Die Synchronmaschine zweiter Art

11.01.2025

Tilmann Schneider

Rüdesheimer Str. 58, D-53175 Bonn

E-mail: admin@relativistische-asynchronmaschine.de

Abstract. In this article another kind of synchronous machine is discussed, which is based on a less considered phenomena in Electrodynamics. If the theory of conservative electrodynamics is right, the machine can generate voltage by using the magnetic vector potential without a present magnetic field outside. Therefore the machine is an instrument to prove the validity of this theory.

Zusammenfassung. In diesem Artikel wird eine andere Art von Synchronmaschine beschrieben, die eine bisher wenig beachtete Erscheinung der Elektrodynamik zur Grundlage hat. Sie kann – wenn die Theorie der konservativen Elektrodynamik richtig ist – das Vektorpotential zur Erzeugung elektrischer Spannungen nutzen, ohne dass ein äußeres Magnetfeld vorhanden ist. Damit ist sie ein Instrument zum Nachweis der Gültigkeit dieser Theorie.

PACS numbers: 41.20.-q

urn:nbn:de:101:1-2501111735128.836742854916

1. Einleitung

Die Synchronmaschine zweiter Art ist eine abgewandelte Konstruktion der Unipolarmaschine zweiter Art [1]. Sie kann wie diese und der Kugellagermotor [3] nicht mit der Maxwellschen Theorie erklärt und beschrieben werden. Dazu ist deren Verallgemeinerung zu einer Theorie – ich nenne sie "konservative Elektrodynamik" – nötig, die ich in [2] entwickelte. Nach dieser Theorie lassen sich die Erscheinungen der Elektrodynamik auf konservative Felder zurückführen. Dabei spielt eine Nebenbedingung eine wichtige Rolle. Diese stellt ein physikalisches Naturgesetz dar und kann mit dieser Maschine experimentell überprüft werden. Sie lautet

$$V_0(x^\alpha) = A_\alpha u^\alpha, \tag{1.1}$$

und für $v \ll c$:

$$V_0(t, \vec{x}) = V - \vec{v}\vec{A}, \tag{1.2}$$

wobei V hier wegen fehlender Raumladungen verschwindet.

Die Nebenbedingung besagt: *Jeder Weltstelle x^α, die ein Probekörper bei Bewegung durch ein Vektorpotential A_α mit einer Geschwindigkeit u^α passiert, kann ein skalares Potential $V_0(x^\alpha)$ zugeordnet werden. Dieses hängt nur von Zeit und Ort ab.*

Als Beispiel ([1]) wird ein Kupferring betrachtet, der in einem von einem magnetischen Fluss Φ erzeugten Vektorpotential-Feld

$$\vec{A} = \frac{\Phi}{2\pi r}\vec{e}_\varphi \tag{1.3}$$

mit einer Geschwindigkeit $\vec{v}$ rotiert (Abbildung (1)). Dabei gilt für das Magnetfeld im Außenraum überall $\vec{B} = 0$. Jeder Punkt auf dem Ring durchläuft verschiedene Werte von V_0 abhängig davon, wo er sich gerade befindet. Bringt man an dem Ring zwei Schleifkontakte an, so lassen sich unterschiedliche Werte von Potentialdifferenzen abgreifen je nachdem, an welchen Stellen sich die beiden Schleifkontakte befinden. Den maximalen Betrag liefern die beiden Orte, an denen $\vec{v}$ und $\vec{A}$ parallel und antiparallel zueinander liegen.

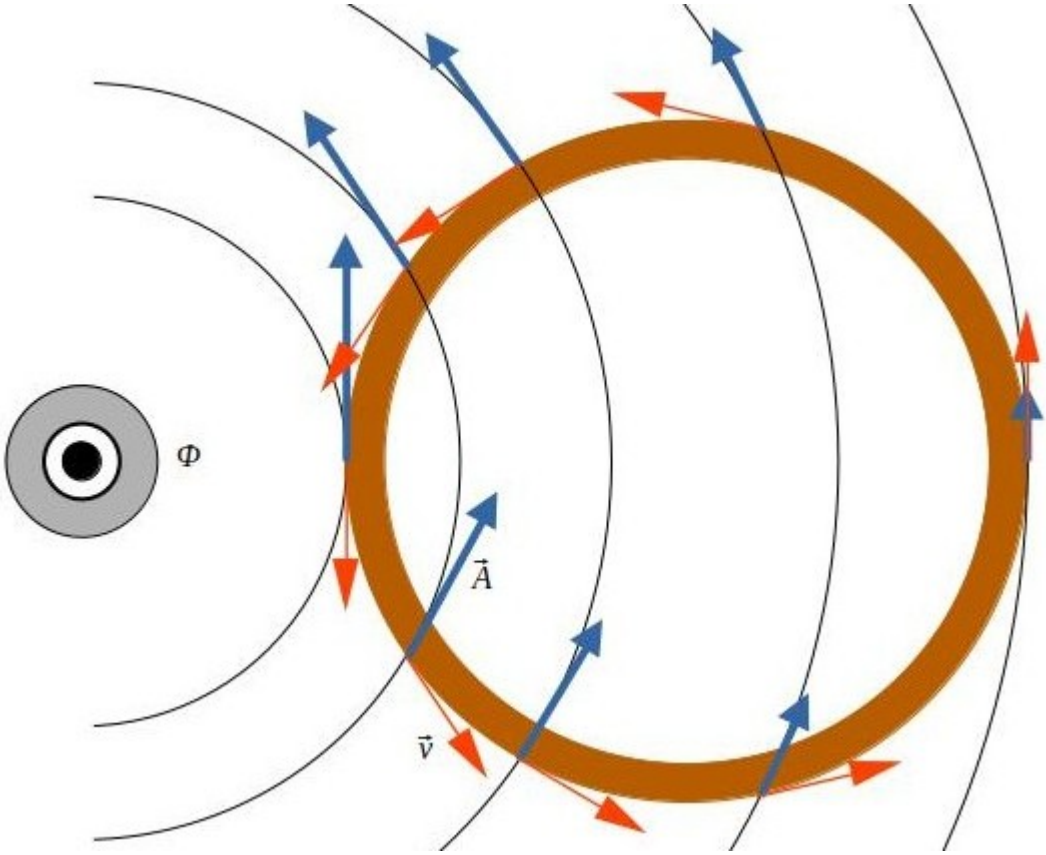

Abbildung 1. Rotierender Kupferring in einem Vektorfeld $\vec{A}$

Nach diesem Prinzip können mit einer Maschine Spannungen ohne Induktion erzeugt werden. Wie dies möglich ist, wird im folgenden Kapitel diskutiert.

2. Generatorbetrieb

Der Ständer der Maschine bestehe aus einem dünnen Metallring (z. B. Kupfer) mit dem Radius R, an dem sich an beliebiger Stelle Klemmen für einen Spannungsabgriff anbringen lassen (Abbildung (2)). Der Läufer besteht aus einem rechteckförmigen, geschlossenen und magnetisierten Ringkern mit dem Fluss Φ (Innenpolmaschine). Der Kern besteht aus einem hochpermeablen Material, sodass das Magnetfeld nur im Kern geführt wird und im Außenraum vernachlässigbar klein ist. Dort tritt nur das Vektorpotential in Erscheinung. Der Eisenkern habe die Breite $2a$ mit $a < R$, eine Länge l und es gelte $2R << l$. Der Kern ist im Mittelpunkt des Ständerrings drehbar so gelagert, dass er um seine Längsachse rotieren kann. Das Vektorpotential im Außenraum des im System S' ruhenden Läufers kann dann näherungsweise durch zwei im Abstand $2a$ parallele, unendlich lange Stabmagnete mit

entgegengesetztem Fluss beschrieben werden:

$$\begin{aligned} A_\varphi(\varphi') &= \frac{\Phi}{2\pi}\frac{R - a\cos\varphi'}{R^2 + a^2 - 2aR\cos\varphi'} - \frac{\Phi}{2\pi}\frac{R + a\cos\varphi'}{R^2 + a^2 + 2aR\cos\varphi'} \\ &= \frac{\Phi}{\pi}\frac{a(R^2 - a^2)}{(R^2 + a^2)^2}\frac{\cos\varphi'}{1 - (\frac{2aR}{R^2+a^2})^2\cos^2\varphi'}. \end{aligned} \tag{2.1}$$

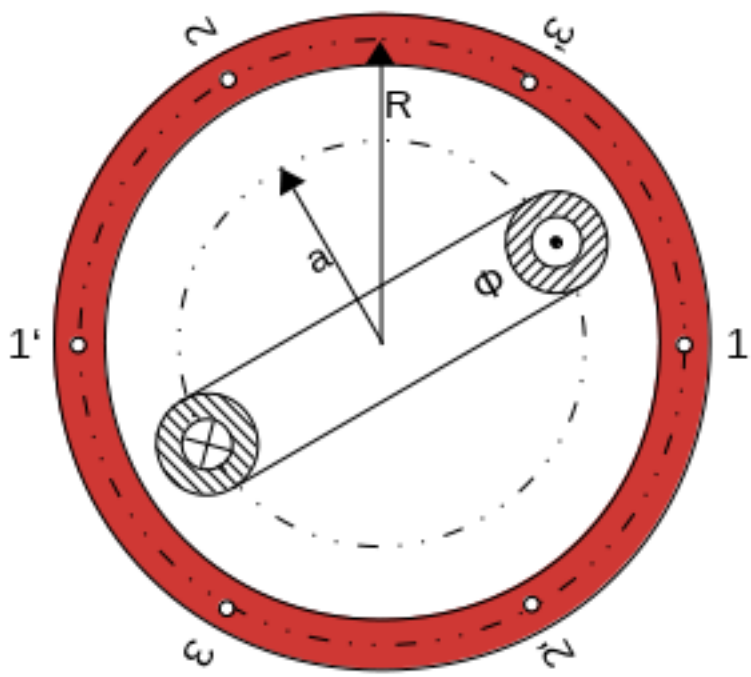

Abbildung 2. Synchronmaschine zweiter Art im Querschnitt

Vom Läufer aus gesehen rotiert der Ständer mit der synchronen Drehzahl $\omega = -2\pi n$. Es ergibt sich gemäß der Nebenbedingung für das Drehfeld des elektrischen Potentials:

$$\begin{aligned} V_0(t,\varphi) &= v_\varphi A_\varphi(\varphi') = v_\varphi A_\varphi(\varphi - \omega t) \\ &= \omega R\frac{\Phi}{\pi}\frac{a(R^2 - a^2)}{(R^2 + a^2)^2}\frac{\cos(\omega t - \varphi)}{1 - (\frac{2aR}{R^2+a^2})^2\cos^2(\omega t - \varphi)} \\ &= 2nR\Phi\frac{a(R^2 - a^2)}{(R^2 + a^2)^2}\frac{\cos(\omega t - \varphi)}{1 - (\frac{2aR}{R^2+a^2})^2\cos^2(\omega t - \varphi)} \\ &= 2n\Phi\frac{a}{R}\frac{1 - (\frac{a}{R})^2}{[1 + (\frac{a}{R})^2]^2}\frac{\cos(\omega t - \varphi)}{1 - \frac{4(\frac{a}{R})^2}{[1+(\frac{a}{R})^2]^2}\cos^2(\omega t - \varphi)} \\ &= 2n\Phi\alpha\frac{1 - \alpha^2}{(1 + \alpha^2)^2}\frac{\cos(\omega t - \varphi)}{1 - \frac{4\alpha^2}{(1+\alpha^2)^2}\cos^2(\omega t - \varphi)} \\ &= \hat{V}_0\frac{\cos(\omega t - \varphi)}{1 - \beta^2\cos^2(\omega t - \varphi)}. \end{aligned} \tag{2.2}$$

Wegen $0 < \alpha < 1$ ist $0 < \beta < 1$. Werden nun am Ständerring zwei Klemmen angebracht (Klemme 1 bei $\varphi = 0$ und Klemme 1' bei $\varphi = \pi$), so kann zwischen ihnen eine zeitabhängige Potentialdifferenz abgegriffen werden:

$$U(t) = V_0(t,0) - V_0(t,\pi) = 2\hat{V}_0 \frac{\cos\omega t}{1-\beta^2\cos^2\omega t}. \tag{2.3}$$

Ihr Scheitelwert liegt bei

$$\hat{U} = \frac{2\hat{V}_0}{1-\beta^2} = \frac{4\alpha}{1-\alpha^2}\Phi n = \frac{4\frac{a}{R}}{1-(\frac{a}{R})^2}\Phi n = k\Phi n. \tag{2.4}$$

Diese Schwingung mit der Periode $\omega T = 2\pi$ stellt eine indirekte Messung des Vektorpotentials $\vec{A}$ und damit ein Test der Nebenbedingung dar (Abbildung (3)).

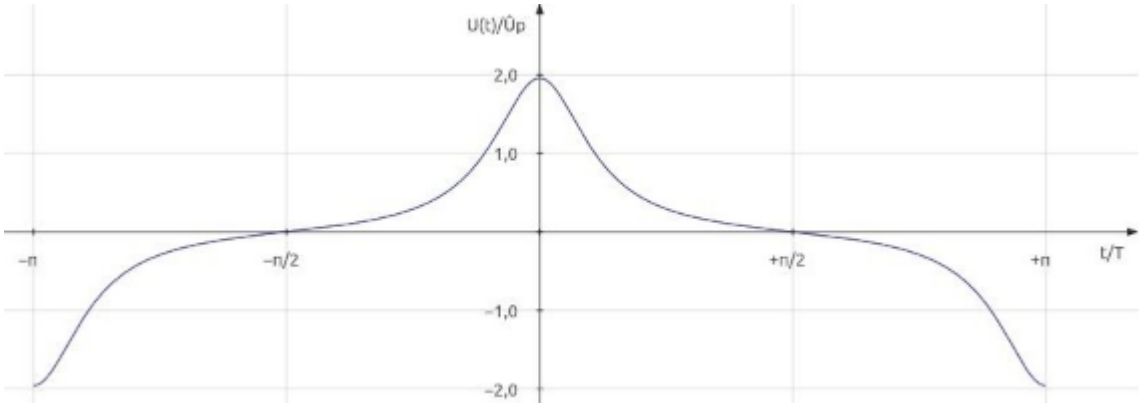

Abbildung 3. Kurvenverlauf von $U(t)$ für $\alpha = 0.7$

Die Spannung zwischen $\varphi = 0$ und $\varphi = \pi$ lässt sich durch eine Fourierreihe darstellen:

$$U(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \underline{c}_m e^{jm\omega t}. \tag{2.5}$$

Die Fourierkoeffizienten berechnen sich zu

$$\underline{c}_m = \frac{1}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} U(t)e^{-jm\omega t}\mathrm{d}t. \tag{2.6}$$

Die Spannung ist von der allgemeinen Form

$$U(t) = f(\sin\omega t, \cos\omega t). \tag{2.7}$$

Mit der Substitution

$$\underline{z} = e^{-j\omega t} \tag{2.8}$$

folgt

$$\begin{aligned} \underline{c}_m &= \frac{1}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(\sin\omega t, \cos\omega t)e^{-jm\omega t}\mathrm{d}t \\ &= \frac{1}{2\pi j}\oint_{|\underline{z}|=1} \underline{f}(\underline{z})\underline{z}^{m-1}\mathrm{d}\underline{z} = \sum_k \mathrm{Res}_{\underline{z}_k}[\underline{f}(\underline{z})\underline{z}^{m-1}]. \end{aligned} \tag{2.9}$$

Es ist also zu bilden:

$$\underline{U}(\underline{z})\underline{z}^{m-1} = -\frac{4V_0}{\beta^2}\frac{(1+\underline{z}^2)\underline{z}^m}{(\underline{z}-\underline{z}_1)(\underline{z}-\underline{z}_2)(\underline{z}-\underline{z}_3)(\underline{z}-\underline{z}_4)}. \tag{2.10}$$

Die einfachen Polstellen liegen bei

$$\underline{z}_1 = -\alpha, \tag{2.11a}$$

$$\underline{z}_2 = -\frac{1}{\alpha}, \tag{2.11b}$$

$$\underline{z}_3 = \frac{1}{\alpha}, \tag{2.11c}$$

$$\underline{z}_4 = \alpha. \tag{2.11d}$$

Nur die Polstellen $\underline{z}_1$ und $\underline{z}_4$ liegen innerhalb des Einheitskreises. Daher tragen nur deren Residuen zur Lösung bei. Die Residuen lauten

$$\mathrm{Res}_{\underline{z}_1}[\underline{U}(\underline{z})\underline{z}^{m-1}] = -\frac{4V_0}{\beta^2}\frac{(1+\underline{z}_1{}^2)\underline{z}_1^m}{(\underline{z}_1-\underline{z}_2)(\underline{z}_1-\underline{z}_3)(\underline{z}_1-\underline{z}_4)} = \frac{4V_0}{\beta^2}\frac{(-\alpha)^{m+1}}{1-\alpha^2}, \tag{2.12a}$$

$$\mathrm{Res}_{\underline{z}_4}[\underline{U}(\underline{z})\underline{z}^{m-1}] = -\frac{4V_0}{\beta^2}\frac{(1+\underline{z}_4{}^2)\underline{z}_4^m}{(\underline{z}_4-\underline{z}_1)(\underline{z}_4-\underline{z}_2)(\underline{z}_4-\underline{z}_3)} = \frac{4V_0}{\beta^2}\frac{\alpha^{m+1}}{1-\alpha^2}. \tag{2.12b}$$

Daraus folgt für die Fourierkoeffizienten

$$\begin{aligned}\underline{c}_m &= \mathrm{Res}_{\underline{z}_1}[\underline{U}(\underline{z})\underline{z}^{m-1}] + \mathrm{Res}_{\underline{z}_4}[\underline{U}(\underline{z})\underline{z}^{m-1}]\\ &= \frac{4V_0}{\beta^2}\frac{\alpha^{m+1}}{1-\alpha^2}[1-(-1)^m] = \frac{V_0}{2}\frac{(1+\alpha^2)^2}{1-\alpha^2}\alpha^{m-1}[1-(-1)^m]\\ &= 2n\Phi\alpha^m\frac{1-(-1)^m}{2} = \begin{cases}0 & \text{m gerade,}\\ 2n\Phi\alpha^m & \text{m ungerade.}\end{cases}\end{aligned} \tag{2.13}$$

Für die Spannung folgt dann mit (2.5)

$$\begin{aligned}U(t) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty}\underline{c}_{2m-1}e^{j(2m-1)\omega t} = 2n\Phi\sum_{m=-\infty}^{\infty}(\alpha e^{j\omega t})^{2m-1}\\ &= 2\sum_{m=1}^{\infty}\underline{c}_{2m-1}\cos(2m-1)\omega t = 4n\Phi\sum_{m=1}^{\infty}\alpha^{2m-1}\cos(2m-1)\omega t.\end{aligned} \tag{2.14}$$

Zwischen dem Klemmenpaar 1-1' gilt somit für die Grundschwingung ($m = 1$)

$$U_\mathrm{p}(t) = 4\alpha\Phi n\cos\omega t = k_1\Phi n\cos\omega t = \hat{U}_\mathrm{p}\cos\omega t, \tag{2.15}$$

die sich mit einem Tiefpass herausfiltern lässt. Die Grundwelle ist

$$U_\mathrm{p}(t,\varphi) = \hat{U}_\mathrm{p}\cos(\omega t-\varphi) = \mathrm{Re}[\hat{U}_\mathrm{p}e^{j(\omega t-\varphi)}] = \mathrm{Re}[\underline{U}_\mathrm{p}e^{-j\varphi}]. \tag{2.16}$$

$\underline{U}_\mathrm{p}$ ist die Polradspannung. Werden nun auf dem Ständerring zwei weitere Klemmenpaare 2-2' und 3-3' um $\varphi = \frac{2}{3}\pi$ und $\varphi = \frac{4}{3}\pi$ versetzt angebracht, so liegen zwischen diesen im Leerlauf die entsprechenden Spannungen

$$\underline{U}_{11'} = \underline{U}_\mathrm{p}, \tag{2.17a}$$

$$\underline{U}_{22'} = \underline{U}_\mathrm{p}e^{-j\frac{2}{3}\pi}, \tag{2.17b}$$

$$\underline{U}_{33'} = \underline{U}_\mathrm{p}e^{-j\frac{4}{3}\pi}. \tag{2.17c}$$

Diese Spannungen sind auch um zeitliche Phasenwinkel von $\frac{2}{3}\pi$ und $\frac{4}{3}\pi$ versetzt. Sie können durch Stern- oder Dreieckschaltung ein verkettetes Dreiphasensystem bilden.

Es sei noch einmal darauf hingewiesen, dass hier keine Induktion in gewöhnlichem Sinne stattfindet. Wie in Abbildung (2) zu sehen ist, ändert sich der Gesamtfluss nicht: Der Fluss tritt während der Rotation innerhalb des Ständerrings aus der Zeichenebene aus und wieder ein. Daher bleibt der Gesamtfluss stets Null und damit zeitlich konstant. Die erzeugte Spannung ist – wie in der Einleitung geschildert – eine Folge der Nebenbedingung.

3. Motorbetrieb

Die Synchronmaschine zweiter Art kann auch als Motor betrieben werden. Dazu werden zunächst Kräfte untersucht, die infolge des Vektorpotentials und von außen zugeführten Strömen auf den Ständer einwirken. Dazu werden die Klemmen mit Anschlüssen zur Stromzufuhr versehen, wodurch Knoten entstehen. Wie nachfolgend gezeigt wird, greifen die Kräfte an diesen Knoten an. Als Beispiel betrachten wir den Knoten an Klemme 1, der sich als würfelförmiges Volumenelement darstellen lässt (Abbildung (4)).

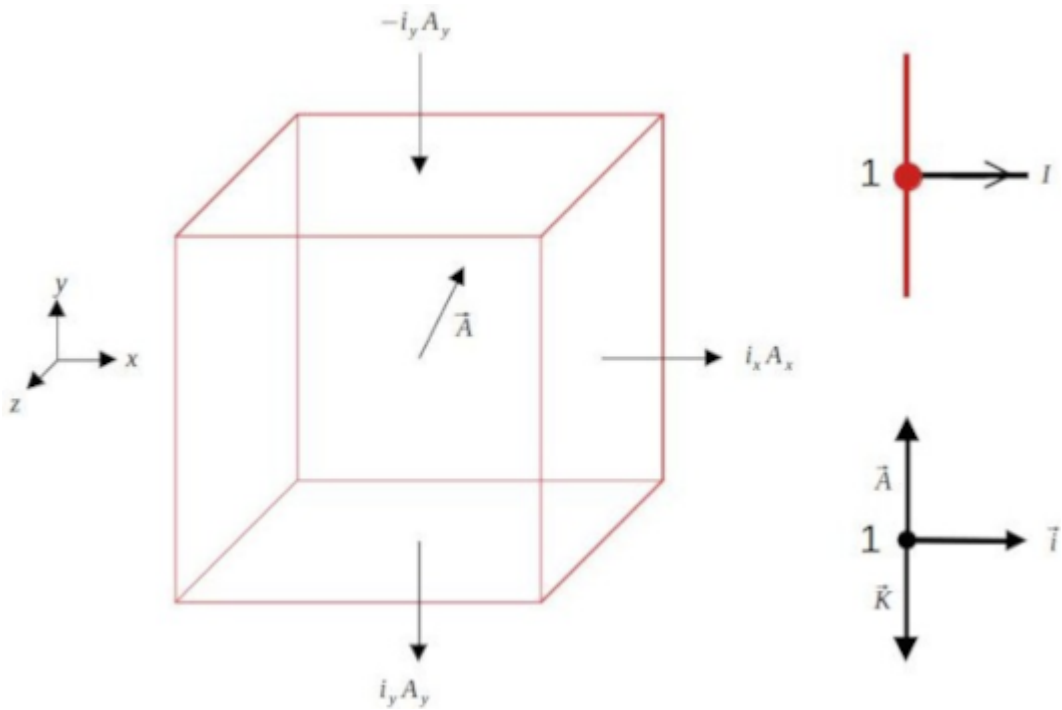

Abbildung 4. Knoten an Klemme 1

In diesen Würfel fließen Stromdichten i_y hinein und eine Stromdichte i_x wieder hinaus. Am Knoten liegt außerdem ein Vektorpotential

$$\vec{A} = (A_x, A_y) \tag{3.1}$$

vor. Damit lässt sich nach [2] ein Spannungstensor aufstellen:

$$\mathbf{T} = \vec{i} \otimes \vec{A} = \begin{pmatrix} i_x A_x & i_x A_y \\ i_y A_x & i_y A_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}. \tag{3.2}$$

Von Interesse sind nun die von den Normalspannungen σ_{xx} und σ_{yy} erzeugten Normalkräfte auf den Knoten. Es gilt, wenn das Vektorpotential über den ganzen Würfel als konstant angenommen wird:

$$K_{\mathrm{x}} = \iint \sigma_{\mathrm{xx}} \mathrm{d}y\mathrm{d}z = \iint i_{\mathrm{x}} A_{\mathrm{x}} \mathrm{d}y\mathrm{d}z = A_{\mathrm{x}} \iint i_{\mathrm{x}} \mathrm{d}y\mathrm{d}z = IA_{\mathrm{x}}, \tag{3.3a}$$

$$K_{\mathrm{y}} = 2\iint \sigma_{\mathrm{yy}} \mathrm{d}x\mathrm{d}z = 2\iint (-i_{\mathrm{y}} A_{\mathrm{y}}) \mathrm{d}x\mathrm{d}z = 2A_{\mathrm{y}} \iint (-i_{\mathrm{y}}) \mathrm{d}x\mathrm{d}z = -IA_{\mathrm{y}}. \tag{3.3b}$$

In der zweiten Gleichung wurde noch die Spiegelsymmetrie und die Kontinuitätsgleichung $\oiint \vec{i}\mathrm{d}\vec{F} = 0$ berücksichtigt. Die Kraftkomponente K_{y} erzeugt dann ein Drehmoment auf den Ständer. Für den Betrag eines Drehmoments, was am Klemmenpaar 1-1' angreift, gilt dann

$$M_{11'} = 2RK_{\varphi} = -2RIA_{\varphi}. \tag{3.4}$$

Da der Ständer aber fest montiert und der Läufer frei beweglich gelagert ist, wird stattdessen auf den Läufer ein Drehmoment mit entgegengesetztem Vorzeichen ausgeübt. In einem Experiment [4] konnte ein kurzzeitiges Drehmoment durch Gleichspannung erzeugt werden.

Die Maschine werde nun an ein Dreiphasensystem gelegt. Für das Drehmoment des Motors gilt dann mit der Nebenbedingung und der Wirkleistung eines dreiphasigen Systems in Sternschaltung

$$\begin{aligned} M_{\mathrm{M}} &= 3\overline{I(t)A_{\varphi}(t)}2R = 3\overline{I(t)\frac{V_0(t)}{2\pi nR}}2R = 3\overline{I(t)\frac{U(t)}{4\pi nR}}2R = \frac{3\overline{I(t)U(t)}}{2\pi n} \\ &= \frac{P}{2\pi n} = \frac{1}{2\pi n}\frac{3\hat{U}_{\mathrm{p}}\hat{I}}{2} = \frac{3}{\pi}\sqrt{2}\alpha\Phi I = \frac{3\sqrt{2}}{\pi}\frac{a}{R}\Phi I = k_2\Phi I. \end{aligned} \tag{3.5}$$

Dabei ist I der Effektivwert. Der Innenwiderstand der Maschine ist reel und beträgt für eine Phase

$$R_{\mathrm{i}} = \frac{\pi R}{2\kappa F_{\mathrm{q}}}. \tag{3.6}$$

Dabei ist R der Radius des Ständerrings, κ seine Leitfähigkeit und F_{q} dessen Leiterquerschnitt. Mit dem Faktor $\frac{1}{2}$ wird berücksichtigt, dass sich der Ständerstrom $I(t)$ auf beide Ringhälften aufteilt.

4. Betriebsverhalten und dynamisches Verhalten

Die Momentengleichung und Spannungsgleichung lautet:

$$J\dot{\omega} - k_2\Phi I + B\omega = M_\mathrm{L}, \tag{4.1a}$$

$$k_1\Phi n + R_\mathrm{i} I = U, \tag{4.1b}$$

wobei das Lastmoment $M_\mathrm{L} < 0$ ist (B ist eine Reibungskonstante). Mit dem Anfahrmoment

$$M_\mathrm{A} = k_2\Phi I_\mathrm{A} = k_2\Phi\frac{U}{R_\mathrm{i}} \tag{4.2}$$

und

$$\delta = \frac{2\pi B R_\mathrm{i}}{k_1 k_2 \Phi^2} \tag{4.3}$$

folgt aus (4.1a) und (4.1b):

$$\dot{n} + \frac{B}{J}(1 + \frac{k_1 k_2 \Phi^2}{2\pi B R_\mathrm{i}})n = \dot{n} + \frac{k_1 k_2 \Phi^2}{2\pi J R_\mathrm{i}}(1+\delta)n = \frac{M_\mathrm{L} + M_\mathrm{A}}{2\pi J} \tag{4.4}$$

oder

$$\dot{n} + \frac{1}{\tau}n = C \tag{4.5}$$

mit der Lösung

$$n(t) = \tau C(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) = n_\mathrm{E}(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}). \tag{4.6}$$

Mit $M_\mathrm{L} = 0$ in (4.4) ergibt sich für die Enddrehzahl

$$n_\mathrm{E} = \frac{U}{k_1\Phi(1+\delta)}. \tag{4.7}$$

Der Wirkungsgrad ist

$$\eta = \frac{k_1\Phi n I}{U I} = \frac{n}{n_\mathrm{E}(1+\delta)}. \tag{4.8}$$

Aus (4.4) folgt mit $M_\mathrm{L} = 0$ und $M = 2\pi J\dot{n}$ auch

$$M = M_\mathrm{A} - \frac{k_1 k_2 \Phi^2}{R_\mathrm{i}}(1+\delta)n. \tag{4.9}$$

Die Maschine zeigt das Nebenschlussverhalten einer permanenterregten Gleichstrommaschine.

5. Bauweise mit Fremderregung

Die oben beschriebene Maschine hat einige Nachteile:

- Für die Permanenterregung sind Seltene Erden erforderlich.
- Der Läufer hat ein großes Trägheitsmoment.
- Es ist kein Betrieb mit Feldschwächung möglich.

Diese Nachteile lassen sich durch eine Bauweise als Außenpolmaschine mit Fremderregung durch Gleichstrom vermeiden. Der Ringkern wird bewickelt, als Ständer außen um den Kupferring herumgeführt und nutzt so das Feld besser aus. Der Kupferring hingegen rotiert, wodurch der Rotor insgesamt leichter wird (Abbildung (5)). Der Drehstrom wird

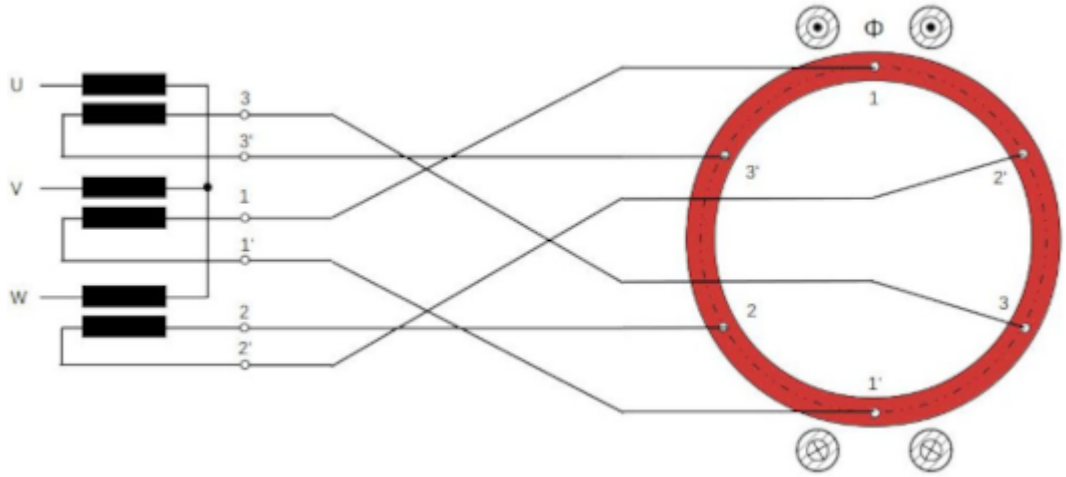

Abbildung 5. Bauweise mit Fremderregung

dem Kupferring über eine induktive Kopplung zugeführt, um Reibungsverluste und damit Verschleiß zu vermeiden. Der magnetische Fluss kann auf zwei Schenkel mit kleinerem Querschnitt aufgeteilt werden, wodurch die Maschine kompakter wird. Bei Verwendung als Generator zeigt die Spannung dann einen trapezförmigen Verlauf (Abbildung (6)).

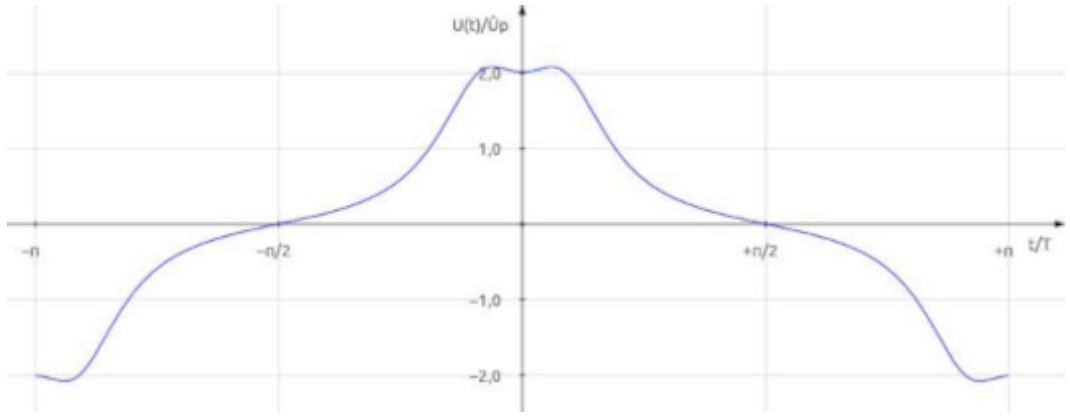

Abbildung 6. Spannungsverlauf bei zwei Schenkeln (Versatz 30°)

6. Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Artikel wurde gezeigt, wie die Synchronmaschine zweiter Art (SM2) als ein Instrument zum Nachweis der Gültigkeit der konservativen Elektrodynamik verwendet werden kann. Mit der SM2 lässt sich das Vektorpotential mit Hilfe der Geschwindigkeit als elektrische Spannung messen. Sollten Experimente dieser Art erfolgreich sein, so wäre die SM2 auch in der praktischen Anwendung von Bedeutung. Es kann gezeigt werden, dass die SM2 als Motor durch Knotenkräfte angetrieben wird. Sie hat folgende Eigenschaften:

- Die Maschine ist eine Mischform aus Synchron- und Gleichstrommaschine.
- Ein Teil (Läufer oder Ständer, je nach Konstruktion) besteht nur einem Kupferring und enthält keinen Eisenkern.
- Der andere Teil besteht aus einem magnetisierbaren Ringkern ohne Luftspalt.

Die Maschine hat dadurch ein geringeres Gewicht. Die erzeugte Spannung könnte durch geeignete Konstruktionen noch gesteigert werden, indem mehrere Kupferringe nebeneinander angeordnet und in Reihe geschaltet werden. Vorstellbar wäre auch den Fluss zu erhöhen, indem supraleitende Materialien verwendet werden.

7. Quellenhinweise

[1] Schneider, Tilmann: *Die Unipolarmaschine zweiter Art.* Bonn : urn:nbn:de:101:1-2015020917870, 2015.

[2] Schneider, Tilmann: *Über elektromagnetische Längskräfte in stromdurchflossenen Leitern.* Bonn : urn:nbn:de:101:1-2405041729402.486656265472, 2024.

[3] Schneider, Tilmann: *Eine Theorie des Kugellagermotors.* Bonn : urn:nbn:de:101:1-2412021827329.979492724103, 2024.

[4] https://www.youtube.com/watch?v=m_TM_ZPU76o.