

**Zeitschrift:** Bulletin de l'Association suisse des électriciens  
**Herausgeber:** Association suisse des électriciens  
**Band:** 22 (1931)  
**Heft:** 12

**Artikel:** Über die Umbildung einer Wanderwelle beim Auflaufen auf eine Transformatorentwicklung  
**Autor:** Krug, W.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1058586>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 25.12.2024

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

# ASSOCIATION SUISSE DES ÉLECTRICIENS

# BULLETIN

## RÉDACTION:

Secrétariat général de l'Association Suisse des Electriciens  
et de l'Union de Centrales Suisses d'électricité, Zurich 8

## EDITEUR ET ADMINISTRATION:

Fachschriften-Verlag & Buchdruckerei S. A., Zurich 4  
Stauffacherquai 36/38

Reproduction interdite sans l'assentiment de la rédaction et sans indication des sources

XXII<sup>e</sup> Année

N<sup>o</sup> 12

Vendredi, 12 Juin 1931

## Ueber die Umbildung einer Wanderwelle beim Auflaufen auf eine Transformatorwicklung.

(Mitteilung aus dem Institut für Starkstrom- und Hochspannungstechnik der Technischen Hochschule Dresden.)

Auszugsweise vorgetragen am 17. Januar 1931

im Kolloquium der Elektrotechnischen Institute der Technischen Hochschule Dresden.

Von Dr.-Ing. W. Krug, Dresden.

621.317.755.00.14+621.316.94

Einleitend wird an bisher vorliegende theoretische und experimentelle Untersuchungen über die Umbildung von Sprungwellen beim Auflaufen auf verhältnismässig einfach gestaltete Spulengebilde angeknüpft und auf Grund eines neueren Versuchsergebnisses an einer vierspulgigen Zylinderwicklung darauf hingewiesen, dass auch für Transformatorwicklungen allgemeiner Ausführungen nach dem Kettenleiterschema von K. W. Wagner ein gewisser Wellenwiderstand von allerdings sehr hohem Werte für die Umbildung der Wellen neben der verschleifenden Wirkung der Eingangskapazität angenommen werden kann.

Im Anschluss hieran werden Versuchsergebnisse an einer bisher noch nicht behandelten Spulenart, einer zweilagigen, gegenläufigen Zylinderspule ohne Eisenkern, bekanntzugeben, die die Wirkung eines wohl definierten Kettenleitergebildes mit sehr kleinem Wellenwiderstand und sehr kleiner Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle längs der Windungen erkennen lassen. Auch erhalten wir über den Charakter des Kettenleiters und die Veränderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit bei verschiedenen Frequenzen interessante Aufschlüsse. Mit Hilfe elementarer Betrachtungen wird ein Ersatzschema aufgestellt; hieraus werden die Ursachen für den kleinen Wellenwiderstand und die kleine Fortpflanzungsgeschwindigkeit ermittelt. Weiterhin dient dieses Schema als Ausgangspunkt für die schematische Darstellung anderer Spulenarten, wie z. B. die zweilagige gleichläufige Spule, die einlagige Zylinderspule und die Doppelspule. Die hieraus gezogenen Schlussfolgerungen über den jedem Gebilde eigenen Wellenwiderstand und die zugeordnete Fortpflanzungsgeschwindigkeit werden durch Oszillogramme an entsprechend geschalteten Scheibenwicklungen nachgeprüft und für richtig befunden. Die wirksame Selbstinduktion pro cm Laufweg der Welle wird für die zweilagige, gegenläufige Spule aus dem Oszillogramm berechnet; das Ergebnis steht in Uebereinstimmung mit der aus den geometrischen Daten der Spule für quasistationären Zustand errechneten Selbstinduktion.

Zur Vertiefung der gewonnenen Erkenntnisse nach der praktischen Seite wurden die Untersuchungen auf das Verhalten der zweilagigen, gegenläufigen Spule mit Eisenkern ausgedehnt. Für dieses Gebilde wird ein frequenzabhängiger Wellenwiderstand gefunden; die Ursache liegt in der Erhöhung der Selbstinduktion durch den Eisenkern. Es wird der Vergrößerungsfaktor berechnet und der Einfluss des Eisenkerns schon nach  $10^{-7}$  s festgestellt. Diese starke Drosselwirkung gibt Anlass, auch die Eignung einer zweilagigen, gegenläufigen Spule mit Eisenkern zur Verschleifung von Wanderwellenstirnen zu ergründen. Zum Schluss wird noch auf die Rückwirkung von Sekundärwicklungen verschiedener Bauart eingegangen. Die orientierenden Oszillo-

L'auteur résume tout d'abord les recherches théoriques et expérimentales effectuées jusqu'à l'heure actuelle sur la transformation des ondes mobiles lors de leur rencontre avec des bobines de types relativement simples et montre ensuite, en se basant sur les résultats d'un essai effectué dernièrement, que pour les enroulements de transformateurs d'exécution courante, selon le schéma des circuits complexes de K. W. Wagner, on peut admettre outre l'effet aplatissant de la capacité d'entrée, une certaine résistance d'onde, dont la valeur est toutefois très forte pour la transformation des ondes.

Dans la suite, l'auteur cite les résultats d'essais effectués sur un type de bobine qu'on n'a pas traité jusqu'à aujourd'hui, sur une bobine cylindrique sans noyau à deux couches enroulées en sens inverse. Ces résultats font ressortir l'effet d'un circuit complexe bien défini, avec très faible résistance d'onde et très faible vitesse de propagation des ondes le long des spires. Ces essais donnent également des renseignements précieux sur le caractère du circuit complexe et sur la variation de la vitesse de propagation en fonction de la fréquence. Avec l'aide de considérations élémentaires, l'auteur établit un schéma phantôme dont il déduit les causes de la valeur très faible, soit de la résistance d'onde, soit de la vitesse de propagation. En outre, ce schéma sert de point de départ pour la représentation schématique d'autres types de bobines, tels que par exemple la bobine à deux couches enroulées dans le même sens, la bobine cylindrique à une couche et la bobine double. Les conclusions sur la résistance d'onde et sur la vitesse de propagation propres à chaque type de bobine sont contrôlées et confirmées par des oscillogrammes établis à l'aide de bobines plates branchées convenablement. L'auteur calcule d'après l'oscillogramme la valeur de la self-induction efficace par cm de chemin parcouru par l'onde pour la bobine à deux couches enroulées en sens contraire et constate que le résultat de ce calcul coïncide avec la valeur de la self-induction calculée d'après les données géométriques de la bobine en question, pour un état quasi-stationnaire.

Pour approfondir du côté pratique les connaissances acquises, l'auteur a étendu ses recherches à la bobine à noyau et à deux couches enroulées en sens contraire; pour ce type de bobine, la résistance d'onde est indépendante de la fréquence, à cause de l'augmentation de la self due au noyau de fer. L'auteur calcule le coefficient d'augmentation et trouve que l'influence est déjà perceptible après  $10^{-7}$  s. Cet effet puissant de réactance pousse à étudier si une bobine à noyau et à deux couches enroulées en sens contraire est propre à aplatir le front d'une onde mobile. Pour terminer, l'auteur discute encore la réaction provoquée par des enroulements secondaires de différentes constructions.

gramme der Primär- und Sekundärklemmenspannung führen zur Erkenntnis der für die Transformierung von Wanderwellen in Betracht kommenden Faktoren und zu wichtigen Richtlinien, die bei der Anwendung von sekundären Sonden- spulen für die Untersuchung der Kraftflusszunahme im Eisenkern einzuhalten sind.

### Einleitung.

Lässt man eine Wanderwelle auf eine Transformatorwicklung auflaufen, dann tritt bekanntlich eine Umbildung der Wanderwelle an den Klemmen des Transformators nach Fig. 1 auf<sup>1) 2)</sup>. Die anlaufende Welle  $e$  wird auf das Doppelte ihres

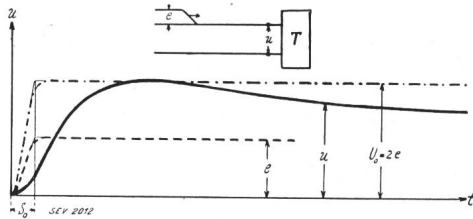


Fig. 1.

Umbildung einer Wanderwelle beim Auftreffen auf eine Transformatorwicklung.

Wertes aufgestaut, im Stirnbereich abgeflacht. Der Aufstau wird durch die hohe Selbstinduktion der Wicklung und die Abflachung durch die Eingangskapazität bewirkt. Dann schliesst sich ein mehr oder weniger rasches Zusammenbrechen der Klemmenspannung  $u$  an, wie es ähnlich der Fall ist, wenn eine konzentrierte Selbstinduktion am Ende einer Doppelleitung oder, was gleichbedeutend ist, unter Zwischenschaltung eines Widerstandes an eine konstante Spannung angelegt wird. Man ist daher gewohnt, eine Transformatorwicklung in erster Annäherung nach Böhm<sup>1)</sup> als eine Parallelschaltung von Selbstinduktion und Eingangskapazität nach Fig. 2 für die Umformung einer anlauf-

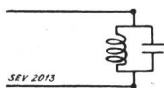


Fig. 2.

Ersatzschema für die Transformatorwicklung nach Böhm.

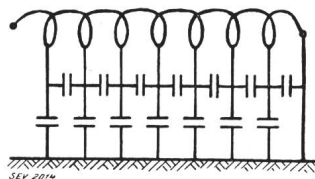


Fig. 3.

Ersatzschema nach K. W. Wagner.

- 1) O. Böhm: «Rechnerische und experimentelle Untersuchung der Einwirkung von Wanderwellenschwingungen auf Transformatorwicklungen», A. f. E., Bd. V, S. 383.
- 2) L. Binder: «Die Wanderwellenvorgänge auf experimenteller Grundlage», Verlag Jul. Springer, Berlin 1928.
- D. Gabor: «Kathoden-Oszillograph», Forschungsheft der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen 1927, H. 1.
- R. Klein: «Kathoden-Oszillographische Messungen über die Beanspruchung von einlagigen Spulen durch Sprungwellen». Dissertation T. H. Dresden 1931.
- J. Ohkohchi: «Untersuchung des Eindringens von Wanderwellen in eine Transformatorwicklung». Dissertation T. H. Dresden 1931.

Des oscillogrammes de la tension aux bornes des enroulements primaire et secondaire, on peut déduire les facteurs qui entrent en ligne de compte pour la transformation des ondes mobiles ainsi que des directives importantes au sujet des bobines secondaires de sondage utilisées pour étudier l'augmentation du flux dans le noyau de fer.

fenden Welle an den Transformatorwicklungen anzunehmen.

In den klassischen Aufsätzen von K. W. Wagner und R. Rüdberg<sup>3)</sup> über das Problem Spule und Wanderwelle finden wir aber in bezug auf einlagige Spulen ein Schema, das die Spule als Kabel, Freileitung, bzw. als Kettenleiter nach Fig. 3 darstellt. Dieser Auffassung folgend müsste man auch die Wicklungen von Transformatoren in allgemeinerer Ausführung als ein derartiges Gebilde betrachten können, das einer anlaufenden Welle gegenüber die Wirkung eines konstanten Wellenwiderstandes wenigstens in erster Annäherung aufweisen sollte. Aus den bisher bekannten experimentellen Ergebnissen ist nun stets ein Aufstau auf das Doppelte ersichtlich; der Wellenwiderstand der Wicklung muss daher praktisch unendlich sein und das Ersatzschema des Kettenleiters entbehrlich erscheinen. Neuere Aufnahmen mit dem Kathodenstrahl-Oszillographen, die vom Verfasser an verschiedenen Wicklungen schon vor längerer Zeit im Rahmen einer von Herrn Prof. Dr. Binder übertragenen grösseren Arbeit gemacht worden sind, führen aber in ihrem Ergebnis doch wieder auf das Wagnersche Schema auch für technische Spulen zurück<sup>4)</sup>. So finden wir dieses Schema z. B. für eine vielspulige Zylinderwicklung für 30 kV eines zwischenkeligen 30-kVA-Transformators bestätigt. Bei vier in Reihe geschalteten Doppelspulen von je 375 Windungen, also insgesamt 1500 Windungen, mit einem mittleren Durchmesser von 247 mm und einem Drahtdurchmesser von 0,8 mm, wird das Oszillogramm (Fig. 4) beim Anlaufen einer steilen Wanderwelle erhalten. Es ist darin die am Transformator auftretende Klemmenspannung  $u$ , wie auch der Verlauf der am offenen Ende ohne Transformator reflektierten Welle  $U_0$  aufgezeichnet. Der Maximalwert der Klemmenspannung  $u$  reicht nicht

- 3) K. W. Wagner: «Das Eindringen einer elektromagnetischen Welle in eine Spule mit Windungskapazität», E. u. M. 1915, S. 89.
- R. Rüdberg: «Entstehung und Verlauf elektrischer Sprungwellen», E. u. M. 1914, S. 729.
- 4) Hinsichtlich der Anfangsspannungsverteilung längs der Spule bedeuten auch schon die Ergebnisse der experimentellen Arbeit von W. Reiche und die kürzlich abgeschlossenen Arbeiten von R. Klein und J. Ohkohchi eine Uebereinstimmung mit dem Wagnerschen Schema.
- W. Reiche: «Messungen über die Spannungsverteilung auf Transformatorwicklungen unter dem Einfluss von Sprungwellen», A. f. E., Bd. XV, S. 216.
- R. Klein: «Kathoden-Oszillographische Messungen über die Beanspruchung von einlagigen Spulen durch Sprungwellen». Dissertation T. H. Dresden 1931.
- J. Ohkohchi: «Untersuchung des Eindringens von Wanderwellen in eine Transformatorwicklung». Dissertation T. H. Dresden 1931.

ganz an die Höhe der Welle  $U_0$  am offenen Ende heran; es lässt sich aus dem Oszillogramm ein Spannungsunterschied von 70 V gegenüber 2000 V

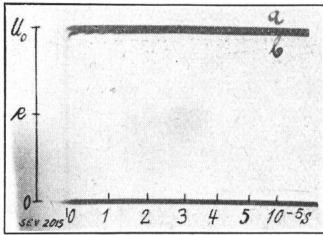


Fig. 4.  
Umformung einer Sprungwelle an einer vielspüligen Zylinderwicklung (Scheibenwicklung, 4 Doppelspulen von je 375 Windungen in Reihe).  
a) Welle am offenen Ende  $U_0$ .  
b) Klemmenspannung  $u$  der Spule.

herauslesen. Da diesem Spannungsunterschied eine Stromentnahme aus dem Wellenwiderstand der Doppelleitung entsprechen muss, ist also mit einem sofortigen Stromfluss in die Wicklung zu rechnen. Der erwähnte Spannungsabfall ist aber auch für längere Zeit konstant. Die Wicklung stellt also für diesen Bereich einen konstanten Wellenwiderstand  $Z_2$  dar, den wir bekanntlich nach der Gleichung

$$\frac{u}{U_0} = \frac{Z_2}{Z_2 + Z_1}$$

berechnen können. Der verwendete Wellenwiderstand der Leitung  $Z_1$  beträgt 500 Ohm. Es ergibt sich also für  $Z_2$  der Wert von 14 500 Ohm. Dieser Betrag ist hoch, gegenüber den technisch vorkommenden Wellenwiderständen von Leitungen praktisch unendlich. Es ist daher nicht verwunderlich, wenn der Charakter eines endlichen Wellenwiderstandes bei Spulen ähnlicher Art — um diese handelt es sich auch bei den bisherigen Arbeiten — verloren geht. Nur bei sehr kleiner Windungszahl und grosser Eingangskapazität ist nach neueren Aufnahmen von Klein<sup>5)</sup> eine etwas stärkere Spannungsabsenkung bemerkbar.

Darüber hinaus sind wir nun auf eine Spulenart gestossen, die eine besonders charakteristische Umformung einer Wanderwelle bewirkt. Es handelt sich um eine *zweilagige Spule mit gegenläufigem Wicklungssinn*. Die hiermit erzielten Ergebnisse sind so aufschlussreich und grundlegend für das Spulenproblem, dass es angebracht erscheint, hierauf im folgenden näher einzugehen.

### I. Die zweilagige gegenläufige Zylinderspule in Luft.

#### a) Der Klemmenspannungsverlauf und seine Auswertung.

Unterspannungsspulen von Transformatoren sind oft zweilagig ausgeführt. Anfang und Ende der Wicklung liegen hierbei zweckmässig beieinander. Der Wicklungssinn der beiden Lagen ist daher gegenläufig. Form und Wicklungsdaten einer solchen Spule sind aus Fig. 5 ersichtlich.

<sup>5)</sup> R. Klein: «Kathoden-Oszillographische Messungen über die Beanspruchung von einlagigen Spulen durch Sprungwellen». Dissertation T. H. Dresden 1931.

Lässt man auf diese Spule eine Sprungwelle  $e = 2600$  V nach Fig. 1 auflaufen, dann wird anstelle der Welle am offenen Ende  $U_0 = 5200$  V das Oszillogramm der Klemmenspannung  $u$  nach Fig. 6 durch den Kathodenstrahl-Oszillographen aufgezeichnet. Im Augenblick des Eintreffens der

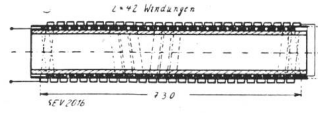


Fig. 5.  
Zweilagige gegenläufige Transformatorspule,  $2 \times 42$  Windungen.

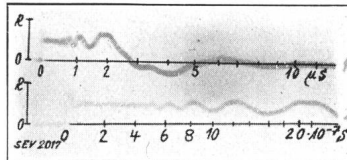
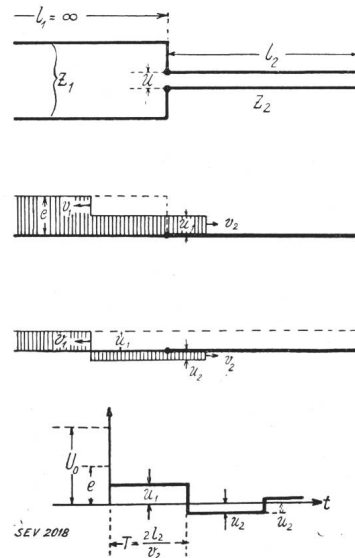


Fig. 6.  
Umgebildete Welle  $u$  an einer zweilagigen, gegenläufigen Zylinderspule nach Fig. 5.  
 $e = 2600$  V.  
 $U_0 = 5200$  V.  
Stirnlänge  $S_0 \sim 3$  m.

Wanderwelle an der Spule zeigt sich sofort eine konstante Spannungsabsenkung auf 25 % von  $U_0$  bzw. 50 % der Höhe der anlaufenden Welle während einer Zeit  $T = 2 \mu$  s entsprechend 600 m Lichtweg. Dann gibt es einen scharfen Spannungsabfall über 0 hinaus mit einer stark gedämpften Schwingung um die Nulllinie. Wir haben die gleiche Wirkung wie bei einem Kabel, das mit kurzgeschlossenem Ende nach Fig. 7 anstelle der



a) kurz nach Ankunft der Welle  $e$  an den Klemmen  $u_1 = 2e \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2}$ .  
b) kurz nach Rückkehr der am Kurzschlusspunkt reflektierten Welle  $u_2 = u_1 \left(1 - \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2}\right)$ .  
c) zeitlicher Verlauf der Klemmenspannung  $u$ .

Fig. 7.

Umformung einer Sprungwelle beim Uebergang von einer Freileitung auf ein kurzgeschlossenes Kabelstück mit  $Z_2 = \frac{1}{3} Z_1$  und  $v_2 < v_1$ .

Spule an die Doppelleitung angelegt ist. Der starken Spannungsabsenkung entspricht der Wellenwiderstand  $Z_2 = \frac{1}{3} Z_1 = 167$  Ohm. Die Laufzeit  $T$  ist dem Laufweg der Welle von der Klemme über die Wicklung zum Kurzschlusspunkt und wieder zurück zugeordnet und ist ein Mass für die Geschwindigkeit  $v_2$ , mit der die Welle über die Wicklung hinwegweilt. Die Drahtlänge einer Lage unserer Spule beträgt nun 21 m, die Lauflänge also 42 m

und demnach die zugehörige Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $v_2 = 0,21 \cdot 10^{10}$  cm/s, also unter  $1/10$  der Lichtgeschwindigkeit. Dies ist ein Wert, der erstmalig wesentlich unter den bisher ermittelten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten ( $1,5 \cdot 10^{10}$  cm/s) von Wanderwellen in Spulen liegt<sup>6)</sup>. Wir dürfen also jetzt nicht mehr annehmen, dass unsere zweilagige Spule als eine einfache Fortsetzung der Doppelleitung mit etwas geändertem Wellenwiderstand zu betrachten ist; wir müssen vielmehr wegen der stark verminderten Fortpflanzungsgeschwindigkeit diese zweilagige Spule als ausgesprochenes Kettenleitergebilde nach Fig. 8<sup>7)</sup> ansehen.

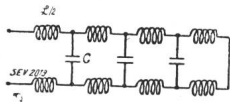


Fig. 8.  
Kettenleiter.

Nach den Wanderwellengesetzen lassen sich Wellenwiderstand und Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines derartigen Kettenleiters bekanntlich durch die Gleichungen

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad v = \sqrt{\frac{1}{L \cdot C}}$$

darstellen, wobei unter  $L$  die Selbstinduktion und unter  $C$  die Kapazität pro cm Laufweg der Welle zu verstehen sind. Im vorliegenden Fall ist nun  $Z$  zwar klein, aber doch von der Größenordnung der Wellenwiderstände normaler Doppelleitungsgelände,  $v$  dagegen sehr klein; wir müssen also sowohl eine grosse kapazitive Kopplung als auch eine starke induktive Beschwerung pro cm Drahtlänge erwarten, die sich rechnerisch auch zu

$$L = 7,95 \cdot 10^{-8} \text{ H/cm und } C = 2,86 \cdot 10^{-12} \text{ F/cm}$$

ergeben. Die Vergleichswerte für eine Laboratoriums-Doppelleitung mit  $Z \sim 480 \Omega$  sind  $L = 1,6 \cdot 10^{-8}$  H/cm und  $C = 0,07 \cdot 10^{-12}$  F/cm.

Für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit haben wir bisher den Grundzug im Oszillogramm herangezogen. In diesem Zusammenhang interessieren uns aber nun weiter die *eigenartigen Oberwellen*, die der Grundwelle überlagert sind. Diese machen sich schon nach verhältnismässig kurzer Laufzeit, etwa nach 3 bis  $4 \cdot 10^{-7}$  s = 90 bis 120 m Lichtweg, bemerkbar. Es treten zunächst Oberschwingungen hoher Frequenz und kleiner Amplitude auf, die aber stetig in Wellenzüge kleinerer Frequenz und wachsender Amplitude übergehen. Die Ursache mag zunächst in der Ausbildung verschiedener Eigenschwingungen in der Spule vermutet werden;

bei einer näheren Betrachtung werden wir aber auf eine andere Erklärung hingewiesen. Wir müssen uns zuvor vergegenwärtigen, dass ein Wanderwellenstoss mathematisch als eine Zusammensetzung vieler sinusförmiger Wellenzüge mit stetig veränderlicher Frequenz aufgefasst werden kann. Solchen sinusförmigen Wellen verschiedener Frequenz gegenüber verhält sich nun ein Kettenleiter nicht immer gleichartig. *K. W. Wagner*<sup>8)</sup> findet bei der Behandlung des Spulenproblems nach seinem Schema (Fig. 3), welches eine Erweiterung des einfachen Kettenleiters durch die Windungskapazität darstellt, dass Wellen kleiner Frequenz rascher über das Kettenleitergebilde hinweglaufen als Wellen höherer Frequenz. In unserem Beispiel treten aber gerade die Oberwellen hoher Frequenz früher am Ausgangspunkt auf als die Wellen kleiner Frequenz. Unsere Spule muss daher gerade umgekehrte Verhältnisse in der Fortpflanzungsgeschwindigkeit als beim Wagnerschen Schema aufweisen. Da nach dem Grundverlauf das Kettenleiterschema aber nicht verlassen werden kann, eine einfache Anordnung selbst unter Hinzuziehung der Windungskapazität zur Erklärung der gefundenen Oberwellen allein jedoch nicht genügt, müssen wir nach einem erweiterten Schema suchen.

Nach *Rüdenberg*<sup>9)</sup> könnte man es vielleicht mit Wellen zu tun haben, die wegen ihrer Lage oberhalb der kritischen Frequenz nur bis zu einer gewissen Tiefe in das Kettenleitergebilde eindringen können, dort reflektiert und infolgedessen sehr rasch zum Anfangspunkt zurückgeworfen werden.

Eine befriedigende Aufklärung glauben wir nun an Hand einer Arbeit von *Küpfmüller und Mayer*<sup>10)</sup> geben zu können. Diese Arbeit behandelt Einschwingvorgänge in Pupinleitungen. Hierbei werden in einfachen Pupinleitungen, die ja auch ein Kettenleitergebilde darstellen, Fortpflanzungsgeschwindigkeiten für Wellen verschiedener Frequenz gefunden, die in Uebereinstimmung mit der Rechnung von *K. W. Wagner* mit höherer Frequenz abnehmen. Andererseits wird aber auch ein besonderer Aufbau von Kettenleitergebilden angegeben, bei denen die Fortpflanzung eines Spannungsstosses nach der Fig. 9 auftritt, die ganz überraschenderweise mit dem Oszillogramm unserer

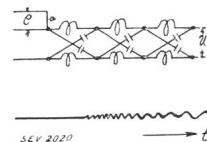


Fig. 9.

Spannungsstoss am Anfang und Auswirkung am Ende eines Kettenleiter-Gebildes nach *Küpfmüller und Mayer*.

6) J. Ohkohchi: «Untersuchung des Eindringens von Wanderwellen in eine Transformatorwicklung». Dissertation T. H. Dresden 1931.

R. Klein: «Kathoden-Oszillographische Messungen über die Beanspruchung von einlagigen Spulen durch Sprungwellen». Dissertation T. H. Dresden 1931.

7) R. Rüdenberg: «Entstehung und Verlauf elektrischer Sprungwellen», E. u. M. 1914, S. 729.

H. Bechtoldt: «Das Verhalten von Prüftransformatoren hoher Eigenkapazität». Dissertation. A. f. E., Bd. XXIV, S. 833.

8) K. W. Wagner: «Das Eindringen einer elektromagnetischen Welle in eine Spule mit Windungskapazität», E. u. M. 1915, S. 89.

9) R. Rüdenberg: «Entstehung und Verlauf elektrischer Sprungwellen», E. u. M. 1914, S. 729.

10) K. Küpfmüller und H. F. Mayer: «Ueber Einschwingvorgänge in Pupinleitungen und ihre Verminderung», Wissensch. Veröff. aus dem Siemens-Konzern, Bd. V, S. 51.

Für den Hinweis auf diese Literaturstelle möchte ich Herrn Prof. Dr. Barkhausen und Herrn Dipl.-Ing. Kluge bestens danken.

zweilagigen Spule übereinstimmt. Es handelt sich in diesem Falle um Ausgleichsleitungen im *Kreuzspulenaufbau*. In Analogie mit diesen theoretisch und experimentell gefundenen Wirkungen werden wir daher auch unsere zweilagige Spule als ein ähnlich zusammengesetztes Gebilde ansehen können.

Bei Annahme eines derartigen Schemas dürfte nun auch die Frage der *kritischen Frequenz*, die in den mathematischen Behandlungen stets grosses Interesse erweckt, aber bis heute noch keine eindeutige Erklärung gefunden hat, durch die Ausführungen von *Küpfmüller* und *Mayer* eine befriedigende Lösung für die im Transformatorbau in Frage kommenden Spulensysteme bekommen. Wie bei den Kreuzgliederkettenleitern werden auch hier verschiedene Durchlässigkeits- und Sperrbereiche sowie Grenzfrequenzen mit Wellenwiderstand  $Z = 0$  bzw.  $Z = \infty$  in Frage kommen.

Diese Wirkungen müssen auch in der *Steilheit der Stirn* der eindringenden Welle zum Ausdruck kommen; auch hierüber gibt uns das Oszillogramm Fig. 6 Aufschluss. Zunächst stellen wir am Anfang eine Verschleifung von 3 auf 15 m Stirnlänge fest; nach der Rückkehr ist dagegen nur noch eine Stirn von 450 m Länge vorhanden. Die Spule erscheint daher erst für Wellen oberhalb 1000 m Wellenlänge vollkommen durchlässig, während Wellen kleinerer Frequenz mehr oder weniger stark unterdrückt werden.

b) *Das Ersatzschema der zweilagigen, gegenläufig gewickelten Spule als Grundlage für die schematische Darstellung anderer Spulenarten.*

*Zweilagige, gegenläufige Spule.* Für unsere zweilagige, gegenläufig gewickelte Spule haben wir sowohl hohe Selbstinduktion wie auch hohe Kapazität pro cm Lauflänge festgestellt. Diese Wirkungen bedürfen einer Erklärung. Zu diesem Zweck legen wir eine schematische Darstellung nach Fig. 10 zugrunde.

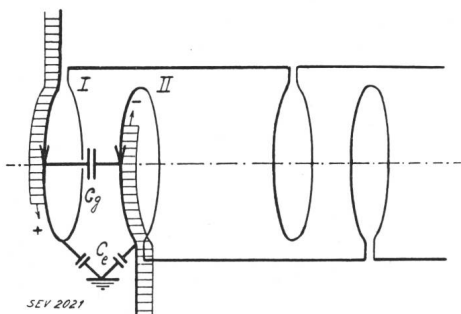


Fig. 10.

Ersatzschema der zweilagigen, gegenläufigen Spule.

Benachbarte Windungen der beiden Lagen I und II sind hierbei der besseren Uebersichtlichkeit wegen nebeneinander gezeichnet; die aufeinanderfolgenden Windungen jeder Lage sind dagegen paarweise voneinander weit abgerückt, damit leichter ein klares Bild von den elementaren Zusammenhängen erhalten werden kann.

Bei Ankunft einer Wanderwelle an den Klemmen einer derartigen Wicklung sehen wir eine positive Spannungswelle in die Lage I und eine negative Spannungswelle in die Lage II einziehen. Die beiden Wellen laufen aufeinander zu, sie sind also gegenläufig. Die hiermit verbundenen Ströme sind dagegen gleichgerichtet. Dadurch entsteht ein beide Windungen der Lagen gemeinsam umfassendes magnetisches Feld, welches den gesamten Spulenquerschnitt durchsetzt. Dieser Spulenfluss ist aber gleichbedeutend mit einer hohen Selbstinduktion, und die eindringenden Wellen finden von vornherein den schon durch Versuch festgestellten hohen induktiven Widerstand vor. — Da die Ausbreitung des Kraftflusses über den ganzen Spulenquerschnitt für diese Wirkung verantwortlich gemacht wird, müsste man auch aus dem Selbstinduktionswert der Spule, der sich aus den geometrischen Daten unter Zugrundelegung des quasistationären Zustandes errechnen lässt, auf den aus dem Oszillogramm ermittelten Selbstinduktionswert pro cm Laufweg schliessen können. Nach dem bekannten Verfahren<sup>11)</sup> erhalten wir für die Selbstinduktion der Spule den Betrag

$$L_{\text{Luft}} = 2,14 \cdot 10^{-4} \text{ H.}$$

Dividieren wir mit der Drahtlänge 2100 cm pro Lage, dann finden wir einen Selbstinduktionswert von

$$L = 1 \cdot 10^{-7} \text{ H/cm,}$$

ein Wert, der in überraschend guter Uebereinstimmung mit dem versuchsmässig festgestellten  $L = 0,795 \cdot 10^{-7} \text{ H/cm}$  steht. Die beim Versuch vorhandene kleinere Zahl weist ferner darauf hin, dass im nichtstationären Zustande während des Eindringens der Welle die weiter abliegenden Windungen noch nicht magnetisch mit den von der Welle überlaufenen Windungen verkettet sind.

Die *kapazitive Kopplung* der Windungselemente bei der Ladung ist in erster Linie durch die Lagenkapazität  $C_g$  gegeben. Wegen des sehr geringen Abstandes der benachbarten Windungen beider Lagen und wegen der sich zwischen ihnen befindenden Lagenisolierung von hoher Dielektrizitätskonstante ist diese Kapazität natürlich verhältnismässig gross, so dass in diesem Falle die Erdkapazität  $C_e$  und die nicht besonders angeführten Windungskapazitäten als klein erscheinen.

Wir haben also für jede Windungsgruppe die Aufladung einer hohen Kapazität über eine hohe Selbstinduktion auch aus der elementaren Betrachtung heraus gewonnen. Aus dem Grundcharakter des Oszillogramms ersehen wir, dass sich von Windungsgruppe zu Windungsgruppe die Verhältnisse wiederholen, ohne dass die gegenseitige Beeinflussung allzu sehr in Erscheinung tritt. In erster Annäherung können wir daher unsere zweilagige Spule als Aneinanderreihung von gegenläufigen Wicklungsschleifen betrachten, die durch einen kleinen Wellenwiderstand und eine kleine Fortpflanzungsgeschwindigkeit ausgezeichnet sind.

*Zweilagige, gleichlaufende Spule.* Es drängt sich nun der Vergleich mit dem Verhalten einer zwei-

<sup>11)</sup> Rein-Wirtz: «Radiotelegraphisches Praktikum», Verlag Jul. Springer, Berlin, 1922, S. 129.

lagigen Spule mit gleichem Wicklungssinn auf<sup>12)</sup>. Diesem Falle entspricht das Schema Fig. 11. Hier sind nun die positiven und negativen Wellen gleichlaufend, während die Ströme gegenläufige Richtung haben. Dadurch muss das gemeinsame Feld aus der grossen Spulenfläche verschwinden. Es kann sich nur das Streufeld senkrecht zur Zylinder-

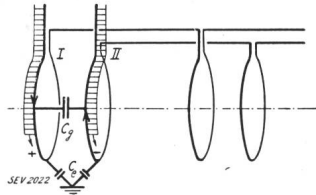


Fig. 11.  
Ersatzschema der zweilagigen, gleichläufigen Spule (Binder-Schleifen).

fläche ausbilden, wie wir es bei im Kurzschluss arbeitenden Transformatorwicklungen kennen, wie wir es aber auch bei den Doppelleitungen und bei den bekannten *Binder-Schleifen*<sup>13)</sup> vorfinden. Der induktive Widerstand der Schleifen muss daher jetzt wesentlich geringer werden als im vorgenannten Fall, während die kapazitive Kopplung unverändert bleibt. Als Auswirkung muss der Wellenwiderstand dieser Spule noch kleiner werden, wohingegen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im gleichen Verhältnis anwächst. Unsere Spule stellt den Fall einer Reihenschaltung von sich gegenseitig nur wenig beeinflussenden Binder-Schleifen dar.

*Einlagige Zylinderspule.* Eine Lösung des Verbandes der zweilagigen Spule mit gleichem Wicklungssinn führt nach dem Schema Fig. 12 zur ein-

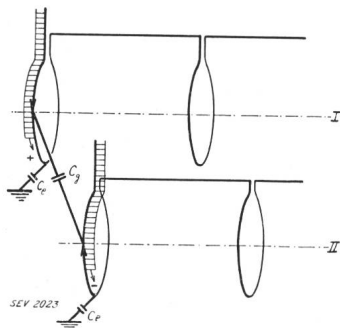


Fig. 12.  
Ersatzschema der einlagigen Zwi-schenkelwicklung.

lagigen Zwi-schenkelwicklung mit einer Vergrösserung der Selbstinduktion, da die Schleifenflächen wieder vom Fluss durchsetzt werden, ferner mit einer Verkleinerung der Kapazität  $C_g$  bei unveränderlich bleibender Erdkapazität  $C_e$ <sup>14)</sup>. Dies muss eine bedeutende Steigerung des Wellenwiderstandes ohne allzu starke Aenderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit sich bringen.

<sup>12)</sup> Eine derartige Spule ist auch identisch mit der zweilagigen bifilaren Spule, die inzwischen auch von Flegler einer eingehenden Untersuchung unterzogen worden ist.

E. Flegler: «Spule und Wanderwelle», A. f. E., Bd. XXV, S. 35.

<sup>13)</sup> L. Binder: «Die Wanderwellenvorgänge auf experimenteller Grundlage», Verlag Julius Springer, Berlin 1928.

<sup>14)</sup> Dieses Schema entspricht auch dem Ersatzbild von R. Rüdberg<sup>3)</sup>.

Einen weiteren Schritt bildet das Umklappen der Spule II vom Schema Fig. 12 um 180° und das Anreihen an Spule I. Es entsteht dadurch eine einlagige Zylinderspule, die allen früheren Betrachtungen zugrunde lag. Staffelt man nun noch die einzelnen Windungen nach Fig. 13, dann gewinnt man wieder leicht einen Einblick in die hier ge-

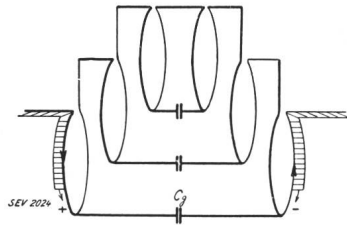


Fig. 13.  
Ersatzschema der einlagigen Zylinderspule.

gebenen Zusammenhänge. Die einlagige Zylinderspule erscheint ebenfalls aus gegenläufigen Windungsgruppen aufgebaut; zugehörige Elemente liegen aber nun symmetrisch zur Mitte; sie haben verschiedenen Abstand untereinander, der nach der Spulenmitte zu immer kleiner wird. Dies hat zur Folge, dass auch die induktive und die kapazitive Kopplung nach der Mitte zu stärker wird und die gegenläufigen Windungsgruppen von aussen nach innen veränderlichen Wellenwiderstand und abnehmende Fortpflanzungsgeschwindigkeit aufweisen. Benachbarte Windungsgruppen können wir als transformatorisch beeinflusste Schleifen mit entsprechender Rückwirkung auffassen, die je nach dem Kopplungsgrad mehr oder weniger stark ausfällt.

*Doppelspule und Scheibenwicklung.* Neben den aus einzelnen Lagen aufgebauten Zylinderwicklungen hat man auch Scheibenwicklungen. Jede Scheibe stellt gewöhnlich eine Doppelspulen-anordnung dar, die zwei gegenläufig gewickelte Spulenhälften nach der Fig. 14 besitzt. Eine derartige

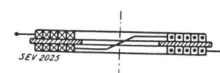


Fig. 14.  
Doppelspule.

Scheibe können wir auch als eine Spule mit gegenläufigen Windungsgruppen auffassen, die aber untereinander sehr starke induktive Kopplung besitzen, so dass also auch eine solche Spule einen Kettenleiter allgemeiner Art darstellt.

Die vollständige Scheibenwicklung (Fig. 15 a) ist eine Reihenschaltung derartiger Spulen und somit eine Reihenschaltung einzelner Kettenleiter. Als Endergebnis müssen wir daher einen verhältnismässig hohen Wellenwiderstand und, wie bei der einlagigen Spule, auch eine verhältnismässig hohe Fortpflanzungsgeschwindigkeit bekommen. Dies wird durch das Oszillogramm Fig. 15 b für eine Scheibenwicklung aus 10 Doppelspulen mit je 11 Windungen von 78 cm mittlerer Windungslänge bestätigt.

Durch Umschaltung der einzelnen Spulen haben wir es nun in der Hand, eine Spule mit gleichlaufenden oder mit gegenläufig wirkenden Spulen-

gruppen aufzubauen und daran auch die Gesetzmässigkeit bezüglich des Wellenwiderstandes und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit zu studieren

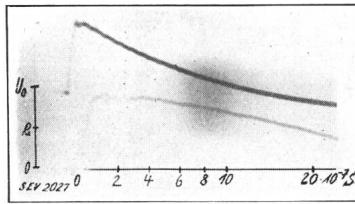
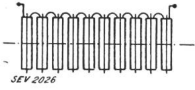


Fig. 15 a.

Fig. 15 b.

Umgebildete Welle an einer Scheibenwicklung. Reihenschaltung von 10 Doppelspulen zu je 11 Windungen nach Ersatzschema Fig. 13.  $L$  gross und  $C$  klein, daher  $Z$  gross und  $v$  gross.

und mit den vorerwähnten Ersatzschaltungen zu vergleichen. So stellt die Schaltung Fig. 16 a eine gleichlaufend gewickelte Spule (Gegenschaltung der Flüsse) dar; sie liefert uns das Oszillogramm Fig. 16 b und zeigt gegenüber der Reihenschaltung eine sehr starke Abnahme des Wellenwiderstandes

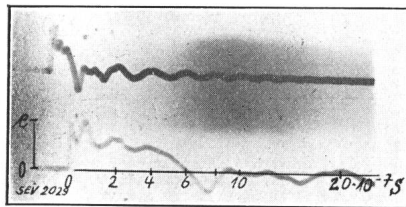
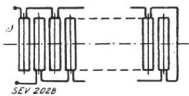


Fig. 16 a.

Fig. 16 b.

Umgebildete Welle an einer Scheibenwicklung. Ueberspringende Reihenschaltung mit Gegenschaltung der Flüsse, nach Ersatzschema Fig. 11 gleichläufig wirkende Spulengruppen.  $L$  klein und  $C$  gross, daher  $Z$  klein und  $v$  gross.

bei fast unveränderlich gebliebener Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Die Schaltung Fig. 17 a stellt dagegen eine gegenläufig wirkende Spulengruppe mit Reihenschaltung der Flüsse dar, die nach dem Oszillogramm Fig. 17 b wieder einen höheren Wellenwiderstand, aber eine kleine Fortpflanzungsgeschwindigkeit besitzt.

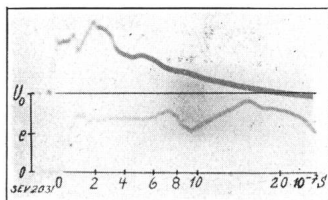
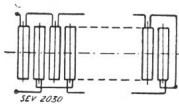


Fig. 17 a.

Fig. 17 b.

Umgebildete Welle an einer Scheibenwicklung. Ueberspringende Reihenschaltung mit Reihenschaltung der Flüsse, nach Ersatzschema Fig. 10 gegenläufig wirkende Spulengruppen.  $L$  gross und  $C$  gross, daher  $Z$  gross und  $v$  klein.

Es ist auffallend, dass wir hier fast die gleichen Wirkungen haben wie bei einer kontinuierlich gewickelten zweilagigen Spule. Wir halten uns daher für berechtigt, jede Transformatorwicklung, wie

sie auch gestaltet sein mag, als ein Kettenleitergebilde allgemeinsten Art, d. h. als eine Reihen-Parallelschaltung von Kettenleiter-elementen aufzufassen.

## II. Die zweilagige, gegenläufige Spule mit Eisenkern.

Von besonderem Interesse ist nun weiterhin das Verhalten der Spule, wenn sie mit einem Eisenkern versehen ist. Bekanntlich hat der Eisenkern wegen seiner hohen magnetischen Leitfähigkeit eine Erhöhung der Selbstinduktion einer Spule zur Folge. Diese Erhöhung ist bei technischem Wechselstrom der bei einer bestimmten Induktion  $\mathcal{B}$  vorhandenen Permeabilität  $\mu$  proportional. Bei Hochfrequenz ist die Zunahme der Selbstinduktion gegenüber der Luftinduktion wesentlich geringer; als Ursache nimmt man eine Verminderung des wirksamen Flussquerschnitts durch die Wirbelströme an.

Da es sich nun bei Sprungwellen auch um sehr kurzzeitige Vorgänge handelt, ist damit zu rechnen, dass der Einfluss des Eisenkernes unter Umständen gar nicht allzu gross sein wird. Ueber die Grösse dieser Einwirkungen liegen bereits einige Versuchsergebnisse<sup>15)</sup> vor, jedoch ist noch keine genügende Klarheit vorhanden. Eine möglichst vollständige Kenntnis ist aber von grosser Wichtigkeit, da von ihr die Beurteilung des Wertes von Schutzdrosselspulen mit Eisenkern, die Beanspruchung von Windungen durch eindringende Wanderwellen an Transformatoren wie auch die Beurteilung der Transformierung von Wanderwellen und die Uebertragung anderer Ueberspannungen von einer Wicklung zur anderen Wicklung wesentlich abhängig ist.

Die folgenden Ergebnisse sollen daher einen weiteren Beitrag liefern.

### a) Der zweiseitige Eisenkern mit einer zweilagigen, gegenläufigen Spule.

Es ist die bisher für sich untersuchte Spule über einen zu ihr passenden Schenkeln eines aus zwei Schenkeln und zwei Jochen gebildeten lamellierten Eisenkernes geschoben. Die Ausmasse des Kernes betragen  $l_{Fe} = 242$  cm (mittlere Kraftlinienlänge) und  $q = 120$  cm<sup>2</sup> (effektiver Eisenquerschnitt).

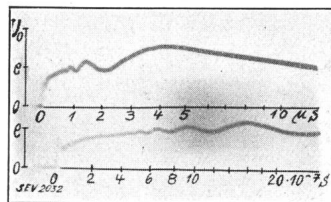


Fig. 18.

Umgebildete Welle an einer zweilagigen gegenläufigen Zylinderspule mit Eisenkern (vergl. Fig. 6).

An diesem Gebilde erzeugt nun eine anlaufende Sprungwelle einen Klemmenspannungsverlauf nach Oszillogramm Fig. 18. Wie bei der Spule ohne Eisenkern erhalten wir auch hier im Augenblick des Eintreffens der Wanderwelle eine Spannungsabsenkung auf 25 % der  $U_0$ -Welle bzw. 50 % der

<sup>15)</sup> E. Flegler, A. f. E., Bd. XIX, S. 529 (1928).



Höhe der anlaufenden Welle und eine Stirnverflachung von 3 m auf 15 m Stirnlänge. Der Eisenkern ist also einer steilen Stirn gegenüber noch völlig unwirksam. Es ist vorläufig nur das Kettenleitergebilde der Luftspule auf die Umbildung der Stirn von Einfluss. Im weiteren Verlauf macht sich aber nun schon *innerhalb*  $2 \cdot 10^{-7} \text{ s} = 30 \text{ m Lichtweg ein Anstieg der Klemmenspannung}$  um 100 % bemerkbar; von da ab wird der Anstieg weniger steil, doch ist er stetig vorhanden. Eine Kettenleiterwirkung ist aber trotz allem noch im Mittelwert erkennbar. Zu einem Zeitpunkte, an dem nun die Rückwirkung des Kurzschlusspunktes der Spule in Gestalt der zurückkommenden negativen Kurzschlusswelle wie bei der Luftspule bemerkbar sein sollte, tritt eine positive Welle mit *Aufstau* auf etwa 170 % der ankommenden Welle auf. Erst hieran schliesst sich ein Abfallen der Klemmenspannung an, wie wir es von einer Selbstinduktion im quasistationären Zustande kennen.

Es ist unschwer, die *Ursache des Spannungsanstieges* von einer Gegen-EMK herzuleiten, die von dem im Eisenkern entstehenden Kraftfluss in der Spule hervorgerufen wird. Diesen Kraftfluss müssen wir uns mit sämtlichen Windungselementen der Spule verkettet denken; er wird daher im Augenblick seines Entstehens während des Eindringens der Welle gleichmässig und praktisch gleichzeitig auf alle Windungselemente zur Wirkung kommen. Die vordringende Welle findet somit in diesem Falle nicht nur den Wellenwiderstand eines Kettenleitergebildes, sondern auch noch eine dazu in Reihe wirksame, konzentriert zu denkende Selbst-

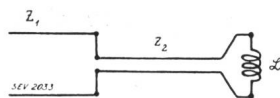


Fig. 19.

induktion, etwa nach dem Ersatzschema Fig. 19, vor, die nun als Ursache des Aufstauens der Welle anzusehen ist. Die Grösse des Aufstauens ist nicht konstant. Wie wir aus dem Oszillogramm leicht ersehen können, ist die Stauwirkung den hochfrequenten Anteilen der Sprungwelle gegenüber gering; diese laufen noch dem Kettenleiter entlang, während sie den tieferen Frequenzen gegenüber mehr und mehr zunimmt und schliesslich so erheblich wird, dass im vorliegenden Beispiel Frequenzen von mehr als etwa 1000 m Wellenlänge einen sehr grossen Wellenwiderstand vorfinden. *Die zweilagige, gegenläufige Spule mit Eisenkern stellt somit ein Kettenleitergebilde dar, das durch einen frequenzabhängigen Wellenwiderstand gekennzeichnet ist.*

Ist der *Einfluss des Eisenkernes* nun gross oder gering? Um ein Urteil hierüber abgeben zu können, muss man versuchen, den Verlauf des Kraftflusses oder dessen Zunahme im Eisenkern bzw. die hierdurch dargestellte Selbstinduktion zu ermitteln und mit dem maximal möglichen Wert zu vergleichen. Es steht uns hierzu der Klemmenspannungsverlauf  $u$  an der Spule nach dem Oszillogramm Fig. 18 und weiterhin der in die Spule fliessende, ebenfalls aus dem Oszillogramm nach Gleichung

$$i = \frac{U_0 - u}{Z_1} \quad (1)$$

berechenbare Strom zur Verfügung. Aus der allgemeinen Transformatorgleichung:

$$u = R \cdot i + w - \frac{d\Phi_\sigma}{dt} \cdot 10^{-8} + w \frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ [V]} \quad (2)$$

können wir nun unter Vernachlässigung des Ohmschen Spannungsabfalles  $R \cdot i$  und der Streuspannung  $w \frac{d\Phi_\sigma}{dt}$  in erster Annäherung

$$u = w \cdot \frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ [V]} = L \cdot \frac{di}{dt} \text{ [V]} \quad (3)$$

ansetzen. Dieser Ansatz ist gültig für quasistationären Zustand. Wir können ihn etwa von dem Zeitpunkt  $5 \mu\text{s}$  ab als vorherrschend betrachten. Für diesen Fall erhalten wir ein

$$\frac{d\Phi}{dt} = 5000 \frac{\text{Maxwell}}{\mu\text{s}} \text{ gegenüber einem } \left(\frac{d\Phi}{dt}\right)_{\text{max}} = \frac{U_0}{w} \cdot 10^{+8} = 6200 \frac{\text{Maxwell}}{\mu\text{s}}$$

Die *wirksame Selbstinduktion* beträgt dabei  $L = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ H}$ .

Nun hat die Spule ohne Eisenkern eine Selbstinduktion von  $L_{\text{Luft}} = 2,14 \cdot 10^{-4} \text{ H}$ . Dem entspricht somit eine Vergrösserung um das *Fünfzigfache*. Bezieht man dagegen den Selbstinduktionswert der Luftspule auf den mittleren Kraftlinienweg im Kern und dessen Querschnitt, dann ergibt sich ein

$$\text{Vergrösserungsfaktor} = \frac{L}{L'_{\text{Luft}}} = \frac{1,1 \cdot 10^{-2}}{4,05 \cdot 10^{-5}} = \underline{272}$$

Gegenüber der Selbstinduktion bei 50 p/s  $L_{50} = 7 \cdot 10^{-2} \text{ H}$  ist dagegen eine Verminderung auf

$$\frac{L}{L_{50}} = \frac{1,1 \cdot 10^{-2}}{7 \cdot 10^{-2}} = 0,16$$

vorhanden.

Könnte man nun annehmen, dass der Querschnitt des Kernes gleichmässig durchmagnetisiert und nur die vom Strom  $i$  und der Windungszahl  $w$  erzeugten Ampèrewindungen an der Bildung des Flusses beteiligt wären, dann müsste der Vergrösserungsfaktor gleichbedeutend mit der Permeabilität  $\mu$  sein. Auf Grund der vorliegenden Magnetisierungskurven für den Kern einschliesslich Luftspalt muss aber der Strom  $i$  zur Zeit  $t = 5 \mu\text{s}$  unter der vorstehenden Annahme eine Permeabilität  $\mu = 3100$  bei  $\Phi = 144\,000 \text{ Maxwell}$  und  $\mathfrak{B} = 1200 \text{ Gauss}$  liefern; die Selbstinduktion müsste also noch zehnmal grösser sein, als sie aus dem Oszillogramm gefunden wurde.

Da dies aber nicht der Fall ist, muss ein wesentlich kleinerer Wert für den tatsächlich vorhande-

nen Kraftfluss und als Ursache für die Verminderung die Rückwirkung der Gegen-Ampèrewindungen der Wirbelströme  $i_w$  nach der Gleichung

$$\Phi = \frac{0,4 \pi (i \cdot w - i_w w_w)}{\frac{l_{Fe}}{\mu \cdot q} + \frac{l_s}{q}} \quad (4)$$

angenommen werden. Unter diesen Umständen wird es aber schwer,  $\Phi$ ,  $\mu$  und  $q$  nur aus dem vorliegenden Oszillogrammaterial zu berechnen.

Für den *nichtstationären Teil* sind die Verhältnisse noch verwickelter, da der aus der Leitung in die Spule fließende Strom auch noch den Ladestrom für den Kettenleiter führt und eine Trennung der einzelnen Stromanteile auf Schwierigkeiten stößt. Allenfalls kann man mit roher Annäherung noch den Einfluss des Eisenkernes für den Zeitabschnitt 1 bis 2  $\mu s$  herauschälen. Hier ist nämlich die Spannung  $u$  nahezu konstant. Diesem Zustande könnte man daher ein Ersatzschema nach Fig. 20 zugrunde legen, bei dem die Gegen-EMK des zunehmenden Kraftflusses  $e_\Phi$  in Reihe zu dem früher an der Luftspule ermittelten Kettenleiterwiderstand  $Z_2$  angenommen wird. Bei einer Klemmenspannung  $u = 2800$  V wird hieraus  $e_\Phi = 2000$  V und

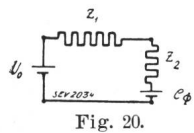


Fig. 20.

$$\frac{d\Phi}{dt} = 2380 \frac{\text{Maxwell}}{\mu s}$$

gefunden. Diese Werte erscheinen durchaus möglich und stehen mit den im stationären Zustand schätzbaren Grössen im Einklang.

*Im grossen und ganzen kann somit der Einfluss des Eisenkernes schon nach einer Zeit von  $10^{-7}$  s trotz der Gegen-Ampèrewindungen der Wirbelströme als ziemlich beträchtlich angesehen werden.*

*b) Der zweiseitenklige Eisenkern mit zwei zweilagigen, gegenläufigen Spulen.*

Weitere wichtige Aufschlüsse über das Verhalten des Eisenkernes erhalten wir, wenn auf je einem Schenkel des Kernes eine Spule verwendet wird. Hier haben wir es in der Hand, den Fluss durch Reihenschaltung der magnetischen Triebkräfte der beiden Spulen zu vergrössern oder durch Gegenschaltung zu vermindern, bzw. auf die Streuflüsse zu beschränken. Beide Wirkungen können ferner durch Reihenschaltung oder Parallelschaltung der Spulen erzielt werden.

Die Umbildung der Welle erfolgt beispielsweise nach den Oszillogrammen Fig. 21 und Fig. 22 bei Reihenschaltung der Spulen. Es überrascht die vollständige Gleichartigkeit der Spannungsverläufe im Anfangszustand in praktisch vollkommener, zeitlicher Uebereinstimmung sowohl untereinander als auch mit dem Spannungsverlauf an nur einer Spule mit Eisenkern. Der *nichtstationäre Zustand* ist also in allen Fällen von dem Kettenleitergebilde be-

herrscht; die Spannungshöhe folgt hierbei dem Gesetz der Reihenschaltung bzw. Parallelschaltung von Wellenwiderständen. Ganz auffallenderweise

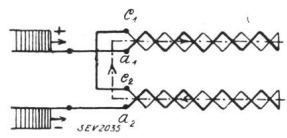


Fig. 21a.

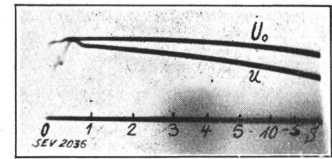


Fig. 21b.

Umgebildete Welle  $u$  an einer zweilagigen gegenläufigen Zylinderspule mit Eisenkern. Pro Schenkel eine Spule, Reihenschaltung der Spulenflüsse.

ist der nichtstationäre Vorgang aber sonst völlig unabhängig von der Reihen- bzw. Gegenschaltung der Flüsse, so dass während dieser Zeit die Wirkung vorhanden ist, als ob jede Spule unabhängig von der anderen mit je einem eigenen Eisenkern verkettet sei. Die gemeinsame Verkettung durch denselben Eisenkern macht sich erst im *quasistationären Zustand* bemerkbar; dieser ist dann natürlich

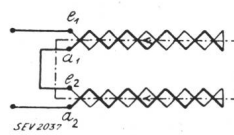


Fig. 22a.

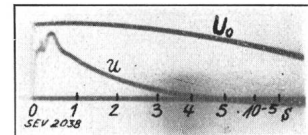


Fig. 22b.

Umgebildete Welle  $u$  an einer zweilagigen gegenläufigen Zylinderspule mit Eisenkern. Pro Schenkel eine Spule, Gegenschaltung der Spulenflüsse.

durch die Reihen- bzw. Parallelschaltung von Selbstinduktionen bei entsprechender Reihen- oder Gegenschaltung der magnetischen Triebkräfte ausgezeichnet.

Bisher haben wir unser Augenmerk stets auf den Verlauf der Klemmenspannung ( $u$ ) gelegt. Die Oszillogramme richten unsern Blick aber auch noch einmal auf den *Unterschied zwischen der Klemmenspannung ( $u$ ) und der Welle ( $U_0$ )*. Dieser Unterschied ist, wie wir früher schon gesehen haben, der Spannungsabfall an dem Wellenwiderstand der angeschlossenen Leitung und somit ein Mass für den in die Spule fließenden Strom. Wir können diesem Wert aber noch eine andere Deutung geben. Wenn wir z. B. die Schaltung zu Fig. 21 zugrunde legen, dann ist dieser Strom auch in der Kurzschlussverbindung zwischen  $e_1$ — $e_2$  vorhanden, sofern wir vom nichtstationären Zustand absehen. Würden wir dieser Verbindung einen bestimmten Widerstand zuordnen, die Verbindung also etwa durch eine fortgeführte Doppelleitung ersetzen, dann wäre der Strom auch ein Mass für die an den Klemmen  $e_1$ — $e_2$  auftretende und in die Leitung einziehende Spannungswelle; dies wäre aber gleichbedeutend mit der von der Spule durchgelassenen Spannungswelle, wenn sie *im Zuge einer Leitung* statt am Ende liegen würde. Da nun gewöhnlich der Wellenwiderstand der abgehenden gleich dem der ankommenden Leitung gesetzt werden kann,

wäre der Spannungsunterschied ( $U_0-u$ ) vollkommen identisch mit der durchgelassenen Welle. Diese Werte sind nun nach dem Oszillogramm Fig. 21 verhältnismässig klein, es müsste also das Gebilde nach dem eben beschriebenen Aufbau einen ziemlich guten *Wanderwellenschutz* abgeben.

Wir machen die Probe und erhalten für die durchgelassene Welle das Oszillogramm Fig. 23 mit

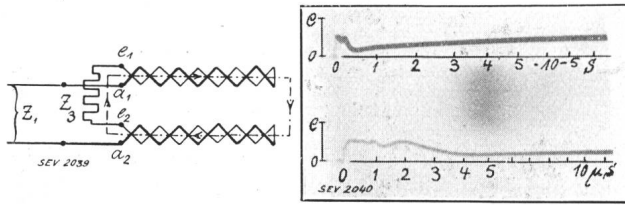


Fig. 23a.

Fig. 23b.

Doppelspule mit Eisenkern als Wanderwellenschutz; durchgelassene Welle  $u_{e1-e2}$  im Zuge einer Leitung.

dem entsprechenden Ersatzschema. Es tritt zunächst eine Reihenschaltung von Wellenwiderständen mit Verschleifung der Stirn von 3 auf 15 m und eine Herabsetzung der ankommenden Welle auf 50 % während einer Dauer von  $2 \mu s$  in Wirkung, die dann durch eine starke Drosselung im quasistationären Zustande abgelöst wird. Anstelle der bei Drosselspulen üblicher Bauart<sup>16)</sup> bemerkbaren kapazitiven Spitze ist hier nun eine neue durchgelassene Spannungsform, ein während längerer Zeit konstanter Spannungsbuckel, aufgetreten. — Die Schutzwirkung dieses Gebildes scheint also nicht ungünstig zu sein. Ob eine Verwendung im Zuge einer Leitung in Frage kommen kann, hängt aber davon ab, ob der Selbstinduktionswert von  $2 \cdot 7 \cdot 10^{-2}$  H bei 50 p/s und der Spannungsabfall von 220 V pro Spule mit Rücksicht auf Resonanzerscheinungen im Netz zulässig erscheint.

Aber auch dann darf man sich noch keinen übertriebenen Hoffnungen hingeben. Nicht immer ist die Drosselspule im Zuge einer Leitung ver-

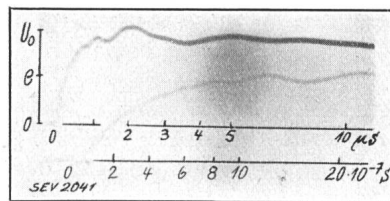


Fig. 24.

Doppelspule mit Eisenkern als Wanderwellenschutz; durchgelassene Welle  $u_{e1-e2}$  am Ende einer Leitung.

wendbar. Vielfach bildet sie auch gleichsam ein *offenes Ende*. In diesem bisher nur wenig beachteten Fall hat die durchgelassene Welle die Form nach Oszillogramm Fig. 24 ( $Z_3 = \infty$  in Schaltung zu Fig. 23). Die anlaufende Welle wird zwar auf eine Keilstirn von 150 m verflacht, aber sonst prak-

<sup>16)</sup> H. Trage: «Messungen über den Durchgang von Wanderwellen durch Schutzdrosselspulen», A. f. E., Bd. XV, H. 4, S. 345 ff., Diss. 1925.

R. Klein: «Die Grösse der Gesamt-Windungskapazität von Schutzdrosselspulen», E. u. M. 1930, H. 15.

tisch innerhalb  $1 \mu s$  auf das Doppelte ihrer Rückenspannung aufgestaut. *Es ist also nur für sehr steile Wellen ein Verflachungsschutz, dagegen keine dauernde Spannungsabsenkung* gegeben.

c) Die Rückwirkung von Sekundärspulen.

Zum Schluss müssen wir auch noch auf den Einfluss von über die Primärspule geschobenen Sekundärspulen eingehen. Möglicherweise sind mehr oder weniger starke Rückwirkungen auf die Umbildung der anlaufenden Welle an der Primärspule zu erwarten, dann ist aber auch die an den Sekundärklemmen auftretende Klemmenspannung von grossem Interesse, da sie uns Aufschluss über die Transformierung von Wanderwellen und über den Verlauf des Kraftflusses  $\Phi$  geben kann.

Wir schieben über die Primärspulen je 14 Scheibenspulen mit je 375 Windungen als *sekundäre Zylinderwicklung*. Auf dem einen Schenkel werden vier dieser Spulen in Reihe geschaltet. Die zugehörige Primärspule liegt an der Doppelleitung. Alle anderen Spulen sind offen und nicht miteinander verbunden<sup>17)</sup>. Das Ergebnis stellt das Oszillogramm Fig. 25a für die Klemmenspannungen an der Primärspule bei verschiedenen Wellenwiderstän-

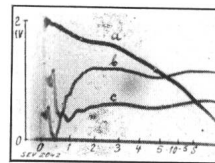


Fig. 25a.

Zweilagige gegenläufige Spule mit Eisenkern und mit sekundärer Scheibenwicklung von hoher Windungszahl.

a) Primäre Klemmenspannung.

Kurve a bei  $Z_1 = 0$ .

Kurve b bei  $Z_1 = 200$  Ohm.

Kurve c bei  $Z_1 = 700$  Ohm.

b) Sekundäre Klemmenspannung.

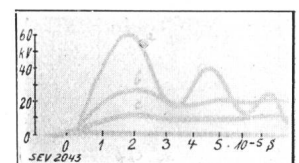


Fig. 25b.

den der Leitung und das Oszillogramm Fig. 25b für die zugehörigen Sekundärspannungen an den vier in Reihe geschalteten Scheibenspulen dar.

Die an der Primärwicklung umgebildete Welle hat nun wieder eine andere Form. Zunächst zeigt sich die übliche Spannungsabsenkung mit anschliessendem konstanten Rücken, als ob nur die zweilagige, gegenläufige Spule allein vorhanden wäre. Dann tritt aber ein tiefer Sattel und anschliessend hieran eine Spannungszunahme auf, die durch die übliche Spannungsabsenkung an einer konzentrierten Selbstinduktion abgelöst wird. Dieser Kurvenzug bereitete anfänglich Schwierigkeiten; nach den vorstehenden Einführungen ist es aber nicht mehr schwer, eine befriedigende Deutung zu geben. Der tiefe Sattel ist ein Zeichen, dass der Einfluss des Eisenkernes kompensiert ist. Die Ursache muss in den Sekundärspulen liegen. Offensichtlich liegt hier die Wirkung von Gegen-Ampèrewindungen vor. Diese wird erklärlich, wenn wir

<sup>17)</sup> Dies ist lediglich eine Schutzmassnahme, damit keine unzulässig hohen Spannungen auf der Sekundärseite auftreten.

uns vergegenwärtigen, dass die sekundären Scheibenspulen eine sehr hohe Windungs- und Spulenkapazität besitzen. Diese bildet im Anfang einen Kurzschluss zur Selbstinduktion. *Die Ladeströme der Spulenkapazität sind also Kurzschlußströme in der Sekundärwicklung.*

Dies ist nun auch der Grund dafür, dass an den Sekundärklemmen während des nichtstationären Spannungszustandes der Primärspule kaum eine nennenswerte Spannung vorhanden ist und die Spannungszunahme erst mit dem zweiten Anstieg der Primärspannung nach dem Sattel beginnt<sup>18)</sup>. Dann wird aber das Verhältnis der Klemmenspannungen auch gleich dem Verhältnis der Windungszahlen; Eigenschwingungen der Sekundärwicklung bedingen sogar darüber hinausgehende Ueberspannungen. Im vorliegenden Falle kommt also eine primärseitig anlaufende steile Stirn sekundärseitig nur als sehr stark verflachte Stirn von etwa 6000 m Kopflänge zum Vorschein; es werden also *nur Wellen von über 6000 m Länge im vollen Uebersetzungsverhältnis, bezogen auf die Primärklemmenspannung, transformiert.*

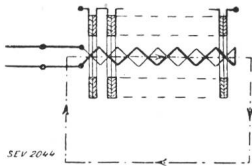
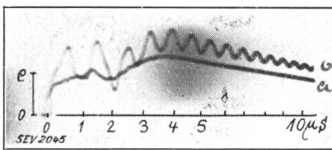
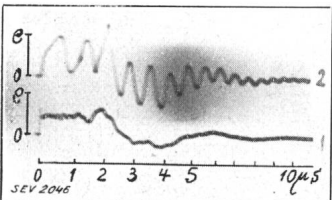


Fig. 26.  
Zweilagige gegenläufige Spule mit sekundärer Scheibenwicklung von kleiner Windungszahl,



a) mit Eisenkern.  
Kurve a primäre Klemmenspannung.  
Kurve b transformierte Welle.



b) ohne Eisenkern.  
Kurve 1 primäre Welle.  
Kurve 2 transformierte Welle.

Ersetzt man die aus vielen Windungen bestehenden Sekundärspulen durch zehn Scheibenspulen mit je 11 Windungen von der Bauart Fig. 14, nimmt man also ein kleineres Uebersetzungsverhältnis (110 : 84) und damit auch eine kleinere

<sup>18)</sup> Ueber einen ähnlichen Fall verzögerter Spannungszunahme siehe Harald Müller: «Anstoss quasistationärer und nichtstationärer Schwingungsvorgänge» usw., Z. f. t. Ph. 1930, Nr. 10, S. 405—427.

Eigenkapazität, dann erhält man Oszillogramme für die Primär- und Sekundärspannung nach Fig. 26a mit Eisenkern und Fig. 26b ohne Eisenkern. Es bleibt also primärseitig der Kettenleiter-Charakter der Spule allein mit und ohne Eisenkern gewahrt. Sekundärseitig ist aber nun eine bedeutend weniger verschliffene Stirn (90 bis 100 m) vorhanden; auch ist schon nach etwa 2 bis  $3 \cdot 10^{-7}$  s das durch die Windungszahlen festgelegte Uebersetzungsverhältnis gewahrt, so dass in diesem Fall etwa über 30 m lange Wellenstöße schon voll transformiert werden. Der Einfluss des Eisenkernes ist frühzeitig erkennbar; er hat auch dämpfende Wirkung auf die Oberwellen in der Sekundärspannung.

Bei *Scheibenwicklungen* mit ineinander geschobenen Primär- und Sekundärspulen erhalten wir grundsätzlich die gleichen Vorgänge; bei enger Kopplung kann sogar ein Teil der anlaufenden steilen Stirn kapazitiv bis zu 20 % der Wellenhöhe auf die Sekundärseite übertragen werden.

In diesem Zusammenhange kann nun auch die Feststellung gemacht werden, dass das Problem «Die Transformierung von Wanderwellen» im wesentlichen von folgenden Faktoren beherrscht wird:

1. Umbildung der Welle an der Primärwicklung während des nichtstationären und des quasistationären Zustandes,
2. Kopplungsgrad zwischen Primär- und Sekundärwicklung,
3. Windungs- und Spulenkapazität bzw. in Verbindung mit der Selbstinduktion die Eigenschwingung der Sekundärspule,
4. Länge der anlaufenden Sprungwelle,
5. Mitwirkung des Eisenkernes,
6. äussere Belastung der Sekundärwicklung.

Hinsichtlich der Verwendung einer Sekundärwicklung zur Untersuchung des Verlaufes des Kraftflusses im Eisenkern können wir ferner den wichtigen Schluss ziehen, dass hierfür nicht jede beliebige Wicklung geeignet ist, sondern dass nur möglichst kapazitätsarme Spulen brauchbar sind.

Die Arbeit wurde im Institut für Starkstrom- und Hochspannungstechnik der Technischen Hochschule Dresden durchgeführt. Seiner Magnifizenz, Herrn Prof. Dr.-Ing. *Binder*, möchte ich für das den Versuchen entgegengebrachte Interesse und für die fördernden Anregungen meinen herzlichsten Dank zum Ausdruck bringen.

Ferner sei der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für die finanzielle Unterstützung herzlichst gedankt.