

ESTABILIDAD DINÁMICA DE GENERADORES EÓLICOS POR EL TRAZO INVERSO DE NYQUIST

R. Achilles, B. Bucki Wasserman, C. Moreno, R. Carabajal

Grupos de Estudio Física Aplicada – Energías Alternativas, UTN Confluencia, Universidad Tecnológica Nacional
P Rotter s/n, P Huincul, Neuquén, AR Q8318 www.uacf.utn.edu.ar
ph/fax: +54 (299) 496-0510 e-m: <achilles@ieee.org>

RESUMEN: El típico análisis de estabilidad para máquinas sincrónicas por simulación de las excursiones angulares rotóricas post-falla no es directamente aplicable a generadores a inducción por carecer éstos del marco de referencia de ejes $d-q$. Continuando con un trabajo previo que introduce un diseño de compensador estático al control de tensión terminal de generadores eólicos a inducción, el presente artículo desarrolla un análisis dinámico en dominio frecuencial para evaluar la conectabilidad de estas máquinas a redes sincrónicas. El algoritmo inverso de Nyquist introducido, de aplicación extensiva a generadores sincrónicos e inclusive a motores, confirma la inclinación a inestabilidad de la máquina para mayores impedancias de transferencia. La conexión de un compensador a terminales del generador estabiliza adicionalmente –merced a la resonancia en paralelo de aquél con la línea de interconexión– al sistema con baja impedancia de transferencia.

Palabras clave: generación eólica – máquina asincrónica – estabilidad dinámica

1 INTRODUCCIÓN

1.1 *La generación eólica en el mundo y Argentina*

La generación eólica, la forma de energía renovable de mayor evolución en las últimas décadas, ha experimentado un crecimiento del 25% anual acumulado con unos 80,000 MW de turbinas instaladas en el mercado mundial. Su presente auge se funda en la reducción lograda en su valor de “corte” (piso de ganancias) a 70U\$/MWh, y sus menores plazos de puesta en servicio en comparación con generación térmica tradicional. Argentina, con sitios eólicos off-shore de velocidades medias anuales de viento entre 7 y 8m/s y sitios de tierra firme con velocidades medias de hasta 11m/s, cuenta con un potencial eólica de unos 300,000MW. Todo indica que la intensificación del uso de este recurso contribuiría a resolver coyunturas de mediano plazo diversificando la matriz energética nacional y simultáneamente reduciendo pronósticos de emisiones futuras de CO₂, NO_x y SO_x.

1.2 *Máquina a inducción y compensación estática*

Una máquina a inducción trifásica es similar a una sincrónica, con un circuito rotórico formado por devanados inducidos cerrados o por una estructura de jaula de ardilla con barras conductoras cortocircuitadas en sus extremos. Al aplicar corriente sincrónica trifásica al estator, el campo magnético rotativo asociado induce corrientes rotóricas que a su vez producen un campo rotativo. El arrastre de este último por el campo estatórico a frecuencia subsincrónica configura un motor que, manteniendo un desfase entre los campos magnéticos por el giro, aplica un torque continuo sobre la carga mecánica del eje.

Alternativamente, la rotación del eje por una fuente externa de energía mecánica a frecuencias superiores a la sincrónica vuelve a la máquina un generador a inducción que puede inyectar potencia eléctrica a la red. La simplicidad eléctrica y flexibilidad de velocidad de la máquina a inducción han dado lugar a su utilización en generación eólica en donde, en casos de sistemas aislados, el control de su tensión terminal es delegado a compensadores estáticos (Achilles et al, 2007). Estos últimos están constituidos por dos componentes fundamentales (Gyuyi y Taylor, 1980):

- Capacitores Desconectables (TSC) conectados en banco, dividido en ramas suficientemente pequeñas para su conexión individual a tensión cero y desconexión individual a corriente cero, para minimizar transitorios y generación armónica.
- Reactores Controlables (TCR) cuya conducción es controlada por retardo tiristorizado del cero natural de la componente fundamental de corriente del dispositivo. Esta acción de control genera corrientes armónicas.

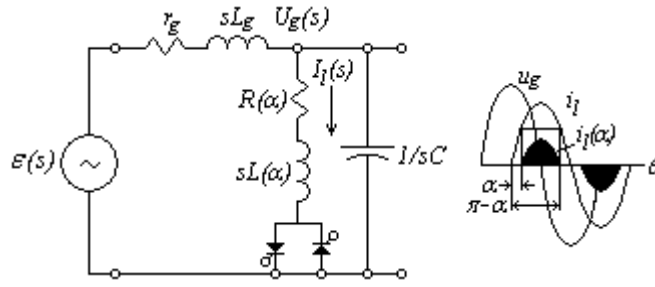


Fig. 1 - Compensador Estático y Control de Corriente del Reactor

2 EL SISTEMA DINÁMICO

2.1 Modelo del reactor

No obstante estar orientado este artículo a la estabilidad dinámica del generador conectado a un sistema sincrónico firme, se incorporó al sistema un compensador estático compuesto de un capacitor fijo y un TCR para analizar su impacto sobre el fenómeno estudiado. El control de la corriente i_l del reactor por retardo del disparo de tiristores es ilustrado en la Figura 1. La demora de su conducción respecto al cero natural de corriente convierte a sus parámetros R y L en funciones del ángulo de retardo α . Las magnitudes $L(\alpha)$ y $R(\alpha)$ utilizadas en el modelo son obtenidas del valor eficaz de corriente de conducción retardada $I_l(\alpha) \equiv \int_{\alpha/\omega}^{(\pi-\alpha)/\omega} i_l(t) dt$ (Achilles et al, 2007) como:

$$L(\alpha) = \sqrt{\frac{\pi}{(\pi-\alpha)(1+2\sin^2\alpha)-3\sin 2\alpha}} \cdot L \quad \text{y} \quad R(\alpha) = \sqrt{\frac{\pi}{(\pi-\alpha)(1+2\sin^2\alpha)-3\sin 2\alpha}} \cdot R \quad (1)$$

2.2 Modelo de máquina a inducción y red

Al no ser aplicable directamente a este caso –por ausencia del marco de referencia de ejes $d-q$ – el estudio de estabilidad por simulación de excursiones angulares rotóricas post-falla, se optó por un análisis de estabilidad dinámica.

La pequeña amplitud de las variables perturbadas junto a la relativa simplicidad que caracteriza al sistema electromecánico en este caso hacen que la perturbación linealizada resulte un método adecuado. En el correspondiente modelo las magnitudes instantáneas de fases $a-b-c$ del sistema eléctrico se considerarán transformadas en variables secuenciales por medio de la transformada de Lyon (Lyon, 1954; Putman y Ramey, 1982; Achilles y Ramírez, 1985) que, aplicada a corrientes estáticas, toma la forma:

$$\begin{bmatrix} \tilde{i}_{0\alpha} \\ \tilde{i}_{1\alpha} \\ \tilde{i}_{2\alpha} \end{bmatrix} = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & \psi & \psi^2 \\ 1 & \psi^2 & \psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{a\alpha} \\ i_{b\alpha} \\ i_{c\alpha} \end{bmatrix} \quad (2)$$

El complejo $\psi = -1/2 + j\sqrt{3}/2$ opera la transformación básica a componentes de secuencia, que no debe confundirse con la transformación de fasores de corriente de fase en componentes simétricas de Fortescue (Fortescue, 1918). La aplicación de componentes de secuencia de Lyon al caso sinusoidal balanceado de estabilidad dinámica arroja componentes de secuencia positiva y negativa que son complejos conjugados, y una suma nula de magnitudes instantáneas de fase ($\tilde{i}_{1\alpha} = \tilde{i}_{2\alpha}^*$; $\tilde{i}_{0\alpha} = 0$).

Resulta, consecuentemente, suficiente resolver las ecuaciones de Lyon de secuencia positiva. Otras variables incluidas en el análisis son la tensión estática, la corriente rotórica, y las tensiones y corrientes de la red. Considerando cada fase del estator de la máquina de inducción excitada por una tensión sincrónica V_{α} el campo magnético rotativo inducirá una tensión de magnitud V_{β} en cada fase rotórica y sus ecuaciones estacionarias de secuencia positiva pueden escribirse en términos de las resistencias de fase estática r_{α} y rotórica r_{β} , inductancias propias L_{α} y L_{β} y de magnetización M , como:

$$\tilde{v}_{1\alpha} = \left(r_{\alpha} + L_{\alpha} \frac{d}{dt} \right) \tilde{i}_{1\alpha} + \frac{3}{2} M \frac{d}{dt} (\tilde{i}_{1\beta}' e^{j\theta}) \quad (3)$$

$$0 = \frac{3}{2} \left(r_{\beta} + L_{\beta} \frac{d}{dt} \right) \tilde{i}_{1\beta}' + \frac{3}{2} M \frac{d}{dt} (\tilde{i}_{1\alpha} e^{-j\theta}) \quad (4)$$

Acá $\tilde{i}_{1\beta}'$ es el fasor de corriente rotórica reducido al estator –para lo que se ha asumido el mismo número efectivo de vueltas del arrollamiento bifásico rotórico y del trifásico estático– y θ es el ángulo entre fases rotórica y estática. Aplicando el teorema de Taylor a las ecuaciones (3) y (4) descriptivas de la máquina en el instante t con $\theta = \omega t$, $\tilde{i}_{1\alpha} = (I_{\alpha}/2)e^{j\omega t}$, $\tilde{v}_{1\alpha} = (V_{\alpha}/2)e^{j\omega t}$ y $\tilde{i}_{1\beta}' = (V_{\beta}/2)/3r_{\beta} = I_{\beta}/2$ con miras a linealizar la perturbación superpuesta a la condición estacionaria, considerando sólo términos de primer orden en las respectivas ecuaciones perturbadas éstas pueden escribirse:

$$\delta \tilde{v}_{1\alpha} = \left(r_{\alpha} + L_{\alpha} \frac{d}{dt} \right) \delta \tilde{i}_{1\alpha} + \frac{3}{2} M \frac{d}{dt} \left(e^{j\omega t} \delta \tilde{i}_{1\beta}' + j \frac{I_{\beta}}{2} I_{\alpha} e^{j\omega t} \delta \theta \right) \quad (5)$$

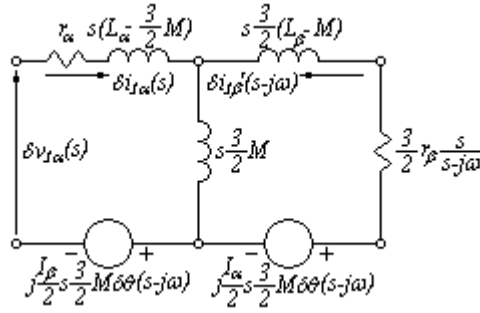


Fig. 2 - Circuito Equivalente de Perturbación de la Máquina

$$0 = \frac{3}{2} \left(r_\beta + L_\beta \frac{d}{dt} \right) \delta i_\beta' + \frac{3}{2} M \frac{d}{dt} \left(e^{-j\alpha} \delta i_\alpha' - j \frac{I_\alpha}{2} \delta \theta \right) \quad (6)$$

Algunas de las variables alteradas aparecen multiplicadas por el operador $e^{j\alpha}$ de transformación de frecuencia rotor-estator. La transformada de Laplace de tales términos en ecuaciones (5) y (6) se funda en el teorema de traslación compleja $\mathcal{L}(e^{j\alpha} \delta \theta) = \delta \theta(s - j\omega)$. Las ecuaciones perturbadas transformadas resultan:

$$\delta v_{1\alpha}(s) = (r_\alpha + sL_\alpha) \delta i_\alpha(s) + \frac{3}{2} sM [\delta i_\beta'(s - j\omega) + j(I_\beta/2) \delta \theta(s - j\omega)] \quad (7)$$

$$0 = \frac{3}{2} (r_\beta + sL_\beta) \delta i_\beta'(s) + \frac{3}{2} sM [\delta i_\alpha(s + j\omega) - j(I_\alpha/2) \delta \theta(s)] \quad (8)$$

Para su resolución simultáneamente, el operador de Laplace de la ecuación (8) es trasladado de s a $s - j\omega$. Multiplicando la ecuación además por $s/(s - j\omega)$, resulta:

$$0 = \frac{3}{2} \left(\frac{s}{s - j\omega} r_\beta + sL_\beta \right) \delta i_\beta'(s - j\omega) + \frac{3}{2} sM [\delta i_\alpha(s) - j(I_\alpha/2) \delta \theta(s - j\omega)] \quad (9)$$

Las ecuaciones (7) y (9) hacen posible construir el circuito equivalente de la Figura 2. Éste se simplifica adicionalmente con la suposición de una reactancia magnetizante $3M/2$ suficientemente grande que permite aplicar la relación de cancelación de Ampère-vueltas de rotor y estator:

$$\delta i_\alpha(s) + \delta i_\beta'(s - j\omega) = 0 \quad (10)$$

que da lugar a la aproximación estacionaria:

$$j\omega(I_\alpha + I_\beta) \frac{3}{2} M = V_\alpha \quad (11)$$

Con la rama de magnetización eliminada, fuentes e impedancias remanentes de la Figura 2 pueden combinarse dando lugar al circuito aproximado de interacción dinámica máquina-red exhibido en Figura 3. El torque eléctrico estacionario sobre una máquina de p pares de polos puede escribirse en términos de las componentes de secuencia positiva de corriente rotórica y estática (Lyon, 1954) como:

$$\tau = 3pM \operatorname{Re}(-j \tilde{i}_\alpha \tilde{i}_\beta^* e^{-j\theta}) = \frac{9}{2} pM \operatorname{Re}(-j \tilde{i}_\alpha \tilde{i}_\beta^* e^{-j\theta}) \quad (12)$$

Reteniendo sólo términos de primer orden, la perturbación de torque producida por alterar las variables de ecuación (12) es:

$$\delta \tau = \frac{9}{2} pM \operatorname{Re}(-j I_\beta e^{-j\alpha} \delta \tilde{i}_\alpha - j I_\alpha \delta \tilde{i}_\beta^* - I_\alpha I_\beta \delta \theta) \quad (13)$$

El último término, proporcional a $\delta \theta$, es el torque sincronizante de la máquina, que por no contribuir al amortiguamiento de oscilaciones es eliminado del análisis. La ecuación (11) permite la eliminación de I_α de la ecuación (13) y la ecuación (10)

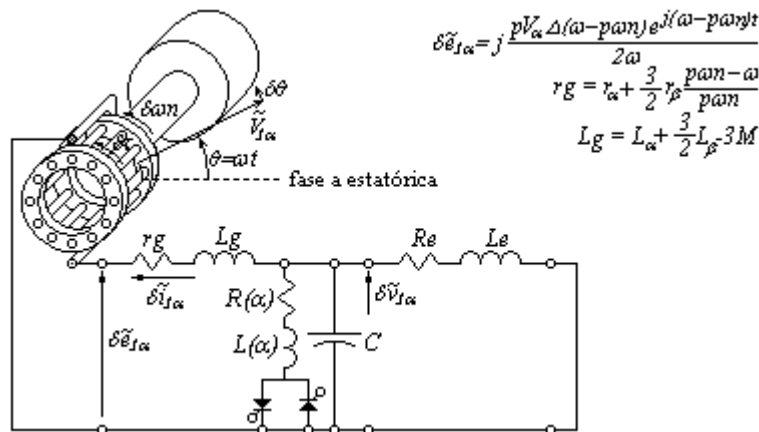


Fig.3 - Circuito de Interacción Dinámica Máquina-Red

en dominio temporal $\tilde{\delta}_{i_{1\alpha}} + e^{j\alpha} \tilde{\delta}_{i_{1\beta}}' = 0$ la eliminación de $\tilde{\delta}_{i_{1\beta}}'$, resultando:

$$\delta\tau = \frac{3p}{\omega} \operatorname{Re}(V_{\alpha} e^{j\alpha} \tilde{\delta}_{i_{1\alpha}}^*) - \frac{9}{2} pM \operatorname{Re}[jI_{\beta}(e^{-j\alpha} \tilde{\delta}_{i_{1\alpha}} + e^{j\alpha} \tilde{\delta}_{i_{1\alpha}}^*)] \quad (14)$$

que con el segundo término, operacionalmente nulo, arroja la siguiente expresión para el fasor instantáneo de perturbación de torque, proporcional a la alteración de corriente estatórica:

$$\delta\tau = \frac{3p}{\omega} V_{\alpha} e^{j\alpha} \tilde{\delta}_{i_{1\alpha}}^* \quad (15)$$

La magnitud y fase de la alteración de corriente responsable de la perturbación de torque depende de la impedancia del sistema a la frecuencia de perturbación. La alteración de tensión estatórica que origina esa corriente es también función de la desviación de frecuencia mecánica ω_n ($p\omega_n$ desde el sistema eléctrico) del rotor. Considerando una pequeña amplitud angular Δ de perturbación rotórica, la transformada de la magnitud instantánea del ángulo eléctrico originado $\delta\theta = p\Delta \cos(p\omega_n t)$ es:

$$\delta\theta(s) = p\Delta \frac{s}{s^2 + (p\omega_n)^2} \quad (16)$$

La ecuación (16) puede trasladarse de s a $s-j\omega$ para su sustitución en la expresión de alteración de la tensión terminal derivada del circuito de Figura 2 y de la ecuación (11) como sigue:

$$\delta E_{1\alpha}(s) = \frac{V_{\alpha}}{2\omega} s \delta\theta(s-j\omega) = \frac{pV_{\alpha}\Delta}{2\omega} \left[\frac{s}{s-j(\omega-p\omega_n)} + \frac{s}{s-j(\omega+p\omega_n)} \right] \quad (17)$$

cuya representación fasorial en dominio temporal es:

$$\delta E_{1\alpha} = \frac{pV_{\alpha}\Delta}{2\omega} [j(\omega-p\omega_n)e^{j(\omega-p\omega_n)t} + j(\omega+p\omega_n)e^{j(\omega+p\omega_n)t}] \quad (18)$$

Esta ecuación identifica dos componentes de perturbación de tensión, una a frecuencia subsincrónica $\omega-p\omega_n$ y la otra a frecuencia supersincrónica $\omega+p\omega_n$, inducidas por la oscilación rotórica. Al aplicarse estas componentes a circuitos separados, el análisis se simplifica. Las componentes de secuencia positiva sub- y supersincrónica de perturbación de corriente, pueden escribirse en términos de las variables definidas en Figura 3 y las impedancias sub- y supersincrónica del sistema eléctrico respectivamente como:

$$\tilde{\delta}_{i_{\alpha-sb}} = -\frac{pV_{\alpha}\Delta}{2\omega} \frac{j(\omega-p\omega_n)e^{j(\omega-p\omega_n)t}}{\tilde{Z}_{sb}} \quad (19)$$

$$\tilde{\delta}_{i_{\alpha-sp}} = -\frac{pV_{\alpha}\Delta}{2\omega} \frac{j(\omega+p\omega_n)e^{j(\omega+p\omega_n)t}}{\tilde{Z}_{sp}} \quad (20)$$

En oposición a la resistencia subsincrónica de la máquina indicada en Figura 3 su resistencia supersincrónica $r_g = r_{\alpha} + (3/2)r_{\beta}(p\omega_n + \omega)/p\omega_n$ es siempre positiva. Sustituyendo ecuaciones (19) y (20) en (15), los fasores de perturbación sub- y supersincrónica de torque referidos al sistema eléctrico resultan:

$$\delta\tau_{sb} = j \frac{3p^2 V_{\alpha}^2 \Delta (\omega-p\omega_n) e^{j p \omega_n t}}{2\omega^2 \tilde{Z}_{sb}^*} \quad (21)$$

$$\delta\tau_{sp} = j \frac{3p^2 V_{\alpha}^2 \Delta (\omega+p\omega_n) e^{-j p \omega_n t}}{2\omega^2 \tilde{Z}_{sp}^*} \quad (22)$$

La influencia de $\delta\tau_{sb}$ y $\delta\tau_{sp}$ sobre el amortiguamiento torsional puede evaluarse correlacionando sus fases con la del fasor de alteración de velocidad rotórica también referido al sistema eléctrico. Este último se deriva de la perturbación del ángulo eléctrico rotórico como:

$$\delta\omega_n = d(\delta\theta)/dt = d(p\Delta e^{j p \omega_n t})/dt = j p^2 \Delta \omega_n e^{j p \omega_n t} \quad (23)$$

Por girar en sentido opuesto a $\delta\omega_n$, $\delta\tau_{sp}$ no aporta amortiguamiento al sistema. En cambio $\delta\tau_{sb}$ girando a $p\omega_n$ origina un sistema desamortiguado para una fase relativa ϕ_{sb} entre $\pm\pi/2$ para la que existe una componente de $\delta\tau_{sb}$ en fase con $\delta\omega_n$. Esta condición subsiste en tanto la resistencia subsincrónica $R+r_g$ se mantenga positiva (ver Figura 4).

Si la resistencia rotórica subsincrónica (negativa) $(3/2)r_{\beta}(p\omega_n - \omega)/p\omega_n$ excede la suma $R+r_{\alpha}$ a una frecuencia próxima a la resonante eléctrica, la resistencia neta del circuito se vuelve negativa y ϕ_{sb} excede $\pm\pi/2$ cambiando el amortiguamiento eléctrico de negativo a positivo. Esto convierte a la configuración descrita en libre de inestabilidad dinámica pero sujeta a efecto de generador a inducción, fenómeno de rara ocurrencia en sistemas reales.



Fig. 4 – Fasores de Torque de Perturbación Referidos al Sistema Eléctrico

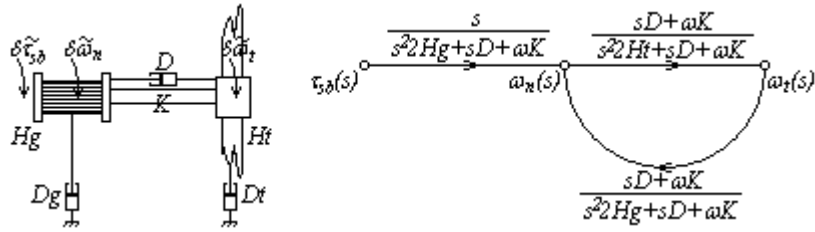


Fig. 5 - Sistema Torsional y Grafo de Señal

La fase de la función de transferencia definida por el cociente entre el fasor de torque subsincrónico de ecuación (21) y el de perturbación de velocidad de ecuación (23) –que representaría el fasor amortiguamiento eléctrico- ilustra el potencial desamortiguamiento a distintas frecuencias en base al arriba definido criterio de la componente de torque en fase. Dicha función, en dominio frecuencial, es:

$$G'(j\omega_n) = \frac{\delta\tau_{sb}}{\delta\omega_n} = \frac{3V_\alpha^2(\omega - p\omega_n)}{2\omega^2\omega_n Z_{sb}^*} \quad (24)$$

Z_{sb}^* fue obtenida para las dos situaciones alternativas contempladas: (a): conexión directa del generador eólico a la red con una impedancia de transferencia $Z_{sb} = z_g + Z_e$; y (b): conexión en T del compensador estático a terminales del generador como se indica en la Figura 3, con impedancia de transferencia $Z_{sb} = (z_g \cdot Z_e + z_g \cdot z_c + Z_e \cdot z_c) / z_c$.

2.3 Modelo torsional

El torque de salida de $G'(j\omega)$ es aplicado al sistema torsional del generador, que por su distribución asimétrica de inercias de turbina y generador y la típicamente baja constante elástica del eje para el caso eólico compele a considerar un modelo bimásico en lugar de uno concentrado. La Figura 5 exhibe un sistema de esas características donde se discriminaron inercias y amortiguamientos propios del generador H_g, D_g y de la turbina H_t, D_t junto a un grafo de señal para el caso habitual en que se desprecian los amortiguamientos propios. En base a la Regla de Mason (Mason, 1956) puede derivarse su función de transferencia en dominio frecuencial:

$$H'(j\omega) = \frac{\delta\omega_n}{\delta\tau_{sb}} = \frac{(\omega K - 2\omega_n^2 H_t) + j\omega_n D}{-2\omega_n^2 D(H_g + H_t) + j[2\omega_n \omega K(H_g + H_t) - 4\omega_n^3 H_g H_t]} \quad (25)$$

La estabilidad dinámica puede evaluarse aquí en base a la fase que esta última variación de velocidad del sistema mecánico (m) –que es reinyectada al eléctrico (e)- tiene respecto a la $\delta\omega_n$ originalmente aplicada al rotor. El sistema de lazo abierto a considerar sería $G(j\omega) = G'(j\omega) \cdot H'(j\omega)$ que, con la realimentación unitaria positiva, origina el sistema de lazo cerrado:

$$T(j\omega) = \frac{\delta\omega_n(m, e)}{\delta\omega_n(e, m)} = \frac{G(j\omega)}{1 - G(j\omega)} \quad (26)$$

2.4 Trazo inverso de Nyquist

La función de lazo abierto $G(j\omega)$ obtenida posibilita aplicar el trazo de Nyquist (Nyquist, 1932) a la evaluación de la estabilidad dinámica del sistema. La realimentación positiva establece la condición inversa de estabilidad del trazo $G(j\omega) = |G(j\omega)|e^{j\phi(\omega)} \geq 1$, que da lugar a las condiciones límite de ganancia y fase $|G(j\omega)|=1$ y $\phi(\omega)=0$. El margen de fase, esto es el ángulo que debe atrasarse la fase de $G(j\omega)$ para que el punto de ganancia $|G(j\omega)|=1$ pase por el punto (1,0) del plano $G(s)$, es el criterio de estabilidad adoptado en esta aplicación. Su magnitud es obtenible alternativamente por medición angular sobre el trazo, de la ordenada de fase del diagrama de Bode de $G(j\omega)$ a la frecuencia ω_{co} de cruce de la ganancia 0dB, o analíticamente como:

$$PM = \tan^{-1}\{\text{Im}[G(j\omega_{co})] / \text{Re}[G(j\omega_{co})]\} \quad (28)$$

3 EJEMPLO DE APLICACIÓN

Un generador eólico de 13.2kV/2MVA, 50Hz, con dos pares de polos, factor de potencia 0.85, resbalamiento nominal 0.03 y reactancia subtransitoria 0.2pu, similar al utilizado en el artículo previo sobre control de tensión terminal (Achilles et al, 2007), fue conectado a una impedancia externa variable entre 0.22+j0.33pu y 0.44+j0.67pu para ensayar el algoritmo desarrollado. Un compensador estático TSC/TCR compensando el 100% de la carga inductiva dentro de un $\pm 5\%$ de margen de tensión, fue aplicado a terminales del generador para evaluar su impacto sobre la estabilidad del sistema. Con un sistema torsional bimásico similar al indicado en Figura 5, se adoptaron las constantes de inercia $H_t=4.3s$ y $H_g=1.0s$, la constante elástica del eje $K=1.5pu/rad$, y el amortiguamiento mutuo $D=2.3pu$. Dichos datos se aplicaron al cálculo, por medio del software I-NYQ desarrollado ad hoc, de los coeficientes de $G(j\omega)$ en las condiciones de transferencia consideradas.

Mientras que en la salida alfanumérica del programa indica las magnitudes de la frecuencia f_{co} de cruce del nivel de ganancia 0dB por $G(j\omega)$, el margen de fase PM , la magnitud de pico Mpk y relación de amortiguamiento ζpk a frecuencia resonante, y el ancho de banda BW del sistema de lazo cerrado, la salida gráfica exhibe el trazo inverso de Nyquist para el sistema sin y con compensador estático.

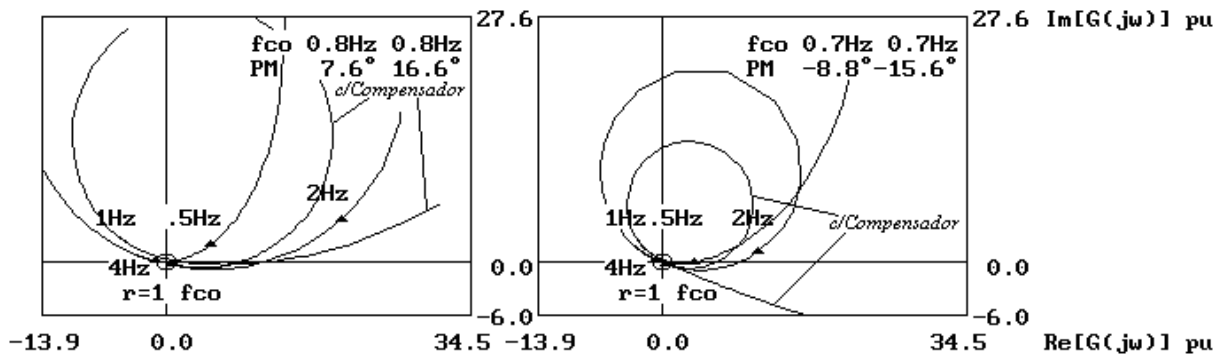


Fig. 6 - Efecto del Aumento de Impedancia de Transferencia $0.22+j0.33 \rightarrow 0.44+j0.67$ Sobre el Trazo Inverso de Nyquist

En la Figura 6 a la izquierda puede seguirse la evolución del trazo inverso de Nyquist para frecuencias torsionales crecientes (y frecuencias eléctricas decrecientes) desde el punto de operación a frecuencia eléctrica sincrónica –típicamente en el primer o cuarto cuadrante- pasando por la frecuencia torsional 0.5Hz, la resonante de 0.73Hz y la de cruce del círculo de radio unitario $f_{co}=0.75$ Hz. La salida del círculo de $r=1$ del trazo –hacia el segundo cuadrante- se produce por encima de 1Hz, desarrollándose el círculo resonante entre esa frecuencia y 4Hz pasando por la de 2Hz. Para frecuencias torsionales mayores el trazo se dirige, atrasando su fase, hacia el origen de $G(j\omega)$ pasando por la frecuencia del ancho de banda 5.06Hz. A pesar del atraso de fase que la aplicación del compensador impone al trazo de baja frecuencia, el elevamiento del círculo resonante mejora el margen de fase PM respecto al mismo sin compensador para bajas impedancias de transferencia.

Al igual que el trazo de Nyquist, la carta de Nichols (James et al, 1947) orientada a la evaluación del sistema de lazo cerrado invierte, para el caso de realimentación positiva, los lugares geométricos de magnitud constante de $T(j\omega)$ sobre el eje real. Prueba de ello es la magnitud de pico resonante $Mpk=17.2$ dB (7.24pu) encontrada a la frecuencia 0.73Hz, previo al ingreso al círculo unitario, a la derecha de la recta $Re[G(j\omega)]=0.5$ correspondiente a $M=0$ dB. Similarmente, el ancho de banda $BW=5.06$ Hz es determinado para $M=-3.01$ dB a la izquierda de $Re[G(j\omega)]=0.5$ (ver Figura 7). Las magnitudes extraídas de las salidas alfanuméricas del programa se indicaron en la Tabla I.

Tabla I – Magnitudes Obtenidas del Estudio Dinámico en Frecuencia

Caso	$Re+jXe$ (pu)	Pe (pu)	f_{res} (Hz)	Mpk (dB)	ζ_{res}	f_{co} (Hz)	PM ($^\circ$)	BW (Hz)
Base, 2 Pares de Polos	0.22+j0.33	1.621	0.73	17.2	0.991	0.75	7.6	5.06
4 Pares de Polos	0.22+j0.33	1.621	0.55	23.1	0.999	0.55	2.8	4.63
c/Compensador 15 $^\circ$	0.22+j0.33	< 1.621	0.78	16.1	0.988	0.80	16.6	5.59
Incr. Impedancia	0.33+j0.50	1.073	0.70	21.3	0.999	0.72	-2.7	4.44
c/Compensador 15 $^\circ$	0.33+j0.50	< 1.073	0.75	15.9	0.987	0.75	-9.2	4.78
Incr. Impedancia	0.44+j0.67	0.802	0.69	16.3	0.988	0.69	-8.8	4.01
c/Compensador 15 $^\circ$	0.44+j0.67	< 0.802	0.72	10.6	0.956	0.73	-15.6	4.26

4 CONCLUSIONES

Para cada impedancia de transferencia estudiada se calculó la potencia eléctrica transferible en términos de las tensiones controladas aplicadas a extremos, el desfase angular entre ellas y la impedancia de la línea por la relación potencia-ángulo $Pe=(UgEo/Ze)\sin\delta\theta$. Se estimó un desfase angular $\delta\theta=40^\circ$.

El caso base de impedancia de transferencia mínima, presentó un amplio círculo resonante con un margen de fase aceptable de 7.6°. Éste es mejorado a 16.6° con la reducción del círculo resonante que aplicó la conexión del compensador. El límite de estabilidad aparece cercano al valor intermedio de impedancia de transferencia estudiado, para la que el sistema es inestable con un margen de fase de -2.7°. Tanto en este caso como en el de impedancia máxima, también inestable, la conexión del compensador introdujo inestabilidad adicional. Con frecuencias resonante y de cruce bastante estables en los casos anteriores,

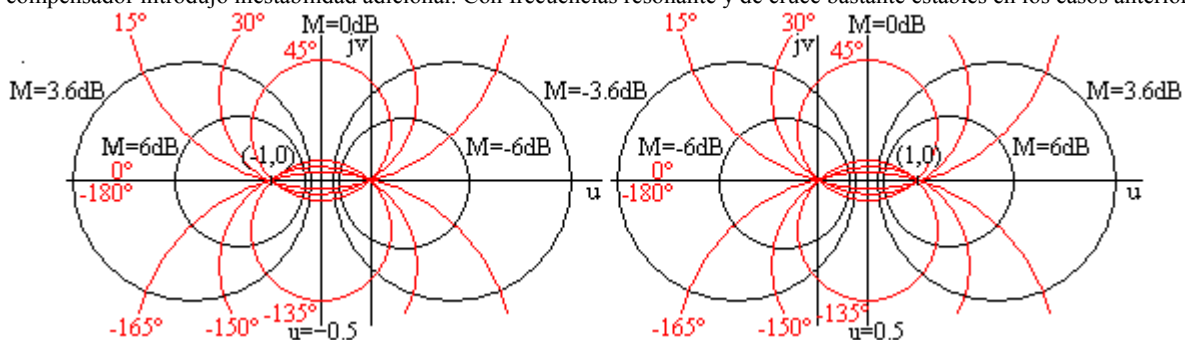


Fig. 7 - Carta de Nichols para Sistemas con Realimentación Negativa (izquierda) y Positiva (derecha)

las magnitudes de pico resonante del sistema de lazo cerrado fueron en todos los casos, merced al ancho de banda por encima de 4Hz, superiores a las magnitudes de 10dB encontradas en el estudio de control de tensión terminal (Achilles et al, 2007). De todos modos, la relación de amortiguamiento ζ_{res} prácticamente unitaria del sistema contribuirá a la rápida extinción de oscilaciones a esa frecuencia en dominio temporal.

El incremento del número de pares de polos de la máquina a 4, por su impacto en la magnitud del torque eléctrico expande el círculo resonante reduciendo la frecuencia resonante (con lo que aumenta la magnitud del pico), el ancho de banda y el margen de fase del sistema. El aumento del ángulo de retardo al disparo de tiristores a 30° en los casos con compensador no alteró mayormente las magnitudes calculadas para $\alpha=15^\circ$.

La frecuencia natural del sistema torsional para los datos del ejemplo, puede calcularse computando $Heq=Hg\cdot Ht/(Hg+Ht)$ como $\omega_n=[\omega_b K/(2Heq)]^{1/2}=[314\cdot 1.5/(2\cdot 0.811)]^{1/2}=17.04\text{r/s}=2.71\text{Hz}$. La estabilidad del caso base para, por ejemplo, esa frecuencia, permite constatar la coherencia del algoritmo inverso de Nyquist tomando la magnitud $G(j17.04)=2.432-j0.641$ del barrido de frecuencia y calculando:

$$T(j17.04)=\frac{\delta\tilde{\omega}_n(j17.04m,e)}{\delta\tilde{\omega}_n(j17.04e,m)}=\frac{G(j17.04)}{1-G(j17.04)}=\frac{2.432-j0.641}{-1.432+j0.641}=1.603e^{-j170.7^\circ} \quad (29)$$

El atraso de fase de -170.7° exhibido por la salida de lazo cerrado $\delta\tilde{\omega}_n(j17.04m,e)$ respecto a la entrada $\delta\tilde{\omega}_n(j17.04e,m)$, asegura una componente de perturbación en oposición de fase a la alteración original de velocidad rotórica, en correspondencia con la condición de estable determinada por el criterio acá presentado.

5 REFERENCIAS

- Achilles R., Bucki Wasserman B., Moreno C. y Carabajal R. (2007). Compensación reactiva estática de generadores eólicos a inducción, *AVERMA* 11, 9.01.
- Gyugyi L. y Taylor E. Jr. (1980). Characteristics of static thyristor-controlled shunt compensators for power transmission system applications, *IEEE Trans.* PAS-99, 1795.
- W. Lyon (1954), Transient analysis of alternating current machinery, *MIT Press and John Wiley and Sons*, New York.
- T. Putman y D. Ramey (1982), Theory of the modulated reactance solution for subsynchronous resonance, *IEEE Trans.* PAS-101, 1527.
- R. Achilles y A. Ramirez (1985), An in-depth analysis of critical parameters affecting leading SSR countermeasures, *IEEE Trans.* PAS-104, 357.
- C. Fortescue (1918), Method of symmetrical coordinates applied to the solution of polyphase networks, *AIEE Trans.* 37, 1027.
- Mason S. (1956). Feedback theory: further properties of signal flow graphs, *IRE Proc.* 44, 920.
- Nyquist H. (1932). Regeneration theory *Bell System Tech. Journal* 1932, 126.
- James H., Nichols N. y Phillips R. (1947). Theory of servomechanisms, *McGraw-Hill*, New York.

ABSTRACT: The typical stability analysis for synchronous machines by simulation of post-fault rotor angle excursions is not directly applicable to induction generators for the lack of a $d-q$ axes reference frame in these machines. Following a previous work introducing a static compensator design for the control of wind induction generators' terminal voltage, the present article develops a dynamic analysis in frequency domain to evaluate the connectivity of these machines to synchronous networks. The introduced inverse-Nyquist algorithm, also applicable to synchronous generators and also to motors, confirms the tendency to instability of the machine for higher transfer impedances. A compensator connected to the wind generator's terminals introduces additional stability –by its parallel resonance with the interconnection line- to the low transfer-impedance system.

Keywords: wind generation – asynchronous machine – dynamic stability