

$$W(\omega) = \frac{A^2 n_m}{4 \delta_m} \int_0^{2 \delta_m} (2 \delta_m - \tau) \cos \omega \tau d\tau$$

$$W(\omega) = \frac{A^2 n_m}{\omega^2} \left(1 - \frac{\sin 2 \omega \delta_m}{2 \omega \delta_m} \right) \quad (42)$$

Die Asymptoten dieser Funktion haben auch hier die Neigungen 0 und ω^{-2} , und sie schneiden sich bei der kritischen Frequenz:

$$f_k = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{2 \pi \delta_m} \quad (\text{s. Fig. 8 b, Kurve d}) \quad (43)$$

15.6 Impulsfolge e

Hier gehorche die Längenverteilung der Impulse dem folgenden Gesetz:

$$p(\delta) = 0 \quad 0 < \delta < \delta_1$$

$$p(\delta) = \frac{d\delta}{\delta \ln(\delta_2/\delta_1)} \quad \delta_1 \leq \delta \leq \delta_2 \quad (44)$$

$$p(\delta) = 0 \quad \delta_2 < \delta < \infty \quad (\text{s. Fig. 36})$$

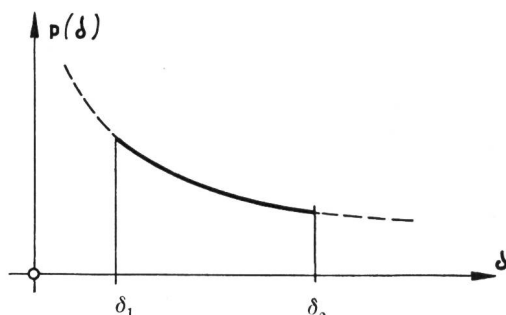


Fig. 36. Verteilungsfunktion der Impulslängen (schematisch) für die Impulsfolgen e und f

Es ist hier einfacher, die Reihenfolge der Integration zu vertauschen, was hier erlaubt ist, und zuerst die Fouriertransformation und dann die Integration über $p(\delta)$ durchzuführen. Die Autokorrelationsfunktion für die Impulsgruppe mit der Dauer δ lautet wie üblich:

$$dC(\tau, \delta) = p(\delta) A^2 (\delta - \tau) d\delta \quad |\tau| < \delta$$

Dies ist (s. Fig. 33) eine Dreiecksfunktion, und ihre Fouriertransformation ist bekanntlich:

$$dW(\omega) = 2 A^2 p(\delta) n_m \delta^2 \left(\frac{\sin \frac{\omega \delta}{2}}{\frac{\omega \delta}{2}} \right)^2 d\delta \quad (45)$$

Daraus bilden wir

$$W(\omega) = \frac{8 A^2 n_m}{\omega^2 \ln(\delta_2/\delta_1)} \int_{\delta_1}^{\delta_2} \frac{\sin^2 \frac{\omega \delta}{2}}{\frac{\omega \delta}{2}} d\frac{\omega \delta}{2}$$

Die Berechnung dieses Integrales liefert:

$$W(\omega) = \frac{4 A^2 n_m}{\omega^2 \ln(\delta_2/\delta_1)} \left\{ \ln \frac{\delta_2}{\delta_1} + \text{Ci } \omega \delta_1 - \text{Ci } \omega \delta_2 \right\} \quad (46)$$

Man findet daraus leicht:

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} W(\omega) = \frac{A^2 n_m (\delta_2^2 - \delta_1^2)}{\ln(\delta_2/\delta_1)} \quad (46a)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} W(\omega) = \frac{4 A^2 n_m}{\omega^2} \quad (46b)$$

In Fig. 8a ist die Funktion $W(\omega)$ dargestellt mit folgenden numerischen Werten:

$$\delta_2/\delta_1 = 100, \quad \delta_m = \delta_2/4,651$$

$$W(f) = \frac{0,00938}{\delta_m^2 f^2} \left\{ 4,605 + \text{Ci}(0,292 \delta_m f) - \text{Ci}(29,2 \delta_m f) \right\}$$

15.7 Impulsfolge f

Als letzte Impulsfolge untersuchen wir diejenige mit folgender Verteilung von δ (s. Fig. 9)

$$p(\delta) = \frac{\delta_1 \delta_2}{(\delta_2 - \delta_1)} \frac{1}{\delta^2} d\delta \quad \delta_1 \leq \delta \leq \delta_2 \quad (47)$$

Wie in 15.6 führen wir hier zunächst die Fouriertransformation einer elementaren Korrelationsfunktion durch und dann erst die Integration über δ . Für $dW(\omega)$ gilt wieder die Gleichung (45) und für W ergibt sich:

$$W(\omega) = \frac{4 A^2 n_m}{\delta_m \omega} \int_{\delta_1}^{\delta_2} \left(\frac{\sin \frac{\omega \delta}{2}}{\frac{\omega \delta}{2}} \right)^2 d\left(\frac{\omega \delta}{2} \right)$$

Das Resultat dieser Integration lautet:

$$W(\omega) = \frac{2 A^2 n_m}{\delta_m} \left\{ \delta_1 \left(\frac{\sin \frac{\omega \delta_1}{2}}{\frac{\omega \delta_1}{2}} \right)^2 - \delta_2 \left(\frac{\sin \frac{\omega \delta_2}{2}}{\frac{\omega \delta_2}{2}} \right)^2 + 2 \frac{\text{Si } \omega \delta_2}{\omega} - 2 \frac{\text{Si } \omega \delta_1}{\omega} \right\} \quad (48)$$

Man findet auch hier für sehr kleine ω -Werte eine horizontale Asymptote (Tangente im Nullpunkt) und eine Asymptote mit der Neigung ω^{-2} für grosse Frequenzen. Wählt man $\delta_2 \gg \delta_1$, so gibt es ein mittleres ω -Gebiet in dem die Funktion etwa nach ω^{-1} verläuft, da $W(\omega)$ dann angenähert werden kann durch:

$$W(\omega) \approx \frac{2 \delta_2}{\omega} - \delta_1 \quad (49)$$

In Figur 8a wurde die Kurve f mit folgenden numerischen Werten gezeichnet:

$$\delta_1 = 0,215; \quad \delta_2 = 21,5; \quad \delta_m = 1$$

Die Gleitkontaktuntersuchungen, durchgeführt in der Forschungs- und Versuchsanstalt der Generaldirektion PTT, wurden angeregt und eingeleitet von

Herrn Dr. W. Gerber.¹⁴⁾ Ihm ist auch weitgehend die Förderung dieser Arbeit zu verdanken. Ich möchte ferner nicht unterlassen, meinen verehrten Lehrern, Herrn Prof. E. Baumann und Herrn Prof. F. Tank, herzlich zu danken für das Interesse, das sie meiner Arbeit entgegenbrachten und für die wertvollen Anregungen, die ich von ihnen empfangen habe.

¹⁴⁾ W. Gerber und J. Meyer de Stadelhofen. Über die Störungen des Rundspruchempfanges durch Trolleybusanlagen. Bull. SEV 35 (1944), 161.

Verwendete Buchstabensymbole

A	Amplitude eines Impulses
a, b	Radius einer Stromenge (eben und räumlich)
c	Wärmekapazität (je Volumeneinheit)
$C(\tau)$	Autokorrelationsfunktion
dbk	dB bezogen auf $1 \mu V/kHz^{1/2}$ bei Spannungen, $1 \mu A/kHz^{1/2}$ bei Strömen
δ	Impulsdauer
δ_m	mittlere Impulsdauer
θ	Übertemperatur in der Halbkugelfläche mit Radius b , nachdem während der Zeit t der Wärmezufluss K ange-dauert hat
θ_∞	Endtemperatur für $t = \infty$; $\theta_\infty = K/2\pi\lambda b$
f_k	kritische Abfallfrequenz (Schnittpunkt der Asymptoten von $S(f)$ für $f \rightarrow \infty$ und $f \rightarrow 0$)
γ	mechanisch-kalorisches Äquivalent = 0,0024 cal/Nem
i	Strom einer Kontaktstelle
I	gesamter Belastungsstrom des Kontaktes
I_N	Rauschstrom durch den Kontakt
K	$= \mu P v$ = in der Berührungsfläche pro Zeiteinheit gebildete Wärme
λ	Wärmeleitfähigkeit
μ	Reibungskoeffizient
n	mittlere Impulszahl pro Sekunde
N	Anzahl paralleler Kontaktstellen
N	1N = 1 Newton = 10^5 dyn
$p(\delta)$	Wahrscheinlichkeit der Impulsdauer δ
P	Kontaktkraft pro Kontaktstelle
q'	normierte Amplituden-Spektrumsfrequenz
r	Engewiderstand eines Kontaktpunktes
R	gesamter Kontaktwiderstand $R \approx r/n$
ρ	spezifische Leitfähigkeit
$S(f)$	Amplituden-Spektrumsfrequenz
τ	Variable bei der Bildung der Autokorrelationsfunktion
$U =$	Gleichspannungsabfall am Kontakt
U_N	Rauschspannung am Kontakt
v	Gleitgeschwindigkeit
$W(f)$	Energie-Spektrumsfunktion
z	reduziertes Zeitmass $z = \lambda t/c b^2$

Bibliographie

- Baker, R. M. Sliding Contacts. Electr. Engineering 55 (1936), 94.
 Bowden, F. P. and M. A. Stone. Visible Hot Spots on Sliding Surfaces. Experientia 2 (1946), 186.
 Bowden, F. P. and D. Tabor. The Area of Contact between Stationary and between Moving Surfaces. Proc. Roy. Soc. London A 169 (1939), 391.
 Brandmüller, J. und H. Heumann. Kontaktrauschen und Kontaktbeben. Z. angew. Phys. 1 (1948), 139.
 Burstyn, W. Elektrische Kontakte und Schaltvorgänge. Berlin 1942.
 Fullam, E. F. and R. H. Savage. Carbon Film Formation and Brush Wear as Revealed by the Electron Microscope. J. Appl. Phys. 19 (1948), 654.
 Holm, R. Die technische Physik der elektrischen Kontakte. Berlin 1941. (Enthält ausführliches Literaturverzeichnis.)
 Holm, R. Calculation of Temperature Development in the Contact Surface. J. Appl. Phys. 19 (1948), 361.
 Holm, R. The Electric Tunnel Effect across Thin Insulator Films in Contacts. J. Appl. Phys. 22 (1951), 569.
 Horton, B. M. Low Frequency Electrical Noise Generated in Sliding Contacts. NRL-Report P-3408 [1949].
 Neukirchen, J. Kohlebürsten. München 1934.
 Oosterkamp, W. J. Calculation of Temperature on Contact Heated Surface. J. Appl. Phys. 19 (1948), 1180.
 Paltow, H. Kontaktschmelzbrücken und Feinwanderung. E.T.Z. 70 (1949), 227.
 Richardson, J. M. The Linear Theory of Fluctuation arising from Differential Mechanism. Bell Syst. Techn. J. 29 (1950), 117.
 Savage, R. H. Graphite Lubrication. J. Appl. Phys. 19 (1948), 1.
 Schröter, F. Zur Physik des Schleifkontaktes. Arch. f. Elektrotechn. 18 (1927), 111 und 25 (1931), 489.
 Soper, P. F. A Review of Carbon Brush Contact Phenomena. Beama J. 1946, S. 132, 189, 228 (enthält ausführliches Literaturverzeichnis).
 Soper, P. F. Carbon Brush Phenomena in Electrical Machinery. J. Inst. Electr. Eng. 96 (1949) II, 645.
 van Brunt, C. and R. H. Savage. Carbon Copper Collector in Vacuum. Gen. Electric Rev. 47 (1944), 16.
 Viemann, H. Abnormaler Verschleiss von Kohlebürsten elektrischer Maschinen. E.T.Z. 70 (1949), 263.
 Wanner, G. H. An Observation on Heat Sources placed at Random on a Surface. J. Appl. Phys. 19 (1948), 1020.
 Weidemann, H. Übergangswiderstände an Schleifringen in der Messtechnik. Z. VDI 88 (1944), 453.

Verkehrsentwicklung im Jahre 1952

Vortrag, gehalten von Herrn Direktor A. Wettstein, an der 26. Generalversammlung der Pro Telephon in Genf, am 8. Mai 1953

654.1

Es ist zum guten Brauch geworden, dass der Direktor der Telegraphen- und Telephonabteilung an der Generalversammlung der Pro Telephon jeweils einen Rückblick auf das abgelaufene Geschäftsjahr seiner Verwaltung wirft, an deren gedeihlicher Entwicklung Sie, meine Herren, als Vertreter der Telephonindustrie in grossem Masse mit interessiert sind.

Ich kann mich kurz fassen, denn Ihnen allen sind die Feierlichkeiten zum Jubiläum des elektrischen Nachrichtenwesens in der Schweiz sicher noch in bester Erinnerung. Die PTT-Verwaltung, tatkräftig unterstützt durch die Pro Telephon, hat die Gelegenheit benützt, um dem Schweizervolk durch alle Mittel der Publizität einen Einblick in das interessante und weitschichtige Gebiet des elektrischen Nachrichten-

wesens im allgemeinen und der Telegraphen- und Telephondienste im besondern zu verschaffen.

Ich beschränke mich daher auf einige Worte zur Verkehrsentwicklung im Jahre 1952.

a) Telegraph

Als Folge der Abwanderung eines Teils des Telegraphenverkehrs zum Teilnehmer-Fernschreibdienst (Telex) und zur immer rascher und sicherer arbeitenden Flugpost, ist ein weiterer Rückgang im klassischen Telegraphenverkehr zu verzeichnen. Während sich der inländische Verkehr mit rund 790 000 Telegrammen knapp auf der Höhe des Vorjahres hielt, trat beim Verkehr von und nach dem Ausland ein Rückgang von etwa 6% auf 3 700 000 Stück und