

Die Synchronmaschine zweiter Art

01.10.2018

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 relation of Theory of Relativity in Electrodynamics. If the theory is right, the machine can generate voltage by using the magnetic vector potential without a present magnetic field. Therefore the machine is an instrument to prove the validity of this theory.

Zusammenfassung. In diesem Artikel wird eine andere Art von Synchronmaschine besprochen, die einen bisher wenig beachteten Zusammenhang der Relativitätstheorie in der Elektrodynamik zur Grundlage hat. Sie kann - wenn die Theorie richtig ist - das Vektorpotential zur Erzeugung elektrischer Spannungen nutzen, ohne dass ein Magnetfeld vorhanden ist. Damit ist sie ein Instrument zum Nachweis der Gültigkeit dieser Theorie.

PACS numbers: 41.20.-q

urn:nbn:de:101:1-2018100116244896369107

1. Einleitung

Die Synchronmaschine zweiter Art ist eine abgewandelte Konstruktion von [1] und kann wie diese zum Nachweis eines bestimmten physikalischen Gesetzes verwendet werden, das aus der Relativitätstheorie bekannt ist. Danach können das elektrische Potential V und das Vektorpotential \vec{A} mit der Lorentz-Transformation transformiert werden gemäß der Beziehung (in Tensorschreibweise)

$$A_\alpha(x) = \Lambda_\alpha^\delta A'_\delta(x'), \quad (1.1)$$

oder mit $(A_\alpha) = (V, -\vec{A})$ in Vektorschreibweise

$$V = \gamma(V' + \vec{v}\vec{A}'), \quad (1.2a)$$

$$\vec{A} = \vec{A}' + \gamma \frac{V'}{c^2} \vec{v} + (\gamma - 1) \frac{\vec{v}\vec{A}'}{v^2} \vec{v}. \quad (1.2b)$$

Dabei stehen gestrichene Größen für Größen im bewegten Bezugssystem S' und ungestrichene für solche im ruhenden System S . Für $v \ll c$ gilt:

$$V = V' + \vec{v}\vec{A}', \quad (1.3a)$$

$$\vec{A} = \vec{A}' + \frac{V'}{c^2} \vec{v}. \quad (1.3b)$$

V' verschwindet wegen fehlender Raumladungen. Dann ist

$$V = \vec{v}\vec{A}', \quad (1.4a)$$

$$\vec{A} = \vec{A}'. \quad (1.4b)$$

Demzufolge kann ein elektrisches Potential durch ein Skalarprodukt von Geschwindigkeit und Vektorpotential erzeugt werden - und damit ohne Induktion. 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 (1)). 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 $2R \ll l$. 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:

$$\begin{aligned} A'_\varphi(\varphi') &= \frac{\Phi}{2\pi} \frac{R - a\cos\varphi'}{R^2 + a^2 - 2aR\cos\varphi'} - \frac{\Phi}{2\pi} \frac{R + a\cos\varphi'}{R^2 + a^2 + 2aR\cos\varphi'} \\ &= \frac{\Phi a(R^2 - a^2)}{\pi (R^2 + a^2)^2} \frac{\cos\varphi'}{1 - \left(\frac{2aR}{R^2 + a^2}\right)^2 \cos^2\varphi'}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

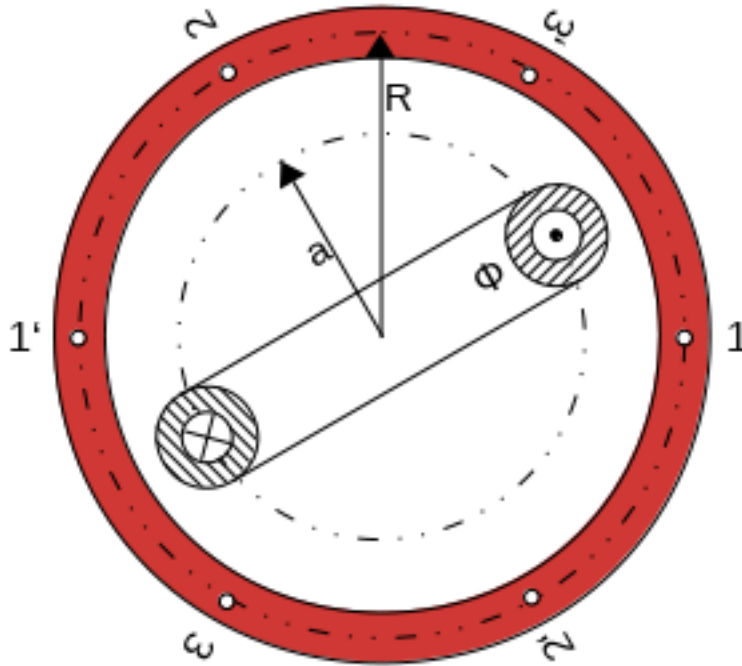


Abbildung 1. Synchronmaschine zweiter Art im Querschnitt

Im System S rotiert der Läufer mit der synchronen Drehzahl $\omega = 2\pi n$. Dann erscheint durch Transformation auf dem Ständer das Drehfeld des elektrischen Potentials:

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

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

$$u(t) = V(t, 0) - V(t, \pi) = 2V_0 \frac{\cos \omega t}{1 - \beta^2 \cos^2 \omega t}. \quad (2.3)$$

Ihr Scheitelwert liegt bei

$$\hat{u} = \frac{2V_0}{1-\beta^2} = \frac{4\alpha}{1-\alpha^2} \Phi n = \frac{4\frac{\alpha}{R}}{1-\left(\frac{\alpha}{R}\right)^2} \Phi n = k\Phi n. \quad (2.4)$$

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

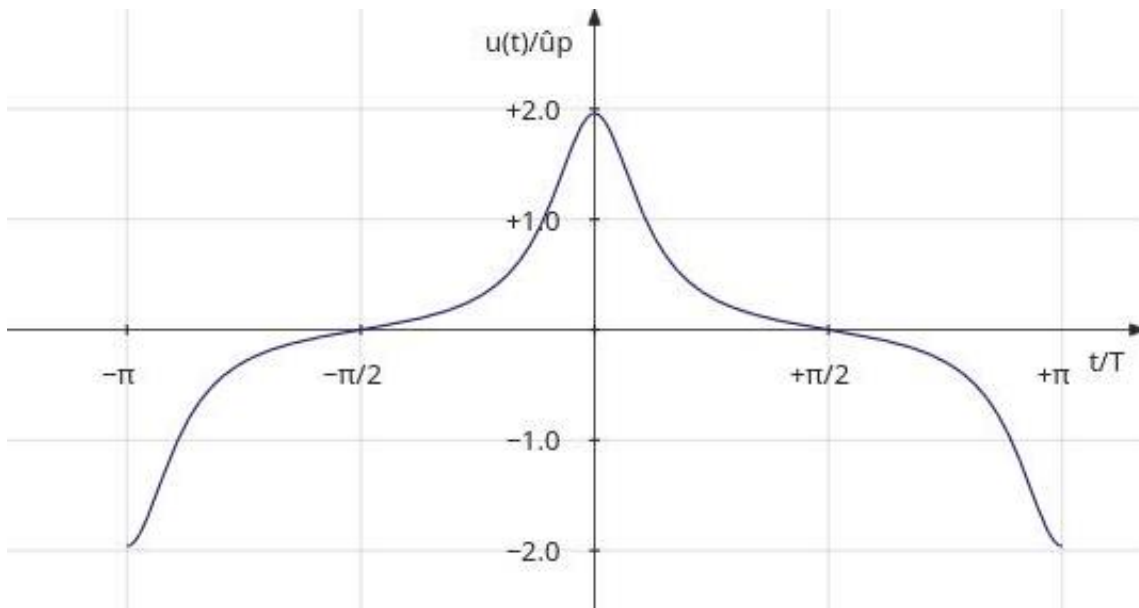


Abbildung 2. Kurvenverlauf von $u(t)$ für $\alpha = 0.7$

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

$$u(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{jm\omega t}. \quad (2.5)$$

Die Fourierkoeffizienten berechnen sich zu

$$c_m = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} u(t) e^{-jm\omega t} dt. \quad (2.6)$$

Die Spannung ist von der allgemeinen Form

$$u(t) = f(\sin \omega t, \cos \omega t). \quad (2.7)$$

Mit der Substitution

$$\underline{z} = e^{-j\omega t} \quad (2.8)$$

folgt

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

Es ist also zu bilden:

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

Die einfachen Polstellen liegen bei

$$\underline{z}_1 = -\alpha, \quad (2.11a)$$

$$\underline{z}_2 = -\frac{1}{\alpha}, \quad (2.11b)$$

$$\underline{z}_3 = \frac{1}{\alpha}, \quad (2.11c)$$

$$\underline{z}_4 = \alpha. \quad (2.11d)$$

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

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

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

Daraus folgt für die Fourierkoeffizienten

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

Für die Spannung folgt dann mit (2.5)

$$\begin{aligned} u(t) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_{2m-1} e^{j(2m-1)\omega t} = 2n\Phi \sum_{m=-\infty}^{\infty} (\alpha e^{j\omega t})^{2m-1} \\ &= 2 \sum_{m=1}^{\infty} c_{2m-1} \cos(2m-1)\omega t = 4n\Phi \sum_{m=1}^{\infty} \alpha^{2m-1} \cos(2m-1)\omega t. \end{aligned} \quad (2.14)$$

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

$$u_p(t) = 4\alpha\Phi n \cos \omega t = k_1\Phi n \cos \omega t = \hat{u}_p \cos \omega t, \quad (2.15)$$

die sich mit einem Tiefpass herausfiltern lässt. Die Grundwelle ist

$$u_p(t, \varphi) = \hat{u}_p \cos(\omega t - \varphi) = \text{Re}[\hat{u}_p e^{j(\omega t - \varphi)}] = \text{Re}[\underline{u}_p e^{-j\varphi}]. \quad (2.16)$$

\underline{u}_p ist die Polradspannung. Werden nun auf dem Ständering 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

$$\underline{u}_{11'} = \underline{u}_p, \quad (2.17a)$$

$$\underline{u}_{22'} = \underline{u}_p e^{-j\frac{2}{3}\pi}, \quad (2.17b)$$

$$\underline{u}_{33'} = \underline{u}_p e^{-j\frac{4}{3}\pi}. \quad (2.17c)$$

Diese Spannungen 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 (1) 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 - relativistischen Ursprungs.

3. Motorbetrieb

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

$$M = \frac{P}{2\pi n} = \frac{1}{2\pi n} \frac{3\hat{u}_p \hat{i}}{2} \cos(\varphi_{u_p} - \varphi_i) = \frac{3}{\pi} \sqrt{2} \alpha \Phi I \cos(\varphi_{u_p} - \varphi_i). \quad (3.1)$$

Der Innenwiderstand der Maschine ist reel und beträgt für eine Phase

$$R_i = \frac{\pi R}{2\kappa A_q}. \quad (3.2)$$

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

4. Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Artikel wurde gezeigt, wie die Synchronmaschine zweiter Art (SM2) als ein Instrument zum Nachweis der Gültigkeit der Relativitätstheorie verwendet werden kann. Mit der SM2 lässt sich das Vektorpotential mit Hilfe der Geschwindigkeit indirekt als elektrische Spannung messen. Sollten Experimente dieser Art erfolgreich sein, so wäre die SM2 auch in der praktischen Anwendung von Bedeutung. Diese Maschine hat folgende Eigenschaften:

- Der Ständer besteht nur einem Kupferring und enthält keinen Eisenkern.
- Der Läufer besteht aus einem magnetisierten Ringkern ohne Luftspalt und ist dadurch weniger massiv als etwa ein Voll- oder Schenkelpolläufer.

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

5. Literaturhinweis

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