

3.4 Asynchronmaschinenspezifische Besonderheiten

3.4.1 Sättigung

Bei den bisherigen Betrachtungen – sowohl bei der Asynchronmaschine als auch bei der Synchronmaschine – wurde fast immer davon ausgegangen, dass der magnetische Kreis der jeweiligen Maschine nicht gesättigt ist, d. h. dass ein linearer Zusammenhang zwischen dem betreffenden Fluss und dem ihn erzeugenden Strom besteht. Wird der Strom jedoch immer weiter gesteigert, dann werden die Eisenwege im magnetischen Kreis gesättigt und der Zusammenhang zwischen Strom und Fluss wird nichtlinear. Hiervon sind diejenigen Magnetfeldlinien am meisten betroffen, die die längsten Eisenwege zurücklegen. Bei der Asynchronmaschine, bei der Sättigungseffekte oft deutlicher in Erscheinung treten als bei der permanentmagneterregten Synchronmaschine, sind das diejenigen Magnetfeldlinien, die sowohl den Stator als auch den Rotor und somit auch den Luftspalt durchsetzen. Dieses Luftspaltfeld wird mathematisch mithilfe des Hauptflusses beschrieben. Gemäß dem Ersatzschaltbild 3.3 bzw. der hierzu gehörenden Gleichung (3.35) setzen sich die Ströme, die diese Magnetfeldlinien verursachen, aus den jeweiligen Summen der Statorströme und der auf die Statorseite umgerechneten Rotorströme zusammen. Sie ähneln somit den rotorflussbezogenen Magnetisierungsströmen, die ja deutlich verzögert $i_{s,d}$ folgen. Insofern unterscheiden sich die Maßnahmen, die zur Kompensation dieses Sättigungsverhaltens getroffen werden, deutlich von Maßnahmen zur Kompensation des Sättigungsverhaltens von Streufeldern der Asynchronmaschine oder zur Kompensation des Sättigungsverhaltens der permanentmagneterregten Synchronmaschine. Denn durch das ausgeprägte Verzögerungsverhalten der rotorflussbezogenen Magnetisierungsströme reicht es aus, nur den aktuellen Arbeitspunkt zu betrachten, während bei den übrigen Sättigungserscheinungen eine völlig andere Vorgehensweise eingeschlagen werden muss, um eine hohe Regelkreisdynamik zu erreichen. Wegen der asynchronmaschinenspezifischen Erscheinung der – gegenüber dem Statorstrom verzögerungsbehafteten – Hauptflusssättigung wird in diesem Abschnitt nur diese behandelt. Die Kompensation der anderen Sättigungserscheinungen wird dagegen im Abschnitt 6.3.8 skizziert, dort allerdings vorrangig für die permanentmagneterregte Synchronmaschine, zumal sie eher bei dieser Maschinenart und bei der Synchronreluktanzmaschine in Erscheinung treten – bei permanentmagneterregten Synchronmaschinen insbesondere bei elektromobilen Anwendungen. Grundsätzlich sind die im Abschnitt 6.3.8 vorgestellten Maßnahmen aber auch auf die Asynchronmaschine übertragbar.

Die Sättigung hängt grundsätzlich von der Höhe der jeweiligen Momentanwerte der sie verursachenden Ströme ab. Um aber eine halbwegs handhabbare Beschreibungsform für das Sättigungsverhalten zu erhalten, wird hierfür üblicherweise nur die Amplitude der die Sättigung verursachenden Ströme herangezogen. Wegen der gegenseitigen Beeinflussung der Phasenströme und -flüsse wird darüber hinaus wiederum die Raumzeigerschreibweise angewandt, wobei dann bei der Hauptflusssättigung das Sättigungsverhalten ausschließlich durch die Abhängigkeit des Hauptflussraumzeigerbetrags $|\underline{\psi}_h|$ vom Magnetisierungsstromraumzeigerbetrag $|\underline{i}_h|$, d. h. vom Betrag der Raumzeigersumme $\underline{i}_S + \underline{i}'_R$, beschrieben wird. Das Bild 3.20 zeigt diesen Zusammenhang beispielhaft anhand einer Kennlinie.

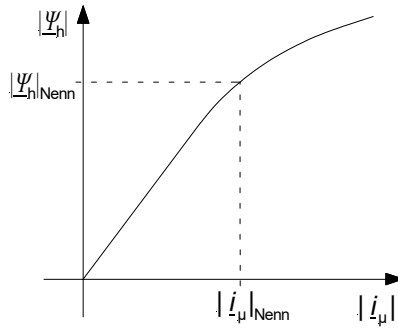


Bild 3.20: Beispielhafte Kennlinie der sättigungsbedingten Abhängigkeit des Hauptflusses vom Magnetisierungsstrom

Möchte man das Sättigungsverhalten in den im Abschnitt 3.1 hergeleiteten Maschinengleichungen in der angegebenen Weise berücksichtigen, dann bietet es sich an, hierzu die dort verwendeten Induktivitäten heranzuziehen. Denn grundsätzlich lassen sich Induktivitäten als Quotient aus Fluss und ihn erzeugendem Strom definieren, wodurch das betreffende Sättigungsverhalten unmittelbar berücksichtigt wird. So ergibt beispielsweise der Quotient aus Hauptflussraumzeigerbetrag und Magnetisierungsstromraumzeigerbetrag gerade die statorbezogene Hauptinduktivität L_{Sh} . Gemäß dem Kennlinienverlauf in Bild 3.20 erhält man für L_{Sh} dann eine Kennlinie, wie sie im Bild 3.21 beispielhaft dargestellt ist.

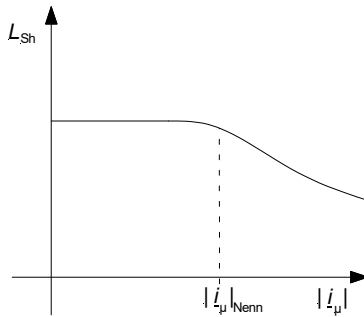


Bild 3.21: Beispielhafter Verlauf der statorbezogenen Hauptinduktivität als Funktion des Magnetisierungsstromraumzeigerbetrags

Um in der Regelung, und zwar insbesondere im Maschinenmodell, stets auf den korrekten Wert von L_{Sh} zurückgreifen zu können, bietet es sich an, aus den dort verwendeten Raumzeigern $\underline{i}'_{\mu}$ und $\underline{i}_S$ auf den Raumzeiger $\underline{i}_{\mu}$ zurückzurechnen und seinen Betrag für die Kennlinienauswertung heranzuziehen. Als Grundlage hierfür dient die Definitionsgleichung (3.74a) von $\underline{i}_{\mu}'$. Ersetzt man dort $\underline{\psi}_R'$ durch die rechte Seite der ins d-q-Koordinatensystem transformierten Gleichung (3.46), dann führt das auf das Zwischenergebnis

$$\underline{i}_{\mu}' = \frac{\underline{\psi}_R'}{L_{Sh}} = \frac{L_{Sh} \underline{i}_S^r + (1 + \sigma_R) L_{Sh} \underline{i}_{\mu}'^r}{L_{Sh}} = \underline{i}_S^r + (1 + \sigma_R) \underline{i}_{\mu}'^r.$$

Wird darin noch die rechte Seite um $\sigma_R \underline{i}_S - \sigma_R \underline{i}_S$ additiv erweitert und darüber hinaus die im d-q-Koordinatensystem dargestellte Definitionsgleichung (3.36) von $\underline{i}_\mu$ berücksichtigt, dann lässt sich $\underline{i}_\mu^{rr}$ alternativ in der Form

$$\begin{aligned}\underline{i}_\mu^{rr} &= \underline{i}_S^r + \sigma_R \underline{i}_S^r + (1 + \sigma_R) \underline{i}_R^r - \sigma_R \underline{i}_S^r \\ &= (1 + \sigma_R) (\underline{i}_S^r + \underline{i}_R^r) - \sigma_R \underline{i}_S^r \\ &= (1 + \sigma_R) \underline{i}_\mu^r - \sigma_R \underline{i}_S^r\end{aligned}$$

anschreiben. Nach $\underline{i}_\mu^r$ aufgelöst folgt daraus

$$\underline{i}_\mu^r = \frac{\underline{i}_\mu^{rr} + \sigma_R \underline{i}_S^r}{1 + \sigma_R}.$$

Wegen $\underline{i}_\mu^{rr} = i'_{\mu,d}$ und $\underline{i}_S^r = i_{S,d} + j i_{S,q}$ erhält man daraus den Betrag

$$|\underline{i}_\mu^r| = \sqrt{\left(\frac{i'_{\mu,d} + \sigma_R i_{S,d}}{1 + \sigma_R}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_R i_{S,q}}{1 + \sigma_R}\right)^2}. \quad (3.137a)$$

Im stationären Zustand, nachfolgend durch den Index " ∞ " symbolisiert, gilt dann wegen $i_{S,d,\infty} = i'_{\mu,d,\infty}$

$$|\underline{i}_{\mu,\infty}^r| = \sqrt{i'^2_{\mu,d,\infty} + \left(\frac{\sigma_R i_{S,q,\infty}}{1 + \sigma_R}\right)^2}. \quad (3.137b)$$

Damit ist nun diejenige Größe bekannt, mit der während des Betriebs aus einer abgespeicherten Tabelle (Look-up-Table), die die Hauptinduktivitätskennlinie gemäß Bild 3.21 repräsentiert, der aktuelle Wert der statorbezogenen Hauptinduktivität ausgelesen werden kann.

Möchte man den Aufwand für die Auswertung von Gl. (3.137b) nicht treiben, kann man sich alternativ mit der groben Näherung

$$|\underline{i}_{\mu,\infty}^r| \approx |\underline{i}'_{\mu,\infty}| \quad (3.138)$$

begnügen.

Um abzuschätzen, wie das Maschinenverhalten durch die magnetisierungsstromabhängige Sättigung beeinflusst wird, muss zunächst analysiert werden, welche Maschinenparameter von L_{Sh} abhängen. Zu erwähnen sind diesbezüglich die Streuziffern σ_S , σ_R und σ sowie die Rotorzeitkonstante τ_R . Allerdings muss bei Produkten wie $\sigma_S L_{Sh}$ und $\sigma_R L_{Sh}$ beachtet werden, dass die Streuziffern σ_S und σ_R bereits als Quotient mit L_{Sh} im Nenner definiert sind. Gemäß den Gln. (3.44a) und (3.44b) gilt deshalb

$$\sigma_S L_{Sh} = \frac{L_{S\sigma}}{L_{Sh}} L_{Sh} = L_{S\sigma}, \quad (3.139a)$$

$$\sigma_R L_{Sh} = \frac{L'_{R\sigma}}{L_{Sh}} L_{Sh} = L'_{R\sigma}. \quad (3.139b)$$

Da die Sättigung der Streuinduktivitäten $L_{S\sigma}$ und $L'_{R\sigma}$ bei dieser Betrachtung vernachlässigt werden soll, sind die Produkte $\sigma_S L_{Sh}$ und $\sigma_R L_{Sh}$ als sättigungsunabhängig anzusehen.

Beim Produkt σL_{Sh} liegen die Verhältnisse ähnlich. Denn verwendet man für σ die Näherungsbeziehung

$$\sigma = 1 - \frac{1}{(1 + \sigma_S)(1 + \sigma_R)} = \frac{\sigma_S + \sigma_R + \sigma_S \sigma_R}{1 + \sigma_S + \sigma_R + \sigma_S \sigma_R} \approx \sigma_S + \sigma_R, \quad (3.140)$$

dann gilt für das Produkt σL_{Sh} die Näherung

$$\sigma L_{Sh} \approx (\sigma_S + \sigma_R) L_{Sh} = \frac{L_{S\sigma} + L'_{R\sigma}}{L_{Sh}} L_{Sh} = L_{S\sigma} + L'_{R\sigma}, \quad (3.141)$$

die wiederum als vom Sättigungsverhalten unabhängig betrachtet werden kann. Aus diesem Grund kann das Produkt σL_{Sh} auch ohne nennenswerten Fehler durch den im Nennbetrieb geltenden Wert $\sigma_{Nenn} L_{Sh,Nenn}$ ersetzt werden. Des Weiteren kann die Sättigungsabhängigkeit von Streuziffern vernachlässigt werden, wenn sie additiv zu deutlich betragsgrößen, konstanten Termen hinzutreten, wie z. B. in den Ausdrücken $1 - \sigma^2$, $1 + \sigma_S$ und $1 + \sigma_R$. Im Folgenden wird auch in solchen Fällen der im Nennbetriebspunkt gültige Wert der betreffenden Streuziffer ($\sigma_{S,Nenn}$, $\sigma_{R,Nenn}$ bzw. σ_{Nenn}) verwendet.

Betrachtet man nun die verbliebenen sättigungsabhängigen Maschinenparameter und Maschinenparameterterme, dann stellt man fest, dass vor allem die Drehmomentgleichung (siehe z. B. Gl. (3.75)), die Maschinenmodelle (siehe z. B. die Gln. (3.77a) und (3.77c)) sowie die Feldschwächkennlinie (siehe die Gln. (3.115), (3.117) und (3.118a/b/c)) davon betroffen sind. Zwar hängt auch der über Gl. (3.82) definierte Gegenspannungsraumzeiger $\underline{u}_z$ über τ_R von L_{Sh} ab. Wegen des schnellen Eingreifens des Statorstromreglers bei Soll- und Istwertänderungen kommen jedoch kaum dadurch bedingte ungewohnte Abweichungen des Statorstromistwerts vom -sollwert vor, solange die hierfür erforderliche Spannung zur Verfügung steht. Treten dagegen in der Drehmomentgleichung (3.75) sättigungsbedingte Änderungen bezüglich des Zusammenspiels zwischen den Stromkomponenten und dem inneren Drehmoment auf, dann können sie zur Erzielung einer möglichst genauen gesteuerten Drehmomentvorgabe durch eine entsprechende gesteuerte Adaption von L_{Sh} nachjustiert werden. Falls ein Drehzahlregler im Antriebssystem aktiv ist, kann darauf jedoch verzichtet werden, da er auch ohne exakte Streckenkenntnis für stationäre Drehzahlgenauigkeit sorgen kann. Zu beachten ist hierbei jedoch, dass sich bei variablem L_{Sh} auch die Streckenverstärkung ändern und der Drehzahlregler dann darauf mit verändertem Einschwingverhalten reagieren kann. Von entscheidender Bedeutung ist dagegen der Einfluss von L_{Sh} über die Rotorzeitkonstante τ_R auf das Strommodell. Denn wird eine falsche Rotorzeitkonstante angenommen, dann erhält man gemäß Gl. (3.79a) eine falsche Zuordnung zwischen $i_{S,q}$, $i'_{L,d}$ und ω_R , die zu einer falschen Aufspaltung des Statorstromraumzeigers in die Komponenten $i_{S,d}$ und $i_{S,q}$ führt und dadurch einen erhöhten Strom- oder Spannungsbedarf bei einer gegebenen Drehzahl und einem geforderten Drehmoment nach sich ziehen kann (siehe auch Abschnitt 3.4.2). Schließlich führt eine sättigungsbedingte und nicht adaptierte Änderung von L_{Sh} noch bei der Feldschwächung zur Verwendung einer nicht optimalen Feldschwächkennlinie und dadurch eventuell zu einem zu großen oder zu kleinen Magnetisierungsstrom – ersteres mit der Gefahr eines zu hohen Spannungsbedarfs.

Da die Sättigung bzw. der Verlauf von L_{Sh} als Funktion des Magnetisierungsstromraumzeigerbetrags bei der Inbetriebnahme des Antriebs identifiziert und in einer Tabelle abgespeichert werden kann, ist er während des regulären Betriebs des Antriebs abrufbar und in die entsprechenden Gleichungen integrierbar. So kann beispielsweise das Strommodell durch

eine entsprechende Nachführung der sättigungsabhängigen Rotorzeitkonstante orientierungsfehlerarm ausgeführt und dadurch praktisch für eine korrekte Ermittlung der Statorstromkomponenten gesorgt werden, sofern auch der Rotorwiderstand hinreichend genau adaptiert wurde. Ebenso können durch Anpassung von L_{Sh} die erforderlichen Korrekturen an der Feldschwächkennlinie vorgenommen werden. In Bezug darauf sind jedoch noch einige ergänzende Bemerkungen erforderlich. Als erstes ist diesbezüglich darauf hinzuweisen, dass das Näherungsergebnis (3.110) für $\omega_{R,Mmax}$ nahezu sättigungsunabhängig ist. Denn während in der Approximation (3.140) für die totale Streuziffer unter Beachtung der Definitionsgleichungen (3.44a) und (3.44b) für σ_S bzw. σ_R die Hauptinduktivität im Nenner steht, tritt sie bei τ_R im Zähler auf. In $\omega_{R,Mmax}$ kürzt sich L_{Sh} deshalb heraus. Für σ und τ_R können daher die Nennwerte eingesetzt werden, so dass

$$\omega_{R,Mmax} \approx \frac{1}{\sigma_{Nenn} \tau_{R,Nenn}} \quad (3.142)$$

gilt. Des Weiteren ist zu beachten, dass bei $\omega_{Eck,1}$ typischerweise Nennmagnetisierung vorherrscht. Die dort wirksame Hauptinduktivität wird nachfolgend mit $L_{Sh,Nenn}$ bezeichnet. Falls der Grunddrehzahlbereich mit einer anderen Magnetisierung als Nennmagnetisierung betrieben werden sollte, wird die dort gültige Hauptinduktivität allgemein $L_{Sh,GDB}$ genannt. Für die erste Eckkreisfrequenz resultiert daraus auf der Grundlage von Gl. (3.117) sowie unter Beachtung von $1 - \sigma^2 \approx 1 - \sigma_{Nenn}^2$, von $1 + \sigma_S \approx 1 + \sigma_{S,Nenn}$, von $\sigma L_{Sh} \approx \sigma_{Nenn} L_{Sh,nenn}$ und von $L_{Sh}(\omega_{Eck,1}) = L_{Sh,GDB}$ die Beziehung

$$\omega_{Eck,1} \approx \frac{u_{S,max}}{(1 + \sigma_{S,Nenn}) L_{Sh,Nenn} \sqrt{(1 - \sigma_{Nenn}^2) \left(\frac{L_{Sh,GDB}}{L_{Sh,Nenn}} \right)^2 i_{\mu,d,GDB}^2 + \sigma_{Nenn}^2 i_{S,max}^2}} - \omega_{R,Mmax} \quad (3.143)$$

Bei der Berechnung der zweiten Eckkreisfrequenz ist ebenfalls zu beachten, dass darin das Produkt σL_{Sh} auftritt, das näherungsweise ja sättigungsunabhängig ist und deshalb durch das Produkt $\sigma_{Nenn} L_{Sh,Nenn}$ ersetzt werden darf. Basierend auf Gl. (3.115) erhält man daher mit $\sqrt{1 + \sigma^2} \approx \sqrt{1 + \sigma_{Nenn}^2}$ und $1 + \sigma_S \approx 1 + \sigma_{S,Nenn}$ die Darstellungsform

$$\omega_{Eck,2} \approx \frac{u_{S,max} \sqrt{1 + \sigma_{Nenn}^2}}{(1 + \sigma_{S,Nenn}) \sigma_{Nenn} L_{Sh,Nenn} \sqrt{2} i_{S,max}} - \omega_{R,Mmax} \quad (3.144)$$

Hinsichtlich des Verlaufs von $i'_{\mu,d}$ lässt sich das Sättigungsverhalten auf den Quotienten $\frac{L_{Sh,Nenn}}{L_{Sh}}$ fokussieren. Denn in Gl. (3.118a) kann L_{Sh} sowohl im Kennlinienast für den unteren Feldschwächbereich – gegebenenfalls in Verbindung mit einer vorangehenden multiplikativen Erweiterung um L_{Sh} – als auch in demjenigen für den oberen Feldschwächbereich im Nenner vorgezogen werden. Unter Beachtung von $\sigma L_{Sh} \approx \sigma_{Nenn} L_{Sh,Nenn}$, von $1 - \sigma^2 \approx 1 - \sigma_{Nenn}^2$ und von $1 + \sigma_S \approx 1 + \sigma_{S,Nenn}$ folgt daraus

$$i'_{\mu,d} = \begin{cases} i'_{\mu,d,GDB} & \text{für } |\omega| \leq \omega_{Eck,1} \\ \frac{L_{Sh,Nenn}}{L_{Sh}} \frac{\sqrt{\left(\frac{u_{S,max}}{(|\omega| + \omega_{R,Mmax})(1+\sigma_{S,Nenn})L_{Sh,Nenn}}\right)^2 - \sigma_{Nenn}^2 i_{S,max}^2}}{\sqrt{1-\sigma_{Nenn}^2}} & \text{für } \omega_{Eck,1} < |\omega| \leq \omega_{Eck,2} \\ \frac{L_{Sh,Nenn}}{L_{Sh}} \frac{u_{S,max}}{(|\omega| + \omega_{R,Mmax})(1+\sigma_{S,Nenn})L_{Sh,Nenn}\sqrt{2}} & \text{für } |\omega| > \omega_{Eck,2} \end{cases} \quad (3.145a)$$

Werden nun die Gln. (3.143) und (3.144) jeweils nach $\frac{u_{S,max}}{(1+\sigma_{S,Nenn})L_{Sh,Nenn}}$ aufgelöst und die Resultate in Gl. (3.145a) eingesetzt, so liefert dies die alternativen Darstellungsweisen

$$i'_{\mu,d} = \begin{cases} i'_{\mu,d,GDB} & \text{für } |\omega| \leq \omega_{Eck,1} \\ \frac{L_{Sh,Nenn}}{L_{Sh}} \frac{\sqrt{\left(\frac{\omega_{Eck,1} + \omega_{R,Mmax}}{(|\omega| + \omega_{R,Mmax})}\right)^2 \left(1 - \sigma_{Nenn}^2\right) \left(\frac{L_{Sh,GDB}}{L_{Sh,Nenn}}\right)^2 i_{\mu,d,GDB}^2 + \sigma_{Nenn}^2 i_{S,max}^2} - \sigma_{Nenn}^2 i_{S,max}^2}}{\sqrt{1-\sigma_{Nenn}^2}} & \text{für } \omega_{Eck,1} < |\omega| \leq \omega_{Eck,2} \\ \frac{L_{Sh,Nenn}}{L_{Sh}} \frac{(\omega_{Eck,2} + \omega_{R,Mmax}) \sigma_{Nenn} i_{S,max}}{(|\omega| + \omega_{R,Mmax}) \sqrt{1+\sigma_{Nenn}^2}} & \text{für } |\omega| > \omega_{Eck,2} \end{cases} \quad (3.145b)$$

bzw.

$$i'_{\mu,d} = \begin{cases} i'_{\mu,d,GDB} & \text{für } |\omega| \leq \omega_{Eck,1} \\ \frac{L_{Sh,Nenn}}{L_{Sh}} \frac{\sigma_{Nenn} i_{S,max} \sqrt{2 \left(\frac{\omega_{Eck,2} + \omega_{R,Mmax}}{(|\omega| + \omega_{R,Mmax})}\right)^2 - 1 - \sigma_{Nenn}^2}}{\sqrt{1+\sigma_{Nenn}^2} \sqrt{1-\sigma_{Nenn}^2}} & \text{für } \omega_{Eck,1} < |\omega| \leq \omega_{Eck,2} \\ \frac{L_{Sh,Nenn}}{L_{Sh}} \frac{(\omega_{Eck,2} + \omega_{R,Mmax}) \sigma_{Nenn} i_{S,max}}{(|\omega| + \omega_{R,Mmax}) \sqrt{1+\sigma_{Nenn}^2}} & \text{für } |\omega| > \omega_{Eck,2} \end{cases} \quad (3.145c)$$

Des Weiteren ergeben sich auf ähnliche Weise die Kennlinien

$$|i_{S,q}|_{\max} = \begin{cases} \sqrt{i_{S,max}^2 - i_{\mu,d}'^2} & \text{für } |\omega| \leq \omega_{Eck,2} \\ \frac{L_{Sh}}{L_{Sh,Nenn}} \frac{1}{\sigma_{Nenn}} i'_{\mu,d} & \text{für } |\omega| > \omega_{Eck,2} \end{cases} \quad (3.146)$$

und

$$|M_i|_{\max} = \begin{cases} \frac{3}{2} p \frac{L_{Sh,GDB}}{1+\sigma_{R,Nenn}} i'_{\mu,d,GDB} \sqrt{i_{S,max}^2 - i_{\mu,d,GDB}'^2} & \text{für } |\omega| \leq \omega_{Eck,1} \\ \frac{3}{2} p \frac{L_{Sh}}{L_{Sh,Nenn}} \frac{L_{Sh,Nenn}}{1+\sigma_{R,Nenn}} i'_{\mu,d} \sqrt{i_{S,max}^2 - i_{\mu,d}'^2} & \text{für } \omega_{Eck,1} < |\omega| \leq \omega_{Eck,2} \\ \frac{3}{2} p \left(\frac{L_{Sh}}{L_{Sh,Nenn}}\right)^2 \frac{L_{Sh,Nenn}}{1+\sigma_{R,Nenn}} \frac{i_{\mu,d}'^2}{\sigma_{Nenn}} & \text{für } |\omega| > \omega_{Eck,2} \end{cases} \quad (3.147)$$

Abschließend bleibt wiederum darauf hinzuweisen, dass für den Fall, dass nur der untere Feldschwächbereich ausgenutzt werden soll, die Feldschwächkennlinie $i'_{\mu,d}(\omega)$ erneut durch Weglassen der σ enthaltenden Terme vereinfacht werden kann. Aus Gl. (3.145b) ergibt sich dann mit den zuvor bereits erläuterten Maßnahmen die Näherungsbeziehung

$$i'_{\mu,d} = \begin{cases} i'_{\mu,d,GDB} & \text{für } |\omega| \leq \omega_{Eck,1} \\ \frac{L_{Sh,GDB}}{L_{Sh}} \frac{\omega_{Eck,1} + \omega_{R,Mmax}}{(|\omega| + \omega_{R,Mmax})} i'_{\mu,d,GDB} & \text{für } |\omega| > \omega_{Eck,1} \end{cases} \quad (3.148)$$

3.4.2 Orientierungsfehler durch eine fehlerhaft angenommene Rotorzeitkonstante

In den vorangegangenen Abschnitten wurde bereits mehrfach darauf hingewiesen, dass die Rotorzeitkonstante wegen der Sättigungsabhängigkeit der statorbezogenen Hauptinduktivität L_{Sh} und wegen der Temperaturabhängigkeit des Rotorwiderstands R'_R selbst sättigungs- und temperaturabhängig ist. Mit zu- bzw. abnehmender Rotortemperatur und Sättigung nimmt hierbei die Rotorzeitkonstante τ_R ab bzw. zu. So erhöht sich beispielsweise die Rotorzeitkonstante beim Hochfahren vom Grunddrehzahlbereich in den Feldschwächbereich wegen der damit einhergehenden Entsättigung der Asynchronmaschine zunächst. Sobald die Asynchronmaschine dann nicht mehr gesättigt und somit L_{Sh} wieder konstant ist, endet die sättigungsabhängige Rotorzeitkonstantenzunahme. τ_R ist dann vom Magnetisierungsstrom wieder unabhängig. Zur Veranschaulichung dieses Verhaltens zeigt das Bild 3.22 für einen Beschleunigungsvorgang vom Grund- in den Feldschwächbereich den beispielhaften Verlauf der Rotorzeitkonstante über der Drehzahl, wenn das Feld ab der Nenndrehzahl n_{Nenn} geschwächt wird.

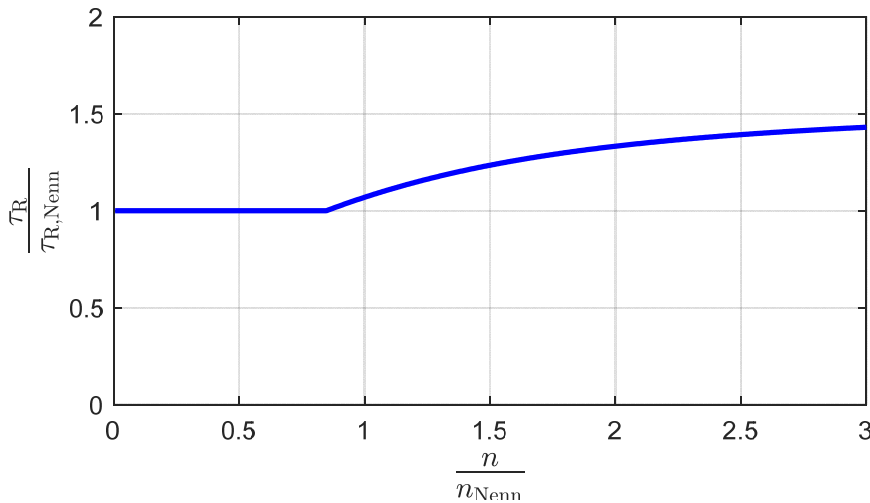


Bild 3.22: Beispielhafter Verlauf der Rotorzeitkonstante als Funktion der Drehzahl beim Wechsel vom Grunddrehzahlbereich in den Feldschwächbereich