

2005

PREPRINT 301

Günter Dörfel und Dieter Hoffmann

**Von Albert Einstein bis Norbert Wiener – frühe
Ansichten und späte Einsichten zum Phänomen
des elektronischen Rauschens**

**Von ALBERT EINSTEIN bis NORBERT WIENER –
frühe Ansichten und späte Einsichten zum Phänomen des
elektronischen Rauschens***

Günter Dörfel** und Dieter Hoffmann***

Vorbemerkungen

Das elektronische Rauschen ist eine Konsequenz aus der Quantelung der elektrischen Ladung. Insofern ist das Phänomen allgegenwärtig; und es war schon zeitig – spätestens mit der Geburt der elektronischen Verstärkertechnik – beobachtbar. Die subjektiv lästige akustische Wahrnehmung wurde auf einengende Weise begriffsstiftend. Das demgegenüber universelle Phänomen der Fluktuation der thermisch angeregten Ladungsträger vermittelte einen Einblick in das Wesen Strom leitender Körper oder Räume. Seine mathematische Fassung fixierte schließlich objektive, Disziplinen übergreifende Bezugsgrößen zur Beurteilung Information tragender Prozesse.

Die Geschichte der Voraussage, Entdeckung, Beschreibung und Nutzung des Phänomens ist begleitet von Fehleinschätzungen, Missverständnissen, Unterlassungen und Irrtümern, die ein Licht werfen auf den mühsamen Weg der Herausbildung eines modernen physikalischen Weltbildes in den ersten Jahrzehnten des vergangenen Jahrhunderts. Beim Nachzeichnen einiger wesentlicher Stationen dieses Prozesses wollen wir der Frage nachgehen, welche Denkansätze sich als tragend erwiesen, welche Vorleistungen genutzt und welche Querverbindungen übersehen wurden. Das schließt den Versuch einer Analyse ein, welche Rolle und Bedeutung Zeitgeist und Zeitgeschichte den in diesem Prozess jeweils handelnden Personen und Gruppen zuwies. In dieser Zuweisung spiegelt sich, ungeachtet aller Subjektivität der Wahrnehmungen und Wertungen, ein für diese Zeit typischer und heute oft historisch nur verkürzt wahrgenommener Paradigmenwechsel wider. Es brauchte mehrere Jahrzehnte, ehe sich die wissenschaftlichen Fragestellungen von der fortwährenden Suche nach neuen, quantitativ verwertbaren Belegen für die atomare Struktur der Materie hin zur Nutzung der darauf gegründeten Phänomene gewandelt hatte.

Ausgangspunkt unserer Betrachtungen ist eine Arbeit, die für den Beginn systematischer Erforschung der nunmehr beobachtbar gewordenen Fluktuationsphänomene steht. Rückblicke auf ältere Quellen und Querverweise auf parallel verlaufende Forschungen ergeben sich zwangsläufig.

SCHOTTKYS Ansatz und SCHOTTKYS Rechenfehler

Im Juni 1918 schloss der Siemens-Mitarbeiter Walter Schottky eine sehr beachtete Arbeit ab, in deren Mittelpunkt das *Schrotrauschen* der Elektronenröhren stand [Schottky 1918]. Seine Analyse fußte auf der Annahme, dass die Aufnahme elektrischer Ladungen an der Anode einer Elektronenröhre dem Poissonschen Verteilungsgesetz gehorcht. Was heißt, dass die zur Anode gelangenden Ladungen unabhängig voneinander emittiert und transportiert werden und im Prinzip mit einer Streuung $\delta N = \sqrt{N}$ abgezählt werden könnten. Implizit war in seine Analyse eine zweite, damals noch nicht selbstverständliche Annahme eingeschlossen: Alle N Ladungen e sind gleich und stehen mit ihrem jeweiligen Träger, dem Elektron, für eine fundamentale Naturkonstante. So konnte Schottky den im Anodenstrom i_0 enthaltenen Rauschstrom j mit

$$\overline{j^2} = i_0 e \tau_{Beob}^{-1}, \quad \tau_{Beob} - \text{Beobachtungszeit}, \quad (1)$$

angeben.

Schon in dieser Arbeit wies Schottky darauf hin, dass neben dem Schroteffekt des Anodenstromes der am Eingang des Röhrenverstärkers liegende ohmsche Widerstand, der sog. Gitterableitwiderstand, einen Anteil an „*einem am Ende angelegten Telephon auch bei Ausschaltung aller äußeren Störungen ... wahrnehmbaren ... Summen ... , das alle schwächeren Signale übertönt ...*“, verursacht. Die thermisch angeregte fluktuierende Elektronenbewegung, ausgedrückt durch eine Spannung über dem Widerstand, wirkt auf den Verstärkereingang ein, und zwar unabhängig vom Schrotrauschen und weiteren Rauschquellen. Schottky war, anknüpfend an Albert Einstein – wir kommen auf diesen Sachverhalt zurück – , der Quantität des *Widerstandsrauschens* bis auf einen Proportionalitätsfaktor nahe gekommen, wandte sich dann aber dem größeren Rauschanteil, dem Schrotrauschen, zu.

Zur Verifizierung seiner Rauschformel (1) ging Schottky von einem in den Anodenstromkreis der Röhre eingefügten Schwingkreis aus, womit er die Beobachtungszeit τ auf eine für das träge System reziproke Kenngröße, die Übertragungsbandbreite Δf des selektiven Systems, zurückführte (Abb. 1).

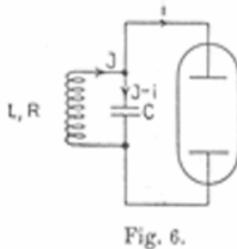


Abb. 1: Nach [Schottky 1918], S. 554
(Das Steuergitter der Röhre ist wegen der Beschränkung der Betrachtung auf den anodenseitigen Schrot-Effekt unterdrückt.)

Den Fragestellungen seiner Zeit folgend, sah Schottky in seiner Analyse ein probates Instrument, aus dem gemessenen Rauschen die Größe der Elementarladung e zu bestimmen bzw. zu betätigen. Sein Ansatz, damals als eine „etwas bedenkliche“ Anwendung der Wahrscheinlichkeitstheorie betrachtet – siehe [Johnson 1922] –, war erfolgreich, nicht aber die Durchführung. Schottky verrechnete sich beim Integrieren über den (nach heutigem Sprachgebrauch:) ins Quadrat erhobenen Betrag des komplexen Frequenzganges des selektiven Elementes – mit drastischen Folgen. Schottkys Assistent C. A. Hartmann, mit der experimentellen Überprüfung betraut, bestimmte vor diesem Hintergrund in seiner Dissertation um Größenordnungen kleinere Ladungsquanten als erwartet. Überdies schien der Rauscheffekt frequenzabhängig zu sein [Schottky / Hartmann 1920], [Hartmann 1921]. Aber weder Schottky noch Hartmann mochten darin den Beweis für die Existenz von Subelementarteilchen sehen. Vielmehr stellte Schottky seine ursprüngliche Annahme – Unabhängigkeit der einzelnen Ladungsübergänge – infrage und damit ausdrücklich auch die Sinnfälligkeit der weiteren *rechnerischen* Verfolgung des Effektes [Schottky 1921]. Das war insofern fatal, als damit ein Zugang für die Separierung, Verfolgung und Aufklärung weiterer, neben Schottkys Schroteffekt wirkender Fluktuationsphänomene verschüttet schien. Abhilfe schuf J. B. Johnson, Mitarbeiter der American Telephone and Telegraph Co. und der Western Electric Co., Inc.. Er machte auf den Rechenfehler aufmerksam und zeigte, dass zumindest bei nicht zu geringen Frequenzen die gemessenen Werte mit den erwarteten für die Elementarladung (fast) übereinstimmten [Johnson 1922]. Damit lautet die mittels Fourier-Transformation in den Frequenzbereich übertragene Entsprechung zu Gl. (1) – hier angewandt auf ein

abstraktes aber sehr anschauliches Filter mit einer über die Übertragungsbandbreite Δf konstanten Durchlassfähigkeit –

$$\overline{j^2} = 2i_0 e \Delta f . \quad (2)$$

Um den formalen Begriff der Bandbreite in Beziehung zu setzen zu den Parametern des elektrischen Schwingkreises folgen wir Johnsons Korrekturrechnung:

Dies geschieht bei der Auswertung des Integrals

$$\int_0^{\infty} \frac{dx}{(1-x^2)^2 + r^2 x^2} ,$$

das Herr Dr. Schottky gleich $2\pi/r^2$ setzt. Daraus leitet man für den effektiven Wert der mittleren Schwankung

$$(1) \quad C = \sqrt{i_0 e \omega_0} .$$

Ich berechne aber für das Integral den Wert $\pi/2r$, und leite^{*)} anstatt (1) die folgende Gleichung ab:

$$(2) \quad C = \sqrt{i_0 e R / 4 L} .$$

Abb. 2: Einfügung nach [Johnson 1922], S. 154

Mit Johnsons Ergebnis (2) wird die Verknüpfung von Schottkys Beobachtungszeit – siehe Gl. (1) – mit der Zeitkonstanten der verlustbehafteten Induktivität des Filters erkennbar. Auch die reziproke Entsprechung zur Bandbreite des von Schottky eingeführten selektiven Elements ist offensichtlich:

$$\tau_{Beob} = 4L / R = (2\Delta f)^{-1} . \quad (3)$$

Damit waren alle formalen Übergänge zwischen den verschiedenen Abstraktionsebenen und Betrachtungsweisen verfügbar. Es sollte noch etwa ein Jahrzehnt dauern, bis das wechselseitige Begehen dieser Brücken allmählich zur Selbstverständlichkeit wurde.

Die bei der General Electric Co. arbeitenden A. W. Hull und N. H. Williams perfektionierten die rechnerische und messtechnische Ausgestaltung von Schottkys Idee zur Bestimmung der Elementarladung aus dem Schrotrauschen [Hull / Williams 1925]. Sie bestimmten einen mit einer Streuung $< 2\%$ behafteten Mittelwert von $1,586 \cdot 10^{-19}$ Coulomb und kamen damit dem heute anerkannten Wert ($1,602 \dots \cdot 10^{-19}$ C) auf etwa 1 % nahe. Sie äußerten die begründete Vermutung, dass die Rauschmethode die Öl-

Tröpfchen-Methode zur Bestimmung der Elementarladung – Millikans Wert lag bei $1,591 \cdot 10^{-19}$ Coulomb – an Genauigkeit übertreffen könne. Sie bemerkten aber auch, dass Schottkys Betrachtung zur Voraussetzung hat, dass die Elektronenröhre im Sättigungsgebiet¹ betrieben wird. Bilden sich, wie bei technischen Verstärkerröhren i. a. angestrebt, Raumladungen² aus, würden die Fluktuationen deutlich geringer ausfallen; die Raumladung wirke ausgleichend auf die sporadischen Elementarprozesse³. Johnson bestätigte diese Erkenntnis und wies ergänzend darauf hin, dass das Rauschspektrum nach tiefen Frequenzen hin eine vom Schroteffekt nicht erklärte Anhebung erfährt [Johnson 1925]. Er deutete diesen bei Röhren mit Oxyd-Kathoden besonders stark ausgeprägten Effekt mit temporären Veränderungen der Emissionsfähigkeit der Kathodenoberfläche. Schottky führte diese Veränderungen auf die Anwesenheit von Fremdatomen auf der Kathodenoberfläche zurück und suchte nach quantitativ fassbaren Modellen [Schottky 1926]. Aber der „Funkeleffekt“, auch als „Flickereffekt“ oder – in Anlehnung an die spektrale Charakteristik – als „ $1/f$ - Rauschen“ bezeichnet, entzog sich, wie schon der Einfluss der Raumladung auf das Schrotrauschen, einer allgemeingültigen Fassung⁴.

Bei all diesen zum Teil akribischen Untersuchungen blieb trotz Schottkys Hinweis ein fundamentaler weil im allgemeinsten Sinne werkstoffunabhängiger Rauscheffekt weiter unbeachtet oder doch ungeklärt: das thermisch angeregte Widerstandsrauschen. Dessen noch heute als gültig angesehene Beschreibung lieferte

NYQUISTS Rauschformel.

Nyquist veröffentlichte seine immer wieder zitierte (aber kaum noch im Original gelesene) thermodynamische Herleitung [Nyquist 1928] zeitgleich mit und ausdrücklich gegründet auf Johnsons Arbeit zur experimentellen Bestätigung und anwendungsbezogenen Ausdeutung der Rauschformel [Johnson 1928]. Folgerichtig wird das thermische Widerstandsrauschen abwechselnd mit einem der beiden Namen verknüpft oder auch mit beiden.

Da Nyquists Überlegungen physikhistorisch und didaktisch unter verschiedenen Aspekten interessant sind, wollen wir seinen Gedankenexperimenten hier dem Prinzip nach folgen⁵.



Abb. 3: Nyquists Gedankenexperiment, 1. Schritt (Abb. nach [Nyquist 1928])

Zwei elektrisch gleiche (aber möglicherweise aus unterschiedlichen Materialien aufgebaute) Widerstände $R I, II$ tauschen ihre Rauschleistungen wechselseitig aus (Abb. 3, Fig.1). Würden beide Widerstände – etwa infolge unterschiedlicher Materialien und Leitungsmechanismen – in unterschiedlichen Frequenzbereichen senden, könnte der Energieaustausch durch Einfügen selektiver Mittel (Abb. 3, Fig. 2) so beeinflusst werden, dass sich ein Widerstand auf Kosten des anderen erwärmt. Das stünde im Widerspruch zu allen anerkannten Gesetzen und Erfahrungen. Folglich ist die thermisch angeregte elektromotorische Kraft im Leiter eine *universelle* Funktion von *Temperatur, Widerstand und Frequenz*, und zwar nur dieser variablen Größen⁶. In einem zweiten Schritt ging Nyquist davon aus, dass beide Widerstände ihre Rauschleistung über eine verlustlose Leitung austauschen, deren Wellenwiderstand⁷ dem Widerstand R der beiden rauschenden Zweipole gleich ist (Abb. 4).

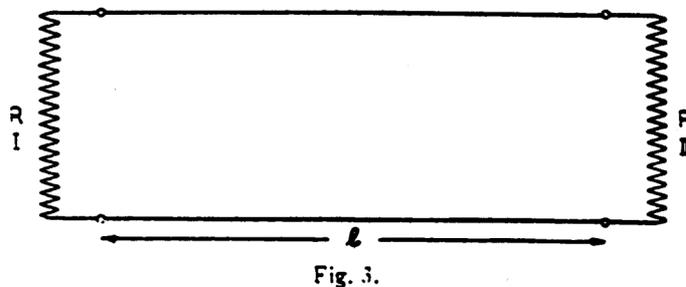


Abb. 4: Nyquists Gedankenexperiment, 2. Schritt (Abb. nach [Nyquist 1928])

Schließt man in diesem im thermodynamischen Gleichgewicht befindlichen System die rauschenden Widerstände und damit die Leitungsenden gleichzeitig kurz, so prägt sich die gerade im Austausch begriffene und in der kurzgeschlossenen und damit schwingungsfähig gewordenen Leitung gefangene Energie in Form stehender Wellen mit den Frequenzen

$$f_m = mv(2l)^{-1} \quad (3)$$

(v – Ausbreitungsgeschwindigkeit, l – Leitungslänge, $m = 1, 2, 3, \dots$) aus. Im Frequenzintervall Δf sind dann

$$n = v^{-1} 2l \Delta f \quad (4)$$

Schwingungsmoden abzählbar. Ordnet man nach dem Gleichverteilungssatz der klassischen Statistik jedem Freiheitsgrad, also sowohl dem elektrischen als auch dem magnetischen Anteil eines jeden Schwingungsmoden, die Energie $\frac{1}{2}kT$ zu (k – Boltzmannkonstante, T – absolute Temperatur), so erhält man mit $t = lv^{-1}$ die Rauschleistung

$$P = Et^{-1} = 2kT\Delta f, \quad (5)$$

zu der voraussetzungsgemäß zwei Rauschquellen beitragen. Gl. (5) wird erfüllt, wenn der einzelne leer laufende Widerstand mit

$$\overline{u^2} = 4kTR\Delta f \quad (6a)$$

rauscht. Das ist Nyquists berühmte Formel in ihrer verkürzten Form. Die auf den Rauschstrom zugeschnittene Form

$$\overline{i^2} = 4kTR^{-1}\Delta f \quad (6b)$$

liegt dann auf der Hand. Mit dem Grenzübergang zur unendlich langen verlustfreien Leitung wird das mehr oder weniger dicht besetzte Linienspektrum in ein konstantes kontinuierliches Rauschspektrum („Weißes Rauschen“) überführt.

Da die Rauschleistungen nach Gl. (5)/(6) nicht über alle Grenzen wachsen können, setzte Nyquist

$$kT = hf \left(\exp \frac{hf}{kT} - 1 \right)^{-1} \quad (7)$$

– das ist der berühmte „Abschneide-Faktor“ des Planckschen Strahlungsgesetzes [Planck 1900] – und erhielt für die über den gesamten Frequenzbereich erstreckte Rauschformel (in unserer Schreibweise)

$$\overline{u^2} = 4Rhf \left(\exp \frac{hf}{kT} - 1 \right)^{-1} \Delta f \quad (8)$$

Nyquist hat dieses Vorgehen nicht kommentiert und schon gar nicht hergeleitet. Mag sein, dass es die praktischen Konsequenzen waren, die ihn zur Zurückhaltung veranlassten: Bei Raumtemperaturen wird der „Abschneidefaktor“ bei Frequenzen $>10^{12}$ Hz wirksam. Dort haben die konventionellen Begriffe und Bauelemente der elektronischen Nachrichtentechnik, „Widerstand“, „Induktivität“ und „Kapazität“, ihre praktische Bedeutung längst verloren.

Was Johnsons experimentelle Arbeit – sein Messaufbau folgte Abb. 5 – [Johnson 1928], auf die sich Nyquist stützte, betrifft, so wollen wir zwei Aspekte hervorheben:

- Neben dem Ausloten nachrichtentechnischer Beschränkungen, die das Rauschen auferlegt, war Johnson die Bestimmung bzw. Bestätigung der Boltzmann-Konstanten k gleichermaßen wichtig – wir erinnern an Schottkys Frage nach der elektrischen Elementarladung! Sein Mittelwert – $k = 1,27 * 10^{-16}$ erg/K – war mit einer Streuung von 13 % behaftet und kam dem heute akzeptierten Wert ($k = 1,38... * 10^{-23}$ J/K) auf etwa 8 % nahe. Dabei gab Johnson seiner Überzeugung Ausdruck, dass er mit seinen Messungen das Potenzial der Methode keineswegs ausgeschöpft habe.
- Johnson verwies u. a. auf eine Arbeit von Zernike, der die „Brownian motion of current“ in einem Galvanometerstromkreis untersucht und eine natürliche Grenze für die Messbarkeit von Strom ($\approx 10^{-12}$ Ampere) angegeben habe. Auffällig ist, dass Vergleiche nicht gezogen werden, weder was die Theorie, die Methode noch die Konsequenzen betrifft.

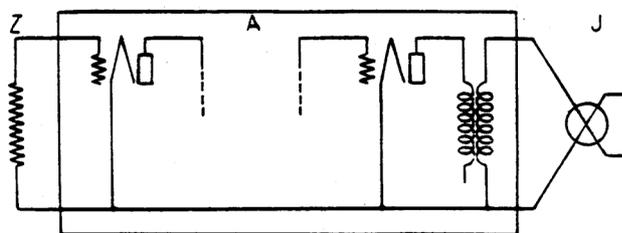


Fig. 1. Simplified diagram of the circuit.

$$\overline{I^2} = (2kT / \pi) \int_0^\infty R(\omega) | Y(\omega) |^2 d\omega$$

Abb. 5: Johnsons Messapparat mit dem effektivwerttreuen⁸ Thermokreuz als Messwandler (Abb. nach [Johnson 1928])

Auch wenn bei den Arbeiten der Folgezeit ganz deutlich die Minimierung der Rauschanteile und die Optimierung des jeweiligen Signal-Rausch-Verhältnisses dominierte, und das Fragen nach den Naturkonstanten in den Hintergrund trat, so war das Widerstandsrauschen doch auch immer wieder Ausgangspunkt, fundamentale Prozesse zu hinterfragen. So zeigen manche Widerstände unter bestimmten Bedingungen bei Strombelastung ein erhöhtes Rauschen, und zwar i. a. im Sinne des o. a. $1/f$ -Rauschens („Funkeleffekt“). Die Messergebnisse bieten Hinweise auf Materialstrukturen und Leitungsmechanismen und geben insbesondere Antwort auf die Frage, wie weit diese der reinen metallischen Leitung – Belastungsrauschen wird da nicht beobachtet – nahe kommen. Im wirtschaftlichen Sinne sind darauf gegründete Qualitätsüberwachungen für technische Widerstände von Bedeutung⁹. Umgekehrt bietet die Rauschbewertung bei metallischen und elektrisch unbelasteten Widerständen Zugang zu einem sehr grundsätzlichen Temperaturmessverfahren, der „Rauschthermometrie“¹⁰.

Den im zweiten Aspekt angesprochenen, auf das Phänomen der Brownschen Bewegung gegründeten frühen Betrachtungen zum elektronischen Rauschen wollen wir später nachgehen.

Über wenig beachtete physikalische Analogien

Nyquists Zurückhaltung bei der Kommentierung seiner Übernahme von Plancks „Abschneidefaktor“ zur Beschreibung der hochfrequenten Flanke des Leistungsdichtespektrums hatte zunächst den Blick verstellt darauf, dass seine Rauschformel als eine eindimensionale Entsprechung zur Planckschen Strahlungsformel aufgefasst werden kann. Bei Letzterer werden bekanntlich die Strahlungsmoden im ideal reflektierenden dreidimensionalen Körper betrachtet¹¹, während Nyquist längs der eindimensionalen Leitung gezählt hatte. So weit wir sehen können, war es Richard P. Feynman, der diesen die Betrachtungen vereinheitlichenden Gesichtspunkt benannte [Feynman 1963].

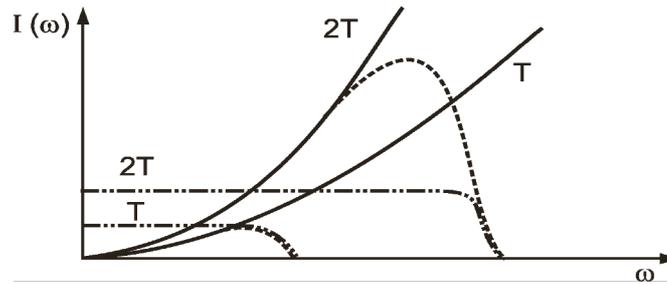


Abb. 6: Leistungsspektren des thermisch angeregten Widerstandsrauschens und der Wärmestrahlung des schwarzen Körpers im Vergleich

Formal interessant ist, dass sich in den das jeweilige Spektrum charakterisierenden Variablen f bzw. $\omega = 2\pi f$ die Dimension des Problems widerspiegelt (Abb.6): Die niederfrequente Flanke des für den ideal reflektierenden dreidimensionalen Hohlraums gültigen Strahlungsgesetzes gehorcht ω^2 ; das niederfrequente Spektrum des sich eindimensional ausbreitenden Widerstandsrauschens ist frequenzunabhängig ($\omega^0 = \text{konst.}$). Folgerichtig spiegelt sich der Unterschied der geometrischen Dimensionen auch bei der Integration über das gesamte Leistungsspektrum in der Dimension des Parameters Temperatur wider. Während im für den schwarzen Körper gültigen Stefan-Boltzmann-Gesetz – dieses beschreibt die je Flächeneinheit abgestrahlte Leistung – die Temperatur in der 4. Potenz steht, gilt für die unter der gesamten Leistungsdichtefunktion erstreckte Rauschleistung des als eindimensional betrachteten Leiters $p = \overline{i^2} R \sim T^2$. Wieder entspricht der Unterschied der Exponenten dem Unterschied der geometrischen Dimensionen der der Herleitung zugrunde gelegten Modelle. Bemerkenswert an diesen kaum beachteten Analogien ist auch, dass das vorstehend behandelte Charakteristikum, d. h. die Dimension der Exponenten, den Übergang von der klassischen Behandlung zur quantenphysikalischen Betrachtung übersteht bzw., wenn es um die Integration über das nach hohen Frequenzen hin „abgeschnittene“ Spektrum geht, zur Voraussetzung hat.

ALBERT EINSTEIN und seine Interpretin

Bei den frühen hier skizzierten Untersuchungen des Rauschphänomens hat es an Analogiebetrachtungen zwischen Ladungsträgerfluktuation und Brownscher Bewegung nicht gefehlt. Gegenüber diesen nicht quantifizierten und rein phänomenologischen Vergleichen hatte Albert Einstein in seiner zweiten Arbeit zur Brownschen Bewegung

dezidiert und wohl als Erster auf einen thermisch angeregten fluktuierenden Strom im Leiterquerschnitt hingewiesen und auch einen Weg zu dessen Berechnung skizziert – aber nicht ausgestaltet. „*Da ich jedoch keine durch das Experiment kontrollierbare Konsequenz ... habe auffinden können, scheint mir die Behandlung ... unnützlich*“ [Einstein 1906]. Darin drückte sich keinesfalls die (wie bald im Kopfhörer wahrnehmbar, trügerische!) Hoffnung aus, dass die thermisch angeregte Fluktuation von Ladungsträgern als irgendwie geartete Störquelle nicht infrage käme – im Gegenteil. Es war vielmehr der Ausdruck des Bedauerns, dass das wohl existierende aber (scheinbar!) eben nicht beobachtbare Phänomen deshalb nicht taugte, submikroskopische Kenngrößen („Elementarquanta“) aus Vorgängen zu bestimmen, die der Beobachtung zugänglich sind. Genau das, allgemeiner: die Beschaffung objektiver und messtechnisch überprüfbarer Beweise für die Richtigkeit und quantitative Fassbarkeit einer atomistischen Naturbetrachtung, waren Ausgangspunkt und Motiv seiner beiden Untersuchungen gewesen¹². M. v. Smoluchowski, kongenialer Mitbegründer einer analytischen Theorie der Brownschen Bewegung [Smoluchowski 1906], dehnte Einsteins Postulat von elektrischen Schwankungsvorgängen in Leitern auf ionisierte Gase und dissoziierte Elektrolyten aus – mit vergleichbaren Ansichten zur Wahrnehmbarkeit der Erscheinungen [Smoluchowski 1912].

Die Lösung des von Einstein aufgeworfenen Problems finden wir bei Frau G. L. deHaas-Lorentz. Nicht dass diese die Messbarkeit des elektronischen Rauschens anders einschätzte. Sie hatte in ihrer Dissertation „Die Brownsche Bewegung und einige verwandte Erscheinungen“ einen angreifbaren Ansatz Einsteins überwunden und gezeigt, wie man auf diese Weise auch das in einer Verkettung von Widerständen und Energiespeichernden Induktivitäten und Kapazitäten auftretende Rauschen ziemlich einfach berechnen konnte [deHaas-Lorentz 1912/13]. Dem Zeitgeist folgend und mit aller Bescheidenheit, wie sie nach akademischen Würden strebenden Damen anempfahlen war, verwies sie dankbar darauf, dass es eigentlich eine von A. Einstein und L. Hopf in einem anderen Zusammenhang eingeführte Betrachtungsweise sei [Einstein / Hopf 1910], die sie angewandt habe. Und sie vergaß auch nicht auf Probleme und Widersprüche hinzuweisen, von denen ihre Vorgehensweise auch nicht frei sei. Auf diese „Methode von Einstein und Hopf“ habe sie „Herr Prof. Lorentz aufmerksam gemacht“¹³.

In einer Parallelschaltung aus Ohmschen Widerstand und Induktivität wies sie der induktiv gespeicherten Energie den einem Freiheitsgrad der mechanischen Energie entsprechenden Anteil zu:

$$\frac{1}{2} \overline{Li^2} = \frac{1}{2} kT \quad \rightarrow \quad \overline{i^2} = \frac{kT}{L} \quad . \quad (9a,b)$$

Für die Parallelschaltung von Widerstand und Kapazität gilt dementsprechend

$$\overline{u^2} = \frac{kT}{C} \quad . \quad (10)$$

Stellt man diese Rauschgröße¹⁴ mit dem Trägheitsmaß $\tau_{RC} = RC$, der sog. Zeitkonstanten, in Abhängigkeit von einer Art Beobachtungszeit dar,

$$\overline{u^2} = \frac{kTR}{\tau_{RC}} \quad , \quad (11)$$

dann wäre mit der (damals so noch nicht hergeleiteten) Entsprechung

$$\Delta f = (4\tau_{RC})^{-1} \quad (12)$$

die Nyquistsche Formel (6) vorweggenommen.

EINSTEINS „Maschinchen“

Frau deHaas-Lorentz' Energiebilanz hilft uns, einen Vorschlag Einsteins kritisch zu würdigen. Einstein war noch einmal auf seine Idee, aus den thermisch angeregten Ladungsfluktuationen auf „Elementarquanta“ zu schließen, zurückgekommen [Einstein 1907]. Auf den Platten eines kurzgeschlossenen Kondensators C würden Ladungsfluktuationen stattfinden – leider sehr kleine. Wenn man den Kurzschluss öffne (was die Ladung q gewissermaßen einfriert), dann könne man durch „Auseinanderschieben“ der Plattensysteme, also durch Verkleinerung der Kapazität auf C^* , die Spannung $u^* = q/C^*$ vielleicht in messbare Bereiche anheben. In der Tat führt die mit mechanischer Arbeit herbei geführte Verkleinerung der Kapazität gegen die elektrische Anziehungskraft bei konstanter Ladung zu einer Energieerhöhung. Das könnte die messtechnischen Chancen verbessern – nach Einsteins Befürchtung aber wahrscheinlich nicht hinreichend. Nun wirft die nach der Energiebilanz von deHaas-Lorentz niedergeschriebene Beziehung (10) die Frage nach der Notwendigkeit des Aufwands auf: Die quadratischen Mittelwerte der Spannungsfuktuation sind von der

Größe des parallel liegend gedachten Widerstand offenbar unabhängig. Die Veränderungen liegen im Spektralen (Abb. 7).

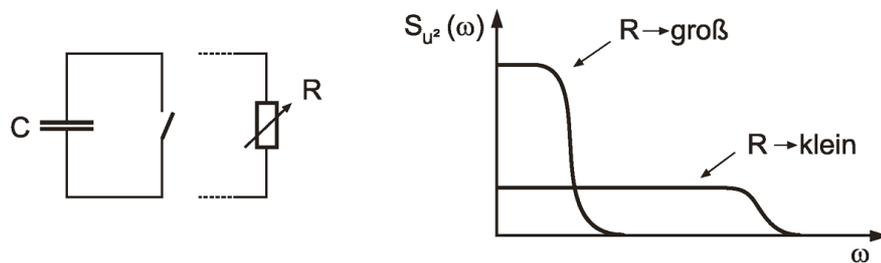


Abb.7: Unterschiedliche Leistungsdichtespektren für die RC-Kombination bei gleicher (widerstandsabhängiger) Rauschleistung $\int S(\omega) d\omega$

Einer widerstandsabhängig veränderten Rauschleistungsdichte $S_{u^2}(\omega = 0)$ steht eine umgekehrt proportional einhergehende Veränderung der wirksamen Bandbreite entgegen. Insofern sind die integralen Werte $\overline{u^2} \sim \int S(\omega) d\omega$ im kurzgeschlossenen Fall ($R \rightarrow 0$) und im geöffneten Zustand ($R \rightarrow \infty$) tatsächlich gleich und – in Übereinstimmung mit Einstein – der Kapazität umgekehrt proportional. Der geöffnete Zustand realisiert wegen $\tau_{RC} \rightarrow \infty$ das Einfrieren des Fluktuationssignals. Warum also nicht gleich mit dem technisch kleinstmöglichen Kondensator arbeiten? Aber seien wir fair; diese mit deHaas-Lorentz' Energiebilanz verknüpfte und mit später eingeführten systemtheoretischen Betrachtungsweisen leicht formulierbare Einsicht ist sehr viel jünger als Einsteins Ansicht über die Bestimmung der Elementarquanta.

Schon 1908 kam Einstein auf seinen Versuch zurück, die thermisch angeregten Ladungsträgerfluktuationen einer messtechnischen Erfassung zugänglich zu machen. Mit einer Art Influenzmaschine (Abb.8) – er nannte sie liebevoll sein „Maschinchen“ – schlug er eine Methode zur Vervielfachung der dem Prozess entnommenen Ladungsmenge vor und überwand so wenigstens vom Prinzip her eine prinzipielle Schwäche seiner ursprünglichen Idee [Einstein 1908].

A_1 und A_1 (Fig. 1) seien zwei fest ange-

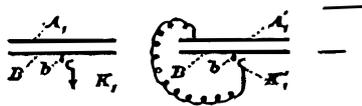


Fig. 1.

ordnete Leiter, an denen sich die starr miteinander verbundenen, etwa auf einem Rädchen befestigten Metallblättchen B vorbeibewegen. Letztere besitzen Kontaktstifte b , die im Bereich von fest angeordneten Kontaktfedern K_1 bzw. K_2 stehen. K_1 sei geerdet, K_2 m.t. A_1 leitend verbunden.

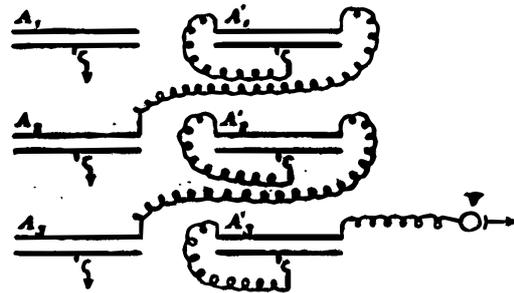


Fig. 2.

Abb. 8: Einsteins „Maschinchen“ (nach [Einstein 1908])

Aber mit der Ladungsvervielfachung wuchsen auch die Probleme. Parasitäre Ladungen, Reibungselektrizität, Kontaktpotentiale, Ladungsverlust durch Luftfeuchtigkeit usw. zwangen zu aufwändigen Maßnahmen. Die kafkaesk anmutenden Bemühungen um die Vervollkommnung des „Maschinchens“ – ihre Geschichte reicht, fortgeführt von Einsteins Freunden Conrad und Paul Habicht, bis in die dreißiger Jahre und ist ein eigenes Kapitel¹⁵ – konnten mit der Entwicklung der konventionellen Messtechnik nicht Schritt halten; eine größere praktische Bedeutung blieb ihm versagt. Dessen ungeachtet bleibt der u. E. so noch nicht diskutierte Umstand festzuhalten, dass Einstein mit seinem „Maschinchen“ den wohl *ersten* wirklichen Messverstärker überhaupt erdacht und konkret beschrieben hatte. Eine Einrichtung also, in der eine kleine, dem Messobjekt entzogene Energiemenge unter Zuhilfenahme einer Hilfsenergie – in seinem Falle war das die zur Ladungstrennung aufzuwendende mechanische Energie – wohl definiert vermehrt und auswertbar gemacht wird. Die etwa zeitgleich (1906) erfundene Dreielektrodenröhre – deren „Hilfsenergie“ wird von der Anodenstromversorgung bereitgestellt – war zwar sehr schnell als nachrichtentechnisches Bauelement genutzt, aber für messtechnische Zwecke noch nicht erschlossen worden. Erst deutlich später wurde die damals so noch nicht betrachtete und entwickelte, auf die modernen vakuumelektronischen Bauelemente gegründete Messtechnik zu einem gängigen und erfolgreichen Werkzeug¹⁶. Wir werden auf diese nicht nur technologisch begründete Trennung der Denkweisen noch einmal zurückkommen.

ZERNIKES Analyse

In den 20er Jahren des vergangenen Jahrhunderts waren die Konstruktionsprinzipien für hochempfindliche Galvanometer so weit verfeinert worden, dass die erreichbare Nachweisgrenze für elektrische Ströme nicht mehr unbedingt von der sog. Galvanometerkonstanten und anderen vergleichbaren apparativen Gesichtspunkten bestimmt wurde, sondern durch zunächst schwer deutbare Fluktuationen der Anzeige. Man vermutete mikroseismische Einflüsse und suchte mit baulichen Dämpfungsmaßnahmen dagegen zu wirken¹⁷. Verschärft wurde die Problematik, als W. J. H. Moll und H. C. Burger mit dem sog. „Thermorelais“ einen neuen Verstärker in die physikalische Messtechnik eingeführt hatten [Moll / Burger 1925]: Zwei eng benachbarte und von thermischen Nebenschlüssen weitgehend befreite Thermolemente konnten kleinste Auslenkungen des auf ihre Symmetrieachse gerichteten Strahles eines Lichtmarkengalvanometers – im Sinne unserer o. g. Definition eines Verstärkers ist das der Träger der „Hilfsenergie“ – nachweisen. Dieses robuste Differenzsignal konnte leicht direkt registriert oder auch zur Null-Indikation bei einem Kompensationsverfahren genutzt werden. Der so erreichte Verstärkungseffekt erlaubte es, die fluktuationsbedingte Nachweisgrenze quasi routinemäßig zu erreichen. Folgerichtig wandelten sich Störungs-Analyse und Störungs-Minimierung von einem Geschicklichkeitsproblem zu einer wissenschaftlichen Fragestellung.

1926 verwarf G. Ising die bis dahin gängigen Vermutungen und deutete die Störbewegung der Galvanometeranzeige als Brownsche Bewegung [Ising 1926]. Er bestimmte die durch den wechselseitigen Energieaustausch zwischen beweglichen Galvanometerelementen einerseits und umgebender Luft andererseits bedingten Eigenbewegungen und rechnete sie in *äquivalente scheinbare* Stromschwankungen um. Auf vordergründig verblüffende Weise fallen bei dieser Betrachtungsweise alle mechanischen und magnetischen Eigenschaften des Galvanometersystems aus der Rechnung, und die scheinbare Stromschwankung wird genau durch jene Kenngrößen beschrieben, die auch für den Nyquistschen Rauschstrom bestimmend sind: Widerstand, Temperatur, Boltzmann-Konstante und die Einschwingzeit als Reziprokäquivalent der Bandbreite. Noch im gleichen Jahr zeigte F. Zernike, dass die mechanischen und in *scheinbare* Stromschwankungen umgerechneten Störungen von sehr *realen, thermisch angeregten* Stromschwankungen herrührten [Zernike 1927].

Zernike untersuchte, auf den hier interessierenden Sachverhalt reduziert, den Energieaustausch zwischen thermisch rauschenden Spulenwiderstand und Spuleninduktivität des kurzgeschlossenen Galvanometers. Dabei ging er von der schon von deHaas-Lorentz angegebenen Energiebilanz (9) aus. Mit der die Trägheit des kurzgeschlossenen Systems Galvanometerspule / Spulenwiderstand kennzeichnenden Zeitkonstante $\tau_{L/R} = LR^{-1}$ und mit der für tiefpassgefiltertes Breitbandrauschen geltenden Entsprechung $\Delta f = (4\tau_{L/R})^{-1}$ – äquivalent zu Gl. (12) – wäre auch hier die Beziehung für den Nyquistschen Rauschstrom nach Gl. (6b) vorweggenommen.

Besonders bemerkenswert ist aus unserer Sicht ein anderes Ergebnis von Zernikes Arbeit. Er multiplizierte die Lösung der den Galvanometerkreis beschreibenden Differentialgleichung mit dem Anfangsstrom zum Zeitpunkt Null. Mit diesem Ergebnis

$$\overline{i_i} = \overline{i_0^2} e^{-\frac{r}{L}t} \quad (\text{in der Schreibweise nach Zernike}) \quad (11)$$

hatte er, ohne den Begriff explizit so zu benutzen, die Autokorrelationsfunktion in die Messtechnik eingeführt¹⁸. Sie beschreibt, wie schnell die innere Verwandtschaft zweier Messwerte einer Messreihe, $i(t_0)$ und $i(t_0 + t)$, mit dem Abstand t abklingt und charakterisiert damit die zeitliche Struktur des Schwankungsvorganges. Diese Charakterisierung ist dem Wesen nach und, wie sich später zeigen sollte, auch formal der Charakterisierung durch die Angabe der am Schwankungsvorgang beteiligten spektralen Komponenten äquivalent. Zernike war sich des Ungewöhnlichen seines Vorgehens bewusst. Er schrieb: „Die hier ... benutzte Methode ... stammt von L. S. Ornstein, Proc. Amsterdam 21, 96, 1917. Es ist nur einer ungenügenden Einsicht in die statistischen Zusammenhänge zuzuschreiben, daß man bisher bei derartigen Fragen das direkte infinitesimale Rechenverfahren unbrauchbar fand.“ Zernike verwies damit auf bestehende Vorbehalte, die in ähnlicher Form schon von Johnson gegenüber Schottkys Herangehen artikuliert worden waren – aber eben mit Blick auf die andere Abstraktionsebene, den Frequenzbereich.

Zernike war sich auch der Probleme an den Rändern des Parameterraumes, die Nyquist später mit der (unkommentierten!) Einführung des Planckschen „Abschneidefaktors“ überwunden hatte, bewusst. In einer Fußnote merkte er an, er wolle nachprüfen, „ob das Äquipartitionsprinzip in diesem Falle auch bei niedrigen Temperaturen erfüllt ist“. Die

Thematisierung des extremalen Grenzfalles anhand niedriger Temperaturen war durchaus sinnvoll. Die zu Nyquists Frage nach dem Verhalten bei höchsten Frequenzen adäquate Problemstellung hätte Zernike ansonsten zu der Frage bewegen müssen, ob die von ihm eingeführte Autokorrelationsfunktion im Bereich kleinster Zeitverschiebungen t , also bei $|t| = +0$, korrekt beschrieben sei. Das wäre eine für den Charakter des allgemeinen Zeitverhaltens des Schwankungsvorganges ziemlich abstrakte Problemstellung, die kaum der Veranschaulichung der von Zernike aufgeworfenen Frage gedient hätte. Schließlich unterscheiden sich die Korrelationszeiten des anregenden, extrem breitbandigen Prozesses einerseits und der dadurch hervorgerufenen Stromschwankungen im bedämpften, trägen Galvanometerkreis andererseits um viele (etwa 12!) Größenordnungen. Eine Antwort Zernikes auf die selbst gestellte Frage haben wir nicht auffinden können.

Bilanz und Ausblick

Der Beginn der Diskussion elektronischer Schwankungsphänomene ist nicht zufällig direkt oder indirekt mit Arbeiten verknüpft, auf die wir heute aus gutem Grund und festgemacht an einem großen Jubiläum respektvoll zurückblicken. Folgerichtig stand zunächst immer die Frage im Mittelpunkt, wie sich diese Phänomene in das neue physikalische Weltbild einpassten, und ob sie zu dessen quantitativer Etablierung nutzbar gemacht werden könnten. Der zweite Teil dieser Frage wurde zunächst abschlägig beschieden – ein Irrtum, wie sich bald herausstellte. Immerhin finden wir im frühen Umgang mit den Rauschphänomenen viele Entwicklungen reflektiert, die für die Herausbildung eines modernen physikalischen Weltbildes im beginnenden 20. Jahrhundert bestimmend waren. Aber stärker als bei anderen, spektakulärerem und deutlicher im Mittelpunkt historischen Interesses stehenden Theorien und Effekten wahrgenommen, waren Erkenntniszuwachs und frühe Nutzung der Einsichten auf lehrreiche Weise eng mit technologischen Entwicklungen und sehr praktischen Fragestellungen verknüpft. Die von Einstein aufgeworfene Frage nach den aus mikroskopischen oder makroskopischen Prozessen ableitbaren „Elementarquanta“ erwies sich gerade dann noch als aktuell, als die Fluktuationsphänomene im physikalischen Umfeld der aufkommenden Nachrichtentechnik als lästige aber unvermeidbare Störungen erkannt, mit dem

einengenden Namen „Rauschen“ belegt und in ihren Grundformen auch analytisch beschrieben worden waren.

Zeitlich parallel zu den nachrichtentechnisch motivierten Untersuchungen verfolgten auch jene Physiker, die sich bei ihren Untersuchungen noch konventioneller (statischer bzw. quasi statischer) Messtechniken bedienten – wir bezeichnen sie hier vereinfachend als „Messtechniker“ –, störende Fluktuationen auf ihren Messwerten und beschrieben sie schließlich zutreffend als thermisch angeregtes Widerstandsrauschen. Wenn wir beide Entwicklungsrichtungen und die jeweils gewonnenen Einsichten nachvollziehen, bewegen wir uns in (aus heutiger Sicht!) merkwürdig abgeschlossen wirkenden Räumen. Die Nachrichtentechniker Nyquist und Johnson sahen sich nicht veranlasst, einen mit der Arbeit des Messtechnikers Zernike möglicherweise dokumentierten zeitlichen Erkenntnisvorsprung durch Verweis auf eigene Vorveröffentlichungen und Kurzmitteilungen – [Johnson 1927a,b], [Nyquist 1927] – zurückzuweisen oder wenigstens zu relativieren. Prioritätsstreitigkeiten wurden nicht ausgetragen. Konkurrenz fand nicht statt, jedenfalls nicht vordergründig, und ein Abgleich der Standpunkte auch nicht. Bemerkenswert ist, wie konsequent sich die Protagonisten in ihrem jeweiligen Umfeld bewegten und nur dort. Die Nachrichtentechniker dachten in Frequenzen und bedienten sich mit dem Begriff der Bandbreite und implizit mit dem der spektralen Leistungsdichte der daran angepassten Abstraktionsebenen. Die Messtechniker verblieben (zunächst) gleichermaßen konsequent in ihrem ursprünglichen Umfeld, im Zeitbereich, – historisch gesehen lagen sie dabei näher an den Ursprüngen – und schufen sich mit der Korrelationsfunktion eine der spektralen Leistungsdichte adäquate andere Abstraktionsebene. Sie erlaubte die Charakterisierung der Zeitstruktur von Schwankungserscheinungen. Ganz offensichtlich wurde der Umstand, dass sich Mess- und Nachrichtentechnik einerseits und, daran gebunden, Spektralbereich und Korrelationsbereich andererseits als zwei Seiten der gleichen Medaille darstellen, damals nur unscharf wahrgenommen. Eine die Disziplinen übergreifende Systemtheorie war noch nicht geschaffen. Wenn an die Benennung dieses Defizits Belehrungen zu knüpfen sind, dann höchstens an den im historischen Abstand stehenden Betrachter gerichtet. Der Rückblick birgt die Gefahr einer verkürzten bzw. verkürzenden Sicht.

Den unterschiedlichen Sichtweisen und den ihnen jeweils innewohnenden Beschränkungen, hier an den spezifischen Intentionen von „Messtechnikern“ und

„Nachrichtentechnikern“ festgemacht, entsprach die Entwicklung und der Einsatz der technischen Mittel. Bei der präzisen Bestimmung quasi stationärer Messgrößen bediente man sich noch lange zunehmend ausgeklügelter konventioneller Messmittel. Die mit der Erfindung der Dreielektrodenröhre (1906!) eröffneten Möglichkeiten spielten über Jahrzehnte dabei keine Rolle. Selbst dort, wo Hilfsmittel ins Spiel kamen mit Eigenschaften, die die Bezeichnung „Verstärker“ rechtfertigen – wir verweisen auf Einsteins „Maschinchen“ und das „Thermorelais“ nach Moll / Burger – war von der Elektronenröhre zunächst keine Rede, weder im abgrenzenden noch im alternativen Sinne. Diesbezügliche Entwicklungen gelangen erst in den dreißiger Jahren. Andererseits wurde die gleiche elektronische Verstärkertechnik, die die Rauschphänomene als fundamentales Störpotenzial offenbarte, sehr schnell zur Messtechnik zur Quantifizierung dieser Effekte, aber eben nur dieser. Notgedrungen, denn das Verständnis für diese Effekte war an die Auswertung dynamischer, breitbandiger Prozesse gebunden. Letzteres konnten konventionelle Messverfahren nicht leisten. Ein aus heutiger Sicht zwingend erscheinender Impetus zur Vereinheitlichung der Betrachtungsweisen und Mittel ging von den auf unterschiedlichen Ebenen erzielten Erfolgen zunächst nicht aus.

Die Arbeiten der ausgehenden 20er Jahre markierten einen Paradigmenwechsel. Die Probleme einer systematischen Minimierung der Auswirkungen fundamentaler Störeffekte rückten in den Mittelpunkt. Die Grundlage dafür wurde mit der Verknüpfung der beiden genannten Abstraktionsebenen Korrelationsbereich und Spektralbereich durch Fourier-Transformation geschaffen. Obwohl als mathematisches Instrument im Ansatz schon früh und erfolgreich genutzt – wir verweisen auf das zunächst skeptisch betrachtete Herangehen Schottkys – ist die konsequente Ausgestaltung dieser Integraltransformation für die Behandlung von Zufallsprozessen als „Theorem von Wiener / Khinchin“ in die Literatur eingegangen. Wir finden seine Wurzeln eingebettet in einen sehr anspruchsvollen mathematischen Kontext in [Wiener 1930], [Wiener 1933]. Der andere Namensgeber, Khinchin, veröffentlichte seine auch für Nichtmathematiker gut lesbare Originalarbeit in deutscher Sprache [Khinchin 1934]. Eine die Arbeitsrichtungen und Abstraktionsebenen übergreifende Theorie stochastischer Prozesse wurde Ausgangspunkt von Optimierungsstrategien im Rahmen der Filtertheorien von N. Wiener und A. N. Kolmogorow sowie (später) R. E. Kalman – alle schon längst losgelöst vom rein elektronischen Rauschen und angewandt auf Schwankungserscheinungen sehr allgemeiner Art [Wiener 1949], [Kolmogorov 1941], [Kalmann 1961]. Damit waren auch

die Information tragenden Signale von ihren deterministischen Zwängen befreit und als stochastische Prozesse interpretiert in diese Strategien einbezogen worden. So betrachtet und in Zusammenhang mit einem objektiv unvermeidbaren Störhintergrund – dem Rauschen – gebracht, konnte aus dem Informationsbegriff eine Informationstheorie entwickelt werden [Shanon 1948].

Die zweifellos bemerkenswerteste Persönlichkeit aus der Frühzeit der hier geschilderten Entwicklungen ist Walter Schottky. Ein kühner Ansatz und eine unkonventionelle Rechenmethode („bedenklich“!) führten ihn zur Beschreibung eines fundamentalen Rauscheffektes, des Schrotrauschens. Aber bei der Ausgestaltung der Methode unterlief ihm ein Rechenfehler. Dieser hatte fatale Konsequenzen bei einem originellen Brückenschlag. Der aus seiner Betrachtungsweise mögliche Rückschluss auf die „Elementarquanta“ geriet, was die quantitative Seite betrifft, an den Rand des Absonderlichen. Er erkannte die prinzipielle und die sehr praktische Bedeutung des thermischen Widerstandsrauschens und kam, mit ausdrücklichem Verweis auf Einstein, dessen Quantifizierung nahe. Mit der Energiebilanz von Frau deHaas-Lorentz und mit seiner („bedenklichen“!) Rechenmethode wäre die Sache schon 1918 zu klären gewesen. Zwei Umstände standen dagegen. Das Schrotrauschen überwog in quantitativer Hinsicht und schuf so Prioritäten, und Schottky kannte wohl die Arbeit von Frau deHaas-Lorentz nicht bzw. er hatte sich nicht mit ihr auseinander gesetzt. So aus dem Zusammenhang gelöst, hätte Schottky das Zeug zu einer traurigen Gestalt. Aber so wurde und wird er nicht wahrgenommen. Seine Kreativität und Anregerwirkungen bestimmen das Bild. Der Blick auf die übergeordneten Zusammenhänge nötigen Respekt ab. Seine mathematische Herangehungsweise wurde bestimmend für die Nachfolger und Nachahmer. Aus der historischen Distanz betrachtet war er im Gegensatz zu den frühen Nachfolgern in der Lage, zwischen den Betrachtungsweisen – Darstellungen im Zeitbereich und im Frequenzbereich – zu wechseln und zu vermitteln und, was der mathematisch schwierigere Teil des Problems war, die für periodische Signale in elektrischen Netzwerken entwickelten Rechenmethoden auf Zufallssignale mit verschmierten Spektren auszudehnen. Auch wenn die Konsistenz des theoretischen Fundaments noch nicht gegeben war, so vollzog er doch für die von ihm analysierte konkrete Situation jene Schritte und Übergänge, die erst mehr als ein Jahrzehnt später axiomatisch begründet hergeleitet und noch später zum wissenschaftlichen Alltag wurden. Aber da hatte er sich längst anderen Aufgaben zugewandt, der Festkörperelektronik, – mit keineswegs

geringerem Erfolg als bei den hier dargestellten Problemen. Schottky steht für Erfolg und Bedeutung der Industrieforschung früherer Jahrzehnte. Aber das, was sich aus heutiger Sicht als Ausnahmesituation darstellt, erweist sich, insbesondere auch wenn wir die Biografien der hier zitierten amerikanischen Pioniere befragen, als über Jahrzehnte typische und höchst effektive Forschungskultur.

Schlussbemerkungen

Das Gebiet, in dem heute elektronische Rauschphänomene betrachtet werden, ist außerordentlich groß und kaum überschaubar. Entsprechend vielfältig sind die Herangehensweisen und Akzentuierungen. Folglich ist die hier vertretene Sicht auch subjektiv bestimmt, jedenfalls was die späteren Entwicklungen betrifft, und zumindest in dieser letztgenannten Hinsicht stark verkürzend. Insofern sind die für die Spätphase maßgeblichen Quellen nur zitiert um das Feld abzustecken, in das die hier ausführlicher analysierten frühen Aktivitäten einmündeten und eine weitgehende Verallgemeinerung erfuhren. Eine Auseinandersetzung mit den Inhalten und Verfassern der letztgenannten Entwicklung war nicht Gegenstand unserer Überlegungen.

Große Erkenntnisse sind in der Regel zunächst umstritten. Es liegt in der Natur der Dinge, dass bei den Auseinandersetzungen ein Teil der Fachwelt irrt und dies schließlich (überwiegend) auch bekennt. Unser Anliegen war auch, sichtbar zu machen wie ganz alltägliche Irrtümer den Gang der Entwicklung beeinflussen. Und dass es solche Alltäglichkeiten sein können, die uns die Großen ihres Fachgebietes näher bringen.

Biografischer Anhang

Walter Schottky, geb. am 23.07.1886 in Zürich, gest. am 04.03.1976 in Forchheim.

Schottky studierte Physik in Berlin, promovierte bei Max Planck, wirkte 1912 bis 1915 als Assistent bei Max Wien in Jena, 1920 bis 1922 als Privatdozent in Würzburg und 1923 bis 1927 als Professor für theoretische Physik in Rostock. 1915 bis 1919 und ab 1927 arbeitete Schottky bei Siemens. Neben seinen Forschungen zur Elektronenröhrenphysik entwickelte er, unabhängig von H. Armstrong, das bald praktisch

ausschließlich genutzte Prinzip des Superheterodyn-Rundfunkempfängers. Mit den dreißiger Jahren wandte sich Schottky der Halbleiter-Physik und -Technik zu und wurde zu einem der Pioniere dieses Fachgebietes. Als Berater und Mentor prägte er nach dem zweiten Weltkrieg die Herausbildung der Halbleiterbauelemente-Industrie in (West-) Deutschland.

Harry Nyquist, geb. am 07.02.1889 in Nilsby, Schweden, gest. am 04.04.1976 in Harlingen, Texas.

Nyquist studierte Elektrotechnik und promovierte 1917 an der Yale-University. Er arbeitete bis 1934 in der Forschungsabteilung der American Telephone and Telegraph Co; anschließend war er bis 1954 in den Bell Telephone Lab. tätig, in den letzten Jahren in leitender Position. Sein Name ist auch verbunden mit dem eines Stabilitätskriteriums für rückgekoppelte Systeme – basierend auf der Analyse des komplexen Frequenzganges des offenen Systems – und mit der „Nyquistflanke“. Diese charakterisiert die Frequenzcharakteristik beim Empfang von Restseitenbandsignalen, wie sie bei der analogen Fernsehübertragung genutzt werden. Er blieb wie Schottky Zeit seines Lebens der Industrieforschung verbunden und erfuhr wie dieser dafür viele Ehrungen.

John Bertrand Johnson, geb. 02.10.1887 in Göteborg, Schweden, gest. 1970.

Johnson studierte Physik und promovierte, wie Nyquist, 1917 an der Yale-University. Er arbeitete bis 1925 im Engineer-Department der Western Electric Co., danach bis 1952 bei den Bell Telephone Lab. Anschließend bis 1969 wirkte Johnson in leitender Position in Nachfolgeeinrichtungen der Thomas A. Edison Laboratorien. Seine Arbeitsgebiete waren nach wie vor Probleme der Elektronenröhrenphysik, darüber hinaus aber auch die physikalische Messtechnik allgemein. Auch Johnson wurde von den Fachverbänden der Community vielfach ausgezeichnet.

Geertruida Luberta deHaas-Lorentz, geb. 20.11.1885 in Leiden, gest. 1974.

Frau Lorentz, Tochter des berühmten Physikers H. A. Lorentz und seit 1910 mit W. J. deHaas (Einstein-deHaas-Effekt!) verheiratet, studierte Physik in Leiden und promovierte dort 1912. Sie blieb auch nach der Eheschließung wissenschaftlich aktiv, veröffentlichte weitere Arbeiten, auch gemeinsam mit ihrem Ehemann, und gab eine Lorentz-Biographie („H. A. Lorentz – Impressions on his life and work“) heraus. Bis 1945 wirkte sie als Dozentin an der Universität Leiden.

Frits (Frederik) Zernike, geb. 16.07.1888 in Amsterdam, gest. 10.03.1966 in Nardeen (Niederlande).

Zernike arbeitete über statistische Mechanik und war seit 1920 Professor in Groningen. Für die Entwicklung des Phasenkontrastverfahrens und des darauf aufbauenden Phasenkontrastmikroskopes, bei dem die auf unterschiedlichen Brechzahlen beruhenden Phaseninformationen beim Mikroskopieren kontrastarmer und farbloser (i. d. Regel biologischer) Objekte nutzbar gemacht werden, erhielt er 1953 den Nobelpreis für Physik. Bezogen auf den hier besprochenen Problemkreis und die dabei benutzten Begriffe darf man sagen, dass Zernike mit dem wellenoptisch begründeten neuen Arbeitsgebiet die Abstraktionsebenen konsequent gewechselt hatte.

Anmerkungen

* Erweiterte Fassung eines gleichnamigen Vortrages zur XI. Physikhistorischen Tagung des Fachverbandes Geschichte der Physik in der Deutschen Physikalischen Gesellschaft anlässlich der 69. Jahrestagung der DPG, „Physik seit Einstein“, März 2005 in Berlin.

** Prof. Dr.-Ing. habil. Günter Dörfel, c / o Leibniz-Institut für Festkörper- und Werkstoffforschung Dresden, Helmholtzstraße 20, D – 1069 Dresden; www.ifw-dresden.de

*** Prof. Dr. phil. habil. Dieter Hoffmann, MPI-Institut für Wissenschaftsgeschichte, Wilhelmstraße 44, D – 10117 Berlin; www.mpiwg-berlin.mpg.de

¹ Bei hinreichend großer Anodenspannung werden alle von der Kathode emittierten Elektronen zur Anode hin abgesaugt. Eine weitere Spannungserhöhung hat keinen Einfluss auf die Größe des Anodenstromes; dieser ist „gesättigt“.

² Liegt die Anodenspannung unter der Sättigungsspannung, werden nicht alle Elektronen zur Anode abgesaugt. Im Umfeld der Kathode bildet sich eine Raumladungswolke, die überschüssige Ladungsträger zur Kathode zurück schickt. Die Konsequenz aus dieser Situation ist die Abhängigkeit des Anodenstroms von der Anodenspannung U nach einem $U^{3/2}$ -Gesetz. Auch diese Gesetzmäßigkeit wurde, unabhängig von Irving Langmuir, von Walter Schottky gefunden.

³ Bei der Deutung der unter Raumladungsbedingungen gemessenen Rauschanteile muss beachtet werden, dass die Elektronenröhre nunmehr – im Gegensatz zum Sättigungsbetrieb – ihre ideale Stromquellen-Charakteristik verloren hat und einen endlichen „Innenwiderstand“ besitzt. Dieser liegt zweipoltheoretisch betrachtet parallel zum (u. U. selektiven) Messwiderstand im Anodenkreis. Die dadurch bewirkte Reduzierung der gemessenen Rauschleistung darf nicht mit der die Spontaneität ausgleichenden Wirkung der Raumladung verwechselt werden. Auf Letzteres waren Hull und Williams nach eigenen Angaben von W. L. Carlson, Radio Department of the General Electric Co., hingewiesen worden. Eigene Publikationen Carlsons hierzu konnten wir nicht nachweisen.

⁴ Die Auswirkung des Funkeffektes wird allgemeiner mit $f^{-\alpha}$ beschrieben, wobei $\alpha = 1$ als Sonderfall hergeleitet wird. Die schwere Fassbarkeit dieses Effektes wie des Raumladungseffektes hat letztlich zu unterschiedlichen Strategien von Physikern und Ingenieuren bei der Charakterisierung des Röhrenrauschens geführt. Darauf hat Chen-Pang Yeang mit „Toward a Science of Noise“, einem während des History of Science Society Annual Meeting 2004, Austin (Texas), vorgetragenen Text, hingewiesen.

⁵ Übersichten über andere, später gefundene Zugänge finden sich bei [Güttler 1968] und [Güttler 1969].

⁶ Wir weisen ergänzend darauf hin, dass dieses Gedankenexperiment auch durch Einbeziehen amplitudenselektiver – also nichtlinearer! – Mittel erweitert werden könnte, wenn unterschiedliches Amplitudenverhalten der beiden als spektral und leistungsmäßig gleich angenommenen Signale vermutet würde. Und wieder wäre die Schlussfolgerung die gleiche. Die Folgerungen bezüglich der Wirkung eingefügter selektiver Mittel gelten also sehr allgemein.

⁷ Für die als Kettenschaltung unendlich vieler differenzieller Längsinduktivitäten und differenzieller Querkapazitäten gedachte ideale (d. h. verlustfreie) Leitung existiert ein reeller (d. h. ohmscher) Abschlusswiderstand so, dass ein in das offene Leitungsende hinein messendes Widerstandsmessgerät diesen Abschlusswiderstand unabhängig von Leitungslänge und Messfrequenz korrekt bestimmt. Anders ausgedrückt: Bei einem bestimmten ohmschen Abschluss der Leitung treten keine Reflexionen auf. Dieser Widerstand heißt Wellenwiderstand der Leitung.

⁸ Definitionsgemäß müssen die Messinstrumente auf den Leistungsinhalt des Signals, also auf den quadratischen Mittelwert bzw. dessen Wurzel (= Effektivwert) ansprechen. Der thermische Leistungswandler mit angekoppeltem Thermoelement genügt dieser Forderung. Viele gängige Instrumente, z. B. Drehspulinstrumente mit Gleichrichter, zeigen den linearen Mittelwert an und sind so nicht ohne weiteres geeignet. (Die Kalibrierung der linearen Mittelwertanzeige in Effektivwerten ist von der Verteilungsdichte des Prozesses abhängig. Eine mathematisch geschlossene Umrechnung gelingt für den Fall einer Gaußschen Verteilungsdichte.)

⁹ Eine die frühen Arbeiten hierzu berücksichtigende Darstellung wird in [Lunze 1958] gegeben.

¹⁰ Deren Vorzüge liegen bei im technischen Sinne hohen Temperaturen und dort, wo aus Sicherheitsgründen eine Fernüberwachung des Sensors (z. B. durch Widerstandsmessung) geboten ist. Zum Stand der Technik siehe [Brixy 1990].

¹¹ Eine Darstellung der Wege zum Planckschen Strahlungsgesetz finden wir in [Schöpf 1978]. Der Autor geht dort auch auf [Rayleigh 1900] und die von ihm benutzte akustische Analogie zur Ausbildung stehender Wellen im Hohlraum ein.

¹² Einstein hatte seine berühmte erste Arbeit zum Thema unter dem Titel „Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierte Teilchen“ als Hinweis auf ein überprüfbares Beweismittel für bzw. gegen die Richtigkeit einer atomistischen Naturbetrachtung veröffentlicht [Einstein 1905]. Dabei hatte er angemerkt, dass die von ihm beschriebenen Bewegungen möglicherweise (!) mit der Brownsche Bewegung identisch seien. Erst die Resonanz auf diese Arbeit bewog Einstein zu einer klaren Ansage bei seiner zweiten Arbeit – „Zur Theorie der Brownschen Bewegung“ [Einstein 1906] –, mit der er die Aussagen der ersten „in einigen Punkten ergänzen“ wolle.

¹³ Einstein hatte bei seiner Ableitung der durch Brownsche Bewegung verursachten mittleren quadratischen Verschiebung eines suspendierten Teilchens einen sinnreichen Trick angewandt: Er hatte neben der durch osmotischen Druck ausgelösten *Diffusion* eine durch ein angenommenes äußeres Kraftfeld (Schwerkraft!) bewirkte *Sedimentation* eingeführt und das Gleichgewicht beider Bewegungsformen durch eine Stoff- und eine Energie-Bilanz ausgedrückt. Das erlaubte ihm, auf den Diffusionskoeffizienten zu schließen und gleichzeitig das angenommene äußere Kraftfeld wieder zu eliminieren. Das war aus formalen Gründen insofern unbefriedigend, als Brownsche Bewegung auch ohne ein äußeres Kraftfeld erklärbar und mathematisch fassbar sein sollte. Dieser Schritt gelang Frau deHaas-Lorentz. Mit der „Methode von Einstein und Hopf“ hat sie, ohne das so zu benennen, den Begriff der Stationarität der betrachteten Zufallsprozesse und die darauf begründeten mathematischen Vorteile in die Behandlung von Rauschvorgängen eingeführt. Das Kriterium der Stationarität erwies sich später als ausschlaggebend für die im mathematischen Sinne geschlossene Darstellung stochastischer Prozesse.

¹⁴ Anders hergeleitet und ohne Bezug auf einen zum Kondensator parallel liegenden Widerstand wird diese Bilanz auch schon von Einstein angegeben [Einstein 1907].

¹⁵ Wir verweisen hierzu auf den editoriiellen Kommentar „Einstein’s „Maschinchen“ for the Measurement of small Quantities of Electricity“ in [Stachel 1989] S. 51 – 56 und auf [Graff 2004].

¹⁶ In der wohl ersten zusammenfassenden Darstellung dieses Fachgebietes beschrieb der Autor – [Schintlmeister 1942] – die Situation und seine Motive so: „Fast alle Bücher über Elektronenröhren sind für die Bedürfnisse der Hochfrequenz-Nachrichtentechnik oder der Elektroakustik zugeschnitten. Daneben wird aber die Elektronenröhre auch noch bei Messungen im Forschungs- und Betriebslaboratorium verwendet. Es fehlte bisher an einer zusammenfassenden, für die Laboratoriumspraxis bestimmten Darstellung ...“

¹⁷ Hinweise hierzu finden wir in den Standardwerken, z. B. in [Jäger 1922] und noch in [Kohlrausch 1943].

¹⁸ Mathematische Verknüpfungen über der Zeitachse ablaufender Vorgänge, die wir heute als Korrelationsfunktionen bezeichnen, wurden schon zeitig in der Turbulenztheorie eingeführt [Taylor 1921/22]. Es scheint, dass die Namensgebung („Korrelationsmomente“) auf L. Keller und A. Friedmann zurückgeht [Keller / Friedmann 1924].

Literatur

Brixy, H.: „Noise Thermometers“. In: Ricolfi, T. u. Scholz, J. (eds.): *Thermal Sensors*, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim 1990.

Einstein, A.: „Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen“. In: *Annalen der Physik* 17 (1905), S. 549 – 560.

Einstein, A.: „Zur Theorie der Brownschen Bewegung“. In: *Annalen der Physik*, 19 (1906), S. 371 – 381.

Einstein, A.: „Über die Gültigkeitsgrenze des Satzes vom thermodynamischen Gleichgewicht und über die Möglichkeit einer neuen Bestimmung der Elementarquanta“. In: *Annalen der Physik* 22 (1907), S. 569 – 572.

Einstein, A.: „Eine neue elektrostatische Methode zur Bestimmung kleiner Elektrizitätsmengen“. In: *Physikalische Zeitschrift* 9 (1908), S. 490 – 492.

Einstein, A. u. Hopf, L.: „Statistische Untersuchungen der Bewegung eines Resonators in einem Strahlungsfeld“. In: *Annalen der Physik* 33 (1910), S. 1105 – 1115.

Feynman, R. P.; Leighton, R. B.; Sands, M.: *Feynman Vorlesungen über Physik, Bd. 1*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, München 2001. Nach *The Feynman Lectures on Physics*, California Institute of Technology 1963.

Graff, K. W.: *Albert Einstein als Erfinder in den Jahren 1907 bis 1933*. Dissertation, Historisches Institut der Universität Stuttgart, Abteilung für Geschichte der Naturwissenschaften u. Technik, Stuttgart 2004.

Güttler, P.: „Die Nyquist-Formel – Möglichkeiten zu ihrer Herleitung“. In: *Nachrichtentechnik*, Berlin 18 (1968), S. 425 – 432.

Güttler, P.: „Die Nyquist-Formel – Gültigkeit und obere Frequenzgrenze“. In: *Nachrichtentechnik*, Berlin 19 (1969), S. 98 – 106.

- deHaas-Lorentz, G. L.: *Die Brownsche Bewegung und einige verwandte Erscheinungen*. Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig 1913. (Deutsche Fassung ihrer Dissertation *Over the theorie van de Brownsche beweging*, Leiden 1912.)
- Hartmann, C. A.: „Über die Bestimmung des elektrischen Elementarquantums aus dem Schrotheffekt“. In: *Annalen der Physik* 65 (1921), S. 51 – 78.
- Hull, A. W. a. Williams, N. H.: “Determination of Elementary Charge e from measurements of the Shot-Effect”. In: *Physical Review* 25 (1925), S. 147 – 173.
- Ising, G.: “A Natural Limit for the Sensibility of Galvanometers”. In: *Philosophical Magazine* 7 (1926), S. 827 – 834.
- Jäger, W.: *Elektrische Messtechnik – Theorie und Praxis der elektrischen und magnetischen Messungen*. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1922 (2. Auflage).
- Johnson, J. B.: „Bemerkungen zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums aus dem Schrotheffekt“. In: *Annalen der Physik* 67 (1922), S. 154 – 156.
- Johnson, J. B.: “The Schottky Effect in Low Frequency Circuits”. In: *Physical Review* 26 (1925), S. 71 – 85.
- Johnson, B. J.: “Thermal Agitation of Electricity in Conductors”. In: *Nature* 119 (1927a), S. 50.
- Johnson, J. B.: “Thermal agitation of electricity in conductors”. In: *Physical Review* 29 (1927b), S. 367.
- Johnson, J. B.: “Thermal Agitation of Electricity in Conductors”. In: *Physical Review* 32 (1928), S. 95 – 109.
- Kalman, R. E.: “A New Approach to Linear Filtering and Prediction Theorie”. In: *Journal of Basic Engineering*, 83 D (1961), S. 95 – 108.
- Keller, L. und Friedmann, A.: „Differentialgleichungen für turbulente Bewegung einer kompressiblen Flüssigkeit“. In: *Proceedings of the first International Congress for Applied Mechanics, Delft 1924*, J. Waltman Jr., Delft 1925.
- Khintchine, A.: „Korrelationstheorie der stationären stochastischen Prozesse“. In: *Mathematische Annalen* 109 (1934), S. 604 – 615.
- Kohlrausch, F.: *Praktische Physik, Bd. 2*. B. G. Teubner, Leipzig 1943 (19. Auflage, nachgedruckt 1950).
- Kolmogorow, A. N.: „Interpolation und Extrapolation von stationären Zufallsfolgen“. In: *Veröffentlichungen d. Akademie der Wissenschaften der UdSSR, Mathematische Reihe*, Bd. 5 (1941). (Zitiert nach Solodownikow, W. W.: *Einführung in die statistische Dynamik linearer Regelungssysteme*. R. Oldenbourg Verlag u. VEB Verlag Technik, München u. Berlin 1963)

- Lunze, K.: „Rauschen von Widerständen und Widerstandskombinationen ohne und mit Belastung“. In: *Nachrichtentechnik* Berlin 8 (1958), H. 12, S. 580 – 584.
- Moll, W. J. W. u. Burger, H. C.: „Das Thermorelais“. In: *Zeitschrift für Physik* 4 (1925), S. 109 – 111.
- Nyquist, H.: “Thermal agitation of electricity in conductors”. In: *Physical Review* 29 (1927), S. 614.
- Nyquist, H.: “Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors.” In: *Physical Review* 32 (1928), S. 110 – 113.
- Planck, M.: „Über das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum“. In: *Annalen der Physik* 4 (1900) S. 553 – 565.
- Lord Rayleigh: “Remarks upon the Law of Complete Radiation”. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 49 (1900), S. 539 – 540.
- Schintlmeister, J.: *Die Elektronenröhre als physikalisches Meßgerät*. Springer-Verlag, Wien 1942.
- Schöpf, H.-G.: *Von Kirchhoff bis Planck – Theorie der Wärmestrahlung in historisch-kritischer Darstellung*. Akademie-Verlag u. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft, Berlin u. Braunschweig 1978.
- Schottky, W.: „Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern“. In: *Annalen der Physik* 57 (1918), S. 541 – 567.
- Schottky, W. u. Hartmann, C. A.: „Experimentelle Untersuchung des Schroteffektes in Glühkathodenröhren“. In: *Zeitschrift für Physik* 2 (1920), S. 206.
- Schottky, W.: „Bemerkungen zu der vorstehenden Arbeit“. *Annalen der Physik* 65 (1921), S. 79 – 81. („Vorstehend“ bezieht sich auf [Hartmann 1921].)
- Schottky, W.: “Small-Shot Effect and Flicker Effect”. In: *Physical Review* 28 (1926), S. 74 – 103 u. S. 1331 (“Errata”).
- Shannon, C. E.: “A Mathematical Theorie of Communication”. In: *Bell System Techn. Journal* 27 (1948) S. 398 ff..
- Smoluchowski, M. v.: „Zur Theorie der Brownschen Bewegung und der Suspensionen“. In: *Annalen der Physik* 21 (1906), S. 756 – 780.
- Smoluchowski, M. v.: „Experimentell nachweisbare, der üblichen Thermodynamik widersprechende Molekularphänomene“. In: *Physikalische Zeitschrift* XIII (1912), S. 1069 – 1080.
- Stachel, J. (Ed.): *The collected papers of Albert Einstein*. Vol. 2. University Press, Princeton 1989.

- Taylor, G. I.: "Diffusion by continuous movements". In: *Proceedings of the London Mathematical Society* 20 (1921-22) Serie 2, S. 196 – 212.
- Wiener, N.: "Generalized harmonic Analysis". In: *Acta Mathematica*, Uppsala 55 (1930), S.117 – 258.
- Wiener, N.: *The Fourier-Integral and Certain of its Applications*. Dover Publ., N. Y. 1933.
- Wiener, N.: *Extrapolation, Interpolation and Smoothing of Stationary Time Series*. Wiley & Sons, N. Y. 1949.
- Zernike, F.: „Die natürliche Beobachtungsgrenze der Stromstärke". In: *Zeitschrift für Physik* 40 (1927), S. 628 -636.