

Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 6 (1915)
Heft: 7

Artikel: Magnetische Streuung
Autor: Kuhlmann, Karl
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1056332>

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>

Dass sie den reinen Streufluss Φ_{s1} von I darstellen, unterliegt keinem Zweifel. Die übrigen Flüsse sind aber teilweise mit I und teilweise mit II verkettet, somit lässt sich über sie nicht ohne weiteres einwandsfrei entscheiden, wieweit hier der Begriff Streufluss berechtigt oder unberechtigt ist. Man geht hier am besten auf die Beziehung zurück, die für die magnetische Energie der beiden Spulen besteht.

Ist L_{11} die Selbstinduktivität der Spule I, der Strom in ihr i_1 , M_{12} der Koeffizient der Gegeninduktivität der Spule I auf II, also wenn der Strom i_2 in II Null wäre, ferner M_{21} die Gegeninduktivität von II auf I, also wenn $i_2 = i_2$ und $i_1 = 0$ wäre, L_{22} die Selbstinduktivität der Spule II. Dann schreibt sich, da $M_{12} = M_{21}$ ist, die magnetische Energie der beiden Spulen in der Form¹⁾, vorausgesetzt, dass i_1 und i_2 im gleichen Sinne magnetisieren:

$$U_{I, II} = \frac{1}{2} i_1^2 L_{11} + i_1 i_2 M_{12} + \frac{1}{2} i_2^2 L_{22} \quad \text{oder} \quad \dots \quad 1)$$

$$= \frac{1}{2} i_1 (i_1 L_{11} + i_2 M_{21}) + \frac{1}{2} i_2 (i_2 L_{22} + i_1 M_{12}) \quad \dots \quad 1a)$$

Durch die Erregung i_2 ist also von II die Energie $\frac{1}{2} i_1 i_2 M_{21}$ in I und der gleiche Betrag $\frac{1}{2} i_1 i_2 M_{12}$ durch die Erregung i_1 , von I in II übertragen worden.

Wir haben somit als magnetischen Wirkungsgrad der Spule I gegen II

$$\gamma_{1,2} = \frac{\frac{1}{2} i_1 i_2 M_{12}}{\frac{1}{2} i_1^2 L_{11}} = \frac{i_2 M_{12}}{i_1 L_{11}} \quad \dots \quad 2)$$

und analog als magnetischen Wirkungsgrad der Spule II gegen I

$$\gamma_{2,1} = \frac{\frac{1}{2} i_1 i_2 M_{12}}{\frac{1}{2} i_2^2 L_{22}} = \frac{i_1 M_{21}}{i_2 L_{22}} \quad \dots \quad 3)$$

Der totale magnetische Wirkungsgrad des Zweispulensystems ist also

$$\gamma_I = \gamma_{12} \gamma_{21} = \frac{M_{12} \cdot M_{21}}{L_{11} \cdot L_{22}} = \frac{M_{12}^2}{L_{11} \cdot L_{22}} \quad \dots \quad 4)$$

Der totale Verlust infolge unvollkommener magnetischer Verkettung also

$$\sigma = 1 - \gamma_I = 1 - \frac{M_{12}^2}{L_{11} \cdot L_{22}} \quad \dots \quad 5)$$

hat man den totalen *Streuungskoeffizienten* des Zweispulensystems genannt.

Sind mehr als zwei Spulen gegeben, so ist, wenn statt M überall L verwendet wird:

$$M = \frac{1}{2} i_1 [i_1 L_{11} + i_2 L_{21} + i_3 L_{31} + \dots + i_k L_{k1}] + \frac{1}{2} i_2 [i_1 L_{12} + i_2 L_{22} + \dots + i_k L_{k2}]$$

$$+ \dots + \frac{1}{2} i_k [i_1 L_{1k} + i_2 L_{2k} + \dots + i_k L_{kk} + \dots + i_2 L_{1k}] + \dots$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{k=n} \sum_{\lambda=1}^{\lambda=n} (i_k \cdot i_\lambda \cdot L_{\lambda k})$$

¹⁾ Siehe Orlich: Kapazität und Induktivität.
 Donde König: Physik des Aethers.

Man kann nun setzen $\tau_{11} = \frac{1}{1 + \tau_1}$, wo τ_1 den Heyland'schen Streukoeffizienten bedeutet und enthält.

$$\tau_1 = \frac{\frac{1}{2} i_1^2 L_{11}}{\frac{1}{2} i_1 i_2 M_{12}} - 1 = \frac{\frac{1}{2} i_1^2 L_{11} - \frac{1}{2} i_1 i_2 M_{12}}{\frac{1}{2} i_1 i_2 M_{12}} = \frac{\frac{1}{2} i_1^2 \lambda_1}{\frac{1}{2} i_1 i_2 M_{12}} \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

worin λ_1 die resultierende Streuinduktivität der Spule I ist. Analog wird

$$\tau_2 = \frac{1}{\tau_2} - 1 = \frac{\frac{1}{2} i_2^2 L_{22} - \frac{1}{2} i_1 i_2 M_{21}}{\frac{1}{2} i_1 i_2 M_{21}} = \frac{\frac{1}{2} i_2^2 \lambda_2}{\frac{1}{2} i_1 i_2 M_{21}} \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

Für die Koeffizienten L_{11} etc. finden wir folgende Gleichungen. Es ist:

$$L_{11} = \frac{\sum (\Phi_{11k} Z_{1k}) 10^{-8}}{i_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8)$$

(Henry)

wobei wir mit

$$\Phi_{11k} = \sum_{k=1}^{k=k} (\varphi_{1k}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 9)$$

den totalen Fluss bezeichnen, welcher mit den Z_{1k} -Windungen der primären Spule ganz und gar verkettet ist und in Maxwell ausgedrückt sei. Wird er statt in Maxwell in Voltsek. ausgedrückt, so ist

$$L_{11} = \frac{\sum (\Phi_{11k} Z_{1k})}{i_1}$$

(Henry)

In der Praxis braucht man nun teils zur Berechnung der Hysteresisverluste, teils zur Berechnung der Erregerströme J_1 nicht so sehr die Teilflüsse φ_{1k} oder die Flüsse $\Phi_{(11)k}$, sondern den totalen Fluss

$$\Phi_{11} = \sum_{k=1}^{k=n} \varphi_{1k} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 10)$$

den die Spule I für sich allein erzeugt. Denkt man sich die Spule mit ihren Z_1 -Windungen nun auf einen so kleinen Raum zusammengeschrumpft, dass gar keine Streuung eintreten könnte, also alle Z_1 -Windungen mit Φ_{11} voll verschlungen sind, so wäre die Zahl der Kraftflusswindungen $\Phi_{11} \cdot Z_1$. Da sie in Wirklichkeit aber kleiner ist, so haben wir diesen Ausdruck noch mit einem Faktor K_{11} zu multiplizieren und erhalten so für L_{11} die Beziehungen.

$$L_{11} = \frac{K_{11} \cdot \Phi_{11} \cdot Z_1}{i_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 11)$$

Damit wird also

$$K_{11} = \frac{\sum (\Phi_{11k} \cdot Z_{1k})}{\Phi_{11} \cdot Z_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 12)$$

ein Faktor kleiner als 1, welcher die komplizierte Verkettung auf den einfachen Fall, wo Z_1 gleich 1 ist, zurückführt. Man nennt K_{11} den Wickelfaktor der Spule I.

Analog finden wir für M_{12} :

$$M_{12} = \frac{\sum (\Phi_{(12)k} Z_{2k})}{i_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 13)$$

worin allgemein $\Phi_{(12)k}$ ein von Z_{1k} -Windungen der Spule I erregter und gleichzeitig mit Z_{2k} -Windungen der Spule II verschlungener Fluss ist, wenn $i_2 = 0$ ist. Somit wird analog:

$$M_{21} = \frac{\sum (\Phi_{(21)\lambda} \cdot Z_{1\lambda})}{i_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 14)$$

worin $\Phi_{(21)\lambda}$ der von $Z_{2\lambda}$ -Windungen der Spule II erzeugte und mit $Z_{1\lambda}$ -Windungen der Spule I verschlungene Fluss ist, wobei die Flussröhren, welche von II allein erzeugt werden, lediglich zur leichteren Unterscheidung von denen der Spule I mit den Index λ statt mit k bezeichnet wurden.

$$\text{Ebenso ist } L_{22} = \frac{\sum (\Phi_{(22)\lambda} \cdot Z_{2\lambda})}{i_2} \quad \dots \quad 15)$$

$$= \frac{k_{22} \cdot \Phi_{22} \cdot Z_{2\lambda}}{i_2}, \quad \dots \quad 16)$$

$$\text{wenn } \Phi_{22} = \sum_{\lambda=1}^{\lambda=n} \varphi_{(22)\lambda} \text{ ist } \quad \dots \quad 17)$$

$$K_{22} = \frac{\sum (\Phi_{(22)\lambda} \cdot Z_{2\lambda})}{\Phi_{22} \cdot Z_2} \quad \dots \quad 18)$$

$$M_{21} = \frac{\sum (\Phi_{(21)\lambda} \cdot Z_{1\lambda})}{i_2} = M_{12} \quad \dots \quad 19)$$

Wollte man nun auch M_{12} und M_{21} mit Hilfe der K -Koeffizienten ausdrücken, so kann man jetzt in Zweifel geraten, welchen Fluss man zu Grunde legen soll. Wir entscheiden uns ganz willkürlich wie folgt:

Den totalen von I erzeugten Fluss setzen wir gleich Φ_{11} und zerlegen ihn in Φ_{s1} , den nur und auch nur mit I allein verketteten, reinen Streufluss und den Rest Φ_{12} , welcher sowohl mit I als auch mit II, sei es teilweise oder ganz, verkettet ist. Wir setzen also

$$\Phi_{11} = \Phi_{s1} + \Phi_{12} \text{ und erhalten: } \quad \dots \quad 20)$$

$$M_{12} = \frac{k_{12} \cdot \Phi_{12} \cdot Z_2}{i_1} \quad \dots \quad 21)$$

$$K_{12} = \frac{\sum (\Phi_{(12)k} \cdot Z_2)}{\Phi_{12} \cdot Z_2} \quad \dots \quad 22)$$

$$\text{analog: } M_{21} = \frac{k_{21} \cdot \Phi_{21} \cdot Z_1}{i_2} \quad \dots \quad 23)$$

$$K_{21} = \frac{\sum (\Phi_{(21)\lambda} \cdot Z_{1\lambda})}{\Phi_{21} \cdot Z_1} \quad \dots \quad 25)$$

Setzen wir diese Werte in die Gleichungen für τ_1 und τ_2 ein, so wird:

$$\tau_1 = \frac{\frac{1}{2} i_1^2 \lambda_1}{\frac{1}{2} i_1 i_2 M_{12}} = \frac{i_1 k_{11} \Phi_{11} Z_1 - i_2 \frac{k_{12} \Phi_{12} Z_2}{i_1}}{i_2 \frac{k_{12} \Phi_{12} Z_2}{i_1}} = \frac{k_{11} \Phi_{11} i_1 Z_1}{k_{12} \Phi_{12} i_2 Z_2} - 1 \quad \dots \quad 26)$$

$$\text{bzw. } \frac{i_1 Z_1}{i_2 Z_2} = (1 + \tau_1) \frac{k_{12} \cdot \Phi_{12}}{k_{11} \cdot \Phi_{11}} \quad \dots \quad 27)$$

Der Heyland'sche Streufaktor auf Grund der Energiebeziehungen definiert, hängt in seiner Definition also ab von dem Verhältnis $\frac{i_1 Z_1}{i_2 Z_2}$ der Ampèrewindungen der beiden Spulen. Das einfachste ist, ihn zu definieren für den Fall, dass $i_1 Z_1 = i_2 Z_2$ ist. Dann wird

Setzt man $\lambda_1 \lambda_{s1} + \lambda_{12}$, so ist 40)

$$\lambda_{s1} = \frac{k_{s1} \Phi_{s1} Z_1}{i_1}; \quad \lambda_{12} = \frac{(k'_{11} - k_{12}) \Phi_{12} Z_1}{i_1} 41)$$

analog: $\lambda_2 = \lambda_{s2} + \lambda_{21} = L_{22} - M_{12} \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right) = L_{22} - l_{22} = L_{22} (l'_{22} - \lambda_{21}) 42)$

Diese schon lange bekannten Definitionen von λ_1 und λ_2 machte auch Rogowski zum Ausgangspunkt seiner Gleichungen. Wir haben hier zu zeigen versucht, welchen Gründen sie entspringen, wenn man von der magnetischen Energie ausgeht.

Gehen wir zu dem Ausdrucke für die Energie zurück, so kann er auch folgendermassen geschrieben werden:

$$U_{111} = \frac{1}{2} i_1 Z_1 (k'_{11} \Phi_{12} + k_{s1} \Phi_{s1} + k_{21} \Phi_{21}) + \frac{1}{2} i_2 Z_2 (k'_{22} \Phi_{21} + k_{s2} \Phi_{s2} + k_{12} \Phi_{12}) 43)$$

Wir können nun für die Bestimmung der Streuung folgende Bedingungen aufstellen.

a) Die ganze Energie soll nur im Felde Φ_{s1} und Φ_{s2} stecken, also es soll die „Streuung erster Ordnung“ allein ermittelt werden. Dann muss sein:

$$k'_{11} \Phi_{12} + k_{21} \Phi_{21} = 0 \text{ und } 44)$$

$$k'_{22} \Phi_{21} + k_{12} \Phi_{12} = 0 \text{ oder dann muss sein: } 45)$$

$$\frac{k'_{11}}{k_{21}} = - \frac{\Phi_{21}}{\Phi_{12}} = \frac{k_{12}}{k'_{22}} \text{ oder } k'_{11} k'_{22} = k_{12} \cdot k_{21} 46)$$

Die Ermittlung von τ_{s1} bzw. τ_{s2} geht also nur bei solchen Wicklungen, bei denen $k'_{11} \cdot k'_{22} = k_{12} \cdot k_{21}$ ist.

Da $\Phi_{12} = \Sigma (\mathcal{G}_{(12)k}) = \Sigma \left(\frac{i_1 Z_{1k}}{\mathfrak{R}_{(12)k}} \right)$ ist; worin $\mathfrak{R}_{(12)k}$ der magnetische Widerstand der Flussröhre k ist, welche sowohl mit I als II verschlungen vorausgesetzt wird, so schreiben wir vereinfacht

$$\Phi_{12} = f_1 i_1 Z_1, \text{ wo } 47)$$

$$f_1 = \frac{\Sigma \left(\frac{Z_{1k}}{\mathfrak{R}_{(12)k}} \right)}{Z_1}$$

Analog wird $f_2 = \frac{\Sigma \left(\frac{Z_2 \lambda}{\mathfrak{R}_{(21) \lambda}} \right)}{Z_2}$

In diesem Falle a) muss dann aber auch der Strom:

$$i_1 = - i_2 \cdot \frac{Z_2}{Z_1} \cdot \frac{f_2}{f_1} \cdot \frac{k_{21}}{k'_{11}} \text{ sein. } 48)$$

Die Faktoren f_1 und f_2 heissen wir die Ampèrewindungsfaktoren.

Die einzige Wicklung, welche die Bedingung $k'_{11} k'_{22} = k_{12} \cdot k_{21}$ erfüllt, ist aber nur die Einlochwicklung. Bei ihr ist aber auch $f_1 = f_2$ und $i_1 Z_1 = - i_2 Z_2$.

