

Zur Theorie des schwingungsfreien Drehstromtransformators

Von

Richard Elsner

Mit 23 Bildern

Mitteilung aus dem Transformatorenwerk der Siemens-Schuckertwerke AG
zu Nürnberg

Eingegangen am 11. Januar 1938

Sonderdruck

aus

Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus den Siemens-Werken
XVIII. Band, 1. Heft

Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH 1939

ISBN 978-3-662-27917-5

ISBN 978-3-662-29425-3 (eBook)

DOI 10.1007/978-3-662-29425-3

Inhaltsübersicht.

- | | |
|--|---|
| I. Einführung. Überblick über die bisherige Entwicklung des „schwingenden“ und des „nichtschwingenden“ Transformators. | B. Ausdämpfung der Grundschwingung durch Hilfsdreieckwicklung.
a) beim Transformator mit Lagenwicklung.
b) beim Transformator mit Röhrenwicklung. |
| II. „Schwingungsarme“ Transformatoren.
A. Vergleichmäßigung der Anfangsverteilung durch Erhöhung der gegenseitigen Kapazität zwischen den Spulen bzw. Lagen.
1. Manteltransformator mit Scheibenwicklung.
2. Kerntransformator mit Lagenwicklung.
a) die Lagenspannungen.
b) die Spannungen gegen Erde. | III. „Schwingungsfreie“ Drehstromtransformatoren.
IV. Übertragung von Stoßspannungen auf die Unterspannungsseite von Lagenwicklungsformatoren.
V. Ergebnisse.
Zusammenfassung. |

I. Einführung.

Die Forderung nach Gewittersicherheit der Hochspannungstransformatoren hat besonders im letzten Jahrzehnt die Forschung auf diesem Gebiet des Transformatorbaues zu einer Reihe sehr interessanter Lösungen für den Wicklungsaufbau moderner Leistungstransformatoren geführt. Seit man durch die grundlegenden Arbeiten von K. W. Wagner¹⁾ die Ursachen für die beim Auftreffen einer Stoßspannungswelle innerhalb der Wicklung entstehenden Überspannungen erkannt hatte, gingen die Bestrebungen zum Bau gewitterfester Transformatoren im wesentlichen in zwei Richtungen:

Die einen waren bemüht, unter grundsätzlicher Beibehaltung des aus Gründen der Kurzschlußsicherheit üblich gewordenen Aufbaues der Wicklung als Röhrenwicklung mit Scheibenspulen die Wicklung so stark zu isolieren, daß die infolge der ungünstigen Anfangsspannungsverteilung bei dieser Wicklungsbauart entstehenden Spulen- und Lagenspannungen überall gehalten werden. Bei diesem Verfahren kommt es also, abgesehen von gewissen Maßnahmen zur Herabsetzung der Spannungen innerhalb der Eingangsspulen — wie z. B. das Aufsetzen eines Sprühringes auf die erste Spule — vor allem darauf an, die Isolation so zweckmäßig innerhalb der

¹⁾ K. W. Wagner: Elektrotechn. u. Masch.-Bau **33** (1915) S. 89 u. 105 — ETZ **37** (1916) S. 425 — Arch. Elektrotechn. **6** (1918) S. 301.

Wicklung zu verteilen, daß sie jeweils der an der betreffenden Stelle auftretenden Beanspruchung entspricht. Eine derartige wirtschaftliche Ausnützung des Isolierstoffes, bei der jeder überflüssige Aufwand durch Überisolation an gewissen Stellen vermieden wird, war naturgemäß erst auf Grund der neuesten mit Hilfe des Kathodenstrahloszillographen gewonnenen Forschungsergebnisse möglich. Denn nur der Kathodenoszillograph erlaubt, den zeitlichen Verlauf der Spannung an jedem beliebigen Punkt der Wicklung beim Auftreffen einer Stoßspannungswelle zu verfolgen.

Die zweite Richtung ging einen von dem soeben beschriebenen grundsätzlich verschiedenen Weg. Ihr Ziel war, die Ursache der Überspannungen, also die Ausgleichsschwingungen der Wicklung, überhaupt zu beseitigen und von vornherein eine möglichst gleichmäßige Aufteilung der Stoßspannung auf die einzelnen Wicklungsabschnitte zu erzwingen. Um das Ziel zu erreichen, ist es nötig, entweder durch grundsätzliche Änderungen im Aufbau der Wicklung oder durch Anbringen von metallischen Schilden das im Augenblick des Auftreffens der Blitzwelle sich ausbildende elektrostatische Feld so zu steuern, daß die entstehende Anfangsspannungsverteilung längs der Wicklung möglichst weitgehend der jeweiligen quasistationären Endverteilung der Stoßspannung entspricht.

Zwischen diesen beiden grundsätzlichen Wegen gibt es noch eine Anzahl von Zwischenlösungen, die sich z. B. damit begnügen, lediglich die Anfangsspannungsverteilung möglichst linear zu machen und auf eine völlige Beseitigung der Ausgleichsschwingungen verzichten. Diese Zwischenlösungen sollen im folgenden, im Gegensatz zu den beiden grundsätzlichen Lösungen, dem „schwingenden“ und dem völlig „schwingungsfreien“ oder „nichtschiebenden“ Transformator als „schwingungsarme“ Transformatoren bezeichnet werden.

Den Weg zum „schwingungsfreien“ Transformator hat man zuerst vor allem in Amerika beschritten. Die dort von J. M. Weed¹⁾ und von K. K. Palueff^{2), 3)} angegebenen Lösungen mit metallischen Schilden waren jedoch auf den in Amerika vorherrschenden Betrieb der Netze mit fest geerdetem Sternpunkt abgestellt und daher für den in Deutschland üblichen Betrieb mit freiem Sternpunkt nicht ohne weiteres brauchbar. In Deutschland sind daher erst in den letzten Jahren von einigen Firmen^{4), 5)} „schwingungsarme“ Drehstromtransformatoren entwickelt worden, die als Kerntransformatoren mit Lagenwicklung und ohne metallische Schirme ausgeführt sind.

Die folgende Arbeit⁶⁾ soll nun gerade für den Betrieb mit freiem Sternpunkt einen zusammenhängenden Überblick über die Theorie der „schwingungsarmen“ und der „schwingungsfreien“ Drehstromtransformatoren geben. Im Hinblick darauf, daß die Entwicklung auf diesem Gebiet des Transformatorenbaues noch keineswegs abgeschlossen ist, beschränken sich dabei die Untersuchungen nicht auf einfache Lagenwicklungstransformatoren, wie sie heute schon ausgeführt werden, sondern es werden auch die Ergebnisse von Untersuchungen an einigen neuartigen Lösungen für einen

¹⁾ J. M. Weed: Trans. Amer. Inst. electr. Engrs. **41** (1922) S. 149 ... 155.

²⁾ K. K. Palueff: Electr. Engng. **55** (1936) S. 649.

³⁾ W. A. McMorris and J. H. Hagenguth: Gen. Electr. Rev. **33** (1930) S. 558 ... 565.

⁴⁾ J. Biermanns: ETZ **58** (1937) H. 23/24/25.

⁵⁾ ETZ **58** (1937) S. 245.

⁶⁾ Die Versuche wurden im Stoßprüffeld des Transformatorenwerkes der SSW, Nürnberg, durchgeführt. Ein großer Teil der Kathodenstrahloszillogramme wurde von Herrn Dipl.-Ing. W. Walkenhorst aufgenommen.

„schwingungsfreien“ Transformator mitgeteilt, welche unter Umständen für die zukünftige Entwicklung von Bedeutung werden können.

Hinsichtlich der Vor- und Nachteile der verschiedenen Bauweisen muß zur Vermeidung von Mißverständnissen noch vorangeschickt werden, daß sich sowohl „schwingende“ wie „schwingungsarme“ Transformatoren heute wirtschaftlich gewittersicher bauen lassen. Ob daher in Zukunft der „schwingungsarme“ bzw. der „schwingungsfreie“ Transformator den „schwingenden“ Transformator jemals verdrängen wird, erscheint heute zumindest zweifelhaft. Eine objektive Betrachtung zeigt vielmehr, daß jede Konstruktion ihre bestimmten Anwendungsgebiete besitzt, für welche sie sich ganz besonders vorteilhaft und wirtschaftlich bauen läßt, daß aber in einem weiten Verwendungsbereich keine der beiden Bauformen der anderen gegenüber technische oder wirtschaftliche Vorteile voraus hat.

II. „Schwingungsarme“ Transformatoren.

A. Vergleichmäßigung der Anfangsverteilung durch Erhöhung der gegenseitigen Kapazität zwischen den Spulen bzw. Lagen.

1. Manteltransformator mit Scheinwicklung.

Aus der Theorie des schwingenden Transformators sind die Beziehungen für die Anfangsverteilung einer steilen Stoßspannungswelle längs einer einphasigen Wicklung bei freiem und bei fest geerdetem Nullpunkt bekannt¹⁾. Da nun die Spannungsverteilung beim Stoß auf einen in Stern geschalteten Drehstromtransformator mit freiem Nullpunkt sich je nach der Stoßart aus der Spannungsverteilung bei einpoligem Stoß durch Überlagerung entsprechender Spannungsanteile herleiten läßt²⁾, so ergeben sich für die Anfangsspannungsverteilung die folgenden Beziehungen (vgl. die gestrichelten Linien in Bild 1).

a) Fest geerdeter Nullpunkt (ein- und mehrpoliger Stoß).

$$u_n = U \cdot \frac{\mathfrak{E}_{\sin}\left(\frac{N-n}{N}\right)\alpha}{\mathfrak{E}_{\sin}\alpha}; \quad (1)$$

b) Einpoliger Stoß bei freiem Nullpunkt.

$$u_n = \frac{2}{3} U \cdot \frac{\mathfrak{E}_{\sin}\left(\frac{N-n}{N}\right)\alpha}{\mathfrak{E}_{\sin}\alpha} + \frac{U}{3} \cdot \frac{\mathfrak{C}_{\sigma\uparrow}\left(\frac{N-n}{N}\right)\alpha}{\mathfrak{C}_{\sigma\uparrow}\alpha}; \quad (2)$$

c) Zweipoliger Stoß bei freiem Nullpunkt.

$$u_n = \frac{U}{3} \cdot \frac{\mathfrak{E}_{\sin}\left(\frac{N-n}{N}\right)\alpha}{\mathfrak{E}_{\sin}\alpha} + \frac{2}{3} U \cdot \frac{\mathfrak{C}_{\sigma\uparrow}\left(\frac{N-n}{N}\right)\alpha}{\mathfrak{C}_{\sigma\uparrow}\alpha}; \quad (3)$$

d) Dreipoliger Stoß bei freiem Nullpunkt.

$$u_n = U \cdot \frac{\mathfrak{C}_{\sigma\uparrow}\left(\frac{N-n}{N}\right)\alpha}{\mathfrak{C}_{\sigma\uparrow}\alpha}. \quad (4)$$

¹⁾ K. W. Wagner: a. a. O.

²⁾ R. Willheim: Elektrotechn. u. Masch.-Bau 50 (1932) S. 16 u. 28.

Hierin bedeutet N die Gesamtzahl der Spulen, n die Ordnungszahl der betreffenden Spule, vom Eingang aus gerechnet,

$$\alpha = \sqrt{\frac{C}{K}} \quad \text{mit} \quad C = N \cdot C_s$$

als gesamter Erdkapazität und $K = \frac{K_s}{N}$ als wirksamer Querkapazität der Wicklung. Für die bei unendlich langer Stoßwelle sich einstellenden quasistationären Endverteilungen gelten die geraden Linien in Bild 1. Während demnach bei festgeerdetem

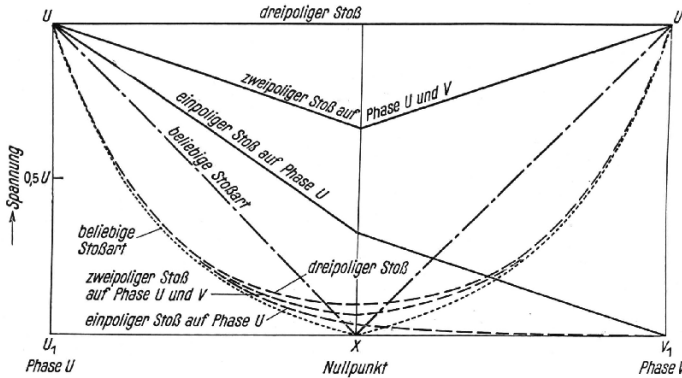


Bild 1. Anfangs- und Endverteilungen der Spannung beim Stoß auf einen Drehstromtransformator. — Endverteilungen bei freiem Nullpunkt. - - - Endverteilung bei fest geerdetem Nullpunkt. - - - Anfangsverteilungen bei freiem Nullpunkt. - - - Anfangsverteilung bei fest geerdetem Nullpunkt.

Nullpunkt die Endverteilung, unabhängig von der Stoßart, stets demselben linearen Gesetz folgt, ist bei freiem Sternpunkt je nach der Stoßart die Endverteilung entweder eine Gerade von U am Wicklungseingang nach $U/3$ am Sternpunkt (einpolarer Stoß) oder nach $\frac{2}{3} U$ am Sternpunkt (zweipolarer Stoß) oder endlich eine Parallele im Abstand U zur Abszissenachse (dreipolarer Stoß). Je mehr nun die Anfangs-

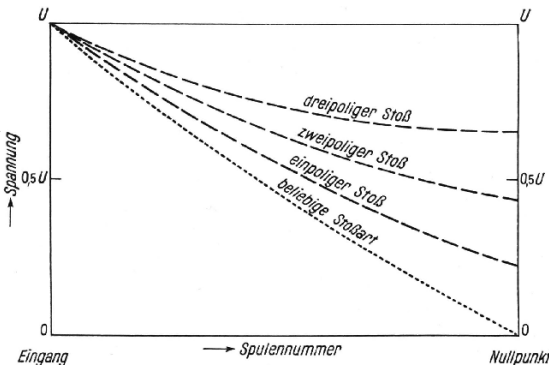


Bild 2. Anfangsspannungsverteilung beim Stoß auf einen Drehstromtransformator mit $\alpha = \sqrt{C/K} = 1$. - - - Sternpunkt frei. - - - Sternpunkt fest geerdet.

verteilung der Spannung der jeweiligen Endverteilung angeglichen wird, um so geringer werden die Amplituden der Ausgleichsschwingung der Wicklung.

Das naheliegendste Verfahren, um dies zu erreichen, ist eine Vergrößerung der gegenseitigen Kapazität der Spulen. Dieser Möglichkeit sind beim Transformator mit Röhrenwicklung in Kernbauart naturgemäß sehr enge Grenzen gezogen. Bei Manteltransformatoren ist dagegen von vornherein eine sehr große gegenseitige Kapazität zwischen den einzelnen Scheibenspulen vorhanden, welche die Erdkapazität meist um eine ganze Größenordnung überwiegt. Es ist daher hier ohne weiteres möglich, z. B. ein Verhältnis $\alpha = \sqrt{C/K} = 1$ zu erreichen. Wie sich das für die Ausbildung der Anfangsspannungsverteilung bei einem Drehstromtransformator dieser Bauart

mit freiem Sternpunkt auswirkt, zeigt Bild 2. Dabei ist angenommen, daß sich über die ganze Breite der Eingangsspule ein mit dem Hochspannungspol verbundener Kapazitätsschirm erstreckt, wodurch gefährliche Windungsspannungen innerhalb der Spulen vermieden werden. Die nicht unbeträchtliche Erdkapazität der letzten am Nullpunkt liegenden Spule, die das Bild noch etwas ungünstiger gestalten würde, ist allerdings in erster Annäherung vernachlässigt. Ähnliche Bauformen der Wicklung mit Schirmen am Eingang und Ende sind für Einphasentransformatoren zuerst von J. M. Weed¹⁾ angegeben worden und werden noch heute in den USA. für den Betrieb mit fest geerdetem Sternpunkt regelmäßig gebaut²⁾.

2. Kerntransformator mit Lagenwicklung.

a) Die Lagenspannungen.

In Deutschland ist man schon seit Jahren beim Drehstrom-Leistungstransformator zu der wirtschaftlicheren und leichteren Bauart als Kerntransformator übergegangen.

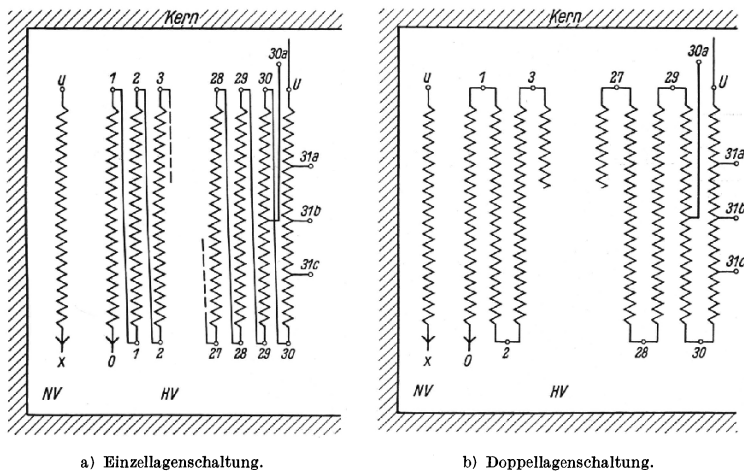


Bild 3. Schaltbilder der untersuchten Lagenwicklungstransformatoren.

Wie Biermanns³⁾ gezeigt hat, besteht für diesen eine ähnliche Möglichkeit zur Vergrößerung der gegenseitigen Kapazität und Abschirmung der Erdkapazität der Wicklungsteile, wenn man seine Wicklung aus einzelnen Zylinderspulen als sog. „Lagenwicklung“ ausbildet.

Bei jedem Lagenwicklungstransformator ist grundsätzlich zu unterscheiden zwischen dem Verhalten der einzelnen Lagen und dem Verhalten der Wicklung als Ganzem gegenüber Stoßspannungen. Bei steilen Spannungsstößen, wie sie z. B. als Folge von Überschlägen an den Durchführungen in den Transformator einziehen, kann unter Umständen nicht nur die ganze Wicklung, sondern auch jede einzelne Lage für sich zu Eigenschwingungen angestoßen werden, wenn kein mit dem Hochspannungspol verbundener metallischer Schirm über der Eingangslage angeordnet ist. Die letztere Möglichkeit besteht nicht nur bei dem gewöhnlichen „schwingungsarmen“ Lagenwicklungstransformator, sondern in gleicher Weise auch bei dem

¹⁾ J. M. Weed: a. a. O.

²⁾ H. V. Putman: Trans. Amer. Inst. electr. Engrs. 51 (1932) S. 579.

³⁾ J. Biermanns: ETZ 58 (1937) S. 659 u. 687.

später in Abschnitt III beschriebenen „schwingungsfreien“ Lagenwicklungstransformator. Sie soll als beiden Wicklungsbauweisen gemeinsames Merkmal aber schon jetzt vorweg behandelt werden.

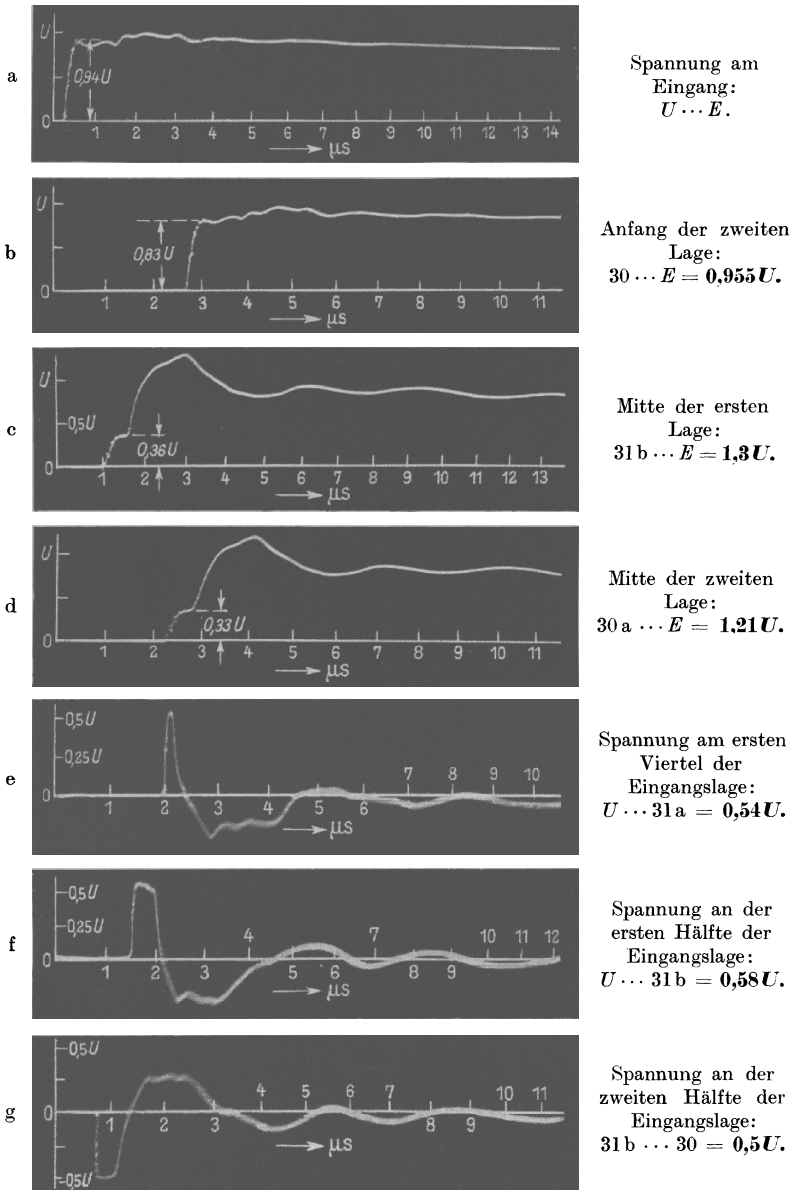


Bild 4. Spannungsverlauf an den Eingangslagen bei Einzellagenschaltung und einpoligem Stoß (vgl. Bild 3a).

Für die Untersuchungen wurden dabei zwei einfache Lagenwicklungstransformatoren von 20 kVA Leistung und 30 kV Betriebsspannung in den in Bild 3 gezeichneten beiden Schaltungen, die im folgenden als „Einzellagen“-Schaltung (Bild 3a) bzw.

als „Doppellagenschaltung“ (Bild 3b) bezeichnet werden sollen, benützt. Die Wicklungen dieser beiden Transformatoren besaßen je Schenkel 31 Lagen zu je 276 Windungen. Ein Schirm war weder am Wicklungseingang noch am Nullpunkt vorhanden.

Bild 4 zeigt für den Transformator mit Einzellagenschaltung den Spannungsverlauf am Eingang sowie in der Mitte der ersten und zweiten Lage gegen Erde für eine auftreffende steile Stoßwelle mit $50 \mu\text{s}$ Halbwertdauer. Außerdem ist noch der Verlauf der Spannung zwischen Anfang und ein Viertel sowie an der ersten und zweiten Hälfte der Eingangslage aufgenommen. Man erkennt deutlich, wie die Stoßwelle sich zunächst merklich als Wanderwelle längs den einzelnen Windungen der ersten Lage fortpflanzt: Wegen der engen kapazitiven Bindung zwischen den einzelnen Lagen der Wicklung und des gleichen Wickelsinns sämtlicher Lagen als Rechts- oder als Linksschrauben ziehen dabei aber gleichzeitig auch in alle übrigen Lagen Koppelwellen zwar abnehmender Höhe, aber gleichen Richtungs- und Vorzeichensinnes von vorn und hinten her ein. Aus Bild 4f und g ist ersichtlich, daß die Spannungshöhen der von vorn und rückwärts her einziehenden Wellen an-

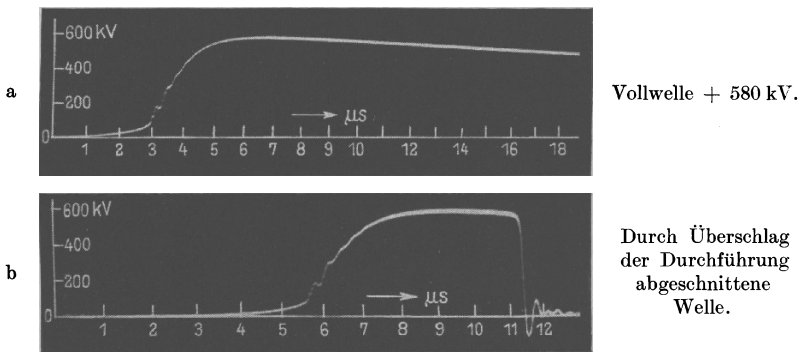


Bild 5. Stoßprüfung einer 100 kV-Wicklung (900 mm Parallelfunkenstrecke an der Durchführung).

nähernd gleich sind. In der Mitte der Lagen treffen beide Wellen aufeinander; die Spannung staut sich infolgedessen ähnlich wie an einem offenen Leitungsende auf, und zwei reflektierte Wellen laufen nach beiden Seiten hin zu den Lagenenden zurück. Im weiteren Verlauf wird zwar die entstehende Wanderwellenschwingung sehr rasch verschleift (vgl. Bild 4c und d), immerhin tritt aber am ersten Viertel der Eingangslage während etwa $0,3 \mu\text{s}$ eine Spannung von 54 % der Stoßspannung U auf. Sie ergibt sich als Differenz der Klemmenspannung und des durch die kapazitive Anfangsverteilung im ersten Augenblick entstehenden Spannungsbetrages. Zwischen Eingang und Mitte der ersten Lage entsteht in gleicher Weise während $0,6 \mu\text{s}$ eine Spannung von $0,58 U$ als Differenz zwischen der Klemmenspannung von $0,94 U$ und der kapazitiv übertragenen Anfangsspannung von $0,36 U$ (vgl. Bild 4a, c und f). Außerdem kommt es später, beim Auftreffen der Welle, an diesem Punkt zu einem Aufstau der Spannung auf $1,3 U$.

Wenn auch der letztere Umstand von geringerer praktischer Bedeutung ist, da die Beherrschung dieser Spannung im allgemeinen keine Schwierigkeiten macht, so ist doch eine Spannung von über der Hälfte der Stoßspannung längs des ersten Viertels der Eingangslage trotz ihrer Kurzzeitigkeit mitunter nicht ungefährlich. Selbstverständlich können derartige Spannungsbeträge nur auftreten, wenn die

Stirn der auflaufenden Stoßwelle klein gegenüber der Laufzeit der Wanderwelle längs der Eingangslage ist, so daß die Wanderwellenschwingung voll zur Ausbildung kommen kann. Kathodenstrahlzillographische Messungen (Bild 5) haben nun gezeigt, daß beim Überschlag der Durchführung Entladewellen mit etwa $0,2 \mu\text{s}$ Stirndauer, wie sie auch bei diesen

Versuchen benützt wurden (vgl. Bild 4a), ohne weiteres möglich sind. Die Laufzeit der Wanderwelle bis zur Mitte der Eingangslage betrug demgegenüber im vorliegenden Falle etwa $0,6 \mu\text{s}$ für rund 100 m Drahtlänge entsprechend 138 Windungen. Daraus errechnet sich eine Laufgeschwindigkeit von

$$\frac{100}{0,6 \cdot 10^{-6}} = 1,67 \cdot 10^8 \text{ m/s.}$$

In den meisten praktischen Fällen wird die Drahtlänge der halben Eingangslage wenigstens in derselben Größenordnung liegen, wenn nicht sogar größer sein. Damit ist dann grundsätzlich auch die Möglichkeit zum Auftreten

hoher Überspannungen längs der Eingangslagen beim Überschlag der Klemme gegeben. Ein wirksames Mittel zur völligen Beseitigung dieser Überspannungen stellt

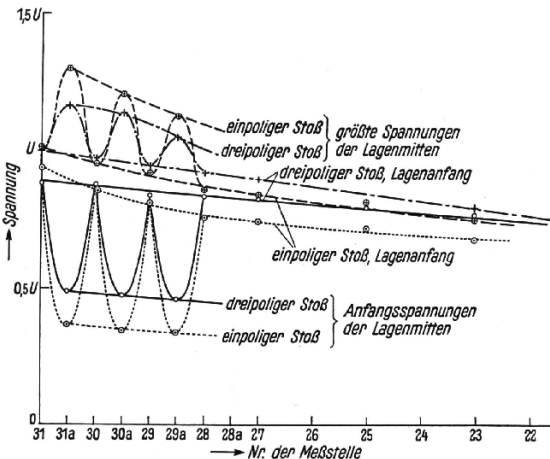
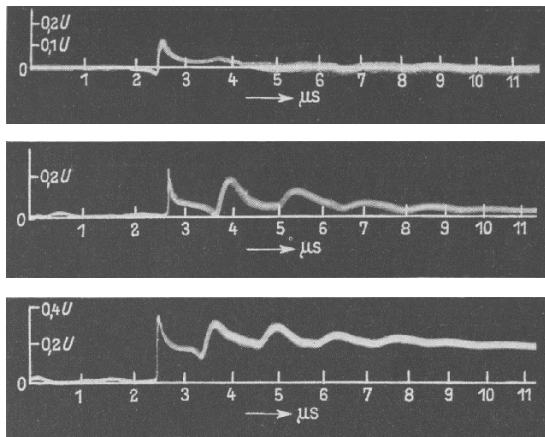


Bild 6. Anfangsspannungsverteilung und größte Spannungen gegen Erde bei dem Transformator mit Einzellagenschaltung.

- Dreipoliger Stoß $\left\{ \begin{array}{l} \text{○} \text{---} \text{ Anfangsverteilung,} \\ \text{+---} \text{ größte Spannungen gegen Erde.} \end{array} \right.$
- Einpoliger Stoß $\left\{ \begin{array}{l} \text{⊙} \text{---} \text{ Anfangsverteilung,} \\ \text{⊕---} \text{ größte Spannungen gegen Erde.} \end{array} \right.$



Spannung zwischen den Mitten der beiden ersten Lagen: $31 \text{ b} \dots 30 \text{ a} = 0,126 U$.

Eingang der ersten gegen Eingang der vierten Lage: $31 \dots 28 = 0,23 U$.

Erstes Wicklungsquartel: $31 \dots 23 = 0,35 U$.

Bild 7. Lagenspannungen bei einpoligem Stoß auf Wicklung in Einzellagenschaltung (vgl. Bild 3a).

ein mit dem Hochspannungspol verbundener metallischer Schirm dar, der die erste Lage vollkommen umschließt. Um einen solchen Schirm bequem isolieren zu können, wird man ihn zweckmäßig aus wenigen Windungen breiten Kupferbandes ausführen; dann ist gegen ihn technisch nichts einzuwenden.

Infolge der großen Potentialdifferenzen an den ersten Lagen weist die in Bild 6 gezeichnete Anfangsspannungsverteilung des ungeschirmten Transformators sehr starke Durchhänge auf. Da aber diese Durchhänge in gleicher Weise an allen Eingangslagen auftreten und im weiteren Verlauf alle Lagen einigermaßen synchron¹⁾ mit der Eingangslage schwingen (vgl. z. B. Bild 4c und d), so bleiben räumlich benachbarte Punkte auch zeitlich immer auf annähernd gleichem Potential. Die Spannungen zwischen den Lagen weichen daher nicht sehr erheblich von den der quasistationären Verteilung entsprechenden Werten ab (vgl. Bild 7). Die größte Abweichung tritt mit $0,14 U$ bzw. $0,126 U$ statt $0,021 U \left(= \frac{2}{3} \cdot \frac{U}{31} \right)$ zwischen den beiden ersten Lagen nach Bild 7a ganz kurzzeitig auf.

Bei der Wicklung mit Doppellagenschaltung haben die Versuche keine derartigen Durchhänge in der Anfangsspannungsverteilung ergeben, auch wenn die Wicklung keinen Schirm am Eingang besaß (vgl. Bild 8). Der Grund hierfür liegt offenbar darin, daß bei dieser Wicklung stets eine als Rechts- und eine als Links-schraube gewickelte Lage nebeneinanderliegen. Wollte sich also auf der einen Lage

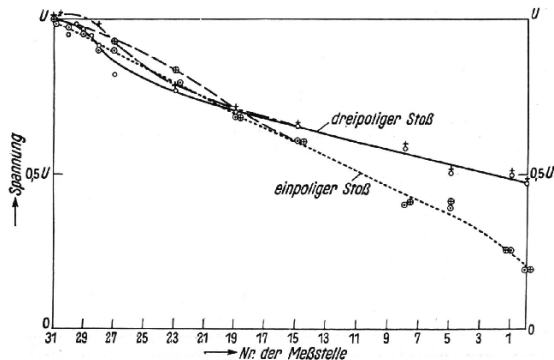


Bild 8. Anfangsspannungsverteilung und größte Spannungen gegen Erde bei dem Transformator mit Doppellagenschaltung.

Dreipoliger Stoß $\left\{ \begin{array}{l} \text{O} \text{---} \text{ Anfangsverteilung,} \\ \text{+---} \text{ größte Spannungen gegen Erde.} \end{array} \right.$ Einpoliger Stoß $\left\{ \begin{array}{l} \text{O} \text{---} \text{ Anfangsverteilung,} \\ \text{+---} \text{ größte Spannungen gegen Erde.} \end{array} \right.$

eine Wanderwelle längs den Windungen ausbilden, so würde die auf der Nachbarlage mitlaufende Koppelwelle in dieser einen Strom hervorrufen, der die Windungen im entgegengesetzten Umlaufsinn durchfließt. Dadurch wird aber die für den Wanderwellenvorgang wirksame Induktivität einer solchen Doppellage auf ein Mindestmaß herabgesetzt. Praktisch wirkt sich dies so aus, daß überhaupt keine merkliche Wanderwellenschwingung auf der Doppellage zur Ausbildung kommt. Der Spannungsverlauf gegen Erde ist daher, abgesehen von einer geringfügigen Einsattelung nach etwa $2 \mu\text{s}$, die als einziger Rest einer verkümmerten Wanderwellenschwingung anzusehen ist, längs der ganzen Lage von Anfang an glatt (vgl. Bild 9a, b, c). Infolgedessen sind auch die Spannungen zwischen Eingang und Mitte bzw. Mitte und Ende der ersten Lage praktisch bedeutungslos (vgl. Bild 9d, e). Die Spannungen zwischen den Lagen weichen von Anfang an noch weniger als bei Einzellagenschaltung von dem quasistationären Spannungsanteil ab (Bild 9f).

¹⁾ J. Biermanns: a. a. O.

Die Doppellagenschaltung ist daher der Einzellagenschaltung in gewisser Beziehung überlegen. Es ist aber zu bedenken, daß der quasistationäre Spannungsabfall zwischen den Lagen hier doppelt so groß wird. Dadurch können die Verhältnisse bezüglich der aufzuwendenden Isolation bei Höchstspannungstransformatoren doch wieder ungünstiger werden.

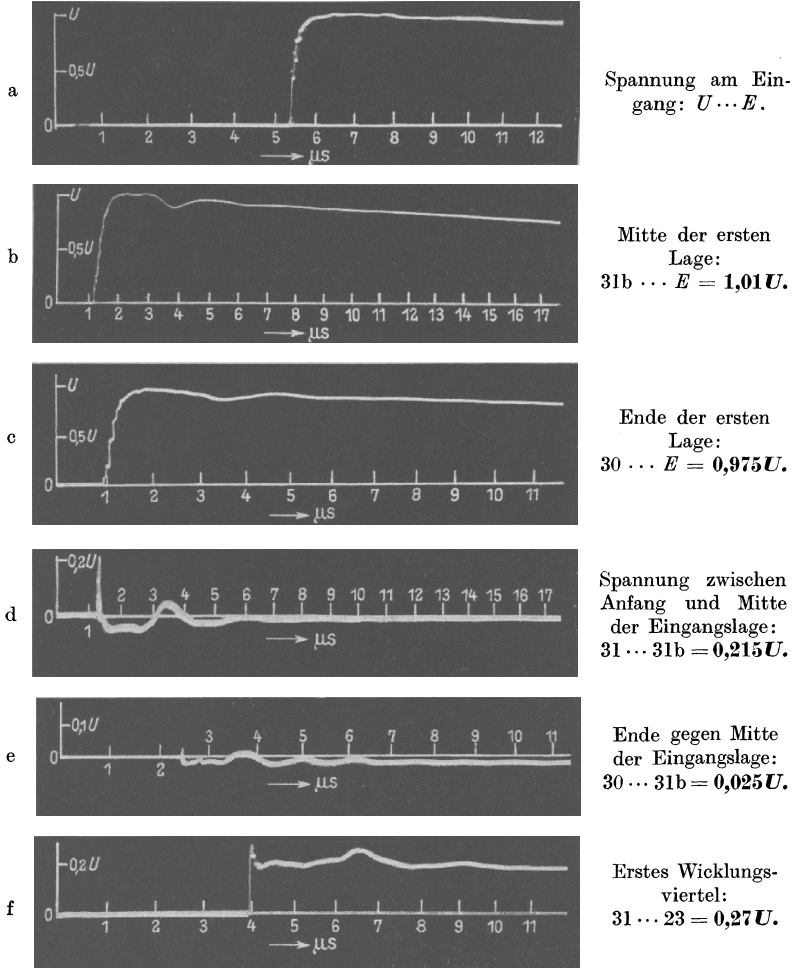
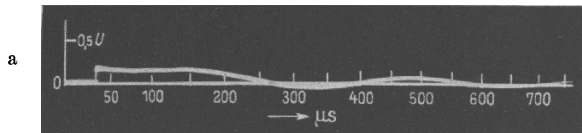


Bild 9. Spannungsverlauf bei einpoligem Stoß auf Doppellagenwicklung (vgl. Bild 3b).

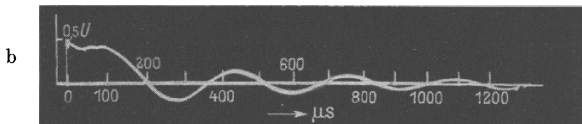
b) Die Spannungen gegen Erde.

Aus dem Verlauf der Anfangsverteilungen in Bild 6 und 8 ist ersichtlich, daß die Spannungen gegen Erde nach dem Sternpunkt zu sowohl bei ein- wie bei dreipoligem Stoß ziemlich gleichmäßig abnehmen. Nach Bild 10 kommt der Sternpunkt sowohl bei Einzellagen- wie bei Doppellagenschaltung im ersten Augenblick auf $0,167U$ für einpoligen Stoß bzw. $0,5U$ für dreipoligen Stoß, um sich im weiteren Verlauf in beiden Fällen mit genau der gleichen Periodendauer $T_1 = 320 \mu s$ auf den Endwert einzuschwingen.

Bei unendlich langem Wellenrücken müßte dies nach Bild 1 bei einpoligem Stoß $U/3$, bei dreipoligem Stoß U sein. Da aber die Rückzeitkonstante T der benützten $50 \mu\text{s}$ -Welle nur $72 \mu\text{s}$ beträgt, entsprechend einem Verhältnis $\frac{T}{T_1} = 0,225$, so kommt selbst der Höchstwert der Amplitude am Nullpunkt in allen Fällen nicht über den Anfangswert hinaus. Dieses günstige Verhalten des in Stern geschalteten Transformators gegenüber dreipoligen Stößen ist lediglich durch die außerordentlich lange Eigenperiode T_1 des untersuchten Transformators bedingt. Da bei Transformatoren größerer Leistung infolge der kleineren Streuinduktivität mit kürzeren Grundperioden zu rechnen ist, so sind bei diesen auch entsprechend höhere Sternpunktsspannungen zu erwarten, die unter Umständen bei dreipoligen Stößen zu

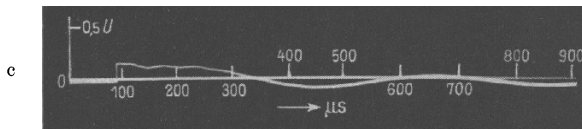


Einpoliger Stoß:
0,167U.

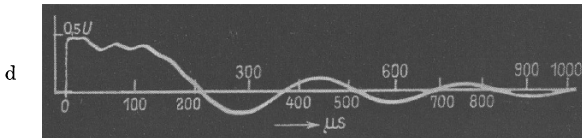


Dreipoliger Stoß:
0,5U.

Transformator mit Einzellagenschaltung.



Einpoliger Stoß:
0,167U.



Dreipoliger Stoß:
0,5U.

Transformator mit Doppellagenschaltung.

Bild 10. Verlauf der Sternpunktsspannungen für ein- und dreipoligen Stoß mit $1/50 \mu\text{s}$ -Welle.

Überschlägen des über Deckel herausgeführten Sternpunkts führen können. Auf Grund des Ersatzbildes des Bildes 11a läßt sich nun ganz allgemein für jeden Lagenwicklungstransformator Verlauf und Höhe der Spannung längs der Wicklung recht genau im voraus berechnen. Für L ist darin bei Dreieckschaltung der Unterspannungsseite bzw. einer Ausgleichwicklung die entsprechende Streuinduktivität L_S je Phase einzusetzen; bei Sternschaltung der Unterspannungsseite ist dagegen wegen des teilweise durch Eisen geschlossenen Flusses ein wesentlich größerer Wert L_T einzuführen, der sich mit guter Annäherung auch in einer entsprechenden Ersatzschaltung mit Niederfrequenz messen läßt¹⁾. Mit Bild 11a ergeben sich für die Anfangsspannungsverteilung — bei Vernachlässigung der Erdkapazität der einzelnen

¹⁾ Vgl. R. Willheim: a. a. O.

Lagen und der in Bild 6 gezeichneten Durchhänge — zunächst folgende Beziehungen (u_n = Spannung der n ten Lage, vom Eingang an gerechnet, u_N = Spannung am Nullpunkt):

α) bei einpoligem Stoß:

$$u_n = U \cdot \left[1 - \frac{n}{N} \cdot \left\{ 1 - \frac{K}{3(C_2 + K)} \right\} \right]; \quad (5)$$

am Nullpunkt $u_N = U \cdot \frac{K}{3(C_2 + K)}$; (5a)

insbesondere für $C_2 = K$ wird $u_N = \frac{U}{6}$.

β) Bei zweipoligem Stoß:

$$u_n = U \left[1 - \frac{n}{N} \left\{ 1 - \frac{2K}{3(C_2 + K)} \right\} \right]; \quad (6)$$

am Nullpunkt $u_N = U \cdot \frac{2K}{3(C_2 + K)}$; (6a)

für $C_2 = K$: $u_N = \frac{U}{3}$.

γ) Bei dreipoligem Stoß:

$$u_n = U \left[1 - \frac{n}{N} \cdot \frac{C_2}{(C_2 + K)} \right]; \quad (7)$$

am Nullpunkt $u_N = U \cdot \frac{K}{(C_2 + K)}$; (7a)

für $C_2 = K$: $u_N = \frac{U}{2}$.

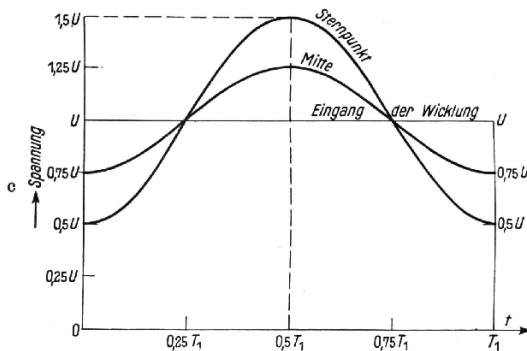
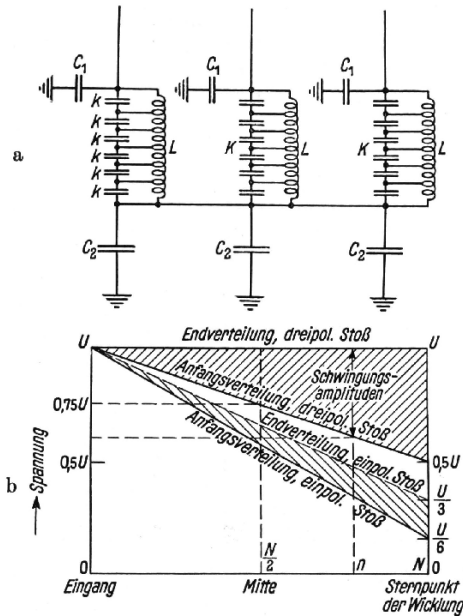


Bild 11. Ermittlung des zeitlichen Verlaufs der Spannungen gegen Erde bei einem Drehstromtransformator mit Lagenwicklung in Sternschaltung.

- a) Ersatzbild. C_1 Erdkapazität der Eingangslage, C_2 Erdkapazität der Nullpunktslage. $K = k/N$ Querkapazität der Wicklung, N Lagenzahl, L wirksame Induktivität für die Grundschwingung.
- b) Anfangs- und Endverteilungen der Spannung für ein- und dreipoligen Stoß bei $C_2 = K$ ($\alpha = 1$).
- c) Zu b) gehöriger Spannungsverlauf am Eingang, Mitte und Sternpunkt bei dreipoligem Rechteckstoß.

nach Gl. (5) bis (7) und der zu der betreffenden Stoßart gehörigen Endverteilung. Für unendlich lange Rechteckwelle zeigt Bild 11c den Verlauf der Schwingung in der Mitte der Wicklung und am Sternpunkt bei dreipoligem Stoß, wenn $C_2 = K$ ist. Es ergibt sich $u_{N_{max}} = 1,5 U$. Allgemein gilt für den Spannungsverlauf am Nullpunkt

Die Spannung verteilt sich also in allen Fällen völlig gleichmäßig über die Wicklung. Für den Fall $C_2 = K$ zeigt Bild 11b die Anfangsverteilungen bei ein- und dreipoligem Stoß. Im weiteren Verlauf schwingen nun sämtliche Wicklungspunkte völlig synchron mit ein und derselben Grundfrequenz

$$\Omega = \frac{1}{\sqrt{L(C_2 + K)}} \quad (8)$$

um die Endlage herum.

Die Amplituden dieser Schwingung ergeben sich dabei jeweils aus der Differenz zwischen der Anfangsverteilung

bei dreipoligem Stoß mit Rechteckwelle:

$$u_{N(t)} = U \left[1 - \frac{C_2}{(C_2 + K)} \cdot \cos \Omega t \right] \quad (9)$$

mit $u_{N_{\max}} = U \cdot \frac{(2C_2 + K)}{C_2 + K}$ zur Zeit $\frac{T_1}{2}$ (9a) und $T_1 = 2\pi \cdot \sqrt{L(C_2 + K)}$. (9b)

Für praktische Verhältnisse interessiert nun vor allem die Höhe der Nullpunktspannung bei Blitzwellen endlicher Rückenlänge. Hierzu wird in bekannter Weise ein exponentieller Verlauf der Blitzwelle angenommen und für die Klemmenspannung der Ansatz

$$U(t) = U \cdot \varepsilon^{-\frac{t}{T}} \quad (10)$$

gemacht. Dann läßt sich mit Hilfe bekannter Beziehungen der Operatorenrechnung aus Gl. (9) ohne weiteres der Spannungsverlauf $u_N^*(t)$ für endliche Blitzwelle ableiten.

Man hat nur zu schreiben

$$u_{N(t)}^* = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t \frac{U(t-\varphi)}{U} \cdot u_{N(\varphi)} \cdot d\varphi \quad (11)$$

und $U_{(t-\varphi)}$ bzw. $u_{N(\varphi)}$ gemäß Gl. (9) und (10) einzusetzen.

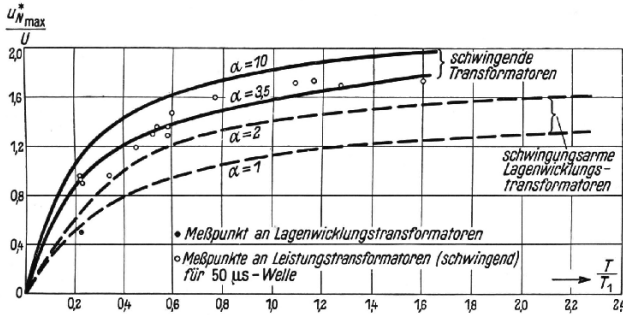


Bild 12. Abhängigkeit der Nullpunktspannung $u_{N_{\max}}^*$ vom Verhältnis T/T_1 bei dreipoligen Stößen. T_1 Periodendauer der Nullpunktsschwingung, T Rückenzeitkonstante der Stoßwelle; $\alpha = \sqrt{C/K}$.

Es ergibt sich

$$u_{N(t)}^* = U \left\{ \varepsilon^{-\frac{t}{T}} + \frac{C_2}{C_2 + K} \cdot \frac{\left[\varepsilon^{-\frac{t}{T}} + \frac{2\pi T}{T_1} \cdot \sin \frac{2\pi t}{T_1} - \frac{4\pi^2 T^2}{T_1^2} \cdot \cos \frac{2\pi t}{T_1} \right]}{\left[1 + \frac{4\pi^2 T^2}{T_1^2} \right]} \right\}. \quad (12)$$

Diese Spannung erreicht ihren Höchstwert nicht mehr zur Zeit $T_1/2$, sondern früher. Durch Nullsetzen von du_N^*/dt folgt für die Zeit t' , bei welcher der Höchstwert der Sternpunktspannung erreicht wird, die transzendente Gleichung:

$$\left[1 + \frac{1}{\alpha^2} + \frac{1}{\alpha^2 \beta^2} \right] \cdot \varepsilon^{-\frac{t'}{T}} = \cos \left(\beta \frac{t'}{T} \right) + \beta \cdot \sin \left(\beta \frac{t'}{T} \right); \quad (13)$$

wo Gl. (13a) $\beta = \frac{2\pi T}{T_1}$ und Gl. (13b) $\alpha = \sqrt{\frac{C_2}{K}}$ gesetzt ist. Setzt man diesen Ausdruck in Gl. (12) ein, so findet man für den Höchstwert der Spannung am Sternpunkt die allgemeine Beziehung

$$u_{N_{\max}}^* = U \cdot \frac{\beta}{\left(1 + \frac{1}{\alpha^2} \right)} \cdot \sin \left(\beta \frac{t'}{T} \right). \quad (14)$$

Sowohl t'/T wie u_{Nmax}^* ist demnach bei gegebenem α lediglich noch eine Funktion des Verhältnisses $\frac{T}{T_1} = \frac{\text{Zeitkonstante der Blitzwelle}}{\text{Periodendauer der Nullpunktsschwingung}}$.

Eine ganz ähnliche Beziehung wurde schon früher¹⁾ für den schwingenden Transformator abgeleitet. In Bild 12 sind jeweils für die praktisch vorkommenden Werte von α die Ergebnisse der früheren Rechnung für schwingende Transformatoren den jetzigen Ergebnissen für schwingungsarme Lagenwicklungstransformatoren gegenübergestellt. Während beim schwingenden Transformator kaum mit Werten von α unter 3,5 zu rechnen ist, werden die α -Werte beim Lagenwicklungstransformator wegen der sehr viel größeren gegenseitigen Kapazität K etwa zwischen 1 und 2 liegen (entsprechend $C_2 = K$ bzw. $C_2 = 4 K$). Bei gleichem Verhältnis T/T_1 würde also schon dieser Umstand allein eine Erniedrigung der Amplituden der Nullpunktsschwingung zur Folge haben. Es kommt aber noch weiter spannungssenkend hinzu, daß die Eigenperiode T_1 eines Lagenwicklungstransformators im allgemeinen wesentlich länger ist als diejenige des schwingenden Transformators gleicher Leistung und Betriebsspannung. Dies leuchtet ohne weiteres ein, wenn man die Gl. (9b) mit der entsprechenden Näherungsformel für schwingenden Transformator

vergleicht. Da in der letzteren Gleichung K meist gegenüber C vernachlässigt werden kann, so folgt unter der rohen Annahme,

$$T_1 \approx 2\pi \cdot \sqrt{L \left(\frac{4}{\pi^2} C + K \right)} \quad (15)$$

vergleicht. Da in der letzteren Gleichung K meist gegenüber C vernachlässigt werden kann, so folgt unter der rohen Annahme,

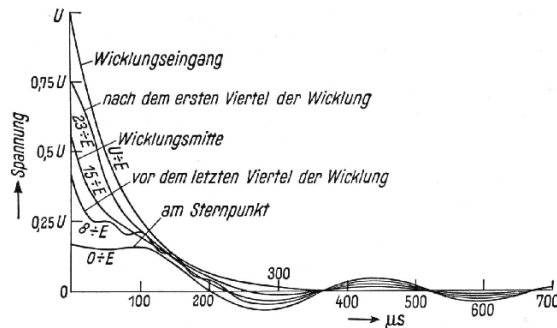


Bild 13. Spannungsverlauf an verschiedenen Wicklungspunkten bei einpoligem Stoß (Einzellagenschaltung vgl. Bild 3a).

daß die gesamte Erdkapazität C der normalen schwingenden Wicklung gleich der Erdkapazität C_2 der Sternpunktstage bei der Lagenwicklung ist, ein Verhältnis

$$\frac{T_1}{T'_1} \approx \sqrt{\frac{1 + \frac{K}{C_2}}{\frac{4}{\pi^2}}} = \frac{\pi}{2} \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha^2}};$$

bei Annahme einer Halbwertdauer von $50 \mu s$ (entspricht $T = 72 \mu s$) für Blitzwellen mittlerer Dauer wird infolgedessen das Verhältnis T/T_1 bei Lagenwicklungstransformatoren praktisch nicht über den Wert 1 hinauskommen und meist noch wesentlich darunter bleiben. Am ungünstigsten werden dabei Transformatoren großer Leistung, aber niedriger Betriebsspannung liegen, für welche nach Bild 12, bei $T/T_1=1$, Werte der Nullpunktsspannung vom 1,4fachen der Stoßspannung U bei dreipoligen Stößen möglich erscheinen.

Für die beiden untersuchten Transformatoren müßte sich theoretisch (bei $\frac{T}{T_1} = 0,225$) ein Höchstwert der Nullpunktsspannung von $0,56 U$ ergeben. Gemessen wurden in beiden Fällen nur etwa $0,5 U$, was auf den bei der Rechnung vernach-

¹⁾ R. Elsner: Arch. Elektrotechn. 30 (1936) S. 384.

lässigten Einfluß der Dämpfung zurückzuführen ist. Die Übereinstimmung zwischen Versuch und Rechnung ist also in diesem Fall recht gut.

Das gleiche gilt auch bezüglich der Anfangsspannung am Sternpunkt, die bei einpoligem Stoß mit $0,167 U$ genau ein Drittel des Wertes bei dreipoligem Stoß beträgt. Die Größe der Anfangsspannungen entspricht einem Verhältnis $\alpha^2 = \frac{C_2}{K} = 1$. Für $(C_2 + K)$ wurden auf Grund der Gl. (9b) aus der bekannten Streuinduktivität $L_S = 6,44$ H je Schenkel 400 pF errechnet, was in guter Übereinstimmung mit einer Brückenmessung für C_2 stand. Die Unterspannungsklemmen waren bei sämtlichen Versuchen gegen den Sternpunkt der Niederspannungsseite kurzgeschlossen.

Bild 13 zeigt für Einzellagenschaltung den Spannungsverlauf an verschiedenen Wicklungspunkten bei einpoligem Stoß. Die Schwingungsamplituden betragen hier nur ein Drittel derjenigen bei dreipoligem Stoß (vgl. Bild 11b).

B. Ausdämpfung der Grundschiwingung durch Hilfsdreieckwicklung.

a) Beim Transformator mit Lagenwicklung.

Für Transformatoren, die nicht schon eine in Dreieck geschaltete Arbeitswicklung besitzen, besteht nun eine Möglichkeit, die Grundschiwingung, bei welcher die Wick-

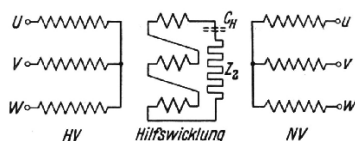


Bild 14. Anschluß des Widerstandes Z_2 zur Dämpfung der Nullpunktsschiwingung.

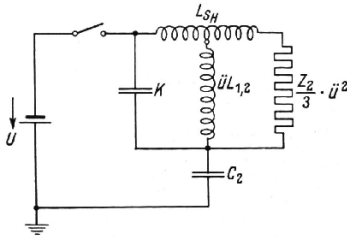
lung mit ihrer ganzen Wicklungslänge als Viertelwelle schwingt, dadurch völlig ausdämpfen, daß man an die Klemmen einer in offenem Dreieck geschalteten Hilfswicklung einen geeignet bemessenen Ohmschen Widerstand Z_2 anschließt (vgl. Bild 14). Diese Maßnahme ist von besonderer Bedeutung für dreipolig anlaufende Blitzwellen, weil durch die Beseitigung der Nullpunktsschiwingung die größten Spannungen am Sternpunkt dann so weit erniedrigt werden können, daß Überschlüge des über Deckel herausgeführten freien Sternpunkts praktisch ausgeschlossen sind. Das bringt aber unter Umständen Vorteile für die Bemessung von im Sternpunkt liegenden Regelwicklungen und Stufenschaltern¹⁾. Um den Widerstand Z_2 im normalen Betrieb möglichst weitgehend von allen betriebsfrequenten Strömen — z. B. auch der 3. Oberwelle — zu entlasten, empfiehlt es sich dabei, in Reihe mit Z_2 , wie in Bild 14 gestrichelt angedeutet, einen Kondensator C_H zu schalten, der so bemessen ist, daß er für alle betriebsfrequenten Ströme als Sperre wirkt, während er den sehr viel höherfrequenten Ausgleichsströmen der Sternpunktsschiwingung den Weg über den Widerstand Z_2 frei gibt.

Die Maßnahme ist nicht nur bei Lagenwicklungstransformatoren, sondern in gleicher Weise auch bei allen Transformatoren mit Röhrenwicklung anwendbar, die in $\sphericalangle/\sphericalangle$ oder $\sphericalangle/\sphericalangle$ oder einer verwandten Schaltgruppe geschaltet sind. An Hand der einphasigen Ersatzbilder 15a und b soll ihre Wirkung zunächst für den Lagenwick-

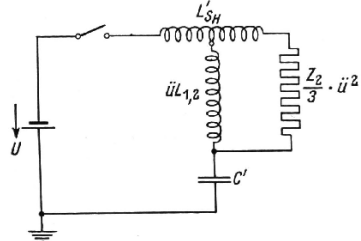
¹⁾ R. Elsner: Bericht Nr. 115 der Cigre-Tagung, Paris 1937.

lungstransformator und anschließend für Röhrenwicklungstransformatoren untersucht werden.

Während das Ersatzbild 15a für Lagenwicklung streng gültig ist, stellt das Bild 15b ein Näherungsschema dar, dessen Brauchbarkeit für Röhrenwicklungen aber in zwei früheren Arbeiten¹⁾ nachgewiesen wurde. Die Bedeutung der einzelnen Bezeichnungen geht aus dem Text der Bilder eindeutig hervor. Da $\ddot{u}L_{1,2}$ stets wesentlich



a) Transformator mit Lagenwicklung. L_{SH} Streuinduktivität je Phase, bezogen auf die HV-Seite, $\ddot{u}L_{1,2}$ gegenseitige Induktivität zwischen HV- und Hilfswicklung, bezogen auf die HV-Seite, $\ddot{u} = W_1/W_2$ Windungszahlverhältnis HV-Wicklung/Hilfswicklung.



b) Transformator mit Röhrenwicklung.

$$L'_{SH} \approx \frac{2}{\pi} L_{SH} \quad L'_{1,2} \approx \frac{2}{\pi} L_{1,2}$$

Bedeutung wie bei a), $C' \approx \frac{2}{\pi} C$, wenn C die gesamte Erdkapazität eines Wicklungsschenkels bedeutet.

Bild 15. Ersatzbilder zur Berechnung des erforderlichen Dämpfungswiderstandes Z_2 in der Δ -Hilfswicklung.

größer als L_{SH} sein wird, so folgt für die Bemessung des erforderlichen Widerstandes $Z_2/3$ je Phase der Hilfswicklung beim Lagenwicklungstransformator bei aperiodischer Dämpfung

$$\frac{Z_2}{3} \geq \frac{2}{\ddot{u}^2} \cdot \sqrt{\frac{L_{SH}}{C_2 + K}} \quad (17)$$

Für alle 3 Schenkel zusammen ergibt sich also das Dreifache dieses Wertes (Z_2).

Der Versuch zur Bestätigung der Wirkungsweise von Z_2 wurde nun an dem Transformator mit Doppellagenwicklung in der Weise durchgeführt, daß statt einer

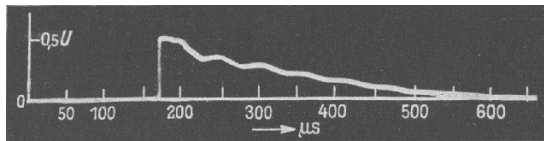


Bild 16. Dämpfung der Nullpunktsschwingung beim Lagenwicklungstransformator (dreipoliger Stoß mit 1,50 μ s-Welle).

Hilfswicklung die NV-Wicklung in offenem Dreieck geschaltet und an die Enden des offenen Dreiecks nach Art des Bildes 14 ein Widerstand Z_2 entsprechend Formel (17)

von der Größe $Z_2 = \frac{6}{\ddot{u}^2} \cdot \sqrt{\frac{6,44}{4 \cdot 10^{-10}}} = 126 \Omega$ ($\ddot{u} = 78$) angeschlossen wurde. Die

Wirkung dieses Dämpfungswiderstandes bei dreipoligem Stoß mit 50 μ s-Welle auf den Spannungsverlauf am Nullpunkt geht aus Bild 16 hervor. Ein Vergleich mit dem entsprechenden Oszillogramm d des früheren Bildes 10 für $Z_2 = 0$ zeigt, daß die Grund-

¹⁾ R. Elsner: Arch. Elektrotechn., a. a. O., und Wiss. Veröff. Siemens **XVI**, 1 (1937) S. 1 ... 24.

welle der Nullpunktsschwingung jetzt völlig ausgedämpft ist. Erst durch die Verwendung einer derartigen Hilfsdämpferwicklung kann also jeder Lagenwicklungs- transformator zu einem völlig „schwingungsfreien“ Transformator gemacht werden. Daß es im übrigen im Osz. 16 zu keiner weiteren Spannungsabsenkung gegenüber dem Osz. 10d kommt, hat seinen Grund lediglich darin, daß bei dem untersuchten Transformator wegen der sehr langen Eigenperiode schon bei voll ausgeprägter Nullpunktsschwingung die größte Amplitude der Nullpunktsspannung nur den Wert der Anfangsspannung zur Zeit $t = 0$ erreichte.

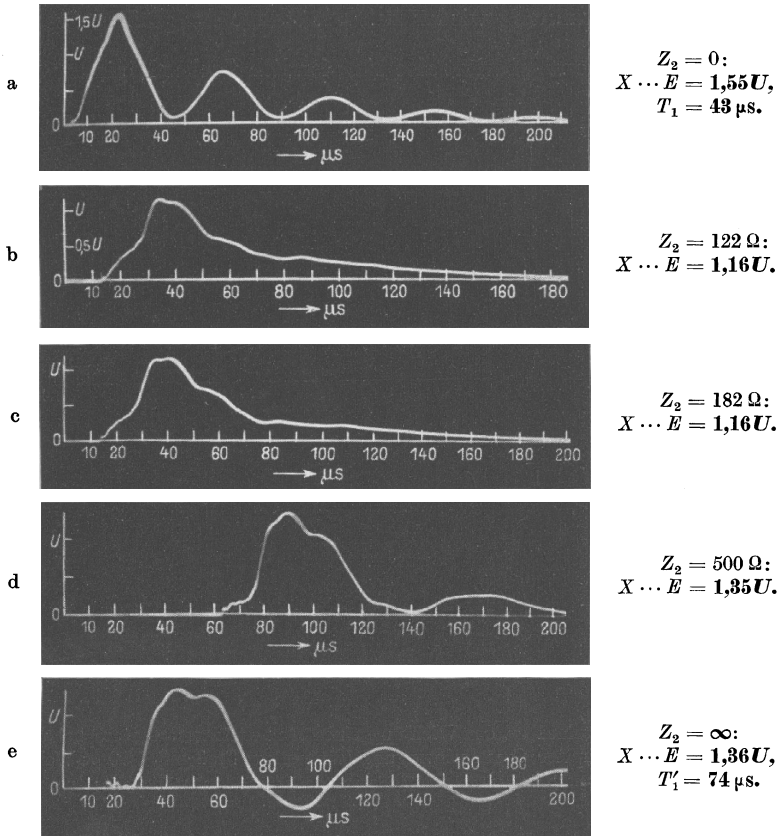


Bild 17. Ausdämpfung der Grundschwingung eines 100 kVA-Einheitstransformators mit Röhrenwicklung bei dreipoligem Stoß.

b) Beim Transformator mit Röhrenwicklung.

Ganz ähnliche Überlegungen gelten nun für die Bemessung des Dämpfungswiderstandes Z_2 bei Transformatoren mit Röhrenwicklung. Nach Bild 15b muß hier für aperiodische Dämpfung

$$Z_2 \geq \frac{6}{\ddot{u}^2} \cdot \sqrt{\frac{L_{sR}}{C}} \tag{18}$$

sein.

Bild 17 zeigt als Beispiel für einen normalen 100 kVA-Einheitstransformator der Reihe 15, dessen Unterspannungswicklung in offenem Dreieck geschaltet war, den

Verlauf der hochspannungsseitigen Sternpunktsspannung bei dreipoligem Stoß in Abhängigkeit von dem Ohmwert des Widerstandes Z_2 . Nach Gl. (18) wären für aperiodische Dämpfung in diesem Fall rechnerisch $Z_2 = 121 \Omega$ erforderlich. ($L_{SH} = 0,235 \text{ H}$; $C = 520 \text{ pF}$; $\ddot{u} = 32,5$.) Aus den Oszillogrammen des Bildes 17 erkennt man jedoch, daß auch ein von dem rechnerischen Wert etwas abweichender Widerstand praktisch noch dieselbe günstige Wirkung hinsichtlich der Absenkung der Nullpunktsspannung hervorbringt. Bei allzu großer Bemessung von Z_2 beginnt sich allerdings wieder deutlich eine Schwingung des Nullpunktes, diesmal über die Induktivität $L_{1,2}$ mit wesentlich längerer Eigenperiode auszubilden. Dadurch nimmt dann die Sternpunktsspannung wieder zu. Die Kurve der größten Sternpunktsspannung in Abhängigkeit von Z_2 besitzt also ein ziemlich flaches Minimum für $Z_2 = \frac{6}{\ddot{u}^2} \cdot \sqrt{\frac{L_{SH}}{C}}$.

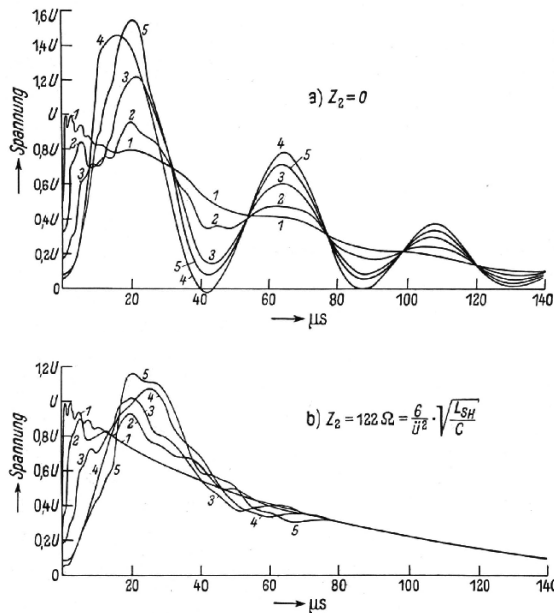


Bild 18. Spannungsverlauf an der Wicklung eines Einheitstransformators bei ungedämpfter und gedämpfter Grundschiwingung (dreipoliger Stoß mit $1/50 \mu\text{s}$ -Welle).

1 Eingang der Wicklung; 2 nach ein Sechstel der Wicklung; 3 nach ein Drittel der Wicklung; 4 nach zwei Drittel der Wicklung; 5 Sternpunkt.

Wenn auch infolge der von dem sekundärseitigen Dämpfungswiderstand unbeeinflussten höheren Harmonischen die Spannung nicht unter den Wert U der Klemmenspannung abgesenkt wird, so reicht doch die Herabsetzung von $1,55 U$ bei $Z_2 = 0$ auf $1,16 U$ praktisch meist aus, um mit einfachen Mitteln — wie enger eingestellten Parallelfunkenstrecken an den Hochspannungsklemmen — einen Sternpunktsüberschlag zu verhindern. Daß auch die übrigen Punkte der Wicklung infolge der Dämpfung der Grundschiwingung bei dreipoligem Stoß praktisch nicht mehr schwingen, zeigt ein Vergleich der entsprechenden Spannungsverläufe für $Z_2 = 0$ und $Z_2 = \frac{6}{\ddot{u}^2} \cdot \sqrt{\frac{L_{SH}}{C}}$ in Bild 18.

An der durch die Kapazitäten gesteuerten Anfangsspannungsverteilung längs der Wicklung vermag allerdings die Ausdämpfung der Grundschiwingung nichts zu än-

dern. Sie bleibt völlig unverändert und folgt dem für Röhrenwicklungen bekannten ungünstigen hyperbolischen Gesetz.

III. „Schwingungsfreie“ Drehstromtransformatoren.

Außer dem Mittel, den „schwingungsarmen“ Lagenwicklungstransformator dadurch völlig „nichtschiebend“ zu machen, daß man seine Grundschwingung ausdämpft, besteht nun auch die Möglichkeit, einen mit freiem Sternpunkt arbeitenden Drehstromtransformator durch geeigneten Aufbau der Wicklung von sich aus völlig

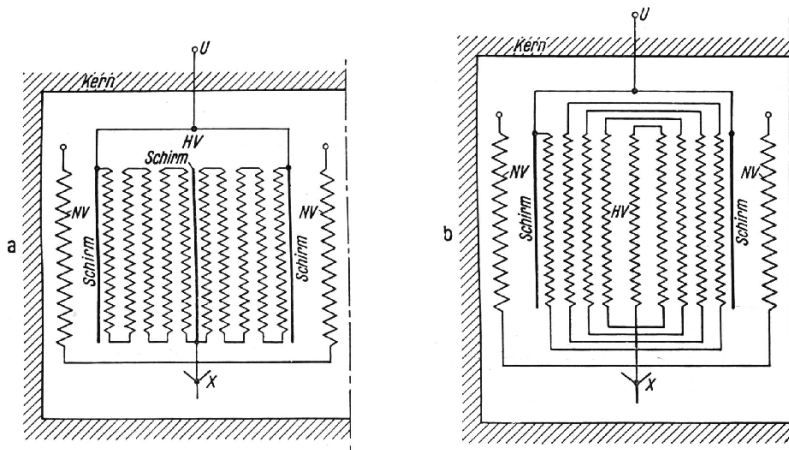


Bild 19. Schwingungsfreie Drehstromtransformatoren: Wickelschema eines Schenkels.

„schwingungsfrei“ zu bauen. Man hat dazu lediglich den Sternpunkt so in der Mitte der Wicklung anzuordnen, daß seine Erdkapazität weitgehend abgeschirmt wird. Dann wird beim Auftreffen einer Stoßwelle das Sternpunktspotential kapazitiv nur noch vom Potential der drei Eingangsklemmen gesteuert. Zwei mögliche Ausführungsformen¹⁾ dieser Bauweise zeigt Bild 19. Die Wicklung nach Bild 19a kann man auch ohne Schirme bauen, ohne daß Eigenschwingungen der einzelnen Lagen zu

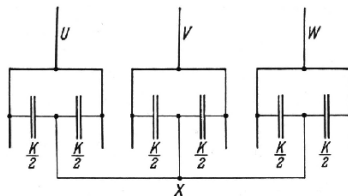


Bild 20. Kapazitätsschema des schwingungsfreien Transformators nach Bild 19.

befürchten sind. Bei der Ausführung nach Bild 19b empfiehlt sich dagegen zur Vermeidung von Lagenschwingungen das Anbringen eines Schirms zu beiden Seiten der Wicklung. Der in Bild 19a außerdem gezeichnete Nullpunktsschirm, der bei etwaigen Sternpunktüberschlägen Spannungsunterschiede innerhalb der Nullpunktlagen ausgleichen soll, kann bei Vermeidung solcher Überschläge durch geeignete Einstellung

¹⁾ DRP. angemeldet, bekanntgegeben auf der Tagung der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen in Berlin, Oktober 1936.

von Parallelfunkenstrecken an den Eingangsklemmen (siehe vorigen Abschnitt) immer weggelassen werden.

Aus dem Kapazitätsschema dieser beiden Wicklungsanordnungen in Bild 20 wird ohne weiteres klar, daß für alle vorkommenden Stoßbeanspruchungsfälle der Stern-

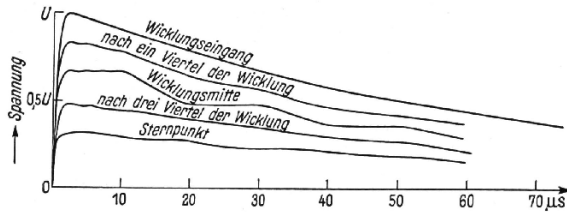


Bild 21. Spannungsverlauf am schwingungsfreien Drehstromtransformator bei einpoligem Stoß mit $1/50 \mu\text{s}$ -Welle.

punkt stets sofort diejenige Spannung gegen Erde annimmt, welche der jeweiligen quasistationären Verteilung nach Bild 1 entspricht, d. h. $U/3$ bei einpoligem, $\frac{2}{3}U$ bei zweipoligem und U bei dreipoligem Stoß. Infolgedessen kann sich auch nicht einmal mehr die Grundschwingung der Wicklung ausbilden. Die Bestätigung dieser theoretischen Überlegungen bringen die Kathodenstrahloszillogramme der Bilder 21 und 22, welche an einer Modellwicklung mit Schirmen in der Schaltung nach Bild 19a bei

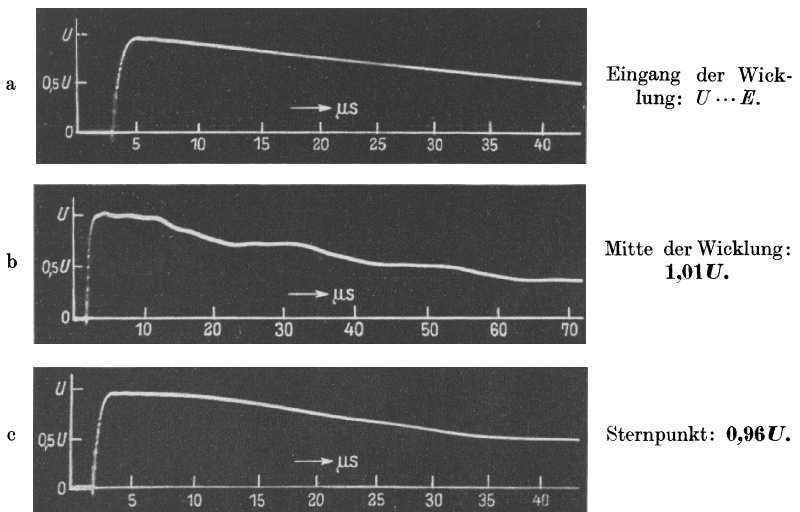


Bild 22. Dreipoliger Stoß auf schwingungsfreien Transformator ($1/50 \mu\text{s}$ -Welle).

ein- bzw. dreipoligen Stößen mit $50 \mu\text{s}$ -Welle aufgenommen wurden. Die Ausführung der Wicklung mit eingeschränktem Sternpunkt ist also auch bei freiem Sternpunkt für jede beliebige Stoßart völlig schwingungsfrei. Ein Überschwingen des Sternpunktes über die Spannung an den Eingangsklemmen bei dreipoligem Stoß ist demnach gänzlich ausgeschlossen. Selbstverständlich besitzt auch der schwingungsfreie Drehstromtransformator eine Grundperiode, deren Dauer durch die Beziehung (19) $T_1 = 2\pi \cdot \sqrt{L \cdot K}$ gegeben ist. Nur kann diese Grundschwingung niemals von den Hochspannungsklemmen her durch auftretende Stoßwellen angestoßen werden.

Aus diesem grundsätzlichen Unterschied zwischen der einfachen Lagenwicklung und der schwingungsfreien Wicklung nach Bild 19 ergeben sich nun auch interessante Folgerungen für den Verlauf der auf die Unterspannungsseite übertragenen Stoßspannungen.

IV. Übertragung von Stoßspannungen auf die Unterspannungsseite von Lagenwicklungstransformatoren.

Grundsätzlich gelten für die Übertragung der Stoßspannungen genau dieselben Überlegungen und Schaltbilder¹⁾ wie beim schwingenden Transformator. Hinsichtlich des bei ein- und zweipoligen Stößen auftretenden quasistationären Spannungsabfalles bestehen daher überhaupt keine Unterschiede im Verlauf der übertragenen Spannungen. Sie sollen deshalb hier nicht weiter betrachtet werden. Unterschiede gegenüber dem schwingenden Transformator ergeben sich lediglich für die Höhe der vom primärseitigen Ausgleichsvorgang übertragenen Spannungen. Da beim „schwingungsfreien“ Transformator die Grundschwingung primärseitig nicht auftritt, verschwindet auch auf der Unterspannungsseite ihr Anteil vollkommen. Anders beim „schwingungsarmen“ Lagenwicklungstransformator. Hier gilt für die magnetische Übertragung der Grundschwingung bei Erdung des unterspannungsseitigen Sternpunktes das Ersatzschema des Bildes 23a.

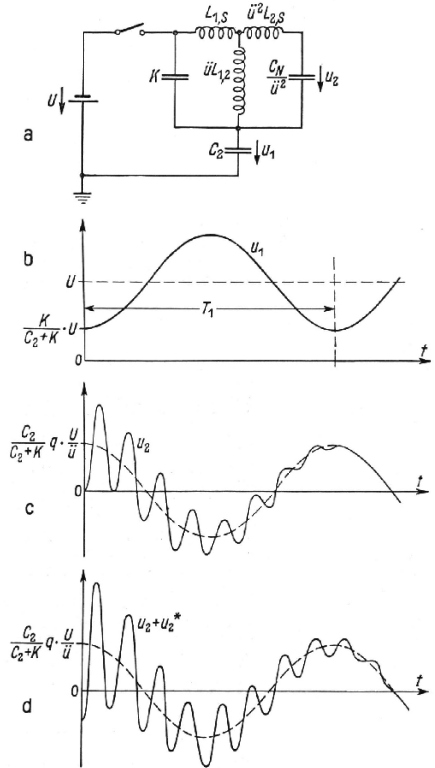


Bild 23. Ermittlung des von der Grundschwingung übertragenen Spannungsanteils bei dreipoligem Stoß und geerdetem Unterspannungsternpunkt.

a) Ersatzschema. b) Spannung u_1 am primären Sternpunkt. c) Magnetisch übertragener Spannungsanteil u_2 allein. d) Magnetisch und kapazitiv übertragener Spannungsanteil in Gegenlage.

Für $\frac{C_N}{\ddot{u}^2} \ll (C_2 + K)$, d. h. für offene oder schwach kapazitiv belastete Unterspannungsklemmen, folgt daraus der Verlauf der übertragenen Spannung bei dreipolig anlaufender Rechteckwelle zu:

$$u_2 \approx q \cdot \frac{U}{\ddot{u}} \cdot \frac{C_2}{C_2 + K} \cdot \{\cos \Omega t - \cos \omega t\}; \quad (20)$$

mit

$$\Omega \approx \frac{1}{\sqrt{L_I \cdot (C_2 + K)}} \quad (8a) \quad \text{und} \quad \omega \approx \frac{1}{\sqrt{L_{S_N} \cdot C_N}}; \quad (21)$$

$q =$ Kopplungsfaktor.

$$L_I \approx \ddot{u} L_{1,2} + L_{1,S}; \quad (20a)$$

$$L_{S_N} \approx \left(L_{2,S} + \frac{L_{1,S}}{\ddot{u}^2} \right). \quad (20b)$$

¹⁾ R. Elsner: Arch. Elektrotechn., a. a. O., und Wiss. Veröff. Siemens **XVI**, 1 (1937) S. 1 ... 24.

In Bild 23c ist dieser Spannungsverlauf grundsätzlich dargestellt. An dem Verlauf der primärseitigen Nullpunktsspannung (Bild 23b) ändert sich in diesem Fall praktisch nichts.

Dem magnetisch übertragenen Anteil kann sich nun noch der kapazitiv übertragene Spannungsanteil entweder in gleichem oder entgegengesetztem Sinne überlagern, so daß unter Umständen die unterspannungsseitig auftretende Spannungsspitze den Wert $2q \cdot \frac{U}{u} \cdot \frac{C_2}{C_2 + K}$ noch überschreiten kann (vgl. Bild 23d).

Bei dem schwingungsfreien Transformator bewirkt lediglich der kapazitiv übertragene Stoß eine Ausgleichsschwingung der Unterspannungsseite um die Nulllage herum mit der Frequenz ω nach Gl. (21). Die übertragenen Spannungen werden daher entsprechend niedriger.

Ergebnisse.

Nach einer einleitenden Gegenüberstellung der beiden grundsätzlichen Wege, die die Entwicklung im Bau gewittersicherer Leistungstransformatoren im letzten Jahrzehnt gegangen ist, wird zunächst das Verhalten der Eingangslagen von Lagenwicklungstransformatoren gegenüber steilen Stoßwellen für den Fall untersucht, daß kein metallischer Schirm über der ersten Lage angeordnet ist. Bei „Einzellagenschaltung“ führen alle Lagen für sich Wanderwellenschwingungen aus, die erhebliche Spannungen sogar innerhalb der ersten Lagenviertel zur Folge haben und um so deutlicher ausgeprägt sind, je steiler die auflaufende Stoßwelle ist. Bei „Doppellagenschaltung“ treten infolge der Wirkung zweier benachbarter Lagen als eine Art bifilarer Wicklung diese Wanderwellenschwingungen praktisch nicht auf, so daß ein Schirm überflüssig wird.

Die Spannungsbeanspruchungen gegen Erde sind bei allen Arten von Lagenwicklungstransformatoren einer einfachen Vorausberechnung zugänglich. Die Grundlagen dieser Rechnung werden für den Betrieb von Drehstromtransformatoren mit freiem Sternpunkt sowohl für den einfachen „schwingungsarmen“ Lagenwicklungstransformator wie für den „schwingungsfreien“ Transformator angegeben und die Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit kathodenstrahloszillographischen Messungen gefunden.

Es zeigt sich, daß der einfache Lagenwicklungstransformator noch eine ausgeprägte Grundschwingung ausführt, bei welcher alle Punkte der Wicklung synchron schwingen. Für die Beanspruchung zwischen den Lagen ist diese Schwingung daher von untergeordneter Bedeutung. Sie kann aber, besonders bei kurzer Eigenperiode der Grundschwingung und langer Blitzwelle bei dreipoligen Stößen zu einer Spannungsüberhöhung am Sternpunkt und folgendem Sternpunktsüberschlag nach Erde führen. Die Abhängigkeit der größten Sternpunktsspannung von Verhältnis

$$\frac{T}{T_1} = \frac{\text{Rückzeitkonstante der Blitzwelle}}{\text{Eigenperiode der Grundschwingung}}$$

wird kurvenmäßig dargestellt und mit der entsprechenden Kurve für schwingenden Transformator verglichen. Dabei wird das günstigere Verhalten des Lagenwicklungstransformators deutlich.

Beim „schwingungsfreien“ Transformator können Spannungsüberhöhungen am Sternpunkt infolge von Ausgleichsschwingungen der Wicklung überhaupt nicht vorkommen, da bei dieser Bauform die Anfangsspannungsverteilung für jede beliebige Stoßart genau der Endverteilung entspricht.

Für den „schwingungsarmen“ Lagenwicklungstransformator wird ferner auf die Möglichkeit hingewiesen, durch eine in offenem Dreieck geschaltete Hilfswicklung, an deren Klemmen ein Widerstand $Z_2 \approx \frac{6}{\omega^2} \cdot \sqrt{\frac{L_{sR}}{C_2 + K}}$ gelegt wird, die Grundschwingung der Wicklung völlig auszudämpfen. Durch dieselbe Maßnahme läßt sich auch die Nullpunktsschwingung gewöhnlicher schwingender Transformatoren so weit ausdämpfen, daß infolge der Absenkung der Nullpunktsspannung Sternpunktüberschläge mit einfachen Mitteln ganz vermieden werden können.

Zum Schluß wird noch auf den Unterschied in der Höhe der vom primärseitigen Ausgleichsvorgang auf die Unterspannungsseite übertragenen Stoßspannungen beim „schwingungsarmen“ bzw. beim „schwingungsfreien“ Transformator aufmerksam gemacht.

Zusammenfassung.

Es wird eine Reihe von Möglichkeiten zum Bau „schwingungsarmer“ bzw. „schwingungsfreier“ Drehstromtransformatoren sowohl theoretisch wie experimentell eingehend untersucht. Insbesondere wird das Verhalten von Lagenwicklungstransformatoren, deren Wicklungen in „Einzel-“ bzw. „Doppellagen“ zusammengeschaltet sind, sowohl hinsichtlich der Eigenschwingungen der einzelnen Lagen wie der Spannungsbeanspruchungen gegen Erde bei ein- und dreipoligen Stößen grundsätzlich geklärt.

Die Spannungen gegen Erde bei dreipoligem Stoß bleiben sowohl beim „schwingungsarmen“ wie beim „schwingungsfreien“ Lagenwicklungstransformator wesentlich unter den beim schwingenden Transformator auftretenden größten Spannungswerten.

Die Nullpunktsschwingung einfacher Lagenwicklungstransformatoren wie auch gewöhnlicher schwingender Transformatoren läßt sich in einfacher Weise durch eine mit einem geeigneten Widerstand belastete offene Dreieckswicklung vollkommen ausdämpfen.

Das unterschiedliche Verhalten der Hochspannungswicklung des „schwingungsarmen“ und des „schwingungsfreien“ Lagenwicklungstransformators macht sich auch im Verlauf der auf die Niederspannungsseite übertragenen Stoßspannungen bemerkbar.