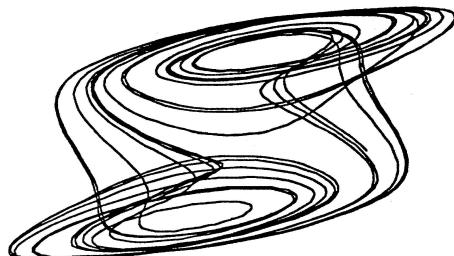


Schwingende Kristall-Detektoren

Ein Überblick über Veröffentlichungen und Patentschriften, die sich zu diesem Thema finden ließen, sowie Analysen und PSpice-Simulationen von ausgewählten Detektorschaltungen.



Double scroll, chaotisches Verhalten eines CLC-Oszillators, entdämpft durch *Chua's diode*.

Entnommen aus: T.L.Carroll, L.M.Pecora, A Circuit for Studying the Synchronization of Chaotic Systems
Int. Journal of Bifurcation and Chaos, Vol. 2, Nr.3, (1992), S 659 – 667; Fig. 18, S 665

Alfred Stoll
Reichenberger Str. 76, 65510 Idstein–Wörsdorf

November 2006

Ein kleines Vorwort

Das Thema „Schwingende Kristall-Detektoren“ ist eine kleine, nicht sonderlich bedeutsame Episode in der Rundfunkgeschichte; beschränkt auf ein relativ engen Zeitraum, etwa 1924 – 1927, hat dieses ungewöhnliche Phänomen und sein Entdecker *O.V.Lossev* große Aufmerksamkeit erregt, und in zahlreichen Veröffentlichungen wurden die Radiobastler und Funkamateure über diese anscheinend bahnbrechende Erfindung informiert und dazu angeregt, sich durch eigene Experimente von dem Nutzen des schwingenden Kristall-Detektors zu überzeugen.

Nun sollte es ja eigentlich keine Schwierigkeit bereiten, über ein kleines, in sich abgeschlossenes Sachgebiet anhand von nicht besonders anspruchsvoller Literatur einen verständlichen Bericht zu erstellen, der den Leser umfassend mit diesem Thema vertraut macht. Jetzt am Ende dieses Unternehmens, da das Ergebnis der Bemühungen vorliegt, muss allerdings bezweifelt werden, dass das beabsichtigte Arbeitsziel erreicht worden ist. Mit folgenden Defiziten muss sich der Leser leider von vornherein abfinden:

- ▷ Die Physik des schwingenden Kristall-Detektors wird nicht erklärt. Es gibt zwar unter den heutigen Halbleiterbauelementen einige mit vergleichbaren Eigenschaften, siehe Abschnitt 3.2, aber wie sollte man herausfinden, ob deren physikalische Wirkungsprinzipien auf den schwingenden Kristall-Detektor anwendbar sind.
- ▷ Von allen, hier zitierten Autoren wurden die Originalveröffentlichungen beschafft und eingesehen, nicht aber die Arbeiten von Lossev aus den Jahren 1922 – 1924 in russischer Sprache; auch wenn man den russischen Text nicht lesen und verstehen kann, hätte man prüfen sollen, ob die in der Sekundärliteratur angegebenen Schaltungen mit denen in Lossevs Originalarbeiten übereinstimmen.
- ▷ Die im Abschnitt 2 aufgelisteten Veröffentlichungen vermitteln den Eindruck, dass man die Dämpfungsminderung im Detektorschwingkreis und die damit einhergehende höhere Signalamplitude und Trennschärfe, bewirkt durch den negativen differentiellen Widerstand der Lichtbogenkennlinie des Zinkoxid-Stahl-Kontaktes, als den großen Vorteil gegenüber dem gewöhnlichen Detektorempfänger ansehen muss. Allerdings scheint gerade diese Funktionsweise bei rund 60% der publizierten Empfängerschaltungen mit dem schwingenden Kristall-Detektor höchst fraglich zu sein; das betrifft diejenigen Schaltungen, in denen der Detektor mit einer Koppelkapazität an einen Parallelkreis angeschlossen ist. Eine Kleinsignalanalyse und PSpice-Simulationen auf den Seiten 60 – 69 liefern zumindest starke Indizien für die obige Feststellung; eine Möglichkeit, durch Experimente an realen Schaltungen diese Behauptung zu entkräften oder zu erhärten, bestand leider nicht.

Besonders bedauerlich ist, dass das Funktionieren der Schaltungen, die in den wirklich seriös erscheinenden Veröffentlichungen von Round & Rust, Seite 22, beschrieben werden, in der Simulation nicht nachgewiesen werden konnte; insbesondere wäre es ein kleines Sensationchen gewesen, wenn sich die von Round & Rust angedeutete Funktionsweise der *Pendelrückkopplung*, siehe Fußnote 6 auf Seite 62, hätte bestätigen lassen.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
1 Die Erforscher der Festkörper-Lichtbogen-Kennlinien	5
1.1 W.H.Eccles, 1910	5
1.2 W.Torikata, u. a., 1912	15
1.3 G.W.Pickard, 1919	16
1.4 O.V.Lossev, 1924	19
1.5 H.J.Round & N.M.Rust, 1925	22
1.6 S.Ch.Pearce & J.S.Smith, 1926	23
1.7 L.Levy, 1927	24
1.8 Franziska Seidl, 1926	25
1.9 K.Sixtus, 1928	26
1.10 O.Tope, 1929	27
1.11 E.Habann, 1929	29
1.12 H.Krüger, 1989	35
1.13 Nyle Steiner, 2001	36
2 Eine Liste der Berichte über Lossevs Entdeckung	37
2.1 Veröffentlichungen in deutscher Sprache	37
2.2 Veröffentlichungen in englischer Sprache	39
2.3 Veröffentlichungen in französischer Sprache	39
2.4 Schaltungskatalog mit Nachweis der Fundstellen	40
3 Dynatron- und Lichtbogen-Kennlinien	45
3.1 Dynatron-Kennlinien	45
3.2 Lichtbogen-Kennlinien	48
4 Theorie und „Praxis“ der schwingenden Detektoren	55
4.1 Bemerkungen zur Analyse und zur Simulation	55
4.2 Untersuchungen an ausgewählten Detektor-Schaltungen	72
5 Im Grunde genommen überflüssige Schlussbemerkungen	87
6 Anhang: PSpice-Simulation zur Pendelrückkopplung	88

Einleitung

1924 schrieb der Radiopionier E.Nesper in seinem Buch „Der Radio-Amateur“, 4. Aufl., auf Seite 232: „Die (Kristall)Detektoren sind in der Hauptsache jetzt der Nachweisapparat von gestern. Die Röhre hat sie zum großen Teil verdrängt ...“. Für den kommerziellen Rundfunk mag diese Beobachtung richtig gewesen sein, aber für die Mehrzahl der Hörer des öffentlichen Rundfunks, der ja gerade erst begonnen hatte, war wohl der Detektorempfänger das einzige bezahlbare Gerät. Man kann sich gut vorstellen, welche Erwartungen die Nachricht von einer Entdeckung ausgelöst haben mag, der zufolge man nämlich mit einem besonderen Kristalldetektor (Zinkit=Zinkoxid=ZnO-Stahl-Kontakt) Empfangsergebnisse erzielen könne, wie sie sonst nur mit Röhrenempfängern möglich wären.

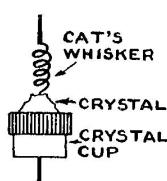
HINDERLICH CRYSTALS.

**Hinderlich, 1, Lechmere Road,
Willesden Green, London, N.W.2.**

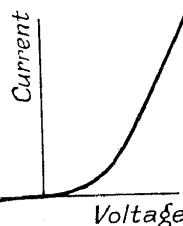
The range of crystals includes:— arzenite (detecting), arzenite (oscillating), bornite, carborundum, cassiterite, chalcopyrite, copper pyrites, galena, hertzite, iron pyrites, molybdenite, silicon tellurium, zincite (red), zincite (yellow).

Arzenite is specially suitable for use in oscillating crystal circuits.

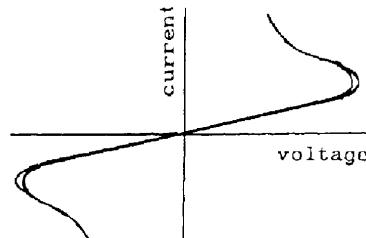
Die Entdeckung, von der hier die Rede sein soll, ist der Kristall-Detektor von Lossev, mit dem man Signale verstärken und Schwingungen erzeugen kann. Die Nachricht von diesem Phänomen ist insbesondere in Europa mit sehr großem Interesse aufgenommen worden, die Entdeckung kam gerade zum richtigen Zeitpunkt: einige Jahre früher hätte sie wahrscheinlich wenig Beachtung gefunden, weil die Zahl der Radioamateure noch gering war, und einige Jahre später waren Elektronenröhren schon preiswerter und damit für viele erschwinglich. Die zahlreichen Berichte aus den Jahren 1924 – 1925 im Abschnitt 2 beschäftigen sich praktisch ausschließlich mit Lossevs Erfindung und natürlich auch damit, welchen Nutzen der Radio-Amateur daraus ziehen kann. In England konnte man geeignete Kristalle z.B. arzenite, zincite = ZnO von der Fa. Hinderlich beziehen, wie aus der kurzen Notiz in der Zeitschrift Wireless World, Ausgabe vom 14. Oktober 1925, Seite 505, zu entnehmen ist.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 1: (a) Prinzipieller Aufbau eines Kristall-Detektors: Kristall in einer Halterung, punktförmiger Kontakt mit einem dünnen, federnd aufgesetzten Metalldraht aus Stahl, Bronze, Messing, o.ä., (b) typische Strom-Spannungs-Kennlinie eines als Gleichrichter arbeitenden Kristall-Metall-Kontaktes, (c) Kristall-Metall-Kontakt mit einer punktsymmetrischen*) „Lichtbogen“ Strom-Spannungs-Kennlinie. *) d.h. die Kennlinie $I = I(U) = -I(-U)$ ist eine ungerade Funktion.

Vor Lossev hatten bereits W.H.Eccles, 1910, und G.W.Pickard, etwa 1915, Kontaktanordnungen untersucht und verwendet, deren Strom-Spannungs-Kennlinien wie im Bild 1(c) Lichtbogen-Charakter besaßen; Lichtbogen-Charakter bedeutet, dass die Strom-Spannungs-Kennlinie einen ähnlichen Verlauf aufweist wie die bereichsweise *fallende* Kennlinie des eigentlichen Lichtbogens, aber hier eben bei Strömen im mA- statt im Ampere-Bereich. Nach Lossev haben besonders hier in Deutschland Wissenschaftler versucht, die merkwürdigen elektrischen Eigenschaften dieser Kontakte physikalisch zu verstehen. In erster Linie muss man hier E.Habann nennen, der sich um 1930 so intensiv mit der Materie beschäftigt hat, dass daraus drei Patentanmeldungen resultierten.

Das ungewöhnliche Verhalten des Zinkoxid-Stahl-Kontaktes hat auch in der Gegenwart bzw. in der jüngsten Vergangenheit experimentierfreudige Interessierte in seinen Bann gezogen: H.Krüger (GFGF) hat 1988 Untersuchungen an diesem Detektor durchgeführt, eine kurze Mitteilung über seine Versuchsergebnisse findet sich im Bulletin BVWS (British Vintage Wireless Society) 1989; seit etwa 2001 beschreibt N.Steiner auf seinen Internet Seiten die Herstellung und Verwendung von Kontakten, auch ZnO-Stahl, welche bereichsweise fallende Kennlinien besitzen.

Was erwartet den Leser auf den folgenden Seiten?

Im Abschnitt 1 sind in chronologischer Reihenfolge Inhaltsangaben, in manchen Fällen auch mit bewertenden Kommentaren, von Arbeiten zu finden, deren Autoren sich praktisch und/oder theoretisch mit den Eigenschaften und Anwendungsmöglichkeiten der Festkörper-Lichtbogenkennlinie befasst haben. Herausragend sind *Eccles*, 1910, am Anfang und *Habann*, 1930, am Ende der Episode der schwingenden Detektoren, aber *Lossev*, 1924, ist derjenige, der den Stein ins Rollen gebracht hat.

Der Abschnitt 2 ist ein Literaturverzeichnis; hier sind Arbeiten aufgelistet, die in deutscher, englischer und französischer Sprache über Lossevs Entdeckung berichterstatteten. Im Unterabschnitt 2.4 sind die von Lossev und einigen anderen Autoren angegebenen Empfängerschaltungen zusammengestellt.

Im Abschnitt 3 werden Beispiele für Dynatronkennlinien und Lichtbogenkennlinien beschrieben, und es wird versucht, die zugrundeliegende Physik weitgehend plausibel zu erläutern, allerdings nicht für den Zinkoxid-Stahl-Kontakt.¹ Für Physiker sind diese Erklärungen wahrscheinlich zu oberflächlich, nicht präzise genug, für Praktiker dagegen zu ausführlich und vor allen Dingen zu viele Gleichungen (ein alter Bekannter hätte in diesem Fall gesagt: Für Praktiker viel zu „hochohmig“!).

Der Abschnitt 4 ist der Frage gewidmet: Was kann man mit Bauelementen anfangen, deren Strom-Spannungskennlinien Bereiche mit *negativer* Steigung besitzen? In voller Allgemeinheit wird diese Frage natürlich nicht beantwortet, das wäre ein Fass ohne Boden, aber ein ganz klein wenig geht es schon um die Stabilität nichtlinearer Systeme. Mit Schaltungsanalyse und -simulation werden Detektorschaltungen untersucht, die sich mit der Lichtbogenkennlinie gutartig verhalten, aber es gibt auch Schaltungen, in denen man wohl besser eine Dynatronkennlinie eingesetzt hätte, statt sich mit den Schwierigkeiten herumzubalgen, die eine Lichtbogenkennlinie in diesen Fällen bereitet.

Manche Fragestellungen erfordern zu ihrer Beantwortung Mathematik, auch zu den vorbereitenden Überlegungen der PSpice-Simulationen ist Mathematik notwendig; nun mag es ja Leser geben, für welche die Mathematik nicht der Quell der reinen Freude ist, deshalb sind längere mathematische Herleitungen in Anhänge verbannt oder mit kleiner Schriftgröße gedruckt, sodass man sie bequem überspringen kann, das Resümee aus den Berechnungen ist dann (meistens) wieder in normaler Schriftgröße zu lesen. Aber auch im normalen Text erweist es sich als praktisch, mathematische Symbole zu verwenden statt mit Worten etwas langwieriger einen Sachverhalt zu beschreiben; die verwendeten Symbole und ihre Bedeutung sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

$Y > (<) X$	Die Größe Y ist größer (kleiner) als die Größe X .
$Y \geqslant (\leqslant) X$	Die Größe Y ist größer oder höchstens gleich groß (kleiner oder höchstens gleich groß) wie die Größe X .
$Y \approx X$	Die Größe Y ist ungefähr genauso groß wie die Größe X .
$Y \gtrapprox (\lessapprox) X$	Die Größe Y ist größer oder ungefähr gleich groß (kleiner oder ungefähr gleich groß) wie die Größe X .
$Y \sim X$	Die Größe Y ist proportional zu der Größe X ; das bedeutet z.B., wenn X um 5% anwächst (abnimmt), dann wächst auch Y um 5%, (nimmt um 5% ab).
$Y = Y(X)$ $Y = F(X)$	Die Größe Y ist eine Funktion der Größe X , die Größe Y hängt in irgendeiner Weise von der Größe X ab; diese Abhängigkeit kann man in einem Koordinatensystem (waagrecht X -Achse, senkrecht Y -Achse) als Kurvenverlauf darstellen. Hier im Text sind diese Größen die elektrische Spannung \mathbf{u} , der elektrische Strom \mathbf{i} , und diese Größen sind Funktionen der Zeit t , sofern es sich nicht um Gleichspannung oder Gleichstrom handelt.
$\frac{dY}{dX} = \begin{cases} Y'(X) \\ F'(X) \end{cases}$	Diese Größe bezeichnet die erste Ableitung der Funktion $Y = Y(X) = F(X)$, das ist die Steigung der Tangente an die Funktion in einem Punkt. Wenn die Tangente waagrecht verläuft, ist $Y' = 0$; eine senkrechte Tangente bedeutet $Y' = \infty$, ∞ ist das Symbol für unendlich. Wenn die Tangente von links nach rechts, d.h. in Richtung wachsender X -Werte, ansteigend verläuft, ist die Steigung positiv, $Y' > 0$, entsprechend bei von links nach rechts fallendem Verlauf der Tangente ist die Steigung negativ, $Y' < 0$.

¹Natürlich würde man sehr gerne auch die Physik des Zinkoxid-Stahl-Kontaktes verstehen, aber dazu hat man wahrscheinlich genau so wenig eine Chance wie beim gewöhnlichen Detektor mit seinen vielen möglichen Paarungen von Kontaktmaterialien. In der Halbleiterphysik gibt es Modelle zur Ermittlung der Strom-Spannungskennlinien von Metall-Halbleiter bzw. Halbleiter-Halbleiter-Kontakten. Dazu sollte man aber unter anderem die elektronischen Eigenchaften der Grenzflächen kennen, das allerdings ist praktisch unmöglich für einen Kontakt aus einem polykristallinen Material mit unbekanntem Fremdstoffgehalt (Dotierung), der ungeschützt der Atmosphäre ausgesetzt ist.

1 Die Erforscher der Festkörper-Lichtbogen-Kennlinien

Dieser Teil des Berichts handelt von denjenigen Wissenschaftlern, Experimentatoren und Wissbegierigen, welche die Kontakte (Materialien, Anordnungen) mit der Lichtbogenkennlinie gefunden, untersucht und angewendet haben. Am Anfang der einzelnen Abschnitte sind die Originalveröffentlichungen der Autoren aufgelistet; in der Zusammenfassung werden die wesentlichen Ergebnisse zitiert und zwar die folgenden Angaben, sofern diese in dem jeweiligen Bericht enthalten sind:

- ▷ Welche Materialpaarungen wurden in den untersuchten Kontakten verwendet?
- ▷ Statische und „dynamische“ Strom-Spannungs-Kennlinien.
- ▷ Physikalische Erklärungsversuche des beobachteten Kennlinienverlaufs.
- ▷ Typische Schaltungsanwendungen: Oszillatoren, Empfängerschaltungen.

1.1 W.H.Eccles, 1910

- [a] W.H.Eccles On Coherers
Phil. Mag., Series 6, Vol. 19, No. 114, June 1910, S 869 – 888
- [b] W.H.Eccles On an Oscillation Detector
actuated solely by Resistance-Temperature Variations
Phil. Mag., Series 6, Vol. 20, No. 115, July 1910, S 128 – 134
- [c] H.Sutton Galena (PbS) Detectors, Leserzuschrift zu einem Beitrag von W.H.Eccles
The Electrician, December 16, 1910, Seite 384
- W.H.Eccles Antwort auf den Artikel von H.Sutton
The Electrician, December 16, 1910, Seite 384, 385

Der Titel der Veröffentlichung [a] ist nach heutigem Verständnis des Begriffs „Kohärer“ ein wenig irreführend: Ein Kohärer¹ besteht aus einem Glasröhrchen mit zwei eingepassten Metallstempeln als Kontakte; der Raum zwischen den Stempeln ist angefüllt mit feinen Metallspänen oder -körnern, welche sich nur locker berühren. Durch einen Hochfrequenz-Stromimpuls werden die Metallpartikel leicht zusammen geschweißt; der zunächst sehr hohe Widerstand zwischen den Kontakten nimmt drastisch ab und bleibt auch klein nach dem Ende des Stromimpulses. Eine mechanische Erschütterung muss daraufhin die *Kohäsion* der Metallteilchen beseitigen, die Anordnung wird damit hochohmig und ist wieder empfangsbereit für den nächsten Hochfrequenz-Stromimpuls. Der Kohärer ist zum einen Bestandteil des Hochfrequenz-Stromkreises der Empfängerschaltung zwischen Antenne und Erde, zum anderen wird der Wechsel zwischen hoch- und niederohmigem Zustand des Kohärs in einem Hilfsstromkreis mit Gleichstromquelle zur Registrierung der Telegrafiesignale genutzt.

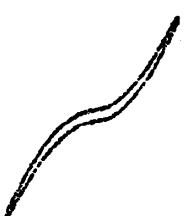
In der Arbeit [a] „On Coherers“ von W.H.Eccles geht es nicht um diese Kohärer, die 1910 nicht mehr Stand der Technik waren sondern um „self restoring coherers“, um Kohärer also, die selbsttätig ohne mechanische Erschütterung immer im empfangsbereiten Zustand sind, und zwar ist in der englischen Literatur die Bezeichnung *coherer* in der Form *self restoring coherer* noch eine gewisse Zeit auch für den *loose contact*, den Kontakt-Detektor verwendet worden. Darunter versteht man einen „unvollkommenen“ Kontakt, im Gegensatz zu einer Löt- oder Schraubverbindung, ein Berühren von zwei Materialien mit dosiert geringem Druck, einen Kontakt, der unter geeigneten Betriebsbedingungen die Detektion/Gleichrichtung von Hochfrequenzschwingungen bewirken kann.

Eccles stellt in seiner Arbeit fest, dass beinahe jeder elektrische Leiter einen guten *coherer* abgibt, der mit einem sehr dünnen, gut anhaftenden Film einer festen oder flüssigen Substanz mit nicht zu großem elektrischen Widerstand bedeckt wird. Als Beispiele² führt er an, Kupferoxid, Cu₂O, oder Kupfersulfid, Cu₂S, gegen jeden festen elektrischen Leiter, die oxidierten Oberflächen von Eisen, Stahl, Nickel, Tantal oder ähnliche Metalle gegen Quecksilber oder andere elektrische Leiter seien alle gut brauchbar. Für seine Untersuchungen verwendete Eccles als *coherer* oxidierte dünne Eisen- oder Stahlnadeln, die als Gegenkontakt reines Quecksilber berührten. Die Oxidschicht soll eine konstante, sehr kleine Dicke aufweisen. Zur Herstellung des Oxidfilms wird der dünne Eisendraht bzw.

¹J.Zenneck, H.Rukop, Drahtlose Telegraphie, Verlag von Ferdinand Enke, Stuttgart, 1924, fünfte Auflage, S 324 f:
„Die Detektoren: § 3. Unvollkommene Kontakte, § 4. Elektrolytische und andere Detektoren“

²Eccles zitiert an dieser Stelle: Branly, Comptes Rendues, **134**, S 347, 1197, (1902)

die Stahlnadel in einer Wasserdampf-Atmosphäre erhitzt, zur Abschätzung der Oxiddicke werden die Interferenzfarben (Anlassfarben) beobachtet; „ein blauer Film ergibt einen sehr guten Kohärer, der ein bis zwei Monate hervorragend arbeitet“ stellt Eccles fest.



Current/voltage characteristic for an Fe-Hg-Fe coherer
Current: vertical axis.
Voltage: horizontal axis.

einem Vortrag am 6. März 1899 vor der *Royal Society of Great Britain*, auf Drängen von Freunden hin kam es zu einer Patentanmeldung in den USA: US Patent Nr. 755 840, 29. März 1904, Detector for Electrical Disturbances. Quellen:

V. J. Phillips

P. K. Bondyopadhyay

Den Eisen-Quecksilber-Kohärer, allerdings in der symmetrischen Form Eisen-Quecksilber-Eisen, hat Marconi bei seiner legendärer Transatlantik Verbindung zwischen der Sendestation in Poldhu, Cornwall, und der Empfangsstation in St. John auf Neufundland am 12. Dezember 1901 als Detektor verwendet.

Marconi hat diesen sogenannten „italian navy coherer“ im September 1901 patentiert, Britisches Patent Nr. 18 105; als eigentliche Erfinder werden in Marconis Korrespondenz die Namen Solari, Castelli und andere Angehörige der italienischen Marine erwähnt.

Die amerikanische Fachzeitschrift Proceedings IEEE hat in ihrer Januar-Ausgabe 1998 dem Versuch einer „Revision“ relativ viel Raum gegeben, 67 Seiten, und zwar geht es um den Nachweis, dass der indische Physiker Sir J. C. Bose der wahre Erfinder des Eisen-Quecksilber-Eisen (Fe-Hg-Fe) Kohärs ist. Bose präsentierte den Quecksilber-Kohärer in

The “Italian Navy Coherer” Affair: A Turn-of-the Century Scandal
Proc. IEEE, Vol. 86, Nr. 1, Jan. 1998, S 248 – 258

Die $i = i(u)$ Kennlinie des Fe-Hg-Fe Detektors wurde von Bild 6, S 257, kopiert.
Sir J.C.Bose’s Diode Detector Received Marconi’s First Transatlantic Wireless Signal of December 1901. (The “Italian Navy Coherer” Scandal Revisited)
Proc. IEEE, Vol. 86, Nr. 1, Jan. 1998, S 259 – 285

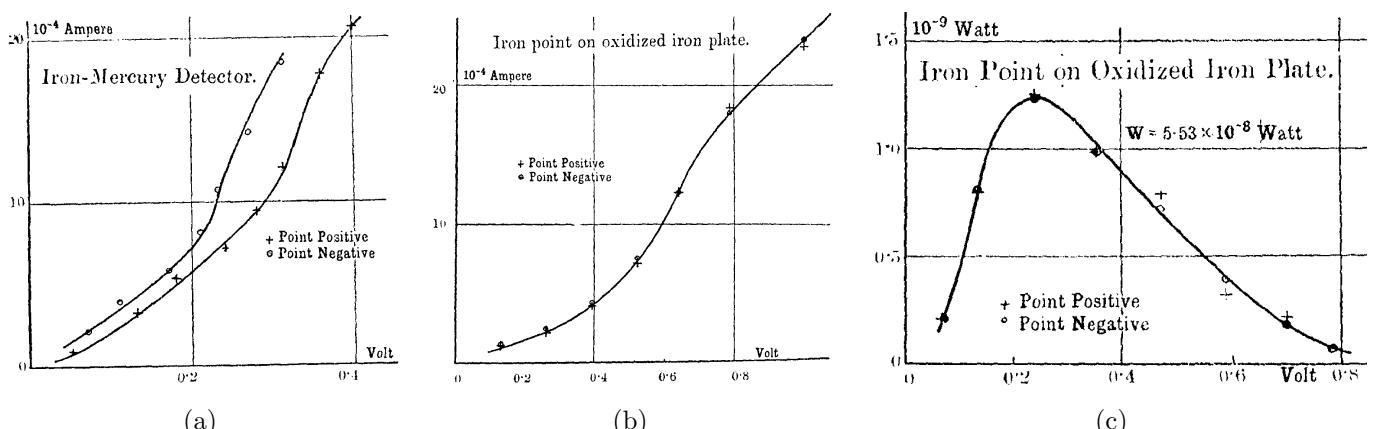


Abbildung 2: (a) Strom-Spannungs-Kennlinie $i = i(u)$ des Fe-Hg Detektors. Der Kennlinienast des dritten Quadranten $u < 0, i < 0$ ist in den ersten Quadranten $u > 0, i > 0$, gezeichnet. Die Ursache für die (leichte) Unsymmetrie des Kennlinienverlaufs (gegenüber obigem Bild des Fe-Hg-Fe Detektors) sieht Eccles in den unterschiedlichen Kontaktmaterialien Eisen und Quecksilber.

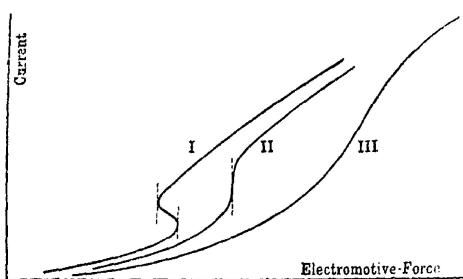
(b) Strom-Spannungs-Kennlinie $i = i(u)$ des Eisen-Eisenoxid-Eisen Detektors. Der Detektor wurde hergestellt, in dem eine Eisenplatte in Luft punktförmig erhitzt wurde bis Farbringe (Interferenzfarben) anzeigen, dass die Platte mit einem dünnen Oxidfilm bedeckt war. Als Gegenelektrode konnte die saubere Spitze eines Eisendrahtes an jede beliebige Stelle mit konstanter Kraft auf dem Oxidfilm platziert werden. Die Kennlinie ist punktsymmetrisch, d.h. der Kennlinienast des 3. Quadranten ist nach Spiegelung am Ursprung deckungsgleich mit demjenigen des 1. Quadranten.

(c) Detektierte Signalleistung als Funktion des Arbeitspunktes = Gleichvorspannung auf der Kennlinie (b) bei konstanter eingespeister Hochfrequenzleistung W .

Die Bilder (a), (b) und (c) sind Kopien der Bilder 4, 7 und 6 der Originalveröffentlichung [a].

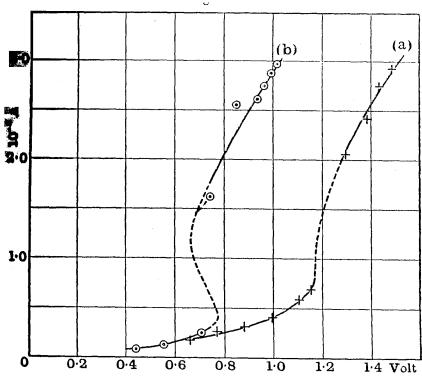
Eccles entwickelt in [a] eine Theorie, welche den Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinien $i = i(u)$ in den Bildern 2(a) und 2(b) zu erklären vermag: Der Kontaktraum zwischen den Metallen (Fe, Hg) bzw. (Fe, Fe) ist mit einem kleinen, dünnen Volumen aus Eisenoxid gefüllt. Der elektrische Widerstand dieses Oxidvolumens besitzt einen *negativen* Temperaturkoeffizienten. Allein diese Annahme ergibt mit Berücksichtigung der Eigenerwärmung des Oxidvolumens durch die zugeführte elektrische Wechselspannung einen nichtlinearen Zusammenhang zwischen Strom und Spannung mit bereichsweise negativer Steigung. Der Metall-Metallocid-Metall Kontakt besteht aus der Serienschaltung des

temperaturabhängigen Widerstandes des Oxidvolumens R_{Oxid} und einem praktisch temperaturkonstanten Serienwiderstand R_S der metallischen Zuführungen.

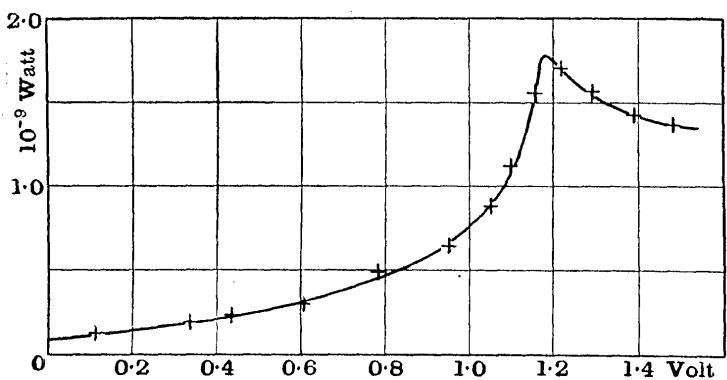


In Abhängigkeit von dem Verhältnis R_S/R_{Oxid} können sich die Kennlinien I, $R_S \ll R_{\text{Oxid}}$, II, $R_S = R_{\text{Oxid}}/8$, und III, $R_S > R_{\text{Oxid}}/8$, ergeben. Als *self restoring coherer* sind nur Elemente mit der Kennlinie III bzw. II als Grenzfall brauchbar, die Kennlinie I dagegen zeigt bei Spannungssteuerung *bistabiles* Verhalten und ist deshalb bei kleinen HF-Spannungen *nicht self restoring*, wenn man eine Gleichvorspannung in der Nähe der ersten vertikalen Tangente gewählt hat, um eine

große Demodulatorenempfindlichkeit zu erreichen. Eccles sagt [a, S 883]: Mit Geduld können all diese Betriebsfälle beobachtet werden. In [b] diskutiert Eccles erneut die statische Strom-Spannungs-Kennlinie, weist darauf hin, dass ein Arbeitspunkt auf der Kennlinie I in dem Bereich negativer Steigung zu instabilem Verhalten in dem angeschlossenen Stromkreis führen wird.



(a)



(b)

Abbildung 3: (a) Strom-Spannungs-Kennlinien eines Bleisulfid (Galena), PbS-PbS Kontaktes, die Kennlinien sind punktsymmetrisch. Die in dem Bild dargestellten Fälle (a) und (b) entstehen dadurch, dass die Kontaktstelle der beiden Bleisulfid-Kristalle leicht verändert wurde. PbS wurde ausgewählt wegen des großen negativen Temperaturkoeffizienten. (b) Detektierte Signalleistung als Funktion der Gleichvorspannung auf der Kennlinie (a) im Bild (a) bei konstanter eingespeister Hochfrequenzleistung W . Die Bilder (a) und (b) sind Kopien der Bilder 1 und 2 der Veröffentlichung [b].

THE ELECTRICIAN, DECEMBER 16, 1910.
Page 385

When I read the Paper before the Physical Society in May last I announced that if the galena detector is traversed by a suitable current while shunted with a telephone and a condenser there is heard in the telephone a singing sound whose pitch changes with change of the capacity of the condenser. I mentioned this as evidence of a falling characteristic for these (and other) detectors, analogous to the characteristic of the singing arc, and I stated ...

... The singing phenomenon in detectors must have been noticed by everyone who has worked with the crystal detectors which came into vogue some years ago.

In 1909 a rather revolutionary mathematical theory of the single point coherer was developed and supported by experiments. The theory led to the very remarkable conclusion that the coherer can be arranged to generate oscillations in a short circuit possessing capacity and inductance by passing a steady current through it. This was experimentally confirmed, and led to the very general theorem that under certain conditions a rectifying detector could become a generator of oscillations, and conversely a generator of oscillations could be used as a rectifier.

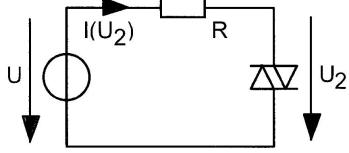
Abbildung 4: Links: Entnommen aus der Antwort von Eccles auf Sutton [c] Rechts: Entnommen aus: The Wireless World, 3, June 1915, S 139: Personalities in the Wireless World, Dr. W. H. Eccles. Die Textstellen belegen, dass die von Eccles untersuchten Kontakte Kennlinien mit Bereichen negativer Steigung aufwiesen und damit geeignet waren, Schwingungen zu erzeugen.

Im Anhang A, Seite 8 – 10, wird eine mögliche Ursache untersucht, derzufolge das detektierte Signal in den Bildern 2(c) und 3(b) einen Maximalwert annehmen kann.

Im Anhang B, Seite 11 – 14, wird die nichtlineare Strom-Spannungs-Kennlinie eines temperaturabhängigen Widerstandes unter dem Einfluss der Selbsterwärmung berechnet; die Herleitung folgt im wesentlichen der von Eccles durchgeföhrten Analyse.

Anhang A

Wieso besitzt das detektierte Signal ein Maximum als Funktion der Gleich-Vorspannung?



$i = i_0 f(u_2/u_0)$, die monotone^{*)} Strom-Spannungskennlinie des Detektors wird durch einen Serien- oder Bahnwiderstand R gesert. Die Eingangsspannung $u = iR + u_2$ teilt sich auf die Spannung am Detektor u_2 und den Spannungsabfall am Bahnwiderstand iR auf. ^{*)}Die Kennlinie verläuft im 1. und 3. Quadranten und die Steigung ist immer $di/du_2 \geq 0$.

$$i = i_0 f\left(\frac{u_2}{u_0}\right) = i_0 f\left(\frac{u - iR}{u_0}\right); \quad \text{Definitionen: } y = \frac{i}{i_0}; \quad x = \frac{u}{u_0}; \quad a = \frac{i_0 R}{u_0};$$

$y = f(x - ay); \quad z = x - ay$

Die normierte Gleichspannung \bar{x} legt einen Arbeitspunkt (\bar{x}, \bar{y}) auf der Kennlinie $y = f(x - ay)$ fest; an diesem Arbeitspunkt wird eine *kleine* Wechselspannung überlagert: $x(t) = \bar{x} + \hat{x} \sin \omega t$. Die Potenzreihenentwicklung der Funktion $y = y(x; a)$ an der Stelle $x = \bar{x}$, $y = \bar{y}$, $z = \bar{z}$ ergibt:

$$\begin{aligned} y &= \bar{y} + \frac{dy}{dx} \Big|_{\bar{z}} (x - \bar{x}) + \frac{1}{2} \frac{d^2y}{dx^2} \Big|_{\bar{z}} (x - \bar{x})^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3y}{dx^3} \Big|_{\bar{z}} (x - \bar{x})^3 + \dots \\ y &= \bar{y} + \frac{dy}{dx} \Big|_{\bar{z}} \hat{x} \sin \omega t + \frac{1}{2} \frac{d^2y}{dx^2} \Big|_{\bar{z}} \hat{x}^2 \sin^2 \omega t + \frac{1}{6} \frac{d^3y}{dx^3} \Big|_{\bar{z}} \hat{x}^3 \sin^3 \omega t + \dots \\ y &= \underbrace{\bar{y} + \frac{d^2y}{dx^2} \Big|_{\bar{z}} \frac{\hat{x}^2}{4}}_{\text{Gleichanteil}} + \underbrace{\hat{x} \sin \omega t - \frac{d^2y}{dx^2} \Big|_{\bar{z}} \frac{\hat{x}^2}{4} \cos 2\omega t + \frac{d^3y}{dx^3} \Big|_{\bar{z}} \frac{\hat{x}^3}{6} \sin^3 \omega t + \dots}_{\text{periodische Wechselanteile}} \end{aligned}$$

Die Gleichrichtung einer Wechselspannung wie auch die Demodulation eines amplitudenmodulierten Signals wird durch die *geradzahligen* Potenzen der Reihenentwicklung bewirkt, bei einer kleinen Wechselspannung sind die Beiträge höherer Potenzen gegenüber dem quadratischen Term vernachlässigbar. Die nachfolgende Berechnung und insbesondere die Beispiele sollen zeigen, dass durch die Anwesenheit eines Serienwiderstandes R , repräsentiert durch den Parameter a , der Koeffizient $d^2y/dx^2|_{\bar{z}}$ einen Maximalwert als Funktion von \bar{y} bzw. $\bar{x} = \bar{u}/u_0$, der normierten Gleich-Vorspannung, annimmt, und damit wird auch der vom Wechselsignal herrührende Gleichanteil, das ist das detektierte Signal, in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt (\bar{x}, \bar{y}) maximal.

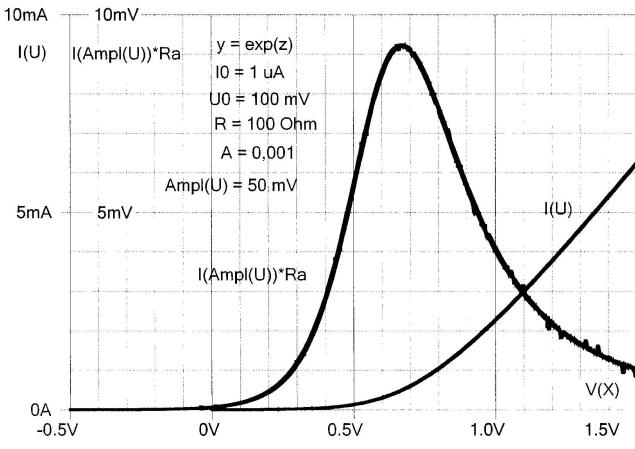
$$\begin{aligned} \frac{dy}{dx} &= \frac{df}{dz} \frac{dz}{dx} = f'(z) \left(1 - a \frac{dy}{dx}\right) = \frac{f'(z)}{1 + af'(z)} \\ \frac{d^2y}{dx^2} &= \frac{(1 + af'(z)) f''(z) \frac{dz}{dx} - f'(z) a f''(z) \frac{dz}{dx}}{(1 + af'(z))^2} = \frac{f''(z)}{(1 + af'(z))^3} \\ \frac{d^3y}{dx^3} &= \frac{(1 + af'(z))^3 f'''(z) - f''(z) 3(1 + af'(z))^2 a f''(z)}{(1 + af'(z))^6} \frac{dz}{dx} = \frac{(1 + af'(z)) f'''(z) - 3a(f''(z))^2}{(1 + af'(z))^5} \\ \frac{d^2y}{dx^2} &\text{ besitzt ein Maximum, wenn } \frac{d^3y}{dx^3} = 0 \quad \text{ist: } (1 + af'(z)) f'''(z) \stackrel{!}{=} 3a(f''(z))^2 \end{aligned}$$

Beispiel Nr. 1 A) $y = f(z) = \exp(z); \quad f'(z) = f''(z) = f'''(z) = f(z) = y, 1 = 2ay$.

$$\bar{y} = \frac{1}{2a}, \quad \bar{x} = \frac{1}{2} - \ln(2a), \quad \frac{d^2y}{dx^2} \Big|_{\bar{z}} = \frac{\bar{y}}{(1 + a\bar{y})^3} = \frac{4}{27a}$$

B) $y = \exp(z) - 1; \quad f'(z) = f''(z) = f'''(z) = \exp(z) = y + 1, 1 = 2a(y + 1)$.

$$\bar{y} = \frac{1}{2a} - 1, \quad \bar{x} = \frac{1}{2} - a - \ln(2a), \quad \frac{d^2y}{dx^2} \Big|_{\bar{z}} = \frac{\bar{y} + 1}{(1 + a(\bar{y} + 1))^3} = \frac{4}{27a}$$



$$\text{Def. } u_a = \frac{d^2y}{dx^2} \Big|_{\bar{z}} \frac{\hat{x}^2}{4} i_0 R_a \hat{u} \cong I(\text{Amp}(U)) * R_a$$

$$\text{Theorie: } \bar{u} = \bar{x} u_0 = 671 \text{ mV}$$

$$\bar{i} = \bar{y} i_0 = 500 \mu\text{A}$$

$$u_a = 9,26 \text{ mV}$$

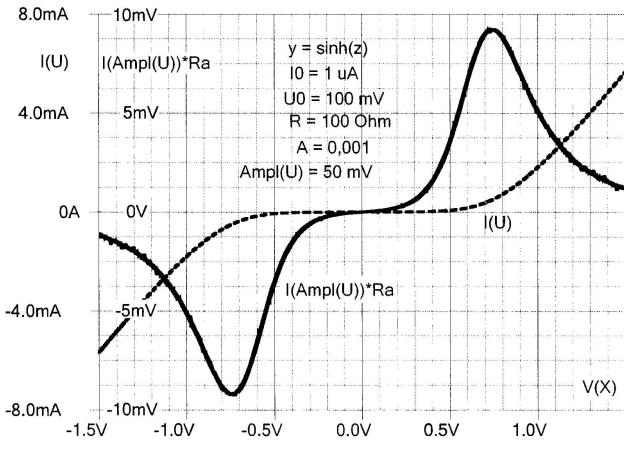
$$\text{PSpice: } \bar{u} = \bar{x} u_0 \approx 670 \text{ mV}$$

$$u_a = 9,2 - 9,3 \text{ mV}$$

Beispiel Nr. 2: $y = f(z) = \sinh(z); \quad f'(z) = f'''(z) = \cosh(z), f''(z) = f(z) = \sinh(z) = y.$

$$0 = \cosh(z) + a \cosh^2(z) - 3a \sinh^2(z); \quad \cosh(z) = \frac{1}{4a} + \sqrt{\frac{1}{16a^2} + \frac{3}{2}}$$

$$\bar{y} = \sinh(\bar{z}) = \sqrt{\cosh^2(\bar{z}) - 1}; \quad \bar{x} = a\bar{y} + \text{Arsinh}(\bar{y}); \quad \frac{d^2y}{dx^2} \Big|_{\bar{z}} = \frac{\bar{y}}{(1 + a\sqrt{\bar{y}^2 + 1})^3}$$



PSpice-Simulation zu Beispiel Nr. 2:

$$u_0 = 100 \text{ mV}, i_0 = 1 \mu\text{A}, R = 100 \Omega, a = 10^{-3}, \hat{x} = \hat{u}/u_0 = 0,5, R_a = 1 \text{ k}\Omega.$$

$$\text{Def. } u_a = \frac{d^2y}{dx^2} \Big|_{\bar{z}} \frac{\hat{x}^2}{4} i_0 R_a \hat{u} \cong I(\text{Amp}(U)) * R_a$$

$$\text{Theorie: } \bar{u} = \bar{x} u_0 = 741 \text{ mV}$$

$$\bar{i} = \bar{y} i_0 = 500 \mu\text{A}$$

$$u_a = 9,26 \text{ mV}$$

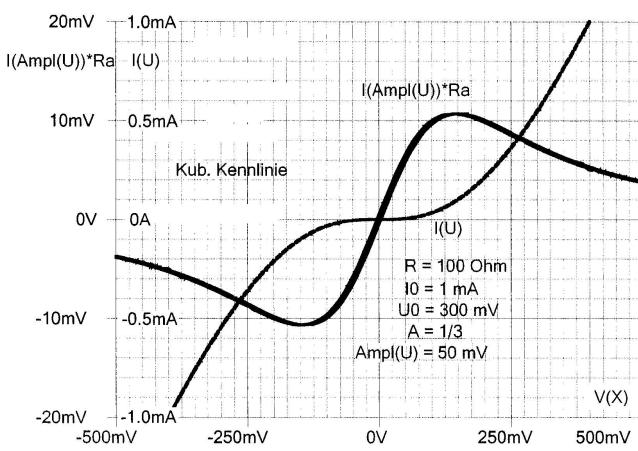
$$\text{PSpice: } \bar{u} = \bar{x} u_0 \approx 750 \text{ mV}$$

$$u_a \approx 9,4 \text{ mV}$$

Beispiel Nr. 3: $y = f(z) = z^3; \quad f'(z) = 3z^2 = 3y^{2/3}, f''(z) = 6z = 6y^{1/3}, f'''(z) = 6$

$$0 = (1 + 3ay^{2/3}) \cdot 6 - 3a \cdot 36y^{2/3}, \quad 15ay^{2/3} = 1$$

$$\bar{y} = \left(\frac{1}{15a}\right)^{3/2}; \quad \bar{x} = \frac{16}{15} \left(\frac{1}{15a}\right)^{1/2}; \quad \frac{d^2y}{dx^2} \Big|_{\bar{z}} = \frac{5^3}{36\sqrt{15a}}$$



PSpice-Simulation zu Beispiel Nr. 3:

$$u_0 = 300 \text{ mV}, i_0 = 1 \text{ mA}, R = 100 \Omega, a = 1/3, \hat{x} = \hat{u}/u_0 = 1/6, R_a = 1 \text{ k}\Omega.$$

$$\text{Def. } u_a = \frac{d^2y}{dx^2} \Big|_{\bar{z}} \frac{\hat{x}^2}{4} i_0 R_a \hat{u} \cong I(\text{Amp}(U)) * R_a$$

$$\text{Theorie: } \bar{u} = \bar{x} u_0 = 143 \text{ mV}$$

$$\bar{i} = \bar{y} i_0 = 90 \mu\text{A}$$

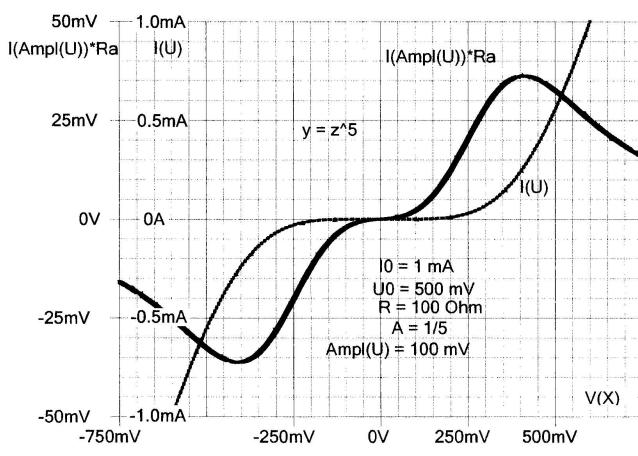
$$u_a = 10,78 \text{ mV}$$

$$\text{PSpice: } \bar{u} = \bar{x} u_0 \approx 150 \text{ mV}$$

$$u_a \approx 11 \text{ mV}$$

Beispiel Nr. 4: $y = f(z) = z^n$, $f'(z) = nz^{n-1} = ny^{(n-1)/n}$, $f''(z) = n(n-1)z^{n-2} = n(n-1)y^{(n-2)/n}$, $f'''(z) = n(n-1)(n-2)z^{n-3} = n(n-1)(n-2)y^{(n-3)/n}$.

$$\begin{aligned} 0 &= (1 + any^{(n-1)/n})n(n-1)(n-2)y^{(n-3)/n} - 3a(n(n-1)y^{(n-2)/n})^2 \\ 0 &= (1 + any^{(n-1)/n})(n-2) - 3an(n-1)y^{(n-1)/n}; \quad an(2n-1)y^{(n-1)/n} = n-2 \\ \bar{y} &= \left(\frac{n-2}{an(2n-1)}\right)^{n/(n-1)}; \quad \bar{x} = \frac{2(n^2-1)}{n(2n-1)} \left(\frac{n-2}{an(2n-1)}\right)^{1/(n-1)}; \\ \frac{d^2y}{dx^2}\Big|_{\bar{z}} &= \frac{n(2n-1)^3}{27(n-1)^2} \left(\frac{n-2}{an(2n-1)}\right)^{(n-2)/(n-1)} \\ n = 5 : \quad \bar{y} &= \left(\frac{1}{15a}\right)^{5/4}; \quad \bar{x} = \frac{16}{15} \left(\frac{1}{15a}\right)^{1/4}; \quad \frac{d^2y}{dx^2}\Big|_{\bar{z}} = \frac{135}{16} \left(\frac{1}{15a}\right)^{3/4}. \end{aligned}$$



PSpice-Simulation zu Beispiel Nr. 4:

$$u_0 = 500 \text{ mV}, i_0 = 1 \text{ mA}, R = 100 \Omega, a = 1/5, \hat{x} = \hat{u}/u_0 = 1/5, R_a = 1 \text{ k}\Omega.$$

$$\text{Def. } u_a = \frac{d^2y}{dx^2}\Big|_{\bar{z}} \frac{\hat{x}^2}{4} i_0 R_a \hat{u} \approx I(\text{Amp}(U)) * R_a$$

$$\text{Theorie: } \bar{u} = \bar{x} u_0 = 405 \text{ mV}$$

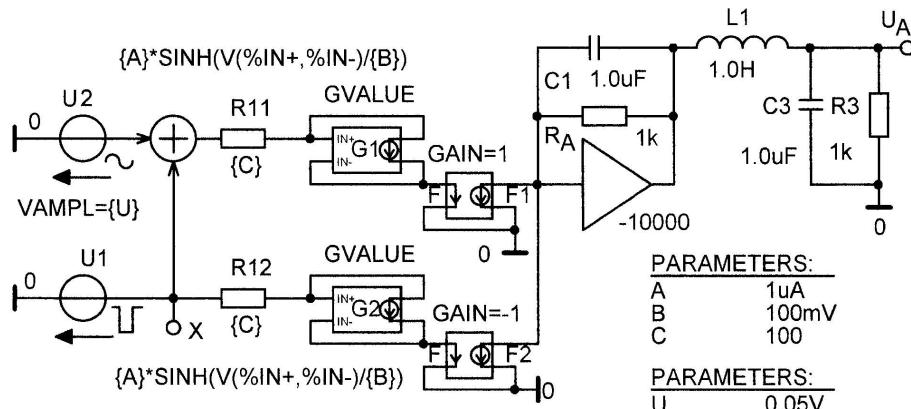
$$\bar{i} = \bar{y} i_0 = 253 \mu\text{A}$$

$$u_a = 37 \text{ mV}$$

$$\text{PSpice: } \bar{u} = \bar{x} u_0 \approx 400 \text{ mV}$$

$$u_a \approx 37 \text{ mV}$$

Schaltung zur PSpice-Simulation der Detektorfunktion:



Der Detektor wird durch den Serienwiderstand R_{1*} und GVALUE, G*, die spannungsgesteuerte Stromquelle (hier Beispiel Nr. 2 mit $i_0 = \{A\}$, $u_0 = \{B\}$) dargestellt; den Zusammenhang zwischen Eingangsspannung und Ausgangstrom der Stromquelle GVALUE kann man als Polynom definieren oder aus einem Fundus mathematischer Funktionen auswählen. Der Strom durch den Detektor wird mit der stromgesteuerten Stromquelle F* erfasst. ($* \hat{=} 1; 2$) Die Wechselspannungsquelle U2 liefert eine sinusförmige Spannung mit der Amplitude $\hat{u} = \{U\}$ und der Frequenz $f = 10 \text{ kHz}$, die Quelle U1 erzeugt eine im Intervall $-1,5 \text{ V} \leq \bar{u} = V(X) \leq 1,5 \text{ V}$ zeitlinear anwachsende Spannung, die den Arbeitspunkt auf der Detektorkennlinie langsam verschiebt. Diese „Gleichspannung“ U1 speist den Detektor $* \hat{=} 2$, die Überlagerung der Spannungen U1+U2 ist die Steuerspannung von Detektor $* \hat{=} 1$. Die Ströme der Detektoren werden voneinander subtrahiert, die Differenz der Ströme, das ist das detektierte Signal, wird in dem Tiefpass dritter Ordnung, Grenzfrequenz 160 Hz, von Wechselanteilen befreit und erzeugt am Widerstand R_A die Ausgangsspannung U_A .

Anhang B

Statische und dynamische Eigenschaften eines temperaturabhängigen Widerstandes mit Berücksichtigung der Eigenerwärmung durch die aufgenommene elektrische Leistung.

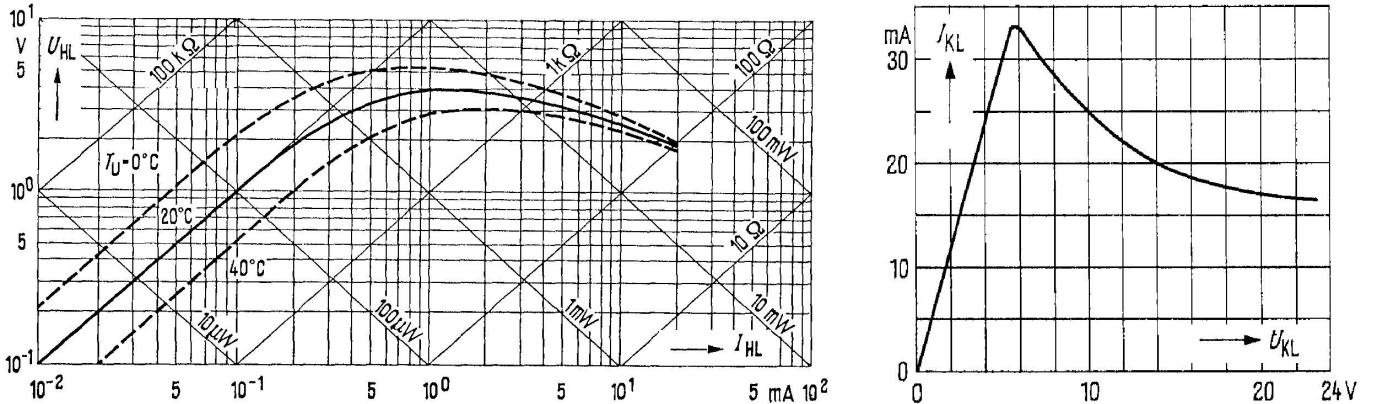


Abbildung 5: Strom-Spannungs-Kennlinien mit bereichsweise *negativer* Steigung können sich ergeben sowohl bei Abnahme als auch bei Zunahme der spezifischen Widerstände als Funktion der Temperatur. Statische Strom-Spannungs-Kennlinien temperaturabhängiger Widerstände mit Berücksichtigung der Eigenerwärmung. *Links:* $U_{HL} = f(I_{HL})$, HL: Heißleiter, NTC-Widerstand; *rechts:* $I_{KL} = f(U_{KL})$, KL: Kaltleiter, PTC-Widerstand. Bilder entnommen aus Siemens Bauelemente, Technische Erläuterungen und Kenndaten für Studierende, Bestell-Nr. B 0/1022, etwa 1970.

In der sich anschließenden Analyse werden die folgenden Formelzeichen verwendet:

α	Temperaturkoeffizient
$\theta = T - T_\infty$	Temperaturdifferenz gegenüber der Umgebungstemperatur T_∞
τ_{th}	Thermische Zeitkonstante des Oxidvolumens
R_{th}	Wärmewiderstand des Oxidvolumens
G_∞, R_∞	Leitwert bzw. Widerstand des Oxidvolumens bei der Umgebungstemperatur T_∞

Näherungsweise soll gelten, dass der Widerstand $R(\theta)$ bzw. der Leitwert $G(\theta)$ *linear* mit der Temperaturdifferenz θ abnimmt: (Wenn der Leitwert abnimmt, wächst der Widerstand an!)

$$R(\theta) = R_\infty(1 - \alpha\theta), \quad G(\theta) = G_\infty(1 - \alpha\theta). \quad (1)$$

Die zugeführte elektrische Leistung $P_{el}(t) = u(t)i(t)$ bewirkt in dem Oxidvolumen eine zeitliche Änderung der Übertemperatur $\theta(t)$, und zwar beschreibt der erste Term auf der linken Seite der Gleichung (2), $\tau_{th} \frac{d\theta(t)}{dt} + \theta(t) = R_{th}P_{el}(t) = R_{th}u(t)i(t)$, die zeitliche Änderung der im Volumen gespeicherten Wärmeenergie, der zweite Term steht für die an die Umgebung abgegebene Wärmeleistung:

$$\tau_{th} \frac{d\theta(t)}{dt} + \theta(t) = R_{th}P_{el}(t) = R_{th}u(t)i(t) = \begin{cases} R_{th} R(\theta) i^2(t) &= R_{th} R_\infty(1 - \alpha\theta) i^2(t) \\ R_{th} G(\theta) u^2(t) &= R_{th} G_\infty(1 - \alpha\theta) u^2(t) \end{cases} \quad (2)$$

Für stationäre Verhältnisse $d/dt = 0$ und $i(t) = I$, $u(t) = U$, ($I, U = \text{konst}_t$), erhält man

$$\begin{aligned} \theta &= R_{th}R_\infty(1 - \alpha\theta)I^2 = \frac{R_{th}R_\infty I^2}{1 + \alpha R_{th}R_\infty I^2} & \theta &= R_{th}G_\infty(1 - \alpha\theta)U^2 = \frac{R_{th}G_\infty U^2}{1 + \alpha R_{th}G_\infty U^2} \\ \frac{U}{I} &= R_\infty(1 - \alpha\theta) = \frac{R_\infty}{1 + \alpha R_{th}R_\infty I^2} & \frac{I}{U} &= G_\infty(1 - \alpha\theta) = \frac{G_\infty}{1 + \alpha R_{th}G_\infty U^2} \end{aligned}$$

Die Strom-Spannungs-Kennlinien des Oxidvolumens durch Selbsterwärmung lauten damit:

$$U = U(I) = R(I)I = \frac{R_\infty I}{1 + \alpha R_{th}R_\infty I^2} \quad I = I(U) = G(U)U = \frac{G_\infty U}{1 + \alpha R_{th}G_\infty U^2} \quad (3)$$

Die Kennlinien besitzen einen Maximalwert mit den Koordinaten I_m, U_m ; die Leistung $U_m I_m$ bewirkt die normierte Übertemperatur $\alpha\theta = 1/2$, der Widerstand ist $U_m/I_m = R_m(I_m) = R_\infty/2$, der Leitwert beträgt $I_m/U_m = G_m(U_m) = G_\infty/2$.

$$dU/dI = 0 \quad \text{für} \quad I_m = 1/\sqrt{\alpha R_{th}R_\infty}$$

$$U_m = \frac{R_\infty}{2} I_m = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_\infty}{\alpha R_{th}}}$$

$$dI/dU = 0 \quad \text{für} \quad U_m = 1/\sqrt{\alpha R_{th}G_\infty}$$

$$I_m = \frac{G_\infty}{2} U_m = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{G_\infty}{\alpha R_{th}}}$$

Der Wendepunkt der Kennlinien mit den Koordinaten I_w, U_w liegt im Bereich *negativer Steigung*.

$$\frac{d^2U}{dI^2} = 0 \quad \text{für} \quad I_w = \sqrt{3} I_m \quad \frac{d^2I}{dU^2} = 0 \quad \text{für} \quad U_w = \sqrt{3} U_m \quad (4)$$

$$U_w = \frac{R_\infty}{4} I_w = \frac{\sqrt{3}}{2} U_m \quad I_w = \frac{G_\infty}{4} U_w = \frac{\sqrt{3}}{2} I_m \quad (5)$$

Den größten Betrag des differentiellen *negativen* Widerstandes bzw. Leitwertes erhält man am Arbeitspunkt U_w, I_w :

$$\left. \frac{dU}{dI} \right|_{I=I_w, U=U_w} = -\frac{R_\infty}{8} = -\frac{R_m(I_m)}{4} \quad \left. \frac{dI}{dU} \right|_{U=U_w, I=I_w} = -\frac{G_\infty}{8} = -\frac{G_m(U_m)}{4} \quad (6)$$

In der Realität ist das Oxidvolumen nur über einen temperaturkonstanten Serienwiderstand R_S zugänglich, der dualen Symmetrie wegen wird bei der Kennlinie $I = G(U)U$ ein temperaturkonstanter Parallelleitwert G_P hinzugefügt.

$$U = R_\infty I \left(\frac{1}{1 + \alpha R_{th} R_\infty I^2} + \frac{R_S}{R_\infty} \right) \quad I = G_\infty U \left(\frac{1}{1 + \alpha R_{th} G_\infty U^2} + \frac{G_P}{G_\infty} \right) \quad (7)$$

Die symmetrische Struktur der Gleichungen in den vorangehenden Berechnungen legt es nahe, durch geeignete Normierungen eine einheitliche Beschreibung der beiden Fälle $R(\theta)$ und $G(\theta)$ zu erreichen. Für die unabhängigen Variablen soll gelten

$$X = I \sqrt{\alpha R_{th} R_\infty}, \quad x(t) = i(t) \sqrt{\alpha R_{th} R_\infty}, \quad X = U \sqrt{\alpha R_{th} G_\infty}, \quad x(t) = u(t) \sqrt{\alpha R_{th} G_\infty}, \quad (8)$$

und die abhängigen Variablen seien definiert durch

$$Y = 2U \sqrt{\frac{\alpha R_{th}}{R_\infty}}, \quad y(t) = 2u(t) \sqrt{\frac{\alpha R_{th}}{R_\infty}}, \quad Y = 2I \sqrt{\frac{\alpha R_{th}}{G_\infty}}, \quad y(t) = 2i(t) \sqrt{\frac{\alpha R_{th}}{G_\infty}}. \quad (9)$$

Außerdem werden die folgenden Abkürzungen vereinbart: $K = R_S/R_\infty$ bzw. $K = G_P/G_\infty$; damit ergibt sich eine einheitliche Schreibweise der *statischen* Strom-Spannungskennlinien Gln. (7).

$$Y = 2X \left(\frac{1}{1 + X^2} + K \right) \quad (10)$$

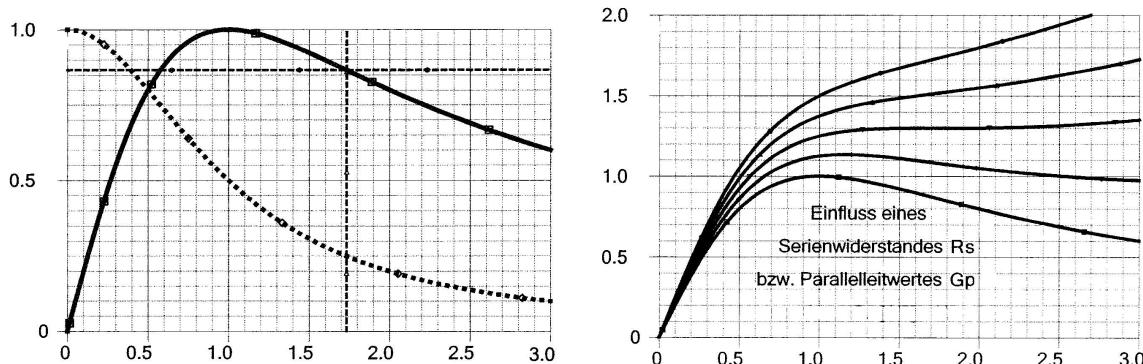


Abbildung 6: *Links:* Durchgezogene Linie Gl. (10) $Y = f(X, K = 0)$, gestrichelte Linien Koordinaten des Wendepunktes $X_w = \sqrt{3}$, $Y_w = \sqrt{3}/2$, punktierte Linie $Y/2X = R(I)/R_\infty = G(U)/G_\infty$ für $K = 0$. *Rechts:* Gl. (10) $Y = f(X)$ für $K = 0 \dots [1/16] \dots 1/4$. Wenn man die Kurven an der Winkelhalbierenden $Y = X$ spiegelt, ergeben sich Verläufe, welche den Strom-Spannungs-Kennlinien in den Abbildungen 2(a), (b) und 3(a) sehr ähnlich sind.

$$\begin{aligned} \frac{dY}{dX} &= 2 \left(\frac{1}{1 + X^2} + K \right) - \frac{4X^2}{(1 + X^2)^2} = 2 \left(\frac{1 - X^2}{(1 + X^2)^2} + K \right) \\ \frac{dY}{dX} &= 0 \quad \text{für} \quad X_m^2 = \frac{1 - 2K - \sqrt{1 - 8K}}{2K} = \frac{2(1 + K)}{1 - 2K + \sqrt{1 - 8K}} \end{aligned}$$

Das Maximum wandert von $X_m = 1$ für $K = 0$ hin zu größeren X -Werten für $K > 0$. Für $K \geq 1/8$ gibt es in dem Verlauf von $Y = f(X)$ keinen Extremwert mehr.

$$\frac{d^2Y}{dX^2} = -4X \frac{3-X^2}{(1+X^2)^3} = 0 \quad \text{für } X_w^2 = 3$$

$$\left. \frac{dY}{dX} \right|_{X=X_w} = 2 \left(K - \frac{1}{8} \right) \leq 0 \quad \text{für } K \leq \frac{1}{8}; \quad X_m^2 = X_w^2 = 3 \quad \text{für } K = \frac{1}{8}$$

Der Parameter K hat keinen Einfluss auf die Lage des Wendepunktes $X_w = \sqrt{3}$; die negative Steigung $dY/dX < 0$, d.h. der negative differentielle Widerstand bzw. Leitwert, verschwindet für $K \geq 1/8$. Mit den Normierungen Gln. (8) und (9) und der zusätzlichen Definition $z(t) = \alpha \theta(t)$ lauten die nichtlinearen Systemgleichungen (2)

$$\tau_{th} \frac{dz(t)}{dt} + z(t) = (1 - z(t))x^2(t), \quad y(t) = 2(1 - z(t))x(t). \quad (11)$$

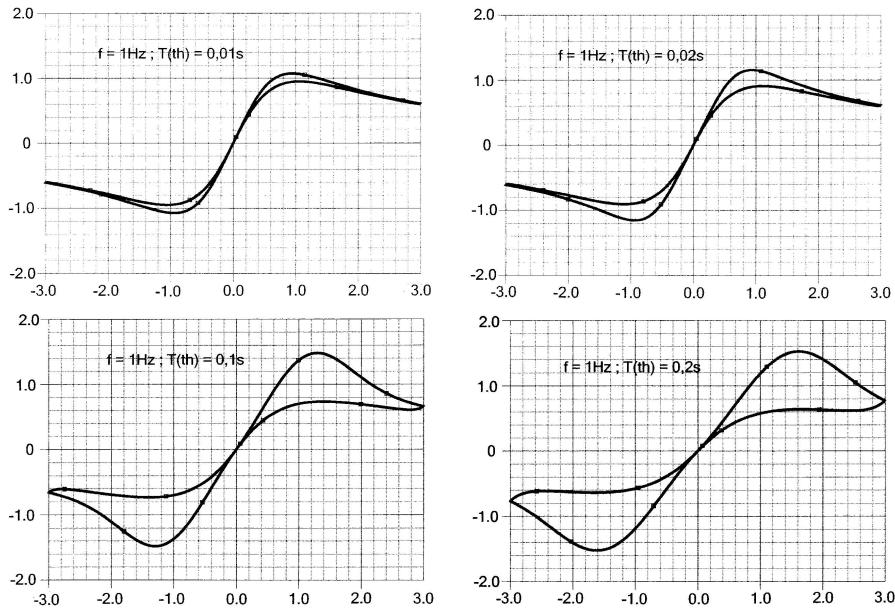


Abbildung 7: Lissajous-Figuren, d.h. zeitfreie Darstellung der Funktion $y(t) = f(x(t))$, Gl. (11), bei periodischer Anregung $x(t) = x(t \pm T)$, $T = 1\text{s}$ bzw. $f = 1\text{Hz}$ mit der Amplitude $\hat{x} = 3$; $x(t)$ ist eine symmetrische Dreieckschwingung. Parameter in den Darstellungen ist die thermische Zeitkonstante $\tau_{th} = 0,01\text{s}; 0,02\text{s}; 0,1\text{s}; 0,2\text{s}$; für $\tau_{th} \rightarrow 0$ erhält man die statische Kennlinie Gl. (10).

Für $K = 0$ soll die Dynamik des Systems Gl. (11) unter *Kleinsignalbedingungen* am Arbeitspunkt $X_w = \sqrt{3}$, $Y_w = \sqrt{3}/2$, $Z_w = 3/4$, dem Wendepunkt von Gl. (10), untersucht werden. Die zeitabhängigen Größen $x(t)$, $y(t)$ und $z(t)$ enthalten einen Gleichanteil und einen harmonischen Wechselanteil.

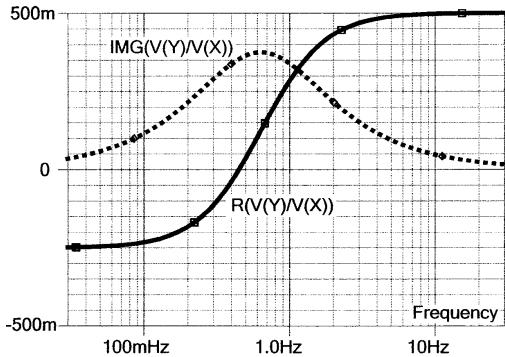
$$x(t) = \sqrt{3} + \tilde{x}(t), \quad y(t) = \sqrt{3}/2 + \tilde{y}(t), \quad z(t) = 3/4 + \tilde{z}(t) \quad (12)$$

Damit ergeben sich aus den Gln. (11) die linearisierten Systemgleichungen zu

$$\tau_{th} \frac{d\tilde{z}(t)}{dt} + 4\tilde{z}(t) = \frac{\sqrt{3}}{2} \tilde{x}(t), \quad \tilde{y}(t) = \frac{1}{2} \tilde{x}(t) - 2\sqrt{3} \tilde{z}(t), \quad (13)$$

und mit $\tilde{x}(t) = \operatorname{Re}\{\underline{X} \exp(j\omega t)\}$, $\tilde{y}(t) = \operatorname{Re}\{\underline{Y} \exp(j\omega t)\}$ und $\tilde{z}(t) = \operatorname{Re}\{\underline{Z} \exp(j\omega t)\}$ erhält man aus den Gln. (13) die komplexen Frequenzgänge $\underline{Z}/\underline{X}(j\omega)$ und $\underline{Y}/\underline{X}(j\omega)$:

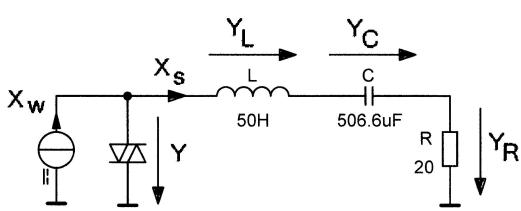
$$\underline{Z} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\underline{X}}{4 + j\omega\tau_{th}}, \quad \underline{Y} = \frac{-2 + j\omega\tau_{th}}{2(4 + j\omega\tau_{th})} \underline{X} = \frac{-8 + (\omega\tau_{th})^2 + 6j\omega\tau_{th}}{2(16 + (\omega\tau_{th})^2)} \underline{X} \quad (14)$$



In der nebenstehenden Grafik ist der Realteil $\text{Re}\{\underline{Y}/\underline{X}\}$, durchgezogene Linie, und der Imaginärteil $\text{Im}\{\underline{Y}/\underline{X}\}$, mit punktierter Linie dargestellt. Der Imaginärteil ist immer positiv, also induktiv, wenn $\underline{Y}/\underline{X}$ ein komplexer Widerstand ist, und kapazitiv bei einem komplexen Leitwert. Für tiefe Frequenzen $\omega \rightarrow 0$ erreicht der Realteil den Grenzwert

$$\text{Re}\{\underline{Y}/\underline{X}\}_{\omega=0} = d\underline{Y}/d\underline{X}|_{X=X_w} = -1/4$$

Der Realteil wechselt das Vorzeichen bei $\omega\tau_{th} = 2\sqrt{2}$; eine Verminderung der Dämpfung von Schwingkreisen oder eine Schwingungserzeugung kann man nur für Frequenzen $f < (\sqrt{2}/\pi)/\tau_{th} = 0,45/\tau_{th}$ erreichen.



Gl. (8) normierte Ströme, Y , Y_C , Y_L , Y_R sind gemäß Gl. (9) normierte Spannungen; der eingeprägte, normierte Gleichstrom X_W definiert auf der *statischen* Kennlinie Gl. (10) den Wendepunkt (X_W, Y_W) als Arbeitspunkt. Bild 8 zeigt PSpice-Simulationen des Serienkreis-Oszillators.

Das Schaltbild zeigt einen Serienschwingkreis, Resonanzfrequenz $f_0 = 1/2\pi\sqrt{LC} = 1 \text{ Hz}$, Güte $Q = \sqrt{L/C}/R \approx 16$. Das DIAC-Schaltkreissymbol repräsentiert den temperaturabhängigen *Widerstand*, in normierter Form beschrieben durch die Gln. (11), der den Schwingkreis entdämpfen und zu Dauerschwingungen anregen wird. X_W , X_S sind gemäß

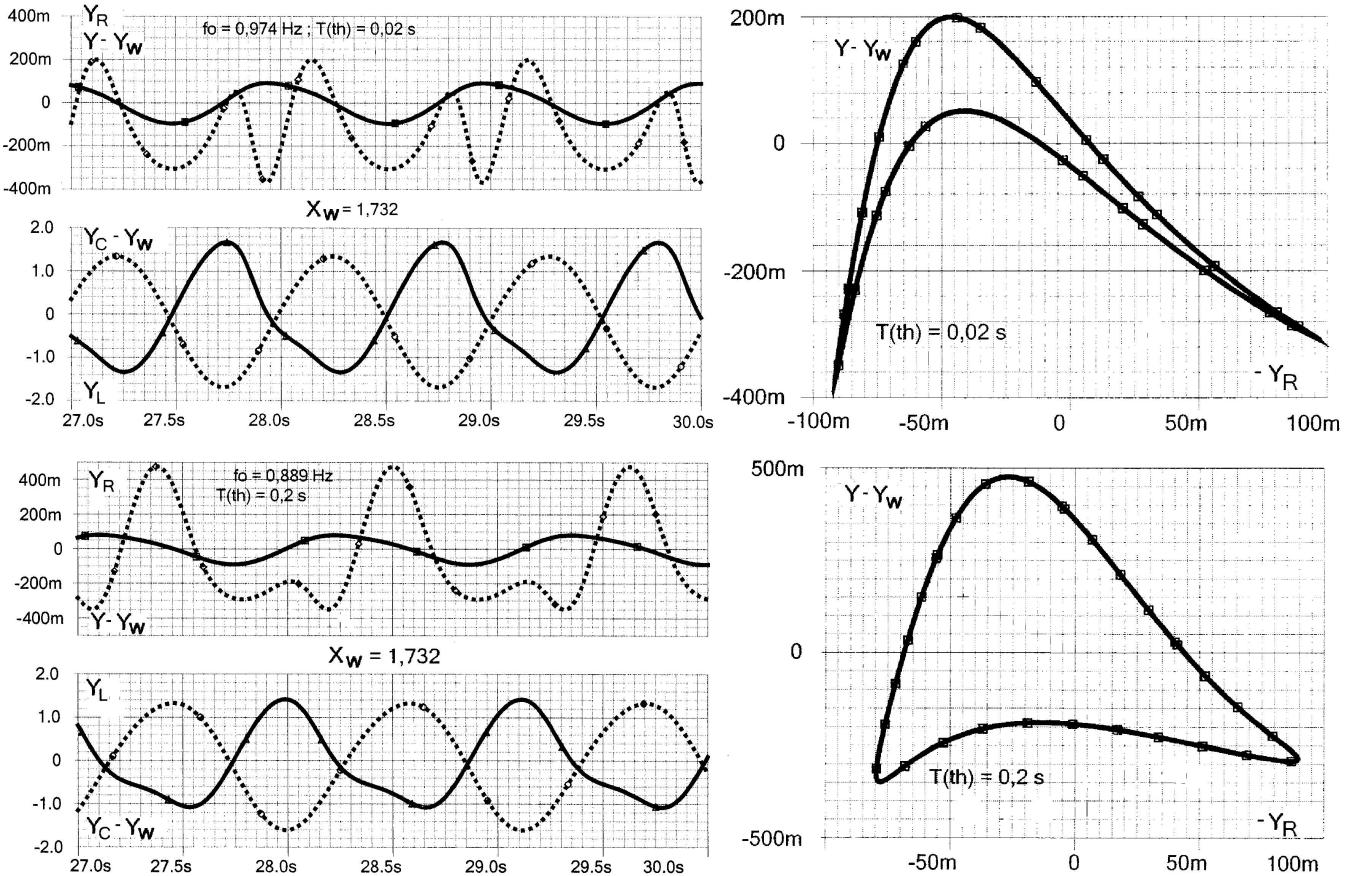


Abbildung 8: Serienkreis-Oszillator, obere Bildhälfte $\tau_{th} = 0,02 \text{ s}$, $f\tau_{th} = 0,0195$, untere Bildhälfte $\tau_{th} = 0,2 \text{ s}$, $f\tau_{th} = 0,178$. In den Bildhälften ist jeweils *links oben* durchgezogene Linie Y_R , Spannung am Widerstand R , punktiert $Y - Y_W$ Spannung am temp. abh. Widerstand, *links unten* durchgezogene Linie Y_L , Spannung an der Spule, punktiert $Y_C - Y_W$ Spannung am Kondensator; *rechts* dynamische Aussteuerung des temp. abh. Widerstandes $Y - Y_W = f(-X_S) = f(-Y_R R_\infty / 2R)$, Lissajous-Figur, bezogen auf den Wendepunkt (X_W, Y_W) der statischen Kennlinie.

1.2 W.Torikata, u. a., 1912

Brit. Pat. Nr. 10 823, 7th May 1912, W.Torikata, E.Yokoyama, M.Kitamura
 Improvements in Oscillation-gaps or Dischargers for use in Radio-telegraphy, Radio-telephony, and like purposes.

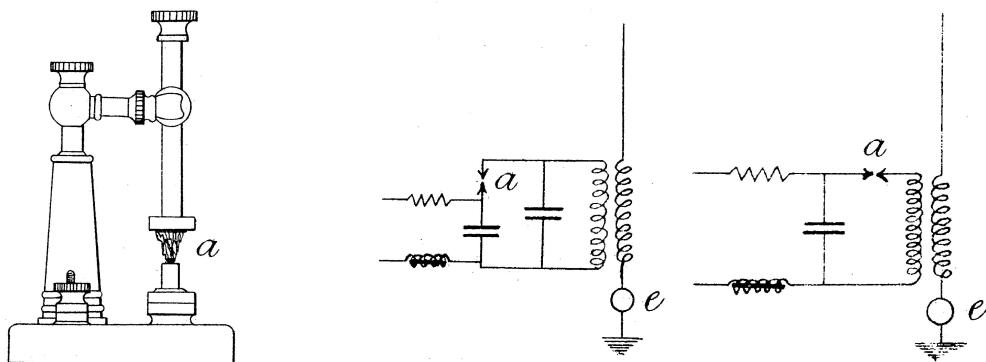


Abbildung 9: *Links:* Mechanischer Aufbau des „Lichtbogens“ mit verschwindend kleinem Elektrodenabstand. Obwohl sich die Elektroden praktisch berühren^{*)}, wird der „Lichtbogen“ niemals kurzgeschlossen und erzeugt kontinuierlich gleichförmige Schwingungen. In der Patentschrift finden sich keine Angaben über die Stromstärke und die Brennspannung des Lichtbogens (die sicher von dem verwendeten Elektrodenmaterial abhängig sind, siehe Tabelle) und auch nicht darüber, ob der „Lichtbogen“ überhaupt sichtbar ist, oder ob eine Lichterscheinung von den glühenden Kontaktstellen herröhrt. ^{*)} Eine mechanische Nachstellautomatik wie beim Kohle-Bogen ist deshalb nicht nötig.
Rechts: Lichtbogensender, zwei von drei in der Patentschrift angegebenen Schaltungen. Die Betriebs-Gleichspannung wird dem Lichtbogen über einen Serienwiderstand und eine Drossel zugeführt. Die Modulation des Senders durch Telefonie oder Telegrafie geschieht dadurch, dass der Antennenstrom durch ein bei „e“ in Serie geschaltetes Mikrofon oder eine Morsetaste gesteuert wird. Die Bilder sind Kopien von Fig. 1, Fig. 2 und Fig. 4 der Patentschrift.

Verwendete Elektrodenmaterialien; diejenigen Materialpaarungen sind besonders geeignet, die auch als Gleichrichter beim Empfang elektromagnetischer Wellen gut funktionieren.

Original	Deutsch	Chem. Formel	Original	Deutsch	Chem. Formel
silicon	Silizium	Si	ferro-silicon	??	?
caborundum	Siliziumkarbid	SiC	boron	Bor	B
graphite	Grafit	C	meteoric iron	Meteoreisen	Fe
magnetite	Magnetit	Fe ₃ O ₄	iron pyrite	Eisenkies	FeS ₂
copper pyrite	Kupferkies	Cu ₂ S·Fe ₂ S ₃	bornite	Buntkupfererz	Cu ₃ FeS ₃
molybdenite	??	MoS ₂	marcasite	??	?
native copper	reines? Kupfer	Cu			

In der Patentschrift wird noch erwähnt, dass wegen der Hitze, die an der Kontaktstelle der Elektroden entsteht, diejenigen Materialen die besten Resultate ergeben, welche wie Silizium, Siliziumkarbid u. a. im Schmelzofen erzeugt werden.

Zur Bewertung: Die Lichtbogenkennlinie, die hier zum Betrieb einer *Senderstufe* eingesetzt wird, kann man im Prinzip zweifellos auch zur Dämpfungsverminderung eines *Empfänger-Schwingkreises* benutzen, aber um welchen Preis: Die zuzuführende Gleichstromleistung wird schätzungsweise 100 W oder mehr betragen müssen, um einen Arbeitspunkt auf dem fallenden Ast der Strom-Spannungs-Kennlinie einzustellen. Es ist deshalb schwer verständlich, dass dieses Patent – das hier nur der Vollständigkeit wegen angeführt wird – in einigen Veröffentlichungen zitiert wird, die sich ausschließlich mit dem schwingenden Kristall-Detektor in Empfänger-Schaltungen beschäftigen.

1.3 G.W.Pickard, 1919

- [a] G.W.Pickard How I Invented the Crystal Detector
Electrical Experimenter, August 1919, S 325, 360
- [b] G.W.Pickard The Discovery of the Oscillating Crystal
Radio News, January 1925, S 1166, 1270
- [c] A.Douglas The crystal detector
By 1920, G.W.Pickard had tested 31 250 possible combinations of materials in search of a practical detector
IEEE spectrum, April 1981, S 64 – 67

Eccles, Abschnitt 1.1, äußert in seiner Antwort auf die Leserzuschrift von Sutton in der Zeitschrift „The Electrician“ vom 16. Dezember 1910, siehe Bild 6, Seite 12, die Vermutung, dass jeder, der mit Detektoren gearbeitet hat, das Phänomen der schwingenden Kristalldetektoren eigentlich bemerkt haben müsse. G.W.Pickard ist unter den Radiopionieren ohne Zweifel derjenige, der sich sehr gründlich mit Fleiß und Ausdauer mehr als 10 Jahre lang, 1902 – 1915, mit der Untersuchung von brauchbaren Detektormaterialien beschäftigt hat.¹ Die Ergebnisse dieser Arbeiten führten zu einer beachtlichen Reihe von Patentanmeldungen, die in der Tabelle 1 sicher nicht alle aufgelistet sind. In der Literaturstelle [b] stellt Pickard rückblickend fest (in sinngemäßer deutscher Übersetzung): „Meine Erfahrung zeigt mir, dass es sehr einfach ist, etwas zu übersehen, was einem buchstäblich vor der Nase liegt. Einige Jahre früher als Eccles habe ich mit Kristallen mit parallelgeschalteten Serienschwingkreisen experimentiert; ich habe auch die Zunahme der Demodulationsempfindlichkeit festgestellt, wenn man den Detektor mit einer Vorspannung betreibt, aber ich habe nicht nach Schwingungen gesucht und habe sie damals auch nicht (zufällig) gefunden.“.

US Patent Nr.	Datum	Detektormaterialien
836 531	20. Nov. 1906	Silizium-Metall Kontakt
877 451	21. Jan. 1908	Silizium-Kupfer Kontakt. Das Patent ist eine Ergänzung und Erweiterung zum Pat. Nr. 836 531. Durch den mechanischen Aufbau wird ein „substantially perfect electrical contact“ erzeugt, der ohne empfindliche Justierungen mechanische und elektrische Stabilität gewährleistet. $P_{NF} \approx 0,1 P_{HF}$
886 145	28. Apr. 1908	Zinkoxid, ZnO, „gehört zu der Klasse von elektrischen Leitern, welcher ich den Namen <i>Perikon</i> gegeben habe.“ Zinkoxidpulver wird im Lichtbogen geschmolzen, man erhält eine kristalline, leitfähige Substanz von gelblicher bis weißlicher Färbung. Zinkoxid ist als Detektor wirksam mit praktisch jedem anderen elektrischen Leiter wie z.B. Messing.
888 191	19. Mai 1908	Silizium-Messing Kontakt
904 222	17. Nov. 1908	Molybdenit (MoS_2)-Kupfer Kontakt
912 613	16. Feb. 1909	Siliziumkarbid (SiC)-Metall Kontakt. Verbesserung des von Dunwoody 1906, US Patent Nr. 837 616, angegebenen Detektors. Pickard verwendet hexagonale, durchscheinende Kristalle, Durchmesser 2,5 mm, Dicke 0,5 mm.
912 726	16. Feb. 1909	Rotes Zinkoxid mit rauher Oberfläche-Chalcopyrit Kontakt
933 263	7. Sept. 1909	<i>iron pyrite</i> , Eisenkies, FeS_2 -Metall Kontakt. Patentgegenstand ist eine mechanische Anordnung, die eine sehr feinfühlige, gegenüber Erschütterungen unempfindliche Kontaktjustierung erlaubt.
1 118 228	24. Nov. 1914	Patentgegenstand ist eine aufwendige Detektorkristallhalterung. Außerdem werden 250 Substanzen aufgelistet, deren Kombinationen (31 250!) mehr oder weniger wirksame Detektoren ergeben. Besonders hervorgehoben wird Zinkoxid mit Schwefel-Kupfer-Verbindungen (Detektorwirksamkeit in abnehmender Reihenfolge) wie bornite, chalcocite, stromeyrite, chalcopyrite, cuproplumbite, cubanite, covellite, und Zinkoxid mit folgenden Schwefel-NichtKupfer-Verbindungen galena, iron pyrite, molybdenite.
1 136 044	2. Apr. 1915	Silizium-Arsen oder Antimon Kontakt, rauhe Oberflächen.

Tabelle 1: Vermutlich unvollständige Liste der Kristalldetektor Patente von G.W.Pickard. Die Titel der Patentschriften offenbaren nur in äußerst seltenen Fällen etwas vom tatsächlichen Inhalt der Patente, diese Feststellung trifft nicht nur bei Pickard zu.

¹George W. Pierce, der selbst ausführliche Untersuchungen an Kristallen durchgeführt hat, bezeichnet die Arbeit von Pickard als „äußerst fruchtbar“. Principles of Wireless Telegraphy, McGraw-Hill Book Company, 1910, S 160 f

31,250 Crystal Detectors Invented.
A list of the several thousand materials I have tested would make dry reading. Suffice it to say that I have found some two hundred and fifty minerals and furnace products which make operative detectors, either against metallic contacts, or in combination with other minerals. The possible combinations of these two hundred and fifty substances, amounting to some 31,250 pairs, have all been tested by me, or by my assistants, and many hundred useful pairs have been found.

Oscillating Crystal Detectors.

The last word on crystal detectors and their uses has yet to be written. For example, it may be of interest to know that they can be made to OSCILLATE, under proper circuit conditions, and I have found it possible to receive intelligible signals from UNDAMPED wave stations across the Atlantic, on a simple contact between a fragment of galena and a fine wire.

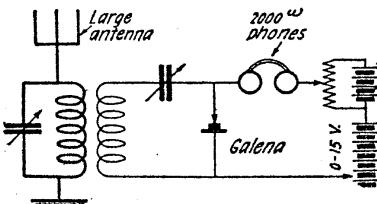
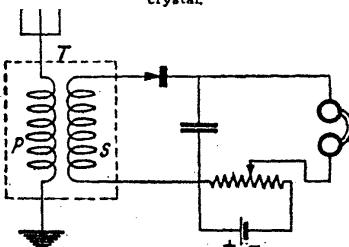


Fig. 3

The circuit employed by Dr. Pickard in his successful experiment to receive the undamped wave signals from POZ by the use of a crystal.



A copy of the circuit contained in the patent issued to Dr. Pickard on Oscillating Crystal Circuits.

(a)

(b)

(c)

Abbildung 10: (a) Kopie der letzten zwei Textpassagen aus der Literaturstelle [a]. (b) Die zwei Empfänger-Schaltungen sind Kopien aus der Literaturstelle [b]. Die untere Schaltung, die in [b] nicht mit einer Bildnummer versehen ist, soll gemäß der Bildunterschrift Bestandteil einer Patentanmeldung von Pickard sein. (c) Zusammenstellung von kopierten Textpassagen aus der Literaturstelle [b].

Pickard hat mit schwingenden Kristalldetektoren erfolgreich experimentiert, das teilt er in den Textstellen [a] und [b] mit. In [a], Bild 10(a), schreibt Pickard, dass er mit einem schwingenden Detektor, der aus Bleisulfid (Galena) und einem dünnen Kontaktdraht bestand, ungedämpfte Wellen (im Gegensatz zu gedämpften Wellen der älteren Funkensender) von europäischen Telegraphiestationen in den USA empfangen habe. Außer mit Bleisulfid hat Pickard auch mit Silizium, geschmolzenem Zinkoxid und Pyrit(?) Schwingungen erzeugen können. In [b], Bild 10(c), schildert er die Transatlantikverbindung etwas genauer: Im Jahr 1915 hat Pickard Signale der deutschen Telegrafiestation Nauen (POZ) mit einem rückgekoppelten Röhrenempfänger (Schwingaudion, Autodyn) aufgenommen; es gelang ihm, diesen Erfolg mit einem Empfänger zu wiederholen, der aus einem separaten Kristalloszillator als Überlagerer (Beat Frequency Oscillator) und einem zweiten Kristall als Detektor bestand. Einige Tage später hat Pickard die Station Nauen mit einem Kristall-Autodyn empfangen können, d.h. der Kristall arbeitete als Oszillator *und* als Detektor, wie es in Fig. 3, Bild 10(b) oben dargestellt ist.

Die Literaturstelle [b] bietet zwar viele Informationen, gibt aber auch mit dem Bild 10(b) unten ein Rätsel auf. Gemäß der Bildunterschrift sollte es ein Pickard Patent mit dem Titel bzw. mit dem Inhalt „oscillating crystal circuits“, also „schwingende Kristall-Schaltkreise“ geben. Vom Patentamt kann man nur dann die Kopie einer Patentschrift erhalten, wenn man die Patentnummer angeben kann; aber genau diese Angabe fehlte in der vorhandenen Literatur von und über Pickard. Wenn ein solches Patent existierte, dann müsste es in dem Zeitraum 1915 – 1925 eingereicht, aber nicht notwendig zugeteilt worden sein; man brauchte also eine Liste aller Pickard Patente aus dieser Zeit.

Den weitaus größten Teil der Sucharbeit in dieser Angelegenheit haben die folgenden Mitglieder (in alphabetischer Reihenfolge) der ANTIQUE WIRELESS ASSOCIATION geleistet, denen auch hiermit Dank abgestattet werden soll: Stan Avery, Claude J. Dellevar, Alan S. Douglas (Autor von [c]), Edward M. Gable und David W. Kraeuter. David W. Kraeuter ist Herausgeber des Buches
▷ Radio Patent Lists and Index, 1830 – 1980, The Edwin Mellen Press, 2001, ISBN: 0-7734-7520-6. Dieses Werk enthält auf 608 Seiten aufgelistet die Patente von 100 amerikanischen und britischen Rundfunk- und Fernsehpionieren. Aus diesem Buch hat Herr Kraeuter eine Zusammenstellung, Patentnummer und Titel der Patentschrift, der rund 100 Patente von Pickard zur Verfügung gestellt. Alle dadurch nun möglichen Nachforschungen haben allerdings leider *keinen* Hinweis auf die Existenz eines Pickard-Patents über schwingende Kristalldetektoren ergeben.

I repeated the Eccles experiments with the galena detector...

and then I used silicon, zincite fused zinc oxide and pyrite. In each case I was more or less successful in producing sustained oscillations. In all cases, of course, a condition of oscillation was obtained only after careful adjustment of the contact point on the detector and experimentation with the voltage applied across the crystal in order that it could be worked on the proper portion of the characteristic curve. As Eccles pointed out, the conditions under which the crystal produced sustained oscillation were practically the same as those necessary for the operation of the Poulsen arc. ...

After hearing Nauen signals on a regenerative tube set in 1915, I attempted to duplicate that feat with the use of a separate crystal oscillator used to heterodyne the signals, and a second crystal to act as a detector. After several hours' work I was rewarded by faint, though readable signals. Following up this experiment, a few days later I succeeded in receiving this station on an autodyne crystal circuit, that is, by using the same crystal as oscillator and detector. The circuit used in this experiment is shown in Fig. 3. It will be noted that this circuit is the same, in its essential characteristics, as that used by Eccles and later by Lossev.

Über seine Erfindungen auf dem Gebiet der Kristalldetektoren hat Pickard anscheinend in nur sehr wenigen Zeitschriftenaufsätzen seine Fachkollegen informiert, in seinem zweiten Forschungsgebiet dagegen war er weitaus mitteilungsfreudiger: Im Zeitraum 1910 – 1940 hat Pickard in den Proceedings IRE in 20 Beiträgen über seine Beobachtungen von tages- und jahreszeitlichen Schwankungen in den Eigenschaften der Funkübertragungsstrecken in den einzelnen Frequenzbereichen berichtet.

44

Q S T March, 1920

Did you ever hear of an oscillating crystal? Mr. G. W. Pickard, of the Wireless Specialty Apparatus Co., has done it, and here's the hook-up. The secret is the nine volts at the potentiometer. CW is received by heterodyne beats in the usual manner. The Editor would like to know what results are had with this hookup.

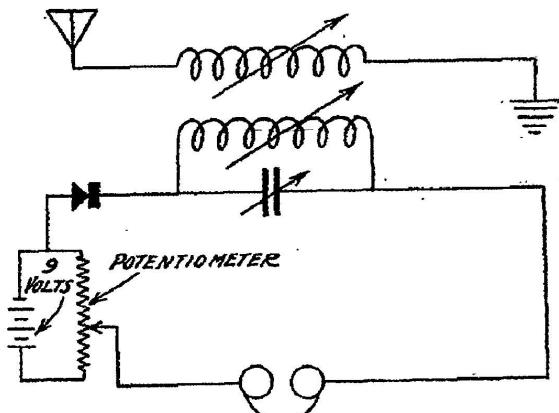
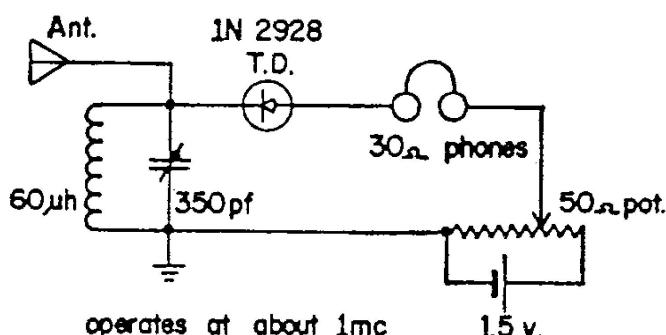


Abbildung 11: Diese knappe Notiz in der amerikanischen Funkamateure-Zeitschrift QST, März 1920, S 44, wurde dort auch im November 1960, S 49, zusammen mit einem kurzen Kommentar von H.R.Hyder und nochmals im Mai 1972, S 56, mit einer Anmerkung von W.B.Gould reproduziert. Leider fehlt die wesentliche Information nämlich, welche Detektormaterialien verwendet wurden. Die Vorspannungsquelle kann auch damals 1920 kaum als „Geheimnis“ angesehen worden sein, denn eine Reihe von Detektormaterialien wie z.B. SiC (Siliziumkarbid) erforderten für optimale Demodulation eine Vorspannung.

Das Schaltbild ist nicht in der Literaturstelle [a] enthalten, es muss also aus einem Beitrag von oder über Pickard aus einer weiteren amerikanischen Fachzeitschrift für Rundfunktechnik von Anfang 1920 oder früher reproduziert worden sein.



Pickard's regenerative detector with T.D.

Abbildung 12: Schaltbild entnommen aus der Leserzuschrift: R.W.Burhans, Pickard's Regenerative Detector, Proc. IRE, (September 1961), S 1447 – 48; Fig. 1. Burhans zitiert als einzige Quelle „G.W.Pickard, Oscillating Detector, QST, vol. 4, pp. 44; March 1920.“ Zur Dämpfungsverringerung bzw. Entdämpfung des Parallelschwingkreises und zur Demodulation ist hier eine Tunneldiode (T.D.) eingesetzt, die eine Dynatronkennlinie besitzt. Im Text heißt es weiterhin in sinngemäßer deutscher Übersetzung: „Bei den Schwingungen, die Pickard beobachtet hat, ist es auch möglich, dass die für die Schwingungserzeugung erforderliche negative Steigung der Strom-Spannungskennlinie des Kristalldetektors sowohl vom Injektions-Durchbruch-Phänomen als auch vom quantenmechanischen Tunneleffekt herrühren könnte. Wir haben den Injektions-Durchbruch mit natürlich vorkommenden Eisenpyrit-Kristallen in alten Detektoraufbauten (Kristall in einer Halterung mit federnd aufgesetztem dünnen Draht) feststellen können.“

Im Gegensatz zur Dynatronkennlinie der Tunneldiode ist die Strom-Spannungskennlinie des Injektions-Durchbruchs vom Lichtbogen-Typ.

1.4 O.V.Lossev, 1924

- [a] V.Gabel The Crystal as a Generator and Amplifier
The Wireless World and Radio Review, October 1, 1924, S 2 – 5
The Wireless World and Radio Review, October 8, 1924, S 47 – 50
- [b] O.V.Lossev Oscillating Crystals
The Wireless World and Radio Review, October 22, 1924, S 93 – 96
- [c] O.V.Lossev Générateur-Amplificateur sans lampe
Radioélectricité, Nov. 10, 1924, S 433 – 436
- [d] O.V.Lossev Luminous Carborundum Detector and Detection Effect and
Oscillations with Crystals
(Die im Text erwähnten Bilder sind vermutlich am Ende von No. 39 zu finden.)
Phil. Mag., Series 7, Vol. 6, No. 39, Nov. 1928, S 1024 – 1044
- [e] O.V.Lossev Der Krystadyne
Zeitschrift für Fernmeldetechnik, Werk- und Gerätebau, 6. Jahrg. (1925), 9. Heft, S 132 – 134
- [f] O.V.Lossev Oszillierende Kristalle
Zeitschrift für Fernmeldetechnik, Werk- und Gerätebau, 7. Jahrg. (1926), 7. Heft, S 97 – 100

Lossevs Entdeckung des schwingenden Kristalldetektors kam sicher gerade zum richtigen Zeitpunkt, aber nur durch einen glücklichen Umstand hat die „Welt“ davon auch Kenntnis erhalten. Lossev wie auch seine Kollegen haben ihre Forschungsergebnisse in russischer Sprache veröffentlicht in der Zeitschrift „T. i T. b. p.“ (Telegrafia i Telefonia bez provodov), ‚Drahtlose Telegraphie und Telefonie‘, herausgegeben vom staatlichen Radio-Laboratorium der UdSSR, Prof. Lebedinski, in Nijny Novgorod. Russisch als Fremdsprache war unter Naturwissenschaftlern und unter naturwissenschaftlich technisch interessierten Laien in Westeuropa eher selten anzutreffen. Beispiel: Im „Jahrbuch der Elektrotechnik, 1926, einer Übersicht über die wichtigeren Erscheinungen auf dem Gesamtgebiet der Elektrotechnik“, herausgegeben von K. Strecker, haben renommierte Fachleute die Jahresbände von rund 160 Fachzeitschriften aus Deutschland, England, Amerika, Frankreich, Italien und Schweden gesichtet und daraus eine Literaturschau zusammengestellt, man sucht dort aber vergeblich nach Beiträgen aus russischen Publikationen.

Es ist äußerst wahrscheinlich, dass der französische Autor I.Podliaski die Originalveröffentlichungen von Lossev in russischer Sprache als erster und vermutlich auch als einziger Westeuropäer gelesen hat und, dass er auch die Bedeutung der beschriebenen Entdeckung richtig eingeschätzt hat. Jedenfalls ist sein Bericht über den schwingenden Kristalldetektor in der Zeitschrift Radioélectricité derjenige mit dem frühesten Erscheinungsdatum, Abschnitt 2.3, und er ist damit auch der mögliche Auslöser der Berichterstattungslawine, siehe Abschnitt 2. Der nächste in der Kettenreaktion ist H.S.Pocock, Abschnitt 2.2, der sich in seinem Beitrag *Oscillating and Amplifying Crystals* in dem englischen Magazin ‚Wireless World and Radio Review‘ ausdrücklich auf Podliaski bezieht. Darüber hinaus ist es praktisch unmöglich und letztlich auch müßig zu ermitteln, wer in der Folge wann welche Information aus welcher Quelle entnommen hat, zumal die Autoren in den Publikationen für Radioamateure und Funkbastler ihre Quellen meistens nicht zu nennen pflegen. Unter den vielen Berichten über Lossevs Erfindung stellen die Veröffentlichungen von Lossev selbst bzw. die von ihm autorisierten Veröffentlichungen in englischer, französischer und deutscher Sprache die „echten“ Informationen dar. V.Gabel, [a], ist als Autor in die Literaturliste oben mit aufgenommen, weil er eng mit Lossev zusammengearbeitet hat.

Lossev, [d], hat *zwei* Halbleiter-Effekte¹ entdeckt und beschrieben, (die quantitativ heute nur schwer reproduziert werden könnten, weil die chemische Zusammensetzung der verwendeten Substanzen, insbesondere aber die Konzentration (Dotierung) der Fremdstoffe in den damals gut funktionierenden Proben und letztlich die Probenabmessungen nicht bekannt sind):

- 1) *Kaltes* (im Gegensatz zum Glühlicht), farbiges (blau-grün bis gelb je nach anliegender Spannung) Leuchten an Siliziumkarbid-Stahl-Kontakten und
- 2) Strom-Spannungs-Kennlinien mit Lichtbogen-Charakter an Zinkoxid-Kohle- und Zinkoxid-Stahl-Kontakten, nur davon soll im weiteren die Rede sein.

¹H.E.Stockman wies in seiner Leserzuschrift ‚Oscillating Crystals‘ an die Zeitschrift Wireless World, 87, (Mai 1981), Nr. 1544, Seite 59, darauf hin, dass beide Entdeckungen bereits mehr als 10 Jahre vor Lossev beschrieben wurden: Über schwingende Kristalldetektoren hat Eccles 1910 berichtet (Abschnitt 1.1, Bild 6, Seite 12), und das Leuchten von Siliziumkarbid hat H.J.Round beobachtet und in einer kurzen Notiz ‚A Note on Caborundum‘ in der Zeitschrift Electrical World, 9. Februar 1907, mitgeteilt.

Lossev hat mehr als 50, [c], S 96, bzw. mehr als 80, [d], S 1041, verschiedene, natürlich vorkommende Mineralien auf ihre Eignung als schwingende Detektoren hin untersucht, außer Zinkit (Zinkoxid, ZnO) erwies sich nur noch Zinnstein (Zinnoxid, SnO₂) als gut geeignet, [d], S 1041.² Zinkit, geschmolzen im Lichtbogenofen zusammen mit Mangandioxid, MnO₂, erhöht die Leitfähigkeit der Probe und ergibt Kontakte, die stabile Schwingungen erzeugen. Gabel, [a], S 2, stellt fest, dass der Zinkoxid-Kohle-Kontakt am besten arbeitet, den Zinkoxid-Stahl-Kontakt bezeichnet er als zufriedenstellend. Leider findet man keine Angaben zur Herstellung des Zinkoxid-Kohle-Kontaktes. In Lossevs Biografie heißt es, er habe mit diesen Kontakten bereits experimentiert, noch bevor er in dem staatlichen Radio-Laboratorium angestellt war, und zwar habe er den Kontakt aus dem Kohlefaden einer ausgebrannten Kohlefaden-Glühlampe gebildet. Es ist denkbar, dass man den Kohlekontakt aus Kohlebürsten von Kollektormotoren herstellen könnte, aber dazu liefert die gesamte Literatur im Abschnitt 2 keinen Hinweis.

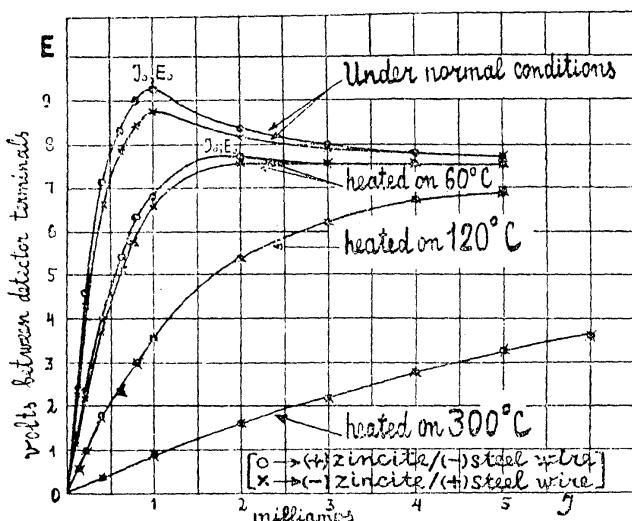


Abbildung 13: Entnommen aus [d], S 1035. Strom-Spannungskennlinien eines Zinkoxid-Stahl-Kontaktes; die Kennlinienäste, die im dritten Quadranten, $U < 0$, $I < 0$ verlaufen, wurden mit in den ersten Quadranten, $U > 0$, $I > 0$ gezeichnet, um die Symmetrie bzw. die leichte Unsymmetrie der Kennlinien zu demonstrieren. Das Bild zeigt, dass eine von außen herbeigeführte Erhöhung der Kontakttemperatur die Kennlinienbereiche mit negativer Steigung zum Verschwinden bringt. Außerdem hat Lossev festgestellt, dass sich größere Beträge des negativen Widerstandes vermutlich auf Grund des Abkühlungseffektes ergeben, wenn der Kontakt in eine elektrisch nichtleitende, stark verdampfende Flüssigkeit wie Benzol oder Äther eingetaucht wird.

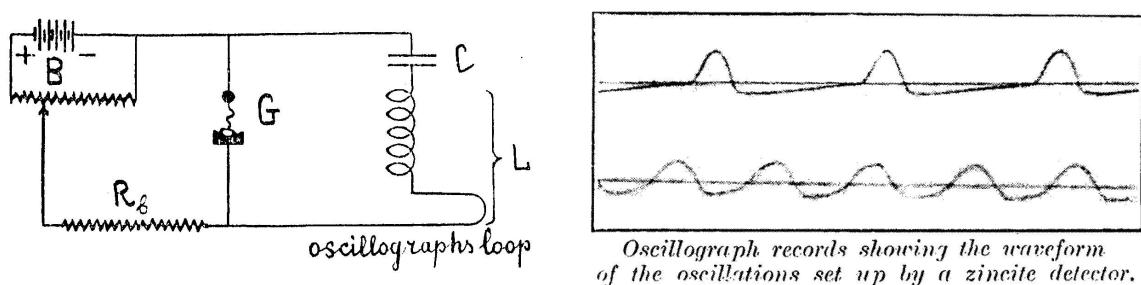
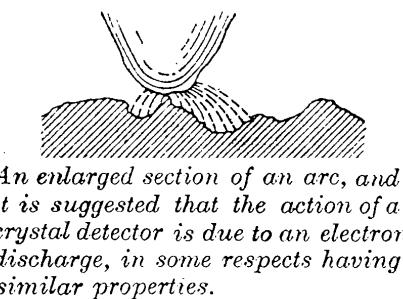


Abbildung 14: Links: Entnommen aus [d], S 1040, Fig. 16. Serienkreis-Oszillatator mit dem Zinkoxid-Stahl-Kontakt. Die Batterie B zusammen mit dem Potentiometer und dem Serienwiderstand R_b prägen in G einen Gleichstrom im Bereich des fallenden Kennlinienastes ein, also im Bild 13 auf der Kennlinie „under normal conditions“ rechts vom Maximum I_0 , E_0 . L und C wurden so gewählt, dass sich eine Schwingung im NF-Bereich ergab, die mit einem Schleifenoszillografen darstellbar war. Rechts: Entnommen aus [c], S 95, Fig. 6. Die Oszillogramme zeigen den zeitlichen Verlauf des Stromes in dem Serienkreis-Oszillatator, oben bei großem unten bei einem kleineren negativen Widerstand.

²[c], S 96: Im Gegensatz zum Zinkoxid-Stahl-Kontakt weist der Zinnoxid-?-Kontakt keine ungerade Strom-Spannungskennlinie auf, sondern besitzt nur im ersten Quadranten, $U > 0$, $I > 0$, einen Bereich mit negativer Steigung, [c], S 96, Fig. 8. (Fig. 8 ist wegen schlechter Bildqualität für eine Reproduktion nicht geeignet.)



In dem hohen elektrischen Feld könnte es zu einer Funkenentladung kommen, und Lossev hat hier mikroskopisch kleine Lichtbögen vermutet, die allerdings nicht nachgewiesen werden konnten.

Das nebenstehende Bild ist entnommen aus [a], S 4, Fig. 4, und illustriert Lossevs Vorstellung, wie es zu der Lichtbogenkennlinie des Zinkoxid-Stahl-Kontaktes kommen kann. Die kleine Spitze im Zinkoxid macht einen mechanischen Kontakt, aber auch einen elektrisch hochohmigen Kontakt zur Stahlnadel. In der Umgebung des Kontaktes bildet sich bei konstanter, anliegender Spannung wegen der winzigen Abstände eine hohe elektrische Feldstärke aus, symbolisiert durch die gestrichelten Linien.

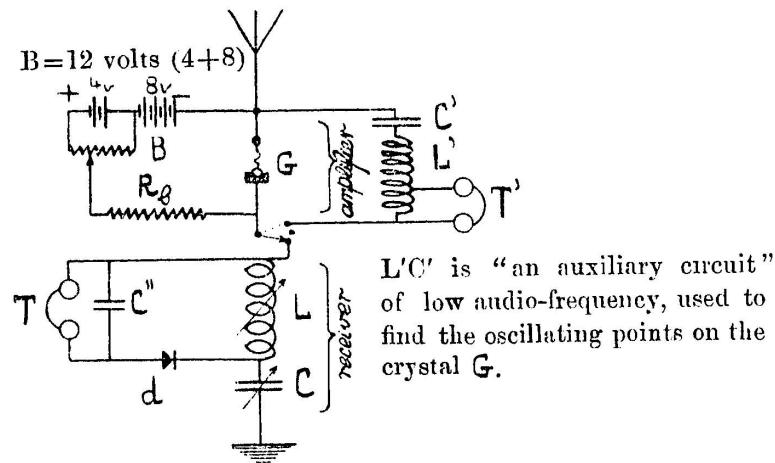


Abbildung 15: Entnommen aus [d], S 1042, Fig. 17. Die Schaltung zeigt einen Detektor-Serienkreis, bei dem die Antenne in die Abstimmung mit einbezogen ist; in dieser Serienschaltung sorgt der Zinkoxid-Stahl-Kontakt G mit seinem passend justierten, negativen Widerstand für eine Dämpfungsverminderung, d.h. höhere Trennschärfe und ein größeres NF-Signal. Für diese Schaltung wurden die russischen Patente 996, 75317 (1922) und 472, 77717 (1923) erteilt; Patentinhaber nicht bekannt.

Die Justierung des normalen Detektors d bereitet keine Schwierigkeiten, weil man den Erfolg unmittelbar im Kopfhörer T feststellen kann. Eine brauchbare Kontaktstelle auf dem Zinkoxid G sucht man, indem man einen niederfrequenten Prüfkreis-Oszillator L' , C' installiert, den man mit dem Kopfhörer T' abhört; und man muss dann darauf vertrauen, dass beim Abschalten des Prüfkreises die gefundene Einstellung nicht verloren geht. Mit einer Justierung am Potentiometer wird nun noch sichergestellt, dass die Anordnung nicht als Sender sondern als dämpfungsarmer Empfänger arbeitet.

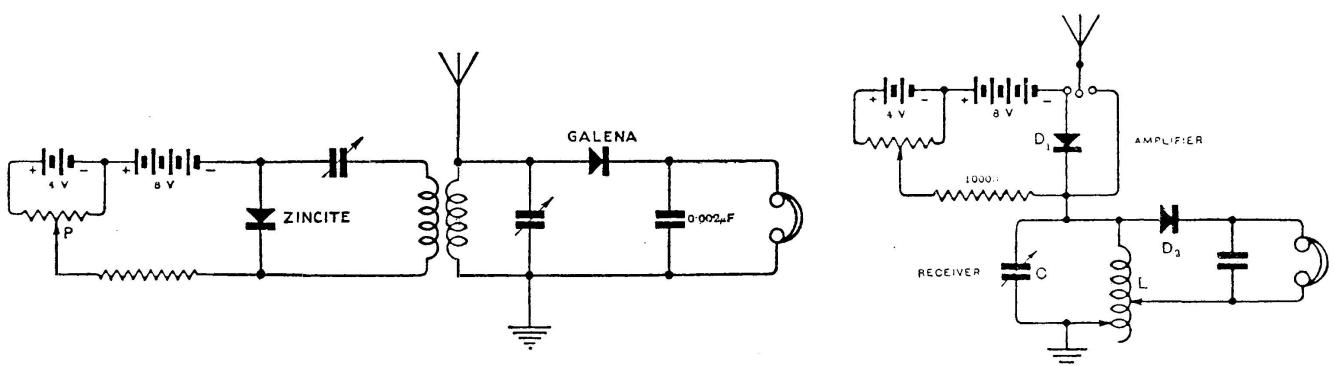


Abbildung 16: Links: Entnommen aus [a], S 48, Fig. 7. Der rechte Schaltungsteil „Galena“ ist ein gewöhnlicher Detektorempfänger, der linke Schaltungsteil „Zincite“ ist ein Überlagerungsoszillator (BFO), mit dem der Empfang von Telegrafiesignalen möglich wird. Das Bild ist eine Montage des Originals Fig. 7: zur Erhöhung der Übersichtlichkeit wurde der niederfrequente Prüfkreis aus der Oszillatorschaltung entfernt und ebenso die sieben Anzapfungen samt Drehschalter der Detektorkreisspule. Rechts: Entnommen aus [a], S 50, Fig. 13. Die Schaltung entspricht dem Schaltungsteil „Galena“ im linken Bild; die Entdämpfung in der Antennenzuleitung könnte wirksam werden, weil der Stromkreis durch eine Signal-Ersatz-Quelle zwischen Antenne und Erde geschlossen wird.

1.5 H.J.Round & N.M.Rust, 1925

- [a] H.J.Round, N.M.Rust Brit. Patent Nr. 236.648, July 9, 1925
Improved Means for Obtaining Negative Resistance Effects and for Generating Electric Oscillations
- [b] H.J.Round, N.M.Rust New Facts about Oscillating Crystals.
The Results of Recent Experiments
The Wireless World and Radio Review, Aug. 19, 1925, S 217 – 218
- [c] Ohne Autor Oscillating Crystals, Bericht über Pat. Nr. 236.648
Experimental Wireless & the Wireless Engineer, Oct. 1925, S 860

Round & Rust haben im Februar 1924 begonnen, die Experimente von Eccles zu wiederholen und weiterzuführen; ihre Untersuchungen waren zum Teil fertiggestellt – vorläufige Anmeldungen zu ihrem Patent datieren vom April 1924 – als sie von dem Bericht über Lossevs Entdeckung im Juni 1924 überrascht wurden. Diese Veröffentlichung über Lossevs schwingenden Kristalldetektor hat die Zielrichtung der eigenen Untersuchungen, die auf einen kommerziellen Erfolg ausgerichtet waren, momentan zunichte gemacht, aber man hat sich entschlossen, mit den Arbeiten fortzufahren, um herauszufinden, ob diese „Kontakte“ wirklich technisch brauchbare Elemente darstellten.

Strom-Spannungskennlinien mit bereichsweise negativer Steigung liefern folgende Anordnungen [a]:

- 1) Oxidierte Metallplatte und zwar Zink, Aluminium, Eisen, Kupfer, Nickel mit einem „cat's whisker“, einem nicht näher bezeichneten Gegenkontakt. Wenn man auf einer Zinkplatte, die mit weißem Oxid bedeckt ist, mit einer Nachbehandlung im Lichtbogen ein rötlich braunes Oxid erzeugt, ergeben sich für die Entdämpfung und Schwingungserzeugung besonders wirksame Stellen an der Grenze zwischen rotem und weißem Oxid.
- 2) Die Mineralien *arzenite*, Silizium, Zinkit, Tellur, Magnetit, Eisenpyrit in der Reihenfolge ihrer Wirksamkeit mit einem nicht näher bezeichneten Gegenkontakt. Der „negative Widerstand“-Effekt wird bei dem kristallinen *arzenite* und Zinkit verstärkt, wenn die Oberfläche im Lichtbogen angeschmolzen wird. *Arzenite* ist der Handelsname eines kristallinen Minerals, das vermutlich als Abfall- oder Beiprodukt (der Händler wollte seine Quelle nicht preisgeben) bei einem metallurgischen Schmelzprozess entsteht. Die Namensähnlichkeit zu Arsen hat Round & Rust bei der Bearbeitung des Materials zu größter Vorsicht veranlasst, die chemische Analyse hat dann aber ergeben, dass es sich bei dem *arzenite* um reines Zinkoxid handelt.

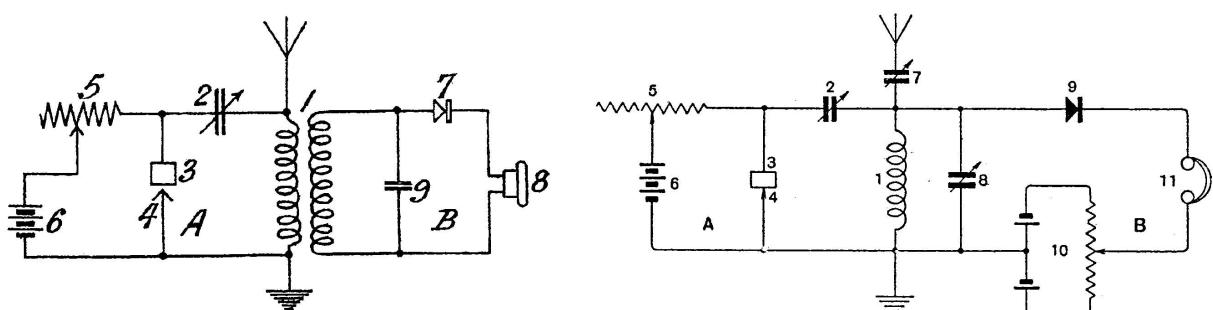
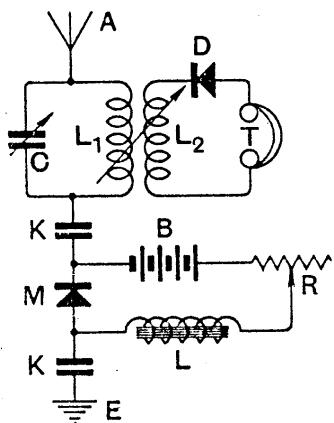


Abbildung 17: Charakteristisch für die von Round & Rust angegebenen Schaltungen ist die *Parallelschaltung* des kapazitiv (2) angekoppelten Elementes (3,4) mit dem negativen Widerstand zum Antennen- bzw. zum Detektorkreis, dessen Dämpfung gemindert werden soll. *Links:* Entnommen aus [a], Fig. 3, von insgesamt vier Schaltungen; „A“ könnte auch als Überlagerer zum Telegrafie-Empfang mit „B“ dienen. *Rechts:* Entnommen aus [b]; Round & Rust weisen besonders darauf hin, dass man sich auf die gute Stabilität des Siliziumkarbid-Detektors (9) mit seiner Vorspannungsquelle (10) verlassen kann, wenn man Justierungen an dem Element (3,4) vornehmen muss.

Die Ergebnisse ihrer Untersuchungen bezeichnen Round & Rust als enttäuschend [b], weil die Anordnungen zwar für Demonstrationsversuche zufriedenstellend arbeiten, aber für einen normalen, alltäglichen Gebrauch als Rundfunkempfänger müssten erhebliche Verbesserungen erzielt werden; insbesondere ist es deutlich schwieriger, auf dem Zinkoxid eine aktive Stelle zu finden als z.B. auf einem Bleisulfid-Detektor.

1.6 S.Ch.Pearce & J.S.Smith, 1926

- [a] S.Ch.Pearce, J.S.Smith Brit. Patent Nr. 259.005, October 7, 1926
Improvements relating to Apparatus for Radio Communication
- [b] Ohne Autor A Crystal Amplifier, Bericht über Pat. Nr. 259.005
Experimental Wireless & the Wireless Engineer, Dec. 1926, S 776
- [c] Dr. H. Wer probiert's? Der Kristallverstärker, ...
Bericht über Pat. Nr. 259.005, Rafa 1927, H. 4, S 161 – 162



Die Patentschrift von Pearce & Smith passt nur deshalb unter die Überschrift dieses Kapitels „Die Erforscher der Festkörper-Lichtbogen-Kennlinien“, weil hier ein nicht näher erläuterter Verstärkungseffekt die Dämpfung in einem Detektorempfänger vermindern soll. Das Schaltbild ist aus [b] entnommen und nach der erfolgten Umpolung der Diode „M“ ist es identisch mit Fig. 1 der Patentschrift. In dem Schaltbild der Literaturstelle [c] sind gegenüber dem Original in der Patentschrift beide Dioden umgekehrt gepolt. Bei der Detektordiode D spielt die Polung sicher keine Rolle, aber von dem Element M wird nirgends vorausgesetzt, dass dessen Strom-Spannungs-Kennlinie eine *ungerade* Funktion $I(U) = -I(-U)$ ist, deshalb sollte die Polung des Elementes bzw. die Polung der Batterie wichtig sein. Das Patent von S.Ch.Pearce & J.S.Smith ist auch in folgender Hinsicht äußerst merkwürdig: Normalerweise erklären die Patentinhaber sehr ausführlich die Konstruktionsmerkmale und die Funktion ihrer Erfindungen, in dieser Patentschrift aber wird überhaupt nichts erklärt, weder die Arbeitsweise der Schaltungen insbesondere auch nicht, aus welchen Materialien der Diodenkontakt „M“ besteht und mit welchen Betriebsdaten (Spannung, Strom) der behauptete Verstärkungseffekt eintritt.

In der Patentschrift heißt es in deutscher Übersetzung: *Der Zweck dieser Erfindung ist es, ein verbessertes (Empfangs) Gerät zur Verfügung zu stellen, in welchem ein Verstärkungseffekt mit Hilfe eines Kristalls bewirkt werden kann. ... Unser Verstärker besteht aus einem Schaltkreis, in dem eine Batterie B, ein Widerstand R und eine Induktivität oder Drosselspule L in Serie geschaltet sind. Die Enden dieses Schaltkreises sind mit den beiden Anschlüssen des Kristallkontakte M verbunden, der wiederum in Serie mit der Antenne A geschaltet ist. Ebenfalls in Serie mit der Antenne sind zwei Kondensatoren K angeordnet, wobei der Kristallkontakt M mit seinem Versorgungsschaltkreis zwischen die zwei Kondensatoren eingeschaltet ist. ...*

Die verschiedenen Elemente müssen passend abgeglichen werden, um die besten Ergebnisse zu erzielen, und von den notwendigen Justierungen kann man sich jederzeit durch Experimente überzeugen. Es ist offensichtlich, dass diese Beschreibung keine weitere Information bietet, als die bloße Betrachtung der obigen Schaltung ohnehin liefern kann.

Zwischen der Antenne A und der Erde E bilden die Elemente C, L₁, L₂, D und T einen gewöhnlichen Kristalldetektor-Empfänger mit transformatorischer Anpassung des Detektorkreises. In dem Schwingkreis C, L₁ und in den angeschlossenen Antennenkreis kann man eine Dämpfungsverminde rung erreichen, wenn die Strom-Spannungskennlinie des Elementes M einen fallenden Bereich, d.h. einen Bereich mit negativem differentiellem Widerstand bzw. Leitwert besitzt.

Die Schaltung Fig. 1 der Patentschrift (dort sind insgesamt drei Schaltungen aufgezeichnet) ist in der Funktion identisch mit der Schaltung Fig. 13 der Literaturstelle [a] von Abschnitt 1.4, (siehe Seite 21, Bild 16 rechts), welche allerdings rund ein Jahr vor der vorläufigen Patentanmeldung (Sept. 1, 1925) veröffentlicht wurde. Die zwei Schaltungen unterscheiden sich *formal* nur in zwei Punkten:

- 1) Hier wird der „Verstärkerkreis“ durch die Kondensatoren K galvanisch vom Rest der Schaltung getrennt, was für die Funktion ohne Bedeutung ist.
- 2) Die Reihenfolge von Detektor- und Verstärkerkreis ist in Fig. 1 gegenüber Fig. 13 vertauscht, aber in einer Serienschaltung ist die Reihenfolge der Elemente ohnehin beliebig.

1.7 L.Levy, 1927

- [a] L.Levy Brit. Patent Nr. 265.652, Februar 9, 1927
Improvements in or relating to Current Rectifiers
- [b] Ohne Autor Bericht über Pat. Nr. 265.652
The Wireless World and Radio Review, May 25, 1927, S 669

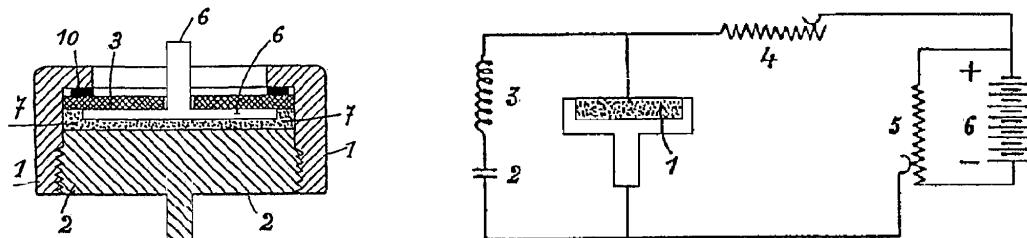


Abbildung 18: Links: Fig. 1 aus [a] zeigt einen Schnitt durch den rotationssymmetrischen Aufbau des Aluminium-Kupfersulfid Gleichrichters für kleine Spannungen und große Ströme, der einen wesentlichen Anteil der Patentanmeldung bildet. Die Kupfersulfidpaste (7), Kupfersulfidpulver vermischt mit flüssigem Ammoniumhydrogensulfid oder Natriumsulfid, befindet sich in dem Raum zwischen der polierten Aluminiumscheibe (6) und dem Kupferbehälter (1), (2), der durch die Bakelitscheibe (3) und die Ringdichtung (10) gasdicht abgeschlossen ist; dadurch soll verhindert werden, dass das Aluminium oxidiert, das sich im Kontakt mit dem Kupfersulfid befindet.

Wenn die Teile (1),(2) ebenfalls aus Aluminium bestehen, erhält man einen Kondensator mit sehr großer Kapazität (vermutlich eine Art ungepolter Elektrolytkondensator).

Rechts: Bildmontage von Fig. 6 und Fig. 7 aus [a], Serienkreis-Oszillatator mit einem Aluminium-Kupfersulfid-Kontakt. Der Kontakt Aluminium-Bleisulfid bzw. Aluminium-Kupfersulfid weist einen deutlich kleineren Sperrstrom auf als der meist gebrauchte Kupfer-Bleisulfid Detektor. Wenn der Aluminiumdraht sehr dünn ist, arbeitet dieser Kontakt sehr stabil, weil die Justierung nicht mehr vom Auffinden empfindlicher Stellen auf dem Sulfid abhängig ist. Die Entdämpfung des Serienkreises durch die fallende Kennlinie dieses Kontaktes sollte durch das Bild 19, links, erläutert werden.

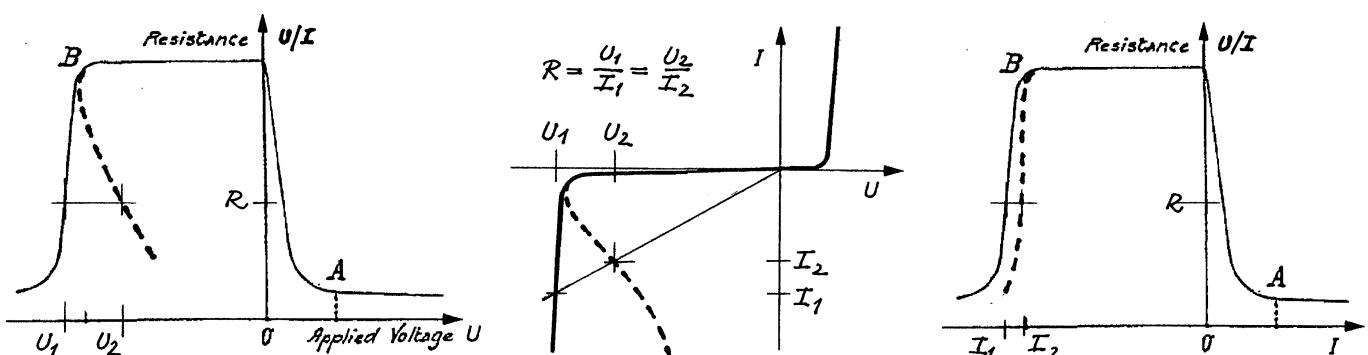


Abbildung 19: Links: Die durchgezogene Linie ist original Fig. 5 aus [a] und zeigt den Widerstand des Kontaktes als Funktion der anliegenden Spannung: „Am Punkt A wird der Widerstand sehr klein, weil die Spannung in Durchlassrichtung anliegt; im Punkt B liegt die Spannung in Sperrichtung an und hat fast die Durchbruchspannung des isolierenden Films erreicht. In der Umgebung der Punkte A und B ergeben sich große Widerstandsänderungen, und insbesondere an dem Punkt B, an dem die isolierende Schicht elektrisch durchbricht, ist es einfach, einen stabilen Arbeitspunkt wie bei einem Lichtbogen einzustellen.“ Originaltext aus der Patentschrift.

Mitte: Die Darstellung zeigt eine zu links passende Strom-Spannungskennlinie $I = I(U)$ mit Durchbruchverhalten. Die Durchbruchkennlinie müsste rückläufig verlaufen zur Entdämpfung eines Serien-schwingkreises, d.h. sie müsste einen negativen differentiellen Widerstand besitzen, gestrichelter Kennlinienast. Dieses Verhalten sollte in dem Bild links ebenfalls zu sehen sein, denn zu einer Spannung U_2 auf der Sperrkennlinie $U < 0$ gehören jetzt zwei Widerstandswerte.

Rechts: Wenn man allerdings den Widerstand U/I als Funktion des Stromes aufträgt, kann man nicht erkennen, ob die Strom-Spannungskennlinie rückläufige Kennlinienäste besitzt, denn zu jedem Wert des Stromes I gibt es eindeutig nur einen Widerstandswert.

Vorbemerkung: Die folgenden drei Autoren haben sich an Hochschul- bzw. Universitätsinstituten im Rahmen von wissenschaftlichen Arbeiten mit dem Zinkoxid-Stahl-Kontakt und dessen Festkörper-Lichtbogenkennlinie beschäftigt; dazu wurde untersucht, mit welchen *äußereren* Parametern – Temperatur, Luftdruck, umgebendes Medium (Gas oder Flüssigkeit), Kontaktdruck – man Einfluss auf diese Kennlinie nehmen kann. Die Wirkungen der Parametervariationen zeigen sich im Verlauf der statischen Strom-Spannungskennlinie, in den periodischen Zeitfunktionen und in den Kennwerten der Schwingungen des Serienkreis-Oszillators, den man mit dem Zinkoxid-Stahl-Kontakt entdämpft. Die drei Autoren haben sich auf die Untersuchung von Oszillatoren im Niederfrequenzbereich beschränkt, weil zur Beobachtung der Zeitverläufe vermutlich nur die elektromechanischen Schleifenoszillografen mit Lichtzeiger und fotografischer Registrierung zur Verfügung standen. Aus heutiger Sicht mag man die Vorgehensweisen und die Untersuchungsmethoden belächeln, man darf dabei aber nicht vergessen, dass die Festkörperphysik zu der damaligen Zeit gerade erst geboren wurde und eine Halbleitertechnologie, mit der man Kontakte mit definierten Eigenschaften hätte reproduzierbar herstellen können, war ja noch in weiter Ferne; und eine physikalisch gesicherte Erklärung des Gleichrichter-Effektes beim normalen Kristalldetektor, an der man sich hätte orientieren können, gab es auch noch nicht. Im einzelnen wurden die Untersuchungen an folgenden Universitäten bzw. Hochschulen durchgeführt:

- | | | |
|------|---|------------------|
| 1.8 | Erstes physikalisches Institut der Universität Wien | Dr. Richtera |
| 1.9 | Institut für Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule Dresden | Prof. Barkhausen |
| 1.10 | Institut für Hochfrequenzphysik der Technischen Hochschule Hannover | Prof. Herweg |

1.8 Franziska Seidl, 1926

- [a] F.Seidl Der „selbsttönende“ Kristall
Physik. Zeitschrift, XXVII, 1926, S 64 – 65
- [b] F.Seidl Neue Beobachtungen am selbsttönenden Kristall
Physik. Zeitschrift, XXVII, 1926, S 816 – 819
- [c] K.Lichtenecker F.Seidl „selbsttönender Kristall“
Zeitschrift f. techn. Physik, 1927, Nr. 4, S 161 – 163

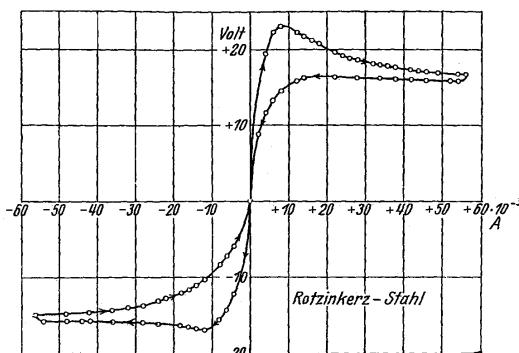
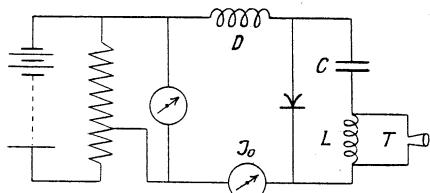


Abbildung 20: Entnommen aus [b], Fig. 2, statische Strom-Spannungskennlinie des Zinkoxid-Stahl-Kontaktes; an der bei dieser Messung verwendeten Kontaktstelle sollen sich am Arbeitspunkt $|I_0| = 24 \text{ mA}$, $|V| = 12 \text{ V}$ Schwingungen ergeben haben, das erscheint mit dieser Kennlinie weder im 1. noch im 3. Quadranten möglich. Außerdem ist das Auseinanderklaffen von Hin- und Rücklauf bemerkenswert; weil diese Messung offensichtlich punktweise durchgeführt wurde, bleibt es ein Rätsel, welcher Hysterese-Effekt dafür als Ursache in Frage kommen könnte.



L	C	f_0	I_0	V	f
0,1 H	$0,3 \mu\text{F}$	919 Hz	2,5 mA	59,0 V	853 Hz
			1,2 mA	47,8 V	795 Hz
	$0,8 \mu\text{F}$	563 Hz			497 Hz
	$0,4 \mu\text{F}$	796 Hz	2,8 mA	62,0 V	699 Hz

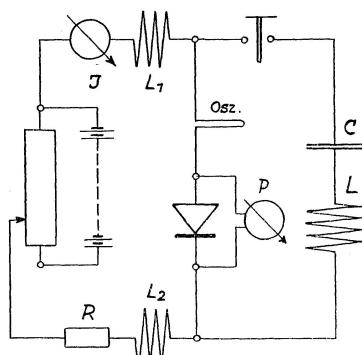
Abbildung 21: Entnommen aus [a], Fig. 1, Messschaltung: Gleichspannungsquelle 72 V, Spannungsteiler ohne Angabe, D Drossel, T Telefonhörer, und im Text angegebene Messwerte; $f_0 = 1/(2\pi\sqrt{LC})$.

In der Messschaltung oben setzten gewöhnlich die Schwingungen bei Spannungen $V = 10 \dots 15 \text{ V}$ ein. An einer scheinbar „tauben“ Kontaktstelle, an der auch $V = 20 \text{ V}$ keinen Erfolg brachte, entstanden die Schwingungen mit großer Lautstärke bei $V = 59 \text{ V}$, $I_0 = 2,4 \text{ mA}$. Das Abschalten des Telefonhörers zeigte, dass der Kontakt selbst die Schallquelle darstellte; in diesem Sinn ist auch der Begriff „selbsttönender Kristall“ im Titel der Arbeiten zu verstehen: *Seidl* beschreibt Schaltungsanordnungen, in denen der Zinkoxid-Stahl-Kontakt zwar zur Erzeugung elektrischer Schwingungen dient, in erster Linie aber geht es um den experimentellen Befund, dass dieser Kontakt einen elektroakustischen Wandler darstellt. Aber auch nach dem Entfernen der Elemente L , C und D aus der Messschaltung, [b], Fig. 8, war nach sorgfältigem Justieren ein Ton hörbar, der Kontakt selbst arbeitete als akustischer Generator. Diese Beobachtung hat auch *Sutton* bereits 1910 (siehe Abschnitt 1.1[c]) an einem PbS(Bleisulfid) – PbS Kontakt gemacht. *Lichtenecker*, [c], bietet zu diesem Phänomen diverse Erklärungsversuche, die hier aber nicht referiert werden sollen.

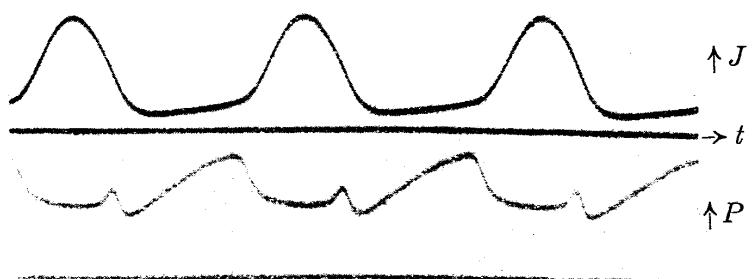
Zu dem eigentlichen Thema der schwingenden Kristalldetektoren hat *Seidl* in den zitierten Veröffentlichungen keinen Beitrag geleistet, aber die beobachteten, akustischen Effekte stellen eine bemerkenswerte, exotische Randerscheinung in dem Gebiet der schwingenden Kristalldetektoren dar.

1.9 K.Sixtus, 1928

- [a] K.Sixtus Über den Schwingkristall
Zeitschrift f. techn. Physik, 1928, Nr. 2, S 70 – 74



(a)



Strom J und Spannung P (unten) am Kristall
Strommaßstab: 1 cm \triangleq 11,6 mA, Zeitmaßstab: 5 cm \triangleq 0,023 sec
Spannungsmaßstab: 1 cm \triangleq 8,1 V, $L = 1 \text{ H}$, $C = 3,5 \text{ Mikrofarad}$

(b)

Abbildung 22: (a) Die Versuchsschaltung ist entnommen aus [a], Abb. 1. Das Diodensymbol repräsentiert den Rotzinkerz-Stahl-Kontakt, Rotzinkerz = Zinkit = Zinkoxid = ZnO. Der Schwingkreis besteht aus der Serienschaltung von $L = 1 \text{ H}$, $C = 3,5 \mu\text{F}$ und einem niederohmigen Kopfhörer, die 70 V-Quelle mit Spannungsteiler liefert die Gleichstromversorgung über die zwei Drosseln $L_{1,2} = 1 \text{ H}$ und dem Serienwiderstand $R = 1 \text{k}\Omega$, der zur Stabilisierung des Arbeitspunktes dient.

(b) Oszillogramme entnommen aus [a], Abb. 6. Wenn man voraussetzt, dass die Oszillogramme in [a] maßstabsgetreu reproduziert wurden, dann ergeben sich folgende Daten: Schwingfrequenz $f = 79 \text{ Hz}$ ($f_0 = 1/(2\pi\sqrt{LC}) = 85 \text{ Hz}$); Mittelwert des Stromes $\bar{J} \approx 7 \text{ mA}$, auf den Kennlinien a und b im Bild 23 Mitte kann man dazu einen Mittelwert der Spannung am Kontakt $\bar{P} \approx 18 - 19 \text{ V}$ ablesen. Aus dem Oszillogramm lässt sich das nicht entnehmen, weil die Spannung $P(t)$ mit einer Verstärkerstufe hochohmig abgegriffen wurde, der Verstärkungsfaktor aber nicht bekannt ist und auch nicht, ob der Ruhestrom der Verstärkerstufe in dem Schleifenoszillografen kompensiert wurde.

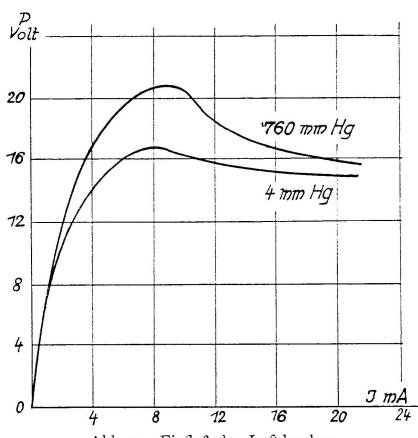


Abb. 5. Einfluß des Luftdruckes

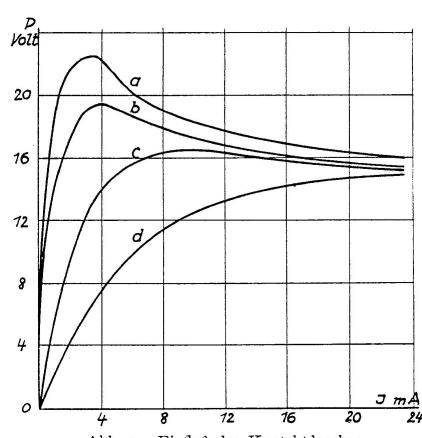


Abb. 2. Einfluß des Kontaktdrucks

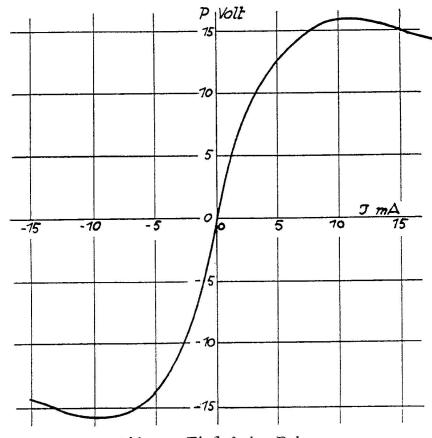


Abb. 4. Einfluß der Polung

Abbildung 23: Die Bilder zeigen statische Strom-Spannungskennlinien des Rotzinkerz-Stahl-Kontaktes, links den Einfluss des Luftdrucks, Mitte den Einfluss des Kontaktdrucks von a nach d wachsend und rechts den Einfluss der Polung. Die Kennlinien sind nur beispielhaft, denn selbst kleine Verlagerungen der Kontaktstelle ergeben deutlich sichtbare Veränderungen im Verlauf.

In einem wesentlichen Teil der Veröffentlichung liefert Sixtus eine Herleitung der statischen Strom-Spannungskennlinie des Rotzinkerz-Stahl-Kontaktes unter den Annahmen, 1.) dass die gesamte elektrische Leistung in dem Kontaktwiderstand in Wärme umgesetzt wird und 2.) dass der Kontaktwiderstand einen negativen Temperaturkoeffizienten besitzt. Das sind genau die Annahmen, die auch der Analyse von Eccles, Abschnitt 1.1, Seite 11 – 14, zugrunde liegen. Sixtus hat aus einer Veröffentlichung von Lossev auch von der Existenz von Eccles' Untersuchungen erfahren, aber man muss wohl davon ausgehen, dass Sixtus 18 Jahre nach Eccles genau die gleiche Analyse durchgeführt hat, ohne dessen Arbeiten zu kennen.

1.10 O.Tope, 1929

- [a] O.Tope Über den Schwingkristall
 Physik. Zeitschrift, XXX, 1929, S 585 – 590
- [b] E.Mauz Referat über „O.Tope, Über den Schwingkristall“
 Zeitschrift f. Hochfrequenztechnik, 35, 1930, S 203 – 204

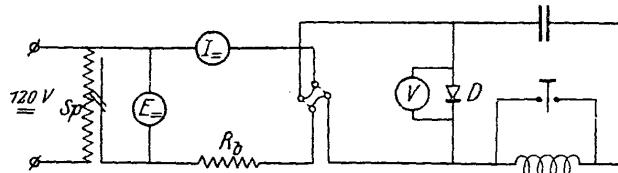


Abbildung 24: In der originalen Messschaltung in [a], Fig. 1, bildet die Spule die Primärwicklung eines Transformators, auf dessen Sekundärseite erhält man nach Gleichrichtung die Größe J_{rel} , die ein Maß für die Amplitude des Stromes im Schwingkreis darstellt.

Tope hat als günstigste Kontaktkombinationen für die Schwingungserzeugung Eisenkies – Stahl und abweichend zu Lossev u.a. Zinkit – Bronze ermittelt, welches die besten Resultate lieferte und deshalb für alle Messungen verwendet wurde. Verbesserungen durch Schmelzen mit Manganoxid konnten nicht festgestellt werden, aber durch die Verwendung kleinerer Kristallstücke haben sich wesentliche Verbesserungen ergeben.

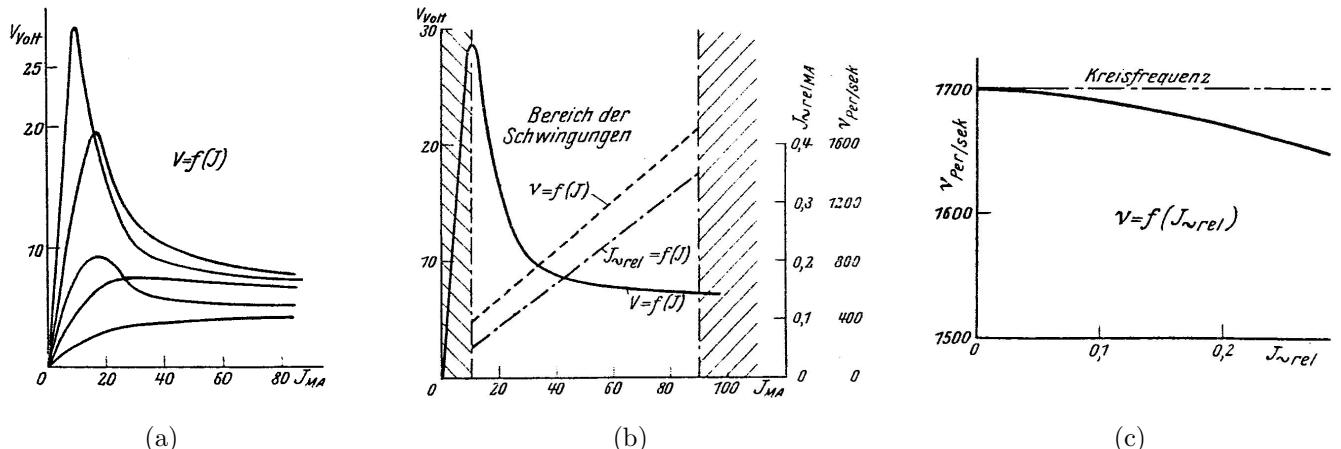


Abbildung 25: (a) Strom-Spannungskennlinien $V = f(J)$ eines Kristalls an verschiedenen Kontaktstellen. (Dieses Diagramm ist ein Beleg dafür, dass Messungen letztlich nicht reproduziert werden können, weil es praktisch unmöglich ist, den gleichen Kontakt zu treffen.)

(b) Abhängig vom Gleichstrom J , der den Arbeitspunkt auf der statischen Kennlinie $V = f(J)$ definiert, sind hier die Kennwerte der Schwingung des Serienkreis-Oszillators an einem „guten“ Kontakt aufgetragen: 1) gestrichelte Linie die Schwingfrequenz $\nu = f(J)$ und 2) strichpunktisierte Linie die Größe $J_{\text{rel}} = f(J)$, die proportional zur Amplitude des Stromes im Schwingkreis ist.

(c) Zu diesem Diagramm heißt es im Text [a] sinngemäß: „Die Eigenfrequenz $\nu_0 = 1/(2\pi\sqrt{LC})$ des Kreises wird um so besser angenähert, je schlechter der Kontakt, d.h. je geringer die Amplitude J_{rel} ist, die man bei dem betreffenden Punkt erreichen kann, (bzw. je kleiner der Betrag der Steigung des fallenden Astes der Kennlinie $V = f(J)$ ist).“

Der gemessene Zusammenhang $\nu = f(J_{\text{rel}})$, es ist annähernd eine *quadratische*, nach unten geöffnete Parabel, lässt sich durch die folgende Beziehung mathematisch beschreiben: $\nu = \nu_0 - \text{konst} \cdot J_{\text{rel}}^2$. In dem Diagramm (b) sind die gemessenen Verläufe $\nu = f(J) = a_1 J + b_1$ und $J_{\text{rel}} = f(J) = a_2 J + b_2$ beide lineare Funktionen des Gleichstroms J , wobei die Konstanten $a_{1,2}, b_{1,2}$ mit Hilfe der Messwerte ermittelt werden könnten. Durch Eliminieren des Gleichstroms J erhält man hier einen *linearen* Zusammenhang $\nu = k_1 \cdot J_{\text{rel}} + k_2$, mit $k_1 = a_1/a_2 > 0$ und $k_2 = (a_2 b_1 - a_1 b_2)/a_2$; ν wächst proportional zu J_{rel} ! Dieser offensichtliche Widerspruch ist aus dem Text nicht zu klären. Im Diagramm (b) ist die primäre Variable der Gleichstrom J ; es wird aber nicht mitgeteilt, auf welche Weise im Diagramm (c) die Größe J_{rel} als unabhängige Variable verändert wird.

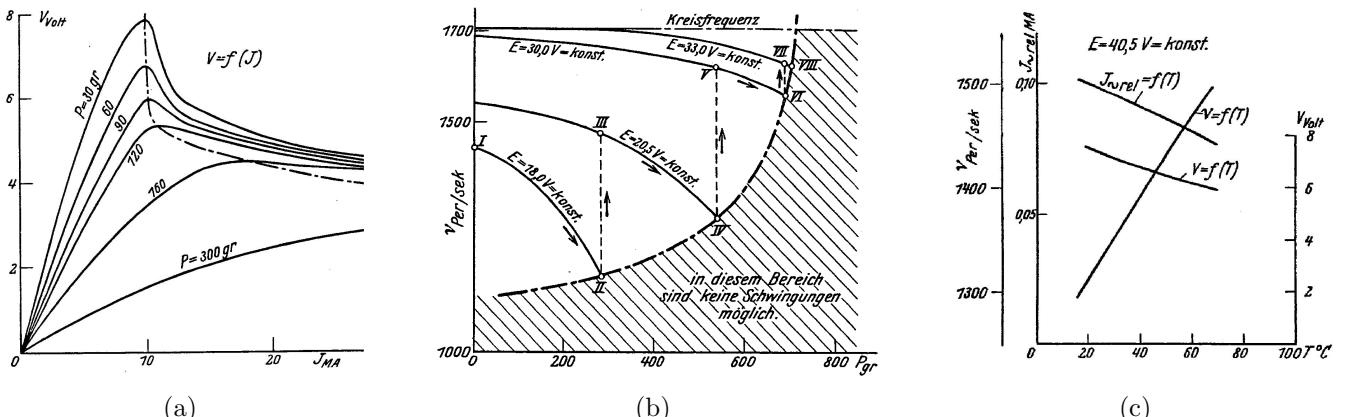


Abbildung 26: (a) Die Kurvenschar zeigt Strom-Spannungskennlinien $V = f(J)$ unter dem Einfluss wachsenden Kontaktdrucks, repräsentiert durch die Gewichtskraft P als Parameter, mit welcher der Bronzekontaktstift belastet wird. Qualitativ ähnliche Ergebnisse sind auch in der Arbeit von *Sixtus*, Bild 23, Mitte, enthalten: Mit wachsendem Kontaktdruck verschwindet der Bereich negativer Steigung auf der Kennlinie $V = f(J)$.

(b) Schwingfrequenz als Funktion des Kontaktdrucks $\nu = f(P)$, Parameter ist die Versorgungsspannung E , siehe Bild 24. „Die Frequenz nimmt mit steigendem Druck ab, und zwar geht bei kleinerer negativer Steilheit der Frequenzabfall auch weniger steil vor sich. Setzen die Schwingungen bei einem bestimmten Druck aus, so lassen sie sich durch Spannungserhöhung wieder herstellen. Wird der Druck weiter gesteigert, so folgt die Frequenz einer höher gelegenen, flacheren Kurve. Dieser Vorgang kann bis an die Grenze der Resonanzfrequenz ν_O wiederholt werden und ist durch Pfeile angedeutet.“ Für dieses Diagramm, in dem noch bei $P \geq 600 \text{ gr}$ Oszillatorschwingungen existieren, ist offensichtlich eine andere Kontaktstelle verwendet worden als im Diagramm (a), denn dort ist die negative Steigung und damit die Möglichkeit zur Schwingungserzeugung für $P \gtrsim 200 \text{ gr}$ nicht mehr vorhanden.
 (c) Eine Temperaturerhöhung des Zinkit-Bronze-Kontaktes hat qualitativ die gleichen Auswirkungen auf die Strom-Spannungskennlinien $V = f(J)$ wie eine Druckerhöhung, Bild (a): der Anstieg wird flacher¹, das Maximum der Spannung wandert zu größeren Strömen und verschwindet schließlich vollständig; genau dieses Verhalten hat auch *Lossev* festgestellt, Bild 13, Seite 20.

Das Bild zeigt, dass die Schwingfrequenz $\nu = f(T)$ praktisch linear mit der Temperatur anwächst; das ist merkwürdig im Hinblick auf die Ergebnisse von Bild (b), wo die Frequenz mit steigendem Druck abnimmt. Mit den Messergebnissen im Bild (c) kann man wie vorn im Bild 25(b) einen Zusammenhang zwischen der Frequenz ν und der Amplitude J_{rel} herstellen. Die Frequenz $\nu = f(T) = a_3 T + b_3$ wächst linear mit der Temperatur T an, die Amplitude $J_{rel} = f(T) = -a_4 T + b_4$ nimmt linear mit der Temperatur ab; für die Konstanten gilt $a_{3,4} > 0$. Durch Eliminieren der Temperatur T erhält man den Zusammenhang $\nu = f(J_{rel}) = k_4 - k_3 \cdot J_{rel}$, mit $k_3 = a_3/a_4$ und $k_4 = (a_4 b_3 + a_3 b_4)/a_4$. Diese Funktion $\nu = f(J_{rel})$ zeigt grob qualitativ das gleiche Verhalten, wie es im Bild 25(c) dargestellt ist: die Frequenz ν nimmt mit wachsender Amplitude J_{rel} ab. Im Gegensatz dazu hat sich aus den gemessenen Verläufen von Bild 25(b) ergeben: $\nu = f(J_{rel}) = k_1 \cdot J_{rel} + k_2$, d.h. die Frequenz ν nimmt mit wachsender Amplitude J_{rel} zu.

Der Abschnitt der Veröffentlichung „7. Art der Schwingungen“ enthält vier Oszillogramme, aber man erfährt weder im Text noch durch Bildunterschriften, um welche Zeitfunktionen es sich dabei handelt, und Skalierungen sind auch nicht angegeben. Dieser Sachverhalt und einige weitere Nachlässigkeiten wie z.B. nicht zutreffende Bildnummern im Text lassen vermuten, dass es sich bei dieser Arbeit um die Zusammenfassung einer umfangreicheren Untersuchung handelt, wobei diese Kurzfassung möglicherweise nicht vom Autor selbst sondern von einer weniger sachkundigen Person geschrieben wurde. Für diese Vermutung könnte die am Schluss abgedruckte Anmerkung ein Beleg sein, in der es heißt: „Die Arbeit war in vorliegender Form größtenteils bereits 1926 durchgeführt, doch war die Veröffentlichung infolge äußerer Schwierigkeiten erst jetzt möglich.“

¹Dazu gibt es in der Arbeit von Tope das Bild „Fig. 10, $\tan \psi = f(T)$, wobei ψ der Winkel zwischen der im Nullpunkt an die Kennlinie gelegten Tangente und der Abzisse ist.“ Das Bild zeigt eine Gerade mit negativer Steigung, auf die Reproduktion dieser Darstellung wurde verzichtet.

1.11 E.Habann, 1929

- [a] E.Habann DRP Nr. 608 853, 17. August 1929
„Negativer Widerstand“
- [b] E.Habann DRP Nr. 599 309, 4. April 1930
„Negativer Widerstand“
- [c] E.Habann DRP Nr. 594 491, 21. November 1930
„Verfahren zur Herstellung eines negativen Widerstandes“
- [d] E.Habann Der Schwingkristall und die Ursachen seiner Wirkungsweise
Annalen der Physik, 5. Folge, 1931, Band 9, Heft 1, S 1 – 22
- [e] W.Loest Der Schwingkristall und die Ursachen seiner Wirkungsweise
Referat über die Arbeit von E.Habann mit dem gleichen Titel
Der Funkbastler, 31. Juli 1931, Heft 31, S 481 – 484
- [f] E.Habann Der Schwingkristall und seine technische Gestaltung
Physik. Zeitschrift, XXXIII, 1932, S 615 – 621
- [g] W.Loest Der Schwingkristall und seine technische Gestaltung
Referat über die Arbeit von E.Habann mit dem gleichen Titel
Der Funkbastler, 1932, S 759 ff, und
Name und Jahrgang der Zeitschrift nicht bekannt, S 565 – 568

Der Physiker E.Habann¹ ist in der Liste der Autoren derjenige, der offenbar am besten mit präparativen Möglichkeiten und vor allen Dingen auch mit technologischen Kenntnissen ausgestattet ist, um das Problem „Festkörper-Lichtbogenkennlinie“ zu untersuchen und zu lösen. In den Veröffentlichungen [d] und [f], aber auch in den Patentschriften [a], [b], [c] geht es Habann um die Klärung der physikalischen Ursachen, die zu dem Phänomen der fallenden Kennlinie führen, und daraus folgend um Rezepturen und Herstellungsverfahren für zuverlässige Kontaktéléments; die Mehrzahl „Kontaktéléments“ hier ist durchaus berechtigt, denn es wird etwa ein Dutzend gut funktionierender Anordnungen mit verschiedenen Oxiden (Sulfiden) beschrieben. Mitten in der Blütezeit der Elektronenröhren, also in den Jahren um 1930, ist es Habann gelungen, robuste, kleine Festkörper-Bauelemente mit einer definierten, typischen Lichtbogenkennlinie zu entwickeln, [a, Abb. 1 und 2] und [f, Seite 621, Fig. 7], die im Gegensatz zu Elektronenröhren ohne Vakuum und ohne Heizleistung auskommen. Habann hat allerdings nur statische Strom-Spannungskennlinien gemessen, es liegen keinerlei Untersuchungen vor, ob die von ihm konzipierten Elemente auch noch im Hochfrequenzbereich, etwa bei $f \approx 1 \text{ MHz}$, die fallende Kennlinie aufweisen.

Die Untersuchungen an dem Kontakt mit der Festkörper-Lichtbogenkennlinie erforderten ein Versuchsobjekt, das *reproduzierbare* Messungen gewährleistete, das also weitgehend unempfindlich gegenüber Erschütterungen und vor allen Dingen frei von den Zufälligkeiten der Kontaktplazierung war. Für diese Messungen wurde ein Kontakt auf folgende Weise hergestellt: Zinkoxid und 2 – 3 % Kupferoxid wurden pulverisiert, vermengt und zwischen Graphitstäben im Lichtbogen geschmolzen, wobei ein Teil der Schmelze an dem Graphit haften blieb. Die Anschlüsse zu dem Kontakt bestanden zum einen aus dem Graphitstift und zum anderen aus einem dünnen Metalldraht, der mit seiner Spitze die am Graphit haftende Oxidmasse berührte. Habann hat die Ergebnisse seiner Untersuchungen² wie folgt zusammengefasst [d, Seite 21 – 22]:

1. Bestimmte Metalloxyde vermögen unter den angegebenen Umständen Luft im Kontakt zu adsorbieren.
2. Die Luftteilchen eignen sich unter entschiedener Mitwirkung der Elektroden aus dem Elektronenstrom Elektronen an. Es entsteht im Kontaktraum eine Raumladung, die sich hauptsächlich in dünnen Schichten an den Elektroden konzentriert.

3. Beim Stromfluß wird die an der Kathode haftende Schicht von geladenen Gasteilchen infolge der an der Kathode herrschenden und auch den Elektronenstrom bestimmenden Feldstärke abgehoben und zur Anode hinübergedrückt. Infolge dieser Umgruppierung der geladenen Gasteilchen kann ein größerer Elektronenstrom bei kleinerer Spannung fließen: die Charakteristik wird fallend.

¹E.Habann ist der Erfinder der Habann-Röhre, das ist ein Zweischlitz-Magnetron, ein Generator zur Erzeugung von Dezimeterwellen; die Erfindung ist in drei Patentanmeldungen etwa um das Jahr 1924 dokumentiert.

²Die Messungen und Schlussfolgerungen, die Habann dazu geführt haben, die Theorien der fallenden Kennlinien von Eccles, Sixtus (negativer Temperaturkoeffizient des Kontaktwiderstandes) und von Lossev (mikroskopische Lichtbögen) zu verwerfen, sollen hier nicht diskutiert werden.

Zu diesen, aus [d] kopierten Resultaten gelangt Habann durch die Interpretation seiner Messergebnisse, die in den Bildern 27 und 28 reproduziert werden.

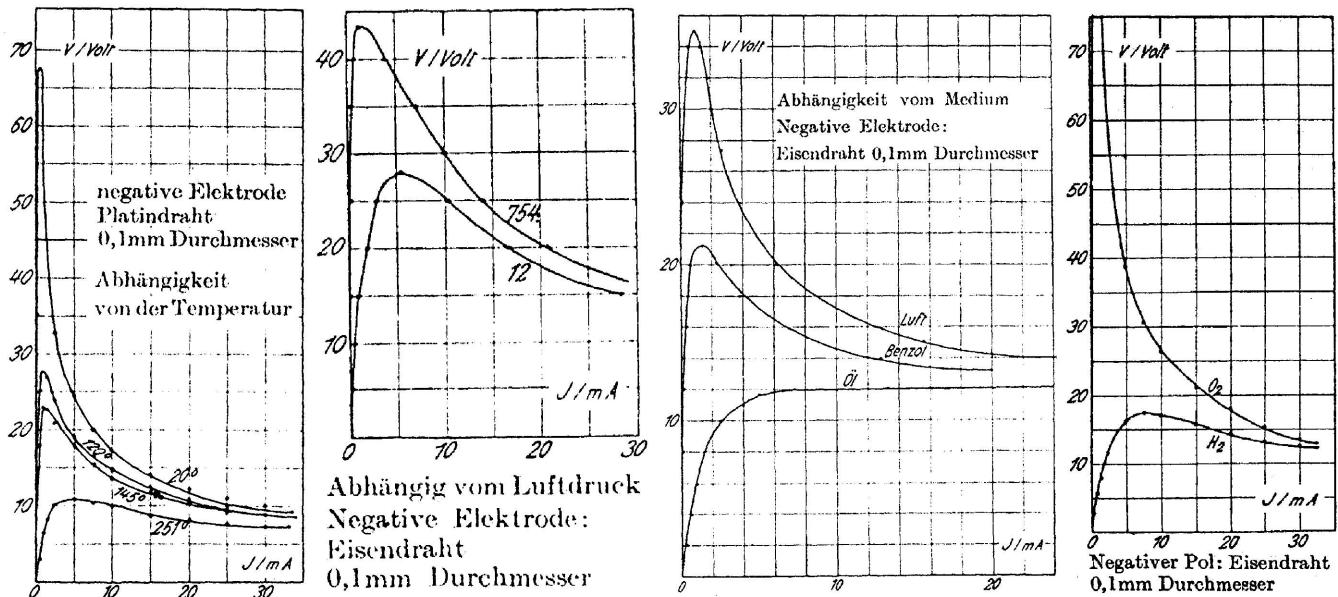


Abbildung 27: Entnommen aus [d], von links nach rechts: Fig. 2, Fig. 3, Fig. 4, Fig. 5. Strom-Spannungskennlinien $V = V(J)$ unter verschiedenen äußeren Einflüssen: Fig. 2 zeigt, dass bei Temperaturerhöhung des Kontaktes von außen der fallende Bereich der Kennlinie kleiner wird; qualitativ ähnliche Ergebnisse aber bei deutlich kleineren Temperaturen haben auch Lossev und Tope erhalten. Aus Fig. 3 – 5 schließt Habann das Vorhandensein der negativen Raumladung im Kontakttraum: Fig. 3 zeigt, dass umso mehr negative Ionen gebildet werden können, je größer die Dichte (Anzahl der Teilchen pro Volumen) des Mediums im Kontakttraum ist. Deshalb muss bei konstantem Strom die Spannung bei der größeren Dichte auch größer sein als bei der kleineren Dichte; wenn die Gasmoleküle positive Ladung tragen würden, wäre das gerade umgekehrt.

Fig. 4: Aus diesem Bild ist abzulesen, dass Flüssigkeitsmoleküle nicht in dem Maße wie Gasmoleküle imstande sind, negative Ionen zu bilden.

Fig. 5 zeigt, dass Sauerstoff, O_2 , eine große Neigung besitzt, Elektronen einzufangen und negative Ionen zu bilden, Wasserstoff, H_2 , dagegen zeigt diese Neigung kaum.

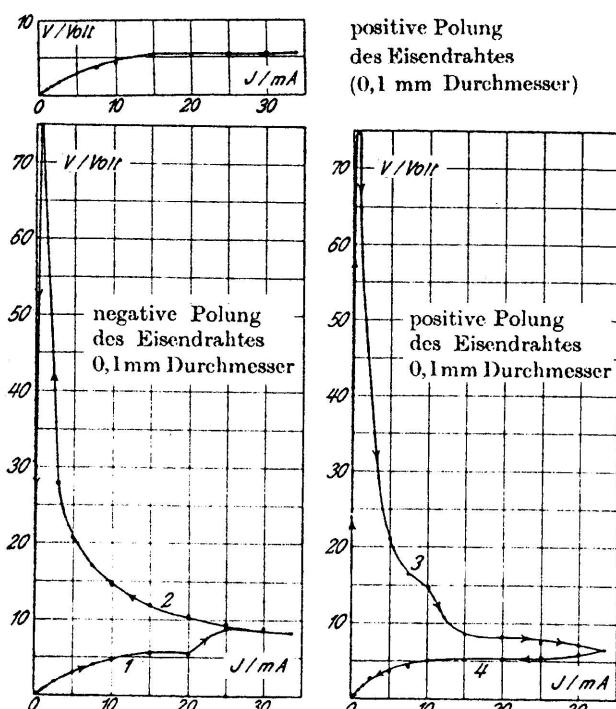


Abbildung 28: Entnommen aus [d], Fig. 6 oben, Fig. 7 links und Fig. 8 rechts zeigen die Formierung der Raumladung an einer frischen Kontaktstelle. Bei positiver Polung, Fig. 6, steigt der Strom rasch an für Spannungen $V \geq 5$ V. Bei negativer Polung, Fig. 7, zeigt sich zunächst das gleiche Verhalten, Kurvenast „1“; im Strombereich $J = 20 \dots 30$ mA aber findet anscheinend ein Formierungsvorgang statt. Beim Verkleinern des Stromes J wird der Kurvenast „2“ nun in Pfeilrichtung durchlaufen. Die fallende Charakteristik, Kurvenast „2“, ist jetzt bei dieser Polung immer vorhanden und zwar unabhängig davon, ob man den Strom vergrößert oder verkleinert. Bei positiver Polung, Fig. 8, wird beginnend von kleinen Strömen $J \geq 0$ an der Kurvenast „3“ in Pfeilrichtung durchlaufen, aber bei einer Stromstärke $J \gtrsim 30$ mA wird offenbar die Raumladung abgebaut, beim Verkleinern des Stromes wird jetzt der Kurvenast „4“ durchlaufen.

Der Kurvenast „4“ ist identisch mit der in Fig. 6 abgebildeten Funktion. Der in Fig. 7 und 8 dargestellte Vorgang konnte an demselben Kontakt beliebig wiederholt werden. Das Entstehen und das Verschwinden der Raumladung ist demnach von der Polarität und der Stromstärke abhängig.

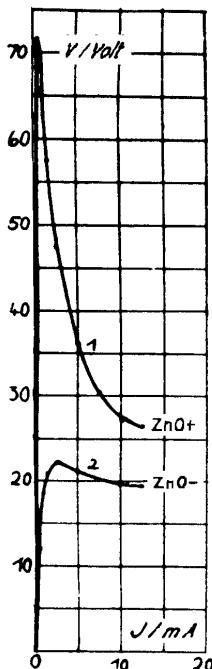


Abbildung 29: Entnommen aus [f], Fig. 1. Die Ladung wie auch die Entladung des Gases im Kontaktraum und an den Elektroden geschieht unter der Wirkung des Stromes recht langsam verglichen mit der Umordnung der geladenen Schichten an Katode und Anode. Ein Gleichstrom $|J| = 12,5$ mA war solange aufgeschaltet, bis keine Änderungen mehr in der Spannung zu beobachten waren, dann wurden die Kennlinien $V = V(J)$ gemessen. Kurve 1: Zinkoxid Anode (ZnO^+), Eisenoxid Katode; Kurve 2: Zinkoxid Katode (ZnO^-), Eisenoxid Anode. Bei der Polung von Kurve 1 ist eine *größere* Raumladung vorhanden, weil die fallende Charakteristik wesentlich deutlicher ausgeprägt ist als bei Kurve 2. Die *kleinere* Raumladung bei der Polung von Kurve 2 wird dadurch verursacht, dass die *Eisenoxid*-Anode die Gas-Ionen besser neutralisiert als die *Zinkoxid*-Anode. Für die Neutralisation der geladenen Gasteilchen ist die an der Anode herrschende elektrische Feldstärke F_A maßgebend, und zwar wird eine gewisse Mindestfeldstärke F'_A notwendig sein, um den Gas-Ionen ihre Elektronen zu entreißen. Je höher diese Grenzfeldstärke F'_A einer Anodensubstanz ist, desto schwieriger ist die Neutralisation der Gas-Ionen, desto größer ist die Raumladung, desto größer sind die Spannungen auf der $V(J)$ -Kennlinie, desto ausgeprägter ist die fallende Charakteristik.

Habann hat in einer umfangreichen Messreihe nach der obigen Methode Substanzen nach der Größe ihrer Grenzfeldstärken F'_A geordnet:

$Mn_2O_3 > ZnO > Cr_2O_3 > CuO > TiO_2 > Fe_2O_3 > Cu_2O > MnO_2 > Ni_2O_3 > PbO_2 > Co_2O_3 ; UO_2 ; V_2O_3$
Als Anode sollte eine Substanz gewählt werden, die in dieser Reihe möglichst weit links steht, die also eine große Grenzfeldstärke F'_A besitzt, die Katode dagegen sollte aus einer Substanz möglichst weit rechts in der Reihe bestehen.

Manganoxid	Mn_2O_3, MnO_2	Zinkoxid	ZnO	Chromoxid	Cr_2O_3	Uranoxid	UO_2
Kupferoxid	CuO, Cu_2O	Titanoxid	TiO_2	Eisenoxid	Fe_2O_3	Vanadiumoxid	V_2O_3
Nickeloxid	Ni_2O_3	Bleioxid	PbO_2	Kobaltoxid	Co_2O_3		

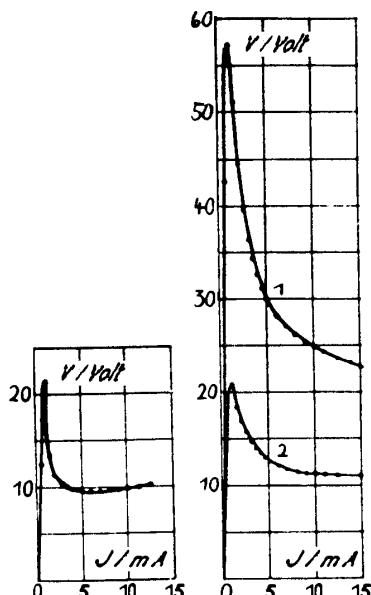
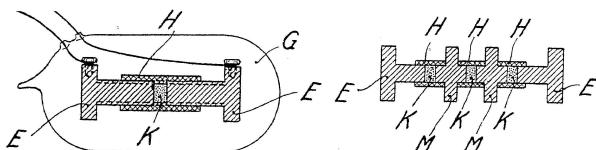


Abbildung 30: Entnommen aus [f], links Fig. 5 und rechts Fig. 6. Die Bilder zeigen Strom-Spannungskennlinien $V = V(J)$ von Kontaktarten, die durch Zusammenpressen von gewissen Pulvermengen zwischen Stahl-Kontaktstempeln gebildet werden. Selbst bei starker Pressung ist das Pulver nichtleitend, durch die Konditionierung mit einem genügend großen Gleichstrom wird Leitfähigkeit hergestellt, die einmal gewählte Polung muss allerdings beibehalten werden. In Fig. 5 besteht der Kontakt aus Pulver von Manganoxid, Mn_2O_3 , und Vanadiumoxid, V_2O_3 , im Gewichtsverhältnis 100:80 bis 100:40; in Fig. 6 besteht der Kontakt aus Pulver von Manganoxid, Mn_2O_3 , und schwarzem Uranoxid, UO_2 , im Gewichtsverhältnis 100:60 bis 100:100. Kurve 2 entsteht bei größerem Pressdruck als Kurve 1. Die Frequenz der Schwingung, die mit negativen Widerständen dieser Bauart erregt werden kann, ist umso höher, je dünner die Pulverschicht ist. Für den Tonfrequenzbereich sind im allgemeinen Schichtdicken unter 2 mm erforderlich.

Diese stark gekürzte und lückenhafte Zusammenfassung der Veröffentlichungen [d] und [f] kann trotzdem einen Eindruck darüber vermitteln, wie tief schürfend Habann das Thema bearbeitet hat. Die physikalischen Vorstellungen, die Habann entwickelt, mögen plausibel erscheinen, aber man hat leider keine Chance, mit heutigem Lehrbuchwissen der Elektrotechnik und der Festkörper- bzw. Halbleiterphysik die Schlussfolgerungen von Habann nachzuvollziehen. Das liegt daran, dass die elektronischen Eigenschaften der verwendeten Halbleiter und deren Oberflächen mit angelagerten Gaschichten nicht verfügbar sind (über Germanium, Silizium und Galliumarsenid weiß man fast alles) ebenso wenig wie die mikroskopische Geometrie der Kontakte; das aber müsste man kennen, um Modellvorstellungen der Halbleiterphysik anwenden zu können.

Kurze Inhaltsangabe der Patentschriften [a], [b] und [c]:

[a]: Patentiert ab 17.Aug.1929, Tag der Bekanntmachung 17.Jan.1935, ausgegeben am 28.Jan.1936
Es ist bekannt, dass eine Schmelze von Bleisulfid mit einem geringen Zusatz von Kupfersulfid im „losen“ Kontakt mit einem Eisendraht eine fallende Strom-Spannungs-Charakteristik ergibt. Dieser Kontakt ist sehr erschütterungsempfindlich, in dem Patent werden Verfahren beschrieben, mit denen es gelingt einen stabilen Kontakt herzustellen.



trisulfid (Sb_2S_3) in Pulverform beigemengt. Das Pulver K wird mit zwei Elektroden E aus beliebigem Metall zusammengepresst, die ganze Anordnung wird durch eine Isolierhülse H zusammengehalten und mit Luft von höherem als Atmosphärendruck in ein Gefäß G eingeschmolzen. Weil Erwärmung der Ausbildung der fallenden Charakteristik entgegenwirkt, kann durch Kühlrippen M für ausreichende Wärmeabstrahlung gesorgt werden. (Bilder entnommen aus [a], Abb. 1 und 2)

[b]: Patentiert ab 4.April 1930, Tag der Bekanntmachung 7.Juni 1934, ausgegeben am 29.Juni 1934
Die Kontakte Rotzinkerz – Eisendraht oder Bleiglanz – Molybdändraht zeigen eine fallende Strom-Spannungs-Charakteristik. Als tatsächliche Ursache dafür haben Versuche ergeben, dass die Kontaktstellen an der Oberfläche Gase adsorbieren, und zwar findet sich das Gas in der Kombination Bleiglanz/Molybdän in der Hauptsache am Bleiglanz, während in der Kombination Rotzinkerz/Eisen beide Elektroden das Gas adsorbieren.

„Da die Leitfähigkeit der Kontaktstelle durch Elektronen hervorgerufen wird, die von der Kathode zur Anode übergehen, und da diejenigen Stellen einer Elektrode, die mit einer Gasschicht bedeckt sind, weniger Elektronen emittieren als solche Stellen, die frei von Gas sind, so ergibt sich für den Vorgang der fallenden Charakteristik folgendes Bild: bei Stromlosigkeit der Kontaktstelle ist ein erheblicher Teil der Kathode von der adsorbierten Gasschicht bedeckt. Die Emission der Kathode ist gering. Für einen bestimmten kleinen Strom ist eine verhältnismäßig hohe Spannung notwendig. Sobald der aus der Kathode austretende Elektronenstrom größer wird, hebt er gewissermaßen die hindernde Gasschicht von der Kathode ab; die Elektronenemissionsfähigkeit der Kathode wird größer, die Spannung fällt mit wachsendem Strom.“ Wörtlich entnommen aus [b], Seite 1, Zeile 37 – 58.

Die fallende Charakteristik ist am besten in einer Sauerstoff-Atmosphäre von höherem als Atmosphärendruck ausgeprägt. Normalerweise entweicht beim Betrieb allmählich das Gas aus dem Raum zwischen den Elektroden, und der Kontakt zeigt keine fallende Charakteristik mehr. Wenn der Anliegedruck der Elektroden aber dem Gasdruck angepasst wird, dann tritt bei den Kontakten die *neue* Eigenschaft auf, sich zu regenerieren, indem das entwichene Gas aus dem Außenraum wieder in den Raum zwischen die Elektroden zurückdiffundiert. Diese Maßnahme funktioniert sowohl bei einem Einzelkontakt als auch bei den Pulverkontakteen.

[c]: Patentiert ab 21.Nov.1930, Tag der Bekanntmachung 1.März 1934, ausgegeben am 17.März 1934
Für das Auftreten der fallenden Charakteristik ist es erforderlich, dass die Adsorptionskräfte der Kontaktsubstanzen Luftsauerstoff im Kontaktraum bzw. an den Kontaktflächen binden; dazu werden zwei Möglichkeiten beschrieben:

1) Adsorptionskräfte treten bei sehr geringen Schichtdicken deutlich in Erscheinung. Zinkoxid in einer dünnen Schicht, Dicke $\leq 0,1 \dots 0,5$ mm, auf einer neutralen Unterlage z.B. Graphit (das keine chemischen Bindungs Kräfte auf das Zinkoxid ausübt), im Kontakt mit einem Eisendraht ergibt an jeder Stelle der dünnen Oxidschicht eine fallende Charakteristik.

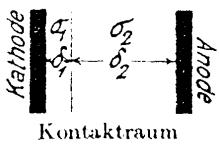
2) Adsorptionskräfte werden auch freigesetzt, wenn man dem Zinkoxid eine geringe Menge, 2 bis 3 Gewichtsprozent, Kupferoxid (CuO oder Cu_2O) beimengt, schmilzt oder pulverisiert und zu einer festen Masse presst; die Substanz liefert an allen Stellen mit einem Metalldraht als Gegenelektrode gute fallende Charakteristiken. Eine solche Pulverelektrode ist bei Bleisulfid mit 5% Kupfersulfid wirksamer als eine mit dem Schmelzverfahren hergestellte Elektrode.

Leider gibt es in keiner dieser Patentschriften Messwerte bzw. gemessene Strom-Spannungskennlinien $V = V(J)$ und auch keine Hinweise darüber, welche maximale Frequenz in Oszillatorschaltungen mit diesen Kontakten erreichbar ist.

1) Die Substanz Bleisulfid/Kupfersulfid wird zu feinem Pulver zerrieben, dem etwas(?) Eisen- oder Molybdänpulver beigemengt wurde, oder 2) dem Bleisulfid/Kupfersulfid Pulver wird im Volumenverhältnis 3 : 1 das elektrisch praktisch nicht leitende Antimon-

Herleitung der Strom-Spannungskennlinie $\mathbf{V} = \mathbf{V}(\mathbf{J})$, [d, Seite 12 – 15]:

Die Herleitung folgt mit nur geringfügigen Kürzungen dem Text von Habann; in den Anmerkungen wird auf Sachverhalte aufmerksam gemacht, die Habann etwas großzügig behandelt hat.



Annahme Nr. 1: Im Kontaktraum existieren zwei Schichten negativ geladener Gasteilchen von verschiedener Dichte. An der Kathode befindet sich eine Schicht mit der Dicke δ_1 und der Raumladungsdichte σ_1 , im übrigen Raum herrsche die Raumladungsdichte σ_2 . Durch den Einfluss der Wärmebewegung wird im stromlosen Fall ein dynamisches Gleichgewicht herrschen: $\sigma_1 \sim \sigma_2$, d.h. $\sigma_1 = k_1 \sigma_2$, $k_1 = \text{konst}$. Gemäß der Adhäsionstheorie sollen die geladenen Gasteilchen in einer einfachen (monomolekularen) aber sehr dichten Lage die Kathode bedecken, es soll also gelten $\delta_1 \ll \delta_2$ und $|\sigma_1| \gg |\sigma_2|$. Das Problem wird eindimensional behandelt, die Kathode befindet sich an der Stelle $x = 0$, die Anode an der Stelle $x = \delta_1 + \delta_2$, für die Raumladungsdichte $\sigma(x)$ gilt:

$$\sigma(x) = \varepsilon \frac{dF(x)}{dx} = \begin{cases} \sigma_1 & \text{für } 0 < x < \delta_1 \\ \sigma_2 & \text{für } \delta_1 < x < \delta_1 + \delta_2 \end{cases}; \quad F(x) \quad \text{elektrische Feldstärke} \quad \varepsilon \quad \text{Dielektrizitätskonstante} \quad (1)$$

Die gesamte, auf die Querschnittsfläche bezogene negative Ladung S im Kontaktraum sei konstant:

$$S = \int_0^{\delta_1 + \delta_2} \sigma(x) dx = \sigma_1 \delta_1 + \sigma_2 \delta_2 \stackrel{!}{=} \text{konst} \quad (2)$$

$$= \varepsilon (F(\delta_1 + \delta_2) - F(0)) = \varepsilon (F_A - F_K)$$

Anmerkung: Wie bei einem Plattenkondensator ist das ganze Gebilde immer elektrisch neutral, die Summe aus positiver und negativer Ladung ist null, d.h. $S_{\text{ges}} = S^{(-)} + S^{(+)} = 0$; die negativ geladenen Gas-Ionen im Kontaktraum haben ihre Elektronen von den Elektroden, Kathode und Anode bezogen, und diese sind deshalb in einer Randschicht positiv geladen.

Annahme Nr. 2: Die elektrische Feldstärke an der Kathode F_K befördert die Elektronen aus der Kathode zur Anode hinüber. Sie wirkt in gleicher Weise auf die an der Kathode haftende Schicht von negativ geladenen Gasteilchen ein und sucht sie von der Kathode abzuheben und in den Kontaktraum zu entfernen. Die Feldstärke F_K wird demnach das dynamische Gleichgewicht $\sigma_1 = k_1 \sigma_2$ verschieben, in der Weise, dass $\sigma_1 = k_1 \sigma_2$ für $F_K = 0$ resultiert, für $F_K \rightarrow \infty$ aber $\sigma_1 = 0$ wird; diese Forderungen werden erfüllt durch

$$\sigma_1 = \frac{k_1 \sigma_2}{1 + k_2 F_K} = \frac{k_1 S}{\delta_2 + \delta_1 k_1 + \delta_2 k_2 F_K} = \frac{k_3 S}{1 + k_4 F_K} \quad (3)$$

Annahme Nr. 3: Der elektrische Strom J besteht aus Elektronen, die, ohne sich anzulagern, von der Kathode zur Anode übergehen. Der Elektronenfluss hängt von der elektrischen Feldstärke F_K an der Kathode ab; wegen der mannigfaltigen Geschwindigkeiten, mit denen die Elektronen aus der Kathode austreten, wird in der Beziehung das Maxwellsche Verteilungsgesetz enthalten sein müssen:

$$J = f_1(F_K) \sim \exp \{f_2(F_K)\}$$

Mit der Potenzreihenentwicklung $f_2(F_K) = f_2(0) + f'_2(0)F_K + \dots \approx k_5 + k_6 F_K$ erhält man

$$J = k_7 \exp(k_6 F_K) \quad (4)$$

Anmerkung: Im stromlosen Fall $J = 0$ ist $F_K = 0$ gemäß Annahme Nr. 2, die Beziehung sollte also heißen $J = k_7(\exp(k_6 F_K) - 1)$, mit $k_6 < 0$ wegen $F_K < 0$.

Zur Ermittlung der Spannung V am Kontakt wird zunächst die elektrische Feldstärke $F(x)$ aus $\sigma(x) = \varepsilon dF(x)/dx$ mit dem Anfangswert $F(0) = F_K$ berechnet

$$F(x) = F_K + \varepsilon^{-1} \int_0^x \sigma(x) dx = F_K + \varepsilon^{-1} \begin{cases} \sigma_1 x & 0 \leq x \leq \delta_1 \\ \sigma_1 \delta_1 + \sigma_2(x - \delta_1) & \delta_1 \leq x \leq \delta_1 + \delta_2 \end{cases}, \quad (5)$$

und aus $F(x) = -d\varphi(x)/dx$ ergibt sich die Spannung $V = \varphi(0) - \varphi(\delta_1 + \delta_2) = \int_0^{\delta_1+\delta_2} F(x)dx < 0$

$$\begin{aligned} V &= F_K(\delta_1 + \delta_2) + \varepsilon^{-1} \int_0^{\delta_1} \sigma_1 x dx + \varepsilon^{-1} \int_{\delta_1}^{\delta_1+\delta_2} (\sigma_1 \delta_1 + \sigma_2(x - \delta_1)) dx \\ V &= F_K(\delta_1 + \delta_2) + \sigma_1 \frac{\delta_1^2}{2\varepsilon} + \sigma_1 \frac{\delta_1 \delta_2}{\varepsilon} + \sigma_2 \frac{\delta_2^2}{2\varepsilon} \end{aligned} \quad (6)$$

Anmerkung: Für $J = 0$ sollte eigentlich $V = 0$ sein und gemäß Annahme Nr. 2 sollte für den stromlosen Fall gelten: $F_K = 0$ und $\sigma_1 = k_1 \sigma_2$; aber mit Gl. (6) ergibt sich:

$$\begin{aligned} V(J = 0) &= \frac{\sigma_2}{2\varepsilon} (k_1(\delta_1^2 + 2\delta_1\delta_2) + \delta_2^2) < 0, \text{ weil } \sigma_2 < 0 \text{ ist.} \\ V &= F_K(\delta_1 + \delta_2) + \frac{1}{2\varepsilon} (\sigma_1 \delta_1 (\delta_1 + \delta_2) + S \delta_2) \\ V &= V(J; S) = \frac{\delta_1 + \delta_2}{k_6} \ln(J/k_7 + 1) + \frac{S}{2\varepsilon} \left(\delta_2 + \frac{\delta_1(\delta_1 + \delta_2)k_3k_6}{k_6 + k_4 \ln(J/k_7 + 1)} \right) \\ V &= V_1(J; S = 0) + V_2(J; S \neq 0), \quad \text{das entspricht einer Serienschaltung!} \end{aligned} \quad (7)$$

▷ Die Gleichung (7) beschreibt eine *ausschließlich* fallende Strom-Spannungskennlinie $V = V(J)$ im *ersten* Quadranten d.h. $J > 0, V > 0$; der steile Anstieg (positive Steigung) der gemessenen Kennlinien wird nicht wiedergegeben.

▷ Habann hat durch Anpassung der freien Konstanten $k_3 \dots k_7, \delta_{1,2}$ und S mit Hilfe der Messwerte eine perfekte Übereinstimmung mit dem Kurvenast „2“ in Fig. 7, Bild 28 links, erreichen können.

Anmerkung: Diese Übereinstimmung kann man sicher auch mit weniger Aufwand erzielen, wenn nur eine Kennlinie mit fallender Charakteristik beschrieben werden soll: Die Strom-Spannungskennlinie von echten Lichtbögen etwa wird durch die folgende Beziehung approximiert, die aber nicht aus physikalischen Zusammenhängen hergeleitet werden kann.

$$V = V(J) = A + \frac{B}{J + C}; \quad A, B, C \text{ anpassbare Konstanten} \quad (8)$$

▷ Die Eigenschaft der Gleichung (7), eine fallende Kennlinie zu beschreiben, ist allein durch die Annahme Nr. 2 begründet: Dort wird postuliert, dass die Raumladung σ_1 im Bereich der Katode $0 < x < \delta_1$ umso *kleiner* wird, je *größer* die elektrische Feldstärke F_K an der Katode ist. Eine große elektrische Feldstärke F_K aber kann nur durch eine große Raumladung erzeugt werden, die irgendwo im betrachteten Raumbereich vorhanden sein muss auch dann, wenn die Raumladung σ_1 an der Stelle $x \approx 0$ verschwindet; schließlich sind ja Ladungen die Quellen der elektrischen Feldstärke.

Anmerkung: Es ist erstaunlich, dass Habann, dem die Physik der Elektronenröhren vertraut war, nicht von vornherein in die Poisson-Gleichung Gl. (1) explizit die Raumladung der im Strom J bewegten Elektronen eingeführt hat, so wie er es vom raumladungsbegrenzten Stromfluss in Elektronenröhren kannte. Die gesamte Ladung im Raum zwischen Katode und Anode besteht ja tatsächlich aus dieser relativ schnell beweglichen Elektronenladung *und* der ortsfesten bzw. langsam beweglichen Ladung der Gas-Ionen; es erscheint zumindest fraglich, ob diese Gesamtladung konstant bleibt, wie es in Annahme Nr. 1, Gl. (2), verlangt wird.

▷ Die Annahme Nr. 3 ist physikalisch im Prinzip in Ordnung; Gl. (4) beschreibt den gerichteten Teilchenfluss, hier Elektronen, über eine Energie- bzw. Potentialbarriere: der Strom J besteht aus Teilchen mit kinetischen (thermischen) Energien, die größer sind als ein bestimmter Schwellenwert z.B. die Austrittsarbeit, und zwar kommen nur solche Teilchen in Frage, die Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Katodenoberfläche hin besitzen. Ungewöhnlich ist allerdings, dass in Gl. (4) die elektrische Feldstärke und nicht das elektrische Potential steht.

Zur Wertung: Die Kennliniengleichung Gl. (7), die mit einem Aufwand hergeleitet wurde, besitzt ebenso wenig physikalische Legitimation wie die heuristische Beziehung Gl. (8), aber mit beiden Gleichungen kann man natürlich gemessene Funktionswerte im fallenden Bereich der Kennlinie bei entsprechender Anpassung der freien Parameter hinreichend genau approximieren.

1.12 H.Krüger, 1989

- [a] D.Thackeray Oscillating Crystals, Bericht über Messungen an Zinkit (ZnO) von H.Krüger Bull. BVWS 14, (1989), S 18
- [b] H.Krüger Private Mitteilung vom 21. August 2001 über Messungen, die im Jahr 1988 an Zinkit (ZnO) durchgeführt wurden

**CRACKING THE PROBLEM OF A
60-year- OLD WIRELESS MYSTERY**
BVWS Member HELMUT KRÜGER
*injects some science into the black art
of OSCILLATING CRYSTALS,*
writes Desmond Thackeray

Oscillating Crystals is a subject which engaged a lot of interest over a couple of years, 1924-5, with over 30 articles in wireless magazines, and then vanished into oblivion by the end of the decade.

While the extra sensitivity conferred on a crystal set by this curious source of negative resistance would have been welcome, its instability and unpredictability no doubt made it useless to anybody but the curious experimenter. Since the "oscillatory" crystal was often zincite, a familiar component of the Red Diamond detector, the negative-resistance mechanism involved might have been associated with semiconduction. But there seems to have been no publication of dynamic electrical investigations.

The circuit is attractively simple: An Adjustable constant-current bias is passed through the crystal contact, and the crystal bridged by a series tuned circuit, as in the arc transmitter of the time. The patient experimenter is then rewarded by oscillations; or if the negative resistance is just insufficient to cancel all losses in the tuned circuit, the effect should be that of the "Q-Multiplier" in later valve technology.

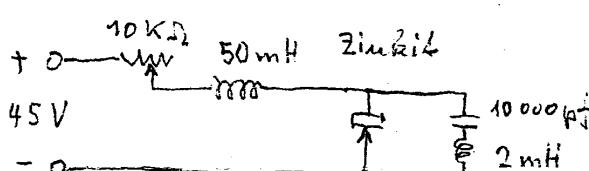
Helmut Krüger has gone beyond this purely empirical achievement in two ways, opening-up our understanding of what is happening: Firstly, he examines the oscillatory waveforms up to about 500 kHz, which may be either sinusoidal or be distorted by obvious second-harmonic content; again, this reminds us of the arc-transmitter :

Secondly, he has displayed the current-voltage characteristics on a curve-tracer. The characteristic not only folds back rather like the characteristic of a gas diode, UJT or gas-arc, but is symmetrical about zero current and voltage as if the rectifying junction

formed by the electrode materials is not involved. Clearly too, the curve is *not* shaped like that of a tunnel diode or a valve dynatron, which are negative-conductance devices.

Questions come to mind: If there is no involvement electrically of a rectifying junction, can one make up the "crystal" contact device with two pieces of corborundum, or even two pieces of carbon? Or indeed any combination which includes at least one material of moderate resistivity ? Can one design around reproducible materials and obtain more stability ? Or is Helmut dealing with an arcing contact, perhaps ?

Reference: Wireless World, August 1980, "Letters", 36, D. P. C. Thackeray IEEE Spectrum, August 1981, "Letters", page 14, A. C. Goodnow; Wireless World, 1 February 1928, page, 28 (Adv.), "Russell's"



Bildschirm unten aus [b] ersetzt. Die Zinkitprobe stammt von dem natürlich vorkommenden Mineral und wurde nicht nachbehandelt. Resonanzfrequenz des Serienkreises $f_0 = 1/(2\pi\sqrt{LC}) = 35,6 \text{ kHz}$.

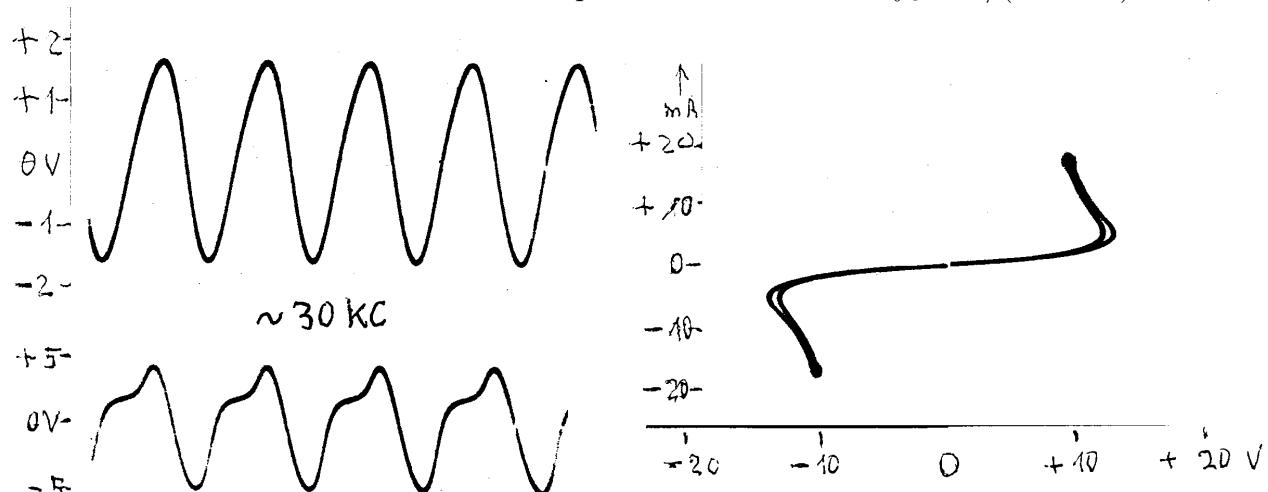


Abbildung 31: Links: Serienkreis-Oszillator, Spannungen an der Spule (vergleiche Bild 8, Seite 14) bei zwei verschiedenen Gleichstrom-Arbeitspunkten des Zinkit-Stahl-Kontaktes. Krüger meint, dass der schwingende Kristalldetektor wegen seines instabilen Verhaltens keine technische Anwendung finden konnte. Rechts: Strom-Spannungskennlinie mit einem Kennlinienschreiber aufgenommen, wobei der Strom die eingeprägte Größe sein muss, weil zu einer Spannung zwei Stromwerte gehören können.

1.13 Nyle Steiner, 2001

Der Hinweis auf die Internet-Seiten von N.Steiner stammt von Prof. Dr. Dr.-Ing E.h. Berthold G. Bosch (GFGF)

- [a] N.Steiner <http://home.earthlink.net/%7Elenyr/iposc.htm>
Iron Pyrites Negative Resistance Oscillator, 22. Februar 2001
- [b] N.Steiner <http://home.earthlink.net/%7Elenyr/ngres2.htm>; 22. März 2001
Other Homemade Semiconductor Materials Make Negative Resistance Oscillator
- [c] N.Steiner <http://home.earthlink.net/%7Elenyr/zincosc.htm>
Zinc Negative Resistance Oscillator, 22. März 2001
- [d] N.Steiner <http://home.earthlink.net/%7Elenyr/ntype-nr.htm>
Negative Resistance Oscillator with Homemade Tunnel Diode, März 2003

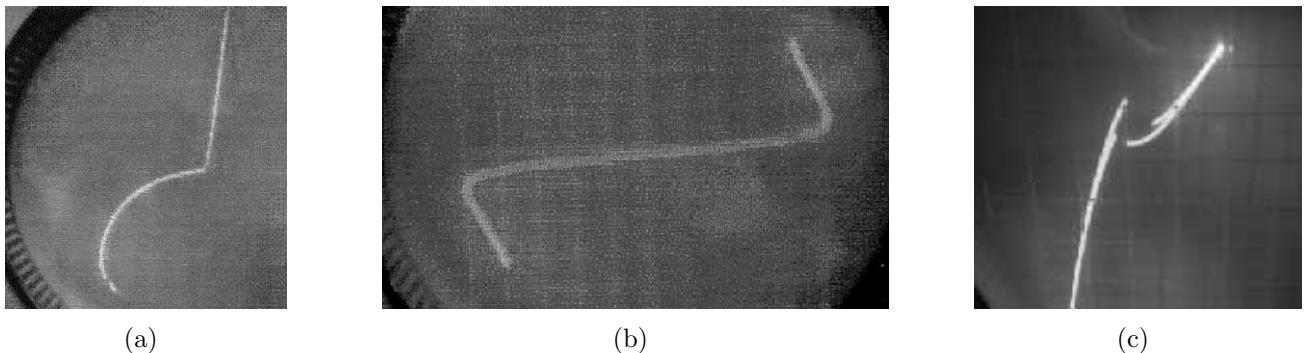


Abbildung 32: Schirmbildfotografien von einem Tektronix Kennlinienschreiber Typ 575. (a) Entnommen aus [a], Strom-Spannungskennlinie des *iron pyrite*, Eisenkies, FeS_2 -Kupfer Kontaktes, horizontale Skalierung 2 V/Teilstrich, vertikale Skalierung 2 mA/Teilstrich.

(b) Entnommen aus [b], Strom-Spannungskennlinie eines Zinkoxid (erzeugt durch Erhitzen eines verzinkten Blechstreifens)-Stahl bzw. Kupfer Kontaktes, horizontale Skalierung 1 V/Teilstrich, vertikale Skalierung 1 mA/Teilstrich.

(c) Entnommen aus [d], Strom-Spannungskennlinie eines Kontaktes zwischen verzinktem (galvanized) Stahldraht und Aluminium, horizontale Skalierung 0,1 V/Teilstrich (Division), vertikale Skalierung 5 mA/Teilstrich; die Kennlinie besitzt einen Bereich mit negativer Steigung bei Spannungen von $U = 200 \dots 250 \text{ mV}$, der Strombereich kann je nach Kontaktstelle variieren $I = 20 \dots 100 \text{ mA}$.

[a]: Die Justierung des FeS_2 -Kupfer Kontaktes ist trotz der direkten Beobachtung am Kennlinienschreiber schwierig und erfordert Geduld. Der Bereich der Kennlinie $I = I(U)$ mit negativer Steigung ergibt sich bei Sperrpolung des Kontaktes, d.h. negativer Pol der Spannungsquelle am Metall, und zwar beginnt der fallende Bereich bei etwa $U = -8 \text{ V}$, $I = -8 \text{ mA}$. Mit einem Serienkreisoscillatator erzeugt Steiner Schwingungen mit Frequenzen bis etwa 2 MHz.

[c]: Steiner beschreibt ausführlich die Herstellung der Kontaktfläche Zinkoxid: Verzinktes Stahlblech wird in der Propangasflamme hellrot glühend erhitzt; nach dem Abkühlen sind kleine dunkle Flecke sichtbar und zwar auf der der Flamme abgewandten Seite des Blechstreifens. Hauptsächlich diese dunklen Flecke ergeben den negativen Widerstand mit einem „cat's whisker“ aus Stahl- oder Kupferdraht. Serienkreisoscillatoren bis etwa 2 MHz sind möglich.

[d]: Die Strom-Spannungskennlinie verläuft symmetrisch im 1. und 3. Quadranten. Steiner hat mit LC-Oszillatoren und Relaxationsoszillatoren Frequenzen vom NF-Bereich bis zu etwa 12 MHz erzeugen können, z.B. Sinusschwingung Frequenz 1 MHz, Amplitude 0,35 – 1 V.

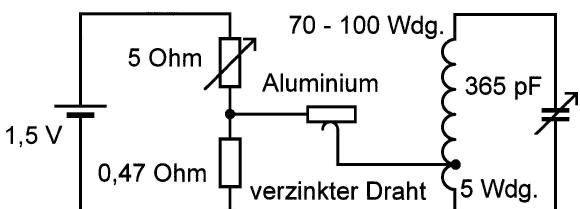
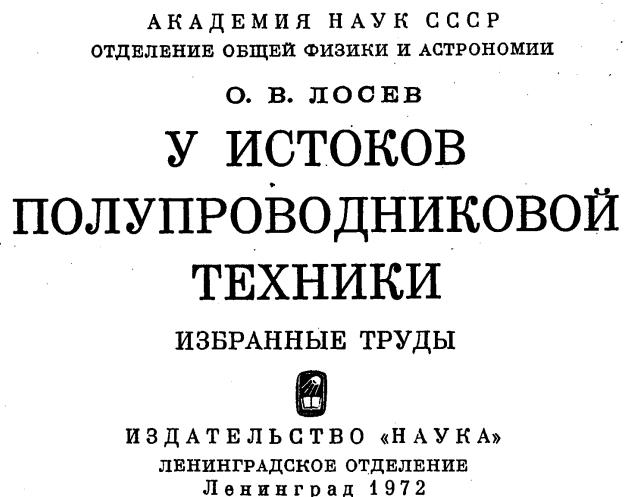


Abbildung 33: „Negative resistance AM broadcast-band oscillator“, nachgezeichnet nach dem entsprechenden Bild in [d], weil die Qualität des Originals zum Kopieren nicht geeignet war.

2 Eine Liste der Berichte über Lossevs Entdeckung

Wesentliche Beiträge zu dieser Sammlung von Literaturstellen haben Prof.Dr.Dr.-Ing.E.h. B.Bosch, H.Krüger und Dr.H.Börner geliefert, außerdem konnte eine Literaturliste von D.Thackeray (BVWS), † 2003 verwendet werden, die von A.Douglas (AWA) bzw. Dr.H.Börner zur Verfügung gestellt wurde.



[1R] Titelblatt des Buches in russischer Sprache (im Besitz von Dr.H.Börner), erschienen 1972, in welchem wahrscheinlich alle Arbeiten von O.V.Lossev (★1903 – †1942) zusammengefasst sind.

2.1 Veröffentlichungen in deutscher Sprache

- [1D] K.Mühlbrett, Vom schwingenden Detektor
Die Funkwelt, (1924), S 585 – 589
- [2D] E.Nesper, Kapitel O. Die Crystodyneschaltungen
Der Radio-Amateur, Springer Verlag, Berlin 1925, 6. Auflage, S 329 – 333
(In der 4. Auflage 1924 noch nicht enthalten)
- [3D] E.Schwandt, 3. Schwingdetektorschaltungen, S 181 – 182, in dem Buch von
W.Lehmann, Die Rundfunktechnik, H.Killinger Verlagsgesellschaft, etwa 1930
- [4D] G.Lubszynski, Wechselstrom aus Gleichspannung und der Zinkit-Generator
Telefunken Zeitung, 1925, Nr. 39, S 13 – 19
- [5D] Ohne Autor, Der Kristalldetektor und seine Verwendung, Kristalldetektoren als Verstärker
Radio-Programm, Zürich, 9. Januar 1925, No. 2, S 19 – 21
- [6D] Zg., Kristalle als Verstärker (Im wesentlichen nach „Amateur Wireless“, London, Nr 114)
Funk Bastler, Jahr 1924, Heft 22, S 245 – 246
- [7D] W.Pl., Der Kristalldetektor als Verstärker (nach einem Bericht in „Radio News“, Sept. ??)
Funk Bastler, Jahr 1924, Heft 23, S 262 – 263
- [8D] R.Omlor, Der schwingende Detektor
Funk Bastler, Jahr 1924, Heft 33, S 387 – 388
„Nachweis von Schwingungen in Hörfrequenz ohne Messinstrumente“
- [9D] E.Nesper, Der Crystodyne-Empfänger
Der Radio-Amateur, II. Jahrg., XXVI./1924, S 674 – 677
- [10D] M.M.Hausdorff, Crystodyne-Verstärkung ohne Röhren
Der Radio-Amateur, II. Jahrg., XXVI./1924, S 688 – 689
- [11D] E.Mittelmann, Der Detektor als Schwingungserzeuger
Der Radio-Amateur, II. Jahrg., 1924, Heft 36, S 983 – 987

- [12D] F.Bergtold, Eigenschaften und Verwendungen eines Zinkitstahldetektors
Der Radio-Amateur, II. Jahrg., 1924, Heft 36, S 990 – 992
- [13D] E.Nesper, Ein Crystodyne-Detektor
Der Radio-Amateur, II. Jahrg., 1924, Heft 36, S 994
- [14D] C.Lübben, Die Erfindung des schwingenden Kristalldetektors (Crystodyne)
Der Radio-Amateur, III. Jahrg., 1925, Heft 33, S 812 – 813
- [15D] C.W.Kollatz, Detektorempfänger mit Kristallverstärker
Der Radio-Amateur, III. Jahrg., 1925, Heft 52, S 1194 – 1196
- [16D] H.Günther, Lossevs Schwingdetektor
Rafa **3** (1925), Heft 19, S 2 – 5
Rafa **3** (1925), Heft 20, S 49 – 52
Rafa **3** (1925), Heft 22, S 113 – 116
Rafa **3** (1925), Heft 23, S 145 – 149
- [17D] H.Günther, Erfahrungen mit dem Schwingdetektor
Rafa **3** (1925), Heft 24, S 170 – 171
- [18D] H.Günther, Berichtigungen zu den Aufsätzen über „Lossevs Schwingdetektor“.
Rafa **3** (1925), Heft 25, S 219
- [19D] A.Stiehl, Erfahrungen mit dem Schwingdetektor
Rafa **3** (1925), Heft 28, S 309 – 312
- [20D] H.Günther, Die Erfindungsgeschichte des Schwingdetektors
Rafa **3** (1925), Heft 29, S 335 – 336
- [21D] H.Günther, Nochmals Lossevs Schwingdetektor
Rafa **3** (1925), Heft 30, S 374 – 377
- [22D] A.Hengemühle, Die Detekt(iv)e or-Story
cq-DL 5/91, S 294 – 295
- [23D] H.C.Riepka, Die Aussichten des Schwingdetektors für den Amateurempfang
Der Radio-Amateur, II. Jahrg., 1924, Heft 36, S 979 – 980
- [24D] O.Schade, Detektor-Empfänger als Sender, (nach Modern Wireless, Nr.3, Aug. 1924)
Der Radio-Amateur, II. Jahrg., 1924, Heft 36, S 981 – 987
- [25D] H.Steiniger, Einiges über Detektorempfang II
Der Radio-Amateur, II. Jahrg., 1924, Heft 36, S 987 – 990
- [26D] F.Moeller, Die Röhre im Kampf mit dem Detektor
Der Radio-Amateur, II. Jahrg., 1924, Heft 36, S 994 – 995
- [27D] R.Lehnhardt, Der Detektor und seine Anwendungen für Empfang, Verstärkung und
Erzeugung elektrischer Wellen
Verlag Hermann Meuser, Berlin, 1926

2.2 Veröffentlichungen in englischer Sprache

- [1E] W.T.Ditcham, Research for the Wireless Amateur
The Wireless World and Radio Review, May 15, 1920, S 113 – 116
Auf Seite 114 erwähnt Ditcham die Experimente von W.H.Eccles, der mit einem Galena (PbS) Kontakt Schwingungen erzeugt hat, und von G.W.Pickard, der in den USA Telegrafiesignale einer europäischen Station mit einem Kristall Überlagerer empfangen hat.
- [2E] H.S.Pocock, Oscillating and Amplifying Crystals
The Wireless World and Radio Review, June 11, 1924, S 299 – 300
- [3E] L.L.Barnes, The Crystal as an H.F. Amplifier
The Wireless World and Radio Review, May 6, 1925, S 421 – 422
- [4E] L.L.Barnes, Practical Crystal Oscillator (Teil 1 der Bauanleitung)
The Wireless World and Radio Review, Sept. 2, 1925, S 275 – 279
- [5E] L.L.Barnes, The Crystal Amplifier (Teil 2 der Bauanleitung)
The Wireless World and Radio Review, Sept. 9, 1925, S 331 – 334
- [6E] H.K., Oscillating Crystals. Recent Research with Low-frequency Oscillations
The Wireless World and Radio Review, April 13, 1927, S 458 – 459
- [7E] Ohne Autor, Oscillating Crystals and the Possibility of an Amplifying Metal-Oxide Rectifier
The Wireless World and Radio Review, Sept. 25, 1936, S 341
- [8E] J.F.Corrigan, Concerning “Cat’s-Whiskers”
Popular Wireless Weekly, April 26, 1924, S 309(?)
- [9E] J.F.Corrigan, How to make Crystals
Popular Wireless Weekly, June 14, 1924, S 581 – 582
- [10E] J.H.T.Roberts, Oscillating Crystals. Transmitting and Amplifying without Valves.
Popular Wireless Weekly, July 19, 1924, S 743 – 744
- [11E] S.O’Connor, The “Super” Crystal, Generating Oscillations.
Popular Wireless Weekly, November 29, 1924, S 747 – 748
- [12E] J.W.Million, Jr., Crystal Detectors and their Possibilities as Amplifiers and Oscillators
Radio News for December, 1923, S 714 – 715
- [13E] H.Gernsback(?), The Crystodyne Principle
Radio News for September, 1924, S 294 – 295, 431
- [14E] Ohne Autor, Making a Crystal Oscillate, an interesting new Line of Research
Modern Wireless, August 1924, S 235(?)

2.3 Veröffentlichungen in französischer Sprache

- [1F] I.Podliasky, Générateur-Amplificateur sans Lampe
Radioélectricité, 5, 25 May 1924, S 196 – 197
Radioélectricité, 5, 10 July 1924, S 248 – 250
Radioélectricité, 5, 25 July 1924, S 181 – 182
- [2F] M.Adam, Construction d’une Récepteur à Zincite
Radioélectricité, 5, 25 Sept. 1924, S 356 – 358
Radioélectricité, 5, ? ? 1924, S 407 – 408

[3F] R.Pennec, Une antériorité française au «Cristadyne»

Radio-Revue, (1924), No. 28, S 139 – 140

[4F] M.Gausner, J.Quinet, Le Cristadyne, quelques données expérimentales et pratiques (1)

Radio-Revue, (1924), No. 30, S 189 – 193

2.4 Schaltungskatalog mit Nachweis der Fundstellen

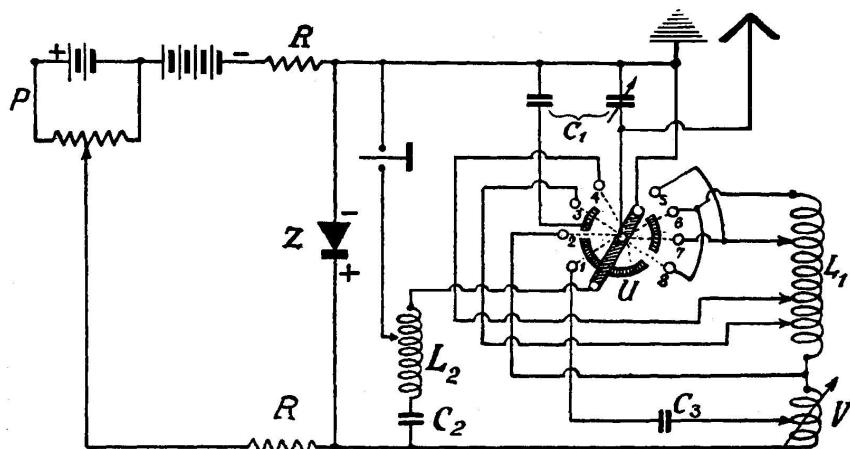


Abb. 127. Die Lossevsche Originalschaltung. In der gezeichneten Stellung des Umschalters U ist der Prüfkreis (Tonfrequenzkreis) angeschlossen.

Originalschaltung des Versuchsgeräts von Lossev, Literaturstelle 1.4 [c], S 434, Fig. 3; dort zeigt Fig. 4 ein Foto des Versuchsgerät, leider ist die Qualität des Bildes nicht für eine Reproduktion geeignet. Diese Kopie der Schaltung hier stammt aus der Arbeit von H.Günther, [16D], S 113, Abb. 127.

Für „alte“ Fernmeldetechniker der Post, die gewöhnlich mit Verdrahtungsplänen von Vermittlungssämttern beschäftigt waren, mag dieser Schaltplan eine reine Freude, eine wahre Erholung geboten haben, aber es ist nur schwer vorstellbar, dass damals – also 1924 – dieses Schaltbild auf den „normalen“, an der neuen Rundfunktechnik brennend interessierten Zeitgenossen motivierend gewirkt haben kann. Selbst H.Günther, [16D], S 113, meint, dass die Originalschaltung von Lossev auf den ersten Blick sehr verwickelt zu sein scheint, und führt „das Gewirr von Verbindungen“ darauf zurück, dass der Originalempfänger einen Tonfrequenz-Prüfkreis L_2/C_2 besitzt, mit dessen Hilfe man zuerst eine aktive Stelle auf dem Zinkit-Mineral aufspüren muss, bevor man eine Rundfunksendung genießen kann.

Glücklicherweise hat Lossev in deutschen, englischen und französischen Publikationen zahlreiche Detektorschaltungen mit der Zinkit-Diode veröffentlicht, die „auf den ersten Blick“ in ihrer Funktion wesentlich einfacher zu sein scheinen. Im Abschnitt 4, Seite 55 f, werden einige ausgewählte Schaltungstypen dieser Detektoren mit analytischer Rechnung und Schaltungssimulation untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass diejenigen Schaltungen stabiles Verhalten, d.h. zeitlich abklingende Einschwingvorgänge, aufweisen, bei denen die Zinkit-Diode mit ihrem negativen differentiellen Widerstand in Serie zu einer Spule angeordnet ist; solche Schaltungen sind in den folgenden Tabellen durch ein Sternchen * an der laufenden Nummer gekennzeichnet.

Schaltungen, in welchen die Zinkit-Diode mit einem Kondensator an einen Parallelschwingkreis angekoppelt ist – diese Schaltungen sind mit einem Fragezeichen ? markiert – ergeben in der Klein-signalanalyse Instabilität und in der PSpice Simulation treten Relaxationsschwingungen genau in der Art eines Glimmröhren-Sägezahngenerators auf. Aufgrund dieser Ergebnisse muss man davon ausgehen, dass der negative differentielle Widerstand der Zinkit-Diode in diesen Schaltungen nicht zur Dämpfungsminderung im Schwingkreis genutzt werden kann. Diese Beurteilung der Schaltungen setzt voraus, dass die elektrischen Eigenschaften der Zinkit-Diode vollständig durch eine Kennlinie mit einem Bereich negativer Steigung charakterisiert werden können; elektromechanische Effekte, die ebenfalls an dem Zinkoxid-Stahl-Kontakt beobachtet wurden und die vielleicht mit der elektrischen Schaltung wechselwirken könnten, müssen unberücksichtigt bleiben, weil die zugrunde liegende Physik wegen fehlender Dokumentation nicht bekannt ist.

Erläuterungen zu den Literaturangaben in den folgenden Tabellen:

1) Die Bezeichnung „1.3 [b]“ bedeutet: die gesuchte Literaturstelle ist im Abschnitt 1 zu finden, und zwar im Unterabschnitt 1.3 ist es die Originalarbeit [b] des Autors.

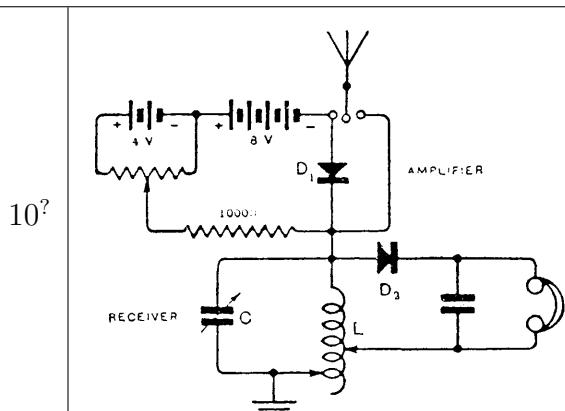
2) Die Bezeichnung [27D] verweist auf die Literaturlisten in diesem Abschnitt 2; das „D“ zeigt an, dass die Literaturstelle im Unterabschnitt 2.1, deutsche Veröffentlichungen, zu finden ist. Ein „E“ verweist auf den Unterabschnitt 2.2, englische Veröffentlichungen, ein „F“ entsprechend auf den Unterabschnitt 2.3, französische Veröffentlichungen.

	<p>Original, entnommen aus 1.4 [d], S 1042, Fig. 17a. Diese Schaltung wird in der Sekundärliteratur nicht zitiert.</p>																																				
	<p>Originalschaltung, entnommen aus [1R], S 58, Fig. 3, auch enthalten in 1.4 [a], S 49, Fig. 9. Zitate in der Sekundärliteratur:</p> <table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="width: 50px;">[2D]</td><td style="width: 50px;">S 330</td><td style="width: 50px;">Abb. 269</td><td style="width: 50px;">[7D]</td><td style="width: 50px;">S 262</td><td style="width: 50px;">Abb. 3</td></tr> <tr> <td>[9D]</td><td>S 675</td><td>Abb. 2</td><td>[12D]</td><td>S 992</td><td>Abb. 8</td></tr> <tr> <td>[16E]</td><td>S 49</td><td>Fig. 57</td><td>[10E]</td><td>S 743</td><td>Fig. 5</td></tr> <tr> <td>[13E]</td><td>S 295</td><td>Fig. 3</td><td>[1F]</td><td>S 250</td><td>Fig. 6</td></tr> <tr> <td>[27D]</td><td>S 88</td><td>Abb. 59</td><td></td><td></td><td></td></tr> </table>	[2D]	S 330	Abb. 269	[7D]	S 262	Abb. 3	[9D]	S 675	Abb. 2	[12D]	S 992	Abb. 8	[16E]	S 49	Fig. 57	[10E]	S 743	Fig. 5	[13E]	S 295	Fig. 3	[1F]	S 250	Fig. 6	[27D]	S 88	Abb. 59									
[2D]	S 330	Abb. 269	[7D]	S 262	Abb. 3																																
[9D]	S 675	Abb. 2	[12D]	S 992	Abb. 8																																
[16E]	S 49	Fig. 57	[10E]	S 743	Fig. 5																																
[13E]	S 295	Fig. 3	[1F]	S 250	Fig. 6																																
[27D]	S 88	Abb. 59																																			
	<p>Originalschaltung, entnommen aus 1.4 [e], S 133, Fig. 6 und 7, auch enthalten in [1R], S 72, Fig. 1. Zitate in der Sekundärliteratur:</p> <table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="width: 50px;">[11D]</td><td style="width: 50px;">S 986</td><td style="width: 50px;">Abb. 11</td><td style="width: 50px;">[12D]</td><td style="width: 50px;">S 991</td><td style="width: 50px;">Abb. 7</td></tr> <tr> <td>[16D]</td><td>S 262</td><td>Abb. 2</td><td>[11D]</td><td>S 985</td><td>Abb. 7</td></tr> <tr> <td>[14D]</td><td>S 5</td><td>Abb. 5</td><td>[10E]</td><td>S 743</td><td>Fig. 4</td></tr> <tr> <td>[1F]</td><td>S 250</td><td>Fig. 5</td><td></td><td></td><td></td></tr> </table>	[11D]	S 986	Abb. 11	[12D]	S 991	Abb. 7	[16D]	S 262	Abb. 2	[11D]	S 985	Abb. 7	[14D]	S 5	Abb. 5	[10E]	S 743	Fig. 4	[1F]	S 250	Fig. 5															
[11D]	S 986	Abb. 11	[12D]	S 991	Abb. 7																																
[16D]	S 262	Abb. 2	[11D]	S 985	Abb. 7																																
[14D]	S 5	Abb. 5	[10E]	S 743	Fig. 4																																
[1F]	S 250	Fig. 5																																			
	<p>Originalschaltung, entnommen aus [1R], S 57, Fig. 1, und S 58, Fig. 4, auch enthalten in 1.4[a], S 49, Fig. 8 und 9, sowie 1.4[e], S 132, Fig. 6. Zitate in der Sekundärliteratur:</p> <table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="width: 50px;">[2D]</td><td style="width: 50px;">S 332</td><td style="width: 50px;">Abb. 274</td><td style="width: 50px;">[9D]</td><td style="width: 50px;">S 677</td><td style="width: 50px;">Abb. 7</td></tr> <tr> <td>[11D]</td><td>S 986</td><td>Abb. 10</td><td>[11D]</td><td>S 986</td><td>Abb. 11</td></tr> <tr> <td>[10E]</td><td>S 743</td><td>Fig. 4</td><td>[10E]</td><td>S 743</td><td>Fig. 6</td></tr> <tr> <td>[16D]</td><td>S 5</td><td>Abb. 5</td><td>[12D]</td><td>S 991</td><td>Abb. 7</td></tr> <tr> <td>[1F]</td><td>S 250</td><td>Fig. 5</td><td>[2F]</td><td>S 357</td><td>Fig. 3</td></tr> <tr> <td>[27D]</td><td>S 84</td><td>Abb. 54</td><td></td><td></td><td></td></tr> </table>	[2D]	S 332	Abb. 274	[9D]	S 677	Abb. 7	[11D]	S 986	Abb. 10	[11D]	S 986	Abb. 11	[10E]	S 743	Fig. 4	[10E]	S 743	Fig. 6	[16D]	S 5	Abb. 5	[12D]	S 991	Abb. 7	[1F]	S 250	Fig. 5	[2F]	S 357	Fig. 3	[27D]	S 84	Abb. 54			
[2D]	S 332	Abb. 274	[9D]	S 677	Abb. 7																																
[11D]	S 986	Abb. 10	[11D]	S 986	Abb. 11																																
[10E]	S 743	Fig. 4	[10E]	S 743	Fig. 6																																
[16D]	S 5	Abb. 5	[12D]	S 991	Abb. 7																																
[1F]	S 250	Fig. 5	[2F]	S 357	Fig. 3																																
[27D]	S 84	Abb. 54																																			

A) In den Detektorschaltungen Nr. 1 und Nr. 3 dient die Zinkit-Diode zur Verminderung der Schwingkreisdämpfung, die Signalgleichrichtung wird von einer separaten Diode erledigt. In den Schaltungen Nr. 2 und Nr. 4 hat die Zinkit-Diode eine Doppelfunktion: Verminderung der Schwingkreisdämpfung und Signalgleichrichtung.

5?		Originalschaltung, entnommen aus [1R], S 14, Fig. 3, auch enthalten in 1.4 [a], S 49, Fig. 11. Zitate in der Sekundärliteratur: <table border="0"> <tr> <td>[2D] S 331 Abb. 270</td> <td>[4D] S 18 Bild 21</td> </tr> <tr> <td>[9D] S 676 Abb. 3</td> <td>[12D] S 991 Abb. 5</td> </tr> <tr> <td>[16D] S 114 Abb. 128</td> <td>[1F] S 248 Fig. 1</td> </tr> </table>	[2D] S 331 Abb. 270	[4D] S 18 Bild 21	[9D] S 676 Abb. 3	[12D] S 991 Abb. 5	[16D] S 114 Abb. 128	[1F] S 248 Fig. 1
[2D] S 331 Abb. 270	[4D] S 18 Bild 21							
[9D] S 676 Abb. 3	[12D] S 991 Abb. 5							
[16D] S 114 Abb. 128	[1F] S 248 Fig. 1							
6?		Originalschaltung, entnommen aus [1R], S 14, Fig. 4, Zitate in der Sekundärliteratur: <table border="0"> <tr> <td>[2D] S 331 Abb. 271</td> <td>[4D] S 18 Bild 20</td> </tr> <tr> <td>[9D] S 676 Abb. 4</td> <td>[11D] S 986 Abb. 12</td> </tr> <tr> <td>[12D] S 991 Abb. 6</td> <td>[1F] S 248 Fig. 2</td> </tr> </table>	[2D] S 331 Abb. 271	[4D] S 18 Bild 20	[9D] S 676 Abb. 4	[11D] S 986 Abb. 12	[12D] S 991 Abb. 6	[1F] S 248 Fig. 2
[2D] S 331 Abb. 271	[4D] S 18 Bild 20							
[9D] S 676 Abb. 4	[11D] S 986 Abb. 12							
[12D] S 991 Abb. 6	[1F] S 248 Fig. 2							
7?		Originalschaltung, entnommen aus [1R], S 15, Fig. 6, Zitate in der Sekundärliteratur: <table border="0"> <tr> <td>[2D] S 331 Abb. 272</td> <td>[9D] S 676 Abb. 5</td> </tr> <tr> <td>[11D] S 986 Abb. 13</td> <td>[12D] S 992 Abb. 11</td> </tr> <tr> <td>[16D] S 116 Abb. 134</td> <td>[1F] S 249 Fig. 3</td> </tr> </table>	[2D] S 331 Abb. 272	[9D] S 676 Abb. 5	[11D] S 986 Abb. 13	[12D] S 992 Abb. 11	[16D] S 116 Abb. 134	[1F] S 249 Fig. 3
[2D] S 331 Abb. 272	[9D] S 676 Abb. 5							
[11D] S 986 Abb. 13	[12D] S 992 Abb. 11							
[16D] S 116 Abb. 134	[1F] S 249 Fig. 3							
8?	<p>Schaltung entnommen aus [5D], Fig. 4, sowie [6D], S 246, Abb. 2; der Nebenschluss durch die Spule verhindert die korrekte Arbeitspunkteinstellung der Zinkitdiode.</p>	<p>Schaltung entnommen aus [11E], S 748, Fig. 3; der Serienkondensator verhindert hier den Nebenschluss.</p>						
9	<p>Schaltung entnommen aus [5D], Fig. 2, sowie [6D], S 245, Abb. 1; der Nebenschluss durch die Spule verhindert die korrekte Arbeitspunkteinstellung der Zinkitdiode.</p>	<p>Schaltung entnommen aus [11E], S 747, Fig. 1; der Serienkondensator verhindert hier den Nebenschluss.</p>						

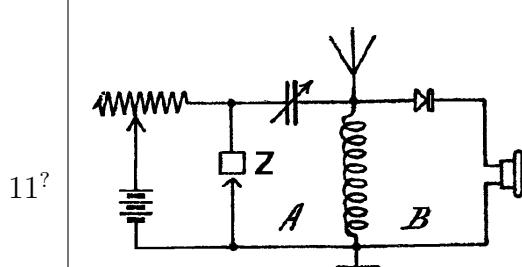
B) In den Detektorschaltungen Nr. 5 – Nr. 9 ist die Zinkit-Diode kapazitiv an den Schwingkreis angekoppelt und scheint wegen des fehlenden gewöhnlichen Detektors eine Doppelfunktion auszuüben: Verminderung der Schwingkreisdämpfung *und* Signalgleichrichtung. Die Simulationsergebnisse auf den Seiten 63 – 69 legen allerdings den Schluss nahe, dass hier nur der potentiell höhere Gleichrichter-Wirkungsgrad und *nicht* der negative differentielle Widerstand der Zinkit-Diode genutzt wird.



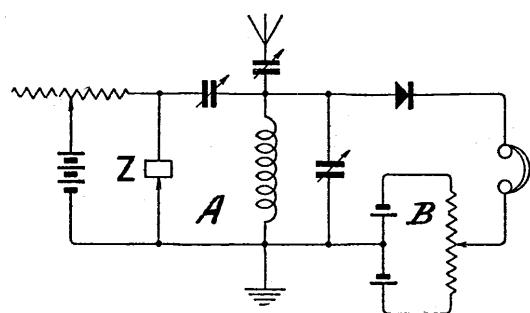
Originalschaltung, entnommen aus 1.4 [a], S 50, Fig. 13, auch enthalten in 1.4 [e], S 134, Fig. 9, außerdem in der Patentschrift 1.6 [a], Fig. 1.

Zitate in der Sekundärliteratur:

[16D], S 49, Abb. 58; [27D], S 86, Abb. 56.

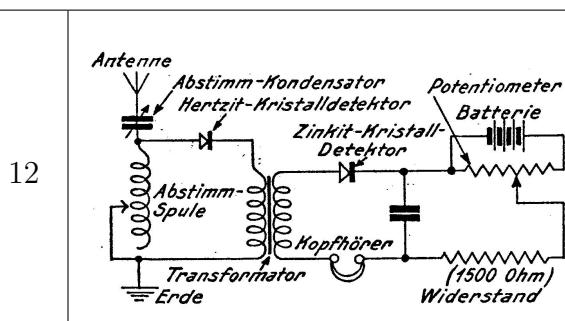


Originalschaltung, entnommen aus 1.5 [a], Fig. 1.



Original, entnommen aus 1.5 [b], S 217, Fig. 1.

Noch B) Bei den Detektorschaltungen Nr. 10 (Lossev und Pearce & Smith) und Nr. 11 (Round & Rust) ist die Zinkit-Diode, wie bei den Schaltungen Nr. 5 – Nr. 9, kapazitiv an den Schwingkreis angekoppelt; hier soll offensichtlich der negative differentielle Widerstand genutzt werden, weil die Signalgleichrichtung durch eine separate Diode bewirkt wird. Die Untersuchungen auf den Seiten 60 bis 69 zeigen aber, dass diese Schaltungen sehr wahrscheinlich nicht funktionieren konnten.



NF-Verstärkung mit dem Zinkit-Kontakt, von Lossev selbst stammt nur den NF-Teil, 1.4 [a], S 49, Fig. 12. Der Ursprungsort der vollständigen Detektorschaltung konnte nicht ermittelt werden.

[2D]	S 333	Abb. 275	[6D]	S 246	Abb. 3
[9D]	S 677	Abb. 8	[12D]	S 992	Abb. 9
[16D]	S 115	Abb. 131	[11E]	S 748	Fig. 4
[1F]	S 250	Fig. 7	[27D]	S 85	Abb. 55
[27D]	S 89	Abb. 62			

C) Die NF-Verstärkung mit der Zinkit-Diode scheint in ihrer Funktion so plausibel zu sein wie auch deren HF-Anwendungen, etwa in der Schaltung Nr. 3: der differentielle, negative Widerstand der Diode kompensiert zum Teil die in Serie geschalteten, positiven Verlust- bzw. Wirkwiderstände. In einer Schaltungsanalyse müssten zwei Aspekte eine besondere Beachtung erfahren: 1) Wie wirken sich die Wicklungskapazitäten des NF-Transformators auf die Stabilität der Schaltung aus? 2) Welchen Einfluss auf den Gleichrichter-Wirkungsgrad hat der auf die Primär-HF-Seite transformierte Widerstand der Sekundär-NF-Seite, der durch die Zinkit-Diode deutlich reduziert sein könnte?

In der gesamten Literatur über die schwingenden Kristalldetektoren finden sich keine durch Messungen belegte Berichte über die Eigenschaften der Empfängerschaltungen mit den Zinkit-Dioden, auch keine vergleichenden Empfangsergebnisse mit gewöhnlichen Detektorempfängern. Andererseits hat man in den 20er Jahren sehr wohl versucht, durch umfangreiche Messungen herauszufinden, wie man durch einen Kompromiss zwischen Trennschärfe und erzielbarer NF-Ausgangsleistung den „besten“ (gewöhnlichen) Detektorempfänger dimensioniert. In der FUNKGESCHICHTE Nr. 93 und Nr. 98 hat Prof.Dr.Dr.-Ing.E.h. B.Bosch diese Thematik mit modernen Methoden theoretisch untersucht und hat über die in der Praxis erzielbaren Ergebnisse in Nr. 154 berichtet.

13*		Originalschaltung, entnommen aus 1.4 [a], S 48, Fig. 6 und 7, durch Bearbeitung etwas vereinfacht, auch enthalten in [1R], S 51, Fig. 1 und 1.4 [e], S 132, Fig. 5. Zitate in der Sekundärliteratur: <table border="0"> <tr> <td>[14E]</td><td>S 235</td><td>Fig. 2</td><td>[5D]</td><td>S 20</td><td>Fig. 3</td></tr> <tr> <td>[7D]</td><td>S 262</td><td>Abb. 2</td><td>[11D]</td><td>S 985</td><td>Abb. 7</td></tr> <tr> <td>[14D]</td><td>S 813</td><td>Abb. 6</td><td>[16D]</td><td>S 115</td><td>Abb. 130</td></tr> <tr> <td>[22D]</td><td>S 295</td><td>Abb. 3</td><td>[2E]</td><td>S 300</td><td>Fig. 2</td></tr> <tr> <td>[10E]</td><td>S 743</td><td>Fig. 3</td><td>[13E]</td><td>S 295</td><td>Fig. 2</td></tr> <tr> <td>[1F]</td><td>S 197</td><td>Fig. 3</td><td>[24D]</td><td>S 983</td><td>Abb. 7</td></tr> <tr> <td>[25D]</td><td>S 990</td><td>Abb. 1</td><td>[27D]</td><td>S 88</td><td>Abb. 60</td></tr> </table>	[14E]	S 235	Fig. 2	[5D]	S 20	Fig. 3	[7D]	S 262	Abb. 2	[11D]	S 985	Abb. 7	[14D]	S 813	Abb. 6	[16D]	S 115	Abb. 130	[22D]	S 295	Abb. 3	[2E]	S 300	Fig. 2	[10E]	S 743	Fig. 3	[13E]	S 295	Fig. 2	[1F]	S 197	Fig. 3	[24D]	S 983	Abb. 7	[25D]	S 990	Abb. 1	[27D]	S 88	Abb. 60
[14E]	S 235	Fig. 2	[5D]	S 20	Fig. 3																																							
[7D]	S 262	Abb. 2	[11D]	S 985	Abb. 7																																							
[14D]	S 813	Abb. 6	[16D]	S 115	Abb. 130																																							
[22D]	S 295	Abb. 3	[2E]	S 300	Fig. 2																																							
[10E]	S 743	Fig. 3	[13E]	S 295	Fig. 2																																							
[1F]	S 197	Fig. 3	[24D]	S 983	Abb. 7																																							
[25D]	S 990	Abb. 1	[27D]	S 88	Abb. 60																																							
14?		Originalschaltung, entnommen aus [1R], S 16, Fig. 7, Zitate in der Sekundärliteratur: <table border="0"> <tr> <td>[2D]</td><td>S 332</td><td>Abb. 273</td><td>[9D]</td><td>S 677</td><td>Abb. 6</td></tr> <tr> <td>[11D]</td><td>S 985</td><td>Abb. 9</td><td>[12D]</td><td>S 992</td><td>Abb. 10</td></tr> <tr> <td>[16D]</td><td>S 114</td><td>Abb. 129</td><td>[1F]</td><td>S 249</td><td>Fig. 4</td></tr> </table>	[2D]	S 332	Abb. 273	[9D]	S 677	Abb. 6	[11D]	S 985	Abb. 9	[12D]	S 992	Abb. 10	[16D]	S 114	Abb. 129	[1F]	S 249	Fig. 4																								
[2D]	S 332	Abb. 273	[9D]	S 677	Abb. 6																																							
[11D]	S 985	Abb. 9	[12D]	S 992	Abb. 10																																							
[16D]	S 114	Abb. 129	[1F]	S 249	Fig. 4																																							
15																																												
	Originalschaltung, entnommen aus 1.5 [a], Fig. 2	Originalschaltung, entnommen aus 1.5 [a], Fig. 3.																																										
16*		Originalschaltung, entnommen aus [3E], S 421, Fig. 3, aus der Bauanleitung von L.L.Barnes, zitiert von [16D], S 1194, Abb. 1.																																										
17		Originalschaltung, entnommen aus 1.3 [b], S 1166, Fig. 1, Überlagerungsempfänger für Telegrafiesignale. Zitate in der Sekundärliteratur: <table border="0"> <tr> <td>[27D]</td> <td>S 89</td> <td>Abb. 61</td> <td>[14D]</td> <td>S 812</td> <td>Abb. 5</td> </tr> <tr> <td>[22D]</td> <td>S 295</td> <td>Abb. 2</td> <td></td> <td></td> <td></td> </tr> </table>	[27D]	S 89	Abb. 61	[14D]	S 812	Abb. 5	[22D]	S 295	Abb. 2																																	
[27D]	S 89	Abb. 61	[14D]	S 812	Abb. 5																																							
[22D]	S 295	Abb. 2																																										

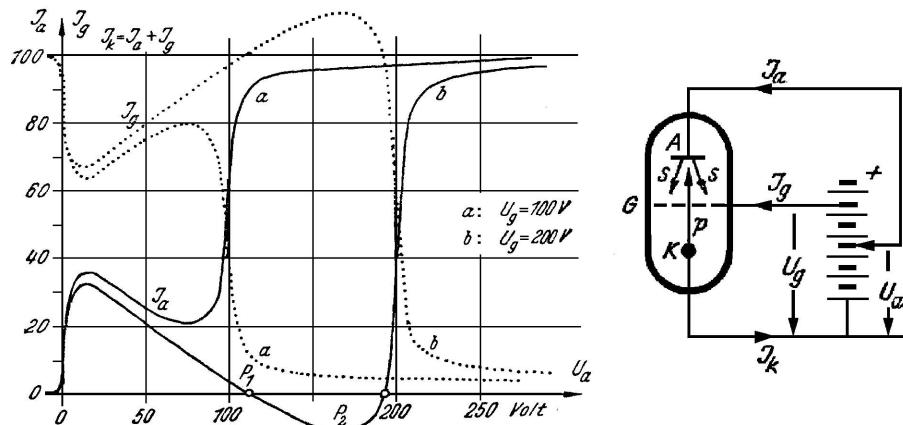
D) Detektorschaltungen mit gekoppelten Schwingkreisen. Der Kreis mit der Zinkit-Diode wurde in der Regel als Überlagerungsschwingkreis zum Empfang von Telegrafiesignalen genutzt; eine gewöhnliche Diode bildete dann das im Kopfhörer wahrnehmbare NF-Signal. In der Schaltung Nr. 17 von Pickard übernimmt die Bleisulfid(Galena)-Diode beide Funktionen wie beim Schwingaudion.

Wenn man die Entdämpfung durch die Zinkit-Diode nicht so weit treibt, dass Dauerschwingungen entstehen sondern, wenn man eine stabile Dämpfungsminderung (d.h. zeitlich abklingende Einschwingvorgänge) einstellt, dann sind die Schaltungen auch zum Empfang von normalen Rundfunksendungen geeignet. Der vermehrte Aufwand an Einstellmöglichkeiten – magnetische Kopplung, die Resonanzfrequenzen der zwei Kreise, eventuell noch variable Diodenankopplung – macht diese Empfänger in ihrer Bedienung recht kompliziert verglichen mit einer einfachen Schaltung wie etwa Nr. 3; es ist fraglich, ob sich mit den vielen Einstellknöpfen wirklich bessere Empfangsresultate erzielen ließen.

3 Dynatron- und Lichtbogen-Kennlinien

3.1 Dynatron-Kennlinien

Der Begriff *Dynatron* ist von Hull^{1,2} geprägt worden für das von ihm entdeckte Verhalten der Triode bei großen, positiven Gitterspannungen und den damit verbundenen relativ großen Gitterströmen.



Entnommen aus: H. Barkhausen, Elektronen-Röhren, 1. Band, Allgemeine Grundlagen, S. Hirzel Verlag Leipzig, 7. Auflage, 1953; links Bild 6f, Seite 76; rechts Bild 6e, Seite 75.

Abbildung 34: In dem Diagramm links ist für zwei verschiedene Gitterspannungen $U_g = 100 \text{ V}$ und $U_g = 200 \text{ V}$ aufgetragen der Anodenstrom $I_a = I_a(U_a)$ mit durchgezogenen Linien und der Gitterstrom $I_g = I_g(U_a)$ mit punktierten Linien als Funktion der Anodenspannung U_a .

Als *Dynatron-Kennlinie* bezeichnet man eine Strom-Spannungskennlinie $I_a = I_a(U_a)$ (Strom und Spannung an derselben Elektrode³) mit einem „fallenden“ Kennlinienast, einer Kennlinie also, bei der beim Anwachsen der Spannung, hier U_a , das ist die steuernde Größe, der Strom, hier I_a , abnimmt, das ist die gesteuerte Größe. Dieses Verhalten wird verursacht durch den Effekt der Sekundärelektronen-Emission: Elektronen werden von der geheizten Katode emittiert und in dem elektrischen Feld zwischen dem Gitter und der Katode beschleunigt. Diejenigen Elektronen, die nicht vom Gitter eingefangen werden, treffen auf die Anode auf (Pfeil „p“, primäre Elektronen, im *rechten* Bild) und befreien aus einer nur wenige Atomlagen tiefen Schicht des Anodenblechs mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit Sekundärelektronen (Pfeile „s“, sekundäre Elektronen), die dann von dem positiven Gitter angezogen werden. Der Anodenstrom I_a besteht aus den Elektronen, die pro Sekunde auf der Anode auftreffen, abzüglich der Anzahl von Elektronen pro Sekunde, welche die Anode verlassen und zum Gitterstrom beitragen. Mit wachsender Anodenspannung U_a wächst einerseits die kinetische Energie der primären Elektronen und damit auch die Wahrscheinlichkeit, Sekundärelektronen zu erzeugen, andererseits wächst aber auch die Kraft des elektrischen Feldes, das die Elektronen am Verlassen der Anode hindert, deshalb wächst der Anodenstrom I_a ab einer gewissen Anodenspannung auch wieder an. In den Punkten P_1 und P_2 ist $I_a = 0$,⁴ d.h. es treffen auf der Anode genau so viele primäre Elektronen auf wie sekundäre Elektronen die Anode verlassen; in dem Spannungsintervall zwischen den Punkten P_1 und P_2 ist $I_a < 0$, d.h. ein Primärelektron erzeugt im Mittel mehr als ein Sekundärelektron.

Die Sekundärelektronen-Emission findet auch in der Tetrode statt, hier übernimmt das positive Schirmgitter die Funktion des Trioden-Steuergitters mit positiver Vorspannung. In der Pentode sorgt

¹A.W.Hull, A vacuum tube possessing negative electric resistance
Proc. IRE, 6 (1918), Seite 5 – 35

²A.W.Hull, Das Dynatron, eine Vakuumröhre mit der Eigenschaft des negativen elektrischen Widerstandes
Jb. drahtl. Telegraphie u. Teleph. 14 (1919), Seite 47 – 68 und 157 – 171

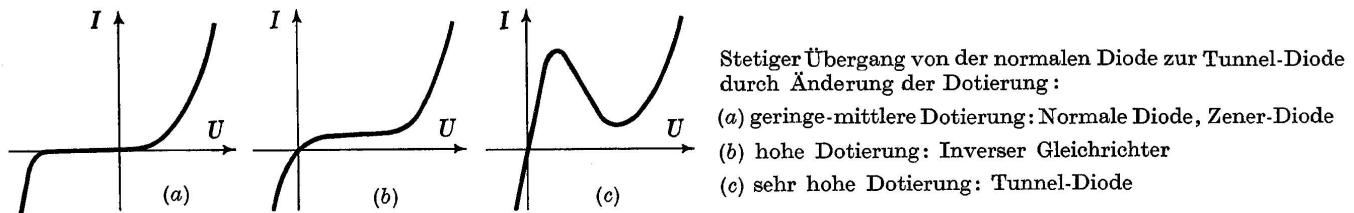
³Auch die Kennlinie $I_g = I_g(U_a)$ weist „fallende“ Bereiche auf, also Kennlinienbereiche mit negativer Steigung, aber hier handelt es sich um den Strom I_g in die Gitterelektrode als Funktion der Spannung U_a an der Anodenelektrode.

⁴Obwohl formal die Anodenverlustleistung $U_a I_a = 0$ ist, kann das Anodenblech rot glühen. Man muss hier beachten, dass die an der Anode umgesetzte Leistung (Energie pro Zeiteinheit) aus der kinetischen Energie der Elektronen besteht, die auf die Anode auftreffen, abzüglich der kinetischen Energie der Elektronen, welche die Anode verlassen. Die Geschwindigkeiten und damit auch die kinetischen Energien der Sekundärelektronen sind aber erheblich kleiner als diejenigen der Primärelektronen, weil deren Energie zu einem großen Teil zur Befreiung der Sekundärelektronen gebraucht wird.

das Bremsgitter, das üblicherweise mit der Katode verbunden ist, im Raum vor der Anode für eine hohe Potentialschwelle, welche die Sekundärelektronen am Verlassen der Anode hindert bzw. zur Rückkehr zur Anode zwingt.

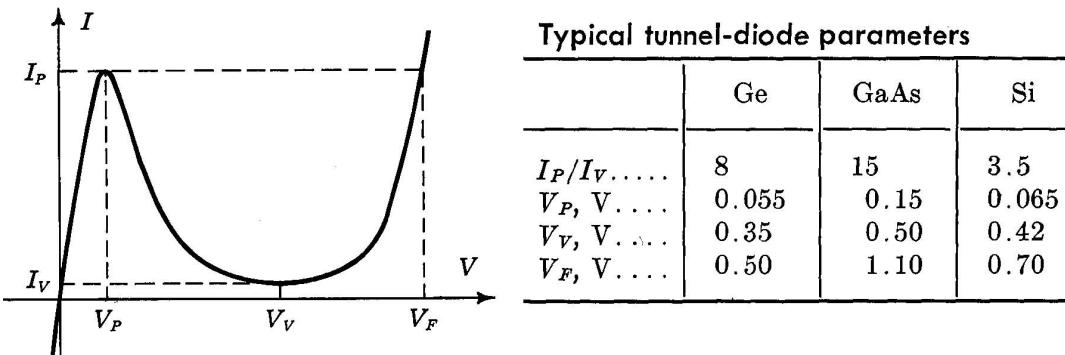
In Elektronenröhren mit mehreren Elektroden mit positiver Betriebsspannung kann es auch ohne Mitwirkung des Sekundärelektroneneffektes zu einer Dynatronkennlinie aufgrund der Stromverteilung zwischen den positiven Elektroden kommen.⁵

Bei Halbleiter-Bauelementen und zwar in pn-Übergängen ist der Tunneleffekt für das Auftreten einer Dynatronkennlinie verantwortlich.



Entnommen aus: Richard F. Shea, Transistortechnik, Berliner Union – Stuttgart, 2. deutsche Auflage, 1962; Abb. 1 – 26, Seite 39, durch Bearbeitung verändert.

Abbildung 35: Bei „normaler“ Dotierung bewirkt die Raumladungszone oder Sperrsicht an der metallurgischen Grenze zwischen dem p-dotierten und dem n-dotierten Halbleitergebiet, dass 1) die Strom-Spannungskennlinie unsymmetrisch wird, es existiert ein Durchlassbereich $U > 0$ und ein Sperrbereich $U < 0$ und, dass 2) bei sehr kleinen Spannungen $|U| \approx$ einige mV nur äußerst kleine Ströme fließen können, $|I| \approx$ einige pA bis nA bei Silizium-Dioden; der Widerstand $|U/I|$ ist sehr groß, $|U/I| \approx$ einige MΩ bis GΩ. Bei sehr hoher Dotierung dagegen verhält sich der pn-Übergang bei sehr kleinen Spannungen bedingt durch den Tunneleffekt wie ein sehr kleiner Ohmscher Widerstand, es gibt keinen Sperrbereich mehr, Bild 35(c) bzw. Bild 36.



Entnommen aus: Jacob Millman, Christos C. Halkias, Integrated Electronics: Analog and Digital Circuits and Systems, McGraw-Hill Book Company, 1972; links Fig. 3 – 18, Seite 78 bzw. Fig. 19 – 13, Seite 746; rechts Table 3–1, Seite 79.

Abbildung 36: Der Tunneleffekt ist ein quantenmechanisches Phänomen; aufgrund dieses Effektes ist ein Teilchenfluss in ein Nachbargebiet durch eine dünne Barriere hindurch möglich, die bei klassischer Betrachtung eine unüberwindliche Mauer darstellen würde. Zwei Bedingungen müssen erfüllt sein, damit es zu einem Tunnelstrom kommen kann:

- 1) Die zu durchtunnelnde Schichtdicke muss sehr klein sein; beim pn-Übergang ist das die Raumladungszone, und deren Breite ist durch die sehr hohe Dotierung der Tunnel-Diode sehr klein geworden.
- 2) Jedes Teilchen im p- oder n-dotierten Gebiet des Halbleiters besitzt individuell eine bestimmte Energie in einem erlaubten Intervall, niedrige Energien sind dicht besiedelt, höhere Energien werden zunehmend gemieden (Fermi-Verteilung). Wenn ein Tunnelvorgang erfolgreich sein soll, dann muss das Teilchen jenseits der Barriere im Zielgebiet einen *freien* Energie-Platz bei genau seiner eigenen Energie vorfinden. Bei kleinen Spannungen verläuft der Tunnelvorgang offenbar problemlos in beide Richtungen, die Anzahl der freien Plätze ändert sich aber mit wachsender Spannung in Durchlassrichtung $V > 0$, d.h. p-Halbleiter positiv gegen n-Halbleiter: es gibt ein Optimum für $V = V_P$ und für $V \geq V_V$ ist das Angebot an freien Plätzen im Zielgebiet verschwindend klein geworden, der Tunnelstrom geht gegen null. Der Anstieg des Stromes bei $V > V_V$ ist bedingt durch den Diffusionsstrom

⁵H.Rothe, W.Kleen, Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter, Band 5, Bücherei der Hochfrequenztechnik, Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler, Leipzig, 1941, Seite 16

(exponentiell von der Spannung abhängig: $\sim \exp(V/V_T)$, V_T Temperaturspannung), wie er bei jeder in Durchlassrichtung gepolten Halbleiterdiode mit pn-Übergang auftritt. In der Tabelle im Bild 36 sind typische Strom- und Spannungswerte von Tunneldioden aus Germanium (Ge), Galliumarsenid (GaAs), und Silizium (Si) angegeben. V_F ist die Spannung in Durchlassrichtung bei $I \approx$ einige mA.

Bereits im Röhrenzeitalter wurden rückgekoppelte Schaltungen⁶ entwickelt, welche die Dynatron- oder die Lichtbogen-Kennlinie nachbilden konnten; solche Schaltungen und weitere Literaturstellen dazu sind auch in der zitierten Arbeit von Steimel, Fußnote 1, Seite 55, enthalten.

Mit Halbleiterbauelementen, mit pnp- und npn-Bipolartransistoren, mit p- und n-Kanal Feldeffekt-Transistoren (Sperrsicht~, JFET, und Feldeffekt-Transistoren mit isolierter Steuerelektrode, MOSFET) ergibt sich eine üppige Vielfalt von Schaltungsmöglichkeiten, um „fallende“ Strom-Spannungskennlinien zu erzeugen.⁷

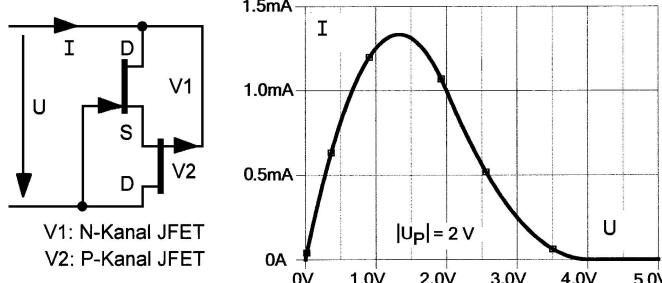


Abbildung 37: Die Lambda(Λ)-Diode, eine Schaltung von bestechender Einfachheit, besitzt eine Strom-Spannungskennlinie vom DynatronTyp; die „Diode“ hat ihren Namen von dem annähernd Λ -förmigen Verlauf der Kennlinie $I = I(U)$; $|U_P| = 2$ V ist die in der PSpice-Simulation verwendete Abschnürspannung des n- und des p-Kanal JFETs. Die Schaltung wurde erstmals 1974 veröffentlicht:
G.Kano, H.Iwasa, A New Λ -Type Negative Resistance Device of Integrated Complementary FET Structure

IEEE Trans. on Electron Devices, July 1974, Seite 448 – 449

G.Kano, H.Iwasa, u.a., The lambda-diode: a versatile negative-resistance device

Electronics, June 26, 1975, Seite 105 – 109

H.Takagi, G.Kano, Complementary JFET Negative Resistance

IEEE Jour. SC-10, Nr. 6, (Dec. 1975), Seite 509 – 515

Schaltungsanalyse der Λ -Diode: Die Kennlinie $I = I(U)$ im Bild 37 wird in der PSpice-Simulation mit einem „breakout part“ Modell des JFET berechnet, dessen Komplexität kann der Anwender durch entsprechende Einträge in der Parameterliste selbst bestimmen; mit den Ersatz(Default)werten erhält man die einfachste Beschreibung. Den Gatestrom I_G kann man bei den vorliegenden Betriebsbedingungen vernachlässigen, weil die Gate-Kanal-Diode immer gesperrt ist. Die Spannungen in den unten angeschriebenen Gleichungen werden positiv in der Reihenfolge der Indices gezählt, die Drainstromzählung ist positiv in den Drainanschluss hinein. Der PSpice Feldeffekt-Transistor besitzt folgende Parameterwerte: $area = 10$ (gewählt), $\beta = 10^{-4} \text{ A/V}^2$ und die Abschnürspannung $U_P = -2$ V. Der Drainstrom I_D als Funktion der Spannungen U_{DS} und U_{GS} für einen n-Kanal FET ist:

$$I_D = area \beta \begin{cases} 0 & \text{für } U_{GS} - U_P \leq 0; \text{ Sperrbereich} \\ 2(U_{GS} - U_P)U_{DS} - (U_{DS})^2 & \text{für } U_{DS} \leq U_{GS} - U_P; \text{ ohmscher Bereich} \\ (U_{GS} - U_P)^2 & \text{für } 0 < U_{GS} - U_P < U_{DS}; \text{ Abschnürbereich} \end{cases} \quad (1)$$

Der maximale Drainstrom ergibt sich zu $I_D(U_{GS} = 0, U_{DS} = -U_P) = I_{\max} = area \beta U_P^2 = 4$ mA mit den obigen Daten. Das leichte Ansteigen des Drainstroms im Ausgangskennlinienfeld des FET wird in dieser Näherung vernachlässigt.

$$I_D = I_{\max} \begin{cases} 0 & \text{für } U_{GS} - U_P \leq 0; \text{ Sperrbereich} \\ 2(U_{GS}/U_P - 1)(U_{DS}/U_P) - (U_{DS}/U_P)^2 & \text{für } U_{DS} \leq U_{GS} - U_P; \text{ ohmscher Bereich} \\ (U_{GS}/U_P - 1)^2 & \text{für } 0 < U_{GS} - U_P < U_{DS}; \text{ Abschnürbereich} \end{cases} \quad (2)$$

In Übereinstimmung mit den gewählten Zählrichtungen haben Ströme und Spannungen folgende Polaritäten:

$$\begin{aligned} \text{n-Kanal FET: } & I_D^n, I_{\max}^n > 0; \quad U_P^n, U_{GS}^n < 0; \quad U_P^n \leq U_{GS}^n \leq 0; \quad U_{DS}^n \geq 0; \\ \text{p-Kanal FET: } & I_D^p, I_{\max}^p < 0; \quad U_P^p, U_{GS}^p > 0; \quad U_P^p \geq U_{GS}^p \geq 0; \quad U_{DS}^p \leq 0. \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{Zur Vereinfachung soll gelten: } U_P^n = -U_P^p = U_P > 0; \quad I_{\max}^n = -I_{\max}^p = I_{\max} > 0. \quad (4)$$

$$\text{Aus dem Bild 37 ist abzulesen: } I = I_D^n = -I_D^p; \quad U_{DS}^n = U_{GS}^p = U_{DS}^p + U; \quad U_{DS}^p = U_{GS}^n = U_{DS}^n - U. \quad (5)$$

⁶E.W.Herold, Negative Resistance and Devices for Obtaining it

Proc. IRE, vol. 23. Nr. 10, (Okt. 1935), Seite 1201 – 1223

⁷Leon O.Chua, u.a., Bipolar – JFET – MOSFET Negative Resistance Devices

IEEE Trans. on Circuits and Systems, vol. CAS-32, Nr. 1, (Jan. 1985), Seite 46 – 61

1) Ohmscher Bereich: (Die Spannungen U_{DS}^p , U_{GS}^p , U_{GS}^n werden durch U_{DS}^n ausgedrückt.)

$$\left. \begin{array}{l} \text{n-Kanal FET: } 0 \leq U_{DS}^n \leq U_{GS}^n + U_P = U_{DS}^n - U + U_P; \\ \text{p-Kanal FET: } 0 \geq U_{DS}^p = U_{DS}^n - U \geq U_{GS}^p - U_P = U_{DS}^n - U_P. \end{array} \right\} \quad U \leq U_P \quad (6)$$

Mit Gl. (2), ohmscher Bereich, und den Gln. (5) erhält man:

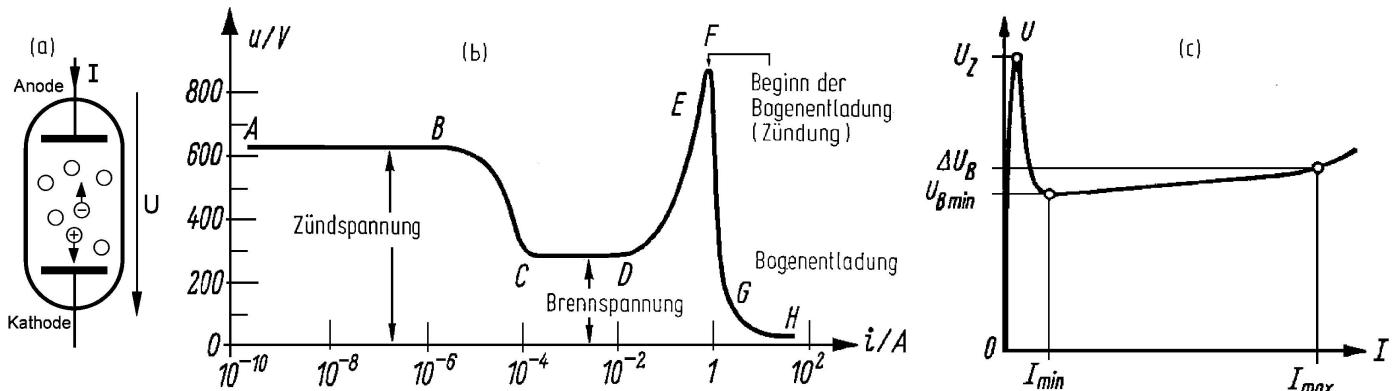
$$U_{DS}^n = U_{GS}^p = U/2; \quad U_{DS}^p = U_{GS}^n = -U/2. \quad (7)$$

2) Abschnürbereich: $U \geq U_P$; aus Gl. (5) folgt $U_{GS}^p = U_{GS}^n + U$; mit der Gl. (2), Abschnürbereich ($I_D^n = -I_D^p$), ergibt sich wie in Gl. (7): $U_{DS}^n = U_{GS}^p = U/2$; $U_{DS}^p = U_{GS}^n = -U/2$.

Für die Kennlinie $I = I(U)$ der Λ -Diode und deren differentiellen Leitwert $G_{\text{diff}} = dI/dU$ erhält man:

$$I = I(U) = I_{\max} \begin{cases} \frac{U}{U_P} - \frac{3}{4} \left(\frac{U}{U_P} \right)^2 & \text{Ohmscher Bereich, } 0 \leq U \leq U_P \\ \left(1 - \frac{U}{2U_P} \right)^2 & \text{Abschnürbereich, } U_P \leq U \leq 2U_P \\ 0 & \text{Sperrbereich, } U > 2U_P \end{cases} \quad \frac{dI}{dU} = \begin{cases} \frac{I_{\max}}{U_P} & \text{für } U = 0 \\ 0 & \text{für } U = \frac{2U_P}{3} \\ -\frac{I_{\max}}{2U_P} & \text{für } U = U_P \end{cases} \quad (8)$$

3.2 Lichtbogen-Kennlinien



(b) Entnommen aus: P. Schulz, Elektronische Vorgänge in Gasen und Festkörpern, Verlag G. Braun Karlsruhe, 1968; Abb B 73, Seite 270. (c) Entnommen aus: Telefunken Laborbuch IV, 1967; Bild 2, Seite 186, geringfügig bearbeitet.

Abbildung 38: (a) Gasentladung in einem abgeschlossenen Volumen. Kennlinie $U = U(I)$ einer Gasentladungsstrecke (b) in halblogarithmischer Darstellung, Abszisse logarithmisch skaliert, und (c) der Bereich der Glimmentladung in linearer Darstellung, das ist in (b) der Kurvenbereich A – D.

Wie bereits im Abschnitt 3.1 geht es auch hier primär darum, zu erklären, wie die „fallenden“ Bereiche der Kennlinie zustandekommen. Im Gegensatz zum Dynatron sind aber die physikalischen Vorgänge in der Gasentladung deutlich komplizierter und man muss sich notgedrungen mit Plausibilitätsbetrachtungen zufrieden geben. Die erste Schwierigkeit besteht bereits darin, dass man hier den *Strom* als steuernde, eingeprägte Größe ansehen muss, die Spannung an der Entladungsstrecke folgt dann als gesteuerte Größe, eben als „Spannungsabfall“.

Das Prinzip einer Gasentladungsstrecke ist im Bild 38(a) skizziert: In einem abgeschlossenen Glasgefäß mit eingeschmolzenen Elektroden (Anode und Katode, die *nicht* beheizt wird) befindet sich ein Gas unter geringem Druck, z.B. 10% des normalen Luftdrucks.

Es sei zunächst der steil ansteigende Kennlinienast bei sehr kleinen Strömen im Bild 38(c) betrachtet. Auch ein sehr kleiner Strom kommt nicht ohne Ladungsträger aus; das in dem Gefäß eingeschlossene Gas besteht zunächst einmal aus elektrisch neutralen Gasmolekülen (in der Skizze die leeren Kreise), und durch irgendeine Energie von *aufßen* (z.B. UV-Licht) müssen pro Zeiteinheit genügend viele Gasmoleküle ionisiert werden, d.h. es gibt jetzt in dem Volumen freie, negativ geladene Elektronen (Θ) und positiv geladene Gasionen (\oplus), die sich aufgrund des elektrischen Feldes in entgegengesetzter Richtung zu den Elektroden bewegen. Das Elektron verschwindet in der Anode, das positive Gasion holt sich an der Katode das fehlende Elektron und ist damit wieder neutral; die äußere Energie muss ständig für Nachschub an Ladungsträgern sorgen, damit der Strom kontinuierlich fließen kann. In

diesem steil ansteigenden Ast der Kennlinie im Bild 38(c) scheint das Ohmsche Gesetz gültig zu sein: mit wachsendem Strom wächst die Spannung annähernd proportional an.

Als nächstes soll der Bereich A – B auf der Kennlinie im Bild 38(b) betrachtet werden. (Die an den Achsen angeschriebenen Zahlenwerte sind *keine* typischen Ströme und Spannungen an einer Gasentladung; diese Größen sind vielmehr abhängig von den Abmessungen der Entladungsstrecke, Länge und Durchmesser, und von dem Druck und der Art des Füllgases.) Der Bereich umfasst ein Stromintervall $I \approx 10^{-10}\text{A} \dots 10^{-6}\text{A}$; in der linearen Skalierung des Bildes 38(c) ist dieser Bereich praktisch nicht darstellbar, er ist auf den Punkt „ U_Z “ zusammengeschrumpft. In dem Bereich A – B variiert der Strom über vier Zehnerpotenzen, von $0,1\text{nA}$ bis $1\mu\text{A}$, bei annähernd *konstanter* Spannung. Bei einer Zenerdiode beobachtet man ein qualitativ ähnliches Verhalten: der Strom bei Sperrpolung ist sehr klein, aber wenn die Durchbruchspannung erreicht wird, sind unter Beachtung der Grenzdaten beliebige Stromstärken bei annähernd konstanter Spannung möglich. Die physikalischen Vorgänge in der Raumladungszone der in Sperrrichtung betriebenen Diode sind durchaus vergleichbar mit dem Geschehen in der Gasentladung: es muss offenbar einen *inneren* Erzeugungsprozess für *Ladungsträgerpaare* geben, denn vor dem Erreichen der Zenerspannung bzw. hier der Zündspannung standen ja nur sehr wenige Ladungsträger zur Verfügung, die in der Gasentladung, wie eingangs erläutert wurde, zudem noch von einer äußeren Quelle erzeugt worden sind.

Den Stromfluss im Bereich des Steilanstiegs der Kennlinie bezeichnet man als *unselbständige Entladung*, weil die Ladungsträger-Erzeugung von *außen* unbedingt erforderlich war, in den nachfolgenden Bereichen A – H im Bild 38(b) heißt die Entladung *selbständig*, weil sie durch den Erzeugungsprozess der Stoßionisation (und im Bereich F – H zusätzlich durch thermische Elektronenemission der Kathode) selbsttätig für die Erzeugung der Ladungsträger sorgt.

Die Ladungsträgererzeugung in der Gasentladung (wie auch in der Zenerdiode) geschieht durch Stoßionisation, und damit dieser Effekt mit einer nennenswerten Ausbeute an Ladungsträgern funktioniert, muss die elektrische Feldstärke eine gewisse Größe aufweisen. Ein Elektron führt im elektrischen Feld eine beschleunigte Bewegung aus und sammelt kinetische Energie an. In einer Vakuumröhre wird diese Bewegung nicht behindert und erst durch das Auftreffen auf die Anode beendet; in einer Gasentladung stößt das Elektron im Mittel nach einer freien Flugzeit entsprechend einer freien Weglänge mit einem neutralen Gasmolekül zusammen, bei diesem Stoß werden Energie und Impuls ausgetauscht, danach führt das Elektron bis zum nächsten Zusammenstoß erneut eine beschleunigte Bewegung in Richtung auf die positive Anode hin aus. Wenn die elektrische Feldstärke in dem Entladungsraum genügend groß ist, dann kann das Elektron in der freien Flugzeit so viel Energie ansammeln, dass das Gasmolekül bei dem Zusammenstoß ionisiert wird. Nach dem Stoß sind dann ein positiv geladenes Gasion und zwei Elektronen im elektrischen Feld unterwegs mit der Chance zu weiteren Stoßionisationsprozessen, d.h. es wird eine Lawine losgetreten.

In dem Kennlinienbereich A – B ist die elektrische Feldstärke in dem Entladungsraum zwischen Anode und Kathode praktisch konstant (so wie bei einem Plattenkondensator) und besitzt die für die Stoßionisation erforderliche Größe; das bedeutet:

- 1) Die Stoßionisationsprozesse können auf der gesamten Strecke zwischen Anode und Kathode stattfinden, es muss eben nur noch eine freie Weglänge zum Ansammeln der Ionisationsenergie übrig sein.
- 2) Die Raumladungen der Elektronen und der positiven Gasionen sind sehr klein gegenüber denjenigen elektrischen Ladungen (\approx Zündspannung \times Kapazität der Entladungsstrecke), die auf den Elektroden, der positiven Anode und der negativen Kathode, sitzen, und sie haben deshalb praktisch (noch) keinen Einfluss auf den örtlichen Verlauf der elektrischen Feldstärke.

Diese relativ lange Vorgeschichte erschien notwendig, damit die Erklärungsversuche zu den eigentlich interessierenden „fallenden“ Kennlinienabschnitten auf einem leidlich tragfähigen physikalischen Fundament erfolgen können.

Der „fallende“ Kennlinienbereich B – C im Bild 38(b), entsprechend dem fallenden Kennlinienast im Bild 38(c), zeigt durch sichtbares Leuchten den Beginn der eigentlichen Glimmentladung an. In diesem Bereich nimmt die gesteuerte Größe, die Spannung, an der Entladungsstrecke ab, obwohl der Strom, die steuernde Größe, anwächst. Man muss sich hier immer vergegenwärtigen, dass der im Außenkreis messbare Strom *in* der Gasentladung durch Ladungen getragen wird, die durch Stoßionisation erzeugt werden müssen *und*, dass dieser Effekt wenigstens lokal eine Mindestgröße der elektrischen Feldstärke zur Voraussetzung hat.

Die elektrische Feldstärke in diesem Kennlinienbereich ist *nicht* mehr örtlich konstant: in einem Gebiet in der Nähe der Katode ist die Feldstärke sehr groß, in jedem Fall groß genug für Stoßionisationsprozesse, im Rest der Entladungsstrecke ist die Feldstärke zu klein, um Stoßionisation bewirken zu können. Die Ortsabhängigkeit der elektrischen Feldstärke wird von den Raumladungen der Elektronen und positiven Gasionen verursacht. Die Raumladung ist bedingt durch eine nicht mehr vernachlässigbare, größere Anzahl (verglichen mit dem Bereich A – B) von Ladungsträgern im Raum zwischen Anode und Katode; entscheidend aber ist der Umstand, dass sich Elektronen und Gasionen mit sehr verschiedenen großen Geschwindigkeiten bewegen: die Ionen sind deutlich langsamer, weil deren Masse um einige tausendmal größer ist als die Masse der Elektronen. Dadurch stimmt der Schwerpunkt der gesamten Elektronenladung nicht mehr mit dem Schwerpunkt der gesamten positiven Ionenladung überein. Die Spannung $U_{\text{Anode}, \text{Katode}}$ ist hier kleiner als in dem Bereich A – B, weil in einem großen Teil (etwa 2/3) der Entladungsstrecke die elektrische Feldstärke klein ist.

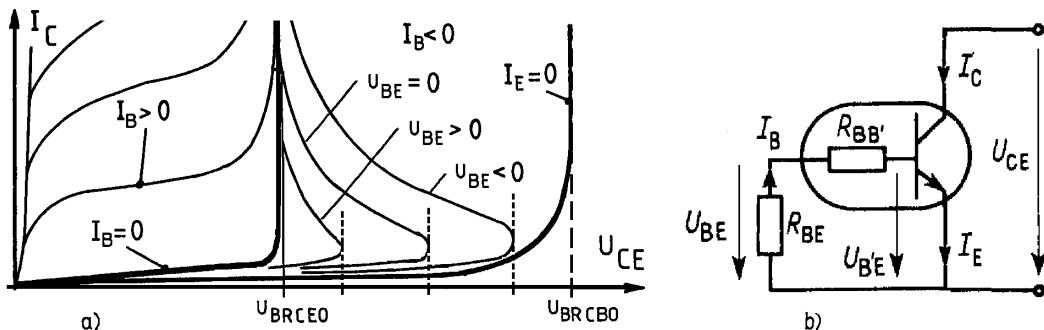
- ▷ Die Spannung zwischen Anode und Katode ist: $U_{AK} = \int_K^A E(x) dx$; $E(x)$: el. Feldstärke als Funktion des Ortes x .
- ▷ Der Kennlinienbereich C – D im Bild 38(b) bzw. der Bereich $I_{\min} \leq I \leq I_{\max}$ im Bild 38(c) wird in Glimmstabilisatoren zur Erzeugung von Referenzspannungen genutzt, weil in diesem Bereich die Spannung an der Entladungsstrecke annähernd konstant bleibt. Im Bild 38(c) ist angedeutet, dass diese Referenzspannungsquellen einen kleinen, aber endlichen Innenwiderstand besitzen: $R_i \approx \Delta U_B / (I_{\max} - I_{\min})$.
- ▷ Das Leuchten der Glimmentladung (und im Prinzip auch der Bogenentladung) kommt auf folgende Weise zustande: Viele Stöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen führen nicht zur Ionisation der Moleküle, weil die Energie der Elektronen nicht ausgereicht hat. Bei einem solchen nichtionisierenden Stoß übernimmt das Molekül einen wesentlichen Anteil der Energie des Elektrons und wird dadurch in einen energetisch *angeregten Zustand* überführt. Der angeregte Zustand hat eine gewisse Lebensdauer, z.B. einige ms, danach fällt das Molekül in den energetisch niedrigeren *Grundzustand* zurück, die frei werdende Differenzenergie gibt das Molekül in Form von Licht mit einer für das Füllgas typischen Farbe, entsprechend einer typischen Wellenlänge der Lichtstrahlung, wieder ab.

In dem Bereich D – E(F) im Bild 38(b) nimmt die Spannung stark zu, wenn der Strom anwächst, das hat folgende Ursache: Der Leistungsumsatz in der Gasentladung beträgt mit den im Diagramm angegeben Werten etwa 100 W, das führt zu einer Erwärmung des Gases, und weil das Volumen durch das Glasgefäß konstant gehalten wird, wächst der Gasdruck an. Höherer Druck, höhere thermische Energie ist gleichbedeutend mit höherer (thermischer) Geschwindigkeit der Gasmoleküle, dadurch wird aber die freie Flugzeit der Elektronen kürzer, Zusammenstöße passieren jetzt häufiger. Wenn aber genau wie vorher Stoßionisation stattfinden soll, dann muss das Elektron die zur Ionisation erforderliche Energie jetzt in der kürzeren freien Flugzeit ansammeln, und das geht nur, wenn die elektrische Feldstärke größer wird, und das bedeutet größere Spannung an der Entladungsstrecke. In der Umgebung des Punktes F und in dem Bereich F – H spielt die kinetische Energie der Gasionen eine entscheidende Rolle. Natürlich haben die Gasionen auch in den anderen bisher diskutierten Kennlinienbereichen bei ihrer Bewegung in Richtung zur Katode aus dem elektrischen Feld kinetische Energie erworben, aber die Leistungen waren insgesamt klein und mussten nicht berücksichtigt werden. In dem Punkt F ist, wieder mit den Daten aus dem Diagramm, die umgesetzte Leistung etwa 1 kW; auf die Katode prasselt jetzt eine große Anzahl von Gasionen ein, deren Bewegungsenergie beim Aufprall auf die Katode in Wärmeenergie gewandelt wird. Die Katodentemperatur steigt an und erreicht schließlich (rot bis hellrot glühend) solche Werte, dass eine kräftige thermische Elektronenemission einsetzt. Die großen Stromstärken im Bereich (F)G – H sind nur mit beiden Effekten, der Stoßionisation *und* der thermischen Elektronenemission möglich; die Spannung sinkt mit wachsendem Strom wegen der großen Raumladungen weiter ab, es genügt ja, wenn in einem auch nur kleinen Raumbereich eine hohe Feldstärke vorhanden ist, um die Stoßionisation in Gang zu halten.

In der Praxis hat man beide „fallenden“ Kennlinienbereiche zur Schwingungserzeugung genutzt: die eigentliche Bogenentladung, Bereich G – H, hat V.Poulsen 1902 in seinem zur Perfektion entwickelten Lichtbogensender verwendet; die Glimmentladung, Bereich B – C, war Bestandteil von sehr einfachen Generatoren zur Erzeugung von sägezahnförmigen Schwingungen.

Der Vollständigkeit wegen sei noch angemerkt, dass die Bogenentladung bei nahezu beliebigen Gasdrücken gezündet werden kann, z.B. das Elektro(Lichtbogen)-Schweißen bei Atmosphärendruck und die Hochdruck-Lichtbogenlampen zur großflächigen Beleuchtung von Straßen und Plätzen.

Im Hinblick auf die schwingenden Kristalldetektoren sind Kennlinien $U = U(I)$ vom Lichtbogentyp interessant, welche bei Halbleitern⁸ mit nur *zwei* Anschlüssen auftreten. Die Shockley- oder Vierschicht-Diode, ein Thyristor ohne Gateanschluss, zeigt zwar in dem Übergangsgebiet zwischen dem Blockierzustand und dem niederohmigen, durchgeschalteten Zustand einen Kennlinienverlauf vom Lichtbogentyp, aber letztlich ist dieses Bauelement als Schalter konzipiert. Eine Dreischicht-Triggerdiode, deren Funktion und deren technologischer Aufbau vom Bipolartransistor abgeleitet ist, hat in dem Kennlinienbereich mit negativer Steigung einen stetigen, jedenfalls keinen abrupten Verlauf, siehe Bild 41(d),(e). Es ist nicht bekannt, ob diese Triggerdiode jemals industriell gefertigt wurde oder, ob sie ihr Dasein ausschließlich in Halbleiter-Lehrbüchern fristet.



(a) Entnommen aus: R. Paul, Elektronische Halbleiterbauelemente, Teubner Studienskripten, B. G. Teubner Stuttgart, 1986; Bild 3.21, Seite 215, durch Bearbeitung verändert und ergänzt. (b) Entnommen aus: H. Tholl, Bauelemente der Halbleiterelektronik, Teil 2: Feldeffekttransistoren ..., B. G. Teubner Stuttgart, 1978; Bild 81.2, Seite 81.

Abbildung 39: (a) Ausgangskennlinienfeld eines npn-Bipolartransistors $I_C = I_C(U_{CE})$ mit dem Basisstrom I_B als Parameter. Das Bild zeigt den Durchbruchbereich, der in Transistor-Datenbüchern gewöhnlich nicht dargestellt wird, der aber bei der Beschreibung des „sicheren Arbeitsbereichs“ eines Transistors von großer Bedeutung ist. (b) In diesem Bild werden die Zählrichtungen der Ströme und Spannungen am npn-Transistor definiert. In dem Oval ist der innere Transistor mit dem technologisch unvermeidlichen Basisbahnwiderstand $R_{BB'}$ aufgezeichnet, R_{BE} ist ein an den zugänglichen, äußeren Anschlüssen von Basis und Emitter angeschalteter Widerstand.

Um die Funktion der Dreischicht-Triggerdiode zu verstehen, muss man das Durchbruchverhalten des Bipolartransistors und die rückläufigen Kennlinien $I_C = I_C(U_{CE})$, Bild 39(a), im Spannungsintervall $U_{BRCE0} \leq U_{CE} \leq U_{BRCB0}$ betrachten. U_{BRCB0} ist die Durchbruchspannung bei offenem Emittor, $I_E = 0$, und U_{BRCE0} ist die Durchbruchspannung bei offener Basis, $I_B = 0$.

Der Durchbruch der in Sperrpolung betriebenen Kollektor-Basis-Diode ist verantwortlich für den Steilanstieg des Kollektorstromes I_C bei $U_{CB} \approx U_{CE} \approx U_{BRCB0}$ und $I_E = 0$.

Die plötzlich vorhandenen vielen Ladungsträger beim Erreichen der Durchbruchspannung werden wie in der Gasentladung auch im Halbleiter, durch Stoßionisation hier in der Raumladungszone der Kollektor-Basis-Diode erzeugt. Bei Sperrpolung der Kollektor-Basis-Diode können nur *Minoritätsträger* die Raumladungszone überqueren, bei einem npn-Transistor sind das Löcher, die aus dem n-dotierten Kollektor in die p-dotierte Basis gelangen, und Elektronen aus der Basis kommen in den Kollektor. In der Raumladungszone herrscht durch die angelegte Sperrspannung ein großes elektrisches Feld, und die Minoritätsträger werden von diesem Feld durch die Raumladungszone quasi hindurchgezogen und gewinnen dabei soviel Energie, dass sie durch Stoßionisation weitere Ladungsträgerpaare, Elektronen und Löcher erzeugen, es bilden sich Ladungsträgerlawinen aus. Die Elektronen, die in den Kollektor gelangen, sind dort in dem n-dotierten Gebiet *Majoritätsträger* und wandern zum Kollektoranschluss, entsprechend sind die Löcher Majoritätssträger in der p-dotierten Basis und wandern zum Basisanschluss.

Der Strom der durchbrechenden Kollektor-Basis-Diode wird phänomenologisch durch den Lawinen-Multiplikationsfaktor M beschrieben, der Kennlinienexponent n muss empirisch ermittelt werden; für Silizium-Transistoren gilt $2 < n < 5$, I_{CB0} ist der Kollektorreststrom bei offenem Emittor.

$$I_C = M I_{CB0} = \frac{I_{CB0}}{1 - (U_{CB}/U_{BRCB0})^n} \approx \frac{I_{CB0}}{1 - (U_{CE}/U_{BRCB0})^n} \quad (9)$$

⁸D.Thackeray erwähnt in seiner kurzen Mitteilung über die Untersuchungen von H.Krüger im Abschnitt 1.12 auf Seite 35 neben der Glimmröhre den Unijunction-Transistor (Doppelbasisdiode) als Bauelement, das eine Strom-Spannungskennlinie vom Lichtbogentyp besitzt. Der Unijunction-Transistor hat drei Anschlüsse: Emitter, Basis 1 und Basis 2. Die Lichtbogenkennlinie kann man an den Anschlüssen Emitter/Basis 1 messen aber nur dann, wenn zwischen Basis 2 und Basis 1 eine genügend große positive Spannung (etwa 10 – 20 V) anliegt.

Es ist $M \approx 1$, wenn $U_{CB} \approx U_{CE} \ll U_{BRCB0}$ gilt, und $M \rightarrow \infty$, wenn $U_{CB} \approx U_{CE} \gtrsim U_{BRCB0}$ ist. Es ist bemerkenswert, dass die Durchbruchspannung U_{BRCE0} bei offener Basis, siehe Bild 39(a), deutlich kleiner ist als die Durchbruchspannung U_{BRCB0} bei offenem Emitter, das soll im folgenden formal hergeleitet werden. Die Beziehung $I_C = M I_{CB0}$ ist so zu deuten, dass alle *primären* Ladungsträger, welche die Kollektor-Basis-Sperrschicht überqueren, mit dem Faktor M zu multiplizieren sind. Im Fall des offenen Emitters $I_E = 0$ sind diese durch den Kollektorreststrom I_{CB0} erfasst, und für $I_E > 0$ gilt $A_N I_E + I_{CB0}$ statt I_{CB0} ; $A_N = (I_C - I_{CB0})/I_E < 1$ ist die Stromverstärkung in der Basisschaltung.

$$I_C = M(A_N I_E + I_{CB0}) = M(A_N(I_B + I_C) + I_{CB0}); \quad I_C = \frac{M(A_N I_B + I_{CB0})}{1 - MA_N} \quad (10)$$

Ohne Stoßionisation (Lawinenmultiplikation) ist $M = 1$ und man erhält für den Kollektorstrom

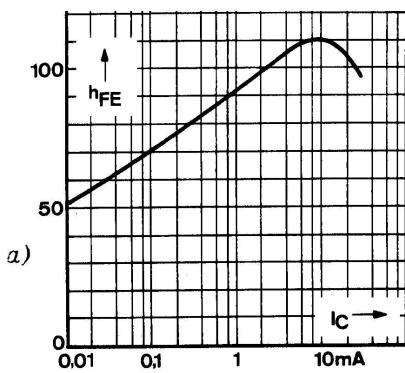
$$I_C = \frac{A_N}{1 - A_N} I_B + \frac{I_{CB0}}{1 - A_N} = B_N I_B + (1 + B_N) I_{CB0} = B_N I_B + I_{CE0}; \quad B_N = \frac{A_N}{1 - A_N}. \quad (11)$$

B_N ist die Stromverstärkung in der Emitterschaltung; der Index N kennzeichnet den *normalen* Betrieb des Transistors, im Gegensatz zum *inversen* Betrieb, der durch den Index I bezeichnet wird. $I_{CE0} = (1 + B_N) I_{CB0}$ ist der Kollektorreststrom bei offener Basis.

Mit Gl. (10) und $I_B = 0$ ist $I_C = MI_{CB0}/(1 - MA_N)$. Der Durchbruch $I_C \rightarrow \infty$ passiert, wenn der Nenner null wird, d.h. $MA_N = 1$; daraus berechnet man mit Gl. (9) die Durchbruchspannung U_{BRCE0} bei offener Basis zu

$$U_{BRCE0} = U_{BRCB0} \sqrt[n]{1 - A_N} = U_{BRCB0} \frac{1}{\sqrt[n]{1 + B_N}}. \quad (12)$$

Die Durchbruchspannung U_{BRCE0} ist kleiner als U_{BRCB0} , weil $A_N \lesssim 1$ bzw. $B_N \gg 1$ ist. Nun sind aber die Stromverstärkungen A_N bzw. B_N keine konstanten Größen sondern Funktionen des Kollektorstromes $A_N = A_N(I_C)$ bzw. $B_N = B_N(I_C)$, siehe Bild 40(a). Die Bedingung für den Durchbruch $MA_N = M(U_{CE}) A_N(I_C) = 1$ besagt: wenn A_N klein ist, weil $I_C \leq I_{CE0}$ ist, dann muss $M = M(U_{CE})$ groß werden, d.h. die Durchbruchspannung muss größer als U_{BRCE0} sein; das sollen die gestrichelten, vertikalen Tangenten im Bild 39(a) zeigen. Wenn I_C anwächst und damit auch A_N , kann M kleiner werden, die Durchbruchspannung nähert sich wieder der Größe U_{BRCE0} , die Kennlinie $I_C(U_{CE})$ erhält eine negative Steigung.



- (a) Entnommen aus: AEG-Telefunken Halbleiter, Technische Daten, Standard Typen, 1972/73, S 308, BF 115.
(b) Entnommen aus: Telefunken Handbuch Halbleiter, Industrie Typen, 1966/67, S 168, BSY 21 (2N 914).

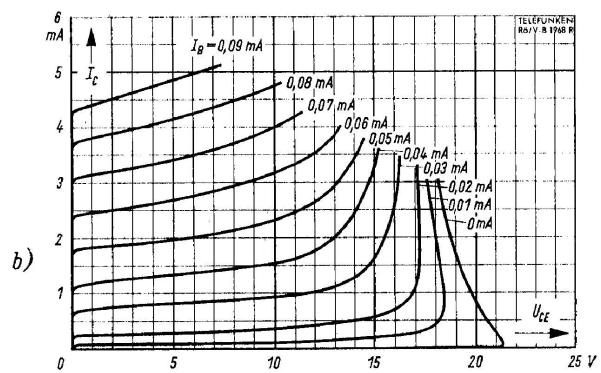


Abbildung 40: (a) In dem Diagramm ist der typische Verlauf der Stromverstärkung in Emitterschaltung $h_{FE} = B_N$ in Abhängigkeit vom Kollektorstrom I_C eines Silizium-npn-Transistors dargestellt. (b) Das Diagramm zeigt das Ausgangskennlinienfeld $I_C = I_C(U_{CE}; I_B)$ mit dem Basisstrom $I_B \geq 0$ als Parameter bei beginnendem Durchbruch; die Kennlinien scheinen einer Asymptote zuzustreben $U_{CE} = (16,5 - 17)V = U_{BRCE0}$. Besonders die Kennlinie $I_C(U_{CE})$ für $I_B = 0$ bestätigt das oben beschriebene Verhalten: der Durchbruch beginnt bei $U_{CE} = 21,5$ V und mit wachsendem Kollektorstrom nähert sich die Kennlinie der Spannung U_{BRCE0} .

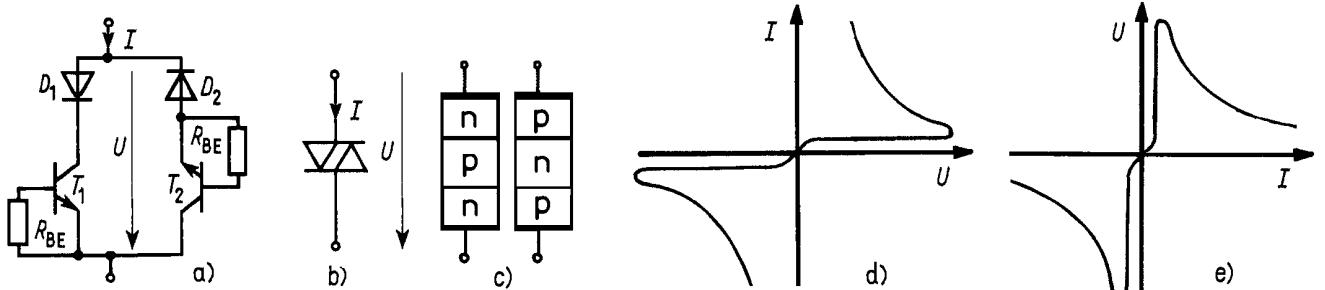
Außer der Stromabhängigkeit der Stromverstärkungen $A_N(I_C)$, $B_N(I_C)$ gibt es noch einen zweiten Effekt, den *Injektionsdurchbruch*, der für rückläufige Kennlinien verantwortlich ist. Zur Erklärung dieses Begriffs werden nochmals die zwei Fälle $I_E = 0$ und $I_B = 0$ betrachtet:

$I_E = 0$: Es handelt sich hier um den (gewöhnlichen) Durchbruch (Stoßionisation, Lawinenbildung)

eines pn-Übergangs, der Kollektor-Basis-Diode; wenn der Kollektorstrom eine nennenswerte Größe, z.B. $I_C = 1000 I_{CB0}$, erreichen soll, dann muss der Lawinenmultiplikationsfaktor $M = 1000$ betragen. $I_B = 0$: Es sei wie bisher ein npn-Transistor vorausgesetzt; durch die angelegte Spannung $U_{CE} > 0$ wird die Kollektor-Basis-Diode in Sperrpolung betrieben, die Emitter-Basis-Diode ist aber latent in Durchlassrichtung gepolt. Von den Ladungsträgern, welche die Kollektor-Basis-Raumladungszone überqueren, sind hier nur die Löcher von Interesse, die in die Basis gelangen; diese Löcher können nicht abfließen, weil $I_B = 0$ ist, ihre positive Raumladung schaltet die Emitter-Basis-Diode nun richtig in Durchlassrichtung. So wie im normalen Transistorbetrieb *injiziert* die Emitter-Basis-Diode jetzt Elektronen, welche durch die Basis zur Kollektor-Sperrsicht wandern und diese mit Stoßionisation und Lawinenmultiplikation überqueren. Ein Injektionsdurchbruch liegt vor, wenn der Durchbruch der Kollektor-Basis-Diode durch die Flusspolung der Emitter-Basis-Diode unterstützt wird und deshalb mit einem *kleinen* Lawinenmultiplikationsfaktor auskommen kann, weil jetzt eine viel größere Anzahl primärer Ladungsträger in die Kollektor-Basis-Raumladungszone einströmt.

$I_B < 0$: Den Injektionsdurchbruch nutzt man in dem Bereich $U_{BRCE0} < U_{CE} < U_{BRCB0}$, in welchem $I_B < 0$ ist, dadurch, dass man Emitter und Basis mit einem Widerstand R_{BE} verbindet. Mit den Zählpfeilen im Bild 39(b) gilt

$$\left. \begin{array}{l} U_{BE} = -R_{BE}I_B > 0 \\ U_{B'E} = -(R_{BE} + R_{BB'})I_B > 0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} I_B < 0 \text{ bewirkt Flusspolung der Basis-Emitter-Diode; auch,} \\ \text{wenn } R_{BE} = 0, U_{BE} = 0 \text{ ist, gilt } U_{B'E} = -R_{BB'}I_B > 0 ! \end{array}$$



(a),(b) Entnommen aus: H. Tholl, Bauelemente der Halbleiterelektronik, Teil 2: Feldeffekttransistoren, Thyristoren und Optoelektronik, B. G. Teubner Stuttgart, 1978; Bild 95.1, Seite 95. (c),(d),(e) Entnommen aus: R. Paul, Elektronische Halbleiterbauelemente, Teubner Studienskripten, B. G. Teubner Stuttgart, 1986; Bild 4.20, Seite 271.

Abbildung 41: (a) Ersatzschaltung der Triggerdiode, npn-Transistor für $U > 0$, pnp-Transistor für $U < 0$. (b) Schaltkreissymbol, wird auch für die Fünfschicht-Diode DIAC verwendet. (c) Technologische Realisierung der Dreischicht-Diode durch eine symmetrisch dotierte npn- bzw. pnp-Struktur. (d) Die Kennlinie $I = I(U)$ ergibt sich analog zum Transistor für $I_B = 0$ mit der Stromabhängigkeit der Stromverstärkung. (e) Spiegelung der Kennlinie (d) an der Winkelhalbierenden zeigt den Lichtbogencharakter der Kennlinie $U = U(I)$.

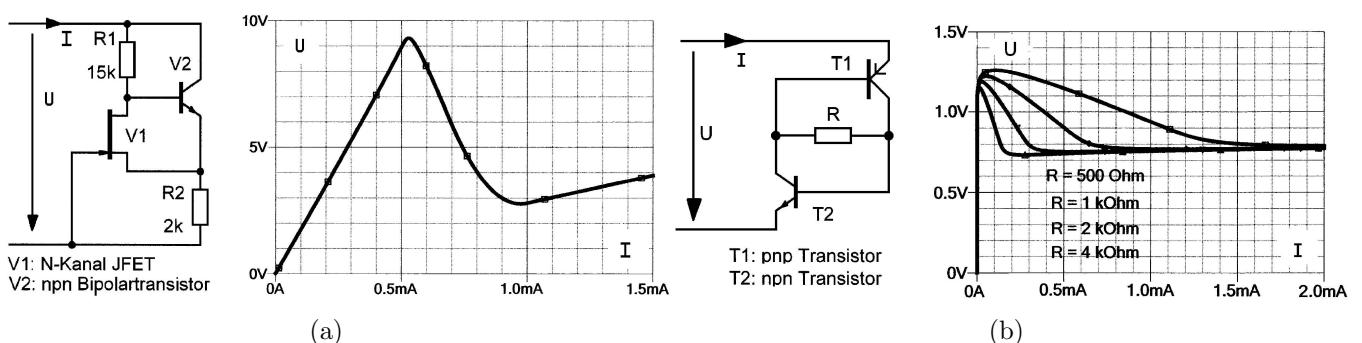
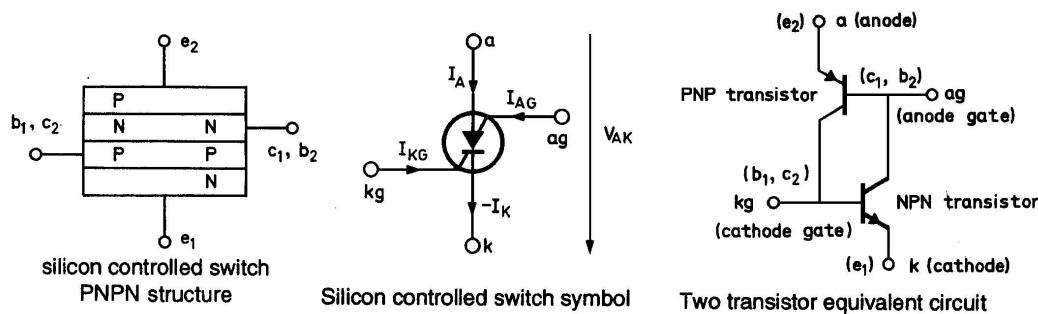


Abbildung 42: (a) und (b) Schaltungen zur Nachbildung von Strom-Spannungskennlinien $U = U(I)$ mit Lichtbogencharakter aus dem reichhaltigen Fundus der Arbeit von Chua, zitiert in der Fußnote 7 auf Seite 47. Die Kennlinien $U = U(I)$ wurden mit PSpice-Simulation ermittelt und zwar mit den „breakout part“-Modellen der Halbleiterbauelemente; diese Modelle beschreiben bei Verwendung der Ersatz(default)-Werte in der Parameterliste die Halbleiter mit einfachen Gleichungssätzen (z.B. den Bipolartransistor mit Ebers-Moll); das Durchbruchverhalten wird von den Gleichungen nicht erfasst. Parameter n-Kanal JFET: $area = 10$ (gewählt), $\beta = 10^{-4} A/V^2$, Abschnürspannung $U_P = -2 V$. Parameter npn/pnp-Transistor: $area = 10$, $B_N = 100$, $B_I = 1$, $I_S = 10^{-16} A$.

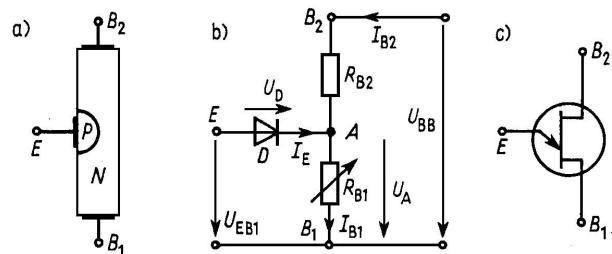


Entnommen aus Philips Data Handbook Discrete Semiconductors, Book SC 04 1991, S 480. Programmable unijunction transistors BR 101, BRY 39, BRY 56, 2 N 6027, 2 N 6028.

Der „programmierbare Unijunction-Transistor“ ist von der Vierschicht-Halbleiterstruktur her ein Thyristor, besitzt aber eine Kennlinie und das Schaltverhalten wie der „echte“ Unijunction-Transistor.

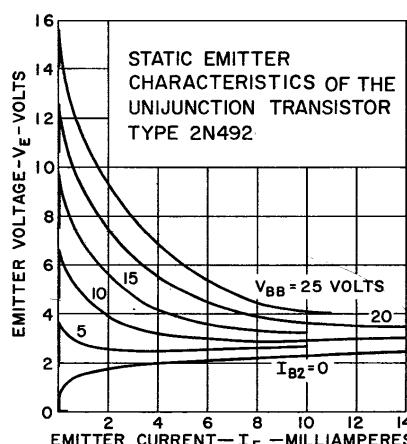
Die bequeme Justierbarkeit des negativen Widerstandes der Lichtbogenkennlinie ist sicher bei der Schaltung im Bild 42(b) gegeben. Die „programmierbaren Unijunction-Transistoren“ bieten diese Schaltung in *einem* Gehäuse, allerdings besitzt der pnp-Transistor, bedingt durch die Herstellungs-technologie eine Stromverstärkung in Emitterschaltung von nur $B_N < 10$.

- Unijunction-Transistor**
- a) vereinfachtes physikalisches Modell
E Emitter; B_1 , B_2 Basis 1 und 2;
N: N-dotierter Kanal,
P: P-dotierte Emitter-Insel.
 - b) Ersatzschaltung eines
Unijunction-Transistor
 - c) Schaltzeichen



Entnommen aus: H. Tholl, Bauelemente der Halbleiterelektronik, Teil 2: Feldeffekttransistoren, Thyristoren und Optoelektronik, B. G. Teubner Stuttgart, 1978; (a),(c) Bild 67.1, Seite 67 und (b) Bild 68.1, Seite 68.

Der Unijunction-Transistor heißt auch Doppelbasisdiode und besteht aus einem pn-Übergang, der aus einem *schwach* n-dotierten Halbleiter mit zwei Anschlüssen B_1 und B_2 und aus einem kleinen, *stark* p-dotierten Halbleiterbereich E gebildet wird. Die Lichtbogenkennlinie dieses Bauelements lässt sich mit dem Ersatzbild (b) erläutern. An den Anschlüssen B_1 , B_2 soll eine positive Spannung $U_{BB} > 0$ anliegen; dadurch stellt sich im Innern des n-Halbleiters im Bereich des pn-Übergangs, Punkt A im Ersatzbild, eine Spannung U_A ein, die als Sperrspannung für die Diode D wirkt, solange die Spannung am Emitter U_{EB1} kleiner als U_A ist. Wenn aber die Diode in Durchlassrichtung gepolt wird, $U_{EB1} > U_A$, dann überschwemmen Ladungsträger, Löcher und Elektronen, das schwach n-dotierte Halbleitergebiet, das durch den Widerstand R_{B1} ersatzweise beschrieben wird. R_{B1} wird durch die Anwesenheit der vielen Ladungsträger umso kleiner je größer der Diodenstrom in Durchlassrichtung ist, das zeigt der Pfeil in dem Widerstandssymbol an. Wenn R_{B1} kleiner wird, wird auch U_A kleiner, und damit wird bei anwachsendem Strom I_E die Spannung U_{EB1} kleiner.



Entnommen aus General Electric Application Note, 90.10 5/65: T.P.Sylvan, The Unijunction Transistor Characteristics and Applications, Typ Numbers 2 N 489 – 2 N 494C, 2 N 1671 – 2 N 1671C, 2 N 2160, 2 N 2417 – 2 N 2422B.

Die Kennlinien zeigen, dass man bei konstant gehaltenem Emitter-Gleichstrom $I_E = \text{konst}$ durch Verändern der Spannung U_{BB} an den Anschlüssen B_1 , B_2 eine bequeme Möglichkeit besitzt, den negativen (differentiellen) Widerstand der Lichtbogenkennlinie des Unijunction-Transistors den Erfordernissen entsprechend zu justieren.

4 Theorie und „Praxis“ der schwingenden Detektoren

In diesem kleinen Kapitel geht es um Untersuchungen an Detektorschaltungen, in denen durch einen geeigneten Arbeitspunkt auf der Lichtbogenkennlinie eines zugeschalteten Zinkoxid-Stahl-Kontaktes die Dämpfung im Schwingkreis verringert und damit Trennschärfe und Empfindlichkeit vergrößert werden sollen. Solche Schaltungen, in denen aber die Signalgleichrichtung durch einen separaten, gewöhnlichen Detektor vorgenommen wird, waren für den Radiobastler in der Pionierzeit sicherlich am besten zu beherrschen, denn im Kopfhörer war immer ein Signal vorhanden unabhängig davon, ob man auf dem Zinkoxidmineral eine „gute“ oder eine „taube“ Kontaktstelle getroffen hatte. Außerdem konnte man auch durch Vergleich feststellen, ob sich eine wirksame Dämpfungsverminderung ergeben hatte, indem man den Zinkoxid-Stahl-Kontakt zu- und abschaltete.

Die Lichtbogen- oder auch die Dynatronkennlinie steht ja nun leider nur in sehr wenigen Einzelfällen aufgrund physikalischer Überlegungen *formelmäßig* zur Verfügung; man muss aber zur Schaltungsanalyse und auch in der Simulation die wesentlichen Eigenschaften dieser Strom-Spannungskennlinien durch möglichst einfache Beziehungen nachbilden. Im Abschnitt 4.1 wird zum einen dieses Problem und des weiteren die Frage behandelt, ob man mit einer Lichtbogenkennlinie die Dämpfung eines Parallelschwingkreises verringern kann. Im Abschnitt 4.2 werden Schaltungen untersucht, in denen die Lichtbogenkennlinie mit einem Serienschwingkreis zusammenarbeitet.

4.1 Bemerkungen zur Analyse und zur Simulation

Bereits am Anfang des 20. Jahrhunderts war es eine durch Erfahrung gesicherte Erkenntnis, dass zur Erzeugung sinusförmiger Schwingungen ein Serienschwingkreis durch eine Lichtbogenkennlinie entdämpft werden muss, während ein Parallelschwingkreis nur bei Entdämpfung durch eine Dynatronkennlinie Sinusschwingungen liefert. Auf dieses Problem hat Rukop etwa 1928 hingewiesen, Steimel^{1,2} hat zur Klärung dieses Problems zwei umfangreiche Arbeiten veröffentlicht.

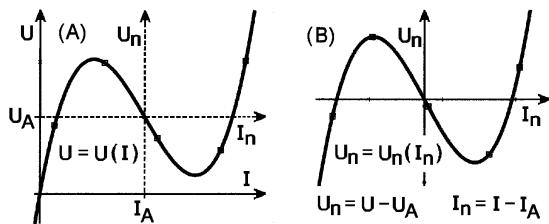


Abbildung 43: (A) Strom-Spannungskennlinie mit Lichtbogencharakter $U = U(I)$; I_A , U_A bezeichnen einen beliebigen Arbeitspunkt im Bereich negativer Steigung der Kennlinie. (B) $U_n = U_n(I_n)$ ist die gleiche Kennlinie, bezogen auf den gewählten Arbeitspunkt; in dieser Weise sind die Kennlinienskizzen im Bild 44 zu verstehen.

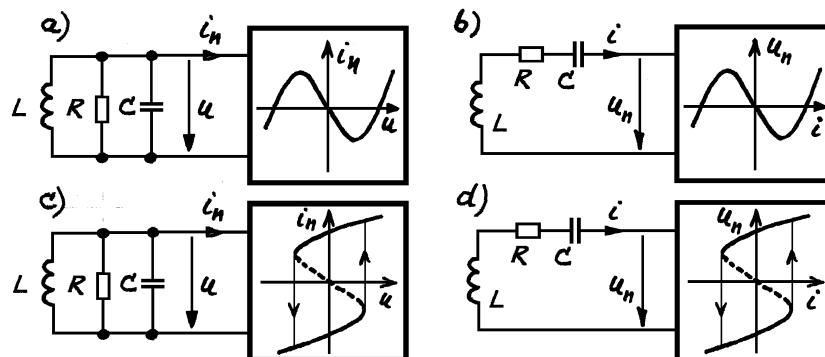


Abbildung 44: Parallel- und Serienschwingkreise mit „richtiger“ und „falscher“ Entdämpfung

Das Bild 44 zeigt in den Skizzen (a) und (b) die „richtigen“ Paarungen: im Bild (a) wird ein Parallelschwingkreis durch eine Dynatronkennlinie $I_n = I_n(U_n)$, $U_n = U$, entdämpft, im Bild (b) wird ein Serienschwingkreis mit einer Lichtbogenkennlinie $U_n = U_n(I_n)$, $I_n = I$, zu Schwingungen angeregt; die beiden Prinzipschaltungen sind klassische *van der Pol* Oszillatoren und erzeugen in guter Näherung sinusförmige Schwingungen mit geringem Oberschwingungsgehalt.

¹K.Steimel, Die Stabilität und die Selbsterregung elektrischer Kreise mit Organen fallender Charakteristik, Jahrbuch der drahtl. Telegr. und Teleph., Zeitschrift f. HF-Technik, Band 36, Nov. 1930, Heft 5, Seite 161 – 172

²K.Steimel, Ein zweiter Beitrag zur Lösung des „Rukopschen Problems“, Telefunken-Zeitung, Jahrgang 26, Heft 99 (März 1953), Seite 73 – 76

Beim Parallelschwingkreis (a) liegt die annähernd sinusförmige Spannung $u = u(t)$ als Steuerspannung an allen vier³ parallel geschalteten Elementen an und bestimmt die jeweiligen Ströme in den parallelen Zweigen; an der Dynatronkennlinie gehört zu jedem Wert der Spannung $u(t)$ eindeutig nur *ein* Wert des Stromes $i_n(t)$. Beim Serienschwingkreis (b) führen alle vier in Serie geschalteten Elemente den gleichen, annähernd sinusförmigen Strom $i(t)$, der als steuernde Größe die jeweiligen Spannungsabfälle an den Komponenten bestimmt; auch bei der Lichtbogenkennlinie definiert die Steuergröße $i(t)$ eindeutig *einen* zugeordneten Wert der gesteuerten Größe, der Spannung $u_n(t)$. In den Bildern 44(c) und (d) sind die „falschen“ Paarungen skizziert. Wenn man wie im Bild 44(c) den Parallelschwingkreis mit einer Lichtbogenkennlinie entdämpfen will, dann wird deren gesteuerte Größe $u_n(t)$ zur steuernden Größe; d.h. statt der physikalisch begründeten Darstellung „ u_n ist eine Funktion von i_n “ benötigt man hier jetzt die sogenannte Umkehrfunktion „ i_n ist eine Funktion von u_n “. Die Umkehrfunktion ergibt sich durch Spiegelung der ursprünglichen Funktion an der positiven Winkelhalbierenden, in diesem Beispiel hier erhält man die in der Skizze gezeichnete Hysterese kennlinie. Zunächst wird es auch hier zu einer Schwingungsanfachung kommen, weil der mittlere, gestrichelt gezeichnete Ast wie bei der Originalfunktion eine negative Steigung besitzt; sobald aber der Momentanwert der Spannung $u_n(t)$ die Umschaltschwellen der Hysterese, die vertikalen Tangenten, erreicht, springt der Strom $i_n(t)$ auf den oberen oder den unteren Ast mit *positiver* Steigung und die Schwingung wird gedämpft. Für den Serienschwingkreis mit der Dynatronkennlinie, Bild 44(d), gelten diese Aussagen sinngemäß.

Es ist nicht gelungen, den gesamten, hier mit Worten beschriebenen, zeitlichen Verlauf des Anschwingvorgangs durch Simulation zu ermitteln; es kam regelmäßig zum Abbruch der Berechnungen wegen Konvergenzproblemen, wenn die Umschaltschwellen der Hysterese erreicht wurden. Man kann sich allerdings mit grafischen Methoden zur Lösung von Differentialgleichungen zweiter Ordnung ein Bild von den Vorgängen verschaffen.⁴

In erster Linie geht es hier ja nicht um die Erzeugung sinusförmiger Schwingungen, sondern die Schwingkreisverluste, repräsentiert durch den Parallel- bzw. Serienwiderstand R in den Bildern 44(a) – (d), sollen verringert werden durch Zuschalten eines negativen Widerstandes bzw. Leitwertes⁵, aber eben so, dass die Schaltung nicht zum Oszillator wird, d.h. die Einschwingvorgänge sollen *abklingen*. Als Grenz- und Testfall der Stabilität soll hier der Verlustleitwert $1/R_P$ im Parallelkreis durch den negativen Leitwert $-1/R_n = dI_n/dU_n|_{U_n=0}$ gerade kompensiert werden, d.h. $R_P = R_n$.

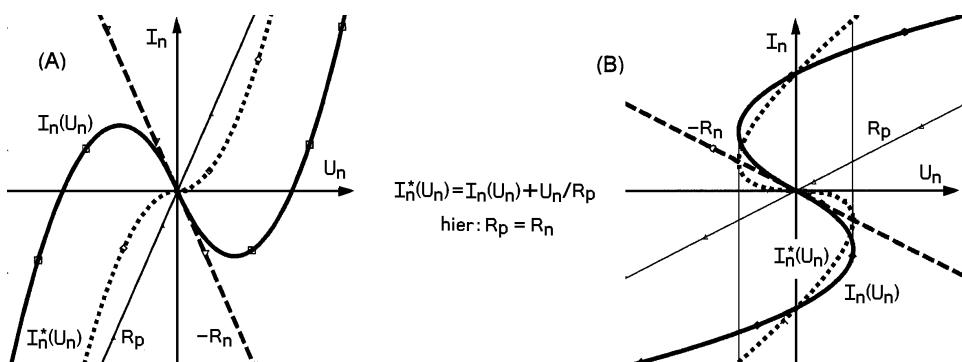


Abbildung 45: (A) Dynatronkennlinie $I_n = I_n(U_n) = F(U_n)$ und (B) die Lichtbogenkennlinie $U_n = U_n(I_n) = F(I_n)$ seien durch gleiche mathematische Funktionen $y = F(x)$ beschrieben; am Parallelkreis wird allerdings die Umkehrfunktion der Lichtbogenkennlinie gebraucht: $I_n = F^{-1}(U_n)$.

³Der Widerstand R in den Skizzen (a) – (d) repräsentiert die Schwingkreisverluste bei der Resonanzfrequenz.

⁴H.Rothe, W.Kleen, Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter, Bücherei der Hochfrequenztechnik, Band 5; Akademische Verlagsgesellschaft, Becker & Erler Kom. – Ges., Leipzig, 1941; S 19 – 27, § 1. Graphische Behandlung von Schwingungsvorgängen

⁵Um die Verluste im Schwingkreis zu reduzieren, muss Energie zugeführt werden. *Positive* Widerstände/Leitwerte nehmen elektromagnetische Energie auf, wenn eine Spannung (ein Strom) an ihnen anliegt, und wandeln sie z.B. irreversibel in Wärme. *Negative* Widerstände/Leitwerte geben elektromagnetische Energie ab, wenn eine Spannung (ein Strom) an ihnen wirksam ist. Elektrische Quellen (Spannungs- oder Stromquellen) geben auch Leistung an Verbraucher ab, aber im Gegensatz zu negativen Widerständen/Leitwerten, welche die gewünschte Leistung automatisch mit der richtigen Frequenz liefern, weil das ohmsche Gesetz $U = (-R) I$ gilt, ist an einer Spannungsquelle auch im Leerlauf $I = 0$ eine Spannung vorhanden, an einer Stromquelle misst man einen Strom auch bei Kurzschluss $U = 0$.

Noch zu Bild 45: Die Kennlinien sind mit einer durchgezogenen, starken Linie gezeichnet, die differentiellen Leitwerte $-1/R_n = dF(U_n)/dU_n|_{U_n=0} = dF^{-1}(U_n)/dU_n|_{U_n=0}$, das sind deren Tangenten an der Stelle $U_n = 0$, wurden als gestrichelte Geraden gezeichnet. Der Verlustwiderstand R_P ergibt eine Gerade mit positiver Steigung, dünne durchgezogene Linie. Die Kompensation der Verluste in linearer Näherung erfordert $R_n = R_P$; das wird mit den punktierten Kennlinien dargestellt: (A) Dynatronkennlinie $I_n^* = F(U_n) + U_n/R_P$, (B) Lichtbogenkennlinie $I_n^* = F^{-1}(U_n) + U_n/R_P$.

Für die Simulation und die Schaltungsanalyse sind Funktionen $F(x)$ nicht zu gebrauchen, deren Umkehrfunktionen $F^{-1}(x)$ Hysterese enthalten (in der physikalischen Realität besitzen Dynatron- und Lichtbogenkennlinien leider genau diese Eigenschaft), es sind deshalb Funktionen gefragt, welche das Verhalten in den Bildern 45(A) und (B) in der Umgebung des Koordinatenursprungs $U_n = 0, I_n = 0$ ohne Hysterese nachbilden. Das folgende Funktionenpaar hat sich als eine gute Lösung erwiesen:

$$\begin{aligned} \text{Dynatronkennlinie} \quad & \frac{I_n}{I_0} = -\text{Arsinh}\left(\frac{U_n}{U_0}\right) = -\ln\left(\frac{U_n}{U_0} + \sqrt{\left(\frac{U_n}{U_0}\right)^2 + 1}\right) \approx -\frac{U_n}{U_0} + \frac{1}{6}\left(\frac{U_n}{U_0}\right)^3 \mp \dots \\ \text{Lichtbogenkennlinie} \quad & \frac{U_n}{U_0} = -\text{Arsinh}\left(\frac{I_n}{I_0}\right) = -\ln\left(\frac{I_n}{I_0} + \sqrt{\left(\frac{I_n}{I_0}\right)^2 + 1}\right), \\ \text{deren Umkehrfunktion} \quad & \frac{I_n}{I_0} = -\sinh\left(\frac{U_n}{U_0}\right) = -\frac{1}{2} \left(\exp\left(\frac{U_n}{U_0}\right) - \exp\left(-\frac{U_n}{U_0}\right) \right) \approx -\frac{U_n}{U_0} - \frac{1}{6}\left(\frac{U_n}{U_0}\right)^3 - \dots \end{aligned} \quad (1)$$

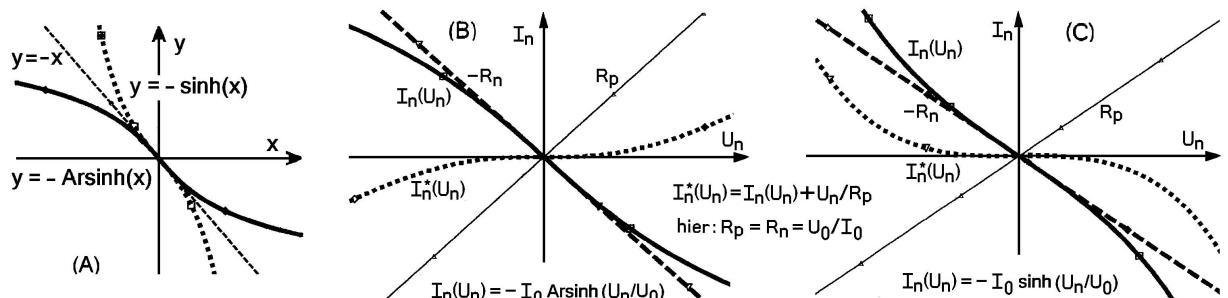


Abbildung 46: (A) Das Funktionenpaar $y = \sinh(x)$, punktiert, und $y = \text{Arsinh}(x)$ mit durchgezogener Linie. (B) Dynatronkennlinie und (C) Umkehrfunktion der Lichtbogenkennlinie entsprechend den Gleichungen (1). Die Erläuterungen zu Bild 45 gelten hier für (B) und (C) sinngemäß.

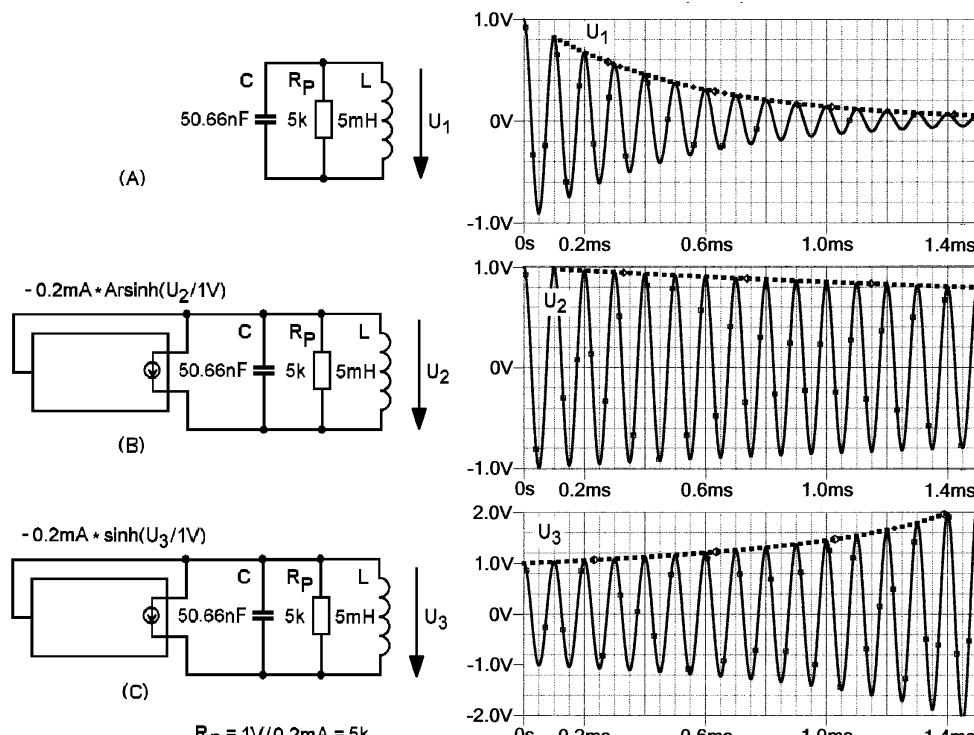


Abbildung 47: Einschwingvorgänge am Parallelkreis; Anfangsbedingungen in den drei Fällen: Spannung am Kondensator $u_C(t = 0) = 1 \text{ V}$, Strom in der Spule $i_L(t = 0) = 0$. Schwingkreis (A) ohne Dämpfungsminderung, (B) mit Dynatronkennlinie, (C) mit Lichtbogenkennlinie. Die Kennlinien werden in der PSpice-Simulation durch spannungsgesteuerte Stromquellen realisiert.

Der Parallelschwingkreis zusammen mit der Dynatronkennlinie Bild 47(B) ist selbst in dem Grenzfall $R_P = R_n$ ein stabiles System, der Einschwingvorgang zeigt eine zwar sehr schwach abklingende, aber eben abklingende Zeitfunktion. Der Parallelkreis mit der Lichtbogenkennlinie Bild 47(C) ergibt eine anklingende Schwingung, d.h. ein instabiles System.

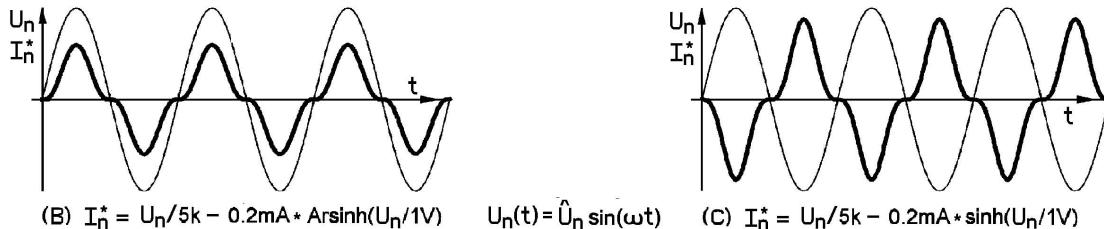


Abbildung 48: Periodische Ansteuerung $u_n(t) = \hat{U}_n \sin \omega t$ der punktierten Kennlinien $I_n^*(U_n)$ in den Bildern 46(B) und (C). Zur Erläuterung des stabilen bzw. instabilen Verhaltens der Einschwingvorgänge betrachtet man die in den Zeitverläufen $I_n^*(t)$ erkennbaren Grundschwingungskomponenten.

Bei der Dynatronkennlinie, Bilder 46(B), 47(B), 48(B), sind die steuernde Spannung $u_n(t)$ und die Grundschwingungskomponente von $I_n^*(t)$ in *Phase*, das ergibt einen *positiven* Widerstand, die Dynatronkennlinie hat einen dämpfenden, stabilisierenden Einfluss.

Bei der Lichtbogenkennlinie, Bilder 46(C), 47(C), 48(C), sind die steuernde Spannung $u_n(t)$ und die Grundschwingungskomponente von $I_n^*(t)$ in *Gegenphase*, das ergibt einen *negativen* Widerstand und bewirkt das Anfachen der Schwingung, die Lichtbogenkennlinie hat einen entdämpfenden, destabilisierenden Einfluss.

In der Praxis wird man diesen Grenzfall der vollständigen Kompensation des Verlustwiderstandes in linearer Näherung nicht justieren können, vielmehr wird man sich damit begnügen, die Schwingkreisdämpfung nur zu vermindern; es ist nicht unwahrscheinlich, dass eine verbleibende positive Restdämpfung einen stabilisierenden Einfluss auf das System Parallelkreis/Lichtbogenkennlinie ausüben kann. Für die folgenden Untersuchungen soll eine positive Restdämpfung $1/R_P - 1/R_n > 0$ bzw. $1 - R_P/R_n > 0$ erhalten bleiben, wobei $dI_n/dU_n|_{U_n=0} = -1/R_n = -I_0/U_0$ für die Kennlinien gemäß Gln. (1) gilt. Es werden zwei verschiedene Arbeitspunkte auf den Kennlinien betrachtet:

1) $1 - R_P/R_n = 0,10$; $I_0 = 0,90 U_0/R_P = 0,18 \text{ mA}$ mit $U_0 = 1 \text{ V}$ und $R_P = 5 \text{ k}\Omega$.

2) $1 - R_P/R_n = 0,05$; $I_0 = 0,95 U_0/R_P = 0,19 \text{ mA}$.

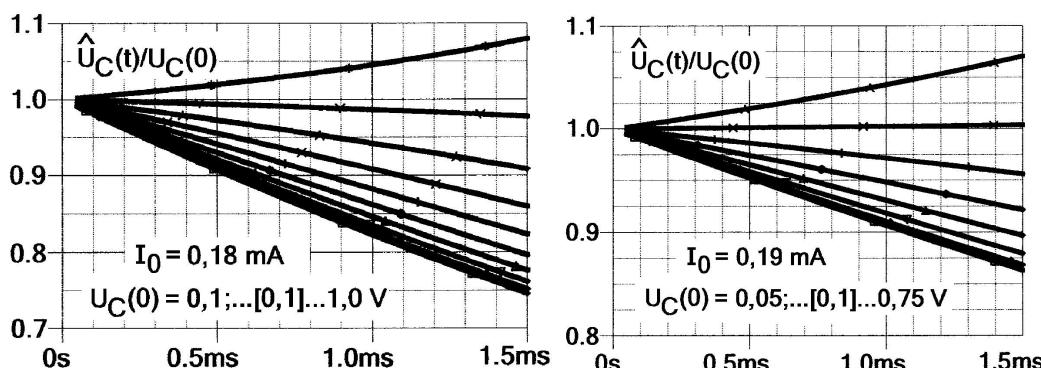


Abbildung 49: Normierte Einhüllende $\hat{U}_C(t)/U_C(0)$ der Einschwingvorgänge am Parallelkreis mit Lichtbogenkennlinie, links $R_P/R_n = 0,90$, $I_0 = 0,18 \text{ mA}$, rechts $R_P/R_n = 0,95$, $I_0 = 0,19 \text{ mA}$.

Die Zeitverläufe in den Bildern 47 legen nahe, dass man mit der Zeitfunktion $u_C(t) = \hat{U}_C(t) \cos \omega t$ den Einschwingvorgang des nichtlinearen Systems hinreichend gut erfassen kann. $u_C(t)$ ist der Momentanwert der Spannung am Kondensator und damit auch der Spannung am Schwingkreis, $\hat{U}_C(t)$ ist die zeitabhängige Amplitude, die Einhüllende des Einschwingvorgangs, die das Abklingen oder das Anwachsen der Schwingung beschreibt. Das Auftragen der normierten Einhüllenden $\hat{U}_C(t)/U_C(0)$ bietet den Vorteil, dass alle Kurven bei $\hat{U}_C(t)/U_C(0)|_{t=0} = 1$ beginnen und, dass sie in ihrem weiteren Verlauf mit anderen Mitgliedern der Kurvenschar hinsichtlich ihres Abklingverhaltens verglichen werden können. Das System Lichtbogenkennlinie/Parallelkreis, Bild 49, ergibt *stabile* Einschwingvorgänge mit entsprechend verringelter Dämpfung, solange die Anfangsamplituden $u_C(0)$ klein bleiben; wenn allerdings mit den Anfangswerten ein Schwellenwert (der von R_P/R_n bzw. I_0 abhängt) überschritten wird, dann wächst die Amplitude der Schwingung unbeschränkt an. Dieses Verhalten ist mit

Bild 48(C) qualitativ ohne weiteres zu verstehen: die Grundschwingungskomponente von $I_n^*(t)$, die letztlich destabilisierend wirkt, wächst mit wachsender Amplitude $\hat{u}_C(t)$ an.

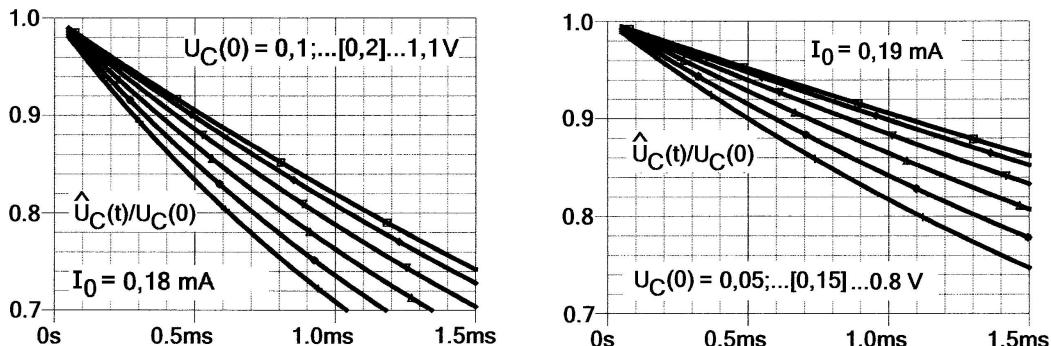


Abbildung 50: Normierte Einhüllende $\hat{u}_C(t)/u_C(0)$ der Einschwingvorgänge am Parallelkreis mit Dynatronkennlinie, links $R_P/R_n = 0,90$, $I_0 = 0,18 \text{ mA}$, rechts $R_P/R_n = 0,95$, $I_0 = 0,19 \text{ mA}$. Die Einschwingvorgänge zeigen ein stabiles System, größere Anfangsamplituden ergeben eine größere Dämpfung, wie anhand von Bild 48(B) einzusehen ist, und damit auch ein stärkeres Abklingen.

Die Berechnung von Einschwingvorgängen mit dem Simulationsprogramm ist eine probate und relativ schnelle Methode, um Auskunft über die Stabilitätseigenschaften eines nichtlinearen Systems im Zeitbereich zu erhalten. Die Anwendungen der Lichtbogenkennlinie des Zinkoxid-Stahl-Kontaktes zielen allerdings mehr auf die Nutzung im Frequenzbereich: die Verluste und damit die Bandbreite eines Parallelschwingkreises sollen kleiner werden.

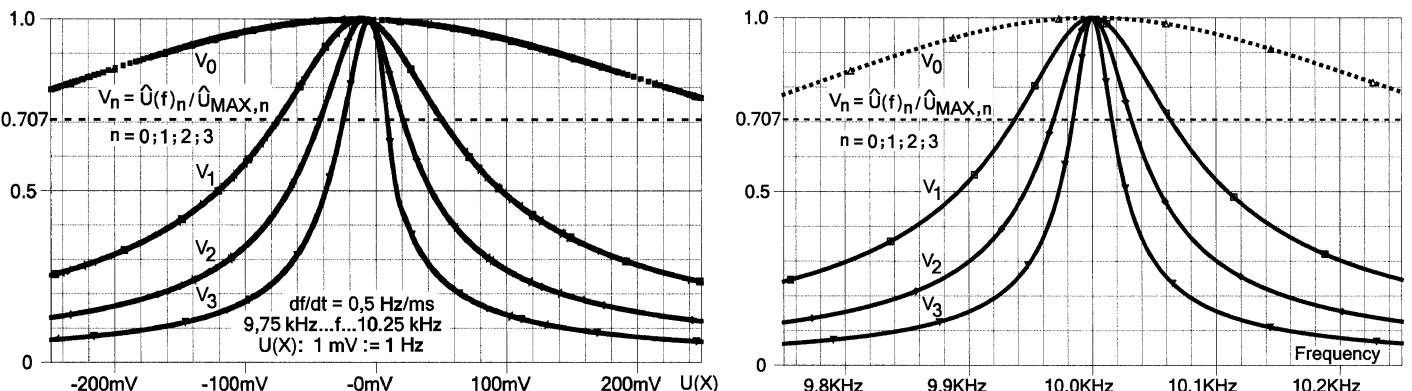


Abbildung 51: Amplitudengänge des Parallelschwingkreises mit Dämpfungsminderung durch eine Lichtbogenkennlinie. Parameter an den Kurven $V_0 \dots V_3$ ist der Kennwert I_0 der Lichtbogenkennlinie, $V_0(I_0 = 0)$, $V_1(I_0 = 0,16 \text{ mA})$, $V_2(I_0 = 0,18 \text{ mA})$, $V_3(I_0 = 0,19 \text{ mA})$. Links: PSpice-Simulation im Modus „Transient analysis“. Die Signalquelle $i_E(t)$ im Bild 52 ist hier als Wobbelgenerator mit linear anwachsender Momentanfrequenz ausgebildet. In der Betriebsart „Transient...“ berechnet das Programm alle Zeitfunktionen mit kleiner Schrittweite (klein gegen die Periodendauer) unter Berücksichtigung aller Nichtlinearitäten; z.B. ist zu erkennen, dass bei der Funktion V_3 mit der kleinsten Bandbreite die Wobbelgeschwindigkeit df/dt offensichtlich etwas zu groß war: das Maximum ist zu höheren Frequenzen hin verschoben und die Flanke oberhalb der Resonanzfrequenz verläuft steiler als diejenige unterhalb. Rechts: Bei der Simulation im Modus „AC sweep“ werden Nichtlinearitäten durch konstante Kleinsignalparameter beschrieben, also im Fall der Lichtbogenkennlinie durch den Parameter $dI_n/dU_n|_{U_n=0} = -1/R_n = -I_0/U_0$. Die Berechnung der Amplitudengänge erfolgt mit den linearen Netzwerkgleichungen, nichtlineare Effekte wie z.B. eine nichtangepasste Wobbelgeschwindigkeit spielen hier keine Rolle.

Der Zeitaufwand für die zwei Analysemethoden ist erheblich verschieden. Für das Ergebnis im Transient-Modus rechnet das Programm etwa 20 – 30 Minuten, wobei der Hauptanteil der Zeit für die Berechnung der Amplituden mit der internen Funktion ENVMAX(· · ·) verbraucht wird; im Modus AC sweep ist das Ergebnis nach 1 – 2 Sekunden auf dem Bildschirm.

Die Zahlenwerte in der Tabelle neben Bild 52 zeigen, dass man mit der hier verwendeten Eingangssignalamplitude $\hat{i}_E = 1 \mu\text{A}$ noch keine nichtlinearen, von der Spannungsamplitude \hat{u} abhängigen Effekte der Lichtbogenkennlinie befürchten muss. Der effektive Verlustleitwert $1/R_{P,\text{eff}}$ und damit

auch die Bandbreite des Parallelkreises ergeben sich so, wie man es mit einer linearen Näherung erschlossen hätte: $1/R_{P,\text{eff}} = (1 - R_P/R_n) \cdot 1/R_P = 1/R_P - 1/R_n$.

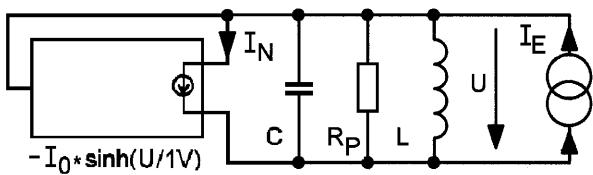


Abbildung 52: Schaltung zur Bestimmung des Amplitudengangs von Parallelkreis und Lichtbogenkennlinie

$$\hat{i}_E = 1 \mu\text{A}$$

	$1 - R_P/R_n$	I_0/mA	$\hat{u}_{\text{max}}/\text{mV}$	$R_{P,\text{eff}} \approx \frac{\hat{u}_{\text{max}}}{\hat{i}_E}$
V_0	1,00	0,00	5,00	5 kΩ
V_1	0,20	0,16	24,99	25 kΩ
V_2	0,10	0,18	49,80	50 kΩ
V_3	0,05	0,19	99,20	100 kΩ

Das System Parallelkreis/Lichtbogenkennlinie ist stabil, wenn $R_P/R_n < 1$ ist und wenn die Spannungsamplitude \hat{u} am Schwingkreis kleiner bleibt als ein kritischer Wert $\hat{u} < \hat{u}_{\text{krit}}$; das System Parallelkreis/Dynatronkennlinie ist stabil, wenn $R_P/R_n \leq 1$ ist für beliebige Spannungsamplituden \hat{u} am Schwingkreis.

Eine Bestimmung der kritischen Amplitude \hat{u}_{krit} durch Berechnung des Einschwingvorgangs des nichtlinearen Systems Lichtbogenkennlinie/Parallelschwingkreis im Bild 52 ist nur numerisch möglich und bietet darum keinen Vorteil gegenüber der Simulation, aber im eingeschwungenen Zustand kann man einen Näherungswert analytisch ermitteln. Das Eingangssignal $i_E(t)$ sei sinusförmig, die Frequenz sei gleich der Resonanzfrequenz des Kreises, $\omega = 1/\sqrt{LC}$, deshalb kompensieren sich die Ströme der Induktivität und der Kapazität und müssen in der Strombilanz nicht mehr berücksichtigt werden. Die Lichtbogenkennlinie $i_n(u)$ wird durch zwei Glieder, Gl. (1), der Potenzreihenentwicklung approximiert. Die Oberschwingungen im Strom $i_n(t)$ dürfen vernachlässigt werden, wenn die Kreisgüte $Q = R_P\sqrt{C/L}$ hinreichend groß ist, z.B. $Q > 10$, die Spannung $u(t)$ am Schwingkreis ist damit sinusförmig und gleichphasig zum Eingangsstrom $i_E(t)$; es gilt der Ansatz $u(t) = \hat{u} \sin \omega t$ mit zunächst noch unbekannter Amplitude \hat{u} .

$$i_E(t) = \hat{i}_E \sin \omega t = \frac{u(t)}{R_P} + i_n(t) \approx \frac{u(t)}{R_P} - \frac{u(t)}{R_n} - \frac{I_0}{6} \left(\frac{u(t)}{U_0} \right)^3, \quad R_n = \frac{U_0}{I_0}.$$

$$\hat{i}_E R_P = \hat{u} \left[1 - \frac{R_P}{R_n} - \frac{1}{8} \frac{R_P}{R_n} \left(\frac{\hat{u}}{U_0} \right)^2 \right] \quad (2)$$

Die Gleichung (2) gibt Auskunft darüber, wie groß die Spannungsamplitude \hat{u} am Schwingkreis in Abhängigkeit von der Amplitude \hat{i}_E des Eingangssignals ist. Man erkennt, dass für ein $\hat{u} > 0$ die rechte Seite der Gleichung (2) null werden kann; das bedeutet, dass kein Eingangssignal anliegen muss, $\hat{i}_E = 0$, die Schaltung schwingt. Für diese Grenzamplitude \hat{u}_{krit} ergibt sich

	Theorie	Simulation, Bild 49
$\hat{u}_{\text{krit}} = U_0 \sqrt{8 \left(\frac{R_n}{R_P} - 1 \right)}$	$R_P/R_n = 0,90$ $R_P/R_n = 0,95$	$\hat{u}_{\text{krit}} = 0,94 \text{ V}$ $\hat{u}_{\text{krit}} = 0,65 \text{ V}$
		$\hat{u}_{\text{krit}} = 0,92 \text{ V}$ $\hat{u}_{\text{krit}} = 0,65 \text{ V}$

(3)

Die bisherigen Betrachtungen sind nur als „Trockenschwimmkurs“ und als Orientierungshilfe anzusehen, die tatsächlichen Schaltungen mit Parallelschwingkreisen machen eine nur *scheinbar kleine* Modifikation notwendig. Die Arbeitspunkteinstellung auf der Lichtbogenkennlinie muss durch einen eingeprägten Gleichstrom (also eine Quelle mit hohem Innenwiderstand) erfolgen, und man muss gewährleisten, dass dieser Strom vollständig durch das Element „Z“, Bild 53, fließt und sich nicht etwa auf die Spule verzweigen kann. Das bedeutet, dass abweichend von dem Bild 52 das Element mit der Lichtbogenkennlinie über einen Koppelkondensator C_K an den Parallelschwingkreis angeschlossen werden muss; dazu werden in den Bildern 53 und 54 zwei Varianten betrachtet.

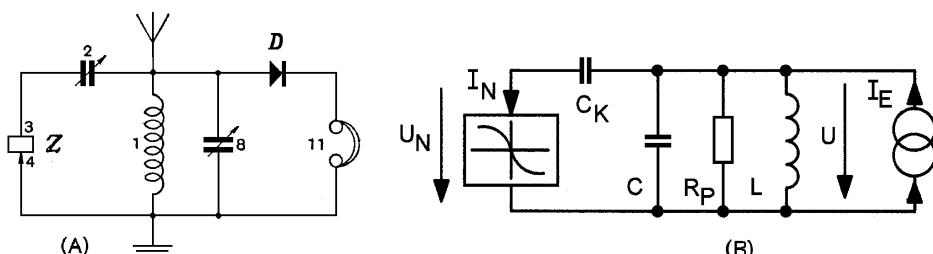


Abbildung 53: (A) Detektorschaltung von Round & Rust, Bild 17, rechts, Seite 22; die Originalschaltung wurde auf die wesentlichen Bestandteile reduziert, „Z“ ist das Element mit der Lichtbogenkennlinie, das mit einem Koppelkondensator an den Parallelkreis angeschlossen ist. (B) Schaltung zur Analyse und Simulation; die Antenne wird ersatzweise durch die Stromquelle i_E gemäß Bild 75 rechts, Seite 72, beschrieben.

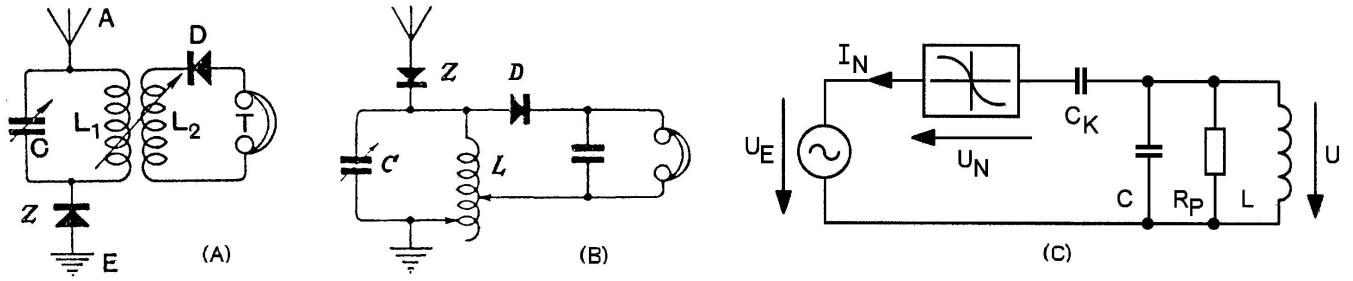


Abbildung 54: Detektorschaltungen von (A) Pearce & Smith, Seite 23 und (B) Lossev, Bild 16 rechts, Seite 21; die Originalschaltungen wurde auf die wesentlichen Bestandteile reduziert, „Z“ ist das Element mit der Lichtbogenkennlinie in Serie zur Antenne. (C) Schaltung zur Analyse und Simulation; die Antenne wird ersatzweise durch die Spannungsquelle u_E gemäß Bild 75 links, Seite 72, beschrieben. Die Kapazität des Koppelkondensator C_K ist hier im Gegensatz zum Bild 53 durch das Antennengebilde fest vorgegeben.

Bei der Untersuchung dieser Schaltungen sind jetzt *zwei* Parameter zu betrachten: R_P/R_n wie bisher und das Verhältnis der Kapazitäten C_K/C . Als ein erster Test soll die Kleinsignalstabilität der Schaltungen in den Bildern 53(B) und 54(C) betrachtet werden; dazu wird die nichtlineare Kennlinie durch ihre Tangente im Arbeitspunkt ersetzt, hier also durch den negativen Widerstand $-R_n$, wobei in der Kleinsignalnäherung zwischen Lichtbogen- und Dynatronkennlinie *nicht* zu unterscheiden ist.

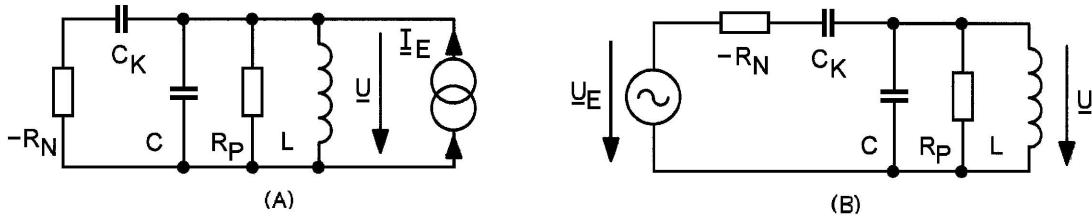


Abbildung 55: Ersatzschaltungen zur Kleinsignalanalyse; die Größen \underline{I}_E , \underline{U}_E und \underline{U} sind komplexe Amplituden zur Berechnung der Übertragungsfunktionen (A) $\underline{U}/\underline{I}_E$ und (B) $\underline{U}/\underline{U}_E$.

$$\frac{\underline{U}}{\underline{I}_E} = \frac{-R_n + \frac{1}{j\omega C_K}}{1 + \left(-R_n + \frac{1}{j\omega C_K} \right) \left(\frac{1}{R_P} + j\omega C + \frac{1}{j\omega L} \right)}; \quad \frac{\underline{U}}{\underline{U}_E} = \frac{1}{1 + \left(-R_n + \frac{1}{j\omega C_K} \right) \left(\frac{1}{R_P} + j\omega C + \frac{1}{j\omega L} \right)};$$

$$\frac{\underline{U}}{\underline{I}_E} = \frac{j\omega L(1 - j\omega R_n C_K)}{(j\omega)^2 L C_K + (1 - j\omega R_n C_K) \left(1 + (j\omega)^2 L C + j\omega \frac{L}{R_P} \right)}; \quad \frac{\underline{U}}{\underline{U}_E} = \frac{(j\omega)^2 L C_K}{\text{identischer Nenner wie bei } \underline{U}/\underline{I}_E}.$$

Das Nennerpolynom $N(j\omega)$ der zwei Übertragungsfunktionen $\underline{U}/\underline{I}_E$ und $\underline{U}/\underline{U}_E$ lautet

$$N(j\omega) = -(j\omega)^3 L C R_n C_K + (j\omega)^2 \left(L(C + C_K) - \frac{L R_n C_K}{R_P} \right) + j\omega \left(\frac{L}{R_P} - R_n C_K \right) + 1, \quad (4)$$

$$N(j\omega) = -L C R_n C_K \left\{ (j\omega)^3 + (j\omega)^2 \left(\frac{1}{R_P C} - \frac{C + C_K}{R_n C C_K} \right) + j\omega \left(\frac{1}{LC} - \frac{1}{R_n R_P C C_K} \right) - \frac{1}{L C R_n C_K} \right\}. \quad (5)$$

Die kubische Gleichung in der geschweiften Klammer Gl. (5), $N(j\omega)/(-L C R_n C_K) = 0$, mit reellen Koeffizienten hat im allgemeinen drei reelle Lösungen oder eine reelle Lösung und ein konjugiert komplexes Lösungspaar; die zweite Möglichkeit wird hier sehr wahrscheinlich zutreffen. Wenn alle Lösungen des Nennerpolynoms einen negativen Realteil besitzen, dann bedeutet das, dass alle Einschwingvorgänge abklingen, die Schaltungen verhalten sich stabil. Die direkte Berechnung der Lösungen einer kubischen Gleichung ist zwar möglich aber recht umständlich; ohne die Lösungen explizit zu berechnen, kann man durch die Anwendung von numerischen Stabilitätskriterien wie z.B. des Hurwitz-Kriteriums die Stabilitätseigenschaften eines Systems ermitteln. Hier muss man darauf nicht zurückgreifen, weil das absolute Glied in der Gl. (5) $-1/(L C R_n C_K) < 0$ negativ ist und damit bereits anzeigt, dass die eine reelle Lösung *positiv* ist, wenn die beiden anderen Lösungen konjugiert komplex sind. Das bedeutet, dass diese Systeme monoton anwachsende Einschwingvorgänge bzw. Sprungantworten besitzen, d.h. die Schaltungen in den Bildern 53 und 54 sind unter Kleinsignalbedingungen *instabil*.

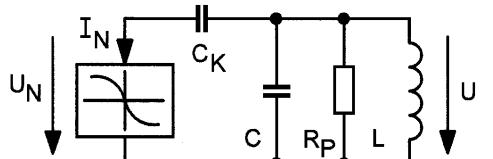
Wenn sich bereits wie hier die lineare Näherung als instabil herausstellt, dann bedeutet dies, dass auch die Ruhelage (d.h. der auf der Lichtbogenkennlinie eingestellte Arbeitspunkt) des nichtlinearen Systems instabil ist. Dieses Resultat kann nicht zufriedenstellen und macht weitere Untersuchungen

erforderlich, weil diese Schaltungen immerhin in zwei Patentanmeldungen und in einigen Zeitschriftenaufsätzen veröffentlicht und damit als funktionstüchtige Entwicklungen präsentiert wurden.

Die Kleinsignal-Instabilität der Schaltungen in den Bildern 53 und 54 kann bedeuten, dass in den Ersatzschaltungen zur Kleinsignalanalyse in dem Bild 55 nicht alle wesentlichen Elemente erfasst wurden, dass vielleicht parasitäre Elemente die Stabilität der Schaltungen gewährleisten; diese Möglichkeit soll allerdings zunächst einmal als sehr unwahrscheinlich ausgeschlossen werden.

Wenn man aber annimmt, dass die Schaltungen tatsächlich unter Kleinsignalbedingungen instabil sind, dann werden diese Schaltungen jedenfalls *nicht* in der Weise funktionieren, wie es in den Beispielen in den Bildern 47, 49, 50 und 51 demonstriert wurde: ein differentieller, negativer Widerstand/Leitwert kompensiert *statisch* einen positiven Verlustwiderstand/leitwert teilweise oder auch vollständig und reduziert so die Bandbreite eines Schwingkreises. Wenn es hier zu einer Dämpfungsminderung kommen soll, dann kann das nur durch einen *dynamischen* Effekt wie z.B. Pendelrückkopplung⁶ oder parametrische Verstärkung passieren. Zur weiteren Untersuchung werden die Antennen-Eingangssignale i_E , u_E in den Schaltungen im Bild 53(B), $i_E = 0$, und im Bild 54(C), $u_E = 0$, abgeschaltet; man erhält eine für beide Schaltungen gültige Darstellung.

Die Strom- und Spannungsbilanz in nebenstehender Schaltung liefert



$$\frac{u(t)}{R_P} + (C + C_K) \frac{du(t)}{dt} + \frac{1}{L} \int u(t) dt = C_K \frac{du_n(t)}{dt}$$

$$i_n(u_n(t)) + C_K \frac{du_n(t)}{dt} = C_K \frac{du(t)}{dt} \quad (6)$$

Die Gln. (6) beschreiben zwei Systeme, gekoppelt über C_K .

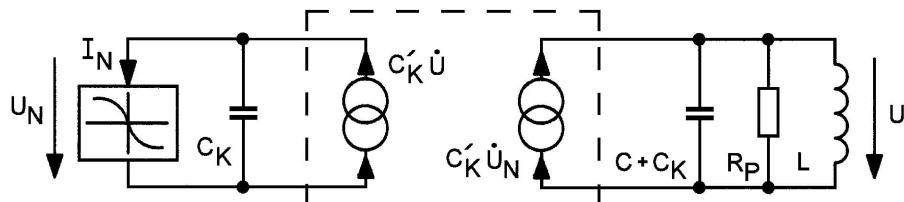


Abbildung 56: Die zwei Systeme der Gln. (6) werden durch die spannungsgesteuerten Stromquellen $C'_K \dot{u} = C'_K du/dt$ und $C'_K \dot{u}_n = C'_K du_n/dt$ in dem gestrichelt umrandeten Kasten verkoppelt. In dem Koppelvierpol wurde die Kapazität C'_K statt C_K benannt, um in einem Gedankenexperiment die Kopplung zwischen den zwei Systemen null machen zu können. Wenn die Kennlinie $i_n(u_n)$ des nichtlinearen Elements eine Hysterese besitzt, und das trifft auf die Lichtbogenkennlinie der Zinkoxid-Stahl-Diode zu, dann ist das im Bild links dargestellte System ein Kippschwingungsgenerator, der genauso funktioniert wie der Glimmröhren-Kippgenerator.

Deshalb werden vermutlich an dem System die folgenden zeitlichen Vorgänge zu beobachten sein: die Spannung $u_n(t)$ wird eine sägezahnförmige Kippschwingung sein, die den Parallelschwingkreis periodisch zu Eigenschwingungen anstößt; die Spannung $u(t)$ am Schwingkreis wird also aus einer periodischen Folge von Einschwingvorgängen bestehen. In den Beschreibungen der Schaltungen 53(A) und 54(A) und (B) gibt es *keinen* Hinweis auf Kippschwingungen, d.h. die Autoren haben solche Schwingungen nicht beobachtet bzw. nicht beobachten können, weil kein Oszilloskop zur Verfügung stand und/oder, weil deren Frequenz größer, wahrscheinlich deutlich größer war als der Übertragungsbereich des angeschlossenen Kopfhörers.

⁶Round & Rust erwähnen in ihrer Patentschrift, Brit. Patent Nr. 236,648, Seite 4, Zeile 52 – 68 (Originaltext im Anhang, Seite 88) diese mögliche Funktion. Dort heißt es in sinngemäßer deutscher Übersetzung: „Die $u_n(i_n)$ -Kennlinie der Kristalle (Arzenite, Silizium, Zinkit, Tellur, Magnetit, Eisenkies) besitzt ein scharf definiertes Maximum und, um den negativen Widerstandseffekt zu erhalten, sollte der Serienwiderstand R_S (der Arbeitspunkt auf der Kennlinie $u_n(i_n)$ wird durch eine Vorspannungsquelle und einen Serienwiderstand festgelegt) so groß sein, dass der Teil der Gesamtkennlinie (Serienschaltung von Kristall und Widerstand R_S) oberhalb des Knies bzw. Maximums nicht zu steil verläuft, siehe Bild 66(B), Seite 67, sonst ist die Schaltung instabil (d.h. der Betrag des resultierenden negativen Widerstandes $R_{n,eff}$ ist dann zu groß, unter Kleinsignalbedingungen gilt $1/R_{n,eff} = 1/R_S + di_n/du_n$).

Wir haben allerdings herausgefunden, dass bei einem kleineren Serienwiderstand – sodass die Kombination von Kristall und Widerstand eine negative Charakteristik aufweist – in dem Kristall-Schaltkreis Schwingungen entstehen, und man kann dann Pendelrückkopplungseffekte erhalten dadurch, dass der separate Gleichrichterkristall die Schwingungen automatisch dämpft und unterdrückt (quenching).“ Anmerkungen in kursiver Schrift.

PSpice-Simulation der Schaltung im Bild 56

Vorbemerkung: Dieser Abschnitt verdankt seine Existenz einem glücklichen Zufall (im nachhinein könnte man natürlich auch sagen, darauf hätte man doch gleich kommen können). Alle Simulationsversuche der Schaltungen in den Bildern 53 und 54 bzw. im Bild 56 mit analytischen, d.h. durch mathematische Funktionen definierte Lichtbogenkennlinien wie z.B. die Funktion im Bild 45(B) auf Seite 56, oder die monotone Funktion Gl. (1) dargestellt im Bild 46(C) auf Seite 57, oder die Funktion Gl. (3), Seite 11, dargestellt im Bild 73 auf Seite 70, führten zu keinem Erfolg; die Simulation wurde regelmäßig nach wenigen Zeitschritten wegen Konvergenzschwierigkeiten abgebrochen.

Auch mit der Lichtbogenkennlinie der „synthetischen“ Zinkoxid-Stahl-Diode, Bild 42(b), Seite 53, verliefen die Simulationsversuche zunächst ergebnislos. Das in dieser Schaltung eingesetzte Breakout-Modell des pnp- bzw. npn-Transistors aus der PSpice-Bauelemente-Bibliothek verwendet zur Beschreibung der Transistorfunktion die nichtlinearen Ebers-Moll-Gleichungen; das Modell wird durch drei Parameter charakterisiert, den Transfersättigungsstrom $I_S = 10^{-16} \text{ A}$, die Stromverstärkung der Emitterschaltung im *normalen* Betrieb $B_N = 100$ und die Stromverstärkung der Emitterschaltung im *inversen* Betrieb $B_I = 1$, außerdem gibt es noch einen frei wählbaren Parameter *area*, der im Kollektor- und Basisstrom als Faktor enthalten ist. Dieses Modell beschreibt nur die statischen Kennlinien des Transistors, dynamisches Verhalten, also die Ladungsspeicherung wird nicht erfasst. Bei den Simulationsversuchen mit den Breakout-Transistor-Modellen brachte auch das Hinzufügen von kleinen Serienwiderständen und auch das Hinzufügen von kleinen Kapazitäten 5 – 50 pF zwischen Emitter und Basis, Basis und Kollektor sowie Emitter und Kollektor keine Verbesserung des Konvergenzverhaltens.

Die Bauelemente-Bibliothek „eval.slb“ der verwendeten PSpice-Version enthält Modelle von je drei realen npn- und pnp-Transistoren:

npn-Transistor	BC 548 B	2 N 2222	2 N 3904
pnp-Transistor	BC 558 B	2 N 2907 A	2 N 3906

Mit jeder der obigen Transistorpaarungen in der Schaltung der „synthetischen“ Zinkoxid-Stahl-Diode, Bild 42(b) bzw. Bild 58, arbeitet das Simulationsprogramm einwandfrei; die Simulationsergebnisse in den folgenden Abbildungen wurden mit den Transistoren BC 548 B und BC 558 B berechnet. Die statische Lichtbogenkennlinie $u_n = u_n(i_n)$ im Bild 57(C) kann man sowohl mit den Modellen der realen Transistoren als auch mit nur minimalen, kaum erkennbaren Abweichungen mit den Breakout-Modellen mit dem Parameter *area* = 30 berechnen.

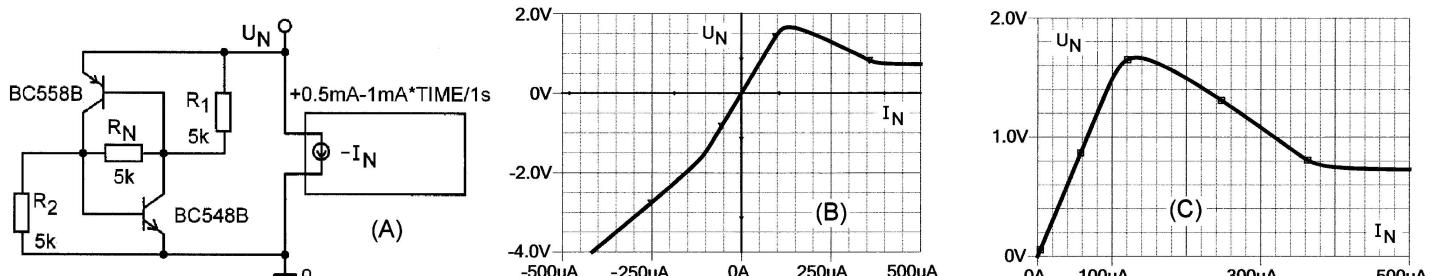


Abbildung 57: Lichtbogenkennlinie $u_n = u_n(i_n)$ der „synthetischen“ Zinkoxid-Stahl-Diode gemäß Bild 42(b). In der Schaltung (A) sorgen die Widerstände R_1 , R_2 für eine endliche Steigung der Kennlinie im Koordinatenursprung $i_n, u_n = 0$, die auch bei den gemessenen Kennlinien der realen Zinkoxid-Stahl-Dioden festzustellen ist. Der Generator I_N prägt den Strom zur Messung der Kennlinie $u_n = u_n(i_n)$ im Intervall $-500 \mu\text{A} \leq i_n \leq 500 \mu\text{A}$ ein. Die Kennlinie (B) muss die Kennlinie der realen Zinkoxid-Stahl-Diode *nicht* approximieren, sondern nur *qualitativ* und auch nur im ersten Quadranten $i_n \geq 0$, $u_n \geq 0$, (C), *ähnlich* nachbilden. Eine punktsymmetrische (d.h. ungerade) Kennlinie, die den Abbildungen 31(rechts), Seite 35, und 32(b), Seite 36, qualitativ entspricht, kann man erzeugen, indem man in der Schaltung (A) jedem Transistor den komplementären Typ parallelschaltet.

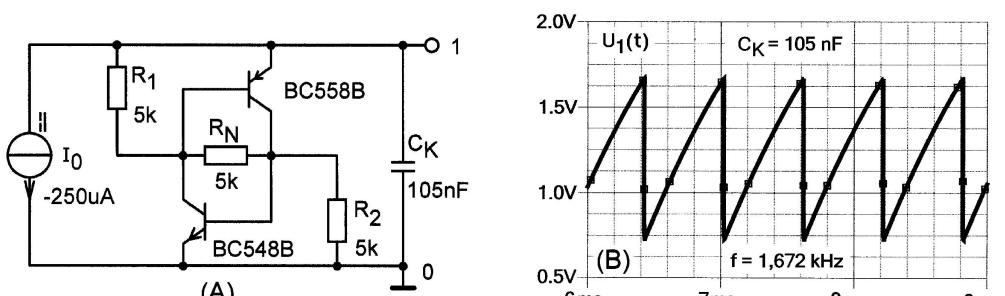


Abbildung 58: Schaltung in Analogie zu einem Glimmröhren-Sägezahngenerator mit der Lichtbogenkennlinie $u_n = u_n(i_n)$ der „synthetischen“ Zinkoxid-Stahl-Diode. Die Gleichstromquelle $I_0 = -250 \mu\text{A}$ legt einen Arbeitspunkt auf der Kennlinie $u_n = u_n(i_n)$, Bild 57(C), in dem Bereich negativer Steigung $130 \mu\text{A} \lesssim i_n \lesssim 400 \mu\text{A}$ fest. Die Anordnung dient als Testschaltung, um das ordnungsgemäße Funktionieren der Simulation zu demonstrieren.

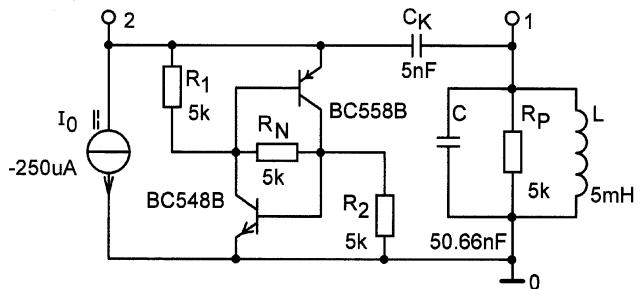


Abbildung 59: Schaltung zur PSpice-Simulation der Schaltung im Bild 56 bzw. der Schaltungen in den Abbildungen 53 mit $i_E = 0$ und 54 mit $u_E = 0$. Der mit dem Kondensator C_K angekoppelte Parallelschwingkreis besitzt eine Resonanzfrequenz $f_O = 1/(2\pi\sqrt{LC}) = 10 \text{ kHz}$ und eine Kreisgüte $Q = R_P\sqrt{C/L} = 15,9$. In den Bildern 60, 61 und 62 wird bei konstantem Arbeitspunkt auf der Lichtbogenkennlinie, festgelegt durch den Gleichstrom $I_0 = -250 \mu\text{A}$, die Kapazität C_K verändert.

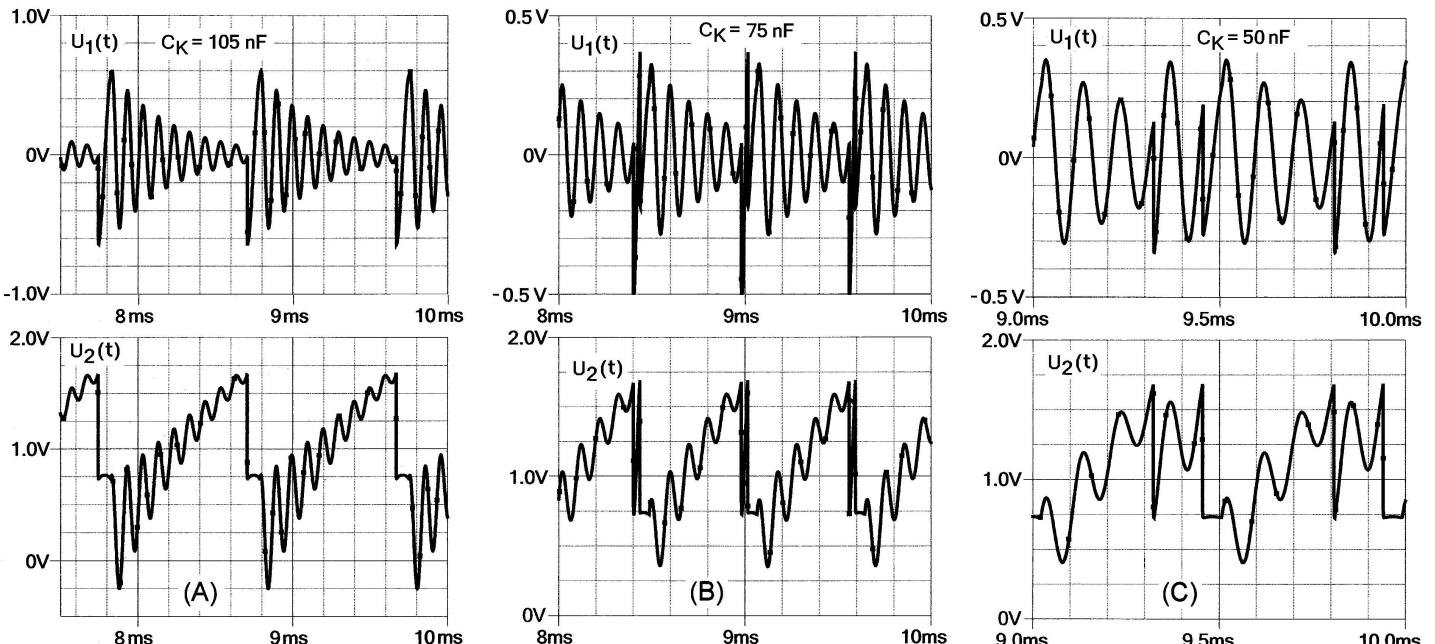


Abbildung 60: In den Bildern ist jeweils oben die Spannung $u_1(t)$ am Schwingkreis und unten die Spannung $u_2(t)$ an der Lichtbogenkennlinie dargestellt. Die Koppelkapazität beträgt (A) $C_K = 105 \text{ nF}$, (B) $C_K = 75 \text{ nF}$ und (C) $C_K = 50 \text{ nF}$.

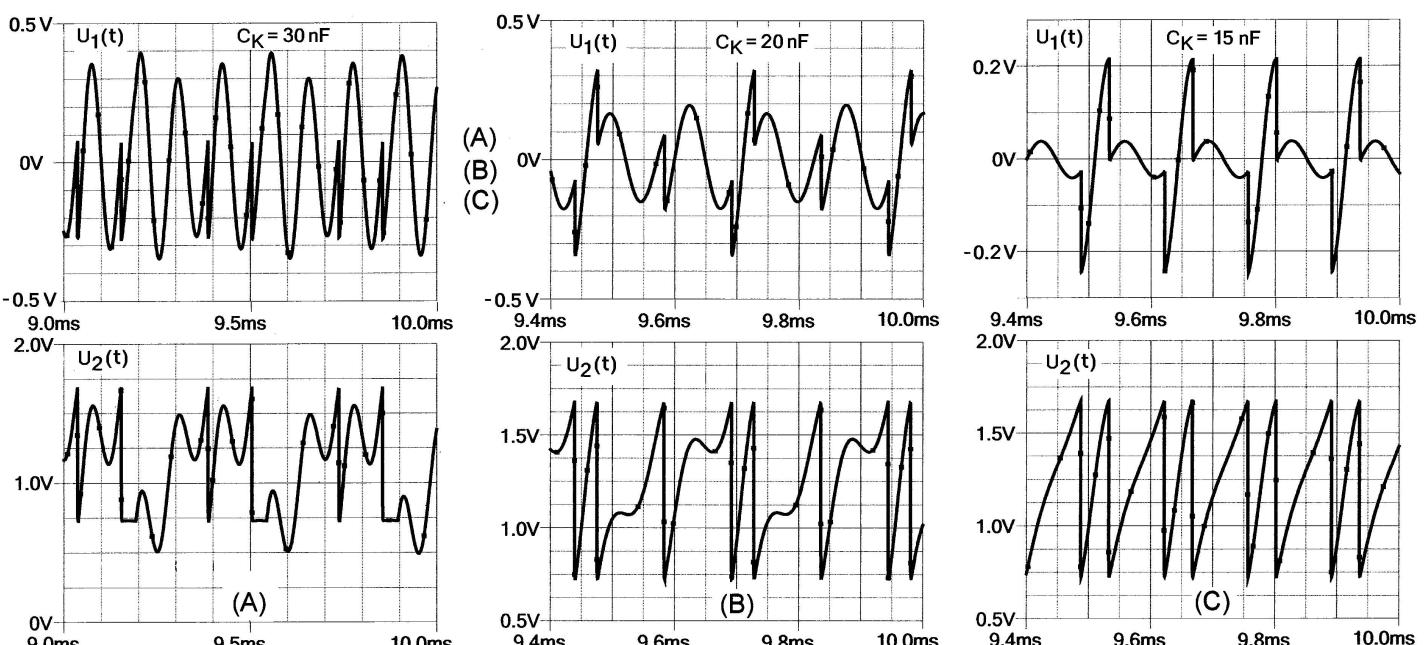


Abbildung 61: In den Bildern ist jeweils oben die Spannung $u_1(t)$ am Schwingkreis und unten die Spannung $u_2(t)$ an der Lichtbogenkennlinie dargestellt. Die Koppelkapazität beträgt (A) $C_K = 30 \text{ nF}$, (B) $C_K = 20 \text{ nF}$ und (C) $C_K = 15 \text{ nF}$.

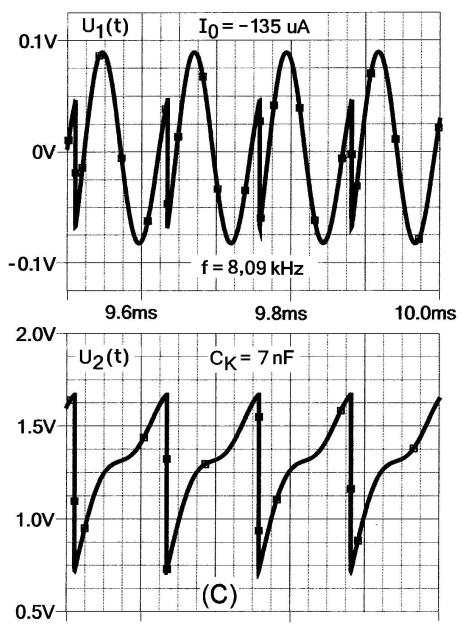
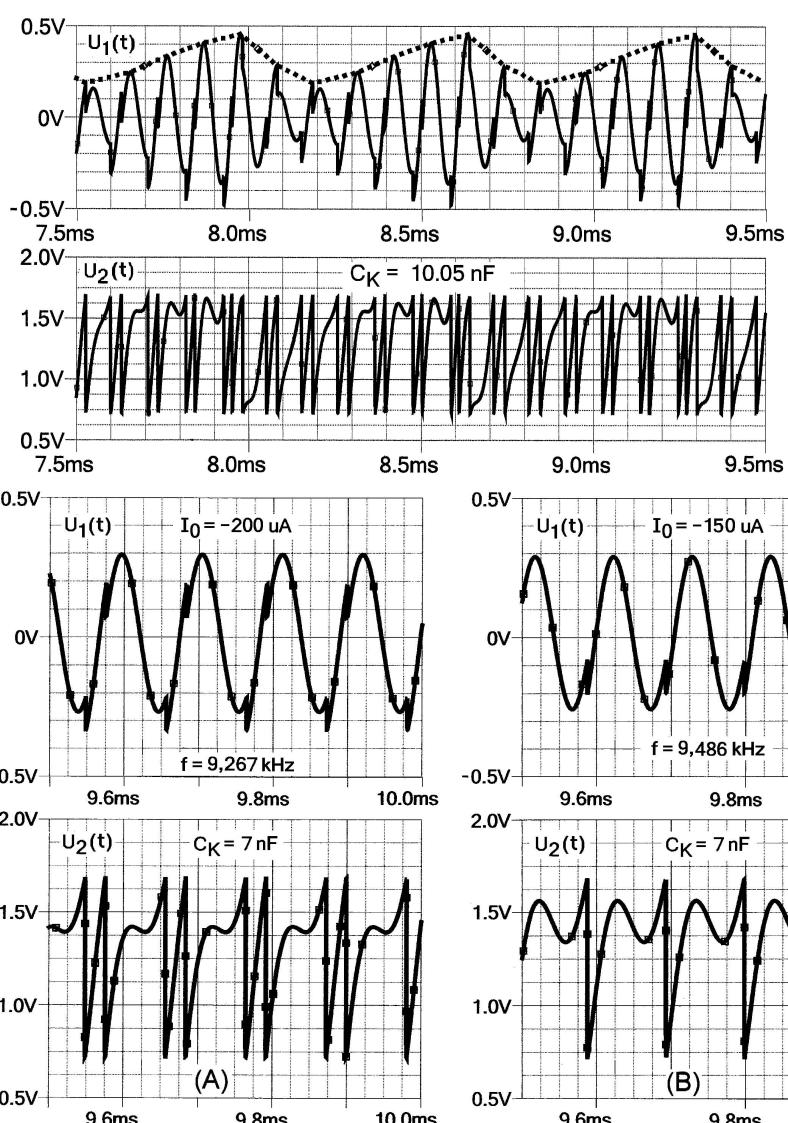
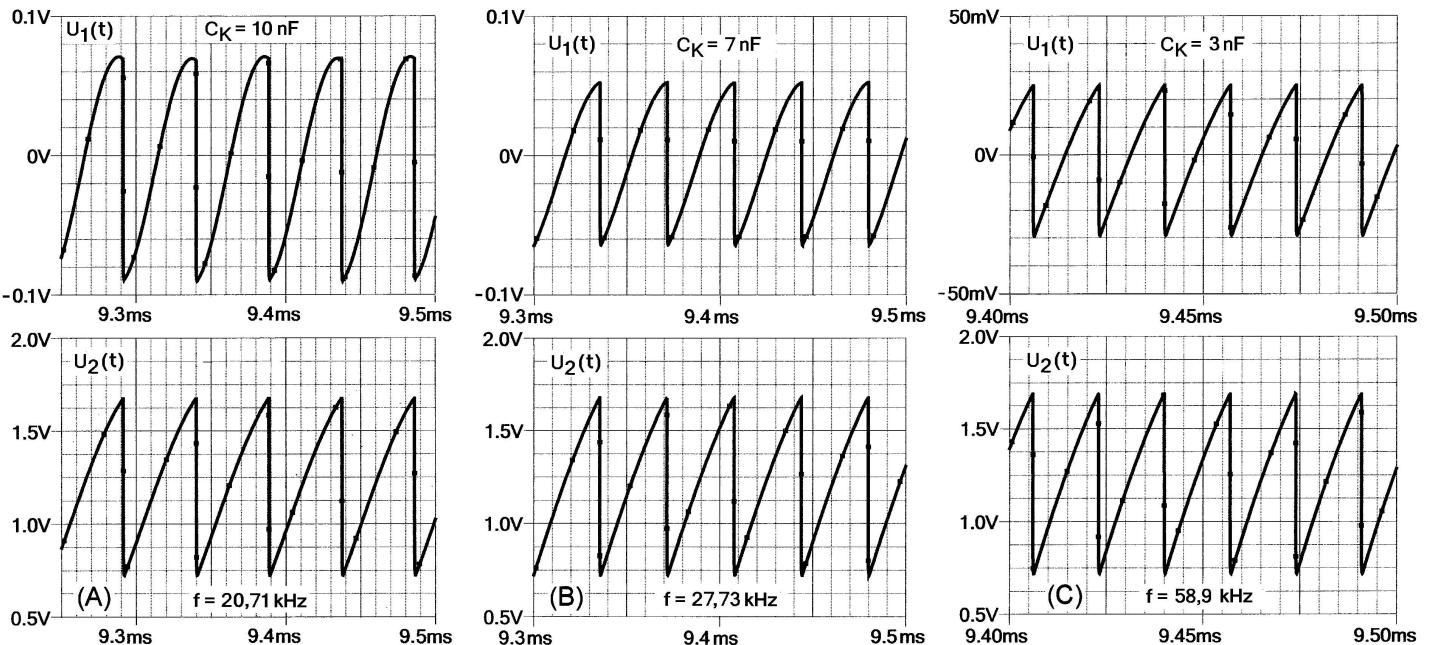


Abbildung 64: In den Bildern ist jeweils *oben* die Spannung $u_1(t)$ am Schwingkreis und *unten* die Spannung $u_2(t)$ an der Lichtbogenkennlinie dargestellt. Die Koppelkapazität $C_K = 7 \text{ nF}$ ist konstant; der Arbeitspunkt auf der Kennlinie, festgelegt durch den Gleichstrom I_0 , variiert: (A) $I_0 = -200 \mu\text{A}$, (B) $I_0 = -150 \mu\text{A}$, (C) $I_0 = -135 \mu\text{A}$.

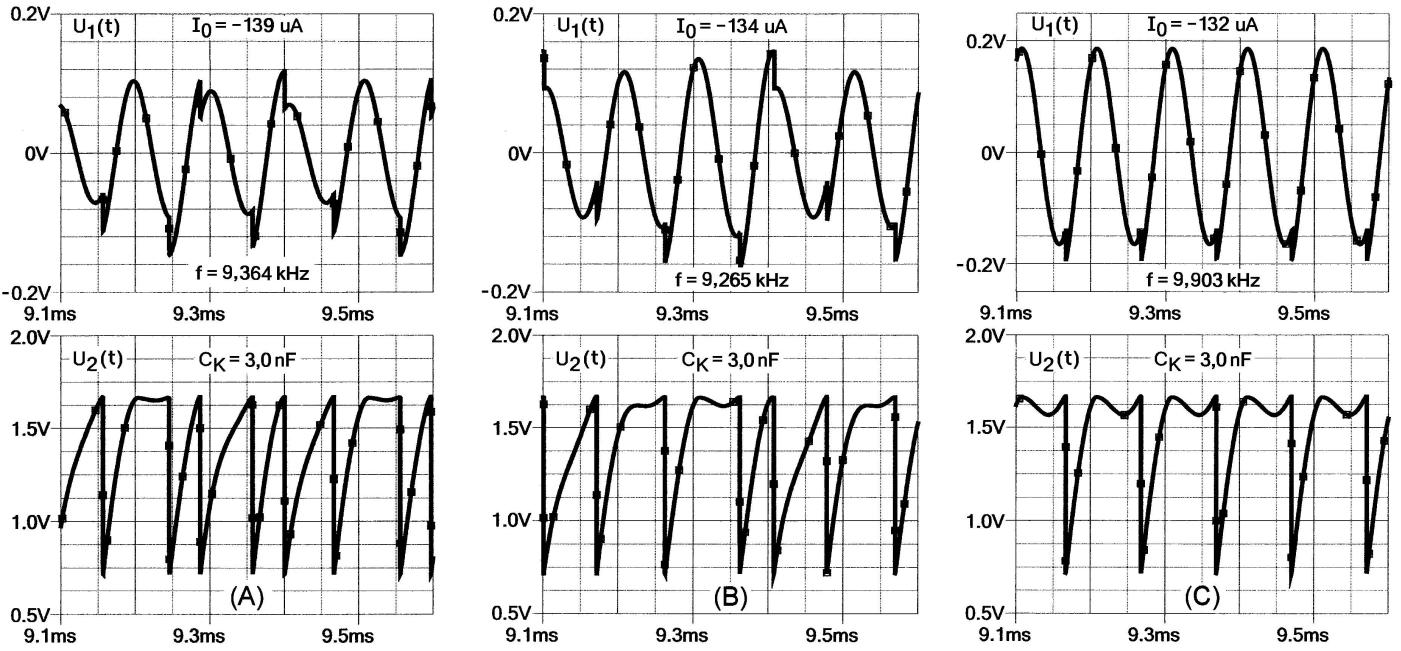


Abbildung 65: In den Bildern ist jeweils *oben* die Spannung $u_1(t)$ am Schwingkreis und *unten* die Spannung $u_2(t)$ an der Lichtbogenkennlinie dargestellt. Die Koppelkapazität $C_K = 3 \text{ nF}$ ist konstant; der Arbeitspunkt auf der Kennlinie, festgelegt durch den Gleichstrom I_0 , variiert: (A) $I_0 = -139 \mu\text{A}$, (B) $I_0 = -134 \mu\text{A}$, (C) $I_0 = -132 \mu\text{A}$.

Die Simulationsergebnisse bestätigen die auf der Seite 62 geäußerten Vermutungen: die kapazitiv an einen Parallelkreis angekoppelte Lichtbogenkennlinie ergibt einen Sägezahngenerator, der den Parallelkreis periodisch zu gedämpften Schwingungen anregt. Das ist besonders deutlich für Koppelkapazitäten $C_K \geq C$ im Bild 60; für $C_K \ll C$, Bild 62, ist die Frequenz der Sägezahnschwingung größer als bzw. groß gegen die Resonanzfrequenz des Parallelkreises. Mit $C_K < C$, Bilder 61 und 63, ergeben sich recht komplizierte, zwei- und höher periodische Schwingungsformen.

Bei konstanter Koppelkapazität kann man an Arbeitspunkten $du_n/di_n < 0$ in der Nähe des Kennlinienmaximums sinusförmige Schwingungen mit überlagerten Impulsen erzeugen, deren Frequenzen ungefähr gleich der Resonanzfrequenz des Parallelkreises sind, Bilder 64(B) und 65(C).

- Die Simulationsergebnisse zeigen, dass eine kapazitiv angekoppelte Lichtbogenkennlinie in dem Parallelenschwingkreis keine Dämpfungsminderung bewirken kann, die Schaltung arbeitet als Sägezahn-generator. Eine einschränkende Anmerkung erscheint hier allerdings angebracht. Allen analytischen Berechnungen wie auch den Simulationen liegt die zentrale Annahme zugrunde, dass die Eigenschaften der Zinkoxid-Stahl-Diode durch eine Strom-Spannungskennlinie mit Lichtbogencharakter *vollständig* beschrieben werden können. Recht unwahrscheinlich aber möglich ist, dass ausgerechnet bei den hier betrachteten Schaltungen etwa ein elektromechanischer Effekt (siehe z.B. Seite 25) dominiert, der mit der PSpice-Simulation natürlich nicht erfasst wurde und der die Dämpfung des Parallelenschwingkreises vielleicht doch vermindern könnte.

- Die an gewissen Arbeitspunkten möglichen Sinusschwingungen mit kleinen Impulsstörungen könnten als „Überlagerungsoszillatator“ für Telegrafie-Empfang genutzt werden, aber für diese Anwendung gibt es in dem Schaltungskatalog im Abschnitt 2.4 bessere Lösungen.

- Denkbar ist auch, dass in denjenigen Schaltungen mit kapazitiv angekoppelter Zinkoxid-Stahl-Diode, aber ohne einen gewöhnlichen Detektor, das Element mit der Lichtbogenkennlinie *ausschließlich* zur Gleichrichtung und nicht in einer vermuteten Doppelfunktion (Dämpfungsminderung *und* Gleichrichtung) genutzt werden soll. Der durch I_0 festzulegende Arbeitspunkt im Kennlinienmaximum ergibt wegen $du_n/di_n = 0$, d.h. $R_n = 0$, ein stabiles System, also keine Sägezahnschwingungen. Im Maximum der Lichtbogenkennlinie kann die Krümmung $\sim d^2u_n/di_n^2$ sehr viel größer sein als die Kennlinienkrümmung eines gewöhnlichen Detektors ohne oder mit Vorspannung, und deshalb wird sich mit der Zinkoxid-Stahl-Diode auch eine größere NF-Ausgangsspannung ergeben.

Arbeitspunkteinstellung auf der Lichtbogenkennlinie in der Praxis

In der Praxis (siehe Schaltungskatalog im Abschnitt 2.4, Seite 40 f) wird der Arbeitspunkt der Zinkitdiode nicht wie in den Schaltbildern 58 und 59 durch eine ideale Stromquelle I_0 bestimmt sondern durch eine Vorspannungsquelle U_V und einen Serienwiderstand R_S . Zur Festlegung des Arbeitspunktes müssen jetzt also *zwei* Schaltungsparameter dimensioniert werden; Round & Rust haben in ihrer Patentschrift (siehe Fußnote 6, Seite 62, oder im Anhang, Seite 88) einige Gesichtspunkte zur Wahl des Serienwiderstandes angegeben.

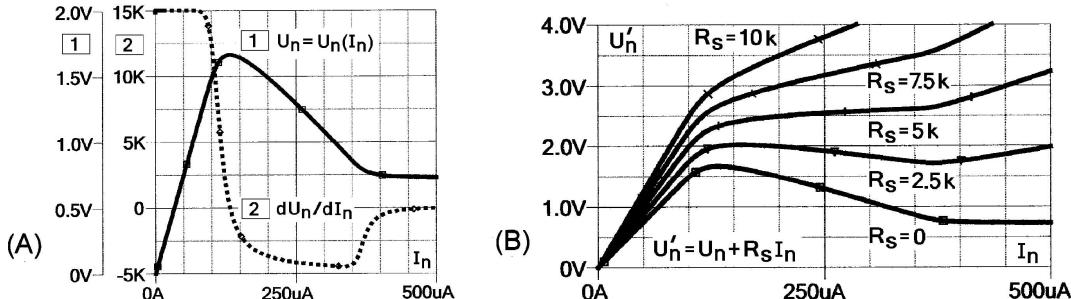


Abbildung 66: (A) Durchgezogen: Kennlinie $u_n = u_n(i_n)$ der synthetischen Zinkit-Diode im Schaltbild 58, und punktiert der differentielle Widerstand du_n/di_n ; an der Stelle $i_n = 250\mu A$ hat der differentielle Widerstand die Größe $du_n/di_n = -4,15 k\Omega$.

(B) Round & Rust betrachten die Serienschaltung der Zinkit-Diode mit dem Widerstand R_S , das ergibt die Kennlinien $u'_n = u_n(i_n) + R_S i_n$; diese Charakteristiken können je nach der Größe von R_S monoton anwachsen oder auch einen Bereich mit negativer Steigung aufweisen. Zur Beurteilung der Stabilität reicht diese Darstellung aber nicht aus, wie an den Bildern 67(A) – (C) erläutert werden wird. Neben dem Widerstand R_S wird die Lage des Arbeitspunktes und damit auch die Stabilität entscheidend durch die Vorspannung U_V bestimmt.

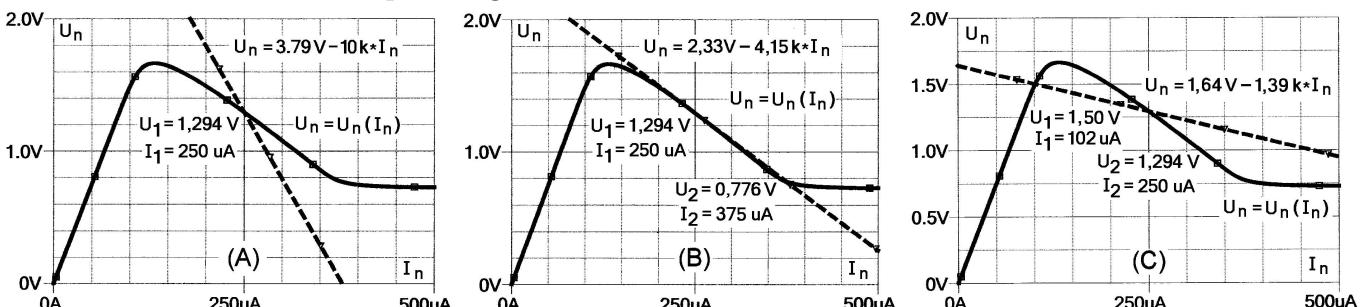


Abbildung 67: Durchgezogen: Wie oben, Kennlinie $u_n = u_n(i_n)$ der synthetischen Zinkit-Diode; gestrichelt: „Arbeitsgerade“ $u_n = U_V - R_S i_n$, deren Schnittpunkt mit der Kennlinie legt den Arbeitspunkt fest. In den drei dargestellten Fällen wurden die Parameter U_V und R_S der Arbeitsgeraden so bestimmt, dass sich ein Schnittpunkt (im Fall (B) ein Berührpunkt) mit der Kennlinie an der Stelle $i_n = 250\mu A$, $u_n = 1,294 V$ ergab. Für die Schwingungsanfachung unter Kleinsignalbedingungen an diesem Arbeitspunkt ist der resultierende Widerstand $R_{n,\text{eff}}$ maßgebend, der sich aus der Parallelschaltung von R_S und dem differentiellen Widerstand du_n/di_n , Bild 66(A), ergibt $1/R_{n,\text{eff}} = 1/R_S + di_n/du_n$. Im Fall (A) ist $R_{n,\text{eff}} < 0$, im Fall (B) $R_{n,\text{eff}} = 0$ und im Fall (C) $R_{n,\text{eff}} > 0$; eine Schwingungsanfachung in einem Serienschwingkreis würde sich ergeben, wenn die Summe aus dem Verlustwiderstand des Schwingkreises und $R_{n,\text{eff}}$ kleiner als null wäre.

(A) $R_S = 10 k\Omega$, durch Verändern der Vorspannung U_V verschiebt sich die Arbeitsgerade *parallel* zu sich selbst (wegen $R_S = \text{konst}$); man erhält immer nur *einen* Schnittpunkt mit der Kennlinie. Mögliche Arbeitspunkte liegen auf dem steil ansteigenden Teil, im Maximum, in dem Bereich mit negativer Steigung und in dem nahezu waagerecht verlaufenden Kennlinienbereich.

(B) $R_S = 4,15 k\Omega$; dieser Serienwiderstand ist genau so groß wie der Betrag des negativen differentiellen Widerstandes an der Stelle $i_n = 250\mu A$, deshalb ist die Arbeitsgerade mit $U_V = 2,33 V$ Tangente an die Kennlinie im Punkt $i_1 = 250\mu A$, $u_1 = 1,294 V$, ein Schnittpunkt ergibt sich noch am Beginn des waagerechten Kennlinienteils an der Stelle $i_2 = 375\mu A$, $u_2 = 0,776 V$. Eine Veränderung der Vorspannung U_V bewirkt wie im Fall (A) eine Parallelverschiebung der Arbeitsgeraden mit möglichen Schnittpunkten im steil ansteigenden und im nahezu waagerecht verlaufenden Kennlinienbereich.

Der Sägezahngenerator im Bild 68(A), aber mit $L_S = 0$, funktioniert mit den Parametern U_V und R_S der Betriebsfälle (A) und (B) aus Bild 67 einwandfrei. Sägezahnschwingungen entstehen mit den Serienwiderständen $R_{S,(A)}$ und $R_{S,(B)}$ aber mit veränderten Vorspannungen U_V in der Schaltung 68(A) immer, wenn die Arbeitsgerade einen Schnittpunkt im Bereich negativer Kennliniensteigung erzeugt⁷. Die Steigung der Kennlinie $u_n = u_n(i_n)$ der synthetischen Zinkit-Diode ist mit der gewählten Dimensionierung $R_1, R_2, R_N = 5 \text{ k}\Omega$ negativ im Bereich

$$\frac{du_n}{di_n} < 0 \quad \text{für} \quad \begin{pmatrix} 0,133 \text{ mA} \\ 1,664 \text{ V} \end{pmatrix} < \begin{pmatrix} i_n \\ u_n \end{pmatrix} < \begin{pmatrix} 0,555 \text{ mA} \\ 0,728 \text{ V} \end{pmatrix}.$$

Noch zu Bild 67(C): $R_S = 1,39 \text{ k}\Omega$. In diesem Betriebsfall wurden U_V und R_S so bestimmt, dass sich Schnittpunkte der Arbeitsgeraden mit der Kennlinie $u_n = u_n(i_n)$ an den Stellen $i_1 = 102 \mu\text{A}$, $u_1 = 1,50 \text{ V}$ und $i_2 = 250 \mu\text{A}$, $u_2 = 1,294 \text{ V}$ ergeben, außerdem existiert noch ein dritter Schnittpunkt im nahezu waagerecht verlaufenden Kennlinienbereich mit kleiner positiver Steigung. Drei Schnittpunkte, das bedeutet *bistabiles* Verhalten, ergeben sich in dem Betriebsfall (C) mit $R_S = 1,39 \text{ k}\Omega$ für Werte der Vorspannung im Intervall $1,293 \text{ V} < U_V < 1,855 \text{ V}$.

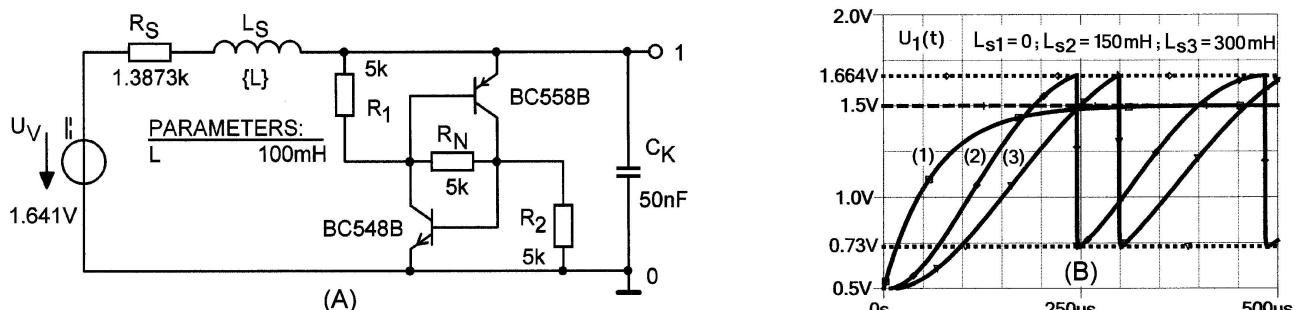


Abbildung 68: (A) Schaltung des Sägezahngenerators mit den Parameterwerten $R_S = 1,39 \text{ k}\Omega$ und $U_V = 1,64 \text{ V}$ entsprechend dem Betriebsfall (C) aus Bild 67. Die Spannung am Kondensator C_K ist auf einen Anfangswert $u_1(t = 0) = 0,5 \text{ V}$ eingestellt.

(B1): $L_S = 0$, die Kondensatoraufladung erfolgt nach einer exponentiellen Zeitfunktion, $u_1(t) \sim \exp(t/\tau)$, der Vorgang beginnt bei $u_1(0) = 0,5 \text{ V}$ und endet bei $u_1(\infty) = 1,5 \text{ V}$, an dem Schnittpunkt der Arbeitsgeraden mit dem steil ansteigenden Kennlinienteil.

(B2 und 3): $L_S > 0$, die Kondensatoraufladung erfolgt jetzt nach einer gedämpften Schwingung (vorausgesetzt die Dämpfung ist klein genug) und würde asymptotisch der Spannung $u_1(\infty) = 1,5 \text{ V}$ zustreben. Wenn aber das Überschwingen groß genug ist und die obere Schaltschwelle bei $1,664 \text{ V}$ (das Maximum der Kennlinie $u_n = u_n(i_n)$) erreicht wird, dann springt die bistabile Schaltung auf die untere Schaltschwelle $0,73 \text{ V}$ und die Kondensatoraufladung beginnt mit diesem Anfangswert. Man erhält eine periodische Sägezahnschwingung, wenn die Kondensatoraufladung, beginnend von der unteren Schaltschwelle, mit einem genügend großen Überschwinger die obere Schaltschwelle erreicht.

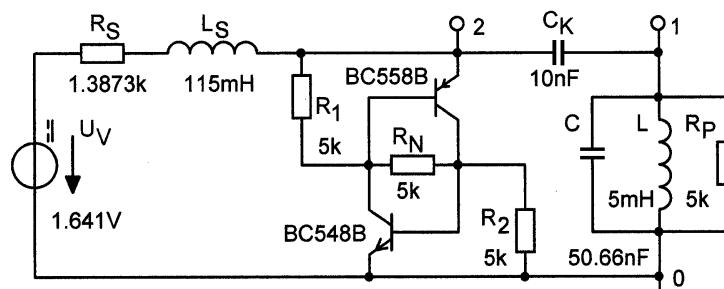


Abbildung 69: Schaltung zur PSpice-Simulation entsprechend den Schaltungen 59 und 56 bzw. den Schaltungen 54 und 53. Die Betriebsfälle (A) und (B) aus Bild 67 liefern mit $L_S = 0$ ähnliche Simulationsergebnisse, wie sie in den Bildern 60 – 65 dargestellt sind, und werden deshalb nicht weiter untersucht. Der Sägezahngenerator im Betriebsfall (C) wird durch einen Anfangswert der Spannung am Kondensator C_K gestartet; das Verhalten der Schaltung wird in Abhängigkeit der Serieninduktivität L_S untersucht, die Koppelkapazität $C_K = 10 \text{ nF}$ wird konstant gehalten.

⁷Dies bezeichnet man als *astabile* Einstellung, ein Schnittpunkt der Arbeitsgeraden mit der Kennlinie in den Bereichen mit positiver Steigung ergibt die *monostabile* Einstellung, und drei Schnittpunkte, zwei davon in Bereichen mit positiver Steigung und ein Schnittpunkt im Bereich negativer Steigung liefert die *bistabile* Einstellung der Kippschaltung. Quelle: L.Strauss, Wave Generation and Shaping, McGraw-Hill, 1960, S 315 f

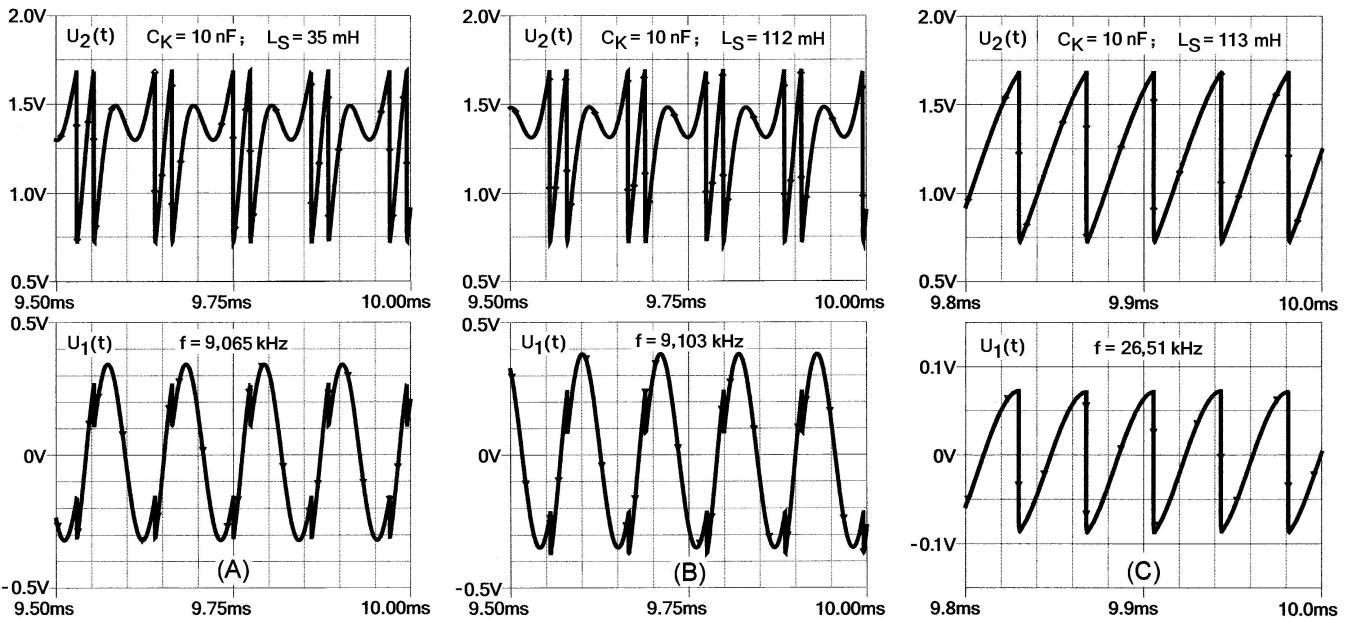


Abbildung 70: $U_V = 1,64 \text{ V}$, $R_S = 1,39 \text{ k}\Omega$. (A) $L_S = 35 \text{ mH}$; (B) $L_S = 112 \text{ mH}$; (C) $L_S = 113 \text{ mH}$.

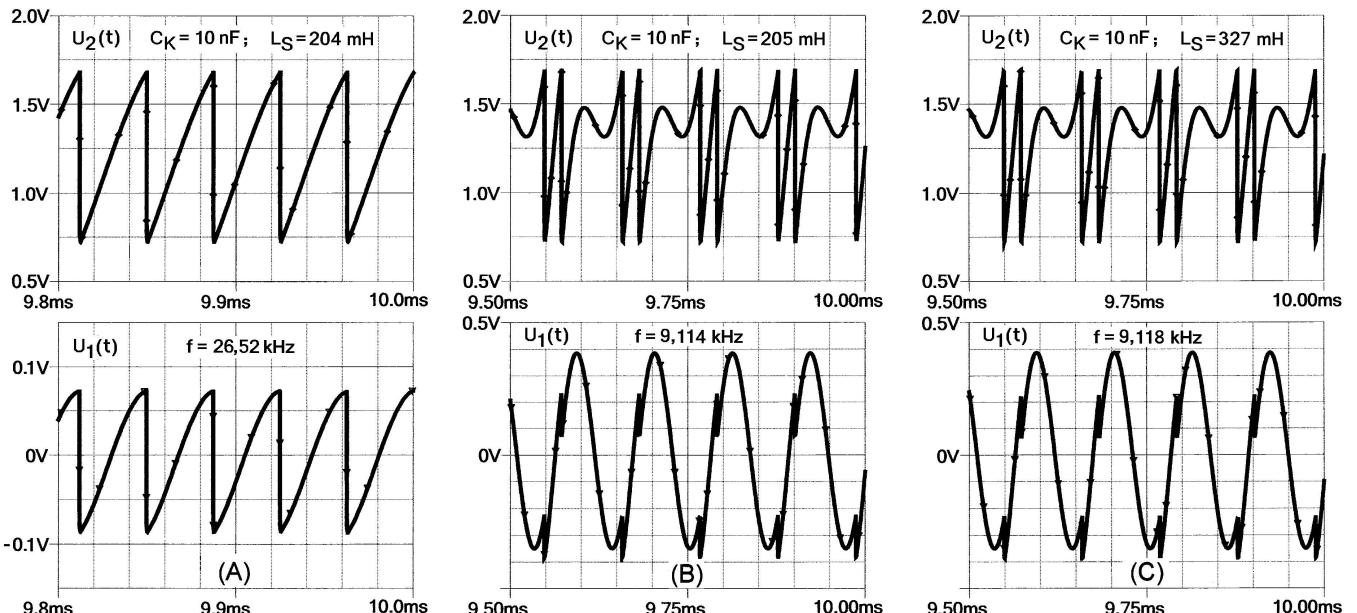


Abbildung 71: $U_V = 1,64 \text{ V}$, $R_S = 1,39 \text{ k}\Omega$. (A) $L_S = 204 \text{ mH}$; (B) $L_S = 205 \text{ mH}$; (C) $L_S = 327 \text{ mH}$.

L_S/mH	$u_1(t)$, Spannung am Schwingkreis	f/kHz
0 … 34	keine Schwingung, $u_1 = 0$, $u_2 = 1,5 \text{ V}$	
35 … 112	sinusförmig mit Impulsen	9,065 … 9,103
113 … 204	Sägezahnschwingung	26,51 … 26,52
205 … 327	sinusförmig mit Impulsen	9,114 … 9,118
328 … 467	Sägezahnschwingung	26,52 … 26,74
468 … 530	sinusförmig mit Impulsen	9,124 … 9,121
531 … 578	Sägezahnschwingung	26,53 … 26,77
…	…	…

Die Simulationsergebnisse in der Tabelle wie auch die in den Abbildungen 70 und 71 zeigen, dass die Schaltung 69 am Ausgang u_2 Sägezahnschwingungen erzeugt, wobei in Abhängigkeit von L_S am Parallelkreis je nach der Schwingfrequenz Sinus- bzw. Sägezahnschwingungen auftreten. Bezuglich der Schaltungen 54 und 53 hat auch diese Untersuchung keine positiven Ergebnisse gebracht: die astabile Einstellung des Arbeitspunktes durch U_V und R_S auf der Kennlinie ergibt einen Sägezahngenerator, die bistabile (auch die monostabile) Einstellung liefert mit $L_S = 0$ einen Ruhezustand $u_1 = 0$, eine Entdämpfung oder Dämpfungsminderung kann nicht stattfinden. Die Schlussfolgerungen auf Seite 66 behalten in vollem Umfang ihre Gültigkeit.

Parallelschwingkreis und Lichtbogenkennlinie

Die Schaltung, in der ein Parallelschwingkreis völlig problemlos durch eine Lichtbogenkennlinie entdämpft werden kann, ist in den folgenden Veröffentlichungen zu finden, die auch im Literaturverzeichnis mit vollständigen Angaben aufgeführt sind; leider wird aber in keiner der Arbeiten auf die günstigen Eigenschaften dieser Schaltung hingewiesen:

E.Mittelmann, Der Detektor als Schwingungserzeuger, Der Radio-Amateur, II. Jahrg., 1924, Heft 36, Abb. 11, S 986

F.Bergtold, Eigenschaften ... eines Zinkitstahldetektors, Der Radio-Amateur, II. Jahrg., 1924, Heft 36, Abb. 7, S 991

H.Günther, Lossevs Schwingdetektor, Rafa 3 (1925), Heft 19, Abb. 5, S 5

J.H.T.Roberts, Oscillating Crystals, Popular Wireless Weekly, July 19, 1924, Fig. 4, S 743

I.Podliasky, Générateur-Amplificateur sans Lampe, Radioélectricité, 5, 10 July 1924, Fig. 5, S 250

O.V.Lossev, Der Krystadyne, Zeitschrift für Fernmeldetechnik, 6. Jahrg. (1925), Abb. 6 und 7, S 132

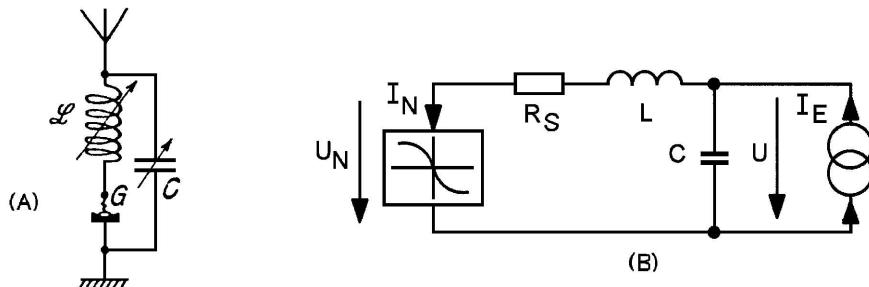


Abbildung 72: (A) Entnommen aus: O.V.Lossev, Der Krystadyne, Zeitschrift für Fernmeldetechnik, 6. Jahrg. (1925), Abb. 6, S 132. In der Originalschaltung bewirkt die Zinkoxid-Stahl-Diode „G“ sowohl die Dämpfungsminderung im Schwingkreis als auch die Signalgleichrichtung; der Telefonhörer und die Elemente zur Arbeitspunkteinstellung wurden zur Erhöhung der Übersichtlichkeit entfernt.

(B) Schaltung zur PSpice-Simulation; die Antenne wird ersatzweise durch die Stromquelle i_E gemäß Bild 75 rechts, Seite 72, beschrieben. Die Verluste im Schwingkreis sind zum größten Teil Spulenverluste verursacht durch Stromverdrängung, und der Verlustwiderstand ist physikalisch primär ein Widerstand R_S in Serie zur Induktivität (den man in der Umgebung der Resonanzfrequenz näherungsweise in einen konstanten Parallelwiderstand R_P umrechnen kann, Bilder 53 und 54). Es ist plausibel, dass durch eine Lichtbogenkennlinie $u_n = F(i_n)$ in Serie zur Spule die Verluste reduziert werden können, mit den Bezeichnungen im Bild 72(B) ergibt die Strom- und Spannungsbilanz

$$i_E = C \frac{du}{dt} + i_n, \quad u = i_n R_S + L \frac{di_n}{dt} + u_n, \quad i_E = LC \frac{d^2 i_n}{dt^2} + i_n + C \left(R_S + \frac{du_n}{di_n} \right) \frac{di_n}{dt}. \quad (7)$$

Die Dämpfungsminderung kommt durch den Term $R_S + du_n/di_n$ zustande, dabei ist es gleichgültig, welche mathematische Funktion $u_n = F(i_n)$ mit bereichsweise negativer Steigung aber ohne Hysterese verwendet wird; deshalb soll hier in der Simulation eine Kennlinie eingesetzt werden, die den tatsächlich gemessenen Kennlinien der Zinkoxid-Stahl-Diode sehr ähnlich ist, Gl. (3), Seite 11.

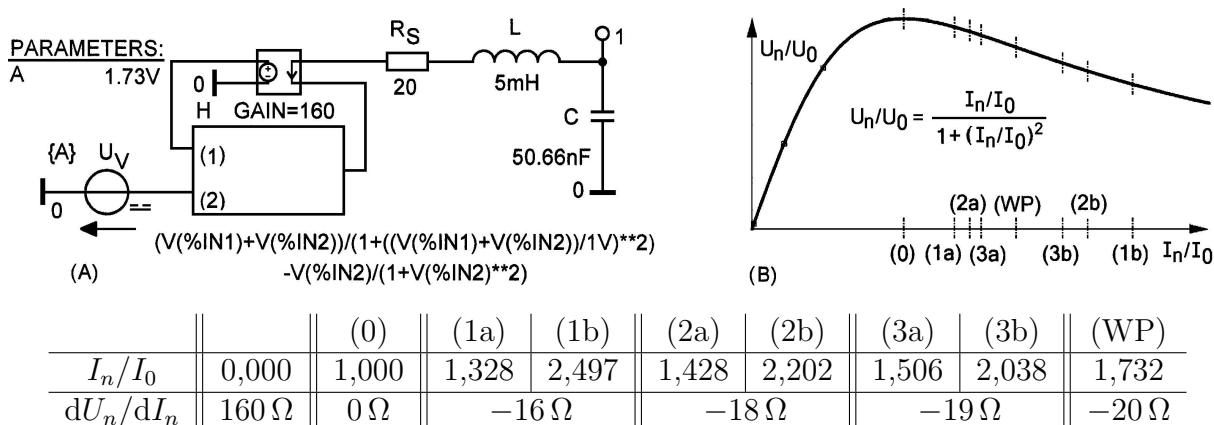


Abbildung 73: (A) Schaltung zur Simulation der Dämpfungsminderung des Parallelkreises. Die Lichtbogenkennlinie (B), $U_n = F(I_n)$, wird durch eine stromgesteuerte Spannungsquelle dargestellt, die in der PSpice-Simulation durch zwei Funktionsblöcke nachgebildet werden muss:

- 1) Eine lineare stromgesteuerte Spannungsquelle „H“, $U_1 = Z_{\ddot{u}} I_n$, mit der Transimpedanz $Z_{\ddot{u}} = 160 \Omega$.
 2) Eine spannungsgesteuerte Spannungsquelle mit zwei Eingängen, $U_n = F(U_1, U_2)$, in welcher der nichtlineare Zusammenhang $F(\dots)$ untergebracht ist. Die Gleichspannungsquelle $U_V = U_2$ liefert die in der Kennlinie markierten und in der Tabelle ausführlicher beschriebenen Arbeitspunkte I_n/I_0 , welche die verschiedenen differentiellen Widerstände dU_n/dI_n ergeben. Jeder Arbeitspunkt I_n/I_0 bedingt an der Zinkoxid-Stahl-Diode gemäß der Kennlinie, Bild 73(B) eine *Gleichspannung*, diese wird durch den Term $-U_2/(1 + U_2^2)$ im Bild 73(A) kompensiert.

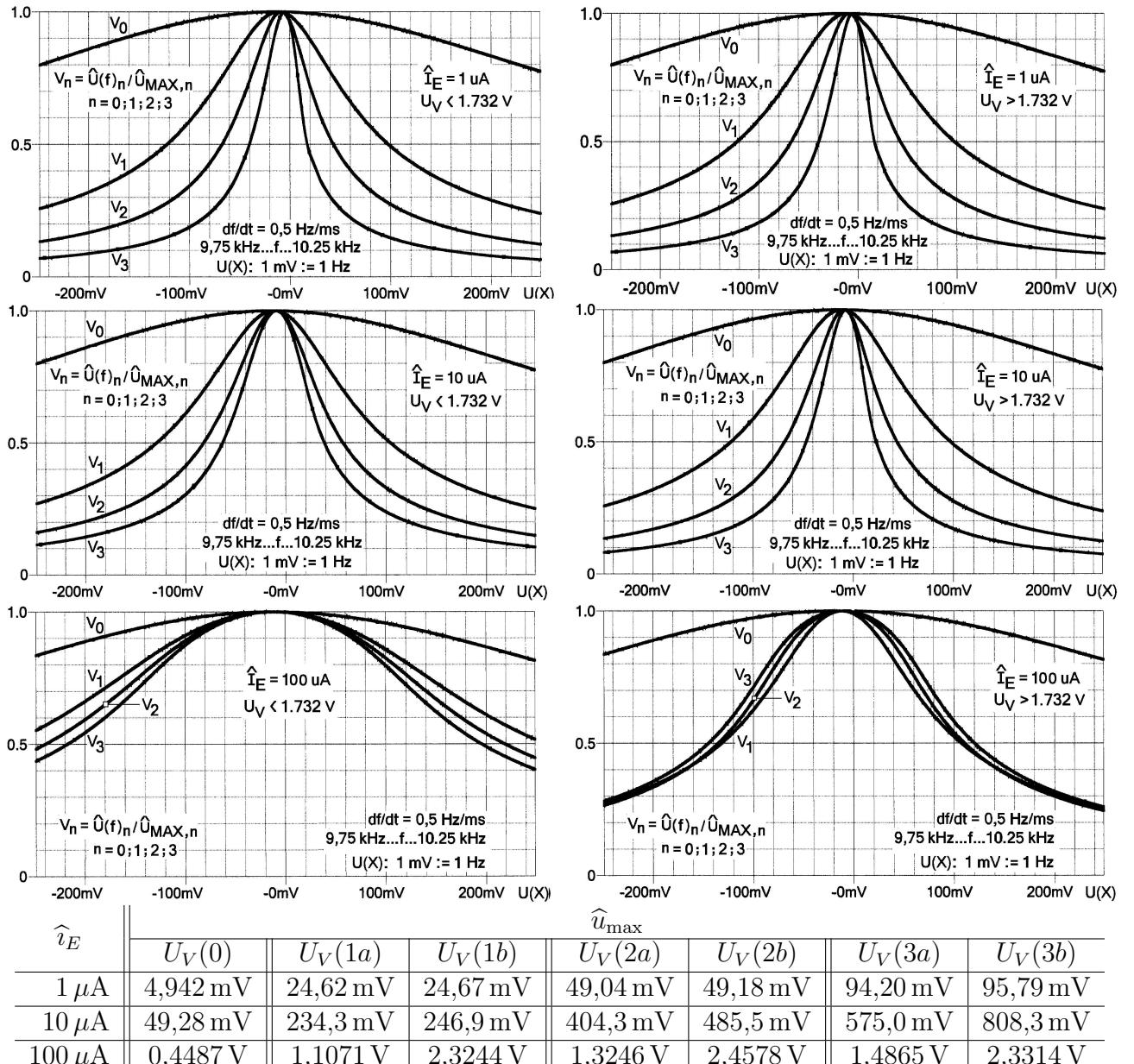


Abbildung 74: Parallelkreis mit Dämpfungsminderung durch eine Lichtbogenkennlinie, PSpice-Simulation der Amplitudengänge für die verschiedenen, im Bild 73(B) markierten Arbeitspunkte, und für drei verschiedene Aussteuerungen $\hat{I}_E = 1 \mu\text{A}; 10 \mu\text{A}; 100 \mu\text{A}$. Die Tabelle enthält die Amplituden $\hat{u}_{\max,n}$ der Spannung am Schwingkreis bei der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt „n“ und von der Aussteuerung. Mit der linearen Näherung, Gl. (7), und den Daten in der Tabelle Bild 73 würde man die folgenden Amplitudenverhältnisse erwarten:

$$\frac{\hat{u}_{\max,1}}{\hat{u}_{\max,0}} = 5, \quad \frac{\hat{u}_{\max,2}}{\hat{u}_{\max,0}} = 10, \quad \frac{\hat{u}_{\max,3}}{\hat{u}_{\max,0}} = 20.$$

Die dargestellten Simulationsergebnisse dürfen nicht darüber hinweg täuschen, dass hier nur durch eine sehr günstige Parameterwahl „schöne“ Resultate produziert werden. Wenn man z.B. die Anfangssteigung $dU_n/dI_n|_{I_n=0}$ der Lichtbogenkennlinie statt 160Ω zu $1,6 \text{ k}\Omega$ gewählt hätte, dann wäre die Steigung am Wendepunkt (WP) $dU_n/dI_n|_{(\text{WP})} = -200 \Omega$ statt -20Ω , und bei dem angenommenen Verlustwiderstand $R_S = 20 \Omega$ würden sich die möglichen Arbeitspunkte auf der Kennlinie im Bereich des Maximums zusammendrängen, Bild 73(B), bzw. müssten mit großen Werten I_n/I_0 jenseits des Wendepunktes eingestellt werden.

4.2 Untersuchungen an ausgewählten Detektor-Schaltungen

In diesem Abschnitt werden Detektorschaltungen betrachtet, in denen ein Element mit einer Lichtbogen-Kennlinie in *Serie* zu einem Serienschwingkreis bzw. ein Element mit einer Dynatron-Kennlinie *parallel* zu einem Parallelschwingkreis geschaltet ist. Diese Schaltungen bieten die Gewähr dafür, dass bei entsprechender Dimensionierung die Schwingkreisdämpfung in einem stabilen Betriebzustand (d.h. abklingende Einschwingvorgänge) verringert werden kann oder auch, dass bei Überkompensation der Kreisverluste eine sinusförmige Schwingung mit dimensionierbarer Amplitude herstellbar ist. Im einzelnen geht es um die folgenden Schaltungsvarianten:

- 1) Detektorschaltung aus der Leserzuschrift zu „Pickard's regenerative detector“ von R.W.Burhans, 1961, Bild 12, Seite 18. In dieser Schaltung wird die Dämpfung eines Parallelschwingkreises durch die Dynatron-Kennlinie einer Tunneldiode verringert und der Arbeitspunkt ist so gewählt, dass die Diode auch die Signalgleichrichtung durchführt. Schaltungen, in denen die Lichtbogen-Kennlinie des Zinkoxid-Stahl-Kontaktes die gleichen Funktionen bewirken soll, gibt es sehr zahlreich in den Veröffentlichungen der Jahre 1924 – 27, aber man darf zu Recht bezweifeln, dass durch die Einsparung eines separaten Detektors zur Signalgleichrichtung die Freude an dem neuen Radiohobby besonders beflügelt wurde.
- 2) Detektorschaltung mit einem Serienschwingkreis von O.V.Lossev, Abschnitt 1.4, Bild 15, auf der Seite 21. Die Lichtbogen-Kennlinie des Zinkoxid-Stahl-Kontaktes dient zur Dämpfungsverminderung des Schwingkreises, das AM-Signal wird von der Schwingkreisspule abgegriffen und von einem separaten Detektor gleichgerichtet.
- 3) Überlagerungsempfänger für Telegrafie von O.V.Lossev, Abschnitt 1.4, Bild 16, links, auf der Seite 21. Ein Serienkreisoszillator mit Lichtbogen-Kennlinie ist magnetisch gekoppelt mit einem Parallelkreis, in den das Antennensignal eingespeist und mit der Oszillatorschwingung überlagert wird; das Differenzsignal entsteht durch Gleichrichtung mit einem separaten Detektor.
- 4) Serienschwingkreis mit eingespeistem Antennensignal und Dämpfungsverminderung wie in 2), magnetisch gekoppelt mit einem Parallelkreis. In der zitierten Literatur gibt es zu dieser nahelegenden Variante keine Entsprechung.



Abbildung 75: Bei der Analyse und der PSpice-Simulation der Detektorschaltungen benötigt man Ersatzdarstellungen der Signalquelle „Antenne“; *links* Spannungsquellen-Ersatzbild zur Verwendung mit einem Serienschwingkreis, *rechts* äquivalentes Stromquellen-Ersatzbild zur Verwendung mit einem Parallelschwingkreis, Wirk- und Blindanteil der Antennenimpedanz werden mit den entsprechenden Elementen des Schwingkreises zusammengefasst. Bei Antennen, die kurz sind gegen die Wellenlänge des Empfangssignals, das ist im Bereich $100 \text{ kHz} \leq f \leq 1,6 \text{ MHz}$ entsprechend $3000 \text{ m} \geq \lambda \geq 188 \text{ m}$ die Regel, ist der Blindanteil der Antennenimpedanz immer kapazitiv. Der Wirkanteil R_A besteht aus dem sehr kleinen Strahlungswiderstand und dem durch den Skineffekt bedingten Verlustwiderstand, U_E ist die in der Antenne induzierte Leerlaufspannung.

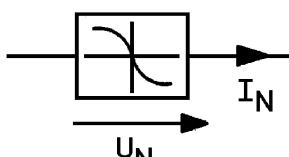


Abbildung 76: Schaltkreissymbol eines Elementes mit Dynatron- oder Lichtbogen-Kennlinie. In der Analyse wie auch in der Simulation der Detektorschaltungen benötigt man gut handhabbare Funktionen, die bei der numerischen Behandlung keine Konvergenzschwierigkeiten verursachen.

Zur Auswahl stehen die Funktionen Gl. (3) auf der Seite 11, die kubische Parabel $y = -x + x^3$ und die Funktion $y = -\text{Arsinh}(x) = -\ln(x + \sqrt{x^2 + 1})$, wobei x und y jeweils alternativ einen normierten Strom I_n/I_0 oder eine normierte Spannung U_n/U_0 bedeuten.

1) Detektor mit Dynatronkennlinie, R.W.Burhans, 1961, Bild 12, Seite 18.

In dem Abschnitt 2, Berichte über Lossevs Entdeckung, Seite 37 f, gibt es zahlreiche Beiträge, in denen der Zinkoxid-Stahl-Kontakt sowohl die Dämpfung im Schwingkreis verringern als auch die Gleichrichtung des HF-Signals bewirken soll. Die Analyse zeigt, dass diese Schaltungen zwar funktionieren, dem Funkbastler aber auch das Leben unnötig schwer machen. In der folgenden Betrachtung wird deutlich werden, dass die Ergebnisse, die mit dieser Doppelausnutzung des Zinkoxid-Stahl-Kontaktes erzielt werden könnten, die Einsparung eines separaten Detektors zur Gleichrichtung nicht rechtfertigen. Für die Analyse und die Simulation wird ein Parallelschwingkreis und ein Element mit einer Dynatronkennlinie zugrunde gelegt, Bild 77, links.

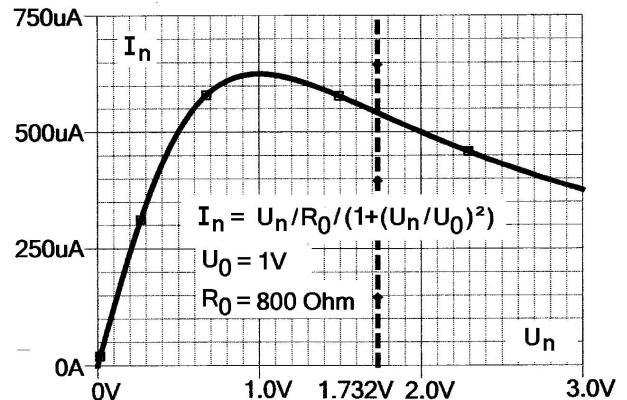
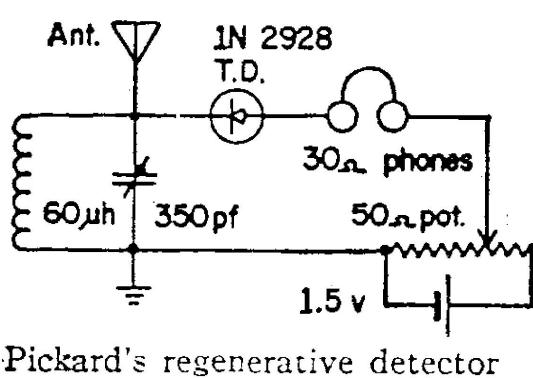


Abbildung 77: Links: Detektorschaltung aus der Leserzuschrift zu „Pickard's regenerative detector“ von R.W.Burhans, 1961, Bild 12, Seite 18. Zur Dämpfungsverringerung am Parallelschwingkreis muss ein Element mit einer Dynatronkennlinie, hier eine Tunneldiode, eingesetzt werden, die bei passend gewähltem Arbeitspunkt auch das HF-Signal gleichrichtet.

Rechts: Die Strom-Spannungskennlinie der Tunneldiode, siehe Bild 36, Seite 46, wird hier physikalisch *nicht* korrekt beschrieben, vielmehr wird eine Kennlinie $I_n = I_n(U_n)$ mit Dynatroncharakter verwendet, die sowohl in der Analyse als auch in der Simulation gut zu handhaben ist, siehe Gl. (3), Seite 11, im Anhang B, statische und dynamische Eigenschaften eines temperaturabhängigen Widerstandes mit Berücksichtigung der Eigenerwärmung durch die aufgenommene elektrische Leistung. Diese Kennlinie besitzt zwei Parameter: die Steigung im Ursprung $U_n = 0$ ist durch den Widerstand R_0 bestimmt, die Bezugsspannung U_0 ist willkürlich auf den Wert $U_0 = 1 \text{ V}$ gesetzt; mit einer gemessenen Kennlinie der Tunneldiode könnten diese zwei Parameter der Realität angepasst werden.

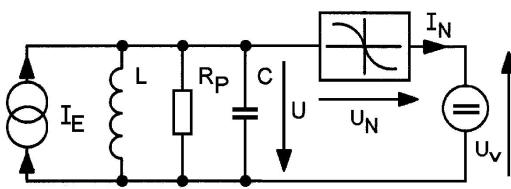


Abbildung 78: Modell des Detektorempfängers, Bild 77 links, zur Analyse und zur PSpice-Simulation. Die Stromquelle I_E repräsentiert das Antennensignal, der Widerstand R_P steht für die Schwingkreisverluste bei der Resonanzfrequenz $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$.

Die Spannung U_n , welche die Dynatronkennlinie aussteuert, ist die Überlagerung $U_n = u(t) + U_V$ der relativ kleinen HF-Spannung $u(t)$ am Schwingkreis und der Gleichspannung U_V , die den Arbeitspunkt auf der Kennlinie bestimmt. Der Arbeitspunkt auf der Dynatronkennlinie muss, um Gleichstromstabilität zu gewährleisten, durch eine Gleichspannungsquelle mit möglichst kleinem Innenwiderstand eingestellt werden; deshalb sind der niederohmige Kopfhörer und der niederohmige Spannungsteiler im Bild 77 zwingend notwendig.

Die Dynatronkennlinie wird durch die Hochfrequenzspannung $u(t)$ am Arbeitspunkt $\bar{U}_n = U_V$ unter Kleinsignalbedingungen ausgesteuert, deshalb darf man die Kennlinie durch wenige Glieder ihrer Potenzreihenentwicklung annähern:

$$I_n = I_n(t) = \frac{U_n(t)/R_0}{1 + (U_n(t)/U_0)^2} \approx I_n(U_V) + \left. \frac{dI_n}{dU_n} \right|_{U_V} u(t) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 I_n}{dU_n^2} \right|_{U_V} u^2(t) + \dots \quad (8)$$

$$\left. \frac{dI_n}{dU_n} \right|_{U_V} = \frac{1}{R_0} \frac{1 - (U_V/U_0)^2}{[1 + (U_V/U_0)^2]^2}; \quad \left. \frac{d^2 I_n}{dU_n^2} \right|_{U_V} = -\frac{2U_V}{R_0 U_0^2} \frac{3 - (U_V/U_0)^2}{[1 + (U_V/U_0)^2]^3} \quad (9)$$

Das Antennensignal $i_E(t) = \hat{i}_E \sin \omega_0 t$ sei eine unmodulierte Trägerschwingung, die Resonanzfrequenz des Schwingkreises $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ sei auf die Frequenz des Eingangssignals abgestimmt. Die Güte des Schwingkreises $Q = R_P \sqrt{C/L}$, auch ohne Verringerung der Dämpfung, sei hinreichend groß, $Q \geq 10$, sodass die Spannung am Schwingkreis in guter Näherung als sinusförmig angenommen werden kann, $u(t) = \hat{u} \sin \omega_0 t$ mit zunächst noch unbekannter Amplitude \hat{u} ; damit wird Gl. (8):

$$\begin{aligned} I_n(t) &\approx I_n(U_V) + \frac{dI_n}{dU_n} \Big|_{U_V} \hat{u} \sin \omega_0 t + \frac{1}{2} \frac{d^2 I_n}{dU_n^2} \Big|_{U_V} \hat{u}^2 \sin^2 \omega_0 t \\ I_n(t) &\approx I_n(U_V) + \frac{dI_n}{dU_n} \Big|_{U_V} \hat{u} \sin \omega_0 t + \frac{d^2 I_n}{dU_n^2} \Big|_{U_V} \frac{\hat{u}^2}{4} (1 - \cos 2\omega_0 t) \end{aligned} \quad (10)$$

Der Strom $I_n(t)$, Gl. (10), enthält im Rahmen der verwendeten Kleinsignalnäherung vier Komponenten $I_n(t) = I_0 + I_1(t) + I_2(t) + I_3$:

$I_0 = I_n(U_V)$	Gleichstrom im Arbeitspunkt $U_n = U_V$ ohne Aussteuerung durch ein HF-Signal
$I_1 = \frac{dI_n}{dU_n} \Big _{U_V} \hat{u} \sin \omega_0 t$	Wechselstrom mit der Frequenz ω_0 , der die Dämpfung im Schwingkreis verringern kann, weil der differentielle Leitwert $dI_n/dU_n _{U_V}$ in Abhängigkeit von U_V das Vorzeichen ändert, siehe Gl. (9).
$I_2 = - \frac{d^2 I_n}{dU_n^2} \Big _{U_V} \frac{\hat{u}^2}{4} \cos 2\omega_0 t$	Wechselstrom mit der Frequenz $2\omega_0$; wegen der hinreichend hohen Kreisgüte wird dieser Strom nur einen vernachlässigbar kleinen Spannungsabfall am Schwingkreis erzeugen. Mit der Annahme einer sinusförmigen Spannung $u(t)$ wurde diese Vernachlässigung bereits berücksichtigt.
$I_3 = \frac{d^2 I_n}{dU_n^2} \Big _{U_V} \frac{\hat{u}^2}{4}$	Zusätzlicher Gleichstrom, der das Vorhandensein eines HF-Signals mit der Amplitude \hat{u} am Schwingkreis anzeigt. Wenn das HF-Signal $i_E(t)$ amplitudenmoduliert angenommen worden wäre, dann würde der Strom I_3 das gewünschte NF-Signal enthalten.

Tabelle 2: Komponenten des Stromes $I_n(t)$

Zunächst muss die Amplitude \hat{u} der Spannung am Schwingkreis berechnet werden; die Ströme in der Induktivität und in der Kapazität kompensieren sich zu null, weil Resonanzabstimmung vorausgesetzt ist, in der Strombilanz bleiben nur noch der Signalstrom und die Stromkomponenten im Verlustwiderstand R_P und in dem differentiellen Leitwert $dI_n/dU_n|_{U_V}$:

$$\hat{i}_E = \left(\frac{1}{R_P} + \frac{dI_n}{dU_n} \Big|_{U_V} \right) \hat{u}; \quad \hat{u} = \frac{\hat{i}_E R_P}{1 + R_P \frac{dI_n}{dU_n} \Big|_{U_V}}. \quad (11)$$

Der differentielle Leitwert nimmt in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt U_V die folgenden extremen Werte an, berechnet aus Gl. (9) mit $d^2 I_n / dU_n^2|_{U_V} = 0$:

$$\frac{dI_n}{dU_n} \Big|_{U_V} = \begin{cases} 1/R_0 & \text{für } U_V/U_0 = 0; \text{ maximaler } \textit{positiver} \text{ Leitwert} \\ 0 & \text{für } U_V/U_0 = 1 \text{ und für } U_V/U_0 \rightarrow \infty \\ -1/8R_0 & \text{für } U_V/U_0 = \sqrt{3} = 1,732; \text{ maximaler } \textit{negativer} \text{ Leitwert} \end{cases} \quad (12)$$

Die Anwendung der Kleinsignalnäherung erfordert, dass die Dynatronkennlinie $I_n = I_n(U_n)$ durch die Wechselspannung $u(t)$ nur in einer kleinen Umgebung des Arbeitspunktes $\overline{U_n} = U_V$ ausgesteuert werden darf. Die Amplitude \hat{u} bei der größtmöglichen Dämpfungsverringerung darf also nicht zu groß werden, d.h. der Nenner von Gl. (11) darf nicht zu klein werden und muss auf jeden Fall *positiv* bleiben, die Schaltung soll ja nicht zum Oszillator werden. Es muss also gelten

$$1 - R_P/8R_0 > 0, \quad 8R_0 > R_P. \quad (13)$$

In der PSpice-Simulation werden die folgenden Daten verwendet:

$$\hat{i}_E = 10 \mu\text{A}, \quad R_P = 5 \text{k}\Omega, \quad U_0 = 1 \text{V}, \quad R_0 = 800 \Omega. \quad (14)$$

Ohne Dämpfungsverringerung, d.h. $dI_n/dU_n|_{U_V} = 0$, ist die Amplitude der Spannung am Schwingkreis $\hat{u} = \hat{i}_E R_P = 50 \text{ mV}$. Die mit den obigen Daten maximal mögliche Dämpfungsverringerung ergibt einen Multiplikationsfaktor $1/(1 - R_P/8R_0) = 4,57$, die Amplitude wächst damit auf $\hat{u} = 229 \text{ mV}$.

Mit der bekannten HF-Amplitude \hat{u} lässt sich jetzt auch das „NF-Signal“ I_3 , siehe Tabelle 2, angeben. Der Strom I_3 ist proportional zu $d^2 I_n/dU_n^2|_{U_V}$; bei Veränderung des Arbeitspunktes $U_V/U_0 \rightarrow \sqrt{3}$ strebt die HF-Amplitude \hat{u} ihrem Maximalwert zu, das „NF-Signal“ I_3 aber geht gegen null, $I_3 \rightarrow 0$.

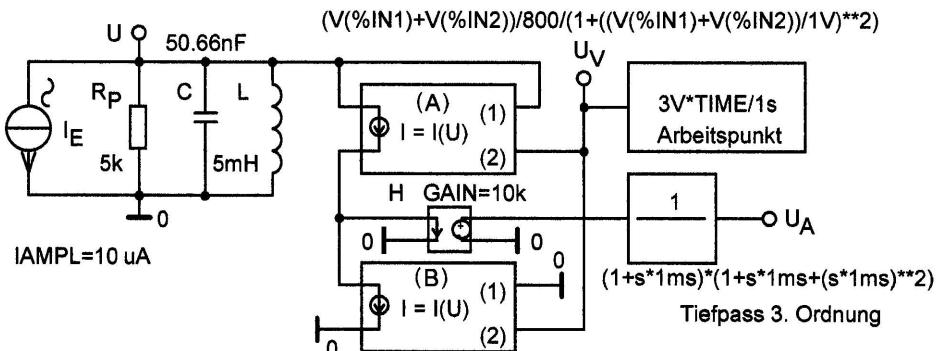


Abbildung 79: Schaltung zur PSpice-Simulation des Tunneldioden-Detektors von Burhans, Bild 77
Der Parallelschwingkreis mit den Elementen R_P , C und L besitzt die Resonanzfrequenz $f_0 = 10 \text{ kHz}$ und die Schwingkreisgüte $Q = R_P \sqrt{C/L} \approx 16$ und wird von der Quelle I_E mit sinusförmigem Strom mit der Amplitude $\hat{i}_E = 10 \mu\text{A}$ gespeist.

Die Dynatronkennlinie Gl. (8) wird durch spannungsgesteuerte Stromquellen (A) und (B) realisiert, die jeweils zwei Eingänge (1) und (2) besitzen. Die Stromquelle (A) wird gesteuert von der Summe aus der Spannung $u(t)$ am Schwingkreis und der Spannung $U_V = U_V(t) = 3V t/1s$, welche den Arbeitspunkt auf der Kennlinie in einer Sekunde zeitproportional von $U_V = 0 \text{ V}$ bis $U_V = 3 \text{ V}$ verschiebt; die Spannung $U_V(t)$ wird von dem Generator „Arbeitspunkt“ erzeugt.

Die Stromquelle (B) wird nur von der Spannung U_V gesteuert und liefert demgemäß nach Tabelle 2 den Ausgangsstrom $I_0 = I_n(U_V)$.

Die stromgesteuerte Spannungsquelle „H“ mit der Transimpedanz $R_m = 10 \text{k}\Omega$ wandelt ihren Eingangsstrom $I_n(t) - I_0$ in die Spannung $\hat{u}_A(t) = R_m(I_n(t) - I_0)$. Die in der Spannung $\hat{u}_A(t)$ enthaltenen Wechselanteile mit den Frequenzen ω_0 und $2\omega_0$ (siehe Tabelle 2) werden in dem Tiefpass 3. Ordnung mit maximal flachem Amplitudengang und der Grenzfrequenz $f_g = 160 \text{ Hz}$ unterdrückt. Das NF-Ausgangssignal U_A ergibt sich somit als $U_A = R_m I_3 = R_m(I_n(t) - I_0)$.

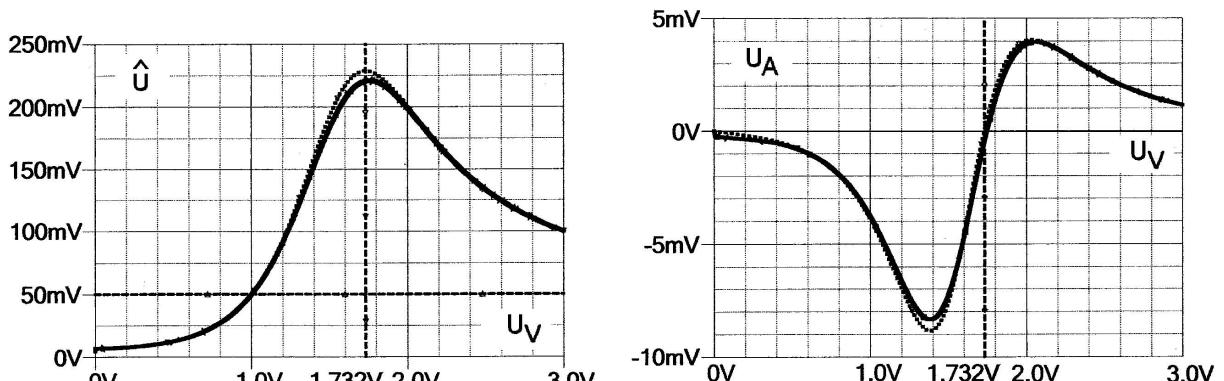


Abbildung 80: Durchgezogene Linien PSpice-Simulation, punktierte Linien Kleinsignalnäherung
Links: Amplitude \hat{u} der Spannung am Schwingkreis in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt U_V , Gl. (11). Für $0 \leq U_V < 1 \text{ V}$ wird der Kreis durch die Dynatronkennlinie zusätzlich bedämpft, für $1 \text{ V} \leq U_V$ wird die Dämpfung verringert. Rechts: „NF-Ausgangsspannung“ $U_A = R_m I_3$, Tabelle 2, in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt U_V . Durch Dämpfungsverringerung ist hier $U_{A,\text{opt}} \approx 2U_A(U_V = 1 \text{ V})$ möglich.

Mit einem separaten Detektor mit quadratischer Strom-Spannungskennlinie könnte man die folgenden NF-Ausgangsspannungen $U'_A = U'_A(U_V)$ erhalten; in die Tabelle sind auch die entsprechenden Werte $U_A = U_A(U_V)$ des „Tunneldioden-Detektors“ aus Bild 80 zum Vergleich mit aufgenommen.

U_V	\hat{u}	U'_A	U_A
1,000 V	50 mV = \hat{u}_0	$U'_{A0} = U'_A(1 \text{ V})$	$U_{A0} = U_A(1 \text{ V})$
1,400 V	150 mV = $\hat{u}_0 \cdot 3$	$9 \cdot U'_{A0}$	$2 \cdot U_{A0}$
1,732 V	220 mV = $\hat{u}_0 \cdot 4,4$	$20 \cdot U'_{A0}$	$0 \cdot U_{A0}$

Die Strom-Spannungskennlinie der Tunneldiode ist *reproduzierbar*, man kann die Kennwerte R_0 , U_0 ermitteln, und mit bekannter Schwingkreisgüte $\sim R_P$ lässt sich der Detektor dimensionieren. Im Gegensatz dazu kann man bei einem Zinkoxid-Stahl-Kontakt keine reproduzierbare Strom-Spannungskennlinie erwarten wie die Messungen von O.Tope, 1929, Bild 25(a), Seite 27, gezeigt haben. Vielmehr müsste man sich bei jeder neu auf dem Zinkoxidmineral ausgewählten Kontaktstelle mit Hilfe eines niederfrequenten Prüfkreisoszillators, siehe O.V.Lossev, Bild 15, Seite 21, davon überzeugen, dass eine *fallende* Kennlinie vorhanden ist, heute könnte man für diese Aufgabe natürlich auch moderne Messmittel einsetzen. Prinzipiell nachteilig an der Doppelausnutzung der Tunneldiode bzw. des Zinkoxid-Stahl-Kontaktes ist der Umstand, dass man die maximal erzielbare „Verstärkung“ nicht nutzen kann, siehe obige Tabelle.

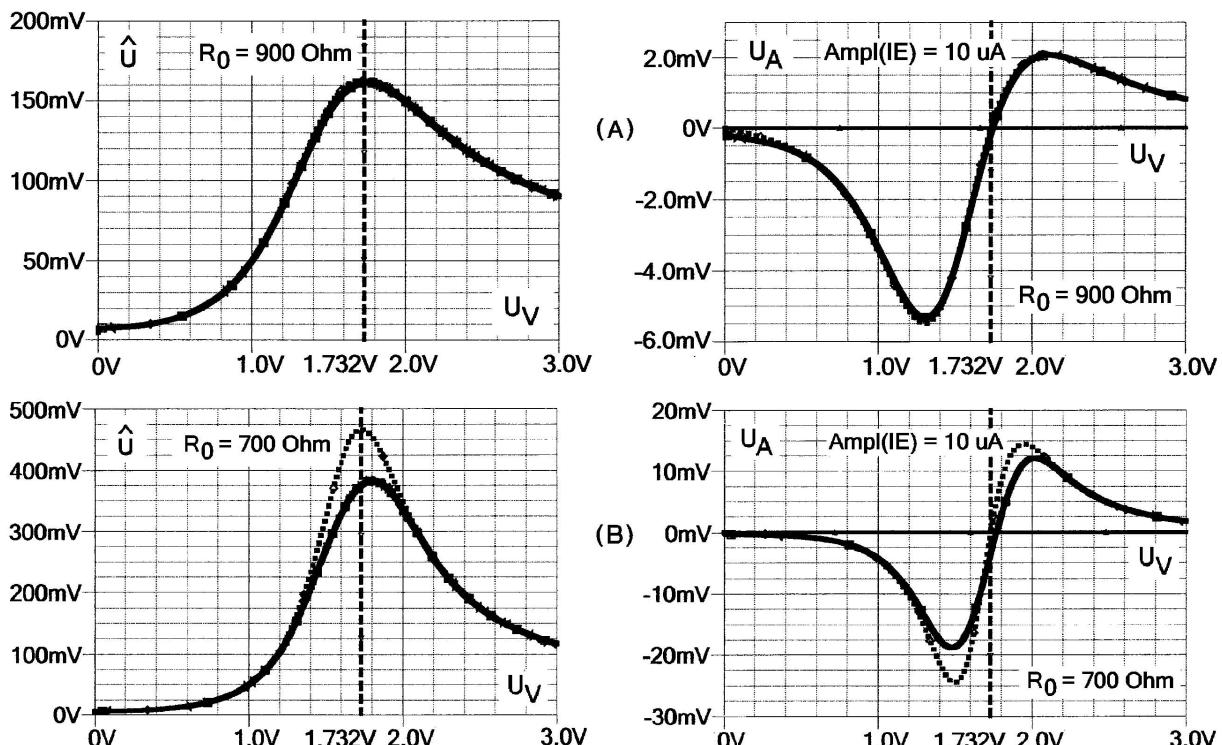


Abbildung 81: Durchgezogene Linien PSpice-Simulation, punktierte Linien Kleinsignalnäherung

Oben: Im Bild (A) beträgt $R_0 = 900 \Omega$, die Übereinstimmung zwischen Kleinsignalnäherung und PSpice-Simulation ist nahezu perfekt; den maximal möglichen Verstärkungsfaktor $1/(1 - R_P/8R_0) = 3,27$, das entspricht einer Amplitude am Schwingkreis $\hat{u} = 164 \text{ mV}$ bei $U_V = 1,732 \text{ V}$, kann man allerdings nicht nutzen. Die maximale „NF-Spannung“ beträgt $|U_A| = 5,3 \text{ mV}$ statt $|U_A| = 3,5 \text{ mV}$ ohne Dämpfungsverringerung.

Unten: Im Bild (B) beträgt $R_0 = 700 \Omega$, die Übereinstimmung zwischen Kleinsignalnäherung und PSpice-Simulation ist hier schon deutlich schlechter, was darauf hinweist, dass für die angenäherte Beschreibung der Dynatronkennlinie die wenigen Glieder der Potenzreihenentwicklung, Gl. (8), offenbar nicht ausreichen und weitere Terme erforderlich sind. Die Verschiebung des Maximums von \hat{u} von der Stelle $U_V = 1,732 \text{ V}$ zu größeren Spannungen hin ist hier deutlich, aber bereits im Bild 80 gerade schon erkennbar. Auf Kosten der Vergleichbarkeit könnte man die Übereinstimmung zwischen „Theorie und Praxis“ wiederherstellen, indem man die HF-Amplitude \hat{i}_E wesentlich kleiner macht. Im Rahmen der Kleinsignalnäherung beträgt hier der maximal mögliche Verstärkungsfaktor, Gl. (11) bzw. Gl. (13), $1/(1 - R_P/8R_0) = 9,33$.

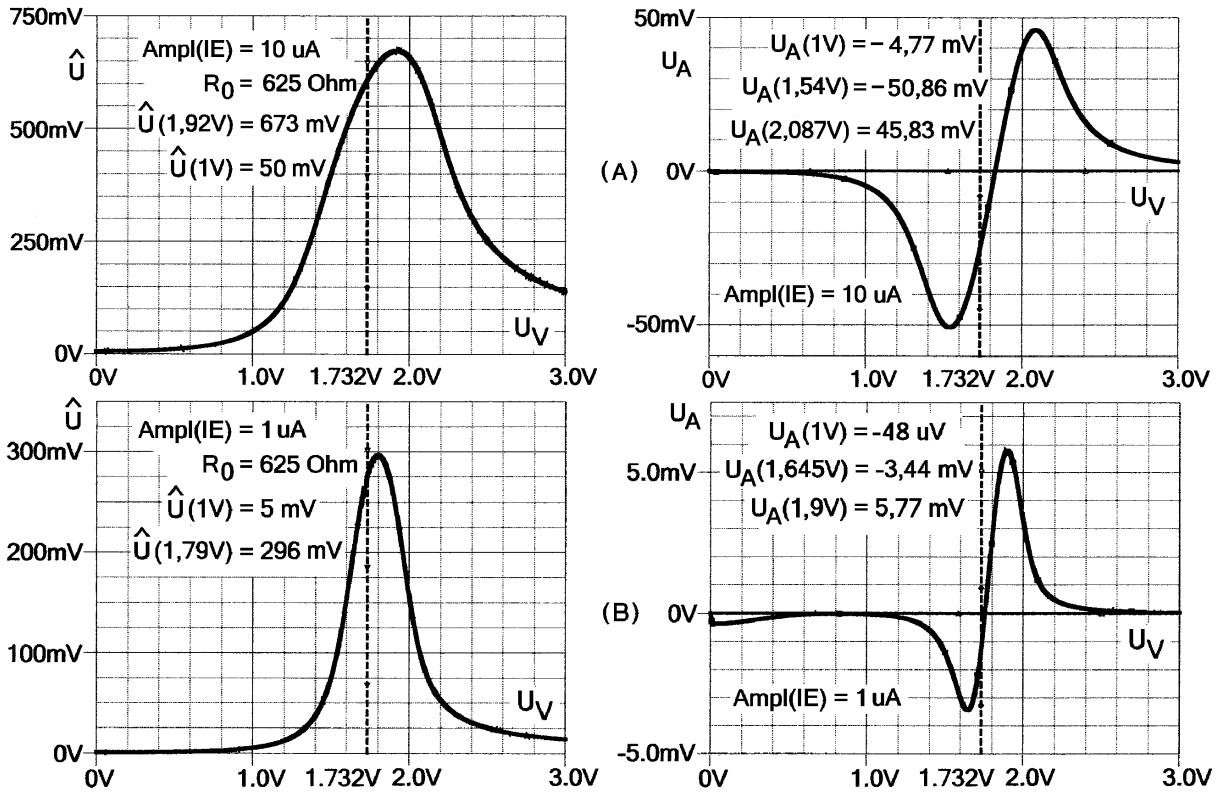


Abbildung 82: Für die PSpice-Simulationen in den Bildern (A) und (B) wurde der Parameter $R_0 = R_P/8 = 625 \Omega$ gewählt. Die Kleinsignalnäherung, Gl. (11), würde jetzt einen unendlich großen maximalen Verstärkungsfaktor $1/(1 - R_P/8R_0)$ und damit auch eine unendlich große Amplitude \hat{u} voraussagen, weil im Rahmen der linearen Näherung die Verluste vollständig kompensiert werden, aber die Nichtlinearität der Dynatronkennlinie verhindert, dass die Bäume in den Himmel wachsen.

Wenn man den Gleichanteil und die Grundschwingungsamplitude der Dynatron-Kennlinie Gl. (8) bei periodischer Anregung $u(t) = \hat{u} \sin \omega_0 t$ in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt U_V mit der Fourier-Analyse in geschlossener Form berechnen könnte, müsste man nicht auf die Reihenentwicklung zurückgreifen. Hier muss man zur Bestimmung der HF-Amplitude in der Potenzreihenentwicklung, Gl. (8), mindestens noch den kubischen Term berücksichtigen. (Für die HF-Spannung am Schwingkreis sind nur die ungeraden Potenzen der Reihenentwicklung von Bedeutung, diese enthalten die Grundschwingung ω_0 und Schwingungen mit den Frequenzen $3\omega_0, 5\omega_0$ usw., die geradzahligen Potenzen liefern Beiträge zum Gleichanteil und Schwingungen mit den Frequenzen $2\omega_0, 4\omega_0$ usw.)

$$I_n(t) \approx I_n(U_V) + \frac{dI_n}{dU_n} \Big|_{U_V} u(t) + \frac{1}{2} \frac{d^2 I_n}{dU_n^2} \Big|_{U_V} u^2(t) + \frac{1}{6} \frac{d^3 I_n}{dU_n^3} \Big|_{U_V} u^3(t) + \frac{1}{24} \frac{d^4 I_n}{dU_n^4} \Big|_{U_V} u^4(t) + \dots \quad (15)$$

$$\frac{d^3 I_n}{dU_n^3} \Big|_{U_V} = -\frac{6}{R_0 U_0^2} \frac{(U_V/U_0)^4 - 6(U_V/U_0)^2 + 1}{[1 + (U_V/U_0)^2]^4}; \quad \frac{d^3 I_n}{dU_n^3} \Big|_{U_V/U_0=\sqrt{3}} = +\frac{3}{16 R_0 U_0^2}; \quad (16)$$

$$\frac{d^4 I_n}{dU_n^4} \Big|_{U_V} = +\frac{24 U_V}{R_0 U_0^4} \frac{(U_V/U_0)^4 - 10(U_V/U_0)^2 + 5}{[1 + (U_V/U_0)^2]^5}; \quad \frac{d^4 I_n}{dU_n^4} \Big|_{U_V/U_0=\sqrt{3}} = -\frac{3\sqrt{3}}{8 R_0 U_0^3}; \quad (17)$$

$$u^3(t) = \hat{u}^3 \sin^3 \omega_0 t = \frac{\hat{u}^3}{4} (3 \sin \omega_0 t - \sin 3 \omega_0 t); \quad u^4(t) = \hat{u}^4 \sin^4 \omega_0 t = \frac{\hat{u}^4}{8} (3 - 4 \cos 2 \omega_0 t + \cos 4 \omega_0 t). \quad (18)$$

Anstelle von Gl. (11) erhält man jetzt als Bestimmungsgleichung für die HF-Amplitude \hat{u} mit Gl. (18), mit s.o. $R_P = 8R_0$ und an dem speziell ausgewählten Arbeitspunkt $U_V/U_0 = \sqrt{3}$ mit Gl. (17):

$$\hat{u}_E R_P = \left(1 + R_P \frac{dI_n}{dU_n} \Big|_{U_V} \right) \hat{u} + \frac{R_P}{8} \frac{d^3 I_n}{dU_n^3} \Big|_{U_V} \hat{u}^3 \longrightarrow \frac{\hat{u}_E R_P}{U_0} = \frac{3}{16} \left(\frac{\hat{u}}{U_0} \right)^3, \quad \hat{u} = 2U_0 \sqrt[3]{\frac{2\hat{u}_E R_P}{3U_0}} \quad (19)$$

Für die Eingangsamplitude $\hat{u}_E = 10 \mu\text{A}$ ergibt sich $\hat{u} = 644 \text{ mV}$, für $\hat{u}_E = 1 \mu\text{A}$ erhält man $\hat{u} = 299 \text{ mV}$, der Vergleich mit den Simulationsergebnissen zeigt Abweichungen im Prozentbereich. Das „NF-Ausgangssignal“ folgt hier aus den Termen 2. und 4. Ordnung, wobei hier allerdings $d^2 I_n/dU_n^2|_{U_V} = 0$ ist für $U_V/U_0 = \sqrt{3}$.

$$U_A = R_m \left(\frac{d^2 I_n}{dU_n^2} \Big|_{U_V} \frac{\hat{u}^2}{4} + \frac{d^4 I_n}{dU_n^4} \Big|_{U_V} \frac{\hat{u}^4}{64} \right)_{U_V/U_0=\sqrt{3}} = -U_0 \frac{3\sqrt{3}}{32} \left(\frac{\hat{u}}{U_0} \right)^4 \quad (20)$$

Die Eingangsamplitude $\hat{u}_E = 10 \mu\text{A}$ ergibt $U_A = -28 \text{ mV}$, für $\hat{u}_E = 1 \mu\text{A}$ erhält man $U_A = -1,3 \text{ mV}$; der Vergleich mit den Simulationsergebnissen zeigt, dass U_A mit richtigem Vorzeichen und vertretbar kleinen Abweichungen berechnet werden kann.

Noch zu Bild 82: In der Praxis wird man diesen Grenzfall der Stabilität wegen thermischer Schwanungen des Arbeitspunktes auf der Dynatronkennlinie und thermischer Änderungen des Verlustwiderstandes R_P wohl kaum über ein längeres Zeitintervall aufrecht erhalten können, aber in der Simulation und in der Schaltungsanalyse ist diese Störung naturgemäß nicht vorhanden (es sei denn, man fügt sie absichtlich hinzu) und dieser besondere Betriebsfall steht beliebig lange Zeit für eine Untersuchung zur Verfügung. An den Simulationsergebnissen kann man den vom rückgekoppelten Audion her bekannten Sachverhalt ablesen nämlich, dass die „Verstärkung“ an der Grenze der Stabilität umso größer wird je kleiner das Eingangssignal ist. Unter „Verstärkung“ soll hier verstanden werden: Amplitude der Spannung am Schwingkreis mit maximaler Entdämpfung, bezogen auf die Amplitude ohne Entdämpfung, d.h. $U_V/U_0 = 1$ bzw. $U_V = 1 \text{ V}$.

Eingangssignal	HF-Amplitude	„NF-Ausgangssignal“
$\hat{i}_E = 10 \mu\text{A}$	$\frac{\hat{u}(U_V = 1,92 \text{ V})}{\hat{u}(U_V = 1,00 \text{ V})} = \frac{673 \text{ mV}}{50 \text{ mV}} = 13,5$	$\frac{U_A(U_V = 1,54 \text{ V})}{U_A(U_V = 1,00 \text{ V})} = \frac{50,86 \text{ mV}}{4,77 \text{ mV}} = 10,7$
$\hat{i}_E = 1 \mu\text{A}$	$\frac{\hat{u}(U_V = 1,79 \text{ V})}{\hat{u}(U_V = 1,00 \text{ V})} = \frac{296 \text{ mV}}{5 \text{ mV}} = 59,2$	$\frac{U_A(U_V = 1,65 \text{ V})}{U_A(U_V = 1,00 \text{ V})} = \frac{3,44 \text{ mV}}{48 \mu\text{V}} = 71,7$

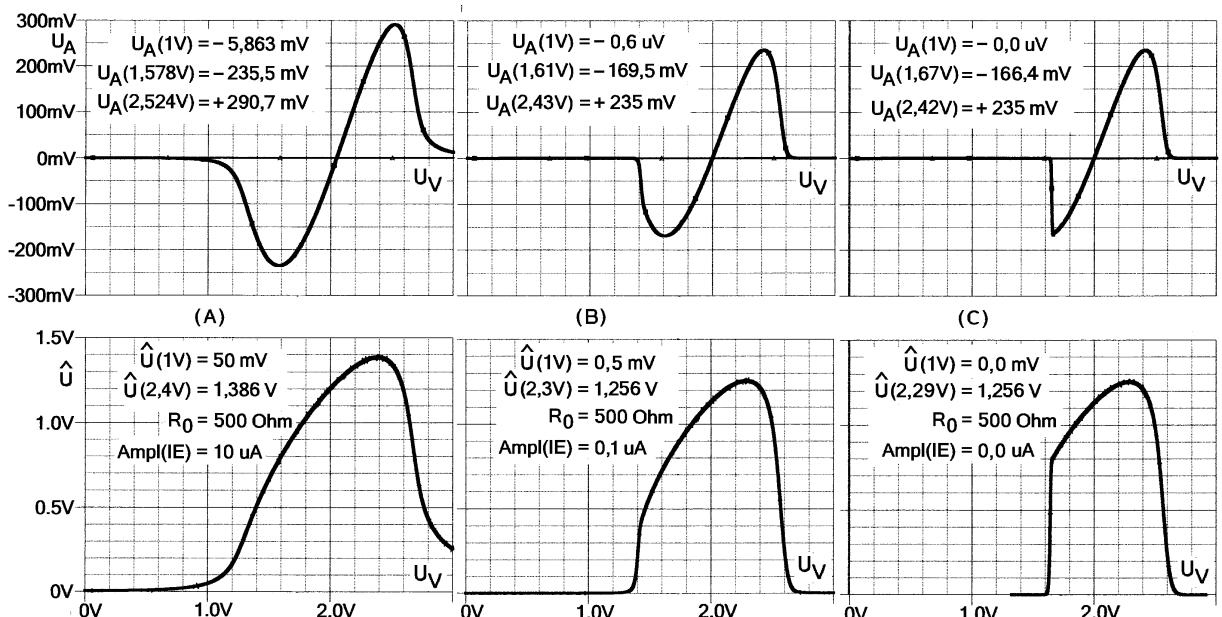


Abbildung 83: PSpice-Simulationen mit dem Parameter $R_0 = R_P/10 = 500 \Omega$ und den Eingangssignalamplituden (A) $\hat{i}_E = 10 \mu\text{A}$, (B) $\hat{i}_E = 0,1 \mu\text{A}$ und (C) $\hat{i}_E = 0$.

Die Stabilitätsgrenze unter Kleinsignalbedingungen wird für $1 + R_P dI_n/dU_n|_{U_V} < 0$ überschritten; diese Bedingung ist mit Gl. (9) in dem Intervall $\sqrt{4 - \sqrt{5}} = 1,33 < U_V/U_0 < \sqrt{4 + \sqrt{5}} = 2,5$ erfüllt. Für Arbeitspunkte U_V in diesem Bereich arbeitet die Schaltung als Oszillator; im Bild (C) findet der Schwingungseinsatz allerdings bei $U_V \approx 1,6 \text{ V}$ und nicht bereits bei $U_V = 1,33 \text{ V}$ statt. Das mag darauf zurückzuführen sein, dass die Entdämpfung im Bereich der Stabilitätsgrenze sehr schwach ist und demzufolge die Anfachung der Schwingung viel Zeit benötigt, die aber nicht gewährlebt werden kann, weil die Geschwindigkeit der Arbeitspunktverschiebung auf der Dynatronkennlinie möglicherweise zu groß ist.

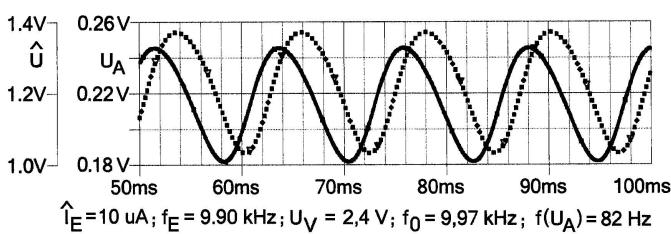


Abbildung 84: Durchgezogene Linie $\hat{u}(t)$, zeitabhängige Amplitude der Spannung am Schwingkreis, punktiert NF-Ausgangssignal $U_A(t)$. Für Telegrafie-Empfang mit dem schwingenden Detektor (Autodyn-Empfänger) ist in diesem Beispiel hier der Arbeitspunkt $U_V = 2,4 - 2,5 \text{ V}$ optimal wegen $U_A = U_{A \max}$.

Der ungestörte Oszillator schwingt mit $f_0 = 9,97 \text{ kHz}$, das Eingangssignal, $\hat{i}_E = 10 \mu\text{A}$, $f_E = 9,9 \text{ kHz}$ synchronisiert den Oszillator *nicht* und erzeugt ein Signal mit der Differenzfrequenz $\Delta f = 82 \text{ Hz}$.

Schaltungen, die eine Lichtbogenkennlinie und einen Serienschwingkreis enthalten.

Für eine Lichtbogenkennlinie zusammen mit einem Serienschwingkreis sind drei Betriebsarten möglich: (sinngemäß gelten diese Aussagen auch für Dynatronkennlinie und Parallelschwingkreis)

a) Die Lichtbogenkennlinie dient zur Dämpfungsminderung im Serienschwingkreis und in einem eventuell angekoppelten Parallelschwingkreis; das System ist stabil in dem Sinne, dass alle Einschwingvorgänge abklingen.

b) Autodyn-Empfänger: Das System dient zum Empfang von Telegrafiesignalen; die Frequenz f_E des zu detektierenden Signals und die Frequenz f_O des lokalen Oszillators, bestehend aus Lichtbogenkennlinie und Serienschwingkreis, bilden eine Differenzfrequenz $\Delta f = |f_E - f_O|$ im NF-Bereich. Die Überlagerung der zwei Signale und die Gleichrichtung zur Erzeugung des Differenzfrequenzsignals kann in einer separaten Stufe oder auch im Oszillator selbst (Autodyn) erfolgen. Das Eingangssignal darf den Oszillator nicht synchronisieren, in diesem unerwünschten Fall wäre die Differenzfrequenz $\Delta f = 0$ und im Kopfhörer wäre kein Signal wahrnehmbar.

c) Homodyn-Empfänger: Das System dient zum Empfang von amplitudenmodulierten Signalen; die Frequenz f_O und die Phase des lokalen Oszillators muss genau auf die Trägerfrequenz f_E und die Phase des Empfangssignals abgestimmt werden. Das gelingt dadurch, dass unter bestimmten Voraussetzungen der Oszillator durch das AM-Signal synchronisiert werden kann; der Effekt der Synchronisation von Oszillatoren ist seit etwa 1920 bekannt.

Ein Homodyn-System wird in der folgenden Veröffentlichung der Radioamateur-Literatur beschrieben:

Hanns Günther, Das zweite Schaltungsbuch, fünfzig erprobte Radioschaltungen ...

Franckh'sche Verlagshandlung Stuttgart, 1926

Reprint, Wilhelm Herbst Verlag Köln, 1992, ISBN: 3-923 925-42-5

Schaltung 44: Ein Kristallempfänger mit Zwischenkreis und Fremdüberlagerung, S 144 – 147.

Der lokale Oszillator in dieser Schaltung arbeitet mit einer Triode, die Überlagerung und Gleichrichtung geschieht an einem gewöhnlichen Kristalldetektor.

Von diesen drei Möglichkeiten soll nur die Betriebsart **a)**, die Dämpfungsminderung, näher betrachtet werden; die Betriebarten **b)** und **c)** erfordern einen großen Aufwand in der Analyse aber auch in der Simulation, und der Homodyn-Empfang ist kein Thema, das man auf einer Seite abhandeln kann.

In den PSpice-Simulationen der folgenden Detektorschaltungen soll die Lichtbogenkennlinie der Zinkoxid-Stahl-Diode durch die Funktionen der Gleichungen (1), Seite 57, approximiert werden.

$$\frac{U_n}{U_0} = -\text{Arsinh}\left(\frac{I_n}{I_0}\right) \approx -\frac{I_n}{I_0} + \frac{1}{6}\left(\frac{I_n}{I_0}\right)^3 - \dots \quad (21)$$

$$\frac{I_n}{I_0} = -\sinh\left(\frac{U_n}{U_0}\right) \quad (22)$$

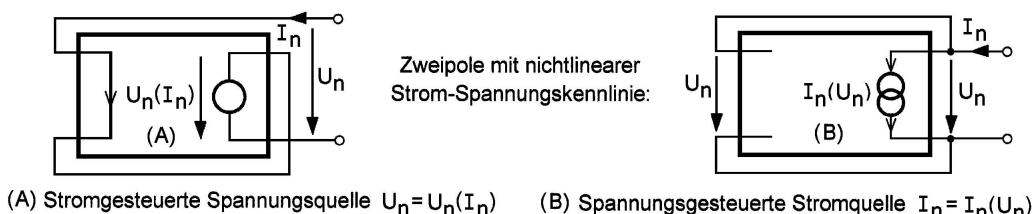


Abbildung 85: In der Simulation wird die Lichtbogenkennlinie $U_n = U_n(I_n)$, Gl. (21), durch eine stromgesteuerte Spannungsquelle (**A**) nachgebildet, wie z.B. in der Schaltung im Bild 73(A), Seite 70; wenn allerdings wie hier die Umkehrfunktion $I_n = I_n(U_n)$, Gl. (22), eine eindeutige Funktion ohne Hysterese ist, bietet die Realisierung dieser Kennlinie durch eine spannungsgesteuerte Stromquelle (**B**) wie z.B. in der Schaltung im Bild 47(C), Seite 57, manchmal geringe Vorteile.

Zur Schaltungsanalyse werden die ersten zwei Glieder der Potenzreihenentwicklung, Gl. (21), der Funktion $U_n/U_0 = -\text{Arsinh}(I_n/I_0)$ verwendet. Es wird vorausgesetzt, dass die Güte der Schwingkreise bereits ohne Dämpfungsminderung hinreichend groß ist, etwa $Q \geq 10$, sodass Oberschwingungen von Spannungen und Strömen mit gutem Gewissen vernachlässigt werden dürfen: nur Beiträge der Grundschwingung werden in der Strom- und Spannungsbilanz berücksichtigt.

Die Amplitude \hat{u}_n der Grundschwingung $u_n(t) = \hat{u}_n \sin \omega t$ der Spannung an der Lichtbogenkennlinie bei sinusförmigem Eingangsstrom $i_n(t) = \hat{i}_n \sin \omega t$ ergibt sich zu

$$\hat{u}_n = -R_n \hat{i}_n \left\{ 1 - \frac{1}{8} \left(\frac{\hat{i}_n}{I_0} \right)^2 \right\}, \quad R_n = \frac{U_0}{I_0}. \quad (23)$$

Mit den obigen Voraussetzungen gibt es in den betrachteten Systemen nur sinusförmige Ströme und Spannungen *einer* Frequenz; man kann selbstverständlich die Analyse mit reellen Zeitfunktionen durchführen, man erspart sich aber die etwas umständlichen Koeffizientenvergleiche durch die Anwendung der komplexen Wechselstromrechnung. Komplexe Amplituden von Strömen und Spannungen werden durch unterstrichene Großbuchstaben gekennzeichnet, z.B. \underline{I} , \underline{U} ; es gilt:

$$\begin{aligned} i(t) &= \hat{i} \sin(\omega t + \alpha) = \text{Im}\{\hat{i} \exp(j\alpha) \cdot \exp(j\omega t)\} = \text{Im}\{\underline{I} \cdot \exp(j\omega t)\}, \quad \hat{i} = |\underline{I}|, \\ u(t) &= \hat{u} \sin(\omega t + \beta) = \text{Im}\{\hat{u} \exp(j\beta) \cdot \exp(j\omega t)\} = \text{Im}\{\underline{U} \cdot \exp(j\omega t)\}, \quad \hat{u} = |\underline{U}|. \end{aligned} \quad (24)$$

Mit der Schaltungsanalyse könnte man natürlich Amplituden- und Phasengänge berechnen, aber die Analyse soll hier nur dazu verwendet werden, um bei der *Mittenfrequenz* ohne Berücksichtigung der Nichtlinearität Aussagen über das Verhältnis von Ausgangs- zu Eingangsgrößen, über Verstärkungsfaktoren usw. machen zu können. Mit der PSpice-Simulation wird die Stabilität der nichtlinearen Systeme durch Einschwingvorgänge demonstriert und die Amplitudengänge werden mit *kleinen* Eingangsamplituden im linearen bzw. linearisierten Analysemodus „AC sweep“ ermittelt.

2) Detektor mit einem Serienschwingkreis: Lossev, Abschnitt 1.4, Bild 15, Seite 21

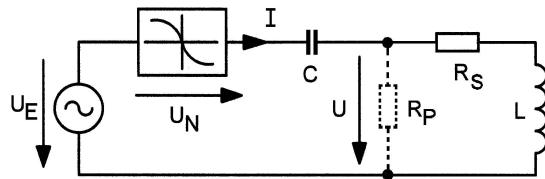


Abbildung 86: Schaltung zur Analyse und zur Simulation des Serienkreisdetektors. u_E ist das Antennen-Eingangssignal gemäß Bild 75 links. Die Spannung u speist den separaten Detektor (nicht im Schaltbild enthalten); der gestrichelt gezeichnete Widerstand R_P repräsentiert die äquivalente HF-Wirkleistung, die der Detektor in NF-Leistung wandelt. R_S ist der Verlustwiderstand der Spule; C ist die Kapazität des Antennengebildes, der Wirkwiderstand der Antenne könnte in der Lichtbogen-Kennlinie $u_n(i)$ berücksichtigt werden.

In dieser einfachen Schaltung verursacht der Ersatzwiderstand R_P Probleme in zweifacher Hinsicht:
1) R_P ist insbesondere bei kleinen Spannungen $u(t)$ eine Funktion der Amplitude \hat{u} und hängt von den Parametern der Strom-Spannungskennlinie des jeweiligen Detektors ab; bei großen Amplituden \hat{u} , wenn man annähernd Spitzengleichrichtung annehmen darf, verschwinden diese Abhängigkeiten.
2) Die Stromverzweigung bei vorhandenem R_P macht die Analyse zu einem etwas aufwendigen Unternehmen; natürlich kann man die Berechnungen durchführen, aber die umfangreichen Gleichungen der Zwischen- und Endergebnisse sind nicht leicht überschaubar.

In einer ersten Analyse und Simulation wird R_P unterschlagen hauptsächlich, um den erwähnten Schwierigkeiten aus dem Weg zu gehen; in einer zweiten Simulation wird die Schaltung mit einem willkürlich angenommenen Widerstand $R_P = 5 \text{ k}\Omega$ untersucht.

Für die im Bild 86 dargestellte Schaltung (ohne R_P) ergibt die Spannungsbilanz

$$u_E(t) = u_n(i(t)) + \frac{1}{C} \int i(t) dt + R_S i(t) + L \frac{di(t)}{dt}, \quad u(t) = R_S i(t) + L \frac{di(t)}{dt}. \quad (25)$$

Die Voraussetzung des Schmalbandsystems erlaubt die folgenden Ansätze: $u_E(t) = \text{Im}\{\underline{U}_E \exp(j\omega t)\}$, $i(t) = \text{Im}\{\underline{I} \exp(j\omega t)\}$, $u(t) = \text{Im}\{\underline{U} \exp(j\omega t)\}$, und mit den Gl. (23), (24) ergibt Gl. (25)

$$\underline{U}_E = \underline{I} \left\{ R_S - R_n + \frac{R_n}{8} \left(\frac{|\underline{I}|}{I_0} \right)^2 \right\} + j \underline{I} \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right), \quad R_n = \frac{U_0}{I_0}, \quad \underline{U} = R_S \underline{I} \left(1 + j \frac{\omega L}{R_S} \right) \quad (26)$$

Der Schwingkreis sei auf die Frequenz des Eingangssignals abgestimmt: $\omega = \omega_O = 1/\sqrt{LC}$; die Güte des Schwingkreises ohne Dämpfungsminderung sei groß gegen eins: $Q = \omega_O L / R_S \gg 1$, also etwa $Q \geq 10$. Die Nichtlinearität der Lichtbogenkennlinie soll vernachlässigbar sein, es soll gelten

$$R_S - R_n > (\gg) \frac{R_n}{8} \left(\frac{|\underline{I}|}{I_0} \right)^2. \quad (27)$$

Die Bedingung aus Gl. (27) kann erst dann überprüft werden, wenn $|I| = \hat{i}$ bekannt ist; mit den obigen Annahmen wird aus Gln. (26)

$$\underline{U}_E \approx \underline{I}(R_S - R_n) \quad \hat{u}_E \approx \hat{i}(R_S - R_n) \\ \underline{U} \approx jQR_S \underline{I} = \frac{jQR_S}{R_S - R_n} \underline{U}_E, \quad \text{und nach Betragsbildung} \quad \hat{u} \approx QR_S \hat{i} = \frac{QR_S}{R_S - R_n} \hat{u}_E. \quad (28)$$

Mit $\hat{i} = \hat{u}_E / (R_S - R_n)$ aus Gl. (28) liefert die Ungleichung (27)

$$\frac{R_S - R_n}{R_n} > \frac{1}{8} \left(\frac{\hat{u}_E}{U_0} \frac{R_n}{R_S - R_n} \right)^2, \quad \left(\frac{R_S - R_n}{R_n} \right)^3 > \frac{1}{8} \left(\frac{\hat{u}_E}{U_0} \right)^2, \quad \frac{R_S - R_n}{R_n} > \frac{1}{2} \left(\frac{\hat{u}_E}{U_0} \right)^{2/3},$$

eine Bedingung für die maximal zulässige Dämpfungsminderung, wenn die Nichtlinearität der Lichtbogenkennlinie vernachlässigbar sein soll:⁸

$$R_n < \frac{R_S}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\hat{u}_E}{U_0} \right)^{2/3}}, \quad \text{mit } \begin{cases} R_S = 20 \Omega \\ \hat{u}_E = 1 \text{ mV} \\ U_0 = 0,1 \text{ V} \end{cases} \text{ muss gelten } R_n < \frac{20 \Omega}{1,0232} = 19,5 \Omega. \quad (29)$$

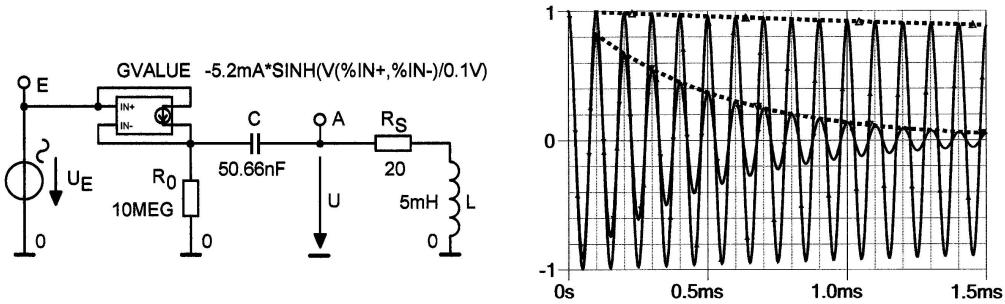
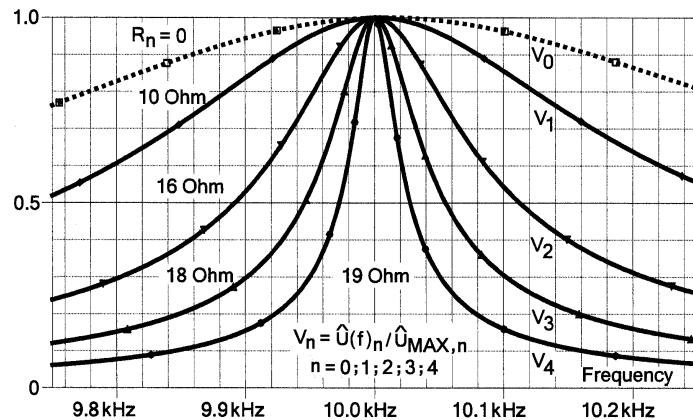


Abbildung 87: *Links:* Schaltung zur PSpice-Simulation, die Lichtbogenkennlinie wird durch die spannungsgesteuerte Stromquelle GVALUE gebildet, der Widerstand $R_0 = 10 \text{ M}\Omega$ ist in der Simulation erforderlich, weil jeder Knoten galvanisch mit dem Bezugspotential verbunden sein muss. *Rechts:* Normierte Einschwingvorgänge $u_C(t)/u_C(t = 0)$ zum Nachweis der Stabilität des nichtlinearen Systems, mit $u_C(t = 0) = 1 \text{ V}$, $R_n = 0$ und $R_n = 19,23 \Omega$.



	$\hat{u}_E = 1 \text{ mV}$				
R_n/Ω	V_0	V_1	V_2	V_3	V_4
$\hat{u}_{\text{max}}/\text{mV}$	15,75	31,48	78,70	158,8	315,0
$\hat{u}_{\text{max},n}/\hat{u}_{\text{max},0}$	1,000	1,999	4,997	10,08	20,00

Abbildung 88: Amplitudengänge des Serienkreises mit Dämpfungsminderung durch die in der Tabelle angegebenen Werte R_n ; die Amplituden \hat{u}_{max} bei der Mittenfrequenz folgen in sehr guter Näherung der Gleichung (28) und zeigen damit, dass nichtlineare Effekte noch keine Rolle spielen.

⁸Eine analoge Bedingung kann man herleiten für die maximal zulässige Amplitude $\hat{u}_{E,\text{max}}$ der Eingangsspannung $u_E(t)$, wenn ein Wert für $R_n < R_S$ festgelegt wurde.

Serienkreisdetektor mit dem Verlustwiderstand R_P :

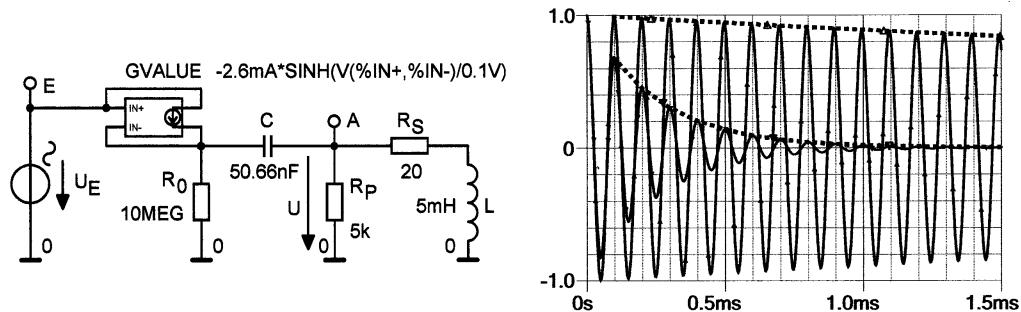


Abbildung 89: Links: Schaltung zur PSpice-Simulation; der Widerstand $R_P = 5\text{k}\Omega$ repräsentiert die zusätzliche HF-Wirkleistung, die ein an der Klemme A angeschlossener Detektor in NF-Nutzleistung wandelt. Rechts: Normierte Einschwingvorgänge $u_C(t)/u_C(t=0)$ zum Nachweis der Stabilität des nichtlinearen Systems, mit $u_C(t=0) = 1\text{V}$, $R_n = 0$ und $R_n = 38,46\Omega$.

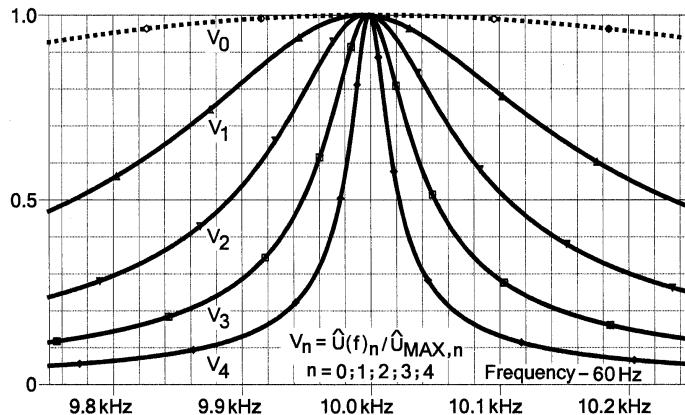
Die Amplitudengänge des Serienkreises sollen wie vorn unter der Voraussetzung ermittelt werden, dass die Nichtlinearität der Lichtbogenkennlinie vernachlässigt werden darf. Um die Bedingung Gl. (29), welche diese Vernachlässigung rechtfertigt, sinngemäß nutzen zu können, muss die Parallelschaltung des Widerstandes R_P mit dem Widerstand $R_S + j\omega L$ in eine äquivalente Serienschaltung $R'_S + j\omega L'$ umgerechnet werden; es gilt

$$\underline{Y} = \frac{1}{R_P} + \frac{1}{R_S + j\omega L}, \quad \underline{Z} = R'_S + j\omega L' = \frac{1}{\underline{Y}} = \frac{R_P(R_S + j\omega L)}{R_P + R_S + j\omega L} = \frac{R_P(R_S(R_P + R_S) + (\omega L)^2) + j\omega LR_P^2}{(R_P + R_S)^2 + (\omega L)^2}$$

Mit den im Bild 89 links eingetragenen Werten $R_P = 5\text{k}\Omega$, $R_S = 20\Omega$, $L = 5\text{mH}$ und $\omega \approx \omega_O = 2\pi 10\text{kHz}$ erhält man die folgenden Ersatzelemente L' und R'_S :

$$L' = \frac{L}{\left(1 + \frac{R_S}{R_P}\right)^2 + \left(\frac{\omega L}{R_P}\right)^2} = \frac{L}{1,012}, \quad R'_S = R_S \frac{1 + \frac{R_S}{R_P} + \frac{R_P}{R_S} \left(\frac{\omega L}{R_P}\right)^2}{\left(1 + \frac{R_S}{R_P}\right)^2 + \left(\frac{\omega L}{R_P}\right)^2} = R_S \cdot 1,97 = 39,4\Omega \quad (30)$$

Die Mittenfrequenz $\omega'_O = 1/\sqrt{L'C} = \sqrt{1,012}/\sqrt{LC} = 1,006 \cdot \omega_O$ ist um 0,6 %, das entspricht 60 Hz, zu höheren Frequenzen verschoben, diese Verschiebung wurde an der Abszisse im Bild 90 berücksichtigt. Die Schwingkreisgüte mit dem zusätzlichen Dämpfungswiderstand R_P ist $Q' = \omega'_O L'/R'_S = 7,97$ gegenüber der Güte $Q = \omega_O L/R_S = 15,71$ des Serienkreises ohne R_P .



	$\hat{u}_E = 1\text{mV}$				
	V_0	V_1	V_2	V_3	V_4
R_n/Ω	0	31,25	35,71	37,74	38,76
\hat{u}_{max}/mV	7,953	37,83	81,14	170,9	383,9
$\hat{u}_{max,n}/\hat{u}_{max,0}$	1,000	4,757	10,20	21,49	48,27
$R'_S/(R'_S - R_n)$	1,000	4,834	10,68	23,73	61,56

Abbildung 90: Amplitudengänge des Serienkreises mit Dämpfungsminderung durch die in der Tabelle angegebenen Werte R_n . Die Amplituden \hat{u}_{max} bei der Mittenfrequenz folgen bis $n = 3$ annähernd den „theoretischen“ Werten $R'_S/(R'_S - R_n)$, Gl. (28); bei $n = 4$ ist die Grenzbedingung, Gl. (29), $R_n < R'_S/1,0232 = 38,5\Omega$ verletzt, hier ist bereits deutlich nichtlineare Dämpfung wirksam.

3) und 4) Serienkreis mit Lichtbogenkennlinie, magnetisch gekoppelt mit einem Parallelkreis: Lossev, Bild 16 *links*, Seite 21, und Round & Rust, Bild 17 *links*, Seite 22.

Die Schaltung von Lossev dient zum Empfang von Telegrafiesignalen; der erforderliche Überlagerungsoszillator entsteht durch die Entdämpfung des Serienkreis-Parallelkreis-Bandfilters mit der Lichtbogenkennlinie der Zinkoxid-Stahl-Diode. Es ist plausibel, dass man die Entdämpfung nicht bis zum Schwingungseinsatz treiben muss sondern, dass man für Telefonie, also für den Empfang von normalen Rundfunksendungen wie in der Schaltung von Round & Rust eine Dämpfungsminderung auch im Parallelkreis erwarten würde, um die Empfindlichkeit und die Trennschärfe zu steigern. In diesem Abschnitt geht es also um den Nachweis, dass der magnetisch angekoppelte Serienkreis mit Lichtbogenkennlinie die Dämpfung im Parallelkreis verringern kann.

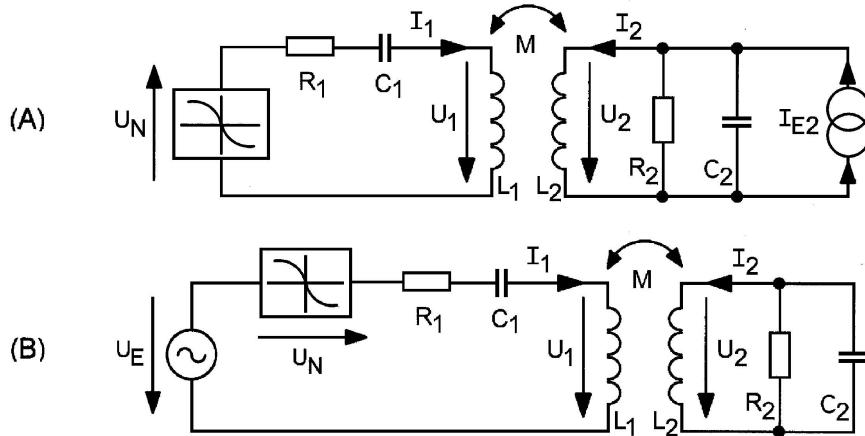


Abbildung 91: Der Serienkreis mit Lichtbogenkennlinie soll für die Dämpfungsminderung auch im Parallelkreis sorgen, wo der normale Detektor (nicht eingezeichnet) angeschlossen ist, der das NF-Signal bildet. R_1 und R_2 repräsentieren die Spulenverluste, R_2 steht zusätzlich auch für die vom Detektor absorbierte HF-Leistung. Es werden zunächst zwei Möglichkeiten betrachtet, wie das Antennensignal in die Schaltung eingespeist werden kann: (A) Einspeisung in den Parallelkreis als Stromquelle i_{E2} und (B) Einspeisung in den Serienkreis als Spannungsquelle u_E .

Vorgehensweise: 1) Durch Einschwingvorgänge des *nichtlinearen* Systems muss nachgewiesen werden, dass das System stabil ist; dazu benötigt man allerdings die Kenntnis der Stabilitätsgrenzen. Diese könnte man etwas langwierig mit PSpice „experimentell“ ermitteln, oder man kann – wie hier – mit einer Kleinsignalanalyse eine brauchbare Näherung der Stabilitätsgrenzen berechnen.

2) Die Amplitudengänge werden wieder mit dem linearen Analysemodus „AC sweep“ unter der Voraussetzung berechnet, dass die Nichtlinearität der Lichtbogenkennlinie vernachlässigbar ist, d.h. dass die auftretenden Amplituden hinreichend klein sind.

Ausgangspunkt für die Kleinsignalanalyse der Schaltungen im Bild 91 ist die Vierpolbeschreibung (hier im Zeitbereich) magnetisch gekoppelter Spulen in der Widerstandsform Gl. (31) und deren Integral Gl. (32).

$$\begin{aligned} u_1 &= L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} \\ u_2 &= M \frac{di_1}{dt} + L_2 \frac{di_2}{dt} \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \int u_1 dt &= L_1 i_1 + M i_2 \\ \int u_2 dt &= M i_1 + L_2 i_2 \end{aligned} \quad (32)$$

Auf der Primärseite des Bandfilters, im Serienschwingkreis, werden alle Elemente von dem gleichen Strom i_1 durchflossen; auf der Sekundärseite, im Parallelschwingkreis, liegt an allen Elementen die gleiche Spannung u_2 an. Man benötigt also für dieses Serienkreis-Parallelkreis-Bandfilter die *Serien-Parallelform* der Vierpoldarstellung mit i_1, u_2 als unabhängige Variable und u_1, i_2 als abhängige Variable, Gl. (33). Die Gegeninduktivität M wird wie üblich durch den magnetischen Kopplungsfaktor k ausgedrückt, es gilt $M = k\sqrt{L_1 L_2}$.

Die Gleichungen (34) beschreiben die Spannungsbilanz im Serienkreis und die Strombilanz im Parallelkreis simultan für beide Schaltungen im Bild 91 (A) und (B).

$$\begin{aligned} u_1 &= L_1(1 - k^2) \frac{di_1}{dt} + k\sqrt{\frac{L_1}{L_2}} u_2 & u_1 &= u_E - u_n(i_1) - R_1 i_1 - \frac{1}{C_1} \int i_1 dt \\ i_2 &= -k\sqrt{\frac{L_1}{L_2}} i_1 + \frac{1}{L_2} \int u_2 dt & i_2 &= i_{E2} - C_2 \frac{du_2}{dt} - \frac{u_2}{R_2} \end{aligned} \quad (33) \quad (34)$$

Gl. (34) eingesetzt in Gl. (33) ergibt die vollständige Beschreibung der Bandfilter-Detektoren im Bild 91 *ohne* irgend eine Näherung Gl. (35).

$$\boxed{\begin{aligned} u_n(i_1) + R_1 i_1 + \frac{1}{C_1} \int i_1 dt + L_1(1 - k^2) \frac{di_1}{dt} &= u_E & -k\sqrt{\frac{L_1}{L_2}} u_2 \\ \frac{u_2}{R_2} + C_2 \frac{du_2}{dt} + \frac{1}{L_2} \int u_2 dt &= i_{E2} & +k\sqrt{\frac{L_1}{L_2}} i_1 \end{aligned}} \quad (35)$$

Die folgenden Definitionen und Abkürzungen Gln. (36) zur Vereinfachung der Schreibweise sind hier auf dem Papier sehr bequem aber in der Praxis, auf dem Experimentiertisch ist ein beträchtlicher Messaufwand erforderlich, etwa um die Bedingungen $\omega_1 = \omega_2 = \omega_O$ oder $Q_1 = Q_2 = Q$ zu erfüllen:

$$\begin{aligned} u_R &= R_1 i_1 & L_1 &= L/(1 - k^2) & \omega_1 = \omega_2 = \omega_O &= 1/\sqrt{LC} \\ u_n \approx -R_n i_1 &= -n u_R & L_2 &= L & Q_1 = Q_2 = Q &= \sqrt{R_2/R_1} & \Omega = Q \left(\frac{\omega}{\omega_O} - \frac{\omega_O}{\omega} \right) \\ n &= R_n/R_1 & C_1 = C_2 &= C & \kappa &= kQ/\sqrt{1 - k^2} \end{aligned} \quad (36)$$

Allein die Näherung $u_n = u_n(i_1) \approx -R_n i_1$, siehe Gln. (21) bzw. (23), macht aus dem exakten Gleichungssystem (35) die Kleinsignalnäherung Gl. (37); mit den Definitionen und Abkürzungen Gln. (36) erhält man:

$$\boxed{\begin{aligned} (1 - n)u_R + Q \left(\omega_O \int u_R dt + \frac{1}{\omega_O} \frac{du_R}{dt} \right) &= u_E & -\frac{\kappa}{Q} u_2 \\ u_2 + Q \left(\frac{1}{\omega_O} \frac{du_2}{dt} + \omega_O \int u_2 dt \right) &= R_2 i_{E2} & +\kappa Q u_R \end{aligned}} \quad (37)$$

In dem schmalbandigen System werden sinusförmige Ströme und Spannungen vorausgesetzt, die durch ihre komplexen Amplituden Gl. (38) charakterisiert werden.

$$\begin{aligned} i_{E2}(t) &= \text{Im}\{\underline{I}_{E2} \cdot \exp(j\omega t)\}, & u_R(t) &= \text{Im}\{\underline{U}_R \cdot \exp(j\omega t)\}, \\ u_E(t) &= \text{Im}\{\underline{U}_E \cdot \exp(j\omega t)\}, & u_2(t) &= \text{Im}\{\underline{U}_2 \cdot \exp(j\omega t)\}. \end{aligned} \quad (38)$$

Mit den Gleichungen (38) wird aus dem linearen Gleichungssystem im Zeitbereich Gl. (37) das lineare System Gl. (39) im Frequenzbereich; die Auflösung nach den Unbekannten \underline{U}_R und \underline{U}_2 ergibt die Frequenzgänge Gl. (40) in Abhängigkeit von den Eingangsgrößen \underline{U}_E und \underline{I}_{E2} .

$$\begin{aligned} \underline{U}_R(1 - n + j\Omega) + \frac{\kappa}{Q} \underline{U}_2 &= \underline{U}_E \\ -\kappa Q \underline{U}_R + \underline{U}_2(1 + j\Omega) &= R_2 \underline{I}_{E2} \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \underline{U}_R &= \frac{\underline{U}_E(1 + j\Omega) - \kappa\sqrt{R_1 R_2} \underline{I}_{E2}}{1 + \kappa^2 - n - \Omega^2 + j\Omega(2 - n)} \\ \underline{U}_2 &= \frac{\underline{U}_E \kappa Q - (1 - n + j\Omega) R_2 \underline{I}_{E2}}{1 + \kappa^2 - n - \Omega^2 + j\Omega(2 - n)} \end{aligned} \quad (40)$$

Zur Stabilitätsprüfung kann man die Tatsache nutzen, dass $S = j\Omega = Q(j\omega/\omega_O + \omega_O/j\omega) = Q(p + 1/p)$ eine Tiefpass-Bandpass-Transformation darstellt, die Stabilitätsgrenzen des S -Tiefpasses können auf den Bandpass übertragen werden. Die Lage der Nullstellen des Nennerpolynoms Gl. (40) entscheidet über Stabilität oder Instabilität.

$$\begin{aligned} S^2 + S(2 - n) + 1 + \kappa^2 - n &= 0, & p^2 - \frac{S_{1,2}}{Q} p + 1 &= 0 \\ S_{1,2} &= -\left(1 - \frac{n}{2}\right) \pm \sqrt{\frac{n^2}{4} - \kappa^2} & p_{1,2} &= \frac{S_{1,2}}{2Q} \pm \sqrt{\left(\frac{S_{1,2}}{2Q}\right)^2 - 1} \end{aligned} \quad (41)$$

Die Schaltung verhält sich stabil, wenn die Einschwingvorgänge aller Ströme und Spannungen zeitlich abklingen, das erfordert, dass der Realteil von $S_{1,2}$ kleiner als null ist.

1) Wenn $\frac{n^2}{4} - \kappa^2 < 0$, d.h. $n < 2\kappa$ ist, muss $1 - \frac{n}{2} > 0$, d.h. $n < 2$ sein.

2) Wenn $\frac{n^2}{4} - \kappa^2 > 0$, d.h. $n > 2\kappa$ ist, muss das Maximum $\{S_{1,2}\} = -\left(1 - \frac{n}{2}\right) + \sqrt{\frac{n^2}{4} - \kappa^2} < 0$ sein, d.h. $n < 1 + \kappa^2$.

Die Stabilitätsbedingung des linearisierten Systems lautet also $n < \text{Minimum}\{1 + \kappa^2, 2\}$; für $\kappa < 1$ ist also die Grenzbedingung $n < 1 + \kappa^2$ maßgebend.

Für $\kappa \approx kQ < 1$ verlangt die Stabilitätsbedingung des linearisierten Systems $n < 1 + \kappa^2$; in entnormierter Schreibweise, siehe Gl. (36), bedeutet das $R_n < R_1(1 + k^2 Q^2) = R_1 + k^2 R_2$. Dieses Ergebnis hätte man auch ohne ausführliche Rechnung erschließen können: Auf der Primärseite ist der Verlustwiderstand R_1 der Spule L_1 vorhanden, der Wirkwiderstand R_2 wird von der Sekundär auf die Primärseite transformiert. Die Spulen sind annähernd gleich $L_1 \approx L_2$, das Windungszahlenverhältnis ist praktisch gleich eins $w_1/w_2 \approx 1$, deshalb wird das Übersetzungsverhältnis nur von dem magnetischen Kopplungsfaktor k bestimmt.

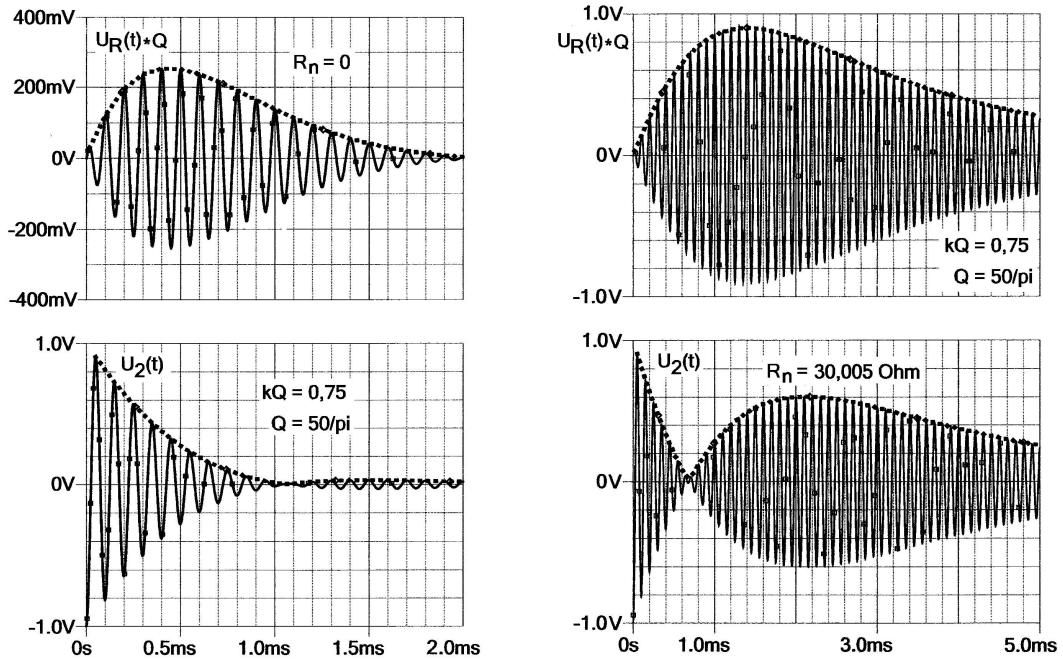
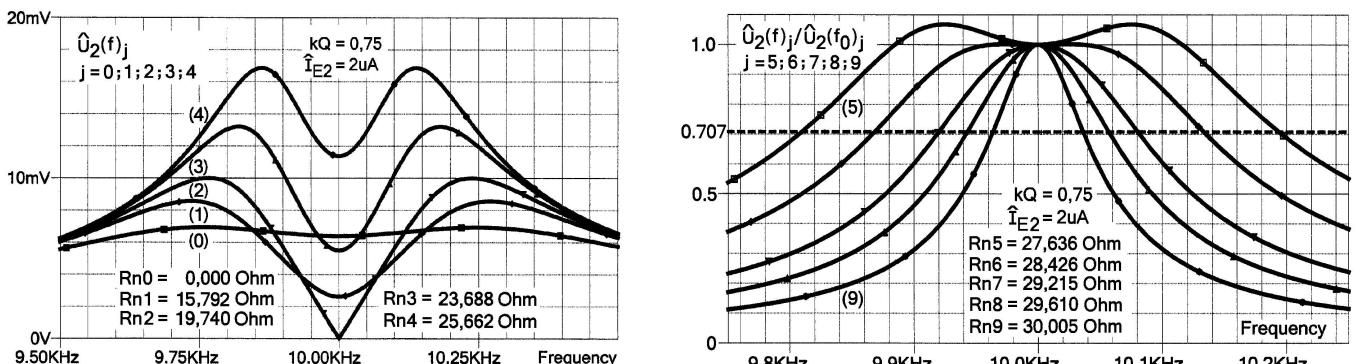


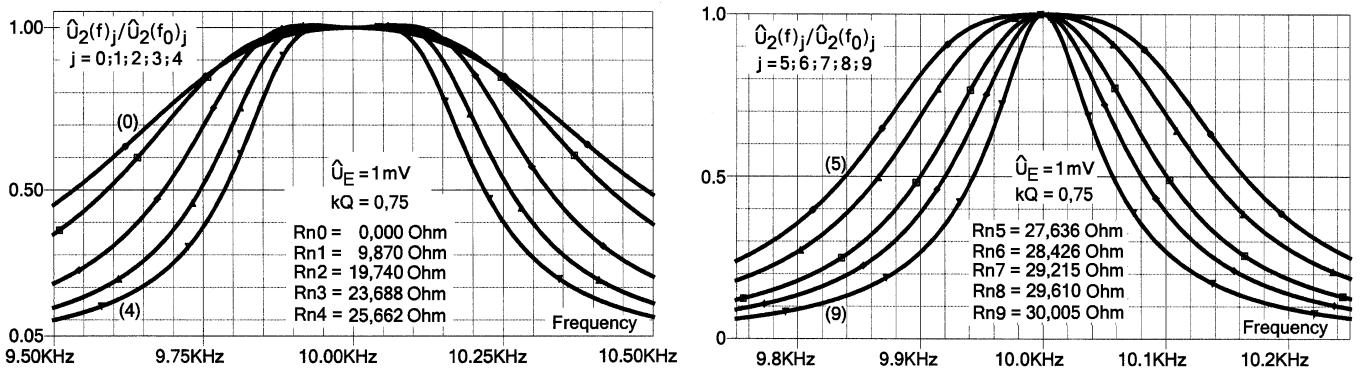
Abbildung 92: Einschwingvorgänge $Qu_R(t) = QR_1i_1(t)$ und $u_2(t)$ des Serienkreis-Parallelkreis-Bandfilters, Bild 91 mit $u_E = 0$ und $i_{E2} = 0$, links ohne, rechts mit Dämpfungsminderung durch eine Lichtbogenkennlinie wie im Bild 87. Die verwendeten Bauelemente haben folgende Werte: $C_1 = C_2 = C = 50,66 \text{ nF}$, $L_1 \approx L_2 = L = 5 \text{ mH}$, $R_1 = 19,74 \Omega$, $R_2 = 5 \text{ k}\Omega$. Die Güte des Serien- und Parallelkreises beträgt $Q_1 = Q_2 = Q = 15,92$; die normierte Kopplung kQ wurde zu $kQ = 0,75$ gewählt. Gemäß der Stabilitätsbedingung muss $R_n < R_1(1 + k^2Q^2) = 30,84 \Omega$ sein, gewählt wurde $R_n = 30,005 \Omega$; an der Lichtbogenkennlinie $I_n/I_0 = -\sinh(U_n/U_0)$, Gl. (22), ergibt sich damit der Kennwert $I_0 = U_0/R_n = 3,333 \text{ mA}$ mit $U_0 = 0,1 \text{ V}$.



j	R_n/Ω	$\hat{u}_2(f_O)$	$\hat{u}_2(f_O)_j$	$\frac{(1 + \kappa^2) 1 - n }{1 + \kappa^2 - n}$	j	R_n/Ω	$\hat{u}_2(f_O)$	$\hat{u}_2(f_O)_j$	$\frac{(1 + \kappa^2) 1 - n }{1 + \kappa^2 - n}$
		mV	$\hat{u}_2(f_O)_0$				mV	$\hat{u}_2(f_O)_0$	
0	0,000	6,395	1,000	1,000	5	27,64	24,43	3,820	3,846
1	15,79	2,619	0,410	0,410	6	28,43	35,56	5,561	5,614
2	19,74	0,000	0,000	0,000	7	29,22	57,33	8,965	9,091
3	23,69	5,499	0,860	0,862	8	29,61	78,45	12,27	12,50
4	25,66	11,38	1,779	1,786	9	30,01	118,9	18,59	19,12

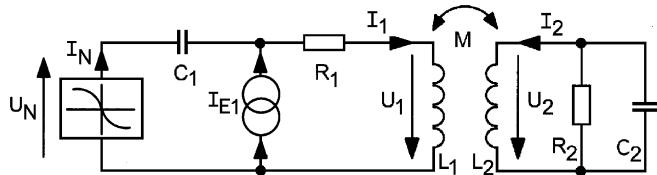
Abbildung 93: Amplitudengänge $|U_2(f)|/|U_2(f_O)| = \hat{u}_2(f)/\hat{u}_2(f_O)$ der Schaltung im Bild 91 (A) für zehn verschiedene Werte $n = R_{n,j}/R_1 = 0,00; 0,80; 1,00; 1,20; 1,30; 1,40; 1,44; 1,48; 1,50; 1,52$. Der durch die Dämpfungsminderung theoretisch erzielbare „Gewinn“ bei der Mittenfrequenz $f = f_O$, $\Omega = 0$, folgt aus der Gleichung (40) mit $U_E = 0$; es ist $U_2/R_2I_{E2}|_{\Omega=0} = (1 - n)/(1 + \kappa^2 - n)$. Daraus ergibt sich der theoretische Wert $\hat{u}_2(f_O)_j/\hat{u}_2(f_O)_0|_{\text{theor.}} = (1 + \kappa^2)|1 - n|/(1 + \kappa^2 - n)$.

Die Nullstelle $\hat{u}_2(f_O) = 0$ für $n = 1$, d.h. $R_n = R_1$ ist plausibel: bei der Mittenfrequenz f_O kompensieren sich die Blindwiderstände exakt und wegen $R_n = R_1$ ist auch der Wirkwiderstand null. Auf der Primärseite herrscht ein perfekter Kurzschluss, der, auf die Sekundärseite transformiert, parallel zum Widerstand R_2 liegt, d.h. der Eingangstrom $i_{E2}(t)$ kann keinen Spannungsabfall erzeugen.



$\hat{u}_E = 1 \text{ mV}$									
j	R_n/Ω	$\frac{\hat{u}_2(f_O)}{\text{mV}}$	$\frac{\hat{u}_2(f_O)_j}{\hat{u}_2(f_O)_0}$	$\frac{1 + \kappa^2}{1 + \kappa^2 - n}$	j	R_n/Ω	$\frac{\hat{u}_2(f_O)}{\text{mV}}$	$\frac{\hat{u}_2(f_O)_j}{\hat{u}_2(f_O)_0}$	$\frac{1 + \kappa^2}{1 + \kappa^2 - n}$
0	0,000	7,642	1,000	1,000	5	27,64	72,98	9,550	9,615
1	9,870	11,23	1,470	1,471	6	28,43	96,58	12,64	12,76
2	19,74	21,20	2,774	2,778	7	29,22	142,7	18,67	18,94
3	23,69	32,85	4,299	4,310	8	29,61	187,5	24,54	25,00
4	25,66	45,31	5,929	5,952	9	30,01	273,2	35,75	36,76

Abbildung 94: Amplitudengänge $|U_2(f)|/|U_2(f_O)| = \hat{u}_2(f)/\hat{u}_2(f_O)$ der Schaltung im Bild 91 (B) für zehn verschiedene Werte $n = R_{n,j}/R_1 = 0,00; 0,50; 1,00; 1,20; 1,30; 1,40; 1,44; 1,48; 1,50; 1,52$. Der durch die Dämpfungsminderung theoretisch erzielbare „Gewinn“ bei der Mittenfrequenz $f = f_O$, $\Omega = 0$, folgt aus der Gleichung (40) mit $I_{E2} = 0$; es ist $|U_2/U_E|_{\Omega=0} = \kappa Q/(1 + \kappa^2 - n)$. Daraus ergibt sich der theoretische Wert $\hat{u}_2(f_O)_j/\hat{u}_2(f_O)_0|_{\text{theor.}} = (1 + \kappa^2)/(1 + \kappa^2 - n)$.

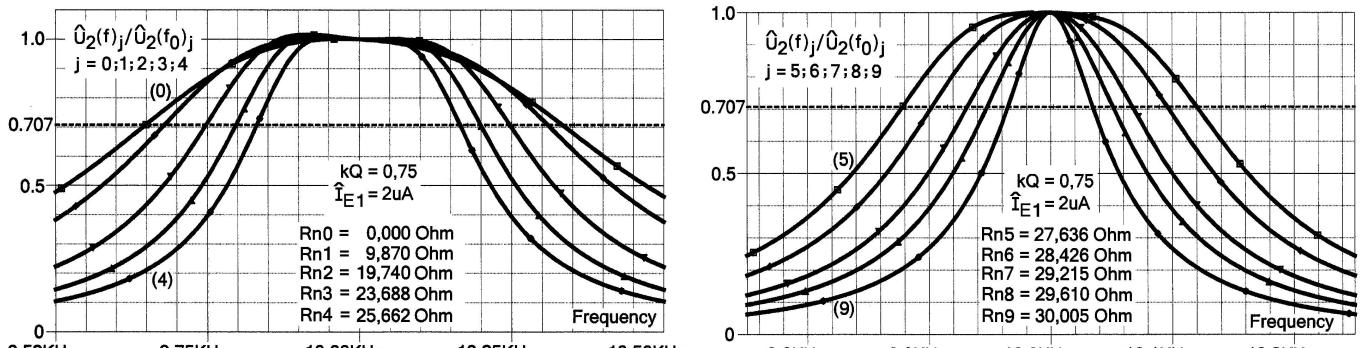


Frequenzgang bei Stromeinspeisung in die Primärspule:

$$\frac{U_2}{R_1 I_{E1}} = \frac{\kappa Q(n + j Q \omega_O / \omega)}{1 + \kappa^2 - n - \Omega^2 + j Q \Omega (2 - n)} \quad (42)$$

$$\left| \frac{U_2}{R_1 I_{E1}} \right|_{\Omega=0} = \frac{\kappa Q \sqrt{n^2 + Q^2}}{1 + \kappa^2 - n} \quad (43)$$

Abbildung 95: Schaltung von Round & Rust Bild 17 links. Bei der Antenneneinspeisung in die Primärspule L_1 schaltet man dort unvermeidlich die Antennenkapazität parallel, das ist in dem Schaltbild *nicht* berücksichtigt. Entsprechend den Überlegungen auf den Seiten 60 – 62 wird diese Schaltung *mit* der Antennenkapazität nicht so wie hier berechnet funktionieren können.



$\hat{i}_{E1} = 2 \mu\text{A}$									
j	R_n/Ω	$\frac{\hat{u}_2(f_O)}{\text{mV}}$	$\frac{\hat{u}_2(f_O)_j}{\hat{u}_2(f_O)_0}$	$\frac{\hat{u}_2(f_O)_j}{\hat{u}_2(f_O)_0 _{\text{theor.}}}$	j	R_n/Ω	$\frac{\hat{u}_2(f_O)}{\text{mV}}$	$\frac{\hat{u}_2(f_O)_j}{\hat{u}_2(f_O)_0}$	$\frac{\hat{u}_2(f_O)_j}{\hat{u}_2(f_O)_0 _{\text{theor.}}}$
0	0,000	4,811	1,000	1,000	5	27,64	45,87	9,534	9,652
1	9,870	7,062	1,468	1,472	6	28,43	60,71	12,62	12,81
2	19,74	13,32	2,769	2,784	7	29,22	89,71	18,65	19,02
3	23,69	20,64	4,290	4,322	8	29,61	117,9	24,51	25,11
4	25,66	28,47	5,918	5,972	9	30,01	171,7	35,69	36,93

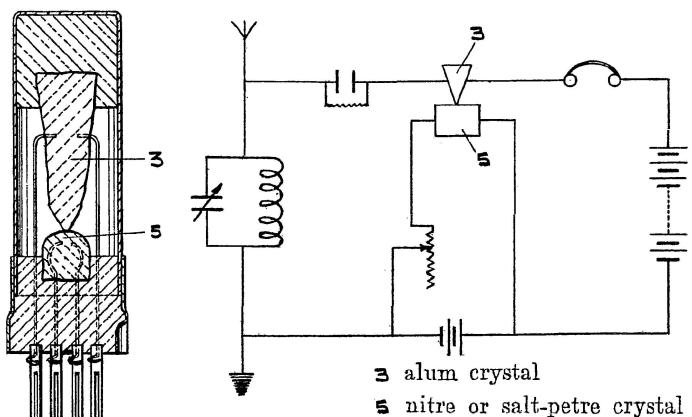
Abbildung 96: Amplitudengänge $|U_2(f)|/|U_2(f_O)| = \hat{u}_2(f)/\hat{u}_2(f_O)$ der Schaltung im Bild 95 für zehn Werte n wie im Bild 94. Gl. (43) ergibt $\hat{u}_2(f_O)_j/\hat{u}_2(f_O)_0|_{\text{theor.}} = \sqrt{1 + (n/Q)^2} (1 + \kappa^2)/(1 + \kappa^2 - n)$.

5 Im Grunde genommen überflüssige Schlussbemerkungen

JAHR 1927 **FUNK
BASTLER**
Seite 319 Ein Detektorverstärker.
 Nach Brit. Pat. 264 270.

Unter Verwendung einer besonderen Detektoranordnung kann mit der in der Abbildung dargestellten Schaltung nach Art der Schwingkristallschaltung eine Verstärkung und Gleichrichtung der empfangenen Wellen erzielt werden. Der Detektor besteht aus einem Alaunkristall 3 und einem Salpeterkristall 5. An beide Kristalle sind durch je zwei Elektroden Spannungen gelegt, die der Heiz- und Anoden- spannung bei Röhren entsprechen.

HEFT 21



Die Abbildungen sind Kopien aus der Zeitschrift „Funkbastler“ und von den Bildern Fig. 1 und Fig. 3 der Patentschrift Nr. 264,270 der Herren John Wilcockson und Harold William Roberts; das Patent wurde beantragt am 31. Oktober 1925 und wurde erteilt am 20. Januar 1927.

Im Text der Patentschrift heißt es: „Das Gerät kann die Elektronenröhren in jedem Radioempfänger ersetzen, und Versuche zeigen, dass damit größere Leistungen erzielt werden. Es wurde festgestellt, dass das Gerät unter dem Einfluss von Radiowellen unbekannte Strahlen aussendet, welche die Eigenschaft haben, Metalle zu oxidieren und an einem in der Nähe befindlichen Elektrometer (Apparat zur Messung elektrischer Ladungen, z.B Goldblatt- oder Fadenelektrometer) Ausschläge hervorzurufen.“

Heutzutage vermag man sich nur schwer vorzustellen, wie damals – 1927, in der Phase der aufblühenden Elektronenröhren-Technologie – die Entwicklung der Nachrichtentechnik verlaufen wäre, wenn sich die behaupteten Eigenschaften dieser „Erfahrung“ in einer wissenschaftlichen Nachprüfung als richtig erwiesen hätten.

Auch im Abschnitt 2.4 finden sich einige Schaltungen, deren Arbeitsweise auf den ersten Blick hin plausibel erscheint, aber nach einer etwas genaueren Prüfung sind hier allerdings Fragezeichen angebracht. Man wird annehmen dürfen, dass diese Schaltungen erprobt worden sind, aber konnte man denn damals überhaupt feststellen (mit welchen Messmitteln?), ob die Schaltungen in der beabsichtigten Weise funktionierten also z.B., lieferte die Schaltung mit der Zinkit-Diode wirklich ein größeres Signal als ein gewöhnlicher Detektor oder, war die Bandbreite des Schwingkreises mit Zinkit-Diode wirklich kleiner als mit dem gewöhnlichen Detektor.

Wenn auch manche der publizierten Schaltungsideen revisionsbedürftig zu sein scheinen, es gibt dennoch einige Schaltungen mit der Zinkit-Diode, die theoretisch und praktisch, d.h. in der Simulation, gut funktionieren, und zwar, wie nicht anders zu erwarten, Schaltungen, in denen die Lichtbogenkennlinie in Serie zu einer Spule bzw. zu einem Serienschwingkreis geschaltet ist.

▷ Der Serienkreisoszillator ist von vielen Autoren ausprobiert worden, niederfrequente Schwingungen waren im Kopfhörer zu vernehmen oder am Schleifenoszillograph zu beobachten; es entstanden sinusförmige oder auch stark verzerrte Schwingungen. Es konnten aber auch Schwingungen bis in den MHz-Bereich (*Lossev*) erzeugt werden.

▷ Die Zinkit-Diode im Serienschwingkreis kann die Dämpfung verringern (die Bandbreite verkleinern), dafür gibt es Beispiele im Abschnitt 4.2. Auch die Schaltung, Seite 70 – 71, Zinkit-Diode in Serie zur Spule im Parallelschwingkreis, ist dazu zurechnen.

Aber auch bei den gut funktionierenden Schaltungen gibt es ein zentrales, praktisch nicht lösbares Problem: die Lichtbogenkennlinie der Zinkit-Diode ändert sich mit jeder neuen Kontaktstelle auf dem Zinkit-Mineral. Bei einem Serienkreis-Oszillator hat das z.B. folgende Auswirkungen: an der einen Kontaktstelle wird der Schwingkreis nur schwach entdämpft und der Oszillator erzeugt sinusförmige Schwingungen mit geringem Klirrfaktor, an einer anderen Stelle ist die Entdämpfung sehr kräftig und es entstehen stark verzerrte Schwingungen, die mit der Arbeitspunkteinstellung wieder sinusförmig justiert werden könnten. Für eine Empfängerschaltung heißt das, dass man jedes Mal eine funktionierende Kontaktstelle und eine dazu passende Arbeitspunkteinstellung suchen muss.

6 Anhang: PSpice-Simulation zur Pendelrückkopplung

The characteristic of each of these crystals possesses a sharply defined kink and to obtain the negative resistance effect the value of the resistance in series with the crystal should be so great that the part above the knee of the characteristic of the crystal and resistance combined is not too steep, otherwise the circuit will be unstable.

We have found, however, that by using a smaller resistance so that the combination of the crystal and resistance has a negative characteristic, oscillations will be set up in the crystal circuit and then super-regenerative effects can be obtained, owing to the automatic quenching effects of the rectifier crystal.

Die oben abgebildeten Zeilen Nr. 52 – 68 von Seite 4 der Patentschrift, Brit. Patent Nr. 236648, von Round & Rust sind die einzige Stelle in der gesamten Literatur über schwingende Kristalldetektoren, in der die Funktionsweise *Pendelrückkopplung* in Betracht gezogen wird. Leider wird aber nicht erklärt, wie die Pendelschwingung erzeugt werden soll; ein nichtlineare, von der Amplitude der Schwingung abhängige Dämpfung durch die Gleichrichterdiode alleine reicht wohl nicht aus, es müsste sich schon die Bedingung für Be- und Entdämpfung des Schwingkreises periodisch wiederholen.

Das Empfangsprinzip Pendelrückkopplung mit *Elektronenröhren* ist 1922 von E.H.Armstrong ausführlich anhand von Oszillogrammen(!) erklärt und beschrieben worden¹, von J.B.Bolitho, Brit. Pat. Nr. 156330, Okt. 1919, und E.T.Flewelling, April 1923, wurden ebenfalls Pendelrückkopplungs-Empfänger angegeben.

Das Pendeln bzw. die Pendelschwingung tritt in einem Elektronenröhren-Oszillator mit automatischer Arbeitspunkteinstellung auf, wenn die RC-Zeitkonstante im Gitter- oder Katodenkreis zu groß gewählt wurde. Beim Einschalten des Oszillators befindet sich der Arbeitspunkt auf der Steuerkennlinie in einem Bereich großer Steilheit; die Oszillatorschwingung wächst rasch an, durch Gitter- oder Anodengleichrichtung der Oszillatorschwingung wird der Kondensator des RC-Gliedes aufgeladen, die Kondensatorspannung verschiebt den Arbeitspunkt auf der Steuerkennlinie in Bereiche kleiner bis sehr kleiner Steilheit, die Schwingung klingt ab u.U. bis auf sehr kleine Spannungswerte nahe dem Rauschen. Wegen der großen Zeitkonstanten kann sich die Kondensatorladung nur langsam ausgleichen, schließlich wird aber der Arbeitspunkt auf der Steuerkennlinie wieder in Bereiche größerer Steilheit gelangen, und der beschriebene Vorgang beginnt erneut. Der Betrieb der Schaltung bewegt sich periodisch = pendelt zwischen einem Zustand der Schwingungsanfachung und einem Zustand der Schwingungsdämpfung hin und her.

Das Pendeln muss man nicht durch den Oszillator selbst (Selbstpendler) ausführen lassen, die periodische Verlagerung des Arbeitspunktes auf der Steuerkennlinie kann man auch durch eine von außen aufgeprägte periodische Steuerspannung bewirken (Fremdpendler); das bietet die Möglichkeit den Anschwingvorgang abzubrechen, bevor die Oszillatormplitude den durch die Nichtlinearität der Steuerkennlinie bedingten stationären Endwert auch nur annähernd erreichen kann. Wie kann man den geschilderten Effekt als Empfangssystem nutzen? Die Justierung eines normalen, rückgekoppelten Audions in den Zustand großer Signalverstärkung nahe dem Schwingungseinsatz ist eine diffizile Angelegenheit, der justierte Zustand reagiert sehr empfindlich auf kleinste Störungen. Durch den Pendelbetrieb, also durch periodische Schwingungsanfachung (dazu sind Arbeitspunkte jenseits des Schwingungseinsatzes erforderlich) erreicht man sehr große, gut reproduzierbare Signalverstärkungen.

▷ Das zu detektierende, amplitudenmodulierte HF-Signal wird in den Schwingkreis des Pendelaudions = Oszillators mit Selbst- oder Fremdpendelung eingespeist, die angefachte Oszillatorschwingung ist proportional zu dem Momentanwert des HF-Eingangssignals.

▷ Während einer Periodendauer der Pendelschwingung darf sich die Amplitude (die Einhüllende) des HF-Eingangssignals nur sehr wenig ändern. Das zu detektierende Nachrichtensignal, das ist die Einhüllende des HF-Signals, wird durch die Pendelschwingung äquidistant abgetastet und z.B. in den Maximalwerten der periodischen Schwingungspakete erfasst. Die zeitliche Folge der Abtastwerte ist ein getreues Abbild der ursprünglichen Nachricht, wenn gemäß dem Abtasttheorem die Pendelfrequenz größer ist als zweimal die höchste in der Nachricht vorkommende Frequenz.

▷ Es gibt verschiedene Betriebsarten des Pendelaudions, die Theorie dieser Empfangssysteme ist schwierig.^{2,3,4}

Ein Pendelrückkopplungs-Empfänger mit der Lichtbogenkennlinie einer Zinkit-Diode ist nur schwer vorstellbar. Bei einem Oszillator mit automatischer Arbeitspunkteinstellung müsste die Kennlinie sowohl die Schwingungsanfachung als auch die Gewinnung einer Gleichgröße zur Verschiebung des Arbeitspunktes bewirken können, und die Schaltung müsste als charakteristischen Bestandteil einen Kondensator (ein RC-Glied) enthalten, dessen Ladezustand sich periodisch mit der Pendelfrequenz ändert; an Stelle von der in einem Kondensator gespeicherten Ladung könnte es natürlich auch der in einer Induktivität gespeicherte magnetische Fluss sein, der sich periodisch ändert.

Eine zweite Möglichkeit bestünde darin, dass die Zinkit-Diode simultan zwei Schwingkreise entdämpft,

¹E.H.Armstrong, Some recent developments of regenerative circuits, Proc. IRE, Vol. 10, S 244 – 260, 1922

²H.Barkhausen, Elektronen-Röhren, 3. Band: Rückkopplung, § 19. Pendelrückkopplung, S 163 – 174,
S.Hirzel Verlag Leipzig, 1954, Siebente Auflage

³R.Cantz, Der Pendelempfang, enthalten in „Die Röhre im UKW-Empfänger“, Teil 1,
herausgegeben von Dr.-Ing. Horst Rothe, Franzis-Verlag München, 1952, S 69 – 109

⁴F.W.Frink, The Basic Principles of Superregenerative Reception, Proc. IRE, Vol. 26, S 76 – 106, Jan. 1938

einen niederfrequenten für die Pendelschwingung und einen hochfrequenten für das Empfangssignal: die „niederfrequente“ Schwingung mit relativ großer Amplitude verschiebt im Takt der Pendelfrequenz den Arbeitspunkt auf der Lichtbogenkennlinie für den „hochfrequenten“ Oszillator.

Diese Spekulationen kann man letztlich nur durch Experimente erhärten oder verwerfen. Die folgenden PSpice-Simulationen zeigen Ergebnisse, die an einem *linearen Modell* eines Pendelrückkopplungs-Systems gewonnen wurden, können also keinen konkreten Beitrag zur Lösung der Probleme liefern, die durch die Schaltungen in den Bildern 53 und 54, Seite 60 und 61, aufgeworfen werden.

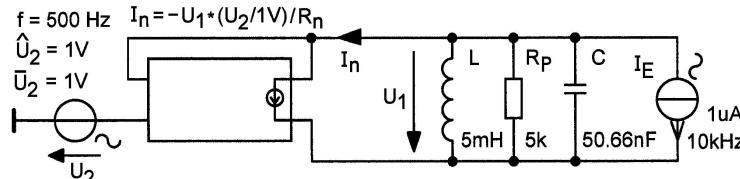


Abbildung 97: Schaltung zur Simulation eines linearen Pendelrückkopplungs-Systems. Der HF-Signalgenerator $i_E(t) = \hat{i}_E \sin \omega_E t$ mit der Amplitude $\hat{i}_E = 1 \mu\text{A}$ speist einen Parallelkreis mit der Resonanzfrequenz $\omega_O = 1/\sqrt{LC} = 2\pi 10 \text{ kHz} = \omega_E$ und der Schwingkreisgüte $Q = R_P \sqrt{C/L} \approx 16$. Ohne Dämpfungsminderung beträgt die Spannungsamplitude am Schwingkreis bei der Mittenfrequenz ω_O mit den im Bild angegebenen Daten $\hat{u}_1 = \hat{u}_0 = R_P \hat{i}_E = 5 \text{ mV}$.

Die Dämpfungsminderung bzw. Entdämpfung des Parallelkreises geschieht in der Art eines „Fremdpendlers“ durch einen linearen, zeitabhängigen Leitwert $G_n(t) = i_n(t)/u_1(t) = -x(t)/R_n$, mit $x(t) = u_2(t)/1 \text{ V} = \bar{x} + \hat{x} \sin \omega_P t$, $\bar{x} = \bar{u}_2/1 \text{ V}$, $\hat{x} = \hat{u}_2/1 \text{ V}$, $\omega_P = 2\pi 500 \text{ Hz}$ ist die gewählte Pendelfrequenz. Der Leitwert G_n wird in der Simulation nachgebildet durch eine spannungsgesteuerte Stromquelle mit zwei Eingängen $i_n(t) = i_n(u_1(t), u_2(t))$, der Strom i_n wird sowohl von der Spannung am Schwingkreis $u_1(t)$ als auch durch die Pendelschwingung $u_2(t) = \bar{u}_2 + \hat{u}_2 \sin \omega_P t$ gesteuert.

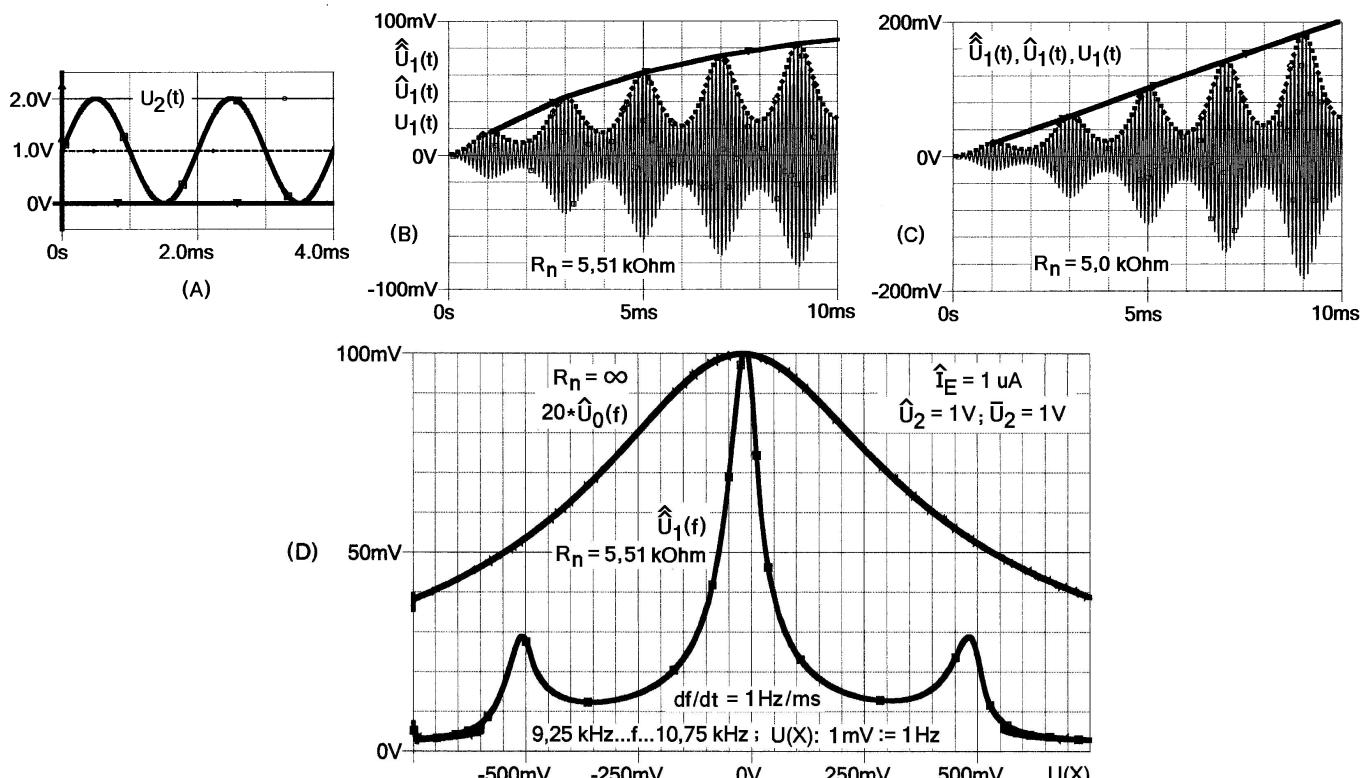


Abbildung 98: (A) Pendelschwingung $u_2(t)$ mit dem Mittelwert $\bar{u}_2 = 1 \text{ V}$. (B) und (C) Einschwingvorgänge der Spannung $u_1(t)$ am Schwingkreis, und zwar ist (B) ein stabiler Einschwingvorgang, dessen stationärer Endwert mittels $R_n = 5,51 \text{ k}\Omega$ auf 100 mV justiert wurde, die Grenze des instabilen Verhaltens (C) tritt auf, wenn $\bar{x} = \bar{u}_2/1 \text{ V} > 0$ und $R_n \approx \bar{x} R_P$ ist. In den Einschwingvorgängen ist $u_1(t)$ die hochfrequente Schwingung, mit punktierter Linie dargestellt ist $\hat{u}_1(t)$, die Einhüllende von $u_1(t)$, eine Amplitudenmodulation, die von der Pendelschwingung $u_2(t)$ erzwungen wird und die den periodischen Wechsel zwischen Schwingungsanfachung und Dämpfung widerspiegelt.

Noch Bild 98(B) und (C): $\widehat{u}_1(t)$, die Einhüllende der Einhüllenden $\widehat{u}_1(t)$, wird gebildet von einem Signal(Spitzen)-Gleichrichter, welcher die Maximalwerte von $\widehat{u}_1(t)$ erfasst; wenn in den Schwingkreis ein amplitudenmodulierter Signalstrom $i_E(t) = \widehat{i}_E(1 + m \cos \omega_{NFT}) \sin \omega_E t$ eingespeist würde, dann müsste die erzeugte Spannung $u_1(t)$ auf diese Weise detektiert werden, wobei die höchste NF-Modulationsfrequenz $\omega_{NF, max}$ wegen des Abtasttheorems $\omega_{NF, max} < \omega_P/2$ sein muss.

Bild 98(D) $\widehat{u}_1(f)$ ist der Abtast-Amplitudengang des stabilen Systems, $R_n = 5,51 \text{ k}\Omega$, bei Mittelung über die Pendelschwingung, $20\widehat{u}_0(f)$ ist der Amplitudengang des Schwingkreises *ohne* Entdämpfung, wegen $R_n = \infty$ ist $G_n(t) = x(t)/R_n = 0$; mit dem Faktor 20 wird die Signalverstärkung des Abtastsystems berücksichtigt. Die Amplitudengänge werden ermittelt, indem die Stromquelle mit fester Frequenz $i_E(t)$ im Bild 97 ersetzt wird durch einen Wobbel-Stromgenerator, dessen Momentanfrequenz sich zeitlinear im Bereich $9,25 \text{ kHz} \leq f \leq 10,75 \text{ kHz}$ mit der Geschwindigkeit $df/dt = 1 \text{ Hz/ms}$ ändert. Die von der Momentanfrequenz abhängigen Amplituden $\widehat{u}_0(f)$ und $\widehat{u}_1(f)$ erhält man mit den PSpice-Funktionen zur Bestimmung der Einhüllenden ENVMAX(U0,5) bzw. ENVMAX(ENVMAX(U1,5),5).

Es ist typisch für Abtastsysteme, dass neben dem Frequenzgang bei der Mittenfrequenz f_O in Frequenzabständen $\pm f_P$, $\pm 2f_P$ usw. Satelliten-Frequenzgänge oder Seitenbänder erscheinen. Der zeitliche Verlauf der periodischen Abtastfunktion bzw. deren Fourier-Transformierte bestimmt die Einhüllende des gesamten Frequenzgangs, bei einer Abtastfunktion aus sehr schmalen Impulsen z.B. sind die Maximalwerte der Satelliten praktisch genauso groß wie der Maximalwert bei der Mittenfrequenz f_O . Den Amplitudengang des Abtastsystems muss man im Transient-Modus ermitteln, weil es sich hier wegen $G_n = G_n(t)$ um ein *zeitvariantes*, lineares System handelt, der wesentlich schnellere Modus AC-Sweep ist nur für *zeitinvariante*, lineare bzw. linearisierte Systeme geeignet.

Die Erläuterungen zu den Teilbildern (A) – (D) in der Abbildung 98 gelten sinngemäß auch für die folgenden Bilder 99, 100 und 101; von Abbildung zu Abbildung wird nur der Parameter \bar{u}_2 und daran angepasst R_n verändert.

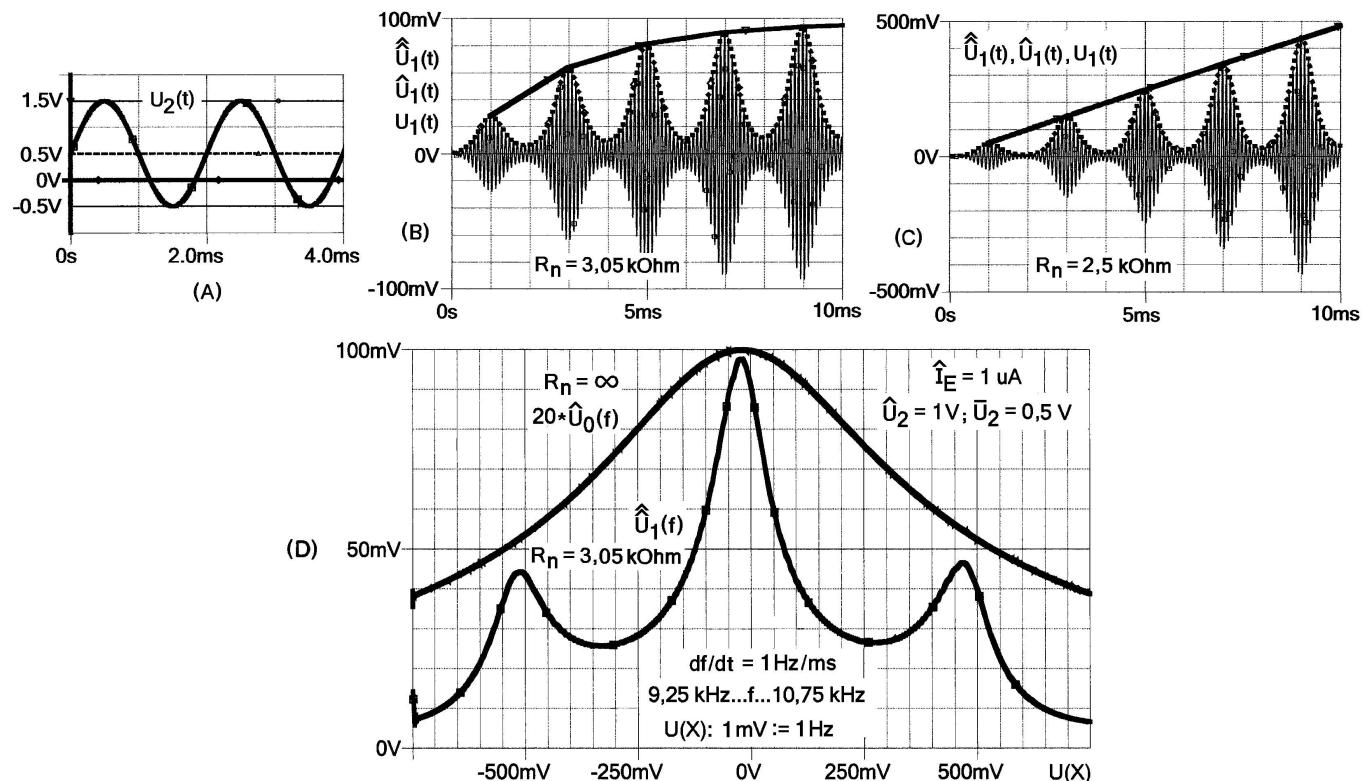


Abbildung 99: (A) Pendelschwingung $u_2(t)$ mit dem Mittelwert $\bar{u}_2 = 0,5 \text{ V}$. Einschwingvorgänge $u_1(t)$, $\widehat{u}_1(t)$ und $\widehat{\widehat{u}}_1(t)$ des stabilen Systems (B) mit $R_n = 3,05 \text{ k}\Omega$ und des instabilen Systems (C) mit $R_n = 2,50 \text{ k}\Omega$. (D) $20\widehat{u}_0(f)$ ist der Amplitudengang des Schwingkreises *ohne* Entdämpfung; $\widehat{u}_1(f)$, der Abtast-Amplitudengang, zeigt eine größere Bandbreite, verglichen mit Bild 98(D), und die Satelliten haben größere Maximalwerte.

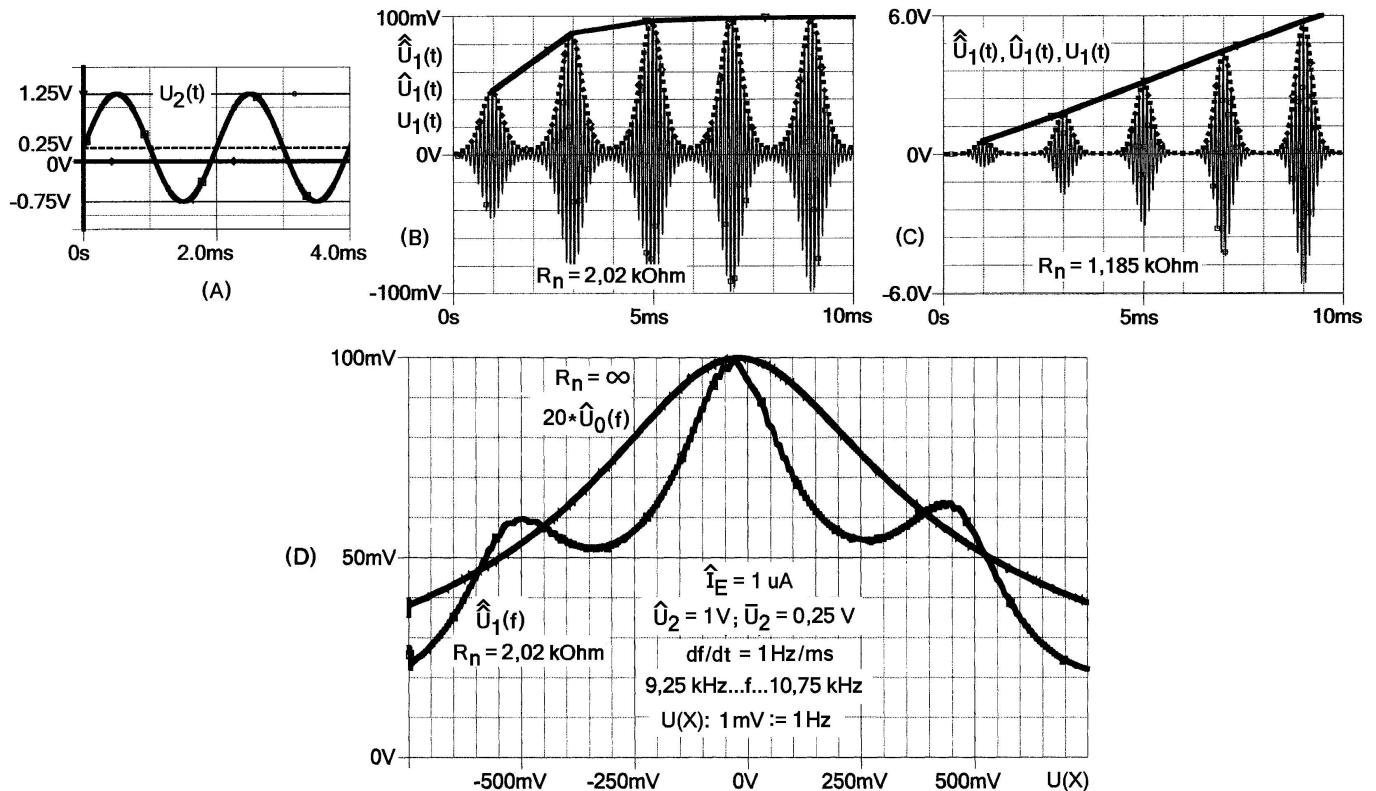


Abbildung 100: (A) Pendelschwingung $u_2(t)$ mit dem Mittelwert $\bar{u}_2 = 0.25 \text{ V}$. Einschwingvorgänge $u_1(t)$, $\hat{U}_1(t)$ und $\hat{\bar{U}}_1(t)$ des stabilen Systems (B) mit $R_n = 2,02 \text{ k}\Omega$ und des instabilen Systems (C) mit $R_n = 1,185 \text{ k}\Omega$. (D) $20 \cdot \hat{U}_0(f)$ ist der Amplitudengang des Schwingkreises ohne Entdämpfung; $\hat{U}_1(f)$, der Abtast-Amplitudengang, zeigt eine größere Bandbreite, verglichen mit Bild 99(D), und die Satelliten haben größere Maximalwerte.

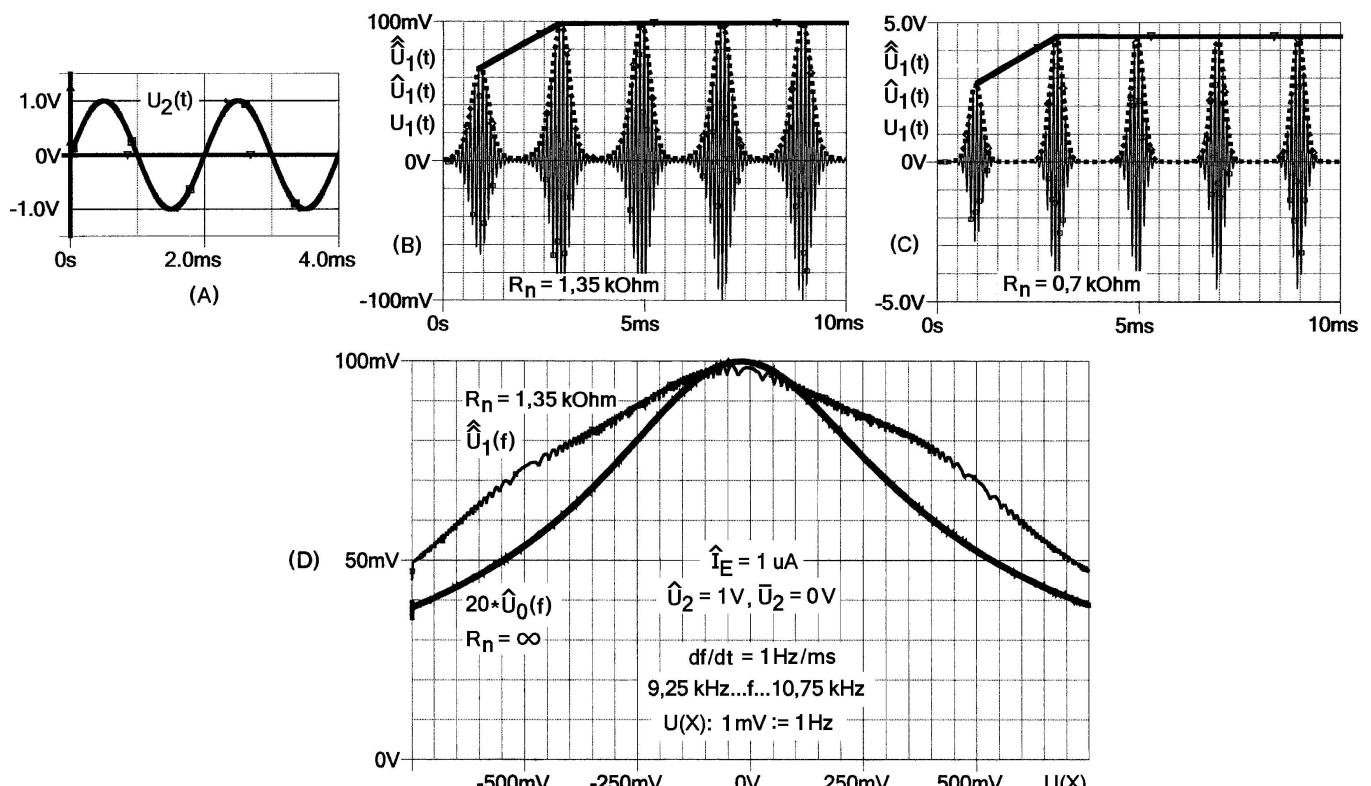


Abbildung 101: (A) Pendelschwingung $u_2(t)$ mit dem Mittelwert $\bar{u}_2 = 0$. Einschwingvorgänge $u_1(t)$, $\hat{U}_1(t)$ und $\hat{\bar{U}}_1(t)$ der stabilen Systeme (B) mit $R_n = 1,35 \text{ k}\Omega$ und (C) mit $R_n = 0,70 \text{ k}\Omega$ mit sehr großer Signalverstärkung. (D) $20 \cdot \hat{U}_0(f)$ ist der Amplitudengang des Schwingkreises ohne Entdämpfung; $\hat{U}_1(f)$, der Abtast-Amplitudengang, besitzt praktisch keine Selektivität mehr, die bei $\bar{u}_2 > 0$ noch vorhanden war.