

Proyecto Global Integrador: Control de Accionamiento de CA con Motor Síncrono de Imanes Permanentes

Borquez Juan y Escobar Matías

Abstract

I. INTRODUCCIÓN

Modelado, simulación, diseño y análisis de desempeño de un Sistema de Control Automático de Posición y Movimiento para un Accionamiento electromecánico de 4 cuadrantes, compuesto por: máquina eléctrica de corriente alterna (CA) trifásica síncrona con excitación por imanes permanentes (PMSM), alimentada por inversor trifásico desde fuente de corriente continua (CC); reductor de velocidad de engranajes planetarios de salida hacia la carga mecánica; realimentación con 1 sensor de posición en el eje del motor, más 3 sensores de corriente instantánea de fases en la salida del inversor trifásico al estator de la máquina (PMSM) y 1 sensor de temperatura del bobinado de estator.

II. ECUACIONES

Se detallan en esta sección las ecuaciones que modelan las distintas partes del sistema, obtenidas de la guía de referencia ([1]) en donde también se detalla claramente el significado de cada uno de los términos en las ecuaciones.

- Modelo matemático simplificado equivalente no lineal de parámetros variables referido al eje de salida del tren de transmisión:

$$J_l \frac{d\omega_l(t)}{dt} = T_q(t) - b_l \omega_l(t) - T_l(t) \quad (1)$$

$$T_l(t) = k_l \sin(\theta_l(t)) + T_d(t) \quad (2)$$

$$\frac{d\theta_l(t)}{dt} \equiv \omega_l(t) \Leftrightarrow \theta_l(t) = \int_0^t \omega_l(\zeta) d\zeta + \theta_l(0) \quad (3)$$

- Modelo equivalente rígido del tren de transmisión:

$$\omega_l(t) = 1/r \cdot \omega_m(t) \quad (4)$$

$$T_q(t) = r \cdot T_{dm}(t) \quad (5)$$

- Modelo matemático equivalente del sub-sistema mecánico de la máquina eléctrica.

$$J_m \frac{d\omega_m(t)}{dt} = T_m(t) - b_m \omega_m(t) - T_{dm}(t) \quad (6)$$

$$\frac{d\theta_m(t)}{dt} \equiv \omega_m(t) \Leftrightarrow \theta_m(t) = \int_0^t \omega_m(\tau) d\tau + \theta_m(0) \quad (7)$$

- Coordenadas eléctricas de entrehierro $qd0^r$ (marco de referencia de rotor \neq "síncrono"):

$$\frac{d\theta_r(t)}{dt} \equiv \omega_r(t) \Leftrightarrow \theta_r(t) = \int_0^t \omega_r(\tau) d\tau + \theta_r(0) \quad (8)$$

$$\theta_r(t) \equiv P_p \theta_m(t) \therefore \omega_r(t) = P_p \omega_m(t) \quad (9)$$

- Torque electromagnético:

$$T_m(t) = \frac{3}{2} P_p [\lambda'_m i_{qs}^r(t) + (L_d - L_q) i_{ds}^r(t) i_{qs}^r(t)] \quad (10)$$

- Balance de tensiones eléctricas equivalentes de estator (referido a coordenadas $qd0^r$):

$$v_{qs}^r(t) = R_s(t) i_{qs}^r(t) + L_q \frac{di_{qs}^r(t)}{dt} + [\lambda'_m + L_d i_{ds}^r(t)] \omega_r(t) \quad (11)$$

$$v_{ds}^r(t) = R_s(t) i_{ds}^r(t) + L_d \frac{di_{ds}^r(t)}{dt} - L_q i_{qs}^r(t) \omega_r(t) \quad (12)$$

$$v_{0s}(t) = R_s(t) i_{0s}(t) + L_{ls} \frac{di_{0s}(t)}{dt} \quad (13)$$

- Modelo matemático de variación de la resistencia eléctrica del bobinado con la temperatura.

$$R_s(t) = R_{sREF} (1 + \alpha_{Cu}(T_s^\circ(t) - T_{sREF}^\circ)) \quad (14)$$

- Potencia de pérdidas calóricas:

$$P_{s\ perd}(t) = R_s(t) (i_{as}^2(t) + i_{bs}^2(t) + i_{cs}^2(t)) = \frac{3}{2} R_s(t) (i_{qs}^2(t) + i_{ds}^2(t) + 2i_{0s}^2(t)) \quad (15)$$

- Balance térmico de estator:

$$P_{s\ perd}(t) = C_{ts} \frac{dT_s^\circ(t)}{dt} + \frac{1}{R_{ts-amb}} (T_s^\circ(t) - T_{amb}^\circ(t)) \quad (16)$$

- Vector de estado del sistema físico completo.

$$\mathbf{x}(t) = \begin{bmatrix} \theta_m(t) \\ \omega_m(t) \\ i_{qs}^r(t) \\ i_{ds}^r(t) \\ i_{0s}(t) \\ T_s(t) \end{bmatrix} \quad (17)$$

- Vector de entradas de manipulación al modelo dinámico del sistema físico completo en coordenadas virtuales y reales respectivamente

$$\mathbf{u}_{c(qd0)}(t) = \begin{bmatrix} v_{qs}^r(t) \\ v_{ds}^r(t) \\ v_{0s}^r(t) \end{bmatrix} \quad \mathbf{u}_{c(abc)}(t) = \begin{bmatrix} v_{as}(t) \\ v_{bs}(t) \\ v_{cs}(t) \end{bmatrix} \quad (18)$$

- Vector de entradas de perturbación al modelo dinámico del sistema físico completo.

$$\mathbf{u}_d(t) = \begin{bmatrix} T_l(t) \\ T_{amb}^\circ(t) \end{bmatrix} \quad (19)$$

- Vector de entradas total al modelo dinámico del sistema físico completo.

$$\mathbf{u}(t) = \begin{bmatrix} \mathbf{u}_c(t) \\ \mathbf{u}_d(t) \end{bmatrix} \quad \mathbf{u}(t) = \begin{bmatrix} v_{qs}^r(t) \\ v_{ds}^r(t) \\ v_{0s}^r(t) \\ T_l(t) \\ T_{amb}^\circ(t) \end{bmatrix} \quad \mathbf{u}(t) = \begin{bmatrix} v_{as}(t) \\ v_{bs}(t) \\ v_{cs}(t) \\ T_l(t) \\ T_{amb}^\circ(t) \end{bmatrix} \quad (20)$$

- Sistema de tensiones trifásico a la salida del inversor.

$$v_{as}(t) \approx \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}} \cdot V_{sl}(t) \cdot \cos(\theta_{ev}(t)) \quad (\text{Ec. 4.1}) \quad (21)$$

$$v_{bs}(t) \approx \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}} \cdot V_{sl}(t) \cdot \cos\left(\theta_{ev}(t) - \frac{2\pi}{3}\right) \quad (\text{Ec. 4.2}) \quad (22)$$

$$v_{cs}(t) \approx \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}} \cdot V_{sl}(t) \cdot \cos\left(\theta_{ev}(t) + \frac{2\pi}{3}\right) \quad (\text{Ec. 4.3}) \quad (23)$$

(24)

- Frecuencia eléctrica del sistema de tensiones trifásico y ángulo eléctrica

$$\omega_e(t) \equiv 2\pi \cdot f_e(t) \equiv \frac{d\theta_{ev}(t)}{dt} \iff \theta_{ev}(t) = \int_0^t \omega_e(\xi) d\xi + \theta_{ev}(0) \quad (25)$$

- Ángulo de carga de la máquina eléctrica:

$$\delta(t) \equiv \theta_r(t) - \theta_{ev}(t) = \int_0^t [\omega_r(\xi) - \omega_e(\xi)] d\xi + \theta_r(0) - \theta_{ev}(0) \quad (26)$$

III. PRESENTACIÓN DEL PROBLEMA

El problema bajo estudio se encuentra bien detallado en la guía de referencia ([1]), por lo que en esta sección se indican solo los aspectos más relevantes de cada una de las partes del problema, sin hacer énfasis en las ecuaciones que describen los modelos de cada una de las partes ni en los parámetros de cada uno de los subsistemas.

A. *carga mecánica*

Aplicación simplificada de referencia (adaptado de [2]): control de movimiento de 1 eje (descentralizado) para articulación de brazo manipulador robótico elemental de un grado de libertad (1 g.d.l.) rotacional de eje horizontal sometido a la acción de la aceleración de gravedad (péndulo rígido actuado), con eje de rotación fijo a base en sistema de referencia inercial (fig. 1); con parámetros equivalentes variables según sea la carga útil transportada en el extremo.

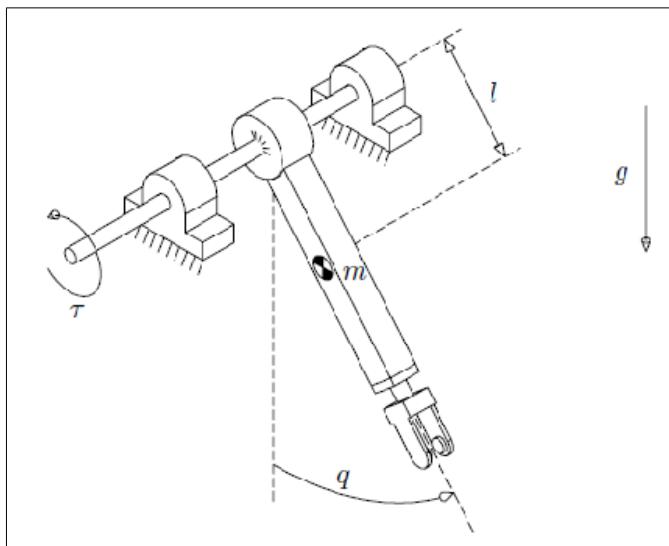


Fig. 1. Robot manipulador elemental de 1 g.d.l. en plano vertical (péndulo rígido actuado) [2].

B. Caja Reductora

Caja reductora reversible con sistema de engranajes planetarios, asumiendo acoplamiento rígido (sin elasticidad torsional y sin juego, holgura o “backlash”); momento de inercia equivalente y pérdidas de energía por fricción interna, reflejados al eje de entrada y considerados junto con el motor

C. Máquina Eléctrica PMSM

Máquina eléctrica de CA trifásica sincrónica con excitación por imanes permanentes (PMSM) y estator conectado en estrella (simétrico y equilibrado) accesible en bornes de fases abc , con centro de estrella (punto “neutro”) flotante (no accesible).

1) subsistema térmico: Modelo simplificado equivalente de primer orden, considerando sólo pérdidas eléctricas resistivas por efecto Joule en bobinado de estator, despreciando pérdidas magnéticas en el núcleo; transferencia de calor por conducción y convección natural, sin ventilación forzada.

D. Inversor trifásico de alimentación (modulador de tensión)

Inversor trifásico de 4 cuadrantes (regenerativo), consistente en puente trifásico con llaves electrónicas semiconductoras alimentado desde fuente de CC de tensión constante, conmutado con modulación de ancho de pulso.

No es parte de este proyecto el análisis del detalle de operación del inversor ni su fuente de energía de CC. Se considera al inversor trifásico y la fuente de CC como un Modulador idealizado de tensión trifásico (vectorial) (modelo promediado que se indica a continuación) para alimentación al estator de la Máq. Eléctrica.

1) Modelo Promediado: Se considera un modelo promediado equivalente de tensiones sintetizadas de salida (componente fundamental, sin armónicos). Se trata de un sistema trifásico de tensiones de fase en bornes de estator, senoidales de secuencia positiva abc , equilibrado o balanceado, variable en Módulo $V_{sl}(t)$ y Frecuencia $\omega_e(t)$.

E. Sensores de retroalimentación

El sistema cuenta con los siguientes dispositivos físicos y sus canales de medición y acondicionamiento:

- 1 sensor de posición angular (codificador incremental o “encoder”) montado en el eje de motor, asumiendo proceso de “homming” y decodificación idealizados. Se logra la medición de la posición angular absoluta “rectificada” (al girar más de una revolución)

$$\rightarrow \text{variable medida} : \theta_m(t)$$

- 3 sensores de corriente instantánea de fase, montados en salida trifásica del inversor hacia bornes del estator.

$$\rightarrow \text{variables medidas} : i_{as}(t), i_{bs}(t), i_{cs}(t)$$

- 1 sensor de temperatura (ej. RTD) en bobinado de estator. Se mide la temperatura para monitoreo de calentamiento y estimación de resistencia de estator $R_s(t)$.

$$\rightarrow \text{variable medida} : T_s^\circ(t)$$

F. Variables principales en el Modelo Dinámico completo

Se utilizan las siguientes variables para representar el estado, las entradas y las salidas en el modelo del sistema dinámico completo.

a) Excitaciones (entradas) externas:

- Variable manipulada (vectorial): Sistema trifásico de tensiones de fase reales en bornes de estator $v_{abc}(t)$, con $V_{sl}(t)$ y $\omega_e(t)$ ajustables a través de manipulación de la modulación PWM del inversor.
- Variables de perturbación: Torque externo de carga mecánica $T_l(t)$ aplicado en la articulación del brazo manipulador. Temperatura ambiente $T_{amb}^\circ(t)$.

b) Estado interno:

- Posición $\theta_m(t)$ y velocidad $\omega_m(t)$ en eje del motor. Corrientes virtuales equivalentes de estator $i_{qd0s}^r(t)$; temperatura de estator $T_s^\circ(t)$.

c) Respuestas (salidas) externas:

- Variable controlada, no medida directamente (efector final): Posición angular de eje de la carga $q(t) \equiv \theta_l(t)$.
- Variables medidas (para realimentación): Posición angular de eje del motor $\theta_m(t)$. Sistema trifásico de corrientes de fase reales en bornes de estator $i_{abc}(t)$. Temperatura de estator $T_s^\circ(t)$.

IV. DESARROLLO DE TAREAS**A. Modelado, Análisis y Simulación dinámica del SISTEMA FÍSICO a “Lazo Abierto” (Sin Controlador externo de Movimiento)**

1) Modelo sub-sistema mecánico completo referido al eje de la máquina eléctrica: Multiplicando por r ambos miembros de la eq. (6), sumando miembro a miembro con la eq. (1) y tomando en cuenta $T_q(t)$ según eq. (5) obtenemos:

$$J_l \frac{d\omega_l(t)}{dt} + J_m r \frac{d\omega_m(t)}{dt} = r T_m(t) - T_l(t) - b_l \omega_l(t) - b_m r \omega_m(t)$$

Reemplazando en la anterior $\omega_l(t)$ según eq. (4), agrupando términos y diviendo entre r a ambos miembros, obtenemos:

$$\left(J_m + \frac{J_l}{r^2} \right) \frac{d\omega_m(t)}{dt} = T_m(t) - \left(b_m + \frac{b_l}{r^2} \right) \omega_m(t) - \frac{T_l(t)}{r} \quad (27)$$

Definimos ahora la inercia equivalente y el amortiguamiento equivalente respectivamente como:

$$J_{eq} = \left(J_m + \frac{J_l}{r^2} \right) \quad (28)$$

$$b_{eq} = \left(b_m + \frac{b_l}{r^2} \right) \quad (29)$$

Reemplazando la eq. (28) y la eq. (29) en la eq. (27) obtenemos el modelo matemático equivalente del sub-sistema mecánico completo con parámetros equivalentes referido al eje del motor (véase diagrama de bloques de la fig. 2):

$$J_{eq} \frac{d\omega_m(t)}{dt} = T_m(t) - b_{eq} \omega_m(t) - \frac{T_l(t)}{r} \quad (30)$$

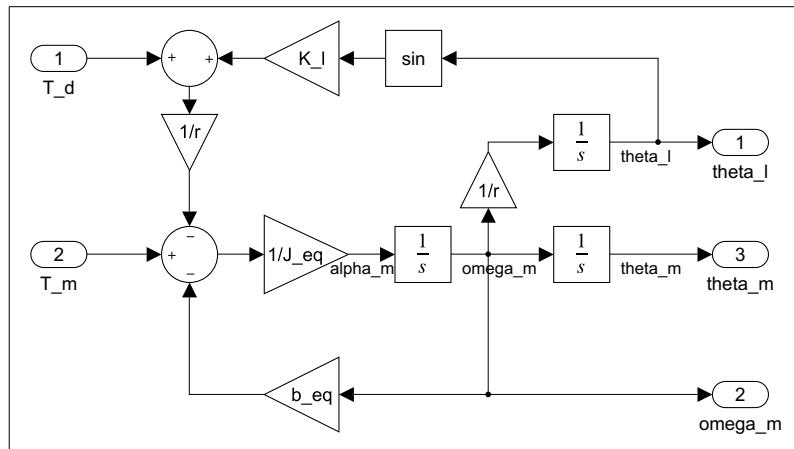


Fig. 2. Diagrama de bloques del sub-sistema mecánico completo.

El modelo resultante tiene un solo grado de libertad, tal como sucede en el modelo de la carga y en el del subsistema mecánico de la máquina eléctrica sin la transmisión. Esto se debe a la suposición de rigidez ideal y la ausencia de "backlash" en la reducción, permitiendo un "acoplamiento directo" de la carga al eje de la máquina. Dicho de otra manera, la transmisión no incorpora dinámica al subsistema mecánico.

2) **Modelo dinámico del sistema físico completo:** este incorpora los sub-sistemas electromagnético, mecánico y térmico.

a) **Modelo Global No Lineal:** Al tratarse de un sistema no lineal de parámetros variables y con no-linealidades en las variables de estado, no se puede obtener una expresión de la ecuación de estado y de salida del sistema en la forma:

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{x}(t)}{dt} = A\mathbf{x}(t) + B\mathbf{u}(t) \\ \mathbf{y}(t) = C\mathbf{x}(t) + D\mathbf{u}(t) \end{cases}$$

Sin embargo, se puede obtener una expresión del modelo matemático vectorial en la forma más general:

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{x}(t)}{dt} = f(\mathbf{x}(t), \mathbf{u}(t), t) \\ \mathbf{y}(t) = g(\mathbf{x}(t), \mathbf{u}(t), t) \end{cases}$$

Teniendo en cuenta la definición del estado del sistema (ver eq. (17)) la primera ecuación escalar a considerar en la ecuación vectorial de estado del sistema es la eq. (7). El acoplamiento entre el sub-sistema electromagnético y el mecánico de la máquina eléctrica se da en el $T_m(t)$ dado por la ecuación eq. (10). Reemplazando esta ecuación en la eq. (30) y reordenando obtenemos la segunda ecuación de estado del sistema:

$$\frac{d\omega_m(t)}{dt} = \frac{3}{2} \frac{P_p i_{qs}^r(t) [\lambda_m^r + (L_d - L_q)i_{ds}^r(t)]}{J_{eq}} - \frac{b_{eq}\omega_m(t)}{J_{eq}} - \frac{T_l(t)}{r J_{eq}} \quad (31)$$

Las siguientes tres ecuaciones de estado del sistema se obtienen de las ecuaciones de balance de tensiones en coordenadas virtuales (eq. (11) eq. (12), eq. (13)). Reemplazando en estas la relación entre $\omega_m(t)$ y $\omega_r(t)$ dada por la eq. (8) obtenemos:

$$\frac{di_{qs}^r(t)}{dt} = -\frac{R_s(t)i_{qs}^r(t)}{L_q} - \frac{P_p\omega_m(t)[\lambda_m^r + L_d i_{ds}^r(t)]}{L_q} + \frac{v_{qs}^r(t)}{L_q} \quad (32)$$

$$\frac{di_{ds}^r(t)}{dt} = -\frac{R_s(t)i_{ds}^r(t)}{L_d} + \frac{L_q P_p \omega_m(t) i_{qs}^r(t)}{L_d} + \frac{v_{ds}^r(t)}{L_d} \quad (33)$$

$$\frac{di_{0s}(t)}{dt} = -\frac{R_s(t)i_{0s}(t)}{L_{ls}} + \frac{v_{0s}(t)}{L_{ls}} \quad (34)$$

La última ecuación de estado se obtiene relacionando las eq. (15) y eq. (16) obteniéndose:

$$\frac{dT_s^\circ(t)}{dt} = \frac{3}{2} \frac{R_s(t) [i_{qs}^2(t) + i_{ds}^2(t) + 2i_{0s}^2(t)]}{C_{ts}} - \frac{[T_s^\circ(t) - T_{amb}^\circ(t)]}{R_{ts} C_{ts}} \quad (35)$$

Cabe mencionar, para las últimas ecuaciones de estado, que aunque se tiene un modelo lineal de evolución de la $R_S(t)$ con la $T_s^\circ(t)$ dado en la eq. (14) se decide no desarrollar la misma en las ecuaciones anteriores y se deja la dependencia explícita de R_S con t con el objeto de simplificar la notación y no oscurecer la explicación. Con el mismo objeto, se simplifica la notación de R_{ts-amb} a simplemente R_{ts} .

Ecuación vectorial de estado del sistema: se obtiene expresando en forma vectorial las ecuaciones obtenidas, indicándose en la eq. (36) en forma de sistemas de ecuaciones y en forma matricial en la eq. (36)

$$\begin{cases} \frac{d\theta_m(t)}{dt} = \omega_m(t) \\ \frac{d\omega_m(t)}{dt} = \frac{1}{J_{eq}} \left(\frac{3}{2} P_p i_{qs}^r(t) [\lambda_m'^r + (L_d - L_q)i_{ds}^r(t)] - b_{eq}\omega_m(t) - \frac{1}{r} T_l(t) \right) \\ \frac{di_{qs}^r(t)}{dt} = \frac{1}{L_q} \left(-R_s(t)i_{qs}^r(t) - P_p\omega_m(t)[\lambda_m'^r + L_d i_{ds}^r(t)] + v_{qs}^r(t) \right) \\ \frac{di_{ds}^r(t)}{dt} = \frac{1}{L_d} \left(-R_s(t)i_{ds}^r(t) + P_p\omega_m(t)L_q i_{qs}^r(t) + v_{ds}^r(t) \right) \\ \frac{di_{0s}(t)}{dt} = \frac{1}{L_{ls}} (-R_s(t)i_{0s}(t) + v_{0s}(t)) \\ \frac{dT_s^\circ(t)}{dt} = \frac{1}{C_{ts}} \left(\frac{3}{2} R_s(t) [i_{qs}^2(t) + i_{ds}^2(t) + 2i_{0s}^2(t)] + \frac{1}{R_{ts}} (T_{amb}^\circ(t) - T_s^\circ(t)) \right) \end{cases} \quad (36)$$

$$\begin{bmatrix} \frac{d\theta_m(t)}{dt} \\ \frac{d\omega_m(t)}{dt} \\ \frac{di_{qs}^r(t)}{dt} \\ \frac{di_{ds}^r(t)}{dt} \\ \frac{di_{0s}(t)}{dt} \\ \frac{dT_s^\circ(t)}{dt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \omega_m(t) \\ \frac{\frac{3}{2} P_p i_{qs}^r(t) [\lambda_m'^r + (L_d - L_q)i_{ds}^r(t)] - b_{eq}\omega_m(t)}{J_{eq}} \\ -\frac{R_s(t)i_{qs}^r(t)}{L_q} - \frac{P_p\omega_m(t)[\lambda_m'^r + L_d i_{ds}^r(t)]}{L_q} \\ -\frac{R_s(t)i_{ds}^r(t)}{L_d} + \frac{P_p\omega_m(t)L_q i_{qs}^r(t)}{L_d} \\ -\frac{R_s(t)i_{0s}(t)}{L_{ls}} \\ \frac{\frac{3}{2} R_s(t) [i_{qs}^2(t) + i_{ds}^2(t) + 2i_{0s}^2(t)] - T_s^\circ(t)}{C_{ts}} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{L_q} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{L_d} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{L_{ls}} \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_{qs}^r(t) \\ v_{ds}^r(t) \\ v_{0s}(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ \frac{-1}{r J_{eq}} & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{C_{ts} R_{ts}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_l(t) \\ T_{amb}^\circ(t) \end{bmatrix} \quad (37)$$

Con condiciones iniciales:

$$\mathbf{x}(t_0) = \mathbf{x}_0 = \begin{bmatrix} \theta_{m0} \\ \omega_{m0} \\ i_{qs0}^r \\ i_{ds0}^r \\ i_{0s0} \\ T_{s0}^\circ \end{bmatrix} \quad (38)$$

En la eq. (37) se han separado las relaciones que involucran a las variables de estado del sistema de las que involucran a las entradas de manipulación y de las que involucran a las entradas perturbación (ver eq. (17), eq. (18) y eq. (19)). Se puede notar que aunque el sistema es no lineal en las variables de estado (no se puede obtener una expresión de la forma $Ax(t)$ para las relaciones que involucran a las variables de estado), si es lineal en las entradas tanto de perturbación como de control (las relaciones que involucran a las entradas se presentan como producto de matrices) salvo la dependencia de $T_l(t)$ con θ_l y por lo tanto con θ_m dado en eq. (2).

Ecuación vectorial de salida del sistema: se obtiene considerando que la salida de interés del sistema físico es $\theta_m(t)$:

$$y(t) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_m(t) \\ \omega_m(t) \\ i_{qs}^r(t) \\ i_{ds}^r(t) \\ i_{0s}(t) \\ T_s^\circ(t) \end{bmatrix} \quad (39)$$

Diagramas de bloques del sistema físico completo: En la fig. 3 se muestra el diagrama de bloques del sistema físico completo constituido por los sub-sistemas mecánico, térmico y electromagnético cuyos diagramas respectivos se muestran en las fig. 2, fig. 4, y fig. 5. A su vez, los componentes del sub-sistema electromagnético se detallan en las fig. 6, fig. 7, fig. 8, para las corrientes (i_{qs} , i_{ds} , i_{0s} respectivamente) y en la fig. 9 para $T_m(t)$. Finalmente, en las fig. 10 y fig. 11 se detallan las transformaciones de Park directa e inversa respectivamente.

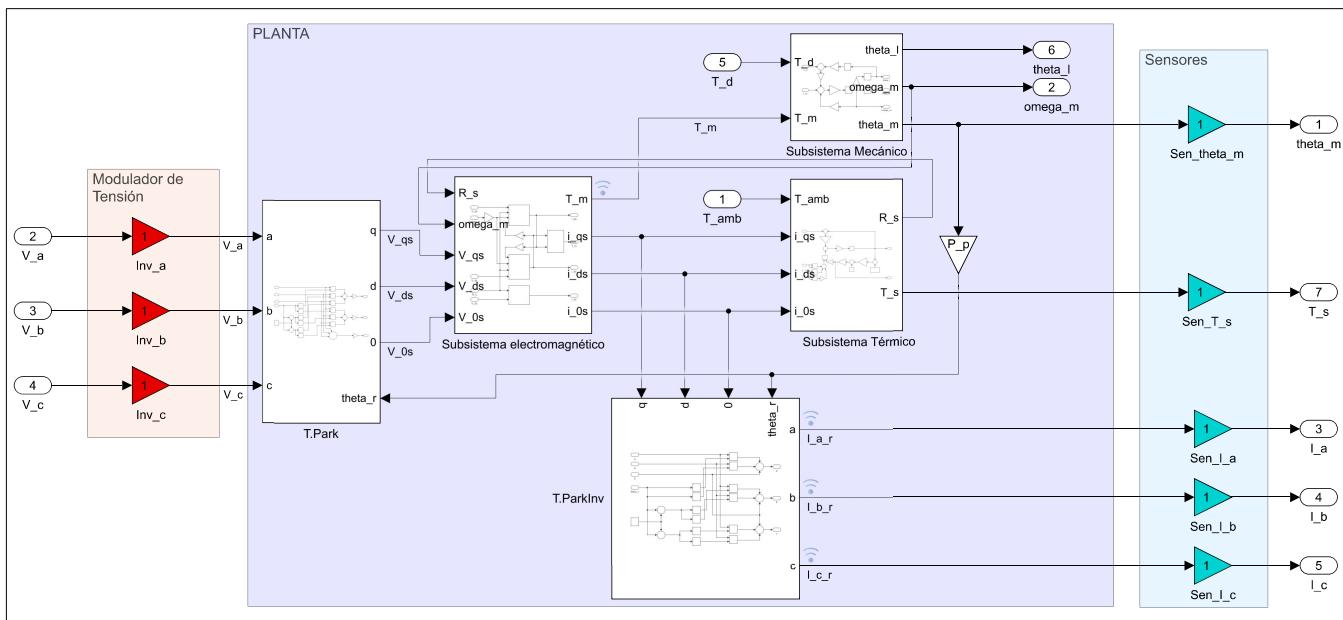


Fig. 3. Diagrama de bloques completo de la planta.

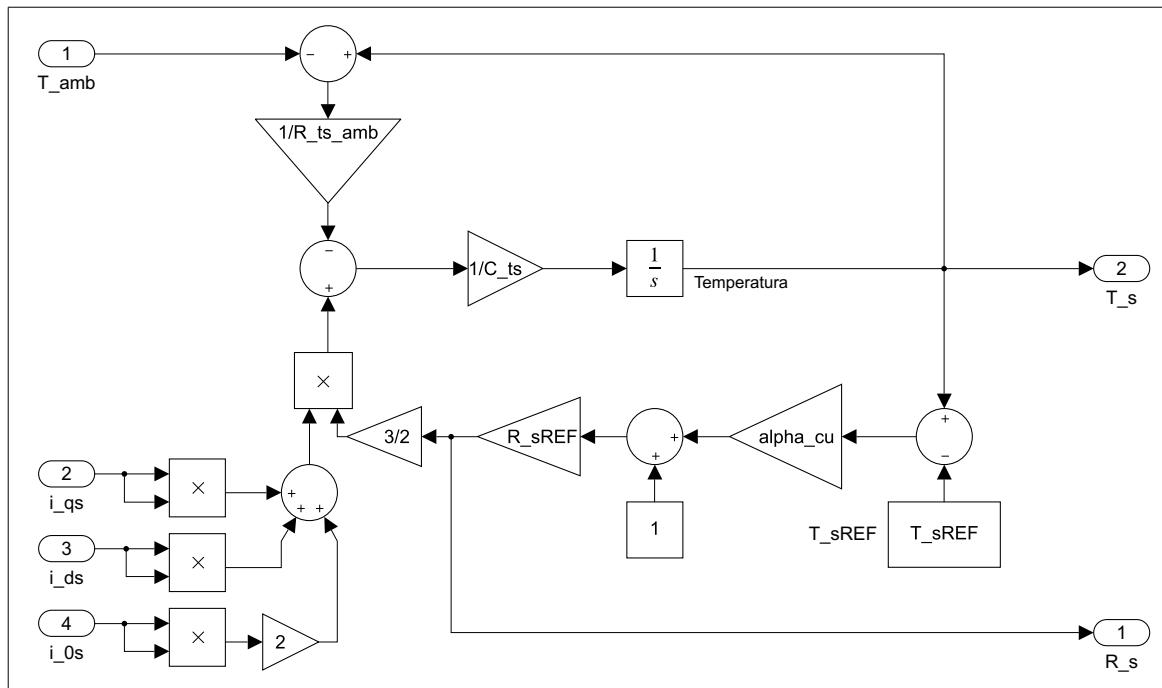


Fig. 4. Diagrama de bloques del sub-sistema térmico

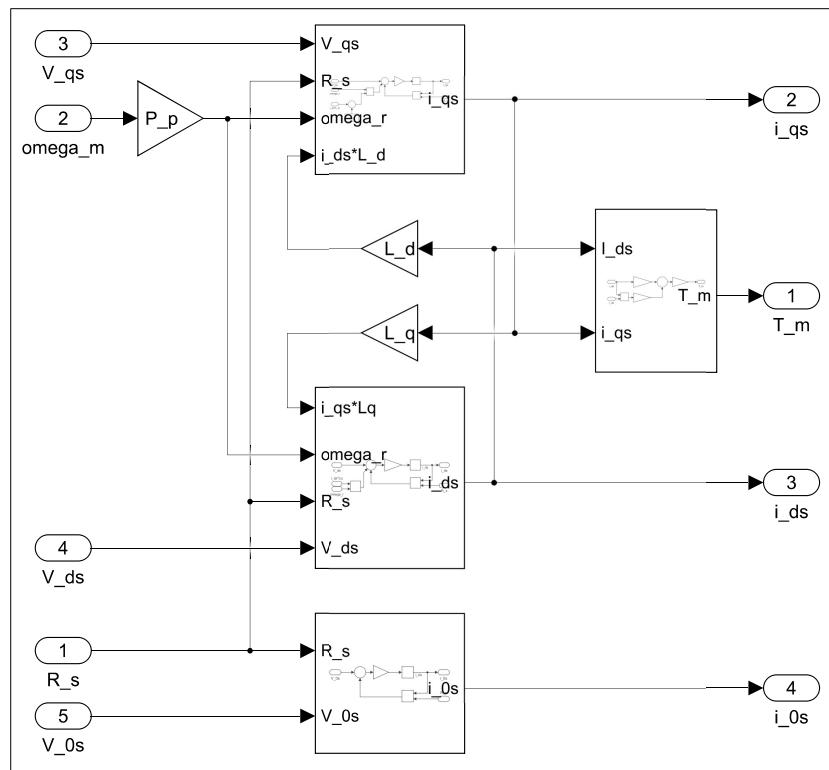


Fig. 5. Diagrama de bloques del sub-sistema electromagnético

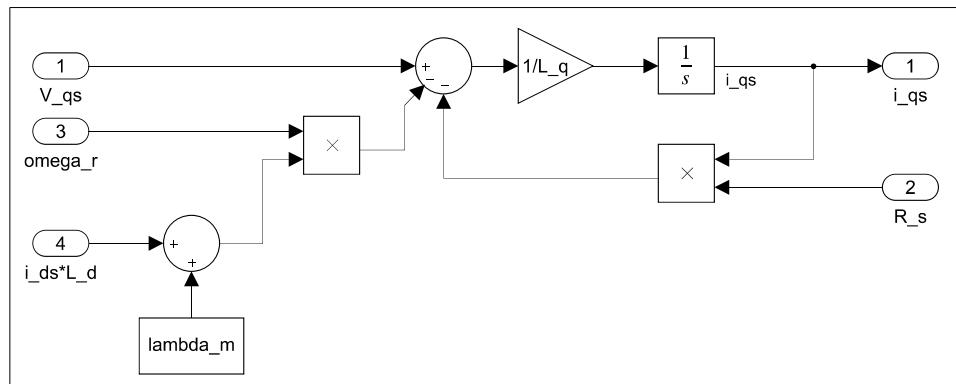


Fig. 6. Diagrama de bloques I_{qs}

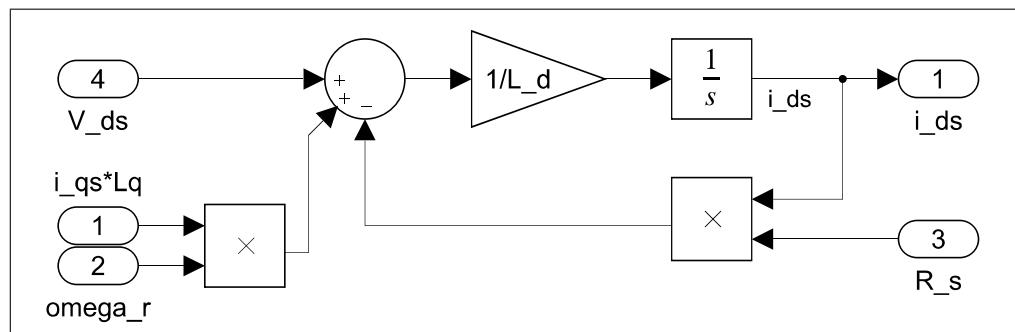


Fig. 7. Diagrama de bloques I_{ds}

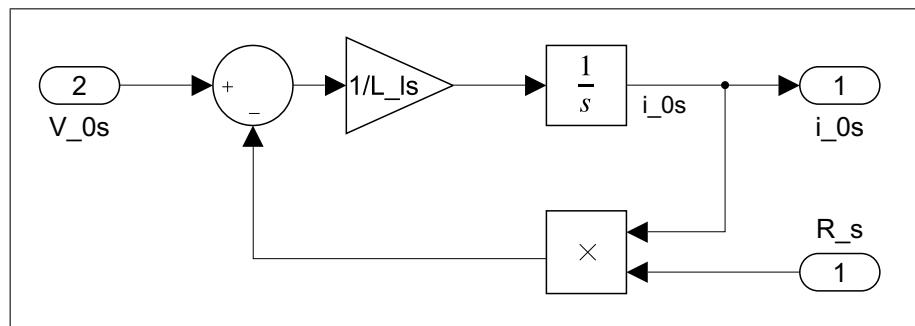


Fig. 8. Diagrama de bloques I_{0s}

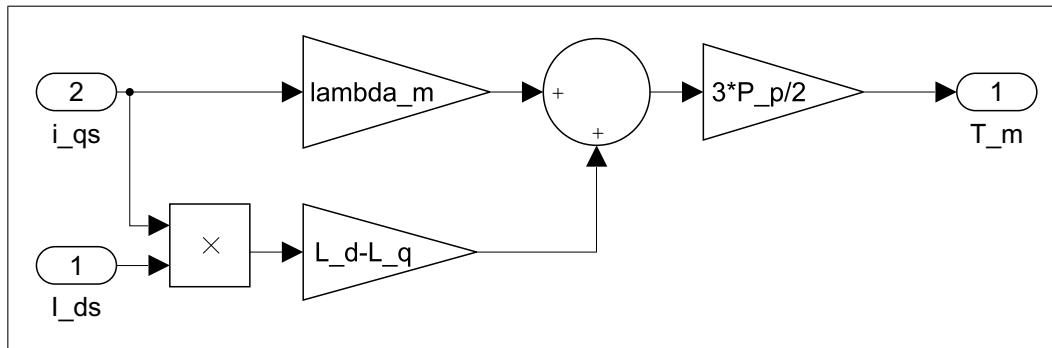


Fig. 9. Diagrama de bloques T_m

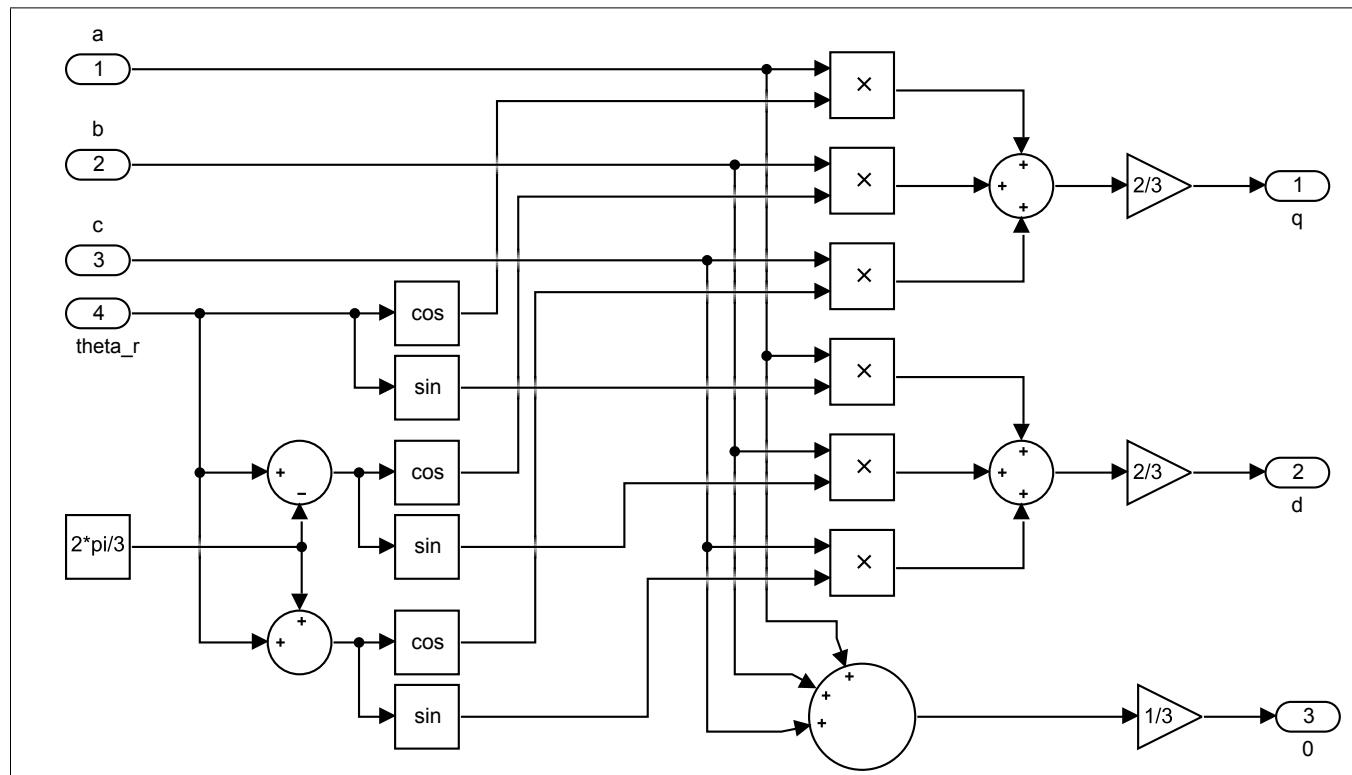


Fig. 10. Transformación de Park Directa

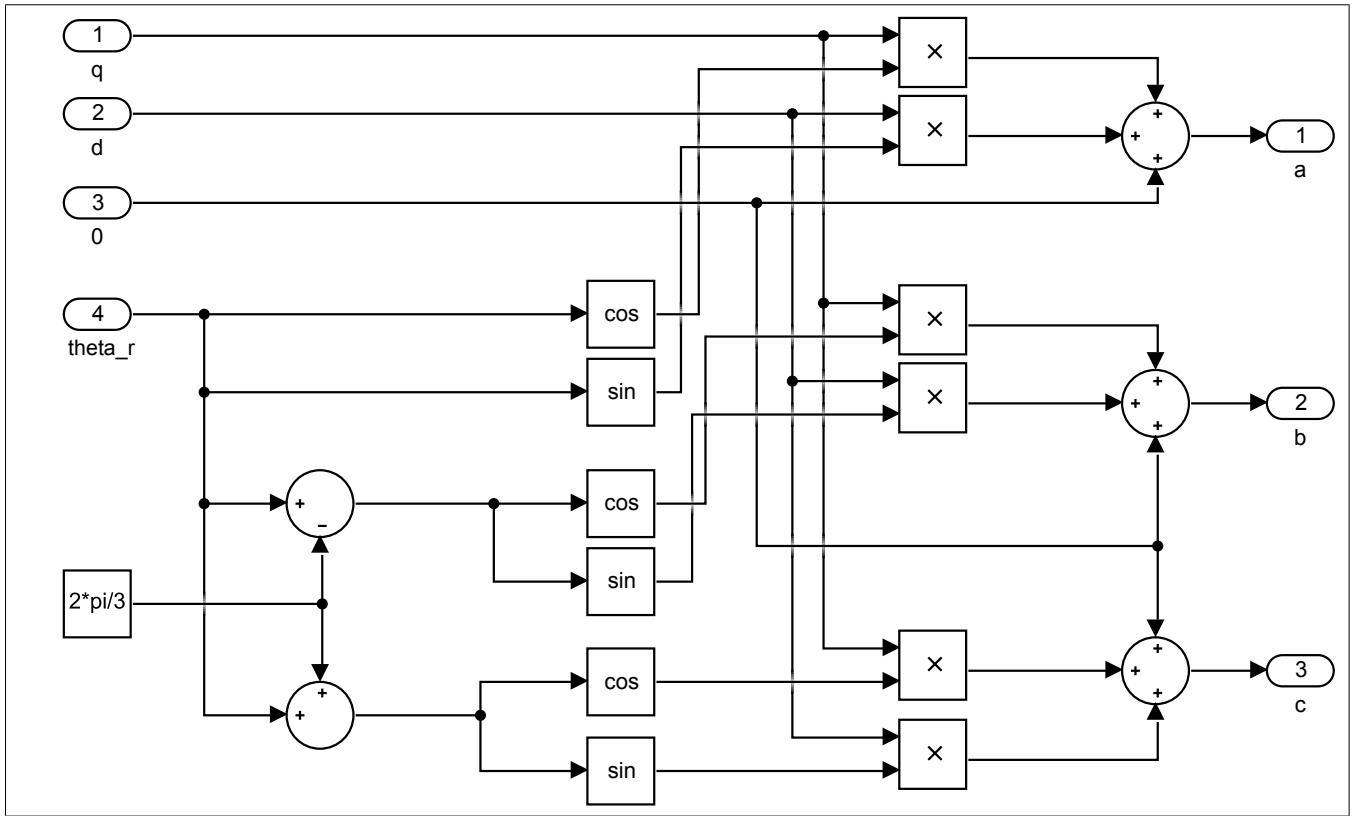


Fig. 11. Transformación de Park inversa

b) **Linealización Jacobiana:** Se aclara aquí que, solamente para este ejercicio, se considera un vector de entradas de perturbación modificado respecto al indicado en eq. (20) al considerar $T_l(t)$ desarrollada como se indica en la eq. (2). Lo que se hace es reemplazar $T_l(t)$ por $T_d(t)$ en el vector de la eq. (19) lo cual cambia la definición de $\mathbf{u}(t)$ dada por la eq. (20). Luego, el vector de entradas de perturbación y el vector de entradas total del sistema, para este ejercicio, son los que se indican en la eq. (40). Cómo se puede observar, se toman las entradas de tensión de control en el espacio de coordenadas qdo^r .

$$\mathbf{u}_d(t) = \begin{bmatrix} T_d(t) \\ T_{amb}^o(t) \end{bmatrix} \quad \mathbf{u}(t) = \begin{bmatrix} v_{qs}^r(t) \\ v_{ds}^r(t) \\ v_{0s}^r(t) \\ T_d(t) \\ T_{amb}^o(t) \end{bmatrix} \quad (40)$$

Con esta definición del vector de entradas, la ecuación vectorial de estado del sistema es redefinida. Por un lado se debe operar para obtener una expresión de $T_l(t)$ en función de $\theta_m(t)$ y no en función de $\theta_l(t)$ como se indica en la eq. (2) para luego reemplazar la expresión obtenida en la eq. (37). El procedimiento se indica en eq. (41). Finalmente, la ecuación vectorial de estado del sistema queda expresada como se indica en la eq. (42).

$$\begin{aligned} \text{eq. (4) y eq. (3)} &\rightarrow \theta_l(t) = \frac{1}{r} \int_0^t \omega_m(\zeta) d\zeta + \theta_l(0) \\ \text{eq. (7)} &\rightarrow \int_0^t \omega_m(\zeta) d\zeta = \theta_m(t) - \theta_m(0) \\ \text{Reemplazando la segunda en la primera} &\rightarrow \theta_l(t) = \frac{\theta_m(t) - \theta_m(0)}{r} + \theta_l(0) \end{aligned} \quad (41)$$

Consideramos que se cumple $\frac{\theta_m(0)}{r} = \theta_l(0)$

Luego $\theta_l(t) = \theta_m(t)/r$

Finalmente $\rightarrow T_l(t) = k_l \sin\left(\frac{\theta_m(t)}{r}\right) + T_d(t)$

$$\begin{bmatrix} \frac{d\theta_m(t)}{dt} \\ \frac{d\omega_m(t)}{dt} \\ \frac{di_{qs}^r(t)}{dt} \\ \frac{di_{ds}^r(t)}{dt} \\ \frac{di_{0s}(t)}{dt} \\ \frac{dT_s^o(t)}{dt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \omega_m(t) \\ \frac{\frac{3}{2}P_p i_{qs}^r(t)[\lambda_m'^r + (L_d - L_q)i_{ds}^r(t)]}{J_{eq}} - \frac{b_{eq}\omega_m(t)}{J_{eq}} - \frac{k_l \sin(\frac{\theta_m(t)}{r})}{r J_{eq}} \\ -\frac{R_s(t)i_{qs}^r(t)}{L_q} - \frac{P_p\omega_m(t)[\lambda_m'^r + L_d i_{ds}^r(t)]}{L_q} \\ -\frac{R_s(t)i_{ds}^r(t)}{L_d} + \frac{P_p\omega_m(t)L_q i_{qs}^r(t)}{L_d} \\ -\frac{R_s(t)i_{0s}(t)}{L_{ls}} \\ \frac{\frac{3}{2}R_s(t)[i_{qs}^2(t) + i_{ds}^2(t) + 2i_{0s}^2(t)]}{C_{ts}} - \frac{T_s^o(t)}{R_{ts}C_{ts}} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{-1}{r J_{eq}} & 0 \\ \frac{1}{L_q} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{L_d} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{L_{ls}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{C_{ts} R_{ts}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_{qs}^r(t) \\ v_{ds}^r(t) \\ v_{0s}(t) \\ T_d(t) \\ T_{amb}^o(t) \end{bmatrix} \quad (42)$$

En el modelo de pequeñas desviaciones locales $\delta\mathbf{x}(t)$ respecto de los puntos de equilibrio $\mathbf{X}_o(t)$ se hacen las consideraciones señaladas en la eq. (43).

$$\begin{cases} \mathbf{x}(t) = \mathbf{X}_o(t) + \delta\mathbf{x}(t) \\ \delta\mathbf{x}(0) \equiv \mathbf{0} \end{cases} \quad (43)$$

Por un lado, la ecuación del **espacio de operación global NL cuasi-estacionario** se muestra en la eq. (44).

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{X}_o(t)}{dt} = \mathbf{f}(\mathbf{X}_o(t), \mathbf{U}_o(t)) \approx 0/\text{const}; \mathbf{X}_o(0) \equiv \mathbf{x}_0 \\ \mathbf{Y}_o(t) = C\mathbf{X}_o(t) \end{cases} \quad (44)$$

Para nuestro sistema queda expresado como se indica en la eq. (45) para la ecuación de estado.

$$\begin{bmatrix} \frac{d\theta_{m-o}(t)}{dt} \\ \frac{d\omega_{m-o}(t)}{dt} \\ \frac{di_{qs-o}^r(t)}{dt} \\ \frac{di_{ds-o}^r(t)}{dt} \\ \frac{di_{0s-o}(t)}{dt} \\ \frac{dT_{s-o}^o(t)}{dt} \end{bmatrix} = \begin{cases} \omega_{m-o}(t) \\ \frac{1}{J_{eq}} \left[\frac{3}{2}P_p i_{qs-o}^r(t) [\lambda_m'^r + (L_d - L_q)i_{ds-o}^r(t)] - b_{eq}\omega_{m-o}(t) - \frac{k_l}{r} \sin\left(\frac{\theta_{m-o}(t)}{r}\right) - \frac{1}{r}T_{d-o}(t) \right] \\ \frac{1}{L_q} [-R_{s-o}(t)i_{qs-o}^r(t) - P_p\omega_{m-o}(t)[\lambda_m'^r + L_d i_{ds-o}^r(t)] + v_{qs-o}^r(t)] \\ \frac{1}{L_d} [-R_{s-o}(t)i_{ds-o}^r(t) + P_p\omega_{m-o}(t)L_q i_{qs-o}^r(t) + v_{ds-o}^r(t)] \\ \frac{1}{L_{ls}} [-R_{s-o}(t)i_{0s}(t) + v_{0s-o}(t)] \\ \frac{3}{2} \frac{\dot{R}_{s-o}(t)}{C_{ts}} [i_{qs-o}^2(t) + i_{ds-o}^2(t) + 2i_{0s-o}^2(t)] + \frac{1}{R_{ts}C_{ts}} [T_{amb-o}^o(t) - T_{s-o}^o(t)] \end{cases} \quad (45)$$

Las condiciones iniciales se señalan en la eq. (46).

$$\mathbf{X}_o(0) = \begin{bmatrix} \theta_{m-o}(0) \\ \omega_{m-o}(0) \\ i_{qs-o}^r(0) \\ i_{ds-o}^r(0) \\ i_{0s-o}(0) \\ T_{s-o}^o(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \theta_{m0} \\ \omega_{m0} \\ i_{qs0}^r \\ i_{ds0}^r \\ i_{0s0} \\ T_{s0}^o \end{bmatrix} \quad (46)$$

En las eq. (45) y eq. (46) el sub-índice $-o$ indica los valores de las variables en el punto de operación.

Consideramos relevante hacer aquí un análisis al respecto del espacio de operación global NL para este modelo del sistema físico en particular.

Si en lugar de la restricción débil señalada en la primera ecuación de la eq. (44) se toma la restricción fuerte dada por la eq. (47). Tendremos un punto de operación definido como en la eq. (48) tomando en cuenta las condiciones iniciales del modelo señaladas en eq. (45) y la evolución de $\theta_m(t)$ dada por la eq. (7).

$$\frac{d\mathbf{X}_o(t)}{dt} = \mathbf{f}(\mathbf{X}_o(t), \mathbf{U}_o(t)) \equiv 0/\text{const} \quad (47)$$

$$\mathbf{X}_o(t) = \begin{bmatrix} \theta_{m-o}(t) \\ \omega_{m-o}(t) \\ i_{qs-o}^r(t) \\ i_{ds-o}^r(t) \\ i_{0s-o}(t) \\ T_{s-o}^\circ(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \int_0^t \omega_{m-o}(0)d\tau + \theta_{m-o}(0) \\ \omega_{m-o}(0) \\ i_{qs-o}^r(0) \\ i_{ds-o}^r(0) \\ i_{0s-o}(0) \\ T_{s-o}^\circ(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \omega_{m0}t + \theta_{m0} \\ \omega_{m0} \\ i_{qs0}^r \\ i_{ds0}^r \\ i_{0s0} \\ T_{s0}^\circ \end{bmatrix} \quad (48)$$

Reemplazamos lo obtenido en eq. (48) en la eq. (45) y destacamos la ecuación de estado asociada a $\omega(t)$.

$$\frac{1}{J_{eq}} \left[\frac{3}{2} P_p i_{qs0}^r [\lambda_m^r + (L_d - L_q) i_{ds0}^r] - b_{eq} \omega_{m0} - \frac{k_l}{r} \sin \left(\frac{\omega_{m0}t + \theta_{m0}}{r} \right) - \frac{1}{r} T_{d0} \right] = 0 \quad (49)$$

Se puede ver en la eq. (49) que existe una dependencia explícita de t , no solamente de las variables de estado y de las entradas en el punto de operación. Al considerar un punto de operación cuasiestacionario, la eq. (49) se puede expresar de forma simplificada, para mostrar nuestro punto, como en la eq. (50).

$$cte - \frac{k_l}{r} \sin \left(\frac{\omega_{m0}t + \theta_{m0}}{r} \right) - \frac{1}{r} T_{d-o}(t) = 0 \quad (50)$$

Condición que se puede satisfacer solo bajo dos supuestos distintos indicados en la eq. (51). La primera de ellas implica tener control sobre la entrada de perturbación T_{d-o} , lo cual no es posible por definición, o bien si se tuviera un contrapeso que equilibre el torque gravitacional producido por el brazo y la masa que transporta en su extremo. La segunda condición elimina la dependencia explícita de t y no requiere control sobre la entrada de perturbación para lograrse.

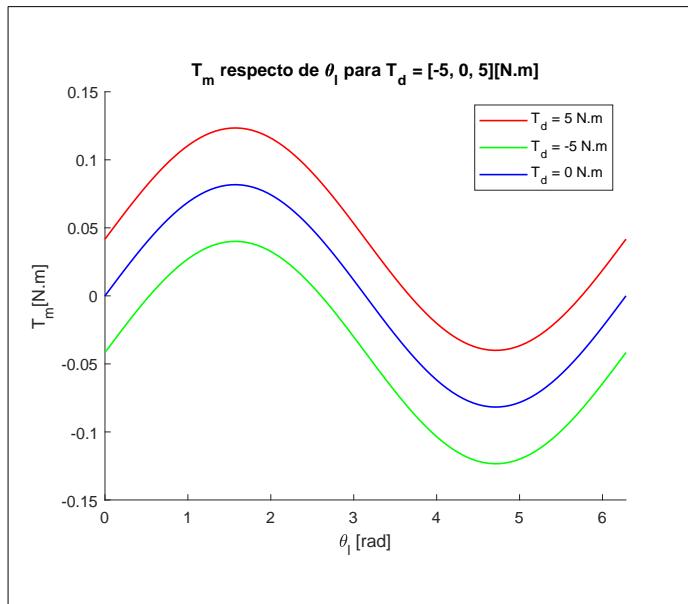
$$\begin{cases} T_{d-o}(t) = cte - \frac{k_l}{r} \sin \left(\frac{\omega_{m0}t + \theta_{m0}}{r} \right) \\ \omega_{m0} = 0 \end{cases} \quad (51)$$

Cuando se asume la segunda condición de la eq. (51), la eq. (45) queda como se indica en la eq. (52). En la que además se toma $v_{0s-o}(t) \equiv 0$ al tratarse de un sistema de tensiones trifásico simétrico balanceado. Eso da por resultado $i_{ds0}^r = 0$, al ser $R_{s-o} \neq 0$ para las temperaturas normales de operación, y se reemplaza directamente en la ecuación de estado de la T_s° .

$$\begin{cases} \omega_{m0} \\ \frac{1}{J_{eq}} \left[\frac{3}{2} P_p i_{qs0}^r [\lambda_m^r + (L_d - L_q) i_{ds0}^r] - \frac{k_l}{r} \sin \left(\frac{\theta_{m0}}{r} \right) - \frac{1}{r} T_{d-o} \right] \\ \frac{1}{L_q} [-R_{s-o} i_{qs0}^r + v_{qs-o}^r] \\ \frac{1}{L_d} [-R_{s-o} i_{ds0}^r + v_{ds-o}^r] \\ \frac{1}{L_{ls}} [-R_{s-o} i_{0s}] \\ \frac{3}{2} \frac{R_{s-o}}{C_{ts}} [i_{qs0}^r + i_{ds0}^r] + \frac{1}{R_{ts} C_{ts}} [T_{amb-o}^\circ - T_{s0}^\circ] \end{cases} = 0 \Rightarrow \begin{array}{l} i_{qs0}^r = v_{qs-o}^r / R_{s-o} \\ i_{ds0}^r = v_{ds-o}^r / R_{s-o} \\ i_{0s} = 0 \\ 0 = 0 \end{array} \quad (52)$$

Presentamos aquí las curvas que permitan obtener las entradas de control que es necesario aplicar para obtener una posición del brazo, dado un vector de entradas de perturbación constantes.

En fig. 12 representamos el T_{m-o} que se requiere para una perturbación T_{d-o} dada, en función de la posición del brazo. En donde se consideran los valores extremos de T_{d-o} y un valor de $k_l = 9.807 [N.m]$, ambos en los rangos dados en [1].

Fig. 12. T_m respecto a T_{d-o} y θ_l

Luego, dado un valor de corriente total junto con un ángulo β como se indica en la eq. (53), y que se pueden relacionar gráficamente como en la fig. 13, podemos expresar las curvas de T_{m-o} en función de i_{qd0s-o}^r con β como parámetro, las que se muestran en la fig. 14 y que responden a la eq. (54).

$$(i_{qd0s-o}^r)^2 = (i_{qs0}^r)^2 + (i_{ds0}^r)^2 \quad (53)$$

$$T_m(t) = \frac{3}{2} P_p i_{qd0s-o}^r \sin(\beta) [\lambda_m'^r + (L_d - L_q) i_{qd0s-o}^r \cos(\beta)] \quad (54)$$

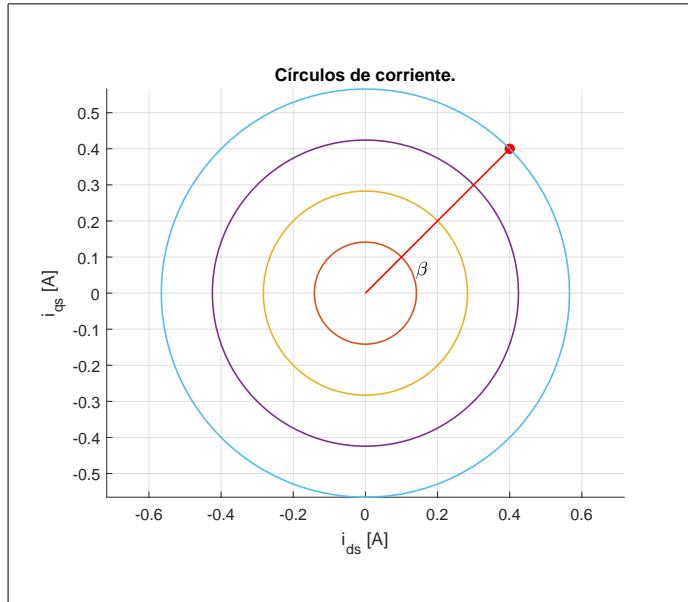
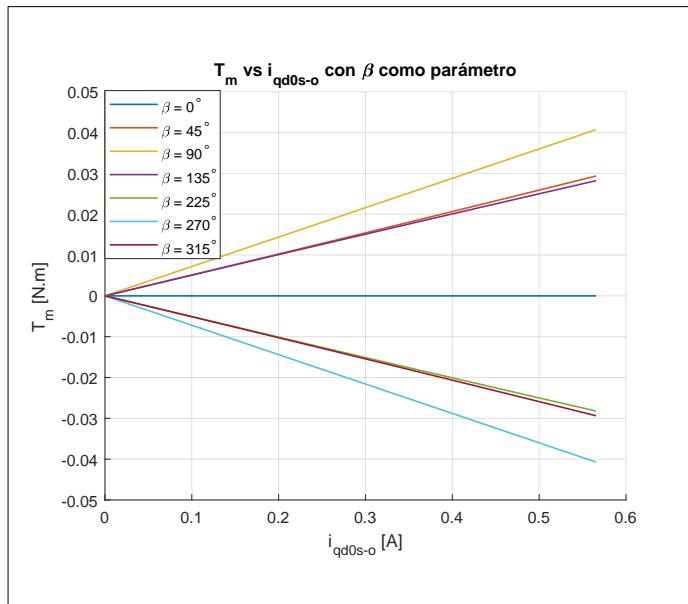
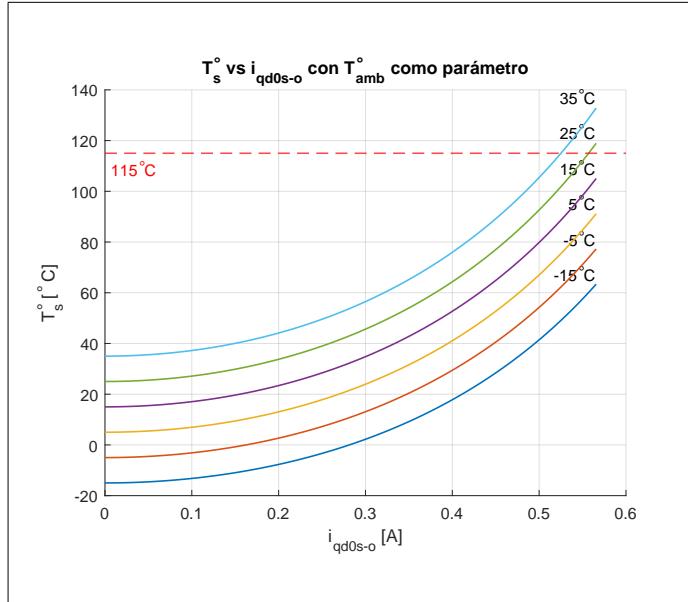


Fig. 13. círculos de corriente total en coordenadas virtuales.

Fig. 14. T_m respecto de i_{qd0s-o}^r con parámetro β .

De la última ecuación en la eq. (52) se puede obtener T_{s0}° a partir del conocimiento de la corriente total. Esto se expresa en la eq. (55) y da como resultado la gráfica mostrada en fig. 15 en donde se grafica la T_{s0}° respecto a i_{qd0s-o}^r con T_{amb}° como parámetro.

$$T_{s0}^\circ = \frac{\frac{3}{2} R_{sREF} (\alpha_{cu} T_{sREF}^\circ - 1) \left(i_{qd0s-o}^r \right)^2 - \frac{T_{amb}^\circ}{R_{ts-amb}}}{\frac{3}{2} R_{sREF} \alpha_{cu} \left(i_{qd0s-o}^r \right)^2 - \frac{1}{R_{ts-amb}}} \quad (55)$$

Fig. 15. T_s° respecto de i_{qd0s-o}^r con parámetro T_{amb}° .

Por otro lado, el **Modelo dinámico LPV** se indica en la eq. (56):

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \delta \mathbf{x}(t) & \approx A(t) \delta \mathbf{x}(t) + B(t) \delta \mathbf{u}(t); \delta \mathbf{x}(0) \equiv \mathbf{0} \\ \delta \mathbf{y}(t) & = C \delta \mathbf{x}(t) \end{cases} \quad (56)$$

Las matrices $A(t)$ y $B(t)$ de la eq. (56) vienen dadas por la eq. (57).

$$A(t) = \left[\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{x}} \Big|_o (t) \right] = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{d\theta_m(t)}{dt} \right) \Big|_o \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{d\omega_m(t)}{dt} \right) \Big|_o \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{di_{qs}^r(t)}{dt} \right) \Big|_o \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{di_{ds}^r(t)}{dt} \right) \Big|_o \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{di_{0s}^r(t)}{dt} \right) \Big|_o \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dT_s^o(t)}{dt} \right) \Big|_o \end{bmatrix} \quad B(t) = \left[\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{u}} \Big|_o (t) \right] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{-1}{rJ_{eq}} & 0 \\ \frac{1}{L_q} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{L_d} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{L_d} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{C_{ts}R_{ts}} \end{bmatrix} \quad (57)$$

Los gradientes indicados para $A(t)$ en la eq. (57) vienen dados por la eq. (58).

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{d\theta_m(t)}{dt} \right) \Big|_o &= [0 \ 1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0] \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{d\omega_m(t)}{dt} \right) \Big|_o &= \left[\frac{-K_l \cos(\frac{\theta_m-o}{r})}{J_{eq}r^2} \quad \frac{-b_{eq}}{J_{eq}} \quad \frac{3P_p(\lambda_m+i_{ds-o}^r(L_d-L_q))}{2J_{eq}} \quad \frac{3P_p i_{qs-o}^r (L_d-L_q)}{2J_{eq}} \quad 0 \quad 0 \right] \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{di_{qs}^r(t)}{dt} \right) \Big|_o &= [0 \quad \frac{-P_p(i_{ds-o}^r L_d + \lambda_m)}{L_q} \quad \frac{-R_{s-o}}{L_q} \quad \frac{-L_d P_p \omega_{m-o}}{L_q} \quad 0 \quad \frac{-R_s \text{REF} \alpha_{cu} i_{qs-o}^r}{L_q}] \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{di_{ds}^r(t)}{dt} \right) \Big|_o &= [0 \quad \frac{L_q P_p i_{qs-o}^r}{L_d} \quad \frac{L_q P_p \omega_{m-o}}{L_d} \quad \frac{-R_{s-o}}{L_d} \quad 0 \quad \frac{-R_s \text{REF} \alpha_{cu} i_{ds-o}^r}{L_d}] \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{di_{0s}(t)}{dt} \right) \Big|_o &= [0 \ 0 \ 0 \ 0 \ \frac{-R_{s-o}}{L_{ls}} \ \frac{-R_s \text{REF} \alpha_{cu} i_{0s-o}}{L_{ls}}] \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dT_s^o(t)}{dt} \right) \Big|_o &= [0 \ 0 \ \frac{3R_{s-o} i_{qs-o}^r}{C_{ts}} \ \frac{3R_{s-o} i_{ds-o}^r}{C_{ts}} \ \frac{6R_{s-o} i_{0s-o}^r}{C_{ts}} \ \frac{3R_s \text{REF} \alpha_{cu} (i_{ds-o}^r)^2 + 2i_{0s-o}^r + i_{qs-o}^r}{2C_{ts}} - \frac{1}{C_{ts}R_{ts}}] \end{aligned} \quad (58)$$

Nota: Por motivos de legibilidad del modelo matemático LPV completo, decidimos conservar la expresión en esta forma desagregada.

c) **Linealización Por Realimentación No Lineal:** Dado que la dinámica del sub-sistema térmico es comparativamente más lenta que la dinámica del resto del sistema físico, lo que da por resultado una variación relativamente lenta de la $T_s(t)$ y por lo tanto de la $R_s(t)$, en este análisis no se tendrá en cuenta el acoplamiento no lineal con el sub-sistema térmico (el que se da a través de la $R_s(t)$), pero si se considerará su dinámica lineal. Además, teniendo en cuenta que el sistema de tensiones $v_{abcs}(t)$ es un sistema simétrico balanceado, podemos asumir primero $v_{0s}(t) \equiv 0$, lo que da por resultado $i_{0s}(t) \equiv 0$ en estado permanente. Esto sumado a la especificación $i_{ds}^r(t) \equiv 0$, la que imponemos directamente, hace que se pueda considerar para el análisis, un vector de estado reducido dado por eq. (59).

$$\mathbf{x}(t) = \begin{bmatrix} \theta_m(t) \\ \omega_m(t) \\ i_{qs}^r(t) \end{bmatrix} \quad (59)$$

Las ecuaciones de estado resultantes se indican en la eq. (60). En la que se puede observar que se toma R_s constante en lugar de $R_s(t)$ al no considerar el acoplamiento con el sub-sistema térmico. En concreto se tomará para este ejercicio y mientras no se indique otra cosa, el valor de $R_s(t)$ a la temperatura de referencia de $40^\circ C$ de 1.02Ω , [1]

$$\begin{cases} \frac{d\theta_m(t)}{dt} = \omega_m(t) \\ \frac{d\omega_m(t)}{dt} = \frac{3}{2} \frac{P_p i_{qs}^r(t) \lambda_m^r}{J_{eq}} - \frac{b_{eq} \omega_m(t)}{J_{eq}} - \frac{T_l(t)}{r J_{eq}} \\ \frac{di_{qs}^r(t)}{dt} = -\frac{R_s i_{qs}^r(t)}{L_q} - \frac{P_p \omega_m(t) \lambda_m^r}{L_q} + \frac{v_{qs}^r(t)}{L_q} \end{cases} \quad (60)$$

Expresándolo en forma de espacio de estados se obtienen las **ecuaciones matriciales LTI de estado y de salida (con estado inicial genérico)** como se indica en la eq. (61).

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} \frac{d\theta_m(t)}{dt} \\ \frac{d\omega_m(t)}{dt} \\ \frac{dr_{qs}(t)}{dt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\frac{b_{eq}}{J_{eq}} & \frac{3}{2} \frac{P_p \lambda_m^r}{J_{eq}} \\ 0 & -\frac{P_p \lambda_m^r}{L_q} & -\frac{R_s}{L_q} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_m(t) \\ \omega_m(t) \\ r_{qs}(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{1}{L_q} \end{bmatrix} v_{qs}^r(t) + \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{1}{r J_{eq}} \\ 0 \end{bmatrix} T_l(t) ; \mathbf{x}(0) = \mathbf{x}_0 \\ y(t) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_m(t) \\ \omega_m(t) \\ r_{qs}(t) \end{bmatrix} \end{cases} \quad (61)$$

La dinámica resultante del sub-sistema térmico, indicada en la eq. (62), se obtiene al reemplazar en la ecuación de estado de la T_s° (eq. (37)) las consideraciones indicadas al inicio de este inciso al respecto de las corrientes. En la misma, el término $\frac{3}{2} \frac{R_s}{C_{ts}} i_{qs}^2(t)$ representa la $P_{perd}(t)$, que al considerarse como entrada junto con la $T_{amb}^\circ(t)$ ponen de manifiesto la dinámica lineal indicada.

$$\frac{dT_s^\circ(t)}{dt} = \frac{3}{2} \frac{R_s}{C_{ts}} i_{qs}^2(t) + \frac{1}{R_{ts} C_{ts}} [T_{amb}^\circ(t) - T_s^\circ(t)] \quad (62)$$

El **diagrama de bloques de estado del LTI equivalente en forma desagregada**, junto con la dinámica de la $T_s^\circ(t)$, se puede observar en la fig. 16. Mientras que en la fig. 17 se muestra la dinámica de la $i_{ds}^r(t)$ y la $i_{0s}(t)$ bajo las especificaciones indicadas.

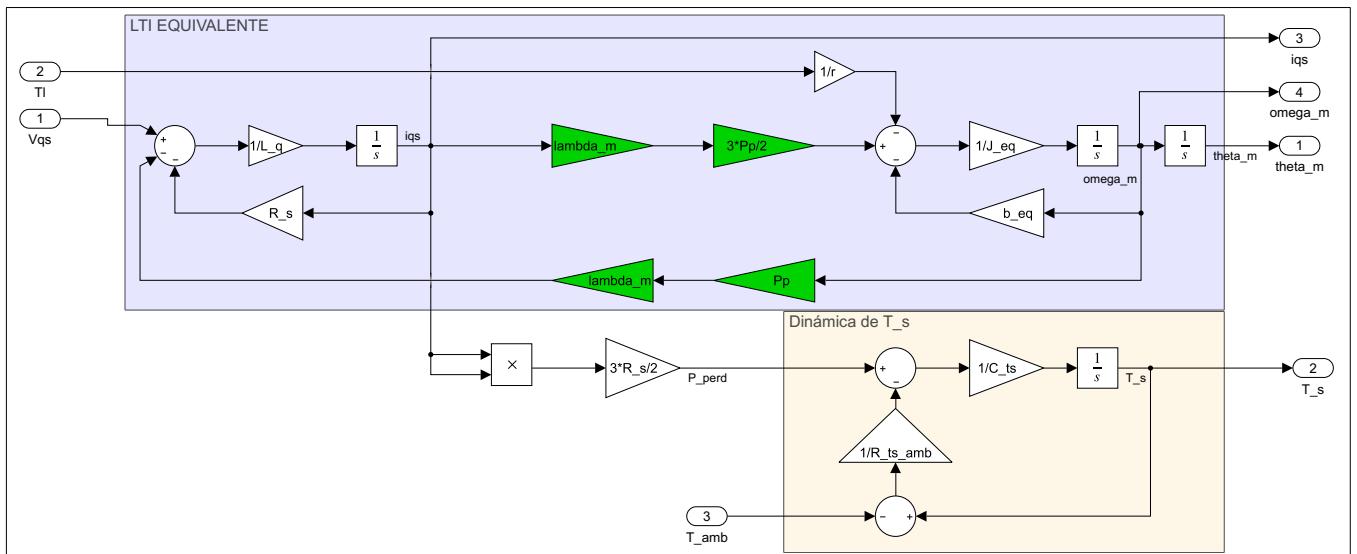


Fig. 16. Diagrama de bloques LTI equivalente.

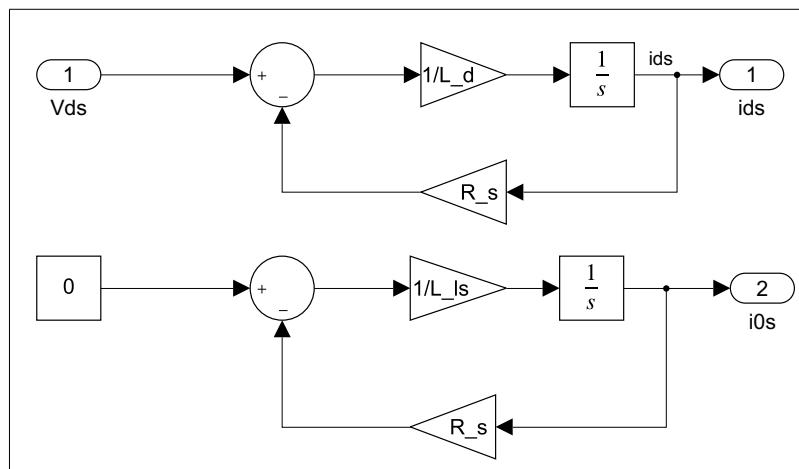


Fig. 17. Dinámica de $i_{ds}^r(t)$ e $i_{0s}(t)$.

Para lograr la especificación indicada para $i_{ds}^r(t)$ es necesario realizar una **Ley de control mínima** que se determina a partir de la ecuación de estado para $i_{ds}^r(t)$ (eq. (33)), partiendo de la hipótesis de que $i_{ds}^r(0) = 0$:

$$0 = \frac{L_q P_p \omega_m(t) i_{qs}^r(t)}{L_d} + \frac{v_{ds}^r(t)}{L_d} \Rightarrow v_{ds}^r = -L_q i_{qs}^r(t) P_p \omega_m(t) \quad (63)$$

De esta manera queda determinada la ley de control mínima, que debe aplicarse para lograr el desacoplamiento de los canales de flujo magnético y torque.

La **Implementación**, en el modelo global NL completo, de esta ley de control mínima, mediante un controlador parcial incorporando el inversor (modulador de tensión trifásico equivalente), las Transformaciones de Park y los sensores de realimentación ideal de variables de estado, se puede observar en la fig. 18

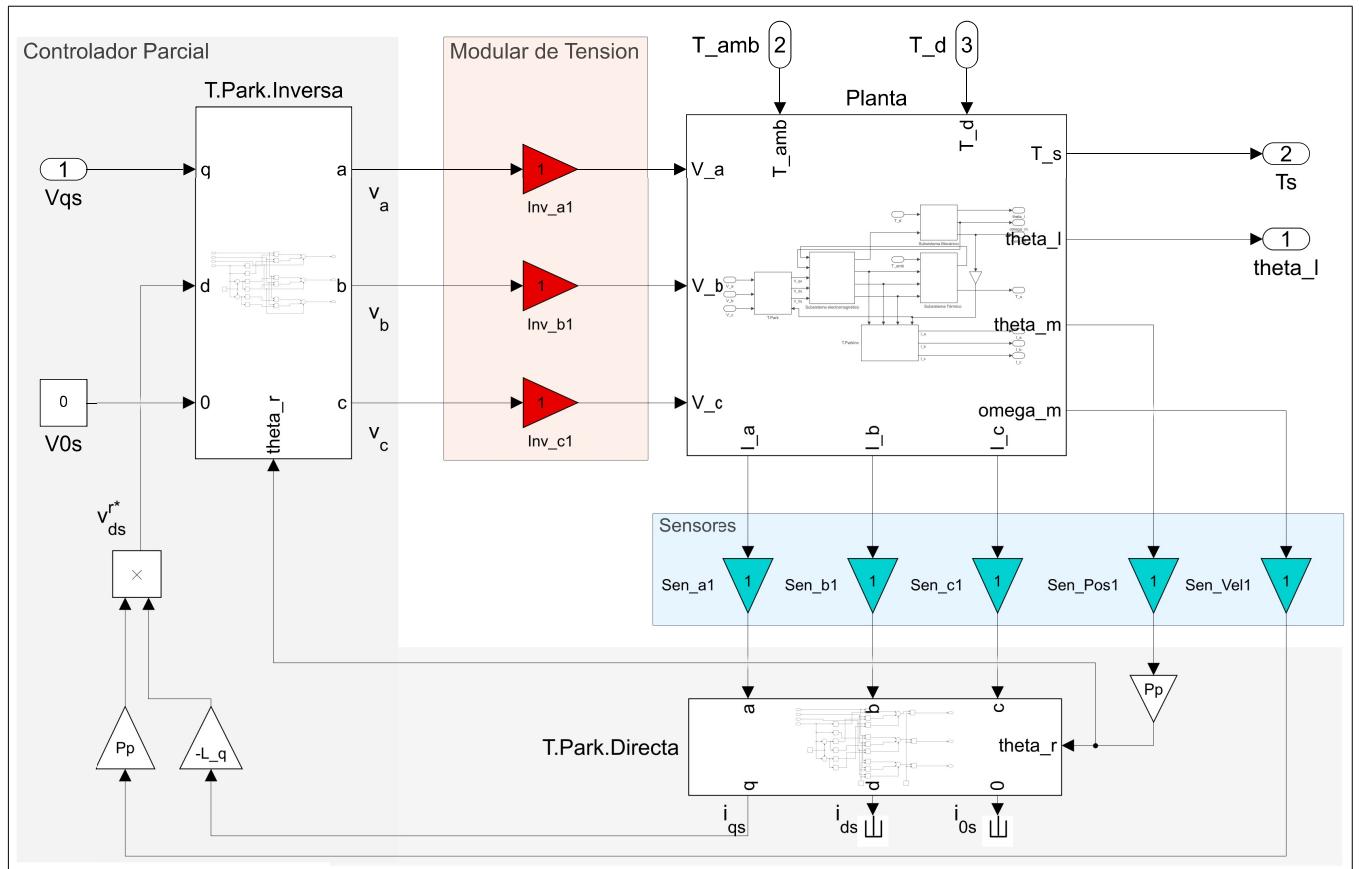


Fig. 18. Implementación de ley de control mínima

Para el caso general en donde no se cumple la hipótesis $i_{ds}^r(0) = 0$, existe una **dinámica residual** en la corriente $i_{ds}^r(t)$. Esta dinámica queda representada con la ecuación diferencial que obtenemos al reemplazar la ley de control mínima (eq. (63)) en la eq. (33):

$$\frac{di_{ds}^r(t)}{dt} = -\frac{R_s i_{ds}^r(t)}{L_d} \Rightarrow L_d \frac{di_{ds}^r(t)}{dt} + R_s i_{ds}^r(t) = 0 \quad (64)$$

La cual tiene la siguiente solución:

$$i_{ds}^r(t) = i_{ds}^r(0) e^{-\frac{R_s}{L_d} t} \quad (65)$$

Como se puede observar si $i_{ds}^r(0) \neq 0$, ésta decae exponencialmente hasta llegar a 0. Esto establece un acoplamiento con el eje q , produciendo un comportamiento no lineal, que se termina desvaneciendo con el tiempo a medida que $i_{ds}^r(t)$ decae. Por lo tanto este fenómeno puede ser despreciado para régimen forzado.

Para evitar esto, se puede implementar una **ley de control complementaria mínima** sobre el eje q , y poder eliminar completamente el acoplamiento residual NL, obteniendo así un modelo equivalente lineal del sistema, aún cuando $i_{ds}^r(0) \neq 0$. Esto se logró implementando una ley de control que permita deshacerse del término que contiene a $i_{ds}^r(t)$ en la eq. (32).

$$v_{qs}^r(t) = L_q \frac{di_{qs}^r(t)}{dt} + R_s i_{qs}^r(t) + P_p \omega_m(t) \lambda_m^{tr} + P_p \omega_m(t) L_d i_{ds}^r(t) \quad (66)$$

$$v_{qs}^r(t) = v_{qs}^r(t)^* + P_p \omega_m(t) L_d i_{ds}^r(t) \quad (67)$$

$$v_{qs}^r(t)^* = L_q \frac{di_{qs}^r(t)}{dt} + R_s i_{qs}^r(t) + P_p \omega_m(t) \lambda_m^{tr} \quad (68)$$

El modelo **LTI equivalente**(incorporando la dinámica residual del eje d) queda como se indica en la eq. (69) y en la fig. 20. En las mismas también se incorpora la dinámica asociada a $i_{0s}(t)$ y se actualiza e incorpora la dinámica lineal del sub-sistema térmico, a los efectos de tener un modelo con todas las variables de estado para luego poder hacer comparaciones con el modelo LPV (subsección 5.1.2.D). Sin embargo, los puntos de análisis que se detallan a continuación, y que no implican comparación con otros modelos, se realizan con el estado reducido indicado en la eq. (59).

$$\begin{cases} \frac{d\theta_m(t)}{dt} = \omega_m(t) \\ \frac{d\omega_m(t)}{dt} = \frac{3}{2} \frac{P_p i_{qs}^r(t) \lambda_m^{tr}}{J_{eq}} - \frac{b_{eq} \omega_m(t)}{J_{eq}} - \frac{T_l(t)}{r J_{eq}} \\ \frac{di_{qs}^r(t)}{dt} = -\frac{R_s i_{qs}^r(t)}{L_q} - \frac{P_p \omega_m(t) \lambda_m^{tr}}{L_q} + \frac{v_{qs}^r(t)}{L_q} \\ \frac{di_{ds}^r(t)}{dt} = -\frac{R_s i_{ds}^r(t)}{L_d} + v_{ds}^*(t) \\ \frac{di_{0s}(t)}{dt} = -\frac{R_s i_{0s}(t)}{L_{ls}} + v_{0s}(t) \\ \frac{dT_s^o(t)}{dt} = \frac{P_{perd}(t)}{R_{ts}} + \frac{1}{R_{ts} C_{ts}} [T_{amb}^o(t) - T_s^o(t)] \end{cases} \quad (69)$$

En la eq. (69) la $P_{perd}(t)$ viene dada según la eq. (15). En la misma incorporamos la entrada $v_{ds}^*(t)$, que es $v_{ds}^r(t)$ luego de la ley de control mínima. Para el caso que presentamos aquí será $v_{ds}^*(t) \equiv 0$ y $v_{0s}(t) \equiv 0$.

El diagrama de bloques del **modelo NL desacoplado con ley de control NL** se observa en la fig. 19

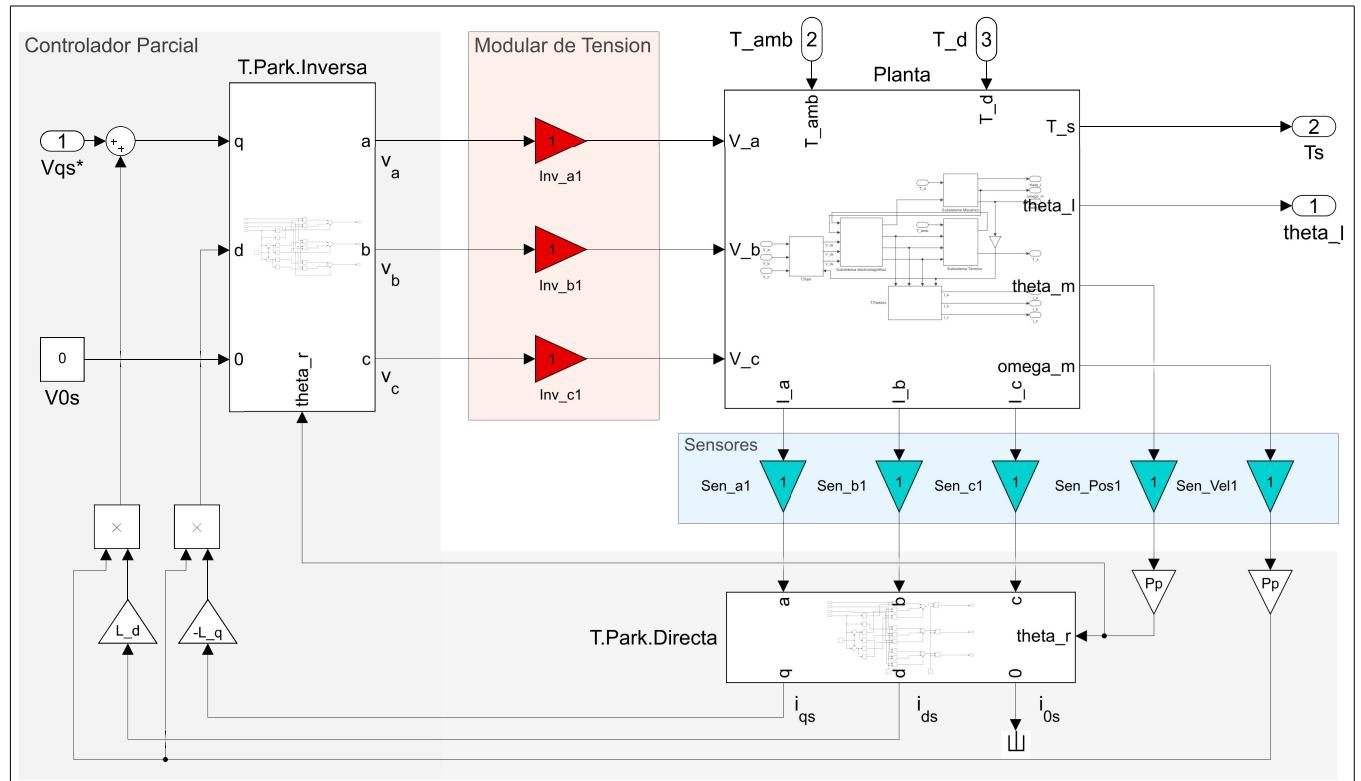


Fig. 19. Implementación de ley de control complementaria

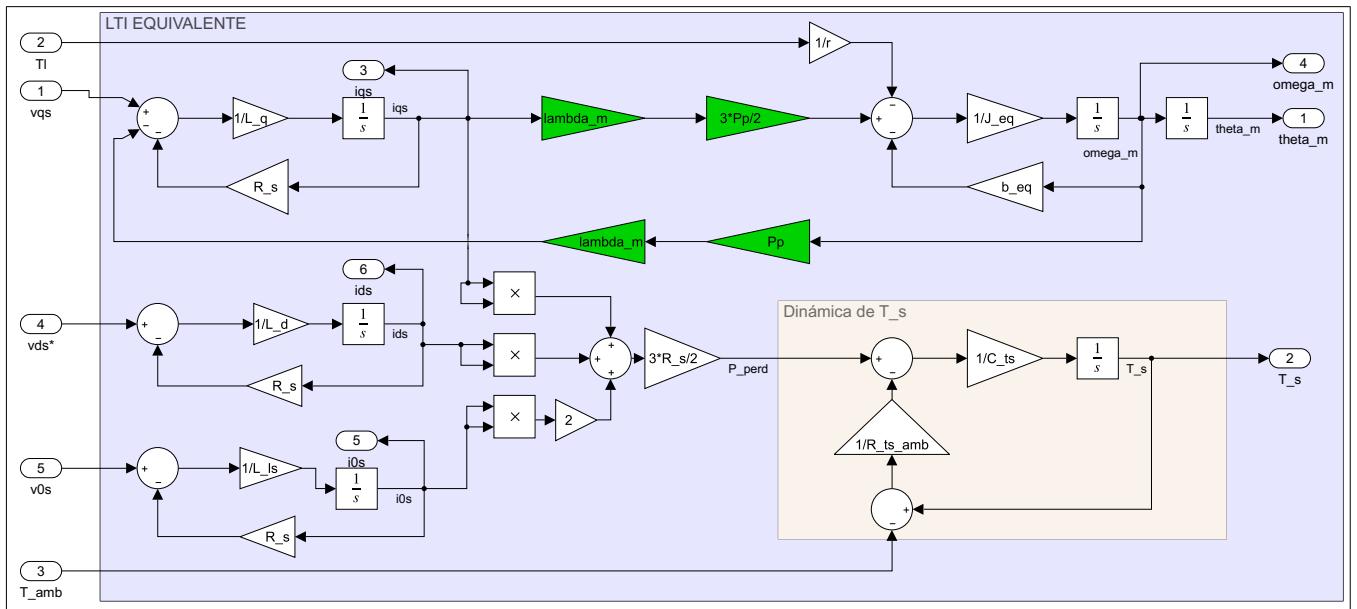


Fig. 20. Diagrama de bloques LTI equivalente aumentado con dinámica residual eje d

d) **Comparación del modelo dinámico LTI equivalente aumentado vs. el modelo dinámico global LPV:** En primer lugar, en la fig. 21 se muestra el diagrama de bloques de estado del sistema LPV. En la fig. 22 se muestra cómo se realizó la comparación entre los modelos. En donde, como se puede observar, se incorpora al modelo LPV los valores de los estados y entradas en el punto de operación.

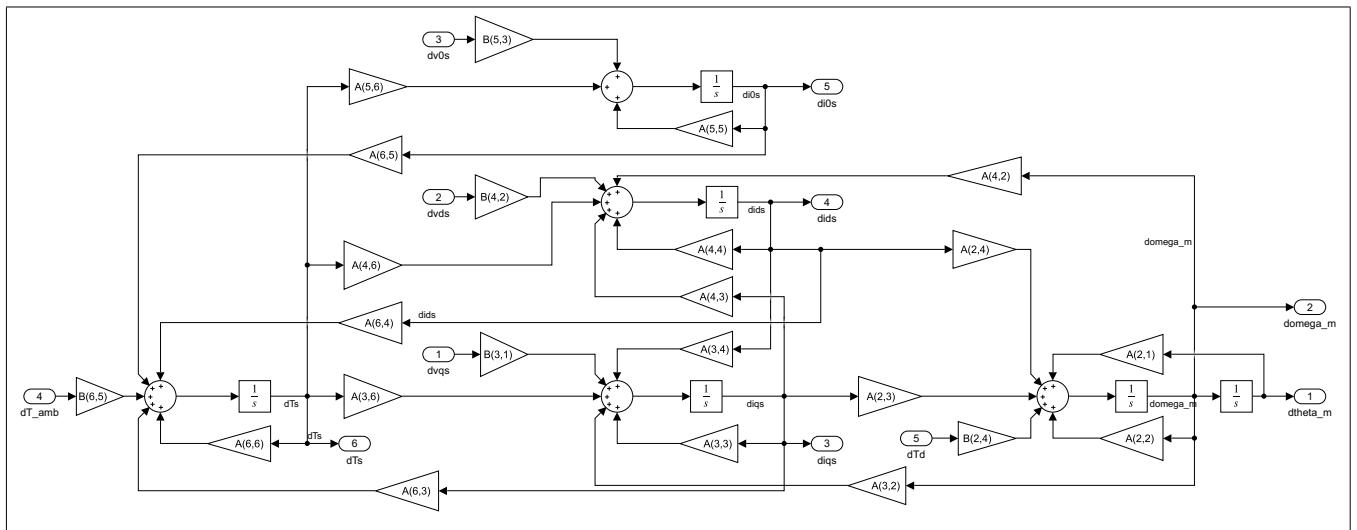


Fig. 21. Diagrama de bloques LPV.

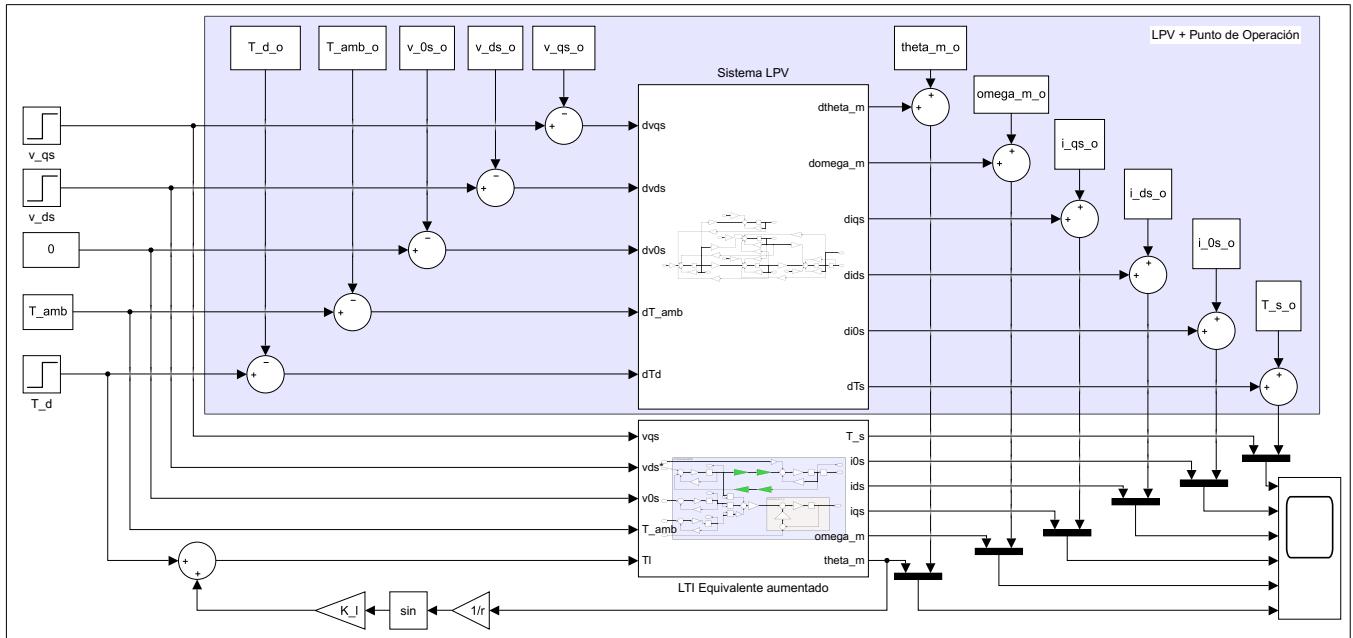


Fig. 22. Comparación de modelos LTI y LVP diagrama de bloques.

Para la comparación de los modelos primero se define de forma parcial el vector de entradas y de estado del sistema en el punto de operación, de modo que el resto de las variables en el punto de operación queden determinadas y se obtienen de la eq. (52). Luego se aplican las mismas entradas a ambos modelos.

En todos los casos, las condiciones iniciales son las dadas en la eq. (70) y se considera para el modelo LTI el valor de R_s obtenido para T_{s-o}° .

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta \mathbf{x}(0) \equiv \mathbf{0} \\ \mathbf{x}(0) = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ T_{amb}^{\circ} = 25^{\circ}C \end{bmatrix} \end{array} \right. \quad (70)$$

Se realizaron 5 simulaciones. Para todas las simulaciones se tiene $\omega_{m-o} \equiv 0 \text{ rad/s}$ (solo hay puntos de operación verdaderos bajo esta condición según se indicó cuando se analizó el modelo global NL de puntos de operación cuasi-estacionario), $\theta_{m-o} \equiv \frac{r\pi}{12} \text{ rad}$ (esto es equivalente a desplazar 15° al brazo robótico desde su posición de equilibrio estable), $v_{0s-o} \equiv 0 \text{ V}$ (lo que implica $i_{0s-o} \equiv 0 \text{ A}$), $T_{d-o} \equiv 1 \text{ N} \cdot \text{m}$ y $T_{amb-o} \equiv 25^{\circ} \text{ C}$.

Para las primeras tres simulaciones se considera además $v_{ds-o}^r \equiv 0 \text{ V}$. Los resultados de la primera simulación se muestran en las fig. 23 y fig. 24. Para la segunda simulación se considera que las entradas se encuentran desviadas respecto de sus valores para el punto de equilibrio. Los resultados se muestran en las fig. 25 y fig. 26. En la tercera simulación se hizo lo mismo que para la segunda simulación, pero se consideraron desviaciones de las entradas más pequeñas (fig. 27, fig. 28).

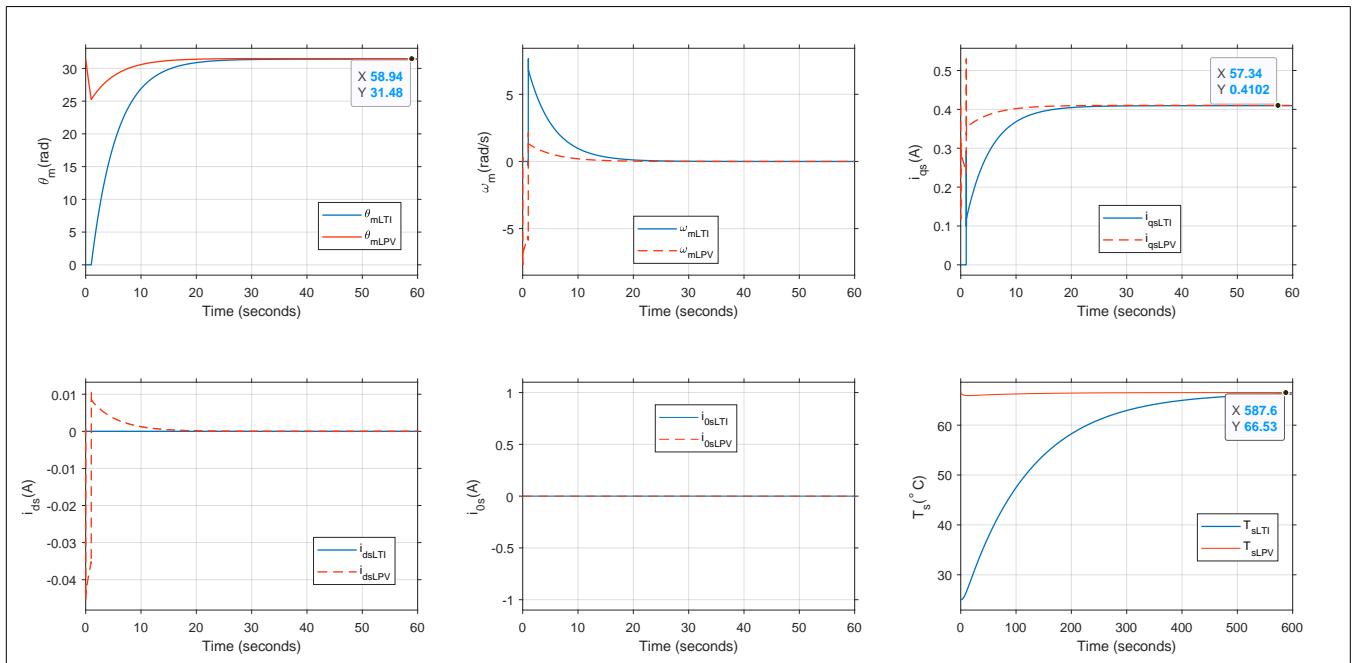


Fig. 23. LTI vs LPV: Simulación 1. Estado. Entradas en el punto de operación.

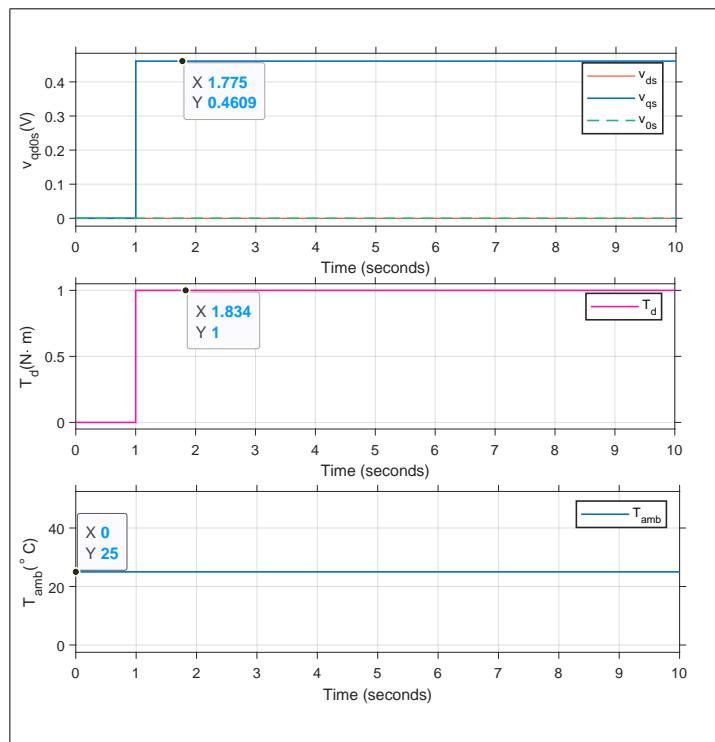


Fig. 24. LTI vs LPV: Simulación 1. Entradas. Entradas en el punto de operación.

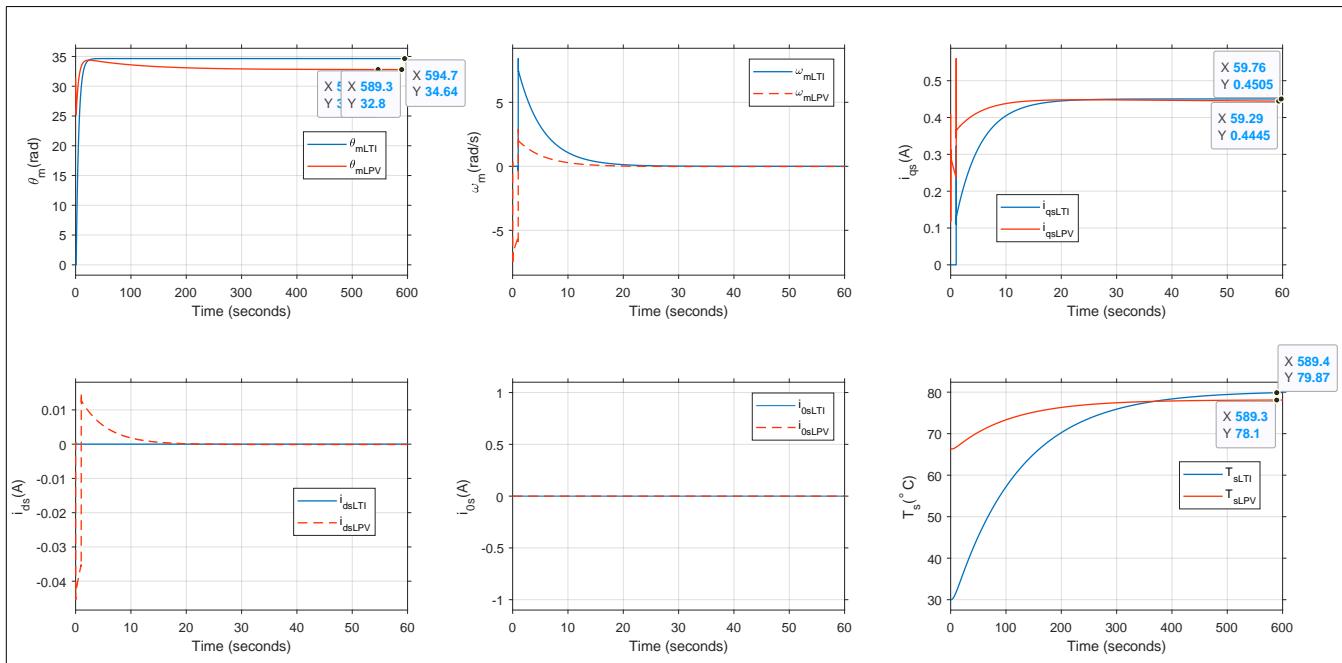


Fig. 25. LTI vs LPV: Simulación 2. Estado. Entradas desviadas del punto de operación.

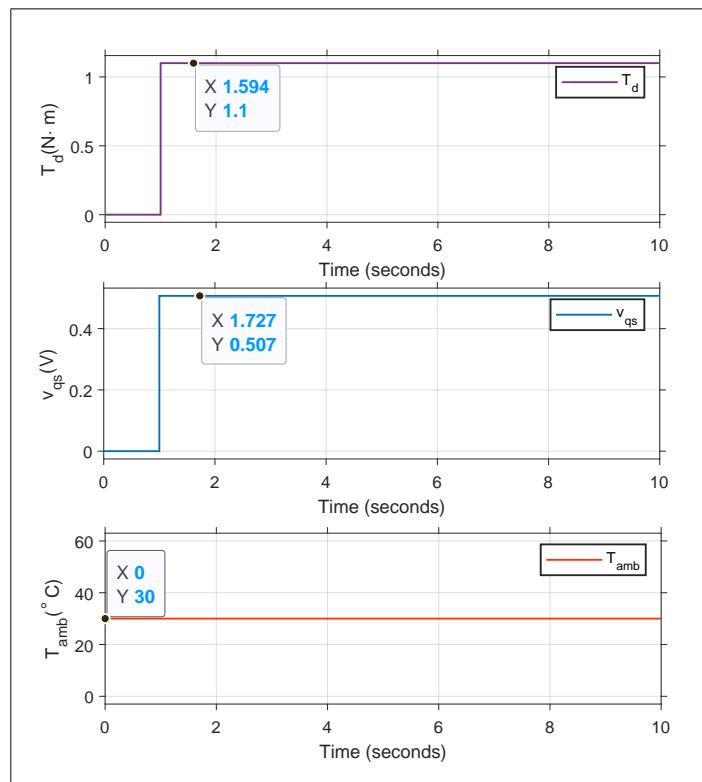


Fig. 26. LTI vs LPV: Simulación 2. Entradas. Entradas desviadas del punto de operación.

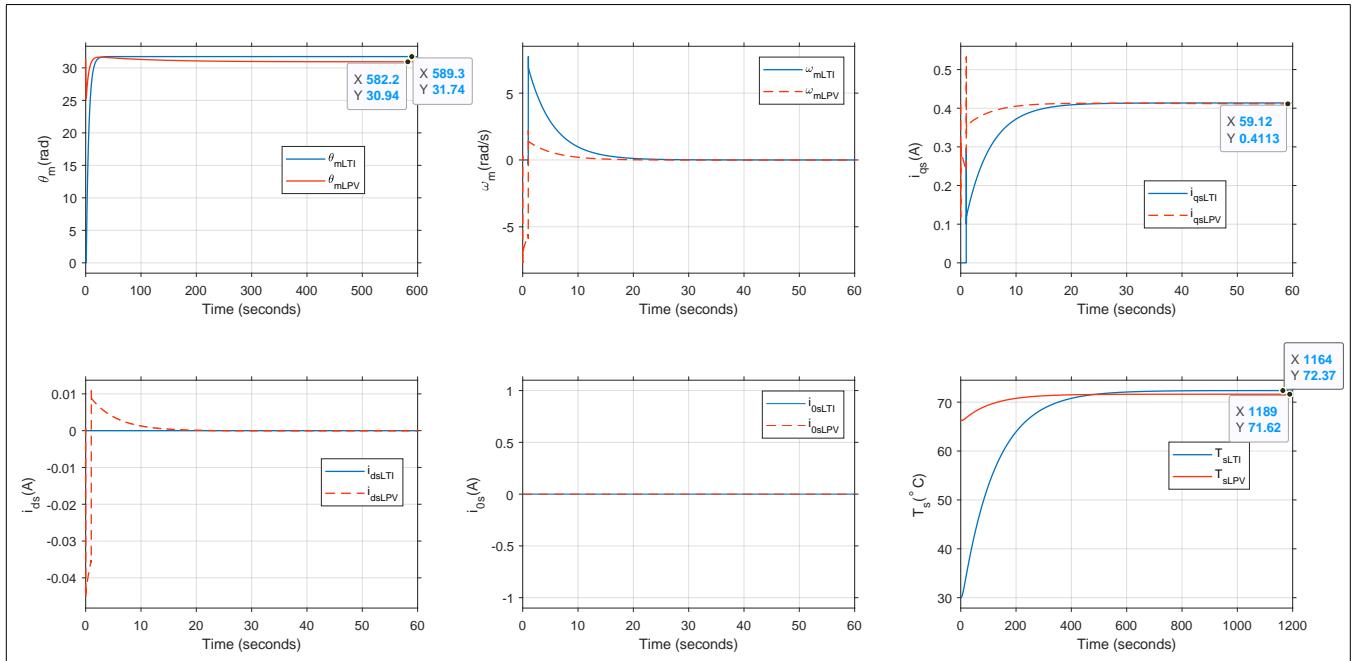


Fig. 27. LTI vs LPV: Simulación 3. Estado. Entradas desviadas del punto de operación, menor desviación.

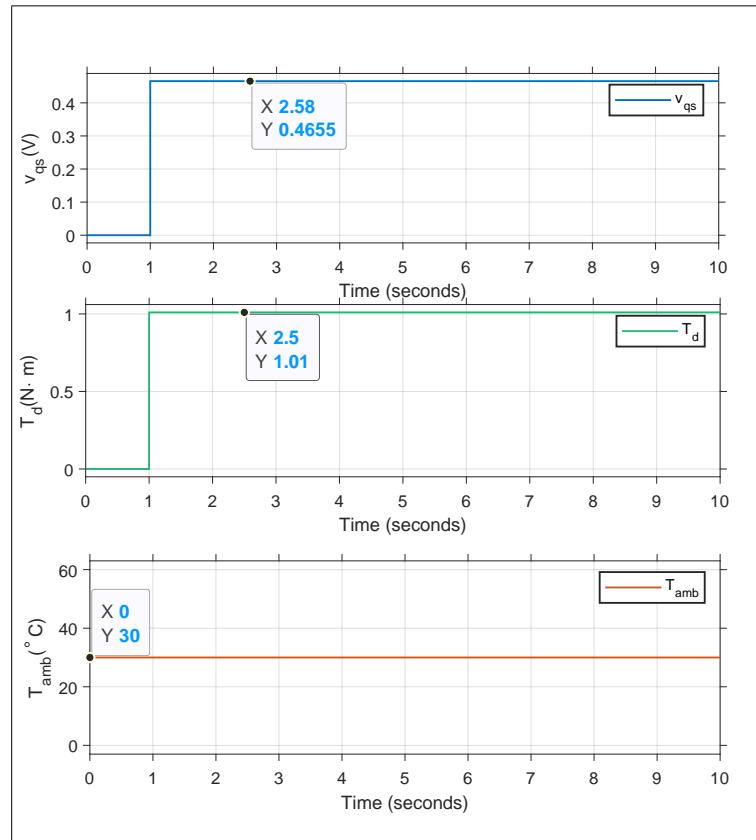


Fig. 28. LTI vs LPV: Simulación 3. Entradas. Entradas desviadas del punto de operación, menor desviación.

Para la simulación 4 y 5 se evalúa el efecto del reforzamiento/debilitamiento de campo y por eso no se impone $v_{ds-o}^r \equiv 0 V$. En cambio, se establece que en el punto de operación, la corriente total en el plano qd (suma vectorial de i_{qs-o}^r e i_{ds-o}^r) formará un ángulo $\beta = 80^\circ$ con el eje d y habrá reforzamiento de campo, mientras que para la simulación 5 se considera $\beta = 100^\circ$ y consigue debilitamiento de campo. Los resultados de la simulación 4 se muestran en las fig. 29 y fig. 30, y los de las simulación 5 en las fig. 31, fig. 32.

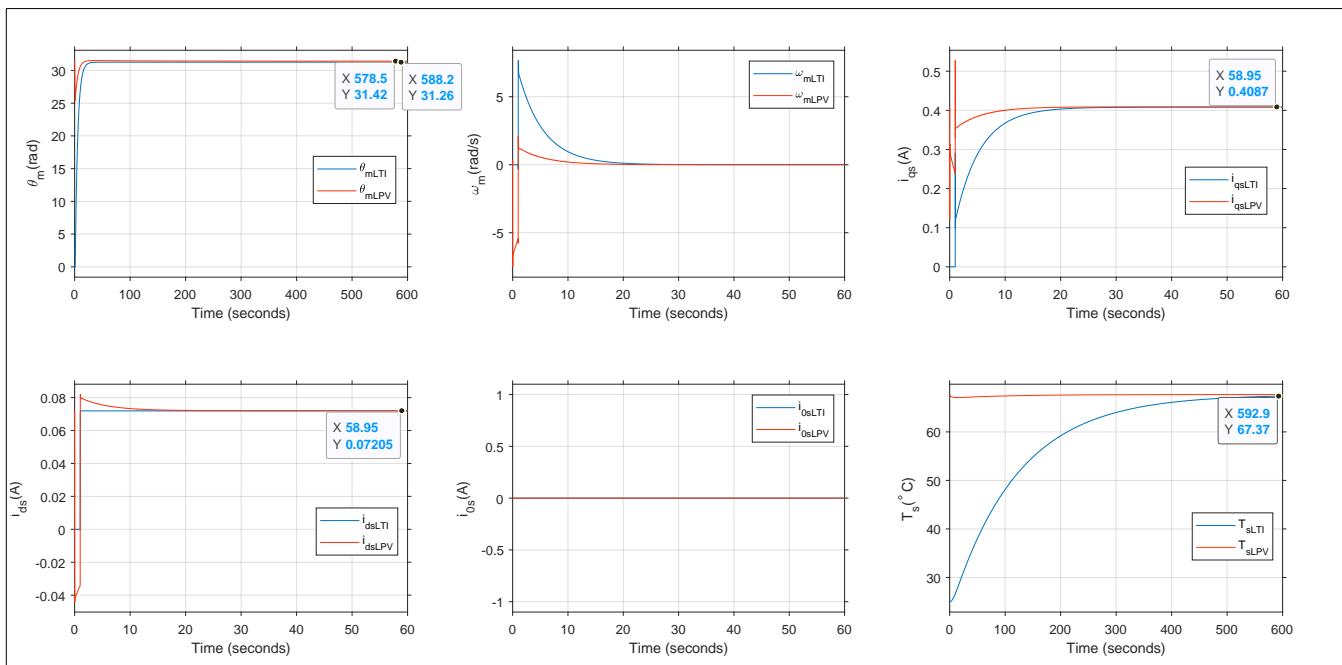


Fig. 29. LTI vs LPV: Simulación 4. Estado. Entradas en el punto de operación. Reforzamiento de campo.

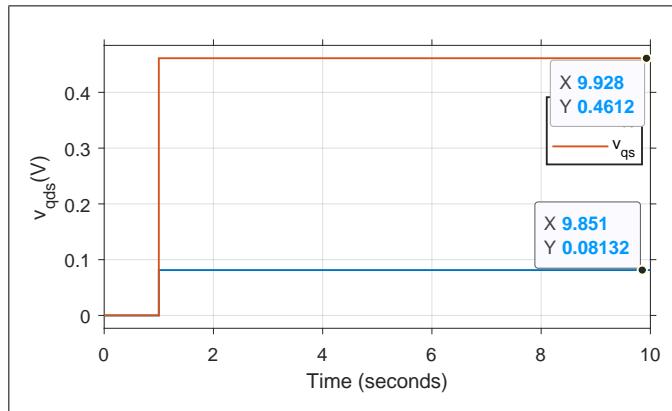


Fig. 30. LTI vs LPV: Simulación 4. Reforzamiento de capo. Entradas

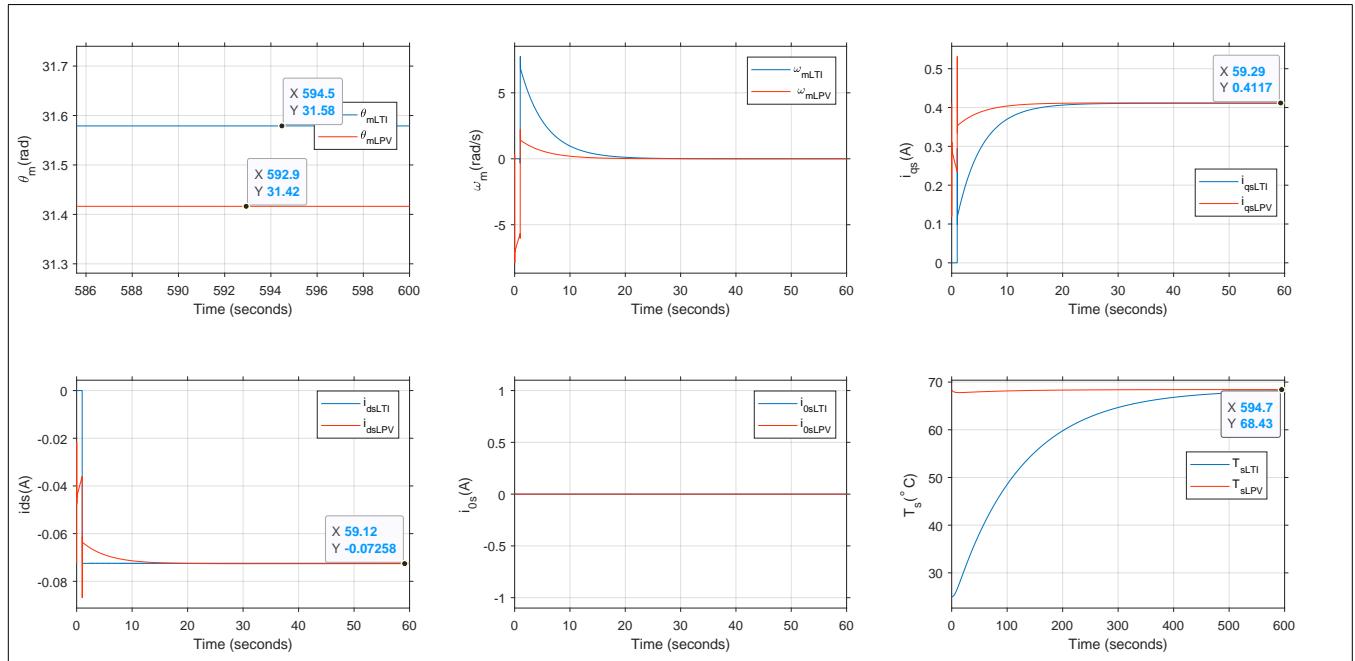


Fig. 31. LTI vs LPV: Simulación 5. Estado. Entradas en el punto de operación. Debilitamiento de campo.

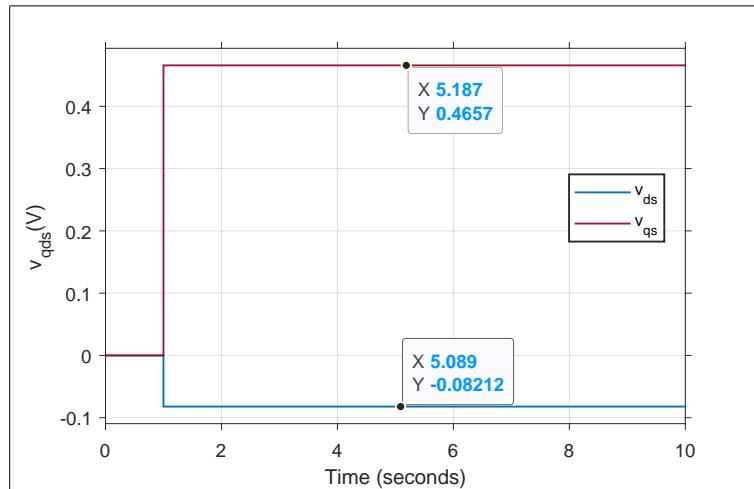


Fig. 32. LTI vs LPV: Simulación 5. Entradas. Entradas en el punto de operación. Debilitamiento de campo.

Se puede observar del análisis, que los modelos tienen un comportamiento similar en estado permanente aun cuando existe debilitamiento o reforzamiento de campo, el que no es tenido en cuenta en el modelo LTI al haberse suprimido la contribución de la $i_{ds}^r(t)$ en el torque electromagnético. En cambio, sí se presentan diferencias mas notables en estado permanente cuando las entradas difieren de las entradas correspondientes al punto de operación para el cuál se obtiene el modelo LPV.

e) **Funciones de Transferencia:** para el modelo LTI equivalente aumentado, desde ambas entradas $V_{qs}^r(s)$ y $T_l(s)$ hacia la salida $\Theta_m(s)$.

Primero se aplicó la Transformada de Laplace a la ecuaciones del sistema LTI equivalente aumentado, considerando condiciones iniciales nulas (eq. (71)):

$$\begin{cases} s\Theta_m(s) = \Omega_m(s) \\ s\Omega_m(s) = \frac{3}{2} \frac{P_p I_{qs}^r(s) \lambda_m^r}{J_{eq}} - \frac{b_{eq}\Omega_m(s)}{J_{eq}} - \frac{T_l(s)}{r J_{eq}} \\ sI_{qs}^r(s) = -\frac{R_s I_{qs}^r(s)}{L_q} - \frac{P_p \Omega_m(s) \lambda_m^r}{L_q} + \frac{V_{qs}^r(s)}{L_q} \end{cases} \quad (71)$$

Luego se despejó la salida en función de las entradas, para obtener finalmente las funciones de transferencia (eq. (72), eq. (73) y eq. (74)):

$$\Theta_m(s) = -\frac{R_s \frac{T_l(s)}{r} + L_q \frac{T_l(s)}{r} s - \frac{3}{2} P_p V_{qs}^r(s) \lambda_m^r}{J_{eq} L_q s^3 + (J_{eq} R_s + L_q b_{eq}) s^2 + \left(R_s b_{eq} + \frac{3}{2} P_p^2 \lambda_m^r \right) s} \quad (72)$$

$$G_{V_{qs}^r}(s) = \frac{\Theta_m(s)}{V_{qs}^r(s)} = \frac{\frac{3}{2} P_p \lambda_m^r}{J_{eq} L_q s^3 + (J_{eq} R_s + L_q b_{eq}) s^2 + \left(R_s b_{eq} + \frac{3}{2} P_p^2 \lambda_m^r \right) s} \quad (73)$$

$$G_{T_l}(s) = \frac{\Theta_m(s)}{T_l(s)} = -\frac{\frac{1}{r} (R_s + L_q s)}{J_{eq} L_q s^3 + (J_{eq} R_s + L_q b_{eq}) s^2 + \left(R_s b_{eq} + \frac{3}{2} P_p^2 \lambda_m^r \right) s} \quad (74)$$

3) Análisis de estabilidad a lazo abierto para el modelo LTI equivalente aumentado:

a) **Determinación de polos y ceros del sistema:** Para determinar los polos, se resolvió el polinomio característico del sistema (eq. (75)).

$$J_{eq} L_q s^3 + (J_{eq} R_s + L_q b_{eq}) s^2 + \left(R_s b_{eq} + \frac{3}{2} P_p^2 \lambda_m^r \right) s = 0 \quad (75)$$

Cuyas soluciones fueron indicadas en la eq. (76) junto con sus valores para los parámetros nominales de la carga. En donde el polo en el origen está asociado al integrador puro a la salida del sistema, correspondiente con el pseudo-estado $\theta_m(t)$. Sin considerar este polo, se tiene un sistema de segundo orden, como lo ponen de manifiesto los dos integradores asociados a $i_{qs}^r(t)$ en el sub-sistema electromagnético y el asociado a $\omega_m(t)$ en el sub-sistema mecánico.

$$\begin{cases} s_1 = 0 \\ s_2 = \frac{-(L_q b_{eq} + J_{eq} R_s) + \sqrt{J_{eq}^2 R_s^2 - 6 J_{eq} L_q P_p^2 \lambda_m^r - 2 J_{eq} L_q R_s b_{eq} + L_q^2 b_{eq}^2}}{2 J_{eq} L_q} = (-77.8 + i143.5 = 163.2e^{i2.07}) \left[\frac{rad}{s} \right] \\ s_3 = \frac{-(L_q b_{eq} + J_{eq} R_s) - \sqrt{J_{eq}^2 R_s^2 - 6 J_{eq} L_q P_p^2 \lambda_m^r - 2 J_{eq} L_q R_s b_{eq} + L_q^2 b_{eq}^2}}{2 J_{eq} L_q} = (-77.8 - i143.5 = 163.2e^{-i2.07}) \left[\frac{rad}{s} \right] \end{cases} \quad (76)$$

Además, se obtuvieron las expresiones de la frecuencia natural (eq. (79)) y relación de amortiguamiento crítico (eq. (80)), junto con sus valores para los parámetros nominales, al comparar la ecuación característica asociada a los dos polos complejos conjugados (eq. (77)), con la ecuación estándar de un sistema de segundo orden sub-amortiguado (eq. (78)).

$$s^2 + \frac{J_{eq} R_s + L_q b_{eq}}{J_{eq} L_q} s + \frac{R_s b_{eq} + \frac{3}{2} P_p^2 \lambda_m^r}{J_{eq} L_q} = 0 \quad (77)$$

$$s^2 + 2\zeta\omega_n s + \omega_n^2 = 0 \quad (78)$$

$$\omega_n = \sqrt{\frac{R_s b_{eq} + \frac{3}{2} P_p^2 \lambda_m^r}{J_{eq} L_q}} = 163.2 \left[\frac{rad}{s} \right] \quad (79)$$

$$\zeta = \frac{J_{eq} R_s + L_q b_{eq}}{2 \sqrt{J_{eq} L_q \left(R_s b_{eq} + \frac{3}{2} P_p^2 \lambda_m^r \right)}} = 0.4868 \quad (80)$$

Se pudo ver que solo la perturbación introduce un cero como se indica en la eq. (81).

$$R_s + L_q s = 0 \Rightarrow s = -\frac{R_s}{L_q} = -154.54 \left[\frac{rad}{s} \right] \quad (81)$$

Luego se quiere evaluar la variación de polos, frecuencia natural y cero ante la **migración de propiedades** del sistema debida a la variación de los parámetros de la carga J_l y b_l [1]. Resulta de interés, también conocer la migración de propiedades ante el cambio de R_s al considerar temperaturas de equilibrio en los extremos del rango de operación.

Al trazar el mapa de polos y ceros del sistema se puede observar que los polos complejos conjugados presentan poca variación relativa ante el cambio de b_l en comparación con la variación ante el cambio de J_l y de R_s . Por este motivo, en la fig. 33 se presenta, por un lado, el mapa de polos y ceros completo cuando $b_l = b_{lnom} = 0.1 \left[\frac{N \cdot m}{rad \cdot s} \right]$ y J_l varía

en todo su rango con R_s a $-15^\circ C$, a $40^\circ C$ y a $115^\circ C$. Mientras que en la fig. 34 se muestra solo el mapa de los polos complejos cuando b_l toma cinco valores equi-espaciados en su rango, y para cada uno, J_l varía en todo su rango (R_s solo a $40^\circ C$). En estas figuras se indica con $\max J_l$ y $\min J_l = J_{lnom}$ a los polos correspondientes al máximo y mínimo valor de J_l respectivamente. Luego, en cada curva, J_l varía desde un mínimo a un máximo desde la parte superior izquierda de la gráfica hacia la parte inferior derecha de la misma. Es decir, como se espera, el aumento de J_l produce un correspondiente incremento en J_{eq} , lo que a su vez produce una disminución de la frecuencia natural ω_n asociada a los polos complejos sin un apreciable cambio en el amortiguamiento del sistema.

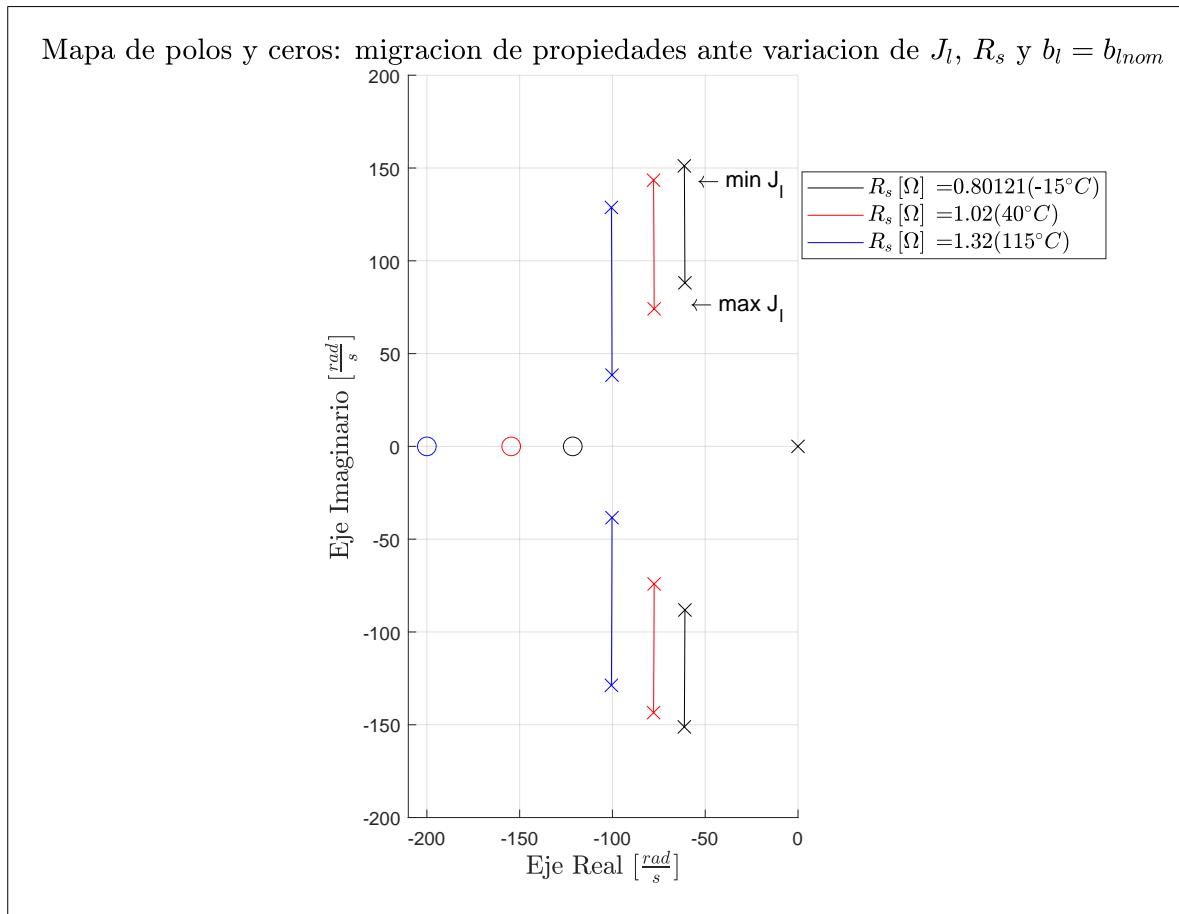
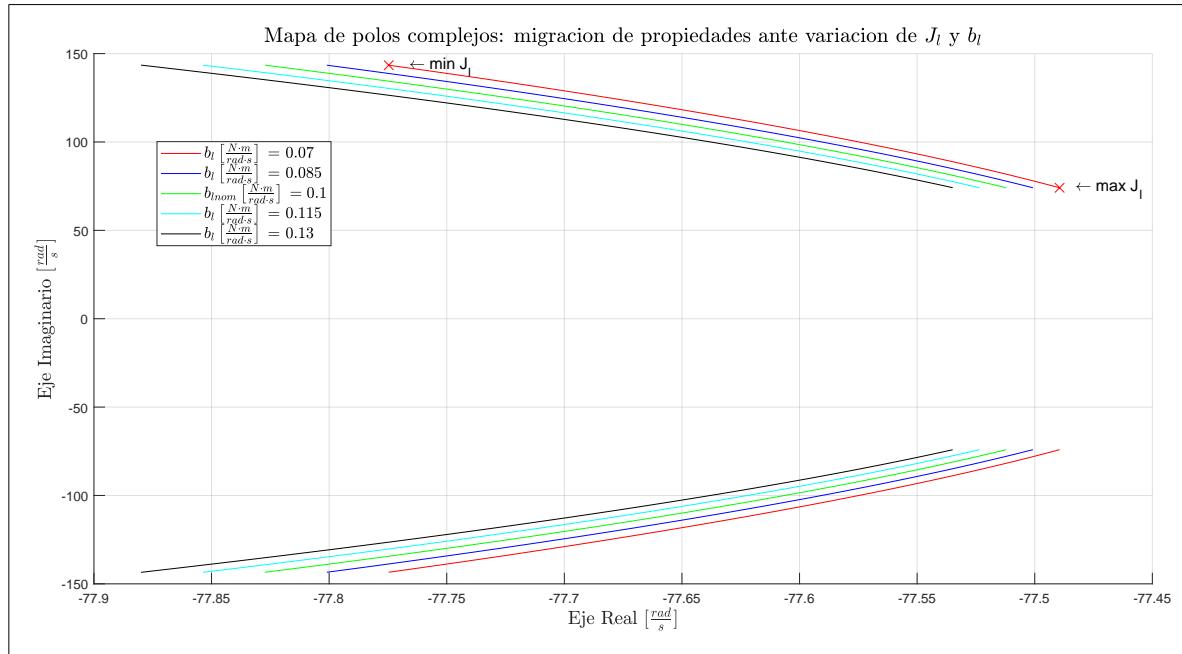
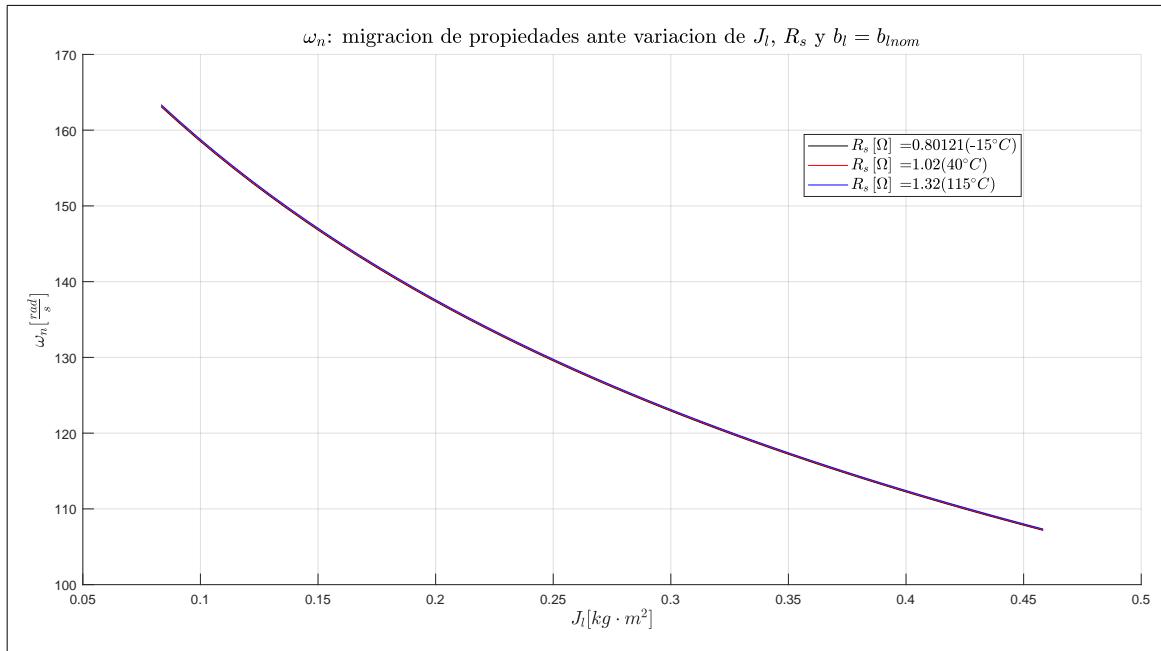
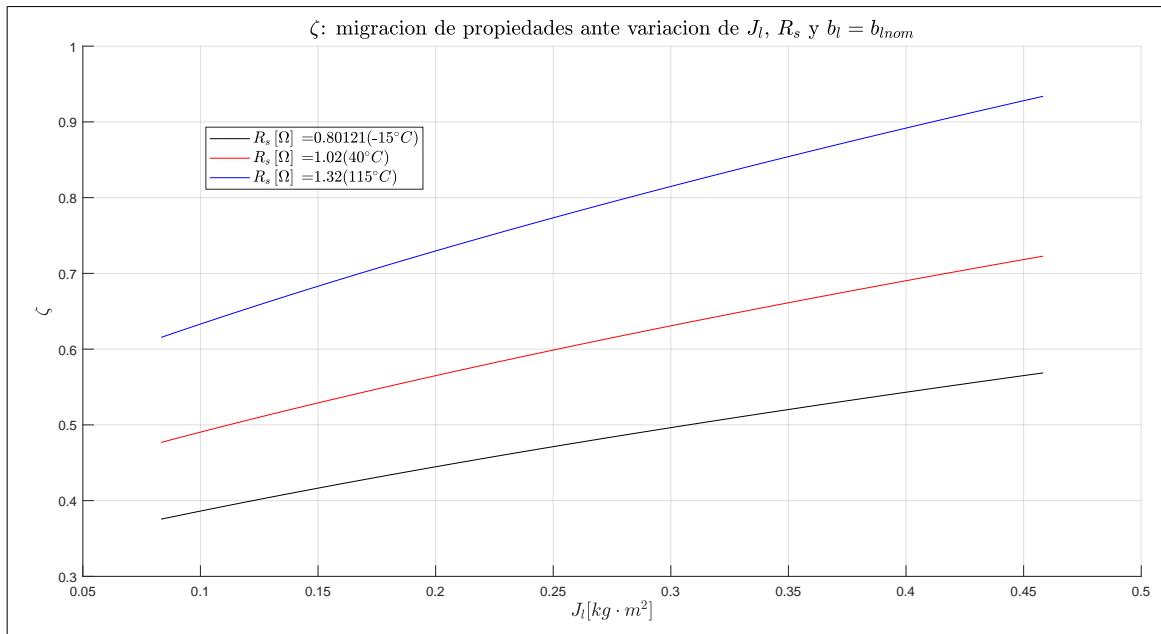


Fig. 33. Mapa de polos completo del sistema ante variación de J_l y R_s con $b_l = b_{lnom}$

Fig. 34. Mapa de polos complejos del sistema ante variación de parámetros de la carga (R_s a $40^\circ C$).

A continuación se trazaron las curvas que presentan la variación de ω_n (fig. 35) y de ζ (fig. 36). Como se anticipó, la variación de b_l no tiene efecto apreciable en el cambio de ω_n y se presentan prácticamente superpuestas las curvas de ω_n respecto a J_l para cada b_l y de manera similar ocurre para la variación de ζ . Es por eso que, en lugar de presentar las curvas para todo el rango de variación de b_l , lo que no aportaría claridad a la explicación al presentarse las gráficas superpuestas, lo que se hace es tomar $b_l = b_{lnom}$ y graficar la variación solo respecto a R_s y J_l . Se puede observar que aunque R_s tampoco produce demasiado efecto en ω_n si lo hace en ζ .

Fig. 35. Variación de la frecuencia natural (ancho de banda del sistema) ω_n ante variación de los parámetros de la carga y de R_s .

Fig. 36. Variación de la relación de amortiguamiento crítico ζ ante variación de los parámetros de la carga y de R_s .

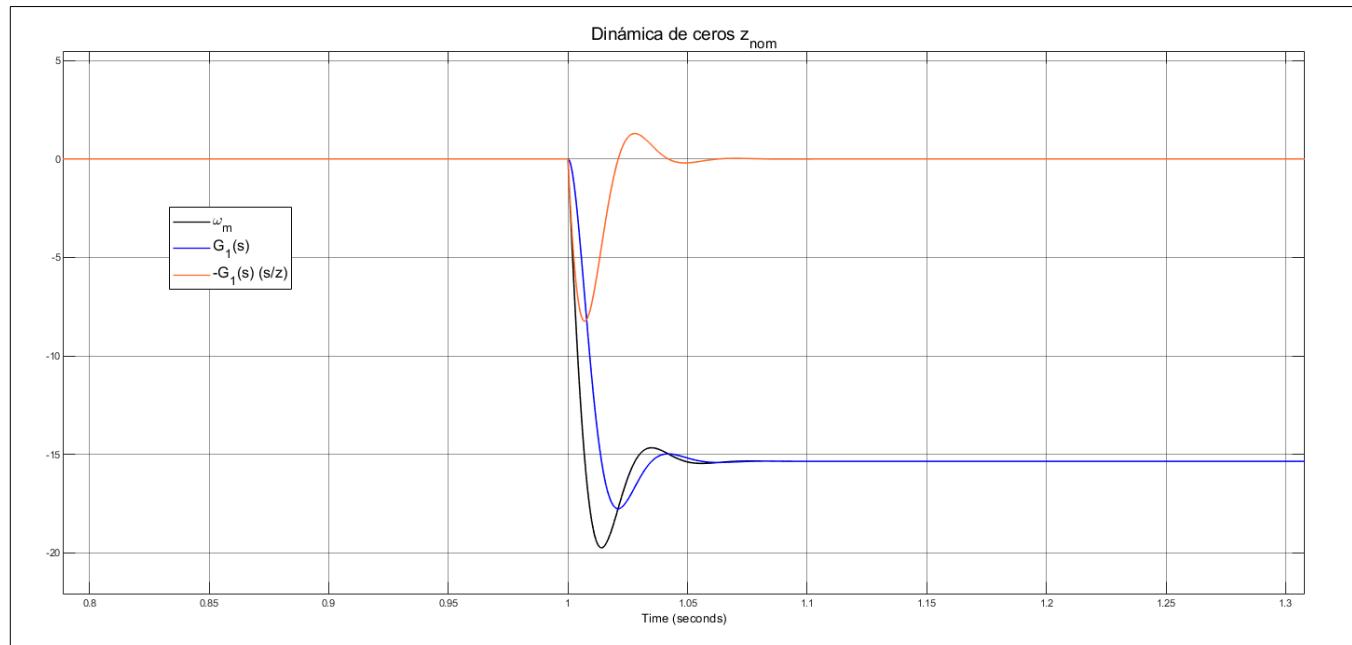
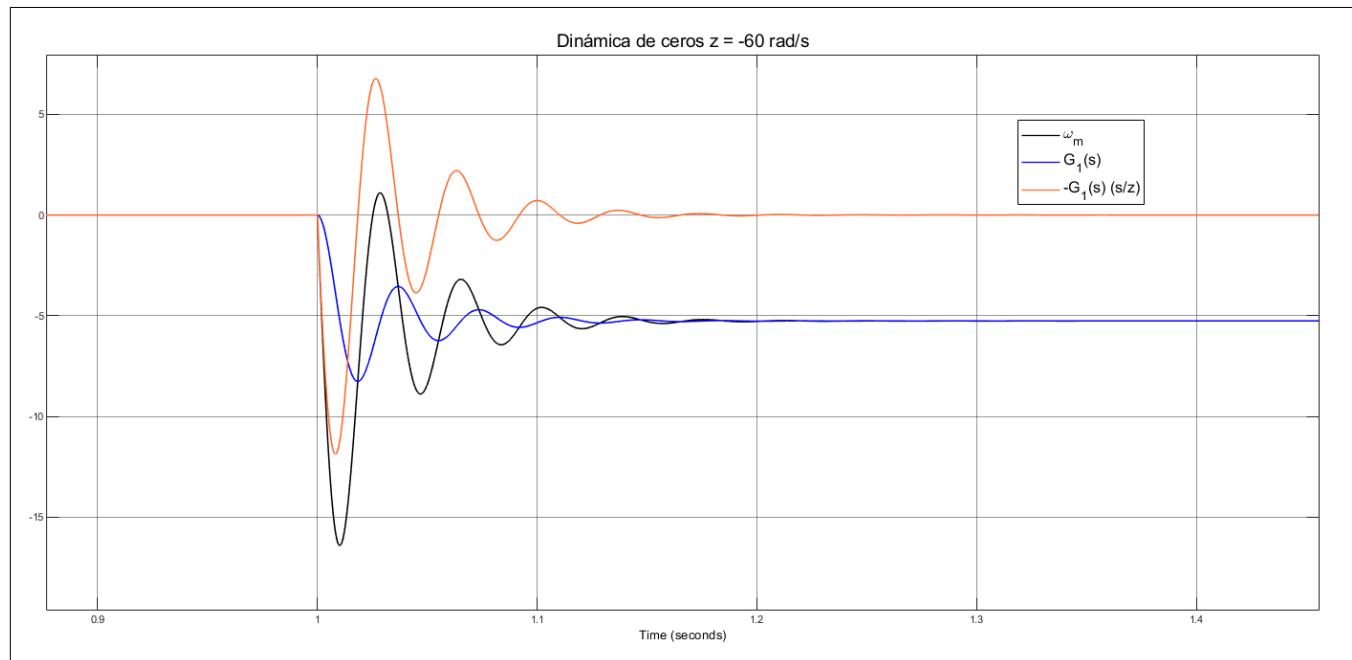
b) **Estabilidad parcial y completa, y dinámica de los ceros:** Cómo se pudo observar en el mapa de polos y ceros (fig. 33), ante la variación de los parámetros de la carga y de la temperatura de equilibrio térmico, los polos siempre se encuentran en el semiplano izquierdo del plano complejo (a excepción del polo en el origen) y esta es condición suficiente para garantizar que el **sistema es estable**. Por otro lado, el polo en el origen no introduce una inestabilidad real, en cambio, esta asociado a un crecimiento sin cota del pseudo-estado $\theta_m(t)$ al no considerarse ahora, explícitamente, la rectificación de la variable angular de la articulación al rango $[0; 2\pi]$, o a una posición angular final constante no nula luego de los transitorios en régimen no forzado.

Para el análisis de la dinámica de los ceros, primero expresamos la eq. (74) como:

$$\begin{cases} z &= -R_s/L_q \\ G_1(s) &= -\frac{-\frac{L_q}{r}z}{J_{eq}L_qs^3 + (J_{eq}R_s + L_q b_{eq})s^2 + \left(R_s b_{eq} + \frac{3}{2}P_p^2 \lambda_m^r\right)s} \\ G_{T_l}(s) &= G_1(s) \left(1 - \frac{s}{z}\right) \end{cases} \quad (82)$$

En eq. (82) $G_1(s)$ da la respuesta a una entrada $T_l(s)$ y la respuesta total a través de $G_{T_l}(s)$ se obtiene sumando a la obtenida de $G_1(s)$ su derivada ponderada por un factor $\rho = -1/z$. En tanto mayor sea el valor de ρ (tanto más cercano al eje imaginario se encuentra z) [1] mayor será la ponderación de la derivada. Ante una entrada tipo escalón, este cero amplifica el sobrepico en el transitorio, en el punto de inflexión de la respuesta a la salida de $G_1(s)$. Para representar este fenómeno, se simuló el sistema bajo las condiciones indicadas en la eq. (83), primero con los parámetros nominales del sistema y luego exagerando el efecto del cero llevándolo hacia el eje imaginario. Los resultados se muestran en la fig. 37 y en la (fig. 38) respectivamente. Cómo se puede observar en estas figuras, presentamos la evolución en el tiempo de $\omega_m(t)$ en lugar de $\theta_m(t)$. Hacemos esto, dado que, al ser el último un pseudo-estado, en estado permanente crece sin cota a diferencia de $\omega_m(t)$ que sí adopta un valor permanente constante ante la perturbación de tipo escalón, y de la misma manera permite reflejar el efecto del cero en la dinámica a lazo abierto.

$$\begin{cases} \mathbf{x}(0) &= \mathbf{0} \\ v_{qs}(t) &\equiv 0 \\ T_l(t) &= 0 \rightarrow (T_{lmax} = 6.28 N \cdot m; t = 1 s) \\ (1) \rightarrow z &= z_{nom} = -154.54 \left[\frac{rad}{s}\right] (\text{eq. (81)}) \\ (2) \rightarrow z &= -60 \frac{rad}{s} \end{cases} \quad (83)$$

Fig. 37. Dinámica del cero de $G_{Tl}(s)$ para z_{nom} .Fig. 38. Dinámica del cero de $G_{Tl}(s)$ para z trasladado hacia el eje imaginario.

4) **Análisis de observabilidad completa de estado para el modelo LTI equivalente aumentado desde salida medida $\theta_m(t)$:** Para evaluar la observabilidad desde la salida medida, se determinó la matriz de observabilidad, para luego calcular su rango y compararlo con el orden del sistema.

$$O = \begin{bmatrix} C \\ CA \\ \dots \\ CA^{n-1} \end{bmatrix} \quad (84)$$

Para nuestro caso, recordando las matrices A y C en la eq. (61), la matriz de observabilidad quedó de la siguiente manera:

$$O = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\frac{b_{eq}}{J_{eq}} & \frac{3P_p\lambda_m^r}{2J_{eq}} \end{bmatrix} \quad (85)$$

Al calcular el determinante de esta matriz(eq. (86)), se pudo ver que es distinto de cero, por lo que el rango de O es 3, que es igual al orden del sistema. Entonces, se concluye que el sistema LTI aumentado simplificado es completamente observable desde la posición.

$$\det(O) = \frac{3P_p\lambda_m^r}{2J_{eq}} \quad (86)$$

Sin embargo, se debe aclarar que el sistema LTI aumentado con sistemas autónomos desacoplados, es parcialmente observable, ya que los estados $i_{ds}^r(t)$ y $T_s^o(t)$ no pueden ser observados desde la posición.

Se propuso tomar como salida a la velocidad $\omega_m(t)$ y analizar la observabilidad desde ella. En este caso la matriz de salida es:

$$C = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (87)$$

La matriz de observabilidad se muestra en la eq. (88). Al calcular el determinante de esta matriz, el resultado fue 0, por lo tanto el rango es menor a 3 y el sistema no es completamente observable desde la velocidad.

Esto ocurre ya que, al conocer la velocidad, no podemos determinar la posición instantánea sin conocer su valor inicial.

$$O = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\frac{b_{eq}}{J_{eq}} & \frac{3P_p\lambda_m^r}{2J_{eq}} \\ 0 & \frac{2L_q b_{eq}^2 - 3J_{eq} P_p^2 \lambda_m^{r,2}}{2J_{eq}^2 L_q} & -\frac{3P_p \lambda_m^r (L_q b_{eq} + J_{eq} R_s)}{2J_{eq}^2 L_q} \end{bmatrix} \quad (88)$$

5) Análisis de controlabilidad completa de estado para el modelo LTI equivalente aumentado desde entrada manipulada $v_{qs}^r(t)$, sin considerar la perturbación de la carga mecánica: Para evaluar la controlabilidad desde la entrada manipulada, se determinó la matriz de controlabilidad, para luego calcular su rango y compararlo con el orden del sistema.

$$S = \begin{bmatrix} B & AB & \dots & A^{n-1}B \end{bmatrix} \quad (89)$$

Para nuestro caso, recordando las matrices A y B en la eq. (61), la matriz de controlabilidad quedó de la siguiente manera:

$$S = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{3P_p\lambda_m^r}{2J_{eq}L_q} \\ 0 & \frac{3P_p\lambda_m^r}{2J_{eq}L_q} & -\frac{3P_p\lambda_m^r(L_q b_{eq} + J_{eq} R_s)}{2J_{eq}^2 L_q^2} \\ \frac{1}{L_q} & -\frac{R_s}{L_q^2} & \frac{2J_{eq}R_s^2 - 3L_q P_p^2 \lambda_m^{r,2}}{2J_{eq}L_q^3} \end{bmatrix} \quad (90)$$

El determinante de esta matriz (eq. (91)), como ocurrió con la observabilidad, se pudo ver que es distinto de cero, por lo que el rango de S es 3, igual al orden del sistema. Así, el sistema LTI aumentado simplificado es completamente controlable desde $v_{qs}^r(t)$.

$$\det(S) = -\frac{9P_p^2 \lambda_m^{r,2}}{4J_{eq}^2 L_q^3} \quad (91)$$

Similar a lo que ocurrió con la observabilidad, el sistema LTI aumentado con sistemas autónomos desacoplados, es parcialmente controlable, ya que el estado $i_{ds}^r(t)$ no puede ser controlado desde $v_{qs}^r(t)$. Para lograrlo, deben considerarse otras entradas de control adicionales como $v_{ds}^r(t)$

6) Simulación dinámica en dominio temporal: Se realizó una comparación entre el modelo no lineal completo desacoplado utilizando una ley de control no lineal y el modelo linealizado equivalente aumentado. En esta comparación, se analizaron dos escenarios: uno con $i_{ds}^r(0) = \pm 0.5A$ y otro con $i_{ds}^r(0) = 0A$

a) **Respuesta del estado interno a pulso de consigna de tensión de estator en eje q:** Primero se analizo la respuesta del estado interno $\{\theta_m(t), \omega_m(t), i_{qd0s}^r(t), T_s^o(t)\}$ y $v_q^r ds$ forzada a un pulso de consigna de tensión en eje q:

$$v_{qs}^r(t)^* = 0 \rightarrow (v_{qs}^r)^* = +19.596 V_{cc} \text{ en } t_{step1} = 0.1s \rightarrow (0 V \text{ en } t_{step4} = 0.7s) \quad (92)$$

, superpuesto con doble pulso de torque de carga:

$$T_l(t) = 0 \rightarrow (T_{lmax} = +6.98 Nm \text{ en } t_{step2} = 0.3s) \rightarrow (-T_{lmax} = -6.98 Nm \text{ en } t_{step3} = 0.5s) \rightarrow (0 Nm \text{ en } t_{step5} = 0.9s) \quad (93)$$

Se informa que se consideró una temperatura ambiente de 40 °C debido a que esta fue la que se consideró al calcular las resistencias de los devanados. Las graficas de las entradas quedan entonces de la siguiente manera.

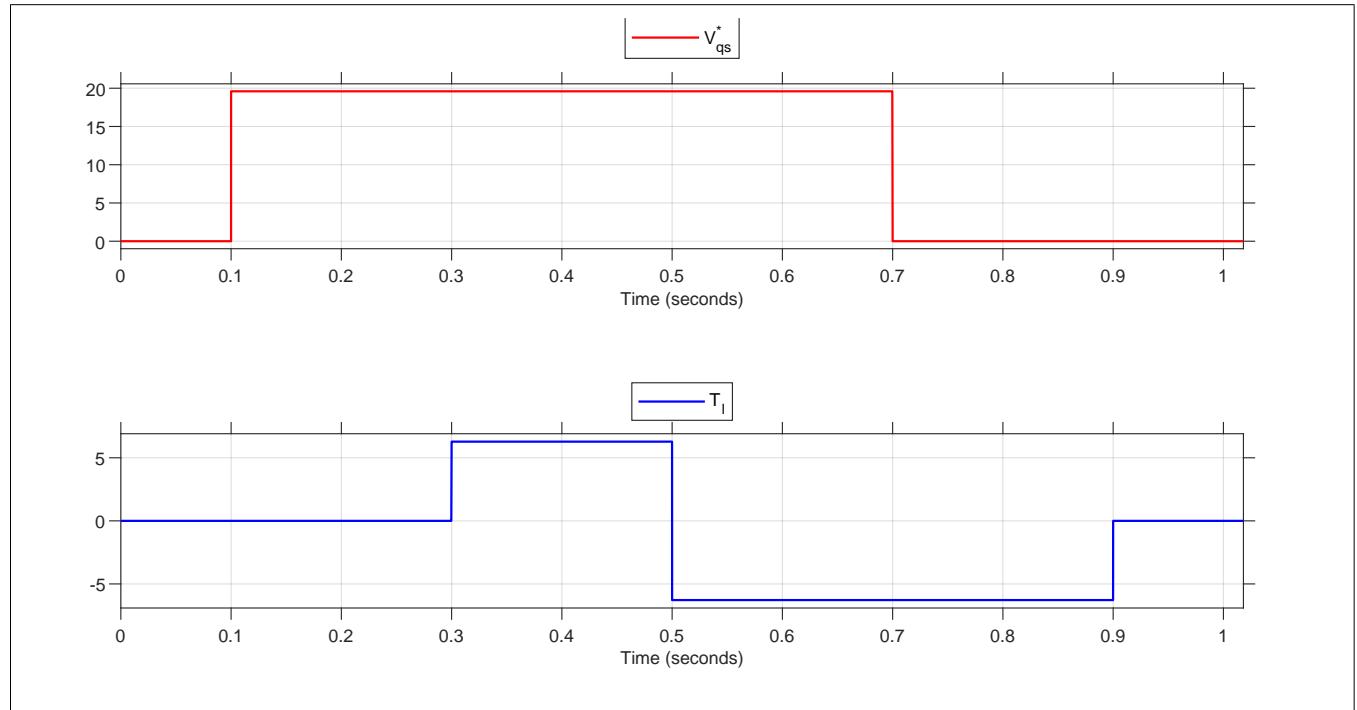


Fig. 39. Consigna de tensión y torque de perturbación

Al simular el sistema con estas entradas, se obtuvieron las siguientes respuestas para la temperatura de los devanados, posición y velocidad del motor de ambos sistemas.

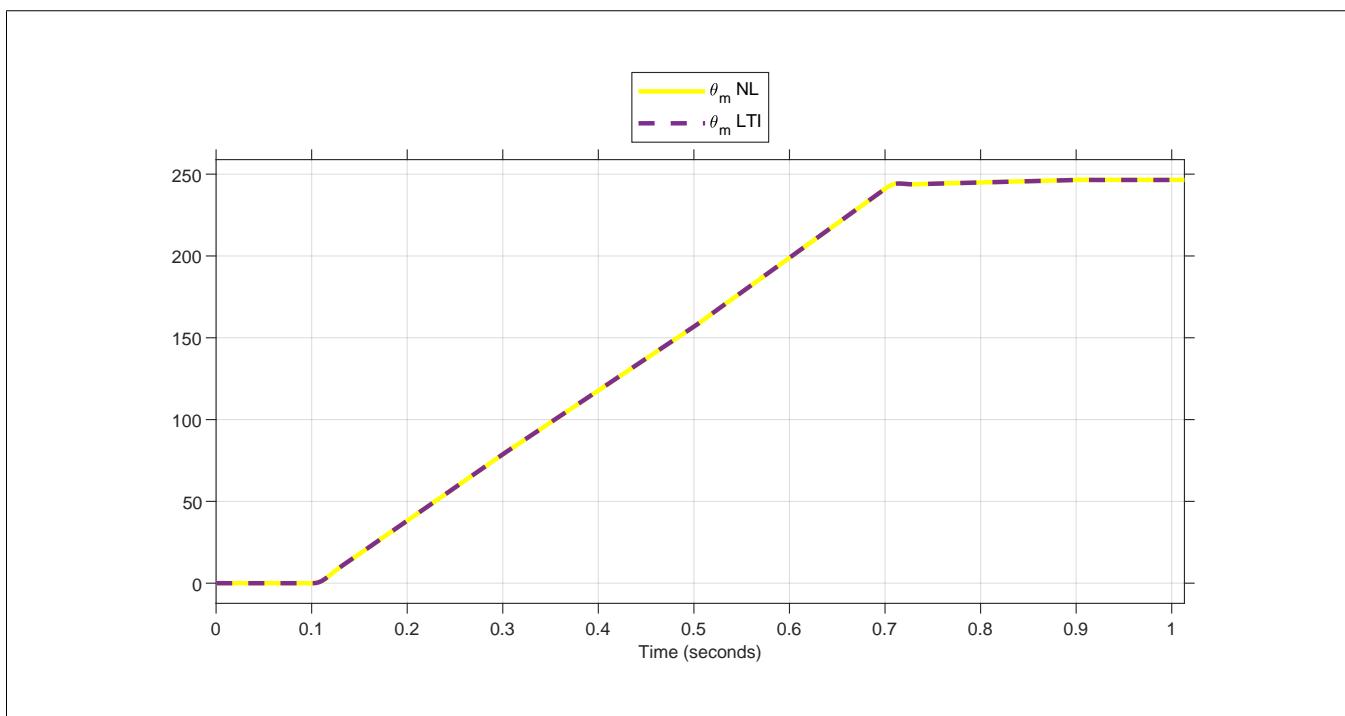


Fig. 40. Posición motor del sistema NL realimentado y del LTI aumentado

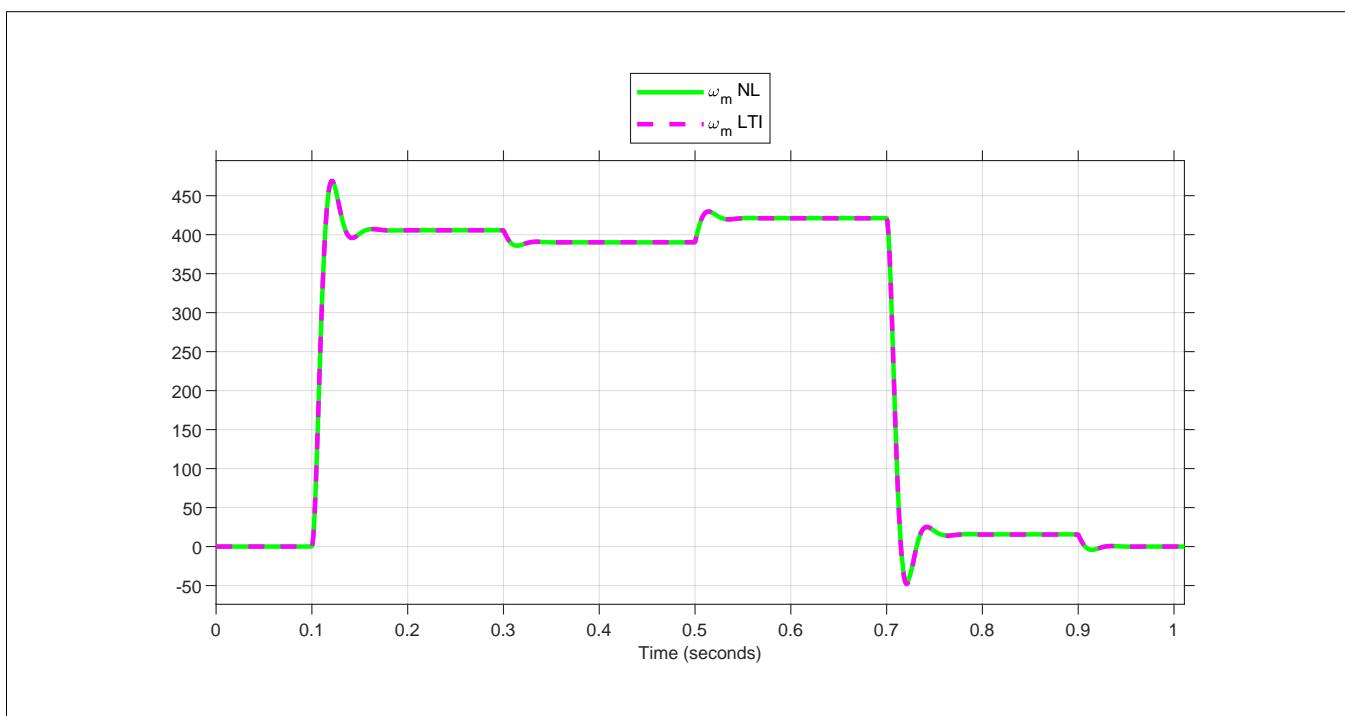


Fig. 41. Velocidad motor del sistema NL realimentado y del LTI aumentado

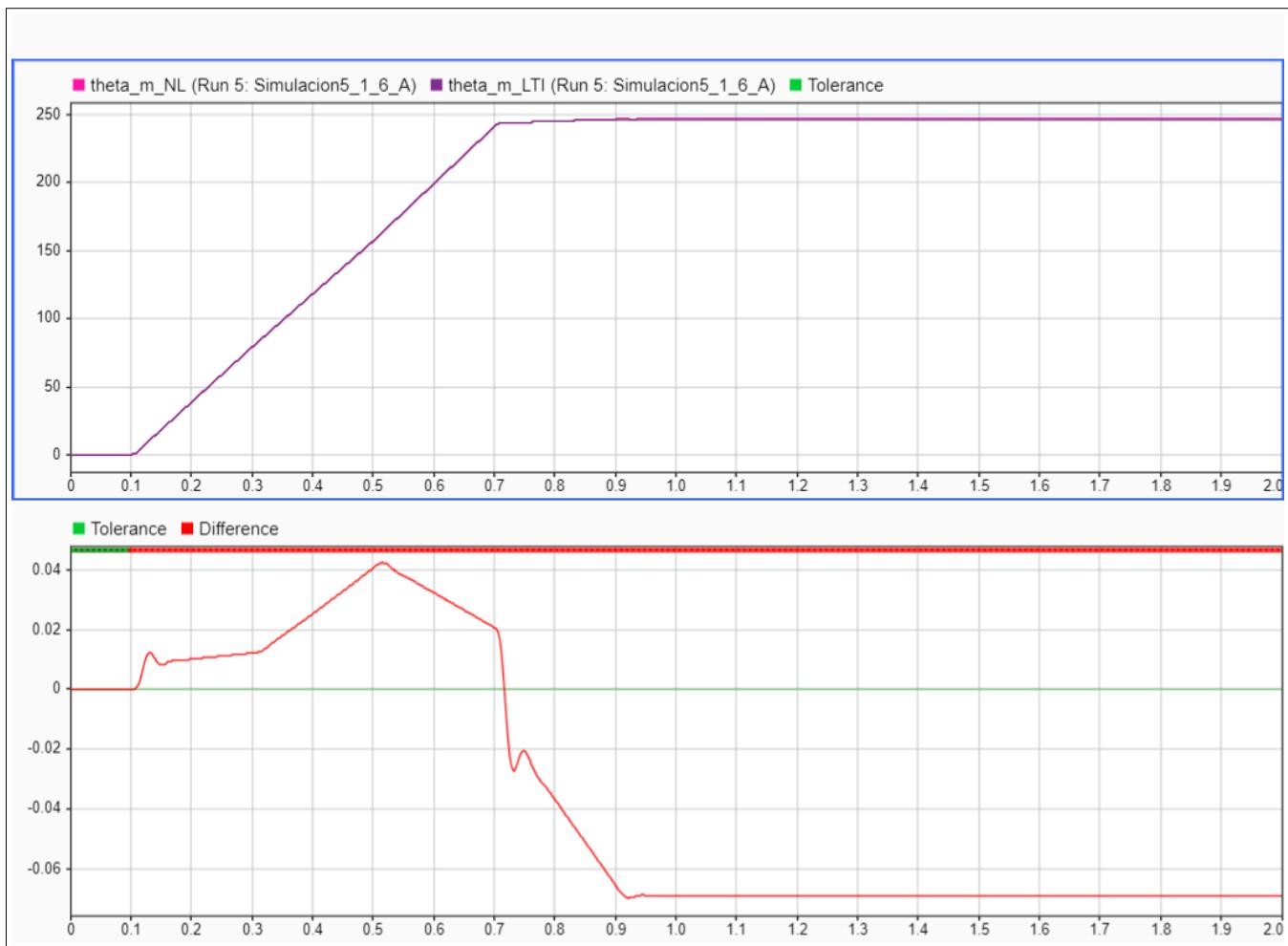


Fig. 42. Diferencia entre la posición del sistema NL con la del LTI equivalente aumentado

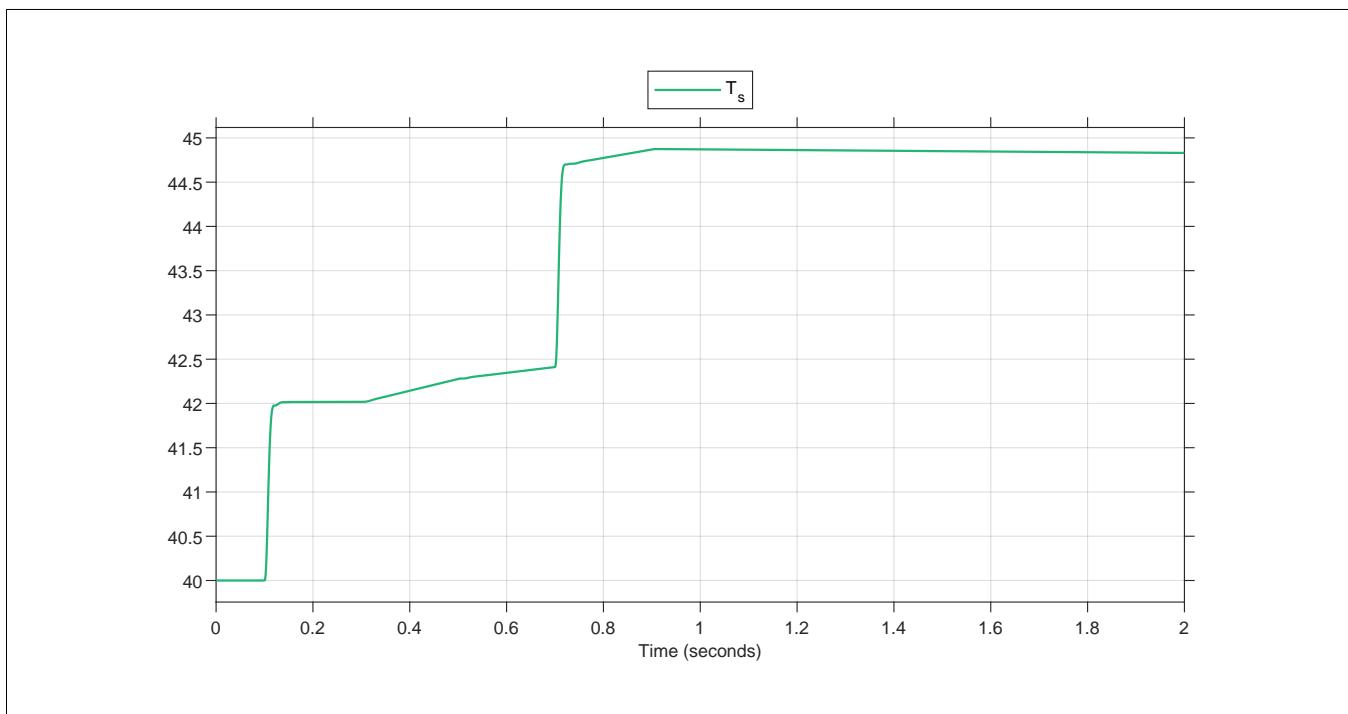


Fig. 43. Temperatura

Se observa que los dos modelos se comportan prácticamente de la misma manera ya que la temperatura aumenta poco. Esto evidencia la eficacia de las compensaciones realizadas en el modelo NL realimentado. Luego se graficaron las tensiones y corrientes obtenidas en coordenadas abc y qd0.

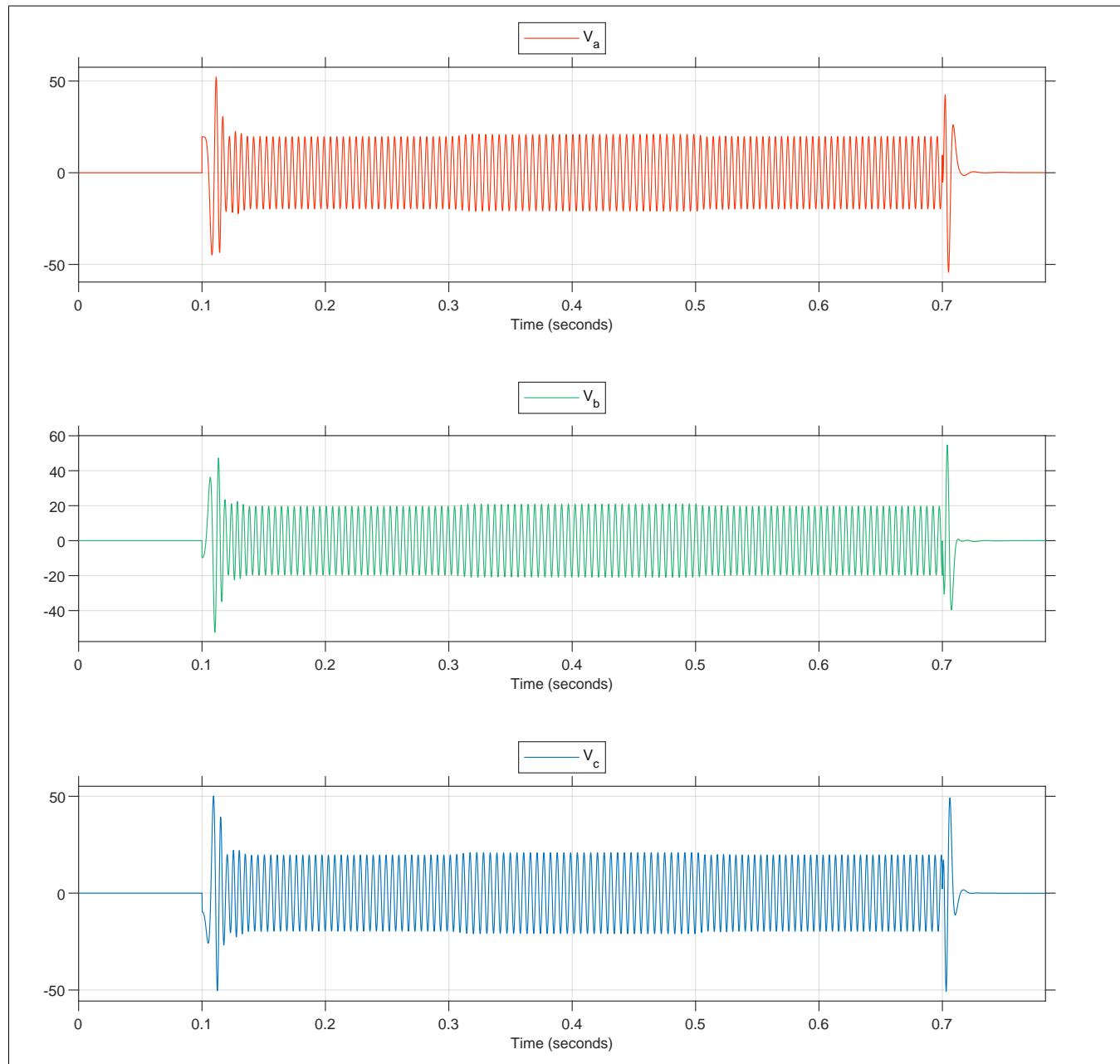


Fig. 44. Tensiones abc

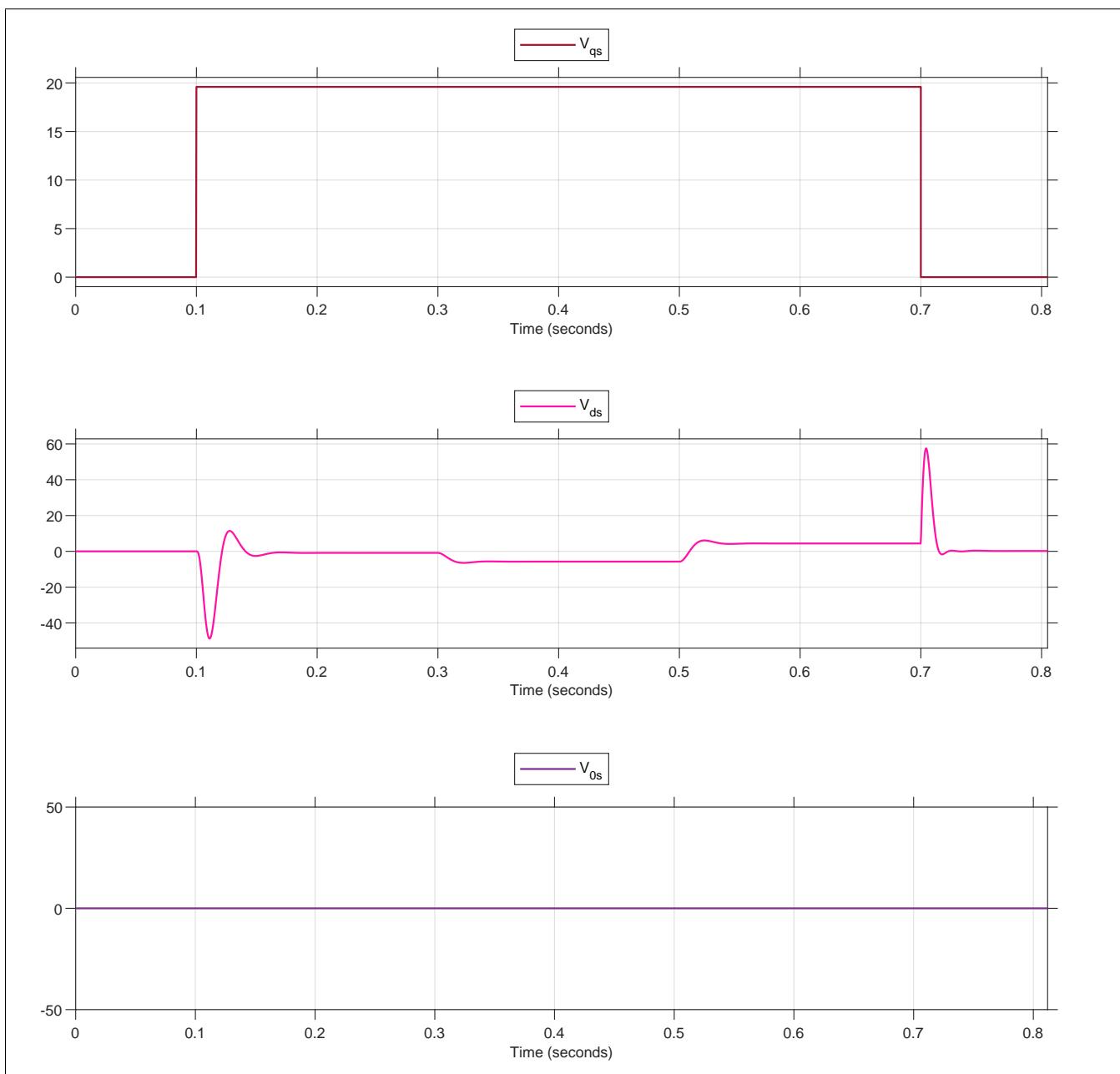


Fig. 45. Tensiones qd0

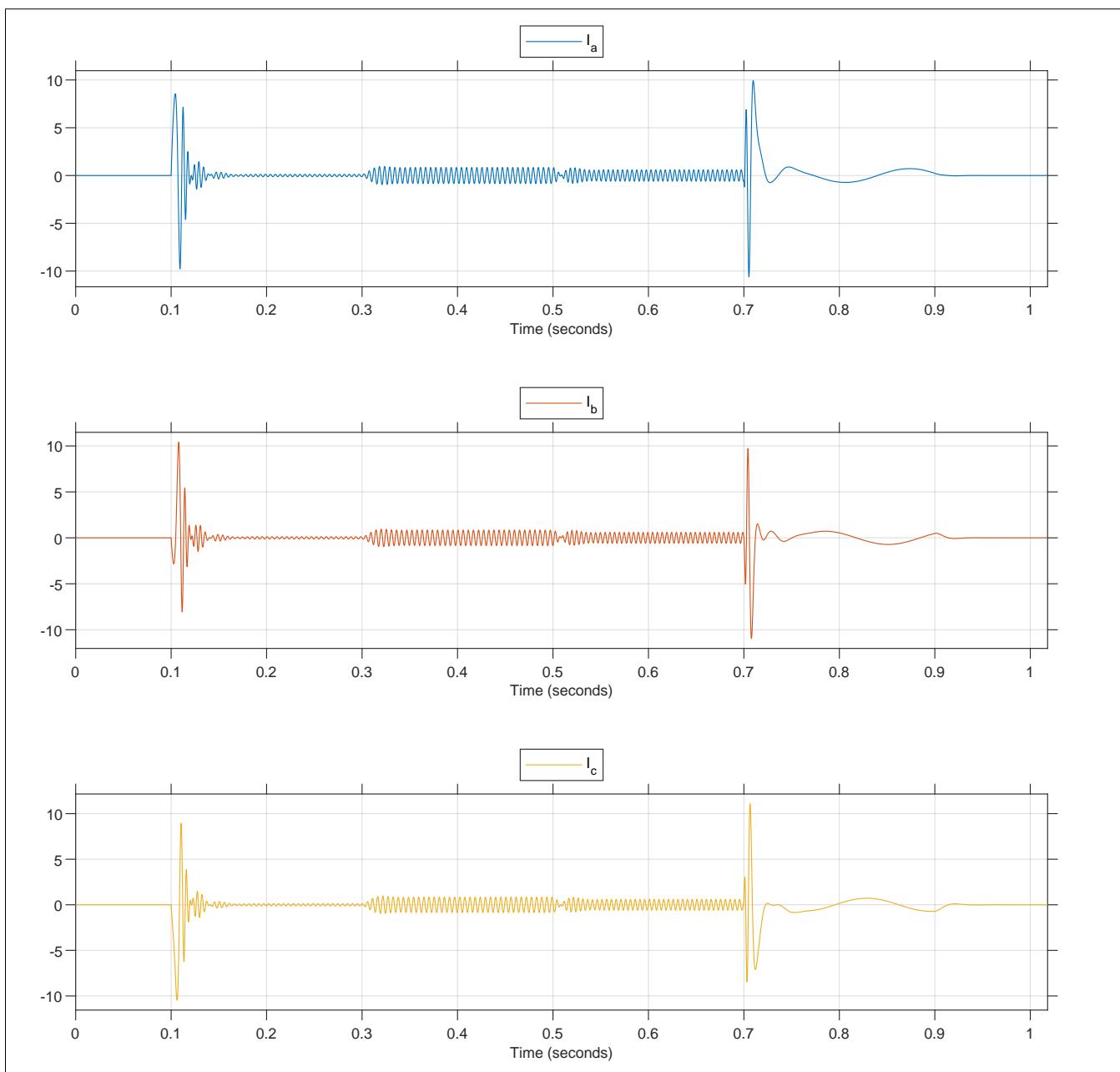


Fig. 46. Corrientes abc

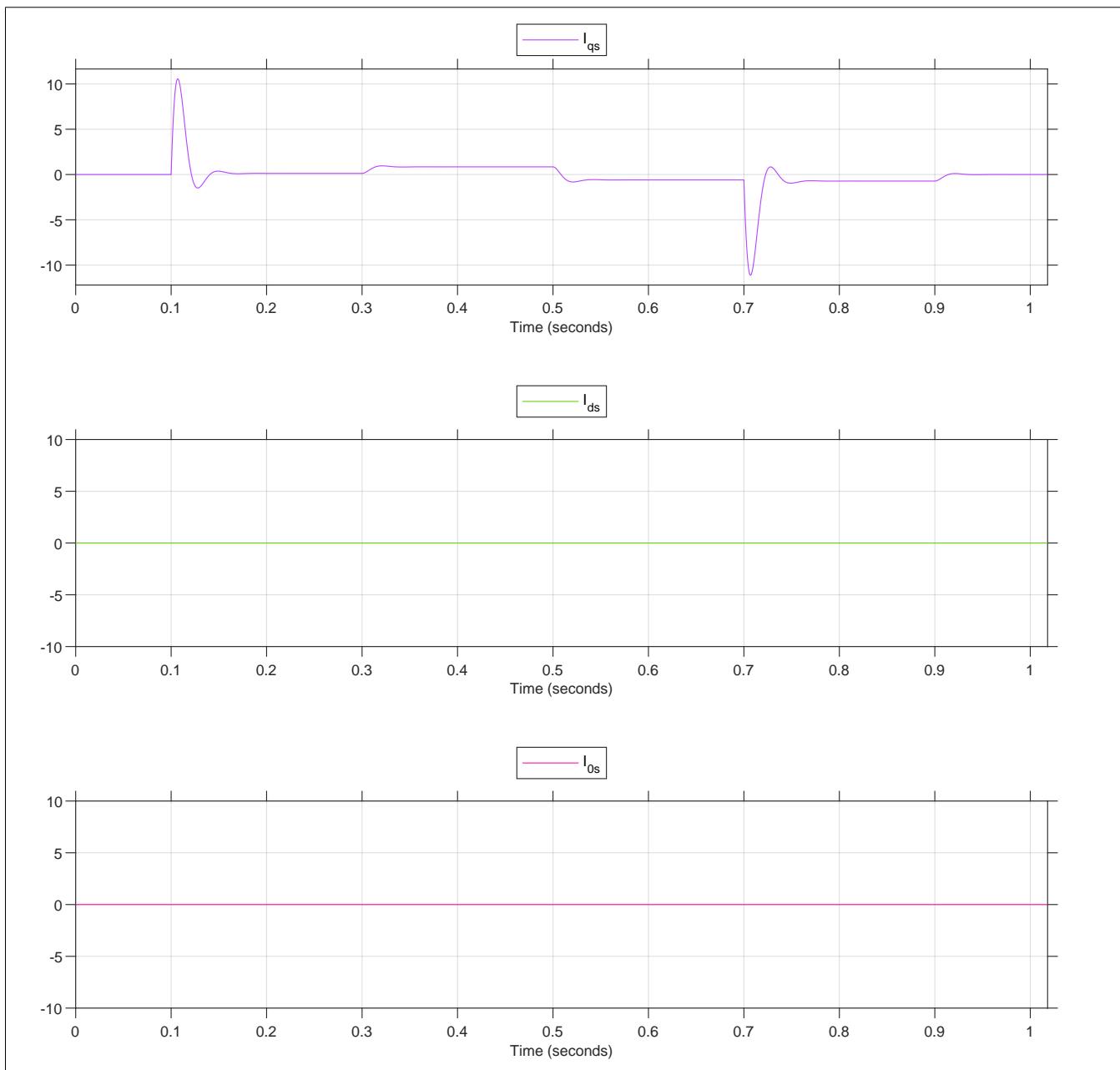


Fig. 47. Corrientes qd0

Se observa que los los valores de esta tensiones y corrientes superan los limites que soportaría el motor. Mas adelante se verá como mejorar estas respuestas.

Para analizar mejor el funcionamiento de la maquina eléctrica se grafico el torque electromagnético vs la velocidad del motor.

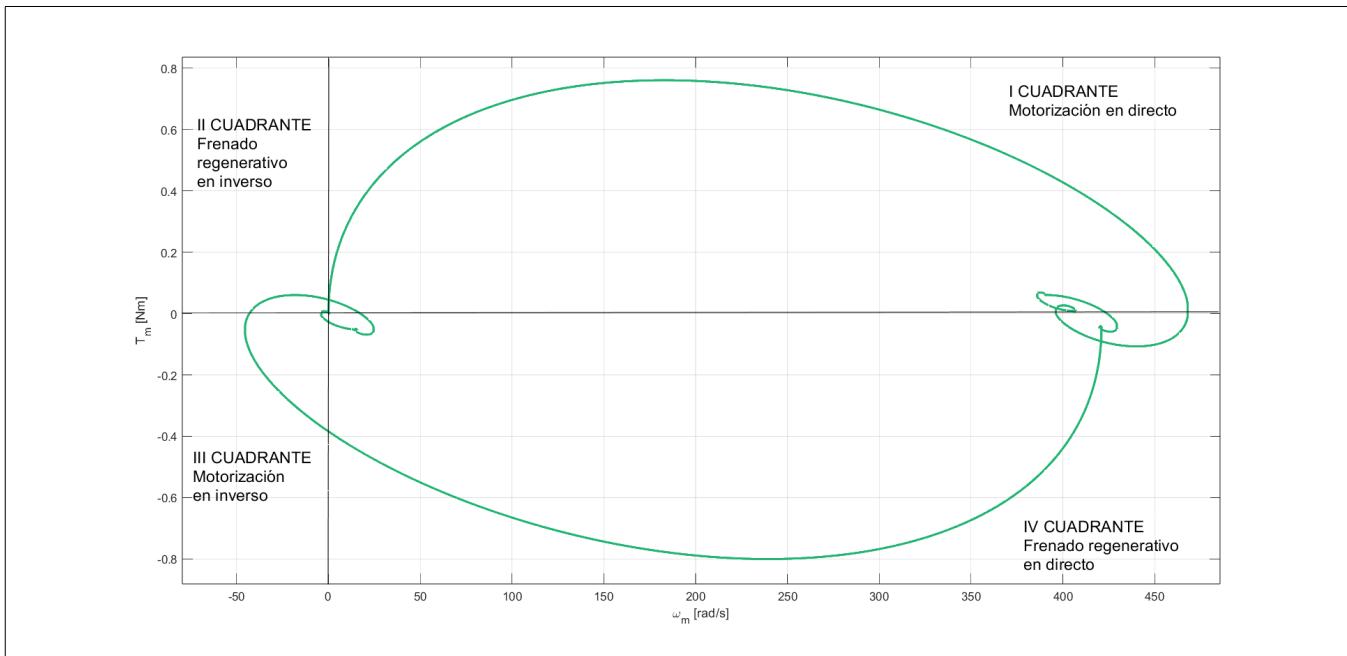


Fig. 48. Torque electromagnético vs Velocidad del motor

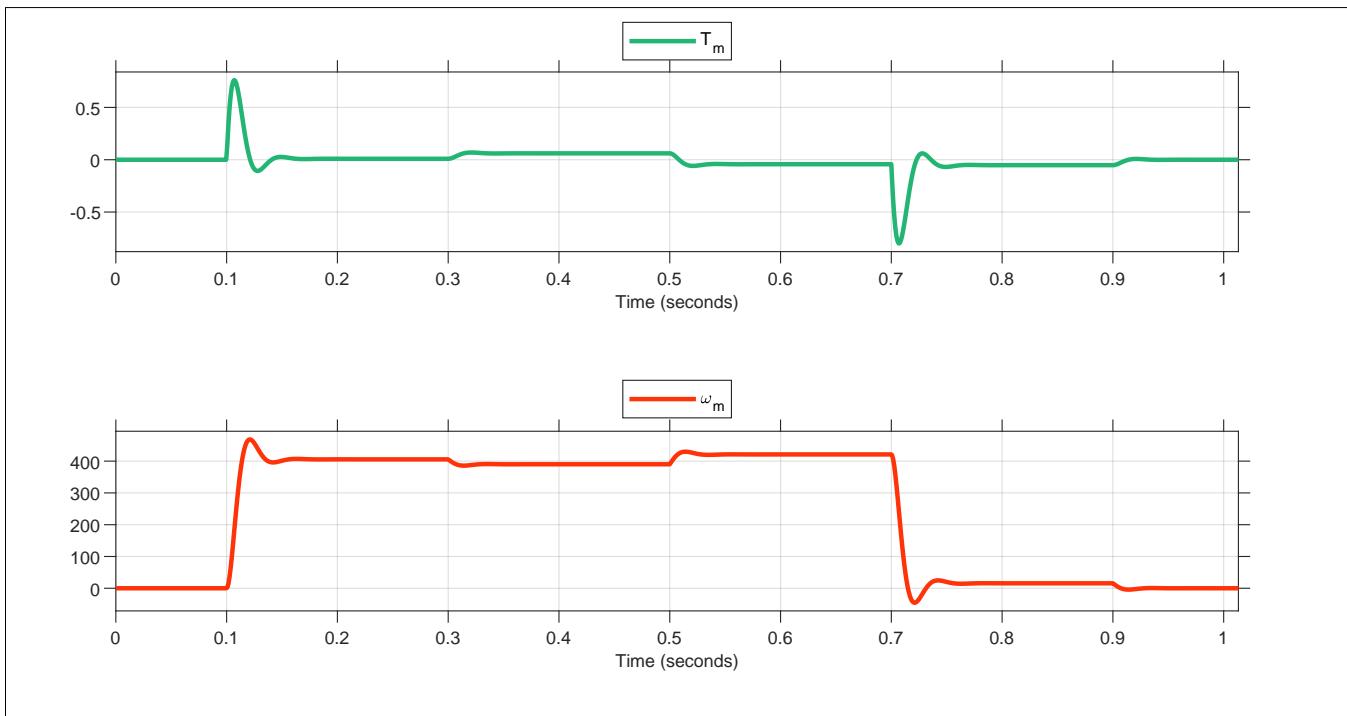


Fig. 49. Torque electromagnético y Velocidad del motor

En estas graficas se observa que la maquina se comporta como motor en unos instantes y en otros como generador haciendo uso del frenado regenerativo.

b) Determinación de las características de la respuesta: Para evaluar el comportamiento del sistema, se determinaron las características de respuesta de la velocidad del motor y la corriente ante escalones de consigna y torque, específicamente: tiempo de crecimiento, tiempo de establecimiento, sobreímpico y valor final de establecimiento. Estos datos se obtuvieron utilizando la función "stepinfo" de Matlab, aplicada a los resultados de las simulaciones.

	Corriente				
Tiempo de inicio del transitorio [s]	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9
Valor final de establecimiento [mA]	125.1	845.7	-598.5	-722.1	0
Tiempo de crecimiento [ms]	0.029	9.542	9.548	0.029	9.607
Tiempo de establecimiento [ms]	152.5	345.6	545.5	752.0	945.0
Sobrepico [%]	8447	15.36	15.32	8411	14.93

	Velocidad				
Tiempo de inicio del transitorio [s]	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9
Valor final de establecimiento [rad/s]	405.6	390.1	421.1	15.64	0
Tiempo de crecimiento [ms]	9.513	5.560	5.560	9.567	5.635
Tiempo de establecimiento [ms]	145.6	343.1	542.9	745.1	942.8
Sobrepico [%]	15.46	27.79	27.82	15.08	27.01

Sabiendo que en los instantes 0.1 s y 0.7 s se aplican variaciones en la consigna de tensión v_{qs}^r , y que en los instantes 0.3 s, 0.5 s y 0.9 s se modifica el torque de perturbación T_l , se puede observar que los cambios en v_{qs}^r influyen más en la velocidad (con tiempos de crecimiento mayores) que en la corriente. En contraste, los cambios en T_l tienen una mayor influencia en la corriente que en la velocidad. Además, se puede observar que al variar v_{qs}^r se producen sobrepicos mayores en la corriente, mientras que los cambios en T_l generan mayores sobrepicos en la velocidad.

c) **Comportamiento de $i_{ds}^r(t)$ para $i_{ds}^r(0) = \pm 5A$ vs $i_{ds}^r(0) = 0A$:** Se obtuvieron las siguientes gráficas para comparar la evolución de la corriente $i_{ds}^r(t)$ en ambos modelos.

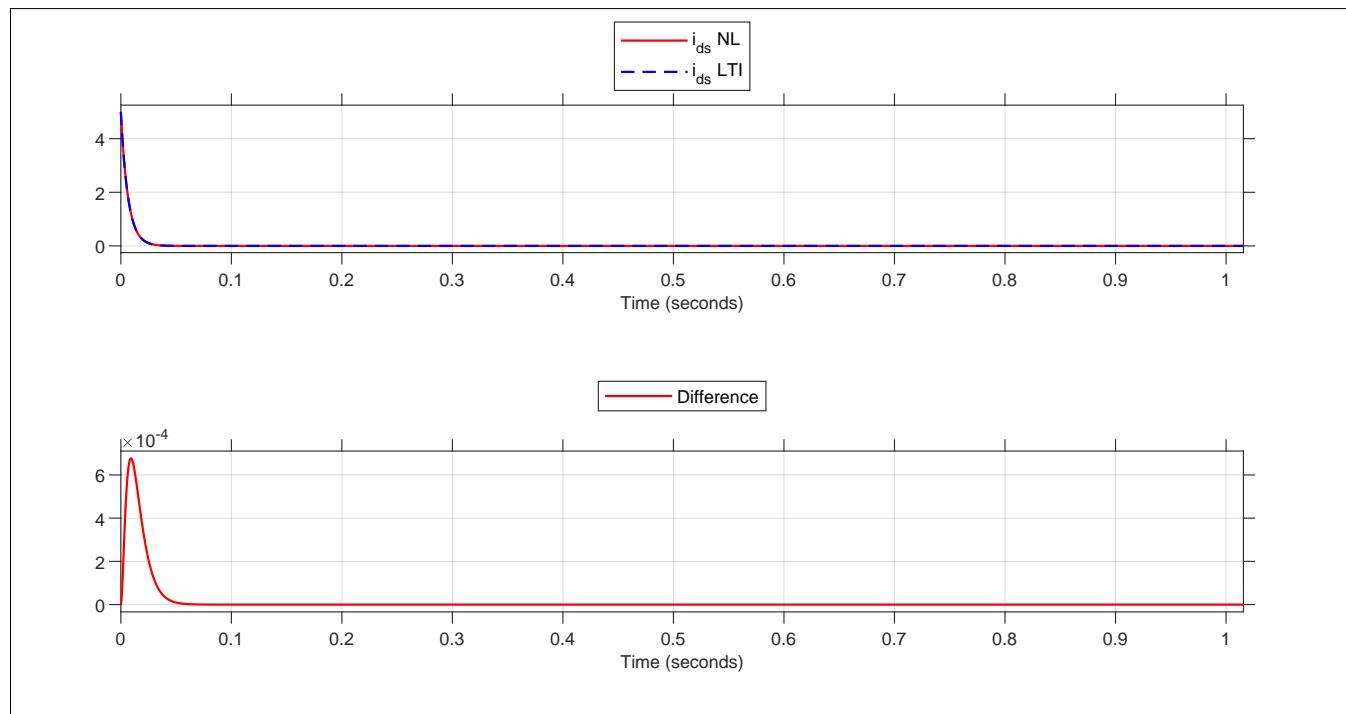
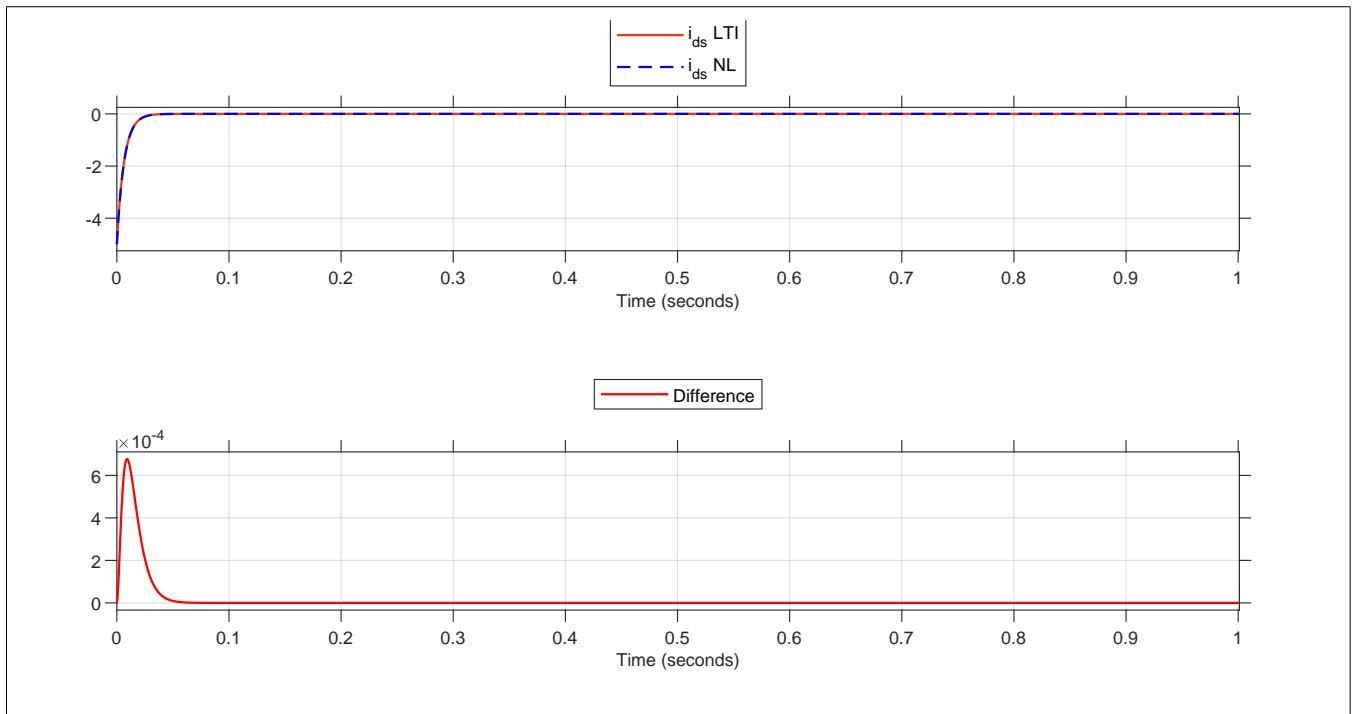
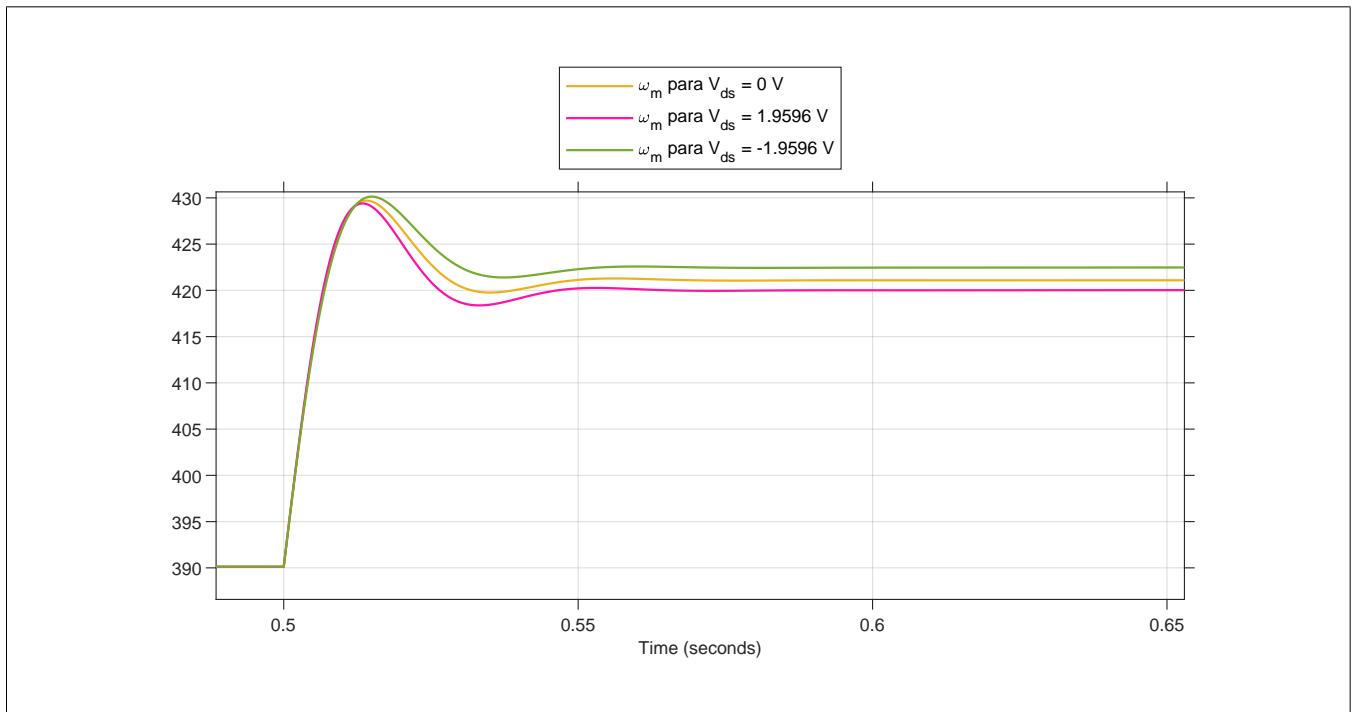


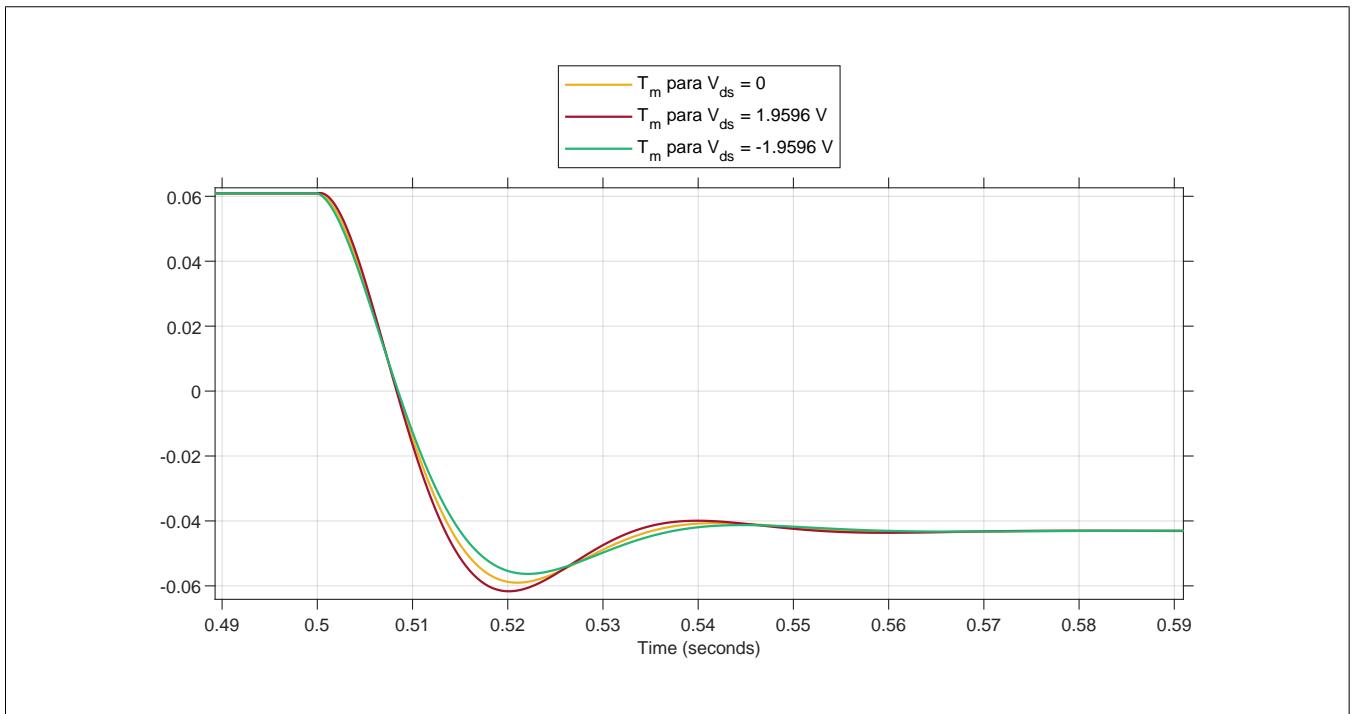
Fig. 50. Diferencia entre la corriente del sistema NL y la del LTI aumentado para $i_{ds}^r(0) = 5A$

Fig. 51. Diferencia entre la corriente del sistema NL y la del LTI aumentado para $i_{ds}^r(0) = -5A$

Se puede observar que cuando la corriente inicial del eje d, no hay diferencias notables entre el modelo NL realimentado y el LTI aumentado. Este se debe al desacoplamiento que se hizo entre los eje q y d.

d) Agregado de consigna de tensión en eje d: Se agrego la consigna de tensión $V_{ds}^{r*} = \pm 1.9596V$ en $t = 0.5s$ para realizar debilitamiento o reforzamiento de campo. Los resultados obtenidos fueron los siguientes:

Fig. 52. Velocidad del motor con $V_{ds}^{r*} > 0$, $V_{ds}^{r*} = 0$ y $V_{ds}^{r*} < 0$

Fig. 53. Torque electromagnético con $V_{ds}^r > 0$, $V_{ds}^r = 0$ y $V_{ds}^r < 0$

En estas gráficas se puede observar el efecto del debilitamiento y reforzamiento del campo. En el primer caso, el debilitamiento del campo provoca un aumento en la velocidad del motor y una disminución del torque. En el segundo caso, el reforzamiento del campo produce el efecto contrario, disminuyendo la velocidad del motor y aumentando el torque. Por otro lado, este tipo de consigna no tiene efecto sobre el sistema LTI equivalente aumentado, ya que en este se desacoplaron los ejes q y d entre sí.

B. Modelado, Análisis y Simulación con controlador de movimiento en cascada con modulador de torque equivalente(control vectorial)

1) Modulador de torque equivalente(Controlador interno vectorial de corriente/torque):

a) Compensación de todas las realimentaciones físicas naturales de estado hacia la entrada: Para lograrlo primero se analizaron las ecuaciones del modelo NL del subsistema electromagnético:

$$\begin{cases} \frac{di_{qs}^r(t)}{dt} = -\frac{R_s(t)i_{qs}^r(t)}{L_q} - \frac{P_p\omega_m(t)[\lambda_m^r + L_d i_{ds}^r(t)]}{L_q} + \frac{v_{qs}^r(t)}{L_q} \\ \frac{di_{ds}^r(t)}{dt} = -\frac{R_s(t)i_{ds}^r(t)}{L_d} + \frac{L_q P_p \omega_m(t) i_{qs}^r(t)}{L_d} + \frac{v_{ds}^r(t)}{L_d} \\ \frac{di_{0s}(t)}{dt} = -\frac{R_s(t)i_{0s}(t)}{L_{ls}} + \frac{v_{0s}(t)}{L_{ls}} \end{cases} \quad (94)$$

Se puede ver que, del lado derecho de las ecuaciones, tenemos todas las realimentaciones físicas además de las tensiones de entrada. Por lo tanto, para desacoplar estas realimentaciones, se propusieron las siguientes tensiones como consigna de entrada:

$$v_{qs}^r(t) = v_{qs}^{r*}(t) + R_s(t)i_{qs}^r(t) + P_p\omega_m(t)[\lambda_m^r + L_d i_{ds}^r(t)] \quad (95)$$

$$v_{ds}^r(t) = v_{ds}^{r*}(t) + R_s(t)i_{ds}^r(t) - L_q P_p \omega_m(t) i_{qs}^r(t) \quad (96)$$

$$v_{0s}(t) = v_{0s}^{*}(t) + R_s(t)i_{0s}(t) \quad (97)$$

donde las tensiones $v_{qd0s}(t)^*$ son las nuevas consignas con las realimentaciones ya desacopladas.

Al reemplazar las ecuaciones (95), (96) y (97) en eq.(94), se cancelan los términos de las realimentaciones y se obtiene el siguiente subsistema electromagnético:

$$\begin{cases} \frac{di_{qs}^r(t)}{dt} = \frac{v_{qs}^{r*}(t)}{L_q} \\ \frac{di_{ds}^r(t)}{dt} = \frac{v_{ds}^{r*}(t)}{L_d} \\ \frac{di_{0s}(t)}{dt} = \frac{v_{0s}^{*}(t)}{L_{ls}} \end{cases} \quad (98)$$

De esta manera, quedó un sistema lineal en el cual existe un acceso directo a las corrientes, sin realimentaciones. Cabe destacar que con este método se desacoplaron los efectos que provocan las realimentaciones, ya que estas se deben a principios físicos propios del sistema. Además se está suponiendo que se tienen los sensores necesarios para medir los estados a realimentar.

b) **Diseño de lazos de control de corrientes $i_{qd0s}^r(t)$:** Luego de haber desacoplado todas las realimentaciones, se incorporaron lazos de control de corriente solamente proporcional (con polos ubicados en $p_i = -5000 \frac{rad}{s}$), con consignas de corriente en lugar de tensiones y así lograr un control más preciso del torque. Para lograrlo, se definieron las consignas de tensión $v_{qd0s}(t)^*$ de la siguiente manera:

$$v_{qs}^*(t) = R_q [i_{qs}^r(t)^* - i_{qs}^r(t)] \quad (99)$$

$$v_{ds}^*(t) = R_d [i_{ds}^r(t)^* - i_{ds}^r(t)] \quad (100)$$

$$v_{0s}^*(t) = R_0 [i_{0s}^r(t)^* - i_{0s}^r(t)] \quad (101)$$

donde estas consignas de tensiones son proporcionales al error de corriente, y las constantes de proporcionalidad son resistencias con unidades en ohm.

Para determinar el valor de las ganancias se reemplazaron las ecuaciones (99), (100) y (101) en la eq. (98), y luego se encontraron las funciones de transferencia del sistema resultante.

$$\begin{cases} \frac{di_{qs}^r(t)}{dt} = \frac{R_q [i_{qs}^r(t)^* - i_{qs}^r(t)]}{L_q} \\ \frac{di_{ds}^r(t)}{dt} = \frac{R_d [i_{ds}^r(t)^* - i_{ds}^r(t)]}{L_d} \\ \frac{di_{0s}^r(t)}{dt} = \frac{R_0 [i_{0s}^r(t)^* - i_{0s}^r(t)]}{L_{ls}} \end{cases} \quad (102)$$

$$\begin{cases} sI_{qs}^r(s) = \frac{R_q [I_{qs}^r(s)^* - I_{qs}^r(s)]}{L_q} \\ sI_{ds}^r(s) = \frac{R_d [I_{ds}^r(s)^* - I_{ds}^r(s)]}{L_d} \\ sI_{0s}^r(s) = \frac{R_0 [I_{0s}^r(s)^* - I_{0s}^r(s)]}{L_{ls}} \end{cases} \quad (103)$$

$$\begin{cases} G_{I_{qs}^r}(s) = \frac{I_{qs}^r(s)}{I_{qs}^r(s)^*} = \frac{1}{\frac{L_q}{R_q}s + 1} \\ G_{I_{ds}^r}(s) = \frac{I_{ds}^r(s)}{I_{ds}^r(s)^*} = \frac{1}{\frac{L_d}{R_d}s + 1} \\ G_{I_{0s}^r}(s) = \frac{I_{0s}^r(s)}{I_{0s}^r(s)^*} = \frac{1}{\frac{L_{ls}}{R_0}s + 1} \end{cases} \quad (104)$$

Al observar estas funciones de transferencia, se puede ver que contienen un solo polo:

$$\frac{L_q}{R_q}s + 1 = 0 \Rightarrow s = -\frac{R_q}{L_q} \quad (105)$$

$$\frac{L_d}{R_d}s + 1 = 0 \Rightarrow s = -\frac{R_d}{L_d} \quad (106)$$

$$\frac{L_{ls}}{R_0}s + 1 = 0 \Rightarrow s = -\frac{R_0}{L_{ls}} \quad (107)$$

que al posicionarlos en $p_i = -5000 \frac{rad}{s}$, se obtuvieron las siguientes ecuaciones para las ganancias:

$$R_q = 5000L_q = 29\Omega \quad (108)$$

$$R_d = 5000L_d = 33\Omega \quad (109)$$

$$R_0 = 5000L_{ls} = 4\Omega \quad (110)$$

c) **Incorporación de consigna de torque:** Luego de haber incorporado los lazos de control de corriente, se hizo la realimentación necesaria para pasar de consignas de corrientes a una consigna de torque. Para esto, primero se analizó la ecuación del torque electromagnético, de donde podemos despejar la consigna de corriente $i_{qs}^r(t)^*$:

$$T_m(t) = \frac{3}{2}P_p[\lambda_m' i_{qs}^r(t)^* + (L_d - L_q)i_{ds}^r(t)i_{qs}^r(t)^*] \quad (111)$$

$$i_{qs}^r(t)^* = \frac{T_m(t)}{\frac{3}{2}P_p[\lambda_m' + (L_d - L_q)i_{ds}^r(t)]} \quad (112)$$

Además, se incorporó el termino de fricción para desacoplar este efecto:

$$i_{qs}^r(t)^* = \frac{T_m(t)^* + b_{eq}\omega_m(t)}{\frac{3}{2}P_p[\lambda_m^r + (L_d - L_q)i_{ds}^r(t)]} \quad (113)$$

d) Compensación del torque de carga por gravedad: Al analizar la ecuación de estado de la velocidad, luego de haber reemplazado la consigna de corriente:

$$\frac{d\omega_m(t)}{dt} = \frac{T_m(t)^*}{J_{eq}} - \frac{k_l \sin(\frac{\theta_m}{r})}{r J_{eq}} - \frac{T_d(t)}{r J_{eq}} \quad (114)$$

se pudo ver que es posible compensar el termino del torque de carga por gravedad, proponiendo la siguiente consigna de torque:

$$T_m(t)^* = T_m(t)^{*'} + \frac{k_l \sin(\frac{\theta_m}{r})}{r} \quad (115)$$

para que la eq. (114) quede de la siguiente manera:

$$\frac{d\omega_m(t)}{dt} = \frac{T_m(t)^{*'}}{J_{eq}} - \frac{T_d(t)}{r J_{eq}} \quad (116)$$

2) Controlador externo de movimiento: posición/velocidad: Para mejorar la dinámica del sistema, eliminar el error de estado estacionario, y poder seguir consignas de posición/velocidad se añadió un PID , determine el torque necesario para cumplirlas.

$$T_m(s)^{*'} = [\omega_m^*(s) - \omega_m(s)] b_a + \frac{[\omega_m^*(s) - \omega_m(s)]}{s} K_{sa} + \frac{[\omega_m^*(s) - \omega_m(s)]}{s^2} K_{sia} \quad (117)$$

$$J_{eq}s^2\Theta_m(s) = T_m(s)^{*'} - \frac{T_d(s)}{r} \quad (118)$$

$$J_{eq}s^2\Theta_m(s) = [\Theta_m^*(s) - \Theta_m(s)] \left(b_a s + K_{sa} + \frac{1}{s} K_{sia} \right) - \frac{T_d(s)}{r} \quad (119)$$

$$(J_{eq}s^3 + b_a s^2 + K_{sa}s + K_{sia}) \Theta_m = (b_a s^2 + K_{sa}s + K_{sia}) \Theta_m^*(s) - \frac{T_d(s)}{r} s \quad (120)$$

$$\Theta_m(s) = \frac{b_a s^2 + K_{sa}s + K_{sia}}{J_{eq}s^3 + b_a s^2 + K_{sa}s + K_{sia}} \Theta_m^*(s) - \frac{s}{J_{eq}s^3 + b_a s^2 + K_{sa}s + K_{sia}} \frac{T_d(s)}{r} \quad (121)$$

$$G_{\Theta_m^*}(s) = \frac{b_a s^2 + K_{sa}s + K_{sia}}{J_{eq}s^3 + b_a s^2 + K_{sa}s + K_{sia}} \quad (122)$$

$$G_{T_l}(s) = -\frac{s}{J_{eq}s^3 + b_a s^2 + K_{sa}s + K_{sia}} \quad (123)$$

Se puede observar, a partir del teorema del valor final, que al colocar una acción integral, desaparece el error de estado estacionario para una perturbación escalón unitario:

- Si $K_{sia} = 0 \wedge \frac{T_d(s)}{r} = \frac{1}{s} \wedge \Theta_m^*(s) = 0 \Rightarrow \lim_{t \rightarrow \infty} \theta_m(t) = \lim_{s \rightarrow 0} s\Theta_m(s) = -\frac{1}{K_{sa}}$
- Si $K_{sia} = 0 \wedge \frac{T_d(s)}{r} = 0 \wedge \Theta_m^*(s) = \frac{1}{s} \Rightarrow \lim_{t \rightarrow \infty} \theta_m(t) = \lim_{s \rightarrow 0} s\Theta_m(s) = 1$
- Si $K_{sia} \neq 0 \wedge \frac{T_d(s)}{r} = \frac{1}{s} \wedge \Theta_m^*(s) = 0 \Rightarrow \lim_{t \rightarrow \infty} \theta_m(t) = \lim_{s \rightarrow 0} s\Theta_m(s) = 0$
- Si $K_{sia} \neq 0 \wedge \frac{T_d(s)}{r} = 0 \wedge \Theta_m^*(s) = \frac{1}{s} \Rightarrow \lim_{t \rightarrow \infty} \theta_m(t) = \lim_{s \rightarrow 0} s\Theta_m(s) = 1$

Para encontrar los valores de las ganancias del PID, se utilizo el método de sintonía serie, con $n = 2.5$ y $\omega_{pos} = 800 \frac{rad}{s}$ y J_{eq} nominal. Donde se comparó el polinomio característico:

$$P(s) = s^3 + \frac{b_a}{J_{eq}} s^2 + \frac{K_{sa}}{J_{eq}} s + \frac{K_{sia}}{J_{eq}} \quad (124)$$

con el siguiente polinomio:

$$P(s) = s^3 + n\omega_{pos}s^2 + n\omega_{pos}^2 s + \omega_{pos}^3 \quad (125)$$

obteniendo las siguientes ganancias:

$$b_a = n\omega_{pos}J_{eq} = 0.0396 \frac{Nm}{rad/s} \quad (126)$$

$$K_{sa} = n\omega_{pos}^2 J_{eq} = 31.6556 \frac{Nm}{rad} \quad (127)$$

$$K_{sia} = \omega_{pos}^3 J_{eq} = 10130 \frac{Nm}{rad s} \quad (128)$$

Los polos para estos valores de ganancias serian los siguientes:

$$s_1 = -800 \quad (129)$$

$$s_2 = -600 + j529.15 \quad (130)$$

$$s_3 = -600 - j529.15 \quad (131)$$

En la fig. 54 se muestra el mapa de polos/zeros del controlador de movimiento en comparación con el mapa de polos/ceros de la planata a lazo abierto, cuando hay una variación continua de J_l en todo su rango sin considerar la variación de b_l (que se considera en su valor nominal) que no determina el valor de los polos del controlador de movimiento y tiene un efecto despreciable en el cambio de polos de la planta a lazo abierto cuando varía en todo su rango.

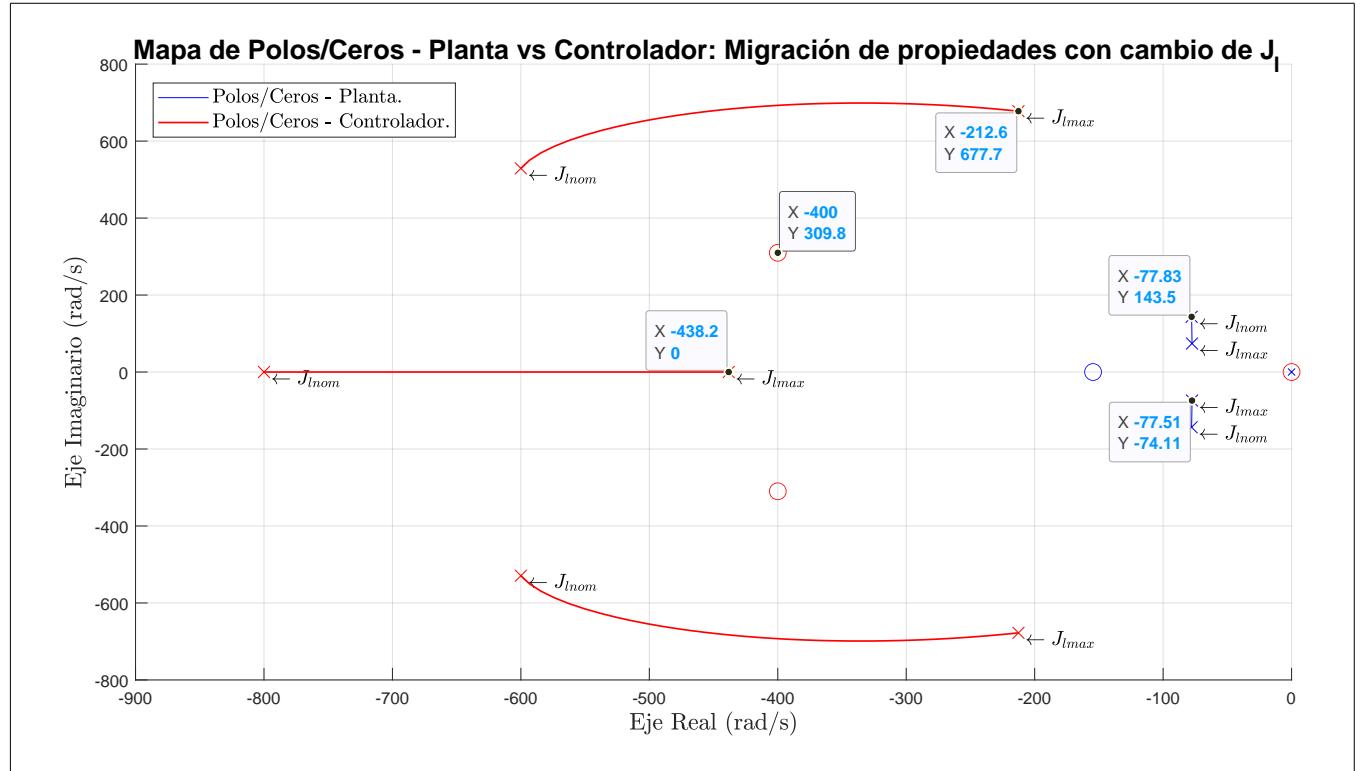


Fig. 54. Mapa de polos/zeros controlador de movimiento-planta.

Al comparar los polos de los lazos de corriente con los del controlador de posición, se observa que estos últimos tiene una frecuencia 6 veces menor que los primeros.

3) **Incorporación de observador de estado de orden reducido para parte mecánica:** Como en este controlador se ha optado por realimentar la velocidad, para evitar la utilización de derivadores, y dado que se cuenta con un encoder para medir posición del eje, fue necesario implementar un observador de estado reducido para poder realimentar la velocidad angular del motor. Se aclara que las corrientes no son observadas, ya que se cuenta con sensores de corriente.

Para diseñar el observador, se analizó el subsistema mecánico resultante luego de todas las compensaciones:

$$\begin{cases} \frac{\theta_m(t)}{dt} = \omega_m(t) \\ \dot{\omega}_m(t) = \frac{T_m(t)^{*}}{J_{eq}} - \frac{T_d(t)}{rJ_{eq}} \end{cases} \quad (132)$$

equivalente en forma de espacio de estados:

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} \frac{\theta_m(t)}{dt} \\ \frac{\omega_m(t)}{dt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_m(t) \\ \omega_m(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{1}{J_{eq}} \end{bmatrix} T_m(t)^{*} + \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{1}{rJ_{eq}} \end{bmatrix} T_d(t) \\ y(t) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_m(t) \\ \omega_m(t) \end{bmatrix} \end{cases} \quad (133)$$

Al asumir un funcionamiento ideal, las ecuaciones del observador quedan similares a las del sistema, con el agregado de un término proporcional al error entre la salida del sistema real y la observada:

$$\begin{cases} \left[\begin{array}{c} \frac{d\tilde{\theta}_m(t)}{dt} \\ \frac{d\tilde{\omega}_m(t)}{dt} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{cc} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{array} \right] \left[\begin{array}{c} \tilde{\theta}_m(t) \\ \tilde{\omega}_m(t) \end{array} \right] + \left[\begin{array}{c} 0 \\ \frac{1}{J_{eq}} \end{array} \right] T_m(t)^* + \left[\begin{array}{c} K_\theta \\ K_\omega \end{array} \right] (y(t) - \tilde{y}(t)) \\ \tilde{y}(t) = \left[\begin{array}{cc} 1 & 0 \end{array} \right] \left[\begin{array}{c} \tilde{\theta}_m(t) \\ \tilde{\omega}_m(t) \end{array} \right] \end{cases} \quad (134)$$

Al evaluar la dinámica del error de estimación obtenemos las siguientes ecuaciones:

$$\frac{d\mathbf{e}(t)}{dt} = \frac{d\mathbf{x}(t)}{dt} - \frac{d\tilde{\mathbf{x}}(t)}{dt} \quad (135)$$

$$\frac{d\mathbf{e}(t)}{dt} = A\mathbf{x}(t) + B_c T_m(t)^* + B_d T_d(t) - (A\tilde{\mathbf{x}}(t) + B_c T_m(t)^* + K_C (\mathbf{x}(t) - \tilde{\mathbf{x}}(t))) \quad (136)$$

$$\frac{d\mathbf{e}(t)}{dt} = (A - K_C) \mathbf{e}(t) + B_d T_d(t) \quad (137)$$

donde la matriz que gobierna la dinámica es $(A - K_C)$, por lo se busca su polinomio característico:

$$p(s) = \det(sI - (A - K_C)) = \det \left(\begin{bmatrix} s + K_\theta & -1 \\ K_\omega & s \end{bmatrix} \right) = s^2 + K_\theta s + K_\omega \quad (138)$$

Luego, se planteó el polinomio de segundo orden con polos deseados reales e iguales en $p_{obs1,2} = -3200 \frac{rad}{s}$, para no interferir con el controlador, y asegurar un decaimiento rápido del error de observación:

$$p(s) = (s + 3200)^2 = s^2 + 6400s + 10240000 \quad (139)$$

Al comparar ambos polinomios obtenemos los valores de las ganancias del observador:

$$K_\theta = 6400 \text{ seg}^{-1} \quad (140)$$

$$K_\omega = 10240000 \text{ seg}^{-2} \quad (141)$$

El diagrama de bloques resultante queda de la siguiente manera:

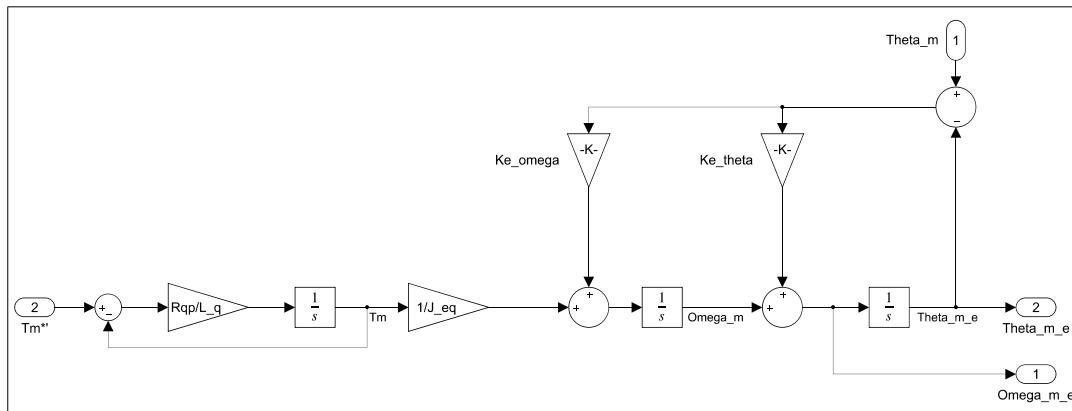


Fig. 55. Diagrama de bloques del observador de estado de orden reducido

Donde se puede observar que se le añadió el modelo equivalente del modulador de torque.

4) **Simulación en tiempo continuo con modelo no lineal completo:** Para poder realizar la simulación en tiempo continuo, se integraron todos los bloques del controlador, en un solo diagrama de bloques, separando el controlador de la planta. Ademas se pueden visualizar el modulador de tensión y los sensores con ganancias unitarias

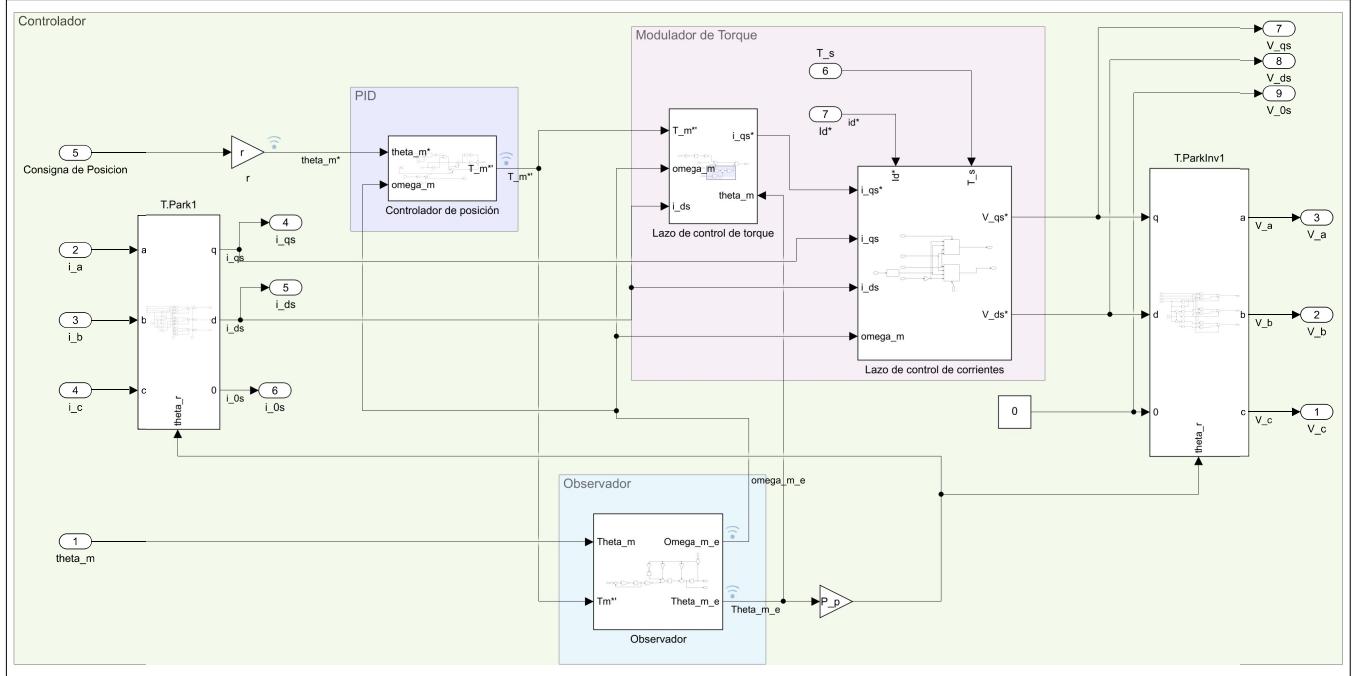


Fig. 56. Diagrama de bloques del controlador completo

a) **Seguimiento de consignas de movimiento:** La consigna del sistema sera la posición del brazo $q^*(t) \equiv \frac{1}{r}\theta_m^*(t)$, que seguirá un perfil trapezoidal con las siguientes características:

$$q^*(1) = 0 \text{ [rad]} \longrightarrow q^*(6) = 2\pi \text{ [rad]} \longrightarrow q^*(11) = 2\pi \text{ [rad]} \longrightarrow q^*(16) = 0 \text{ [rad]} \quad (142)$$

Los resultados de la simulación fueron los siguientes:

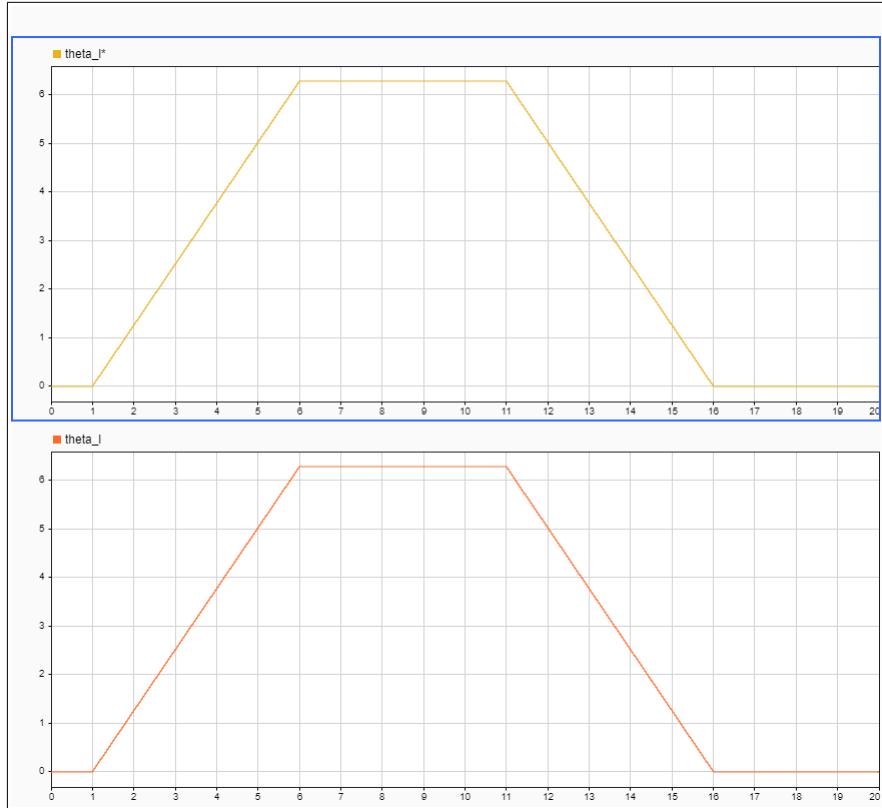


Fig. 57. Gráfica de posición angular consigna y medida

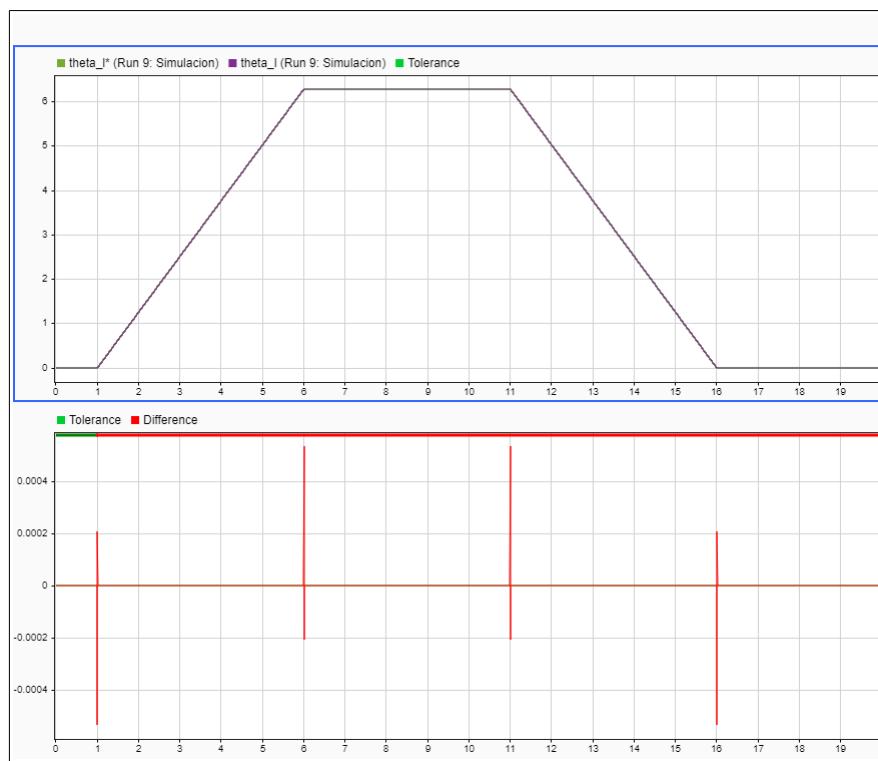


Fig. 58. Gráfica del error entre posición angular consigna y medida

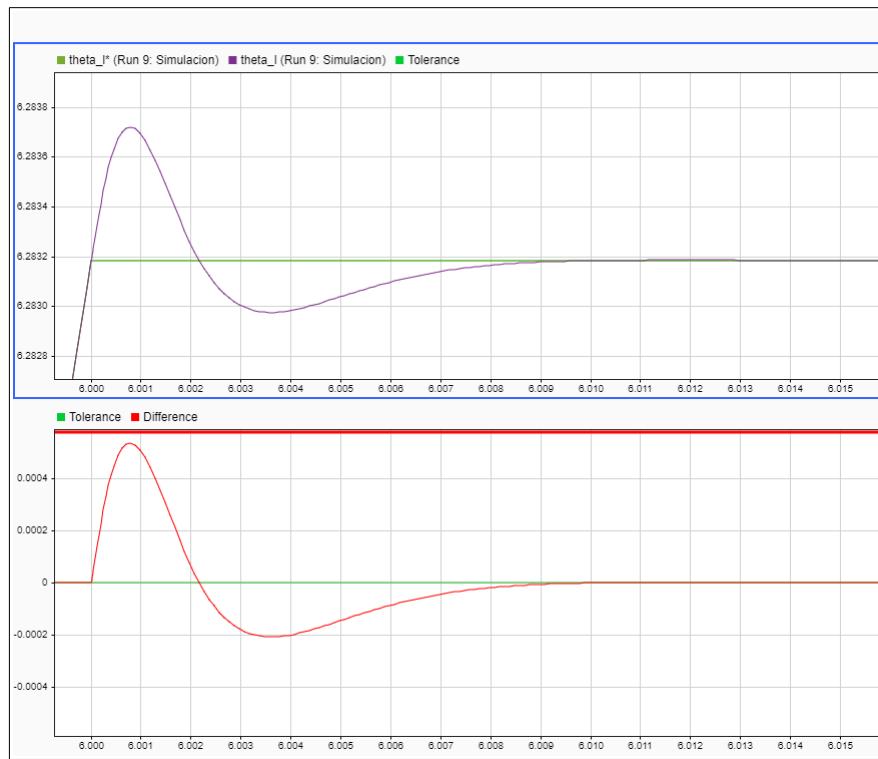


Fig. 59. Detalle del error entre posición angular consigna y medida

Se observa que la consigna se cumple prácticamente sin errores. Sin embargo, los perfiles de velocidad presentan una forma escalonada.

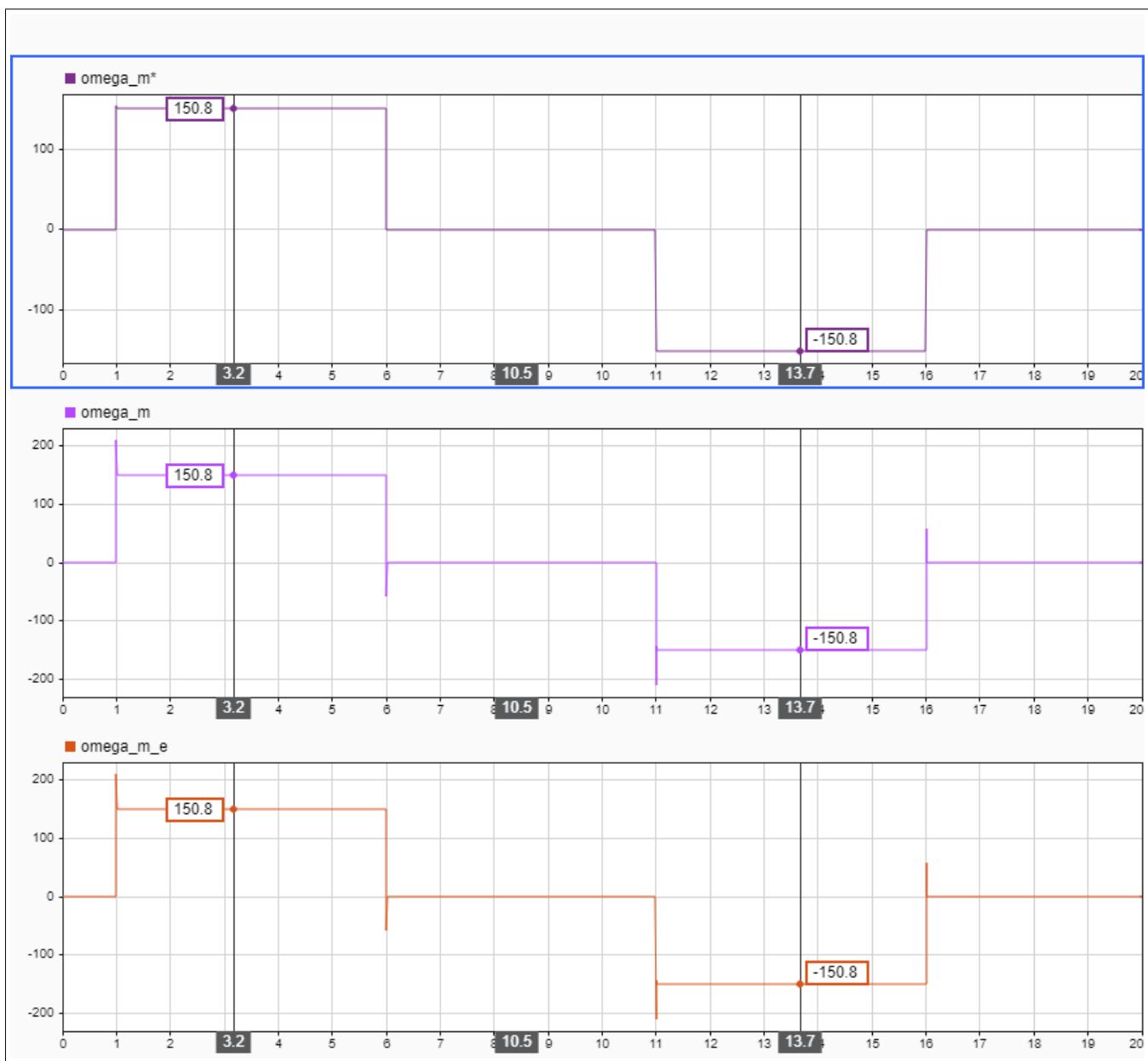


Fig. 60. Gráficas de velocidad del motor consigna, medida y estimada

Estos perfiles de velocidad implican aceleraciones impulsivas, que el sistema trata de cumplir con tensiones, corrientes y torques elevados.

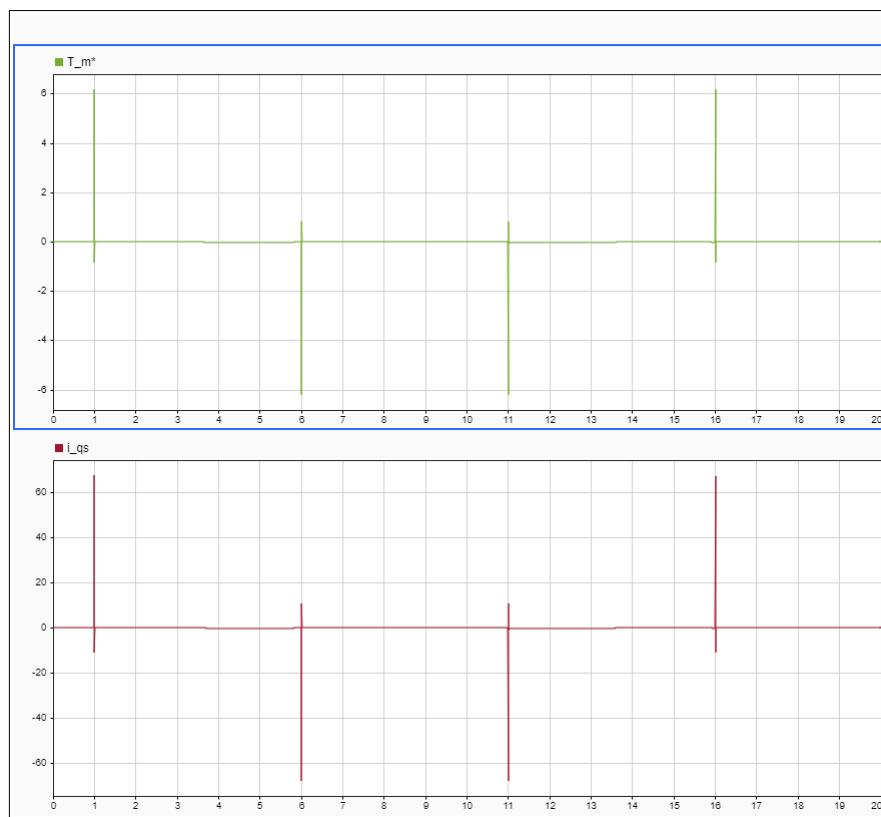


Fig. 61. Gráfica de torque electromagnético y corriente i_{qs}

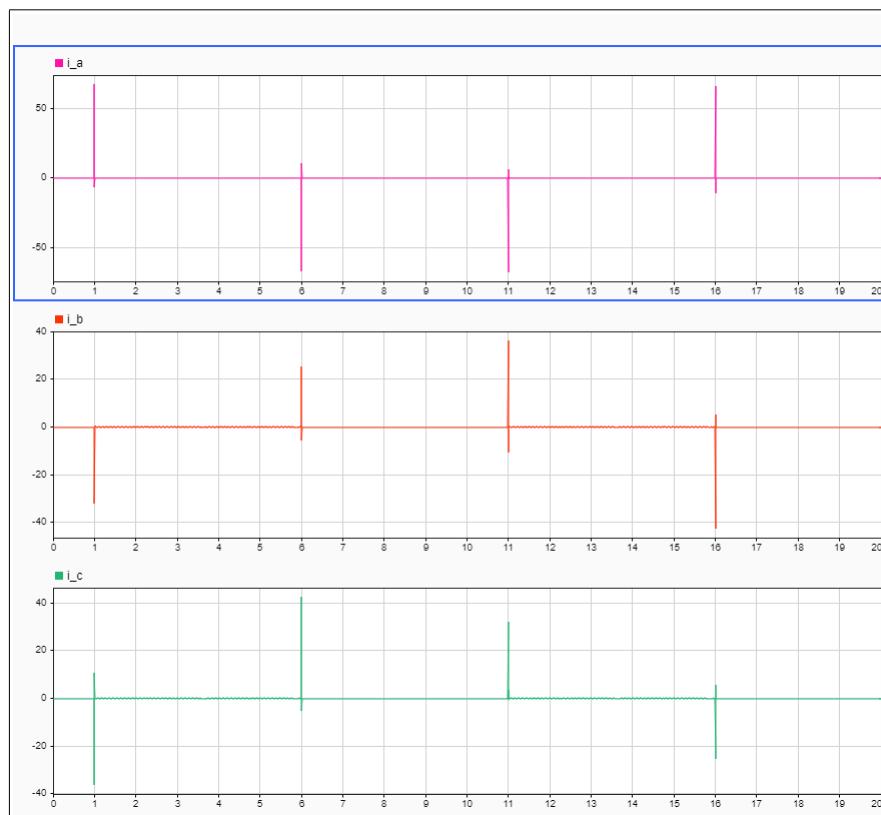


Fig. 62. Gráficas de corrientes abc

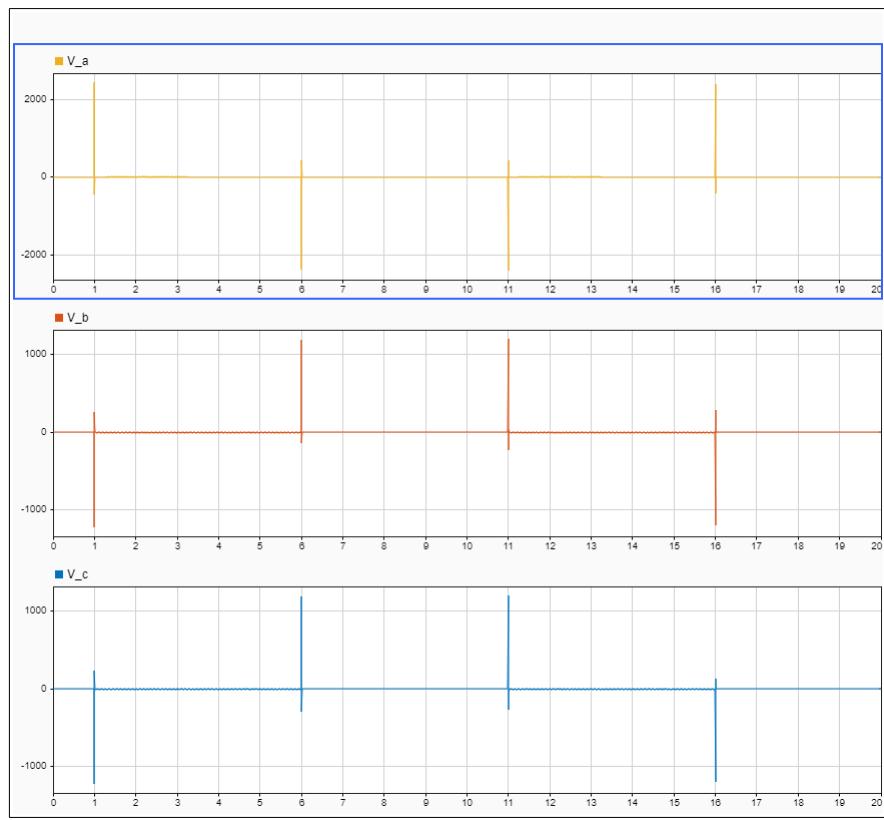


Fig. 63. Gráficas de tensiones abc

b) **Rechazo de perturbaciones:** Se evaluó el comportamiento del sistema ante torques de perturbación del tipo escalón, como la que se observa en la siguiente figura, considerando valores nominales y variación máxima de los parámetros de carga mecánica física.

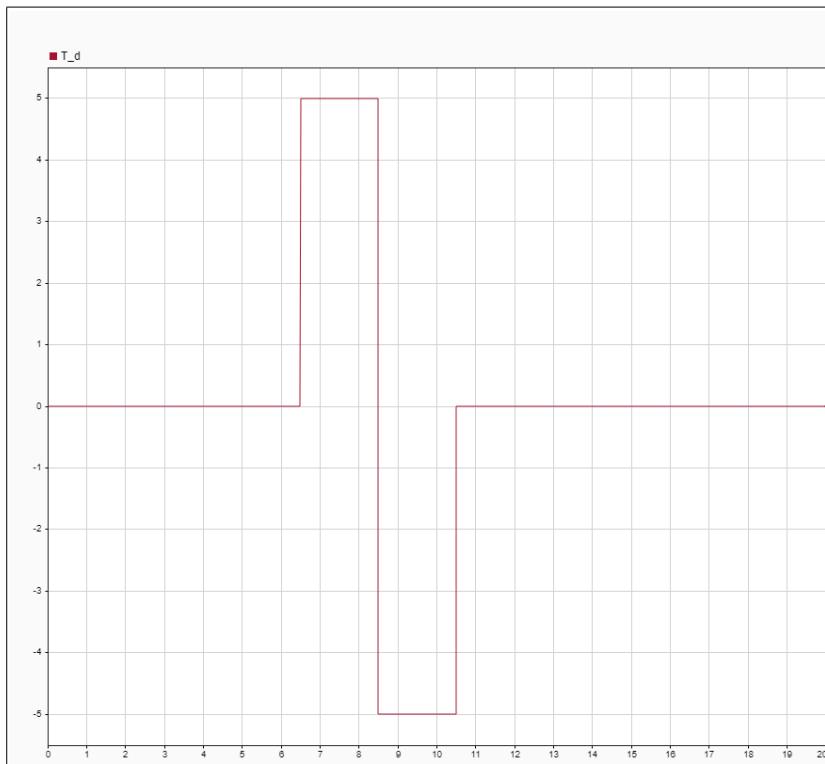


Fig. 64. Torque de perturbación

Los resultados fueron los siguientes:

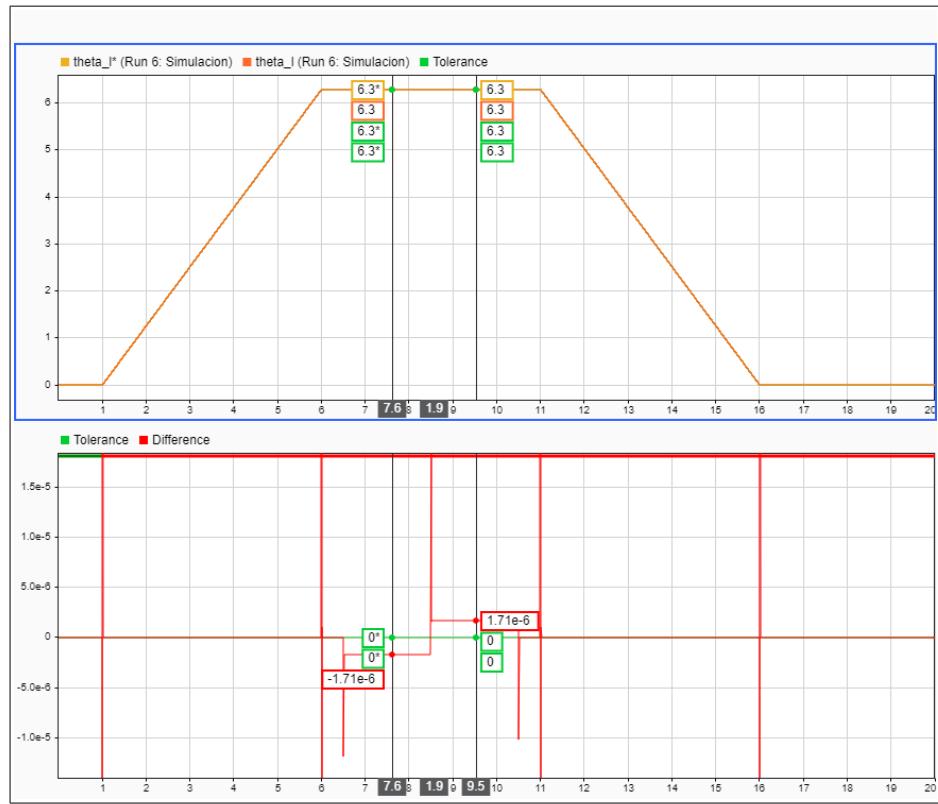


Fig. 65. Error entre posición consigna y medida



Fig. 66. Error entre posición medida y estimada

Se observa que al aplicar una perturbación, apareció un error de estado estacionario entre las posiciones consigna, medida y observada.

5) Verificación de desempeño y mejoras:

a) *Verificación de las especificaciones de operación:* Al comparar los valores obtenidos en las simulaciones, con los límites de operación dados por el fabricante de la maquina, se obtuvieron los siguientes resultados:

	Valores obtenidos de simulación		Especificaciones de operación	
	Régimen Continuo	Valores Pico	Régimen Continuo	Valores Pico
Tensión de linea	7.5 V	2374.9 V	24 V	-
Corriente	0.3 A	67.5 A	0.4 A	2 A
Torque motor	0.04 Nm	4.9 Nm	0.142 Nm	0.375 Nm
Velocidad angular del motor	150.8 rad/s	209.4 rad/s	691.15 rad/s	-

Se puede ver que los valores de tensión, corriente y torque obtenidos en la simulación superan los límites especificados en las condiciones de operación, debido a los impulsos de aceleraciones que requiere la consigna.

Para solucionar este problema, se propuso un perfil de posición alternativo que sigue cumpliendo con los requisitos de posicionamiento y tiempo, pero en lugar de rampas, se utilizan polinomios de quinto grado. Con esta modificación, las consignas de aceleración se transforman en funciones cúbicas en lugar de impulsos, lo que resulta en un cambio suave en la tasa de aceleración (jerk). Esto logra una reducción de vibraciones en una aplicación real y una mayor durabilidad del sistema. Para determinar los coeficientes de estos polinomios, es necesario conocer la posición, velocidad y aceleración en los puntos extremos del perfil.

$$q*(t) = at^5 + bt^4 + ct^3 + dt^2 + et + f \quad (143)$$

$$\frac{dq*(t)}{dt} = 5at^4 + 4bt^3 + 3ct^2 + 2dt + e \quad (144)$$

$$\frac{d^2q*(t)}{dt^2} = 20at^3 + 12bt^2 + 6ct + 2d \quad (145)$$

$$(146)$$

Las aceleraciones y velocidades en los extremos serán cero, mientras que las posiciones serán las mismas que en la consigna anterior. Por lo que para la primer giro queda el siguiente sistema de ecuaciones

$$\begin{cases} 0[\text{rad}] &= a_1(1[s])^5 + b_1(1[s])^4 + c_1(1[s])^3 + d_1(1[s])^2 + e_1(1[s]) + f_1 \\ 2\pi[\text{rad}] &= a_1(6[s])^5 + b_1(6[s])^4 + c_1(6[s])^3 + d_1(6[s])^2 + e_1(6[s]) + f_1 \\ 0[\text{rad}/s] &= 5a_1(1[s])^4 + 4b_1(1[s])^3 + 3c_1(1[s])^2 + 2d_1(1[s]) + e_1 \\ 0[\text{rad}/s] &= 5a_1(6[s])^4 + 4b_1(6[s])^3 + 3c_1(6[s])^2 + 2d_1(6[s]) + e_1 \\ 0[\text{rad}/s^2] &= 20a_1(1[s])^3 + 12b_1(1[s])^2 + 6c_1(1[s]) + 2d_1 \\ 0[\text{rad}/s^2] &= 20a_1(6[s])^3 + 12b_1(6[s])^2 + 6c_1(6[s]) + 2d_1 \end{cases} \quad (147)$$

Y para el giro de regreso:

$$\begin{cases} 0[\text{rad}] &= a_2(11[s])^5 + b_2(11[s])^4 + c_2(11[s])^3 + d_2(11[s])^2 + e_2(11[s]) + f_2 \\ 2\pi[\text{rad}] &= a_2(16[s])^5 + b_2(16[s])^4 + c_2(16[s])^3 + d_2(16[s])^2 + e_2(16[s]) + f_2 \\ 0[\text{rad}/s] &= 5a_2(11[s])^4 + 4b_2(11[s])^3 + 3c_2(11[s])^2 + 2d_2(11[s]) + e_2 \\ 0[\text{rad}/s] &= 5a_2(16[s])^4 + 4b_2(16[s])^3 + 3c_2(16[s])^2 + 2d_2(16[s]) + e_2 \\ 0[\text{rad}/s^2] &= 20a_2(11[s])^3 + 12b_2(11[s])^2 + 6c_2(11[s]) + 2d_2 \\ 0[\text{rad}/s^2] &= 20a_2(16[s])^3 + 12b_2(16[s])^2 + 6c_2(16[s]) + 2d_2 \end{cases} \quad (148)$$

Al resolver estos sistemas de ecuaciones, se obtuvieron los siguientes polinomios:

$$q*_{11}(t) = 0.0121t^5 - 0.2111t^4 + 1.2265t^3 - 2.5334t^2 + 2.1715t - 0.6655 \quad (149)$$

$$q*_{12}(t) = -0.0121t^5 + 0.8143t^4 - 21.7348t^3 + 286.6339t^2 - 1868.4283t + 4826.0010 \quad (150)$$

Por lo que la consigna resultante fue:

$$q * (t) = \begin{cases} 0 & t < 1 \\ 0.0121t^5 - 0.2111t^4 + 1.2265t^3 - 2.5334t^2 + 2.1715t - 0.6655 & 1 \leq t \leq 6 \\ 2\pi & 6 < t < 11 \\ -0.0121t^5 + 0.8143t^4 - 21.7348t^3 + 286.6339t^2 - 1868.4283t + 4826.0010 & 11 \leq t \leq 16 \\ 0 & t > 16 \end{cases} \quad (151)$$

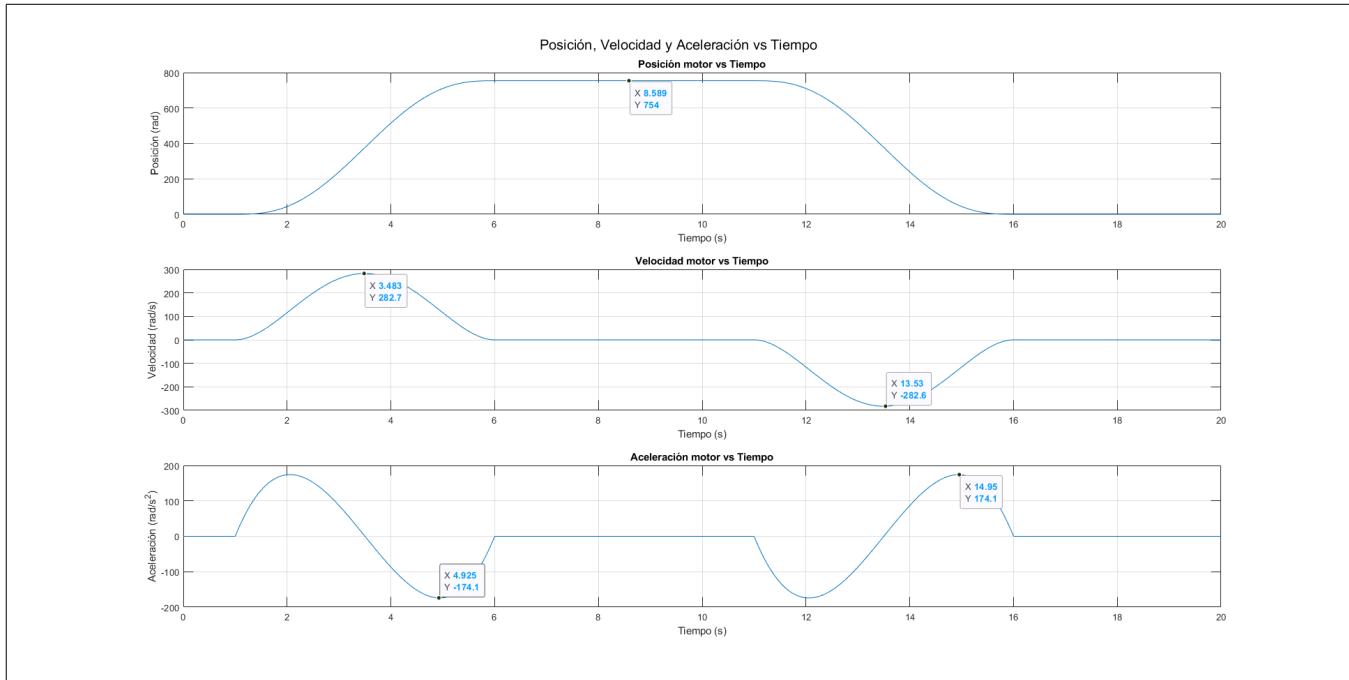


Fig. 67. Nueva consigna de posición, velocidad, aceleración

Al realizar nuevamente la simulación con esta nueva consigna se obtuvieron las siguientes gráficas.

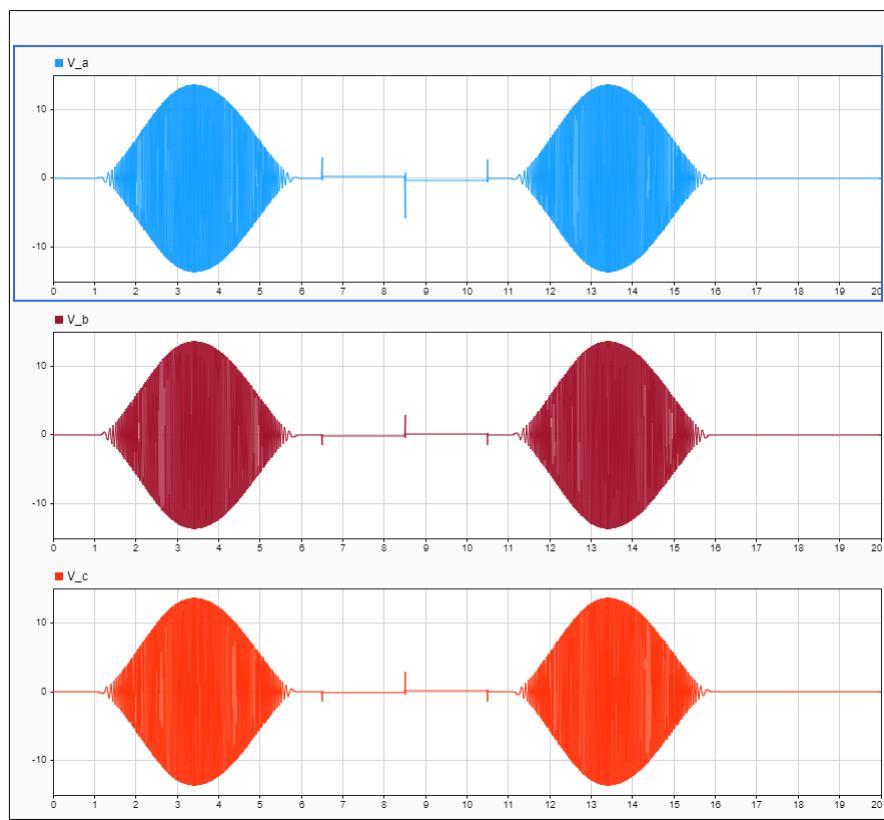


Fig. 68. Tensiones abc con consigna suave

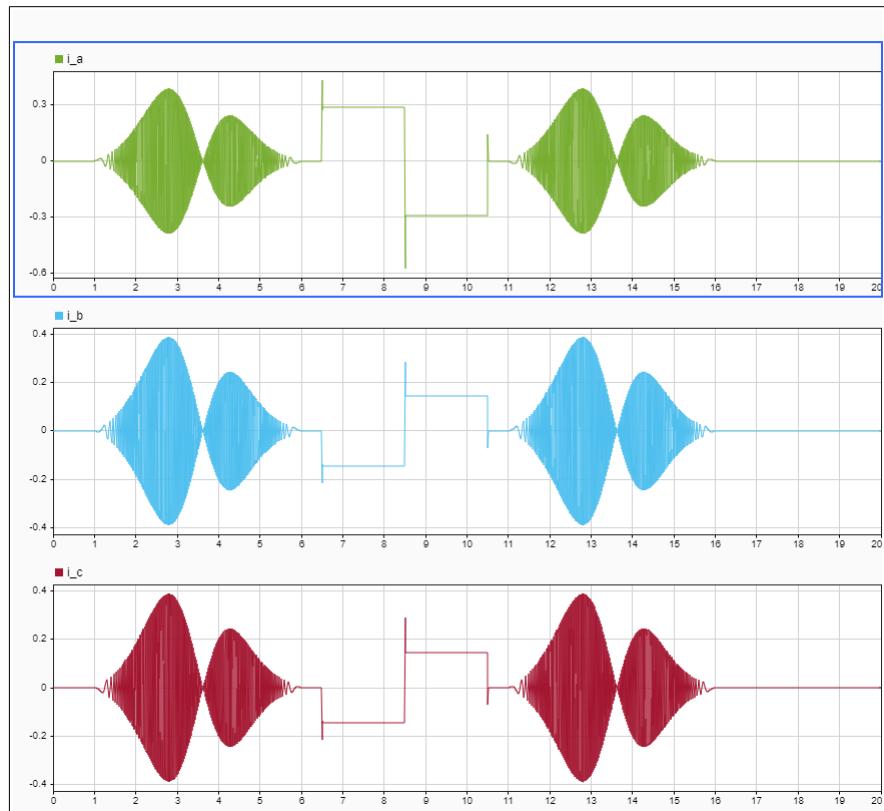


Fig. 69. Corrientes abc con consigna suave

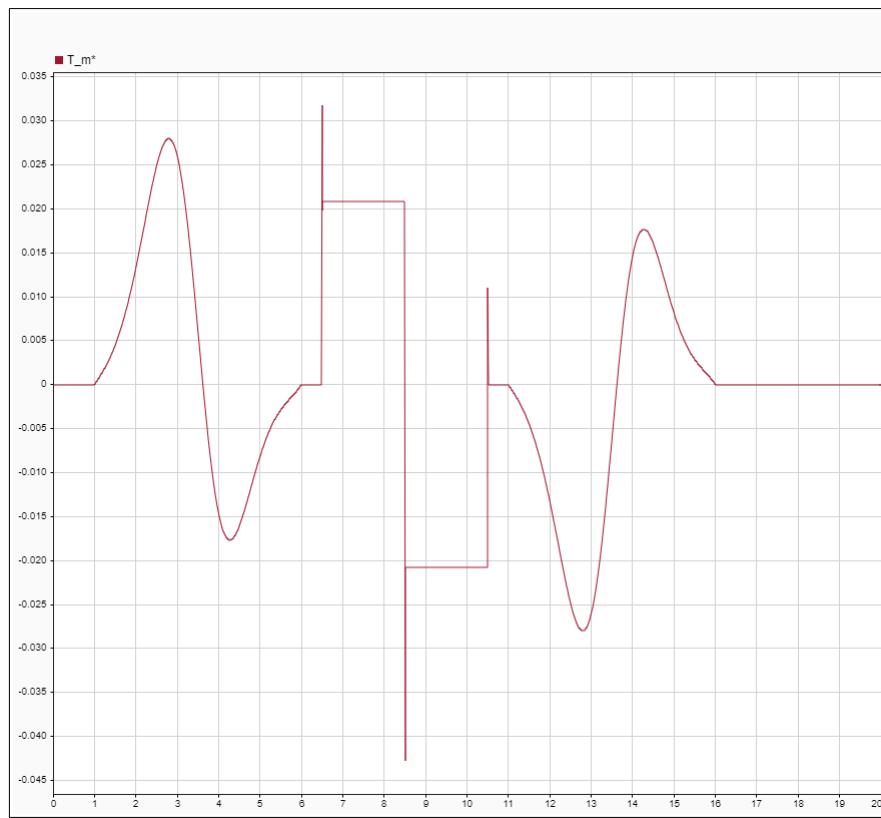


Fig. 70. Torque electromagnético con consigna suave

Se puede apreciar que los valores de las variables se encuentran dentro de los límites permitidos. Dado que estos valores están muy por debajo de los límites especificados por el fabricante, la máquina de podría exigir más, utilizando consignas más rápidas.

b) Mejoras en el observador de estado: Como se observó en las simulaciones, existe un error de estado estacionario entre la posición medida del motor y la estimada por el observador cuando se aplica un torque de perturbación. Este error se debe a que el observador no considera dichas perturbaciones y además se comporta como un controlador PD. Si las perturbaciones fueran medibles, se podrían incorporar al observador como entradas; sin embargo, la implementación de un medidor de torque resultaría muy costosa. Por lo tanto, se optó por agregar una acción integral al observador para que se comporte como un PID y poder eliminar este error.

El modelo del observador quedó de la siguiente forma.

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} \frac{d\tilde{\theta}_m(t)}{dt} \\ \frac{d\tilde{\omega}_m(t)}{dt} \\ \frac{d\tilde{z}(t)}{dt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\theta}_m(t) \\ \tilde{\omega}_m(t) \\ \tilde{z}(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{1}{J_{eq}} \\ 0 \end{bmatrix} T_m(t)^* + \begin{bmatrix} K_\theta \\ K_\omega \\ K_i \end{bmatrix} (y(t) - \tilde{y}(t)) \\ \tilde{y}(t) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\theta}_m(t) \\ \tilde{\omega}_m(t) \\ \tilde{z}(t) \end{bmatrix} \end{cases} \quad (152)$$

Como el modelo cambió respecto al observador PD, se calcularon nuevamente las ganancias, determinando el polinomio característico del sistema y comparándolo con el deseado. Para simplificar, el nuevo polo se colocó en la misma posición que los anteriores.

$$p(s) = \det(sI - (A - KC)) = \det \begin{pmatrix} \begin{bmatrix} s + K_\theta & -1 & 0 \\ K_\omega & s & -1 \\ K_i & 0 & s \end{bmatrix} \end{pmatrix} = s^3 + K_\theta s^2 + K_\omega s + K_i \quad (153)$$

$$p(s) = (s + 3200)^3 = s^3 + 9600s^2 + 3(3200)^2s + (3200)^3 \quad (154)$$

$$K_\theta = 9600 \text{seg}^{-1} \quad (155)$$

$$K_\omega = 3(3200)^2 \text{seg}^{-2} \quad (156)$$

$$K_i = (3200)^3 \text{seg}^{-3} \quad (157)$$

EL diagrama de bloques resultante es el siguiente.

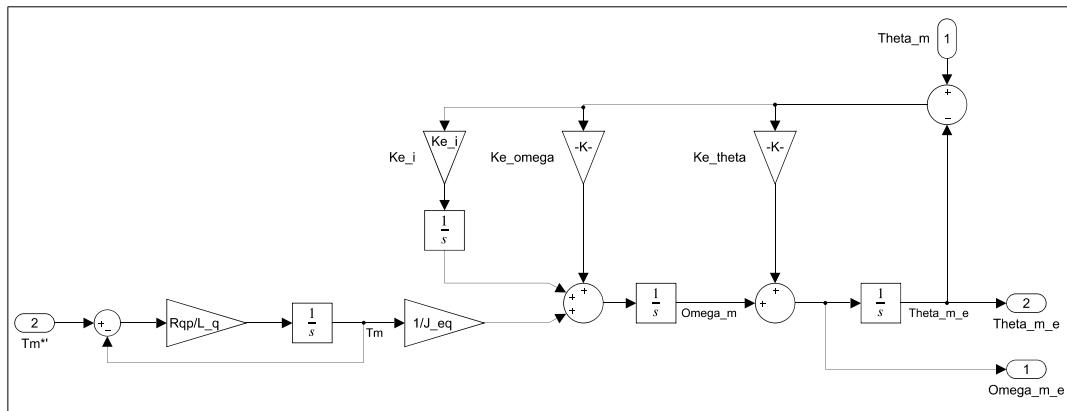


Fig. 71. Diagrama del bloques del observador con acción integral

Con esta modificación, el error de estado estacionario desaparece como se muestra en las figuras.



Fig. 72. Error entre posición medida y observada

c) *Comportamiento térmico del motor:* Para verificar que la temperatura de los devanados del motor no superan los 115°C, se realizó una simulación en donde se le dio una consigna cíclica (igual a la consigna anterior repetida cada 1 s). La simulación se paró a los 510 s ya que se vio que la temperatura estaba llegando a una asíntota en los 29.5 °C.

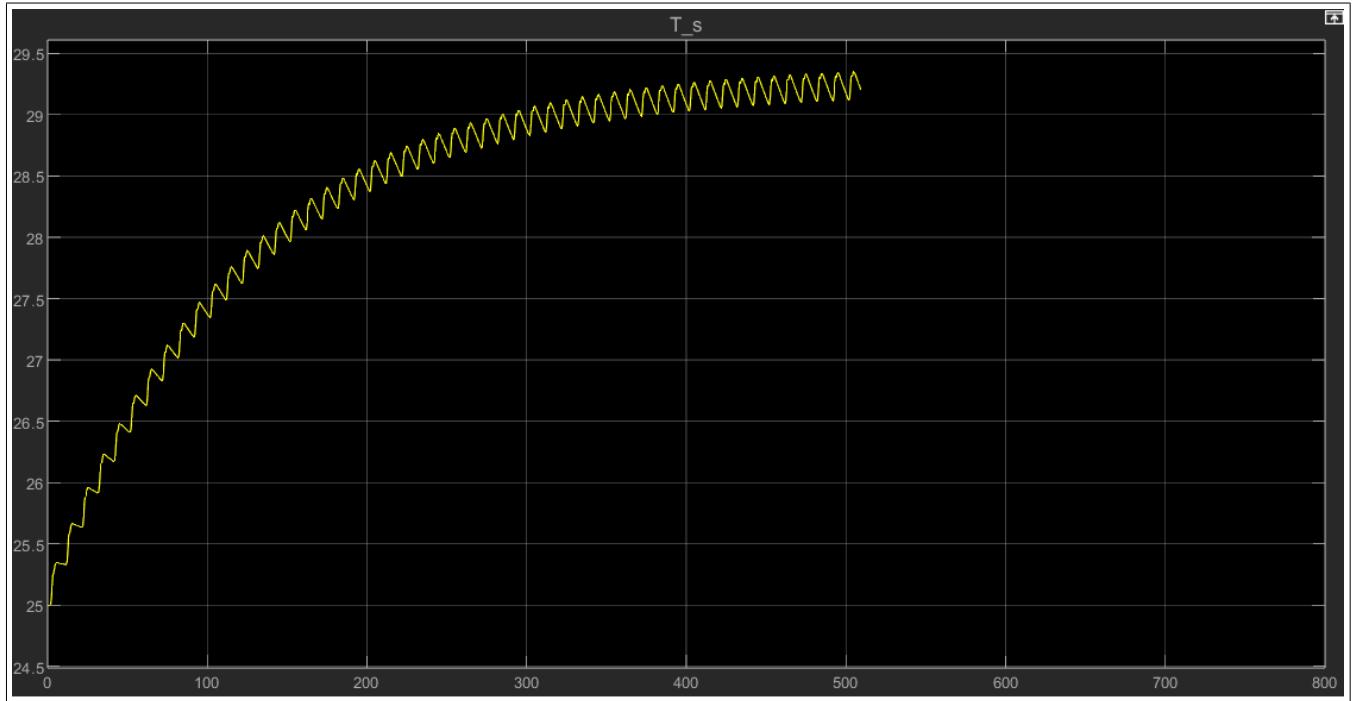


Fig. 73. Evolución de temperatura para ciclo de carga repetitivo

Como la temperatura se establece en 29.5 °C, se concluye que el motor no corre peligro de quemarse. Se aclara que si el torque de carga es mayor, la temperatura se establece en un valor mas alto, por lo que se debe tener en cuenta a la hora de llevar la aplicación a la realidad.

d) *Sensores y acondicionamiento de señal:* Para realizar una simulación mas cercana a la realidad, se incorporaron sensores no ideales y se evaluó la degradación del desempeño del sistema. Primero se reemplazaron los sensores de corriente por modelos equivalentes a filtros pasa bajos de segundo orden con $\omega_n = 6000 \frac{rad}{s}$ y $\zeta = 1$, representados en espacio de estados. A partir de la función de transferencia para un filtro pasa bajos de segundo orden, se encontró el modelo equivalente en espacios de estados:

$$G(s) = \frac{\omega_n^2}{s^2 + 2\zeta\omega_n s + \omega_n^2} \quad (158)$$

$$(s^2 + 2\zeta\omega_n s + \omega_n^2) Y(s) = \omega_n^2 U(s) \quad (159)$$

$$\frac{d^2y(t)}{dt^2} + 2\zeta\omega_n \frac{dy(t)}{dt} + \omega_n^2 y(t) = \omega_n^2 u(t) \quad (160)$$

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} \frac{dx_1(t)}{dt} \\ \frac{dx_2(t)}{dt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -\omega_n^2 & -2\zeta\omega_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1(t) \\ x_2(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \omega_n^2 \end{bmatrix} u(t) \\ y(t) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1(t) \\ x_2(t) \end{bmatrix} \end{cases} \quad (161)$$

El diagrama de bloques de cada sensor quedó de la siguiente forma:

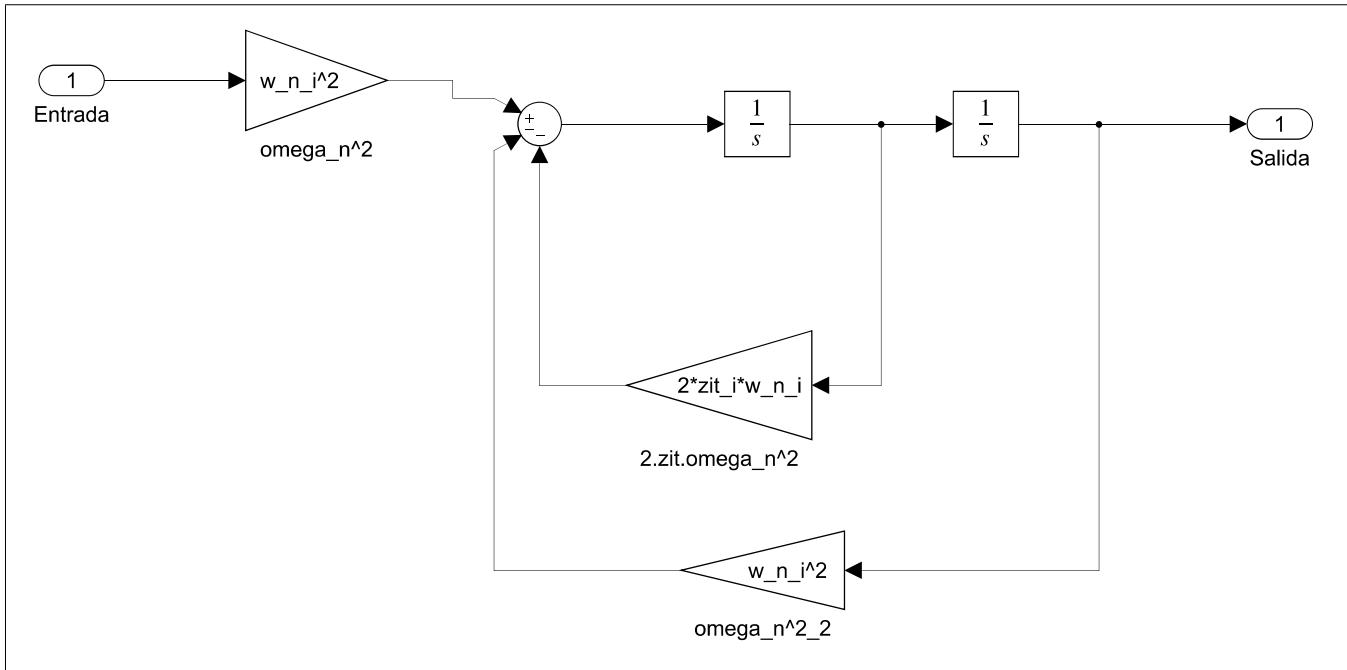


Fig. 74. Diagrama del bloques del sensor de corriente no ideal

Luego se realizó lo mismo con el sensor de posición angular, tomando $\omega_n = 2000 \frac{rad}{s}$ y $\zeta = 1$, y para el sensor de temperatura se planteó un modelo de filtro pasa bajos de primer orden con $\tau = 20s$:

$$G(s) = \frac{1}{\tau s + 1} \quad (162)$$

$$(\tau s + 1) Y(s) = U(s) \quad (163)$$

$$\tau \frac{dy(t)}{dt} + y(t) = u(t) \quad (164)$$

$$\begin{cases} \left[\frac{dx(t)}{dt} \right] = [\tau] [x(t)] + \left[\frac{1}{\tau} \right] u(t) \\ y(t) = [1] [x(t)] \end{cases} \quad (165)$$

Al simular nuevamente con estos cambios, ocurrió lo siguiente.

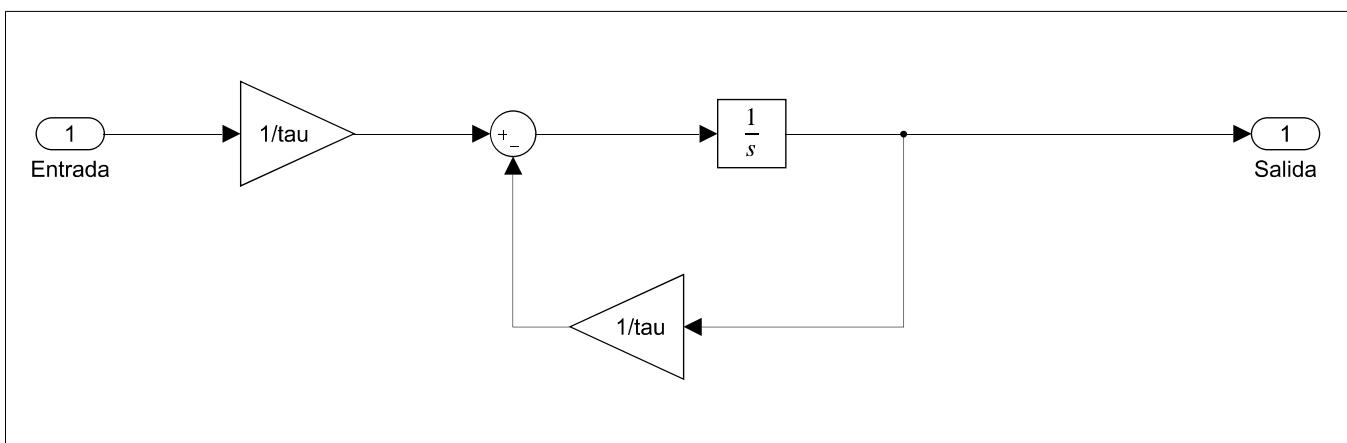
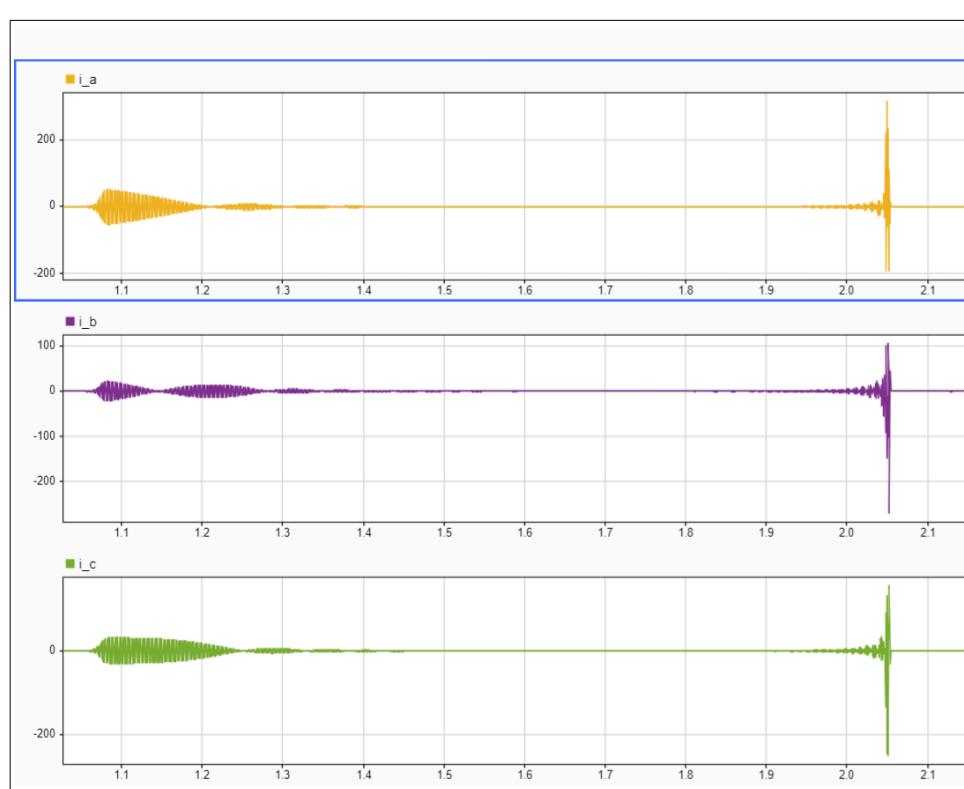
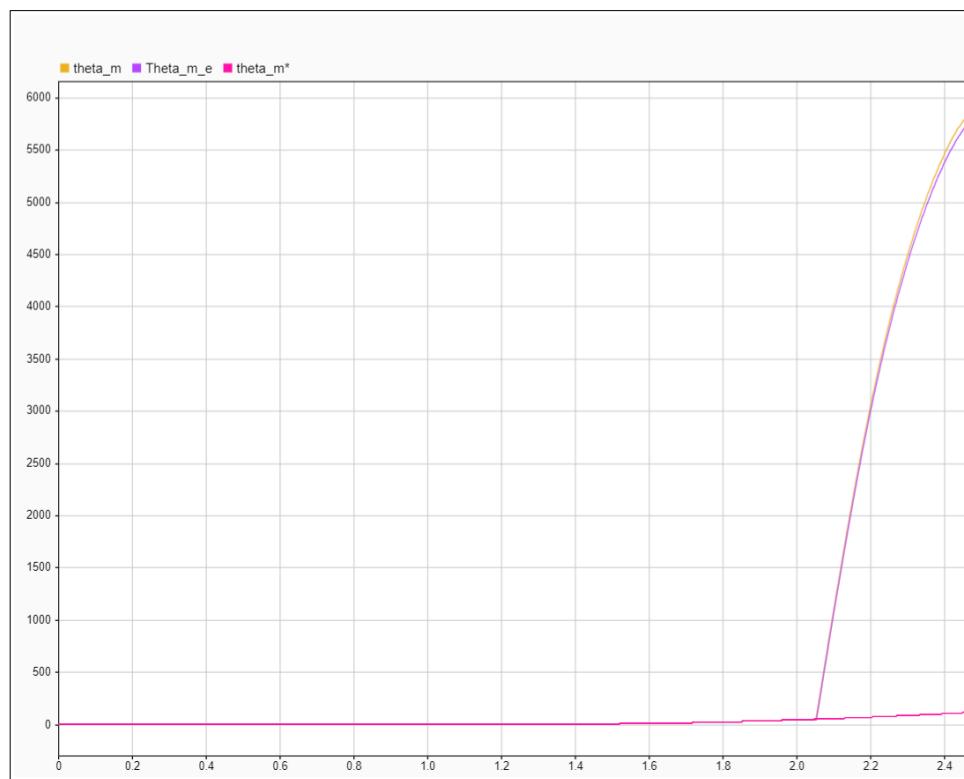


Fig. 75. Diagrama del bloques del sensor de temperatura no ideal



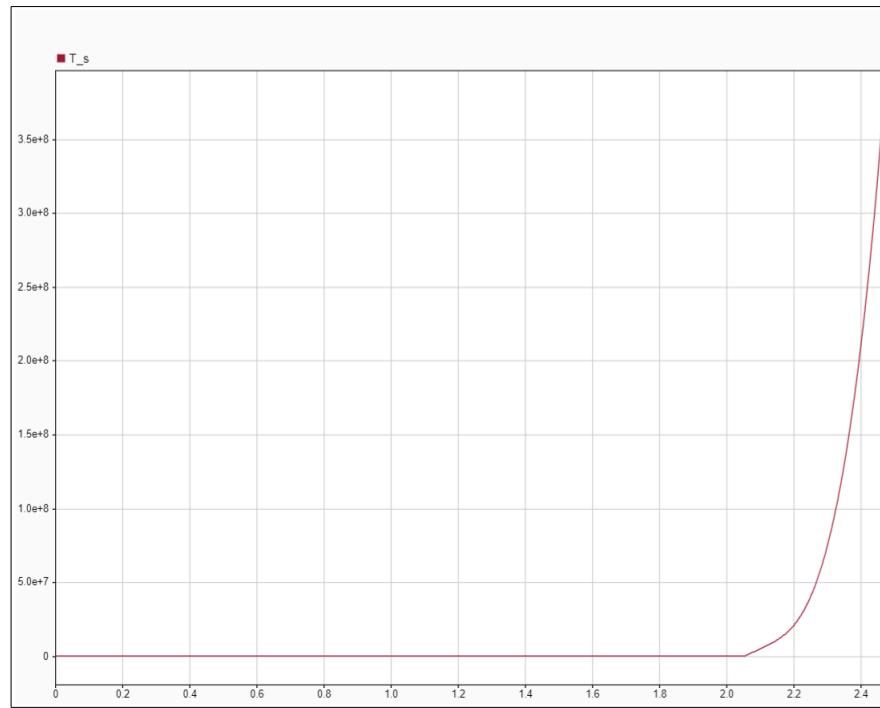


Fig. 78. Temperatura, para sensores no ideales

Como se puede apreciar en las gráficas, la posición real y la estimada difieren significativamente de la consigna. Además, las corrientes presentan picos superiores a los $200A$ y la temperatura del motor aumenta exponencialmente hasta que la simulación se detiene por divergencia. Este comportamiento se debe a los retardos introducidos por los sensores, cuyos polos se encuentran cerca de los del controlador. Para mejorar la respuesta del sistema, se duplicaron las frecuencias de los sensores, obteniendo estos resultados.

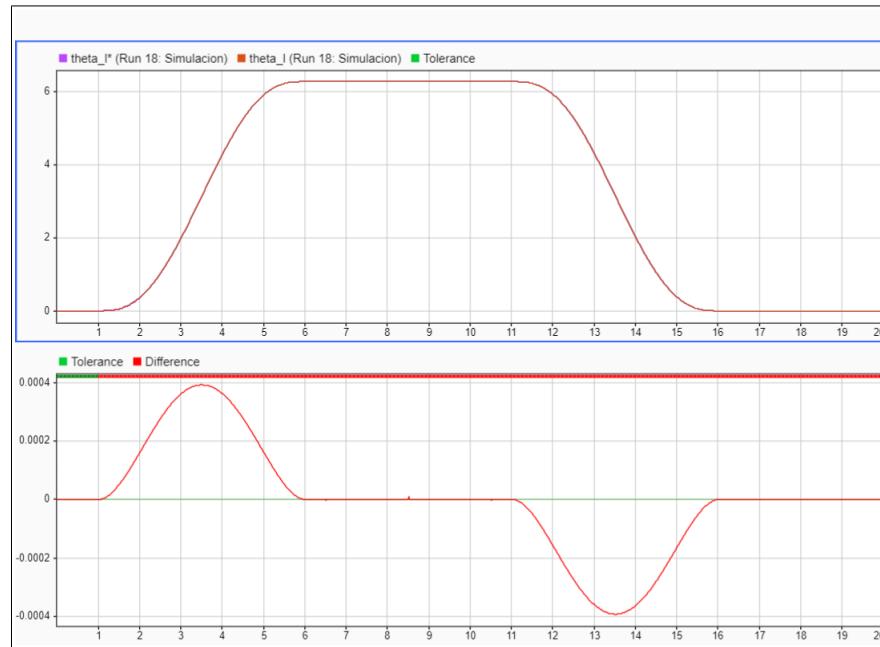


Fig. 79. Diferencia entre posición consigna y medida, para sensores no ideales con el doble de frecuencia natural

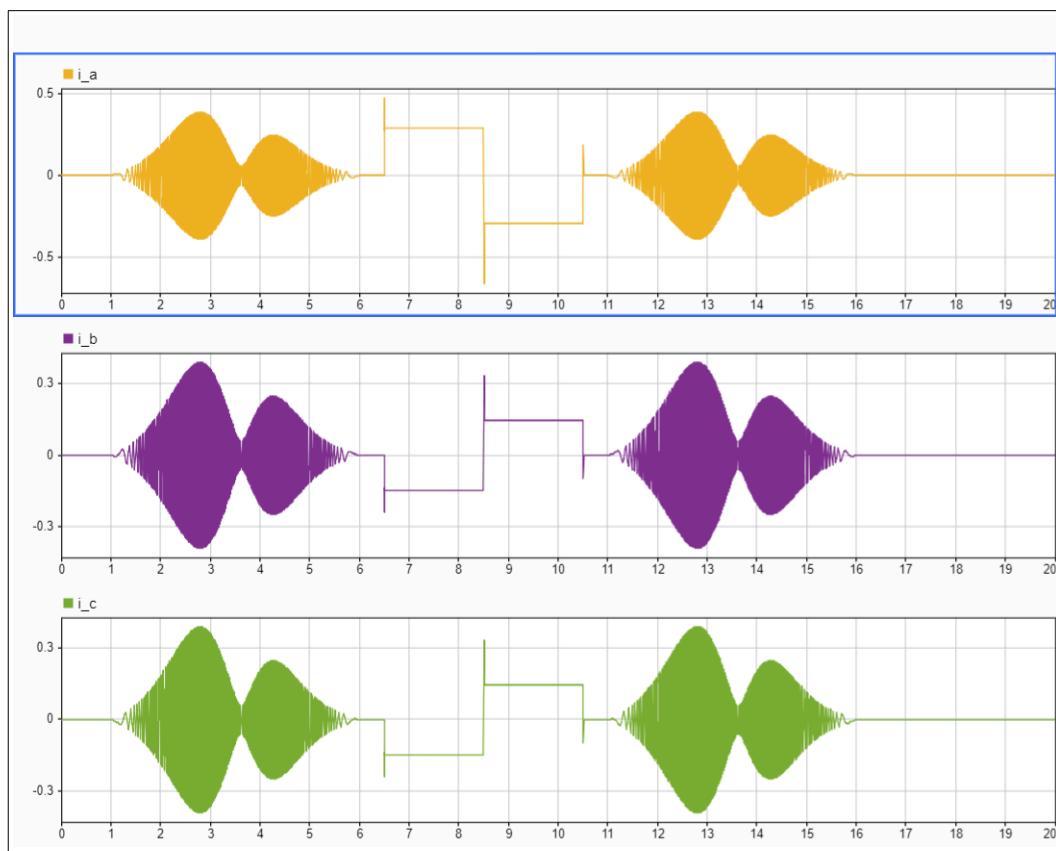


Fig. 80. Corrientes abc, para sensores no ideales con el doble de frecuencia natural

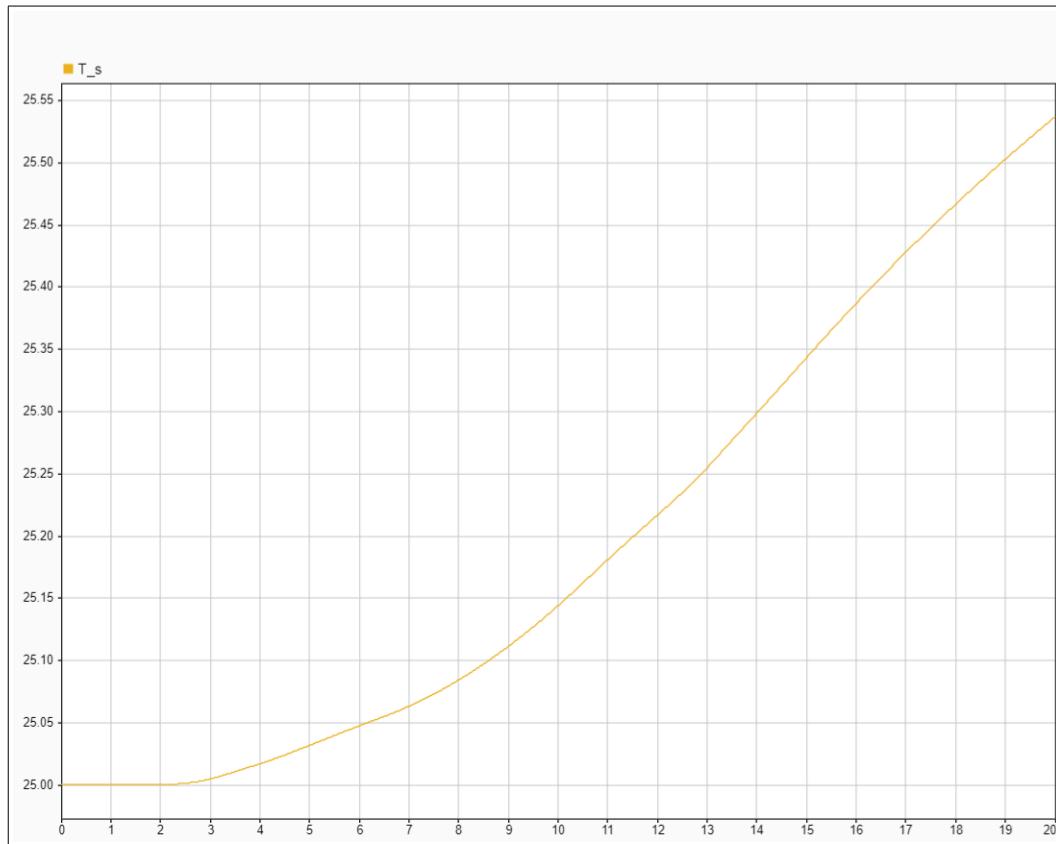


Fig. 81. Temperatura, para sensores no ideales con el doble de frecuencia natural

Al haber duplicado las frecuencias, la respuesta de los sensores es mas rápida y por lo tanto el comportamiento del controlador mejora notablemente. Luego se propuso triplicar las frecuencias de los sensores y observar las respuestas.

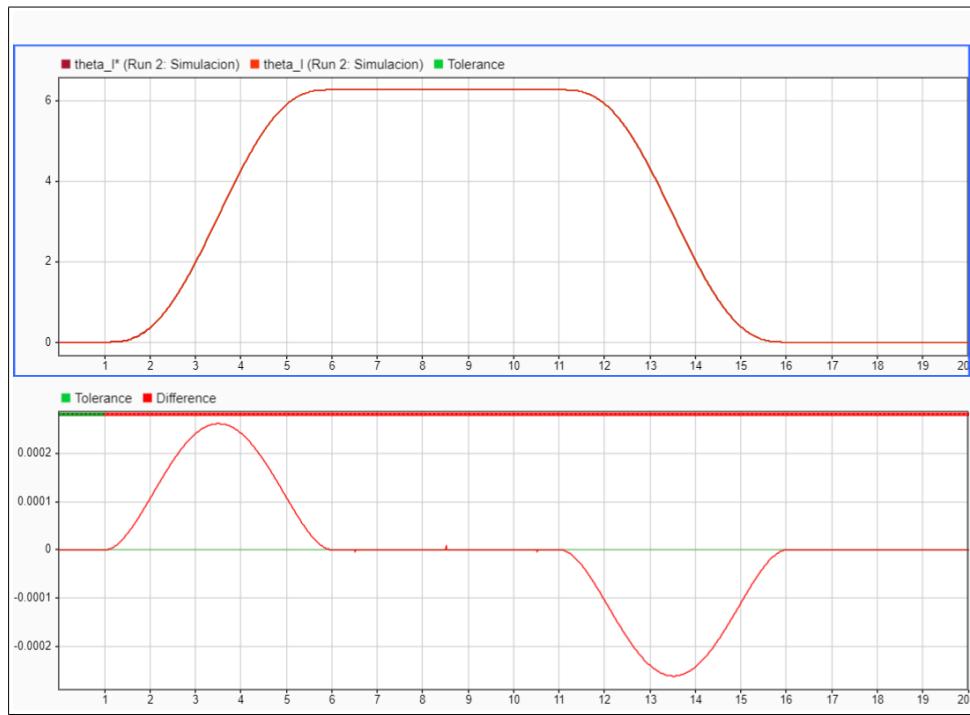


Fig. 82. Diferencia entre posición consigna y medida, para sensores no ideales con el triple de frecuencia natural

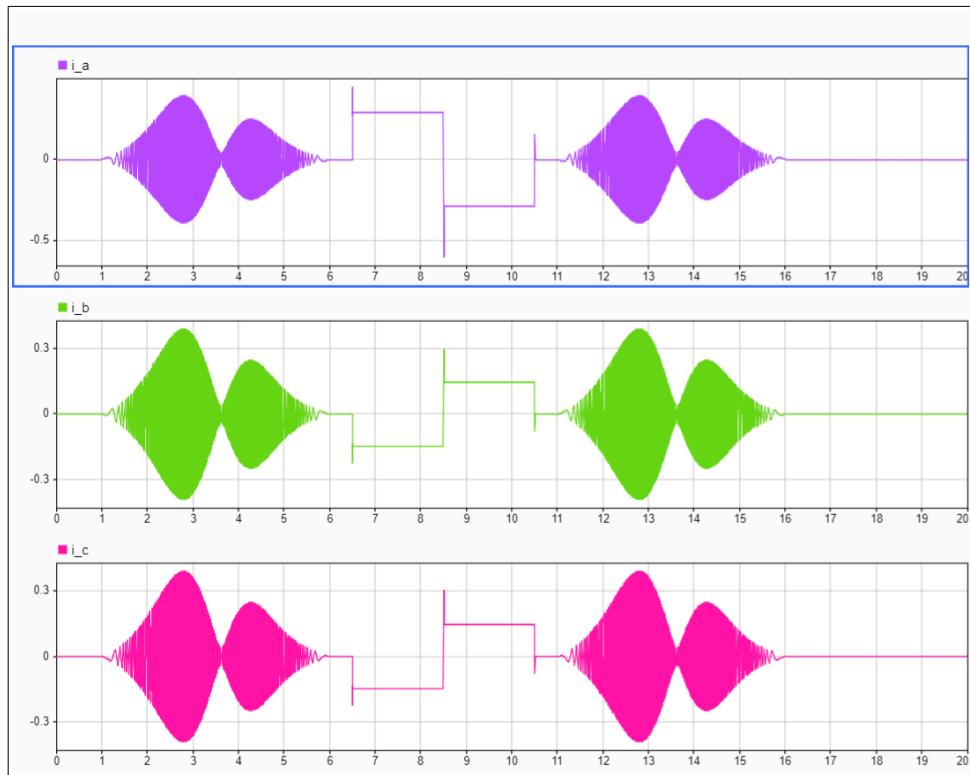


Fig. 83. Corrientes abc, para sensores no ideales con el triple de frecuencia natural

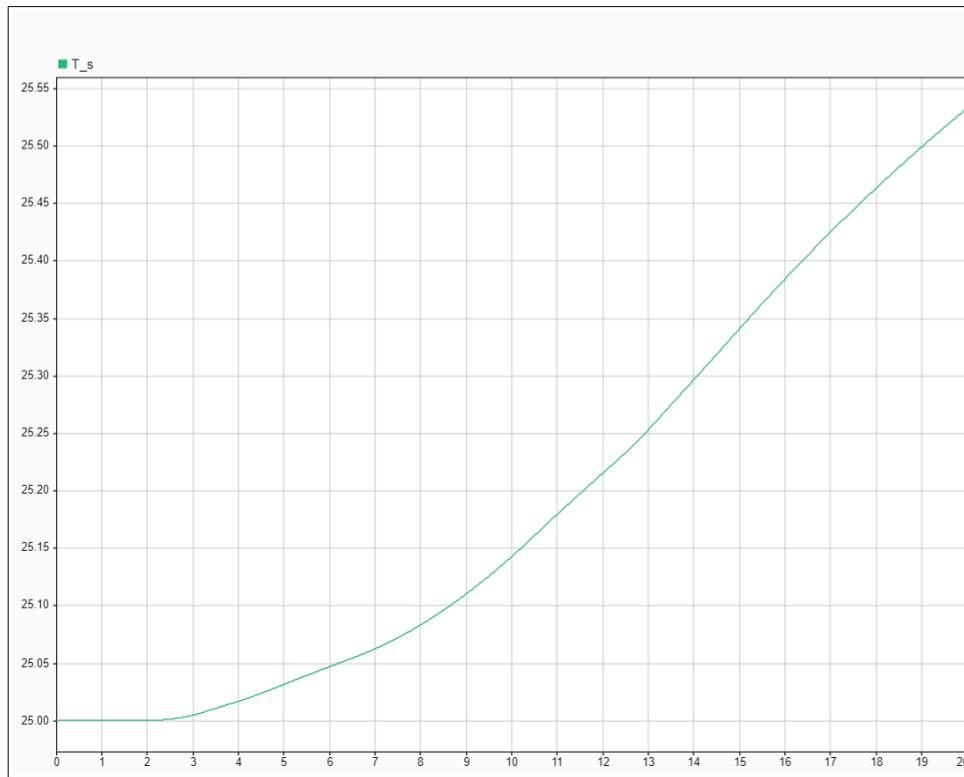


Fig. 84. Temperatura, para sensores no ideales con el triple de frecuencia natural

Las respuestas obtenidas son prácticamente iguales que con el doble de frecuencia natural. También se observa que el sensor de temperatura no introduce errores, por lo menos a corto plazo. Si se disminuye la constante tiempo del sensor, se tendrá una mejor definición de la temperatura.

e) **Incorporación de modulador de tensión trifásico no ideal:** Para acercar aun más la simulación a la realidad, se reemplazo el modelo ideal del modulador de tensión, por uno aproximado equivalente con saturación y características de filtro pasa bajos de segundo orden. Los parámetros del modulador son los siguientes:

- Saturación: $|v_{as}(t)|, |v_{bs}(t)|, |v_{ac}(t)| \leq \sqrt{2} \frac{24V_{carms}}{\sqrt{3}}$
- Modelo de filtro LP con: $\omega_n = 6000 \frac{rad}{s}$ y $\zeta = 1$

AL igual que con los sensores de corriente y posición, el modelo de este modulador en espacio de estados queda:

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} \frac{dx_1(t)}{dt} \\ \frac{dx_2(t)}{dt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -\omega_n^2 & -2\zeta\omega_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1(t) \\ x_2(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \omega_n^2 \end{bmatrix} u(t) \\ y(t) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1(t) \\ x_2(t) \end{bmatrix} \end{cases} \quad (166)$$

Solo que se le incorpora la saturación en la entrada al implementarlo en el diagrama de bloques:

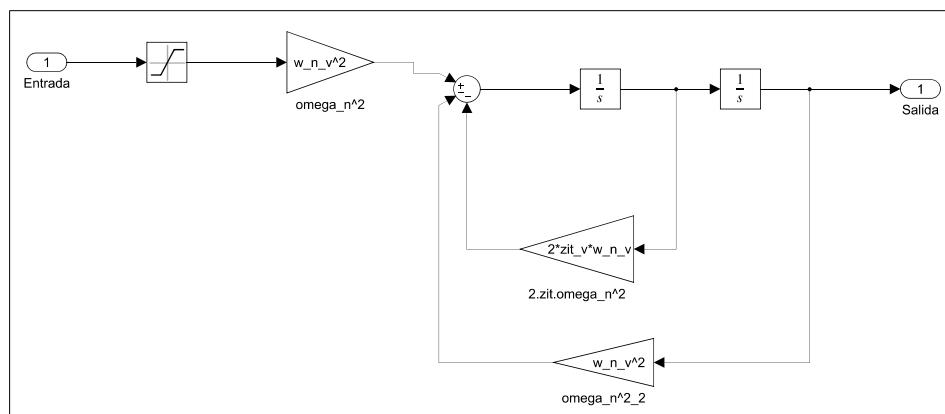


Fig. 85. Modulador no ideal de tensión

Al realizar la simulación, se observa que aparecen oscilaciones en la posición del brazo, y los picos máximos de corriente se disparan por encima de los límites permitidos, debido a que el modulador no consigue representar correctamente las tensiones consignas entregadas por el controlador.

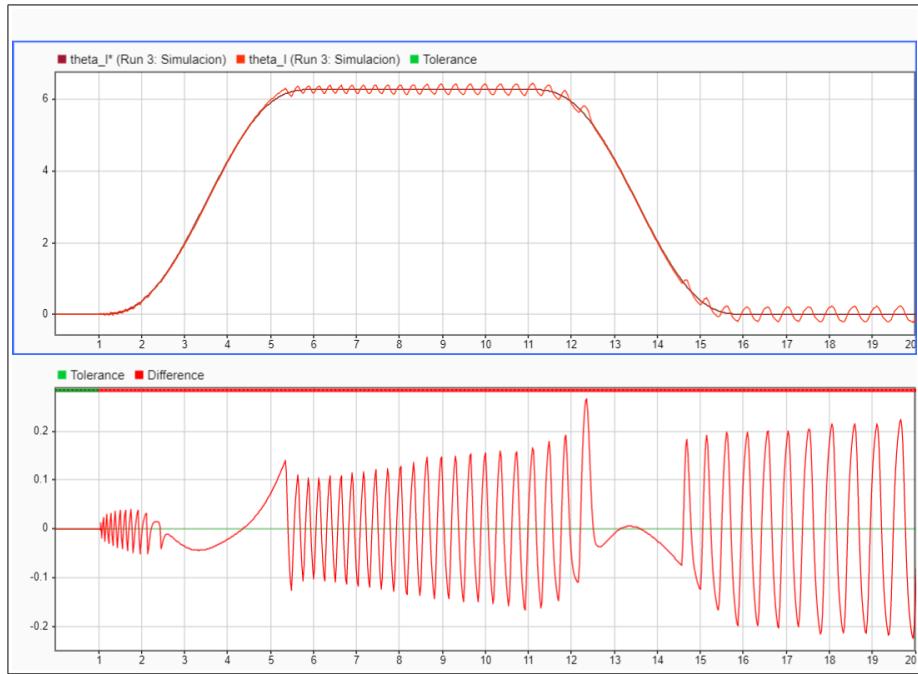


Fig. 86. Diferencia entre posición consigna y medida, para modulador de tensión no ideal

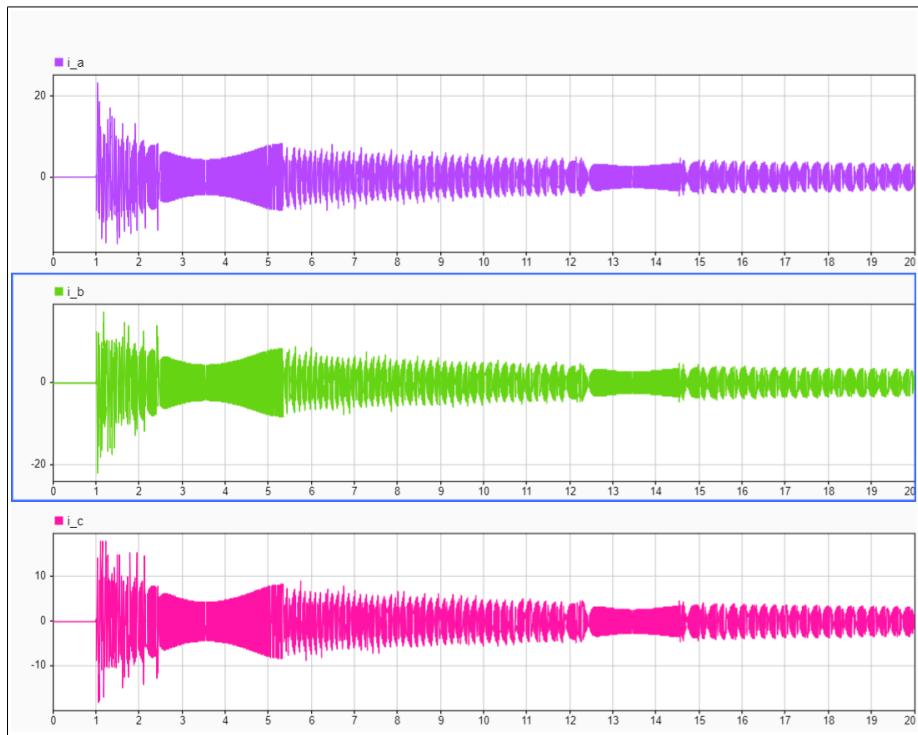


Fig. 87. Corrientes abc, para modulador de tensión no ideal

Para mejorar este comportamiento, al igual que con los sensores, se duplico la frecuencia natural del modulador, obteniendo los siguientes resultados.

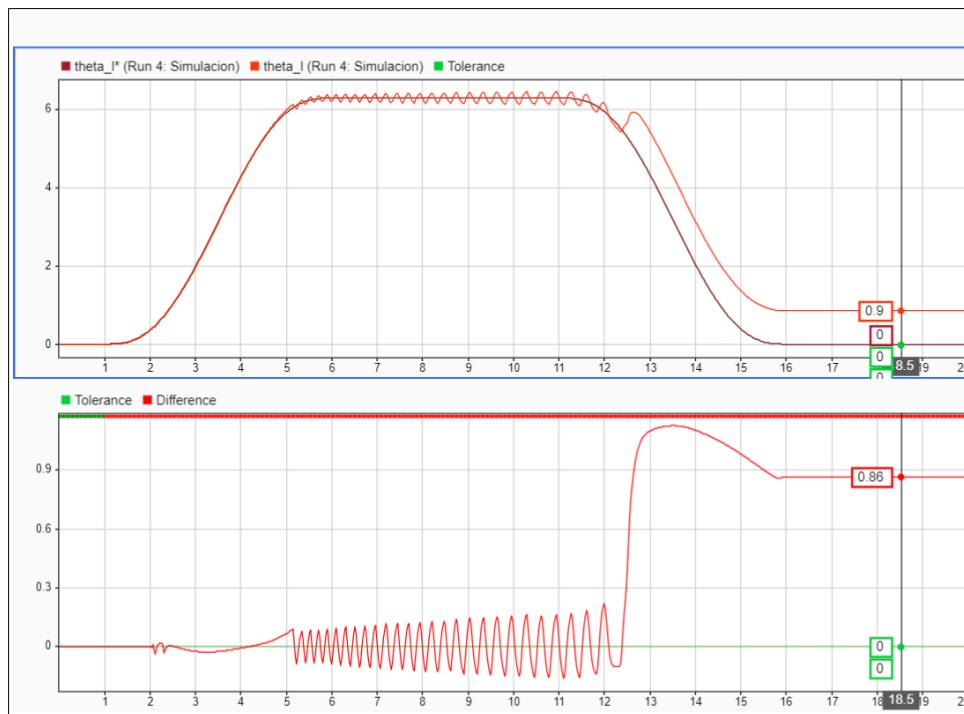


Fig. 88. Diferencia entre posición consigna y medida, para modulador de tensión no ideal con el doble de frecuencia natural

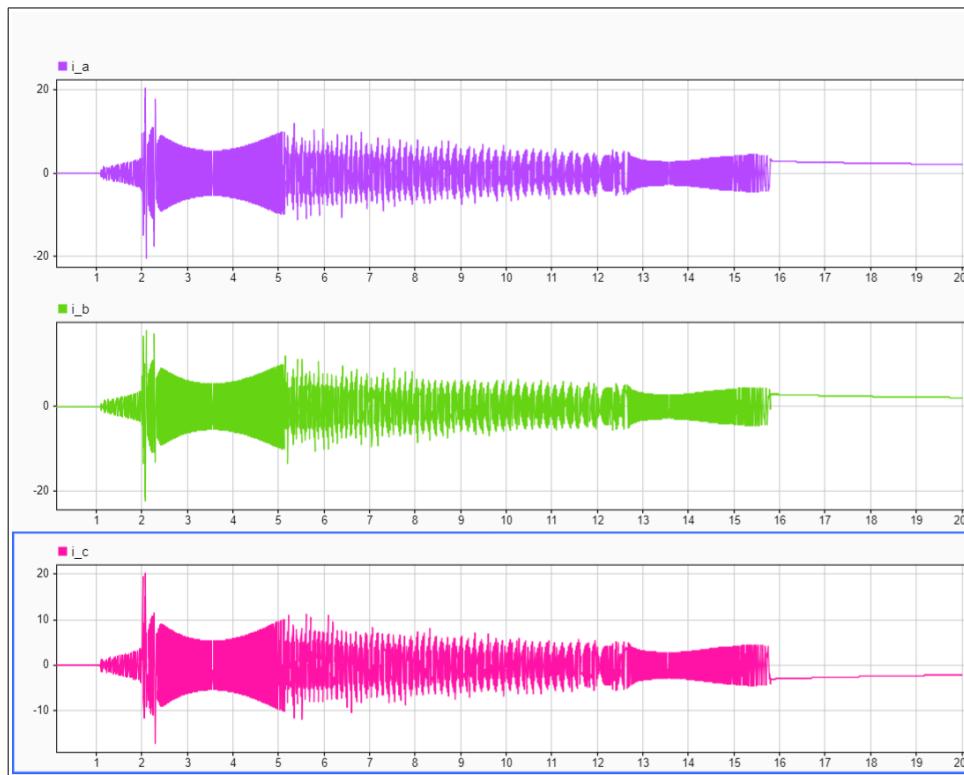


Fig. 89. Corrientes abc, para modulador de tensión no ideal con el doble de frecuencia natural

En este caso el desempeño no mejora demasiado al duplicar la frecuencia. Además, se observa que aparece un error de estado estacionario entre la posición consigna y la medida. Por lo que en este caso si es necesario triplicar la frecuencia, obteniendo los siguientes resultados.

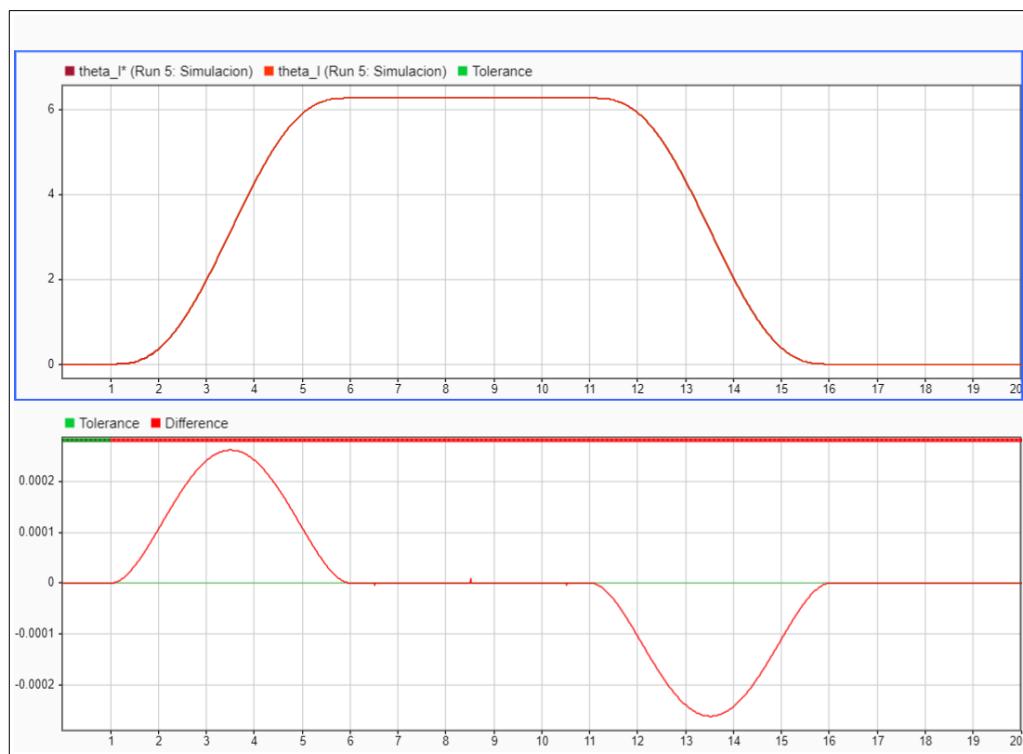


Fig. 90. Diferencia entre posición consigna y medida, para modulador de tensión no ideal con el triple de frecuencia natural

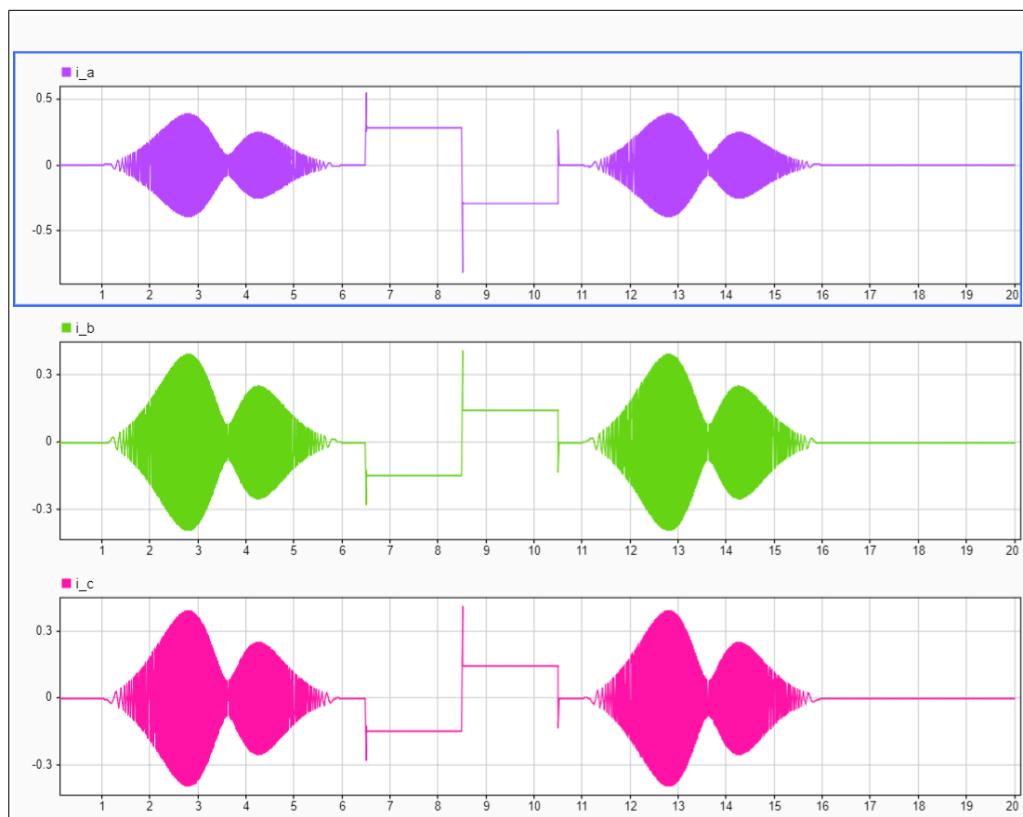


Fig. 91. Corrientes abc, para modulador de tensión no ideal con el triple de frecuencia natural

Con esta frecuencia, se logró un comportamiento adecuado del sistema, donde el error entre la posición consigna y la medida es nulo cuando se encuentra en reposo. Si bien este error no es nulo cuando hay movimiento del eje, es muy pequeño.

6) **Versión final con modelo discretizado del controlador completo:** Para concluir, se discretizó el controlador completo, utilizando el método de Tustin (integración numérica por trapecios) con periodo de muestreo T_s constante y retenedores de orden cero para señales de entrada y de salida al controlador. Para poder aplicar el método de Tustin se utilizó la transformación bilineal que relaciona la variable s con z de la siguiente manera:

$$s = \frac{2}{T_s} \frac{z - 1}{z + 1} \quad (167)$$

Por lo tanto, al reemplazar la s de un bloque integrador por esta expresión, quedó el siguiente diagrama de bloques en tiempo discreto:

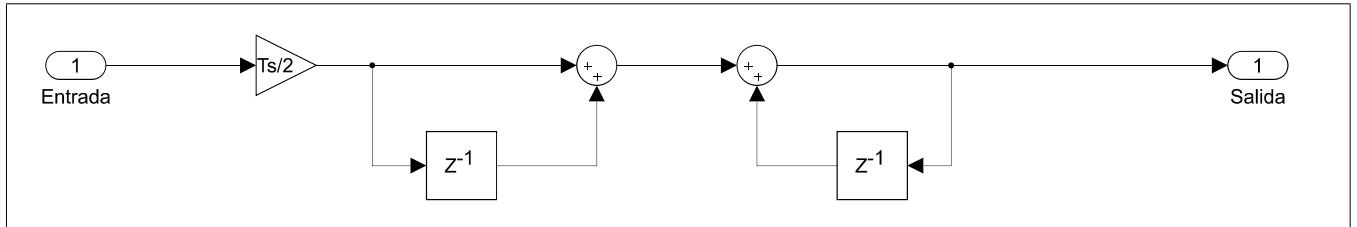


Fig. 92. Discretización de un bloque integrador

Al reemplazar cada integrador del controlador, quedaron los siguientes diagramas:

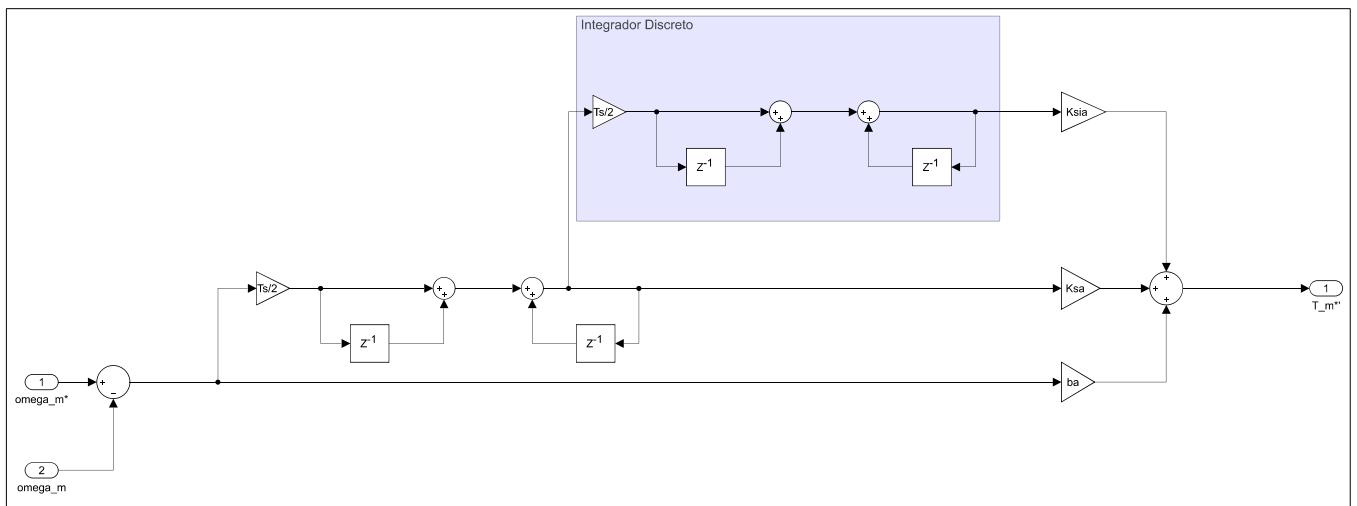


Fig. 93. Modelo discreto del PID

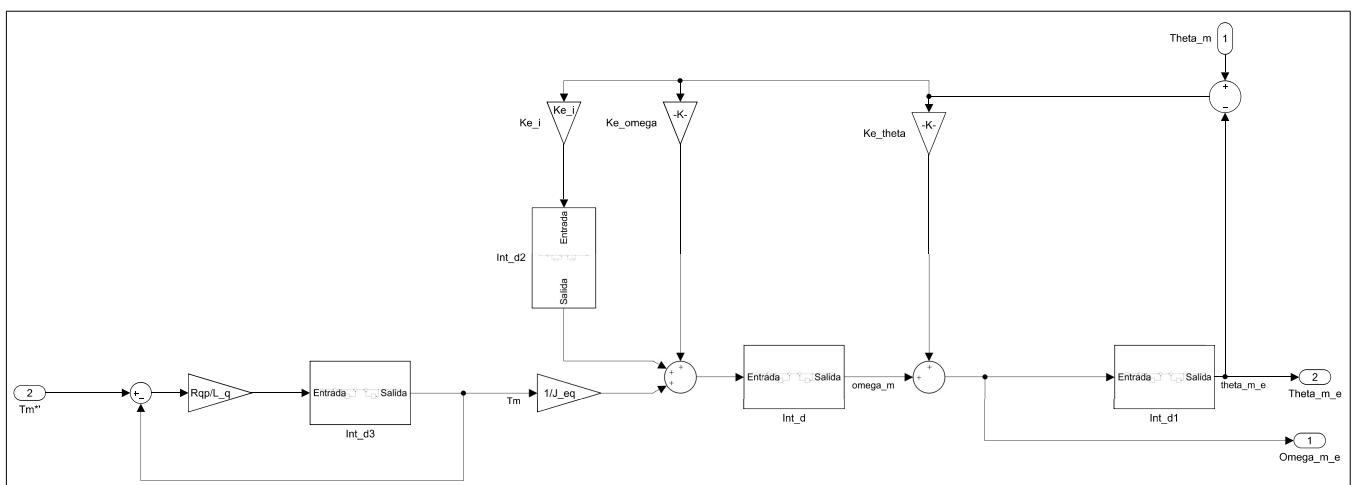


Fig. 94. Modelo discreto del observador de estados

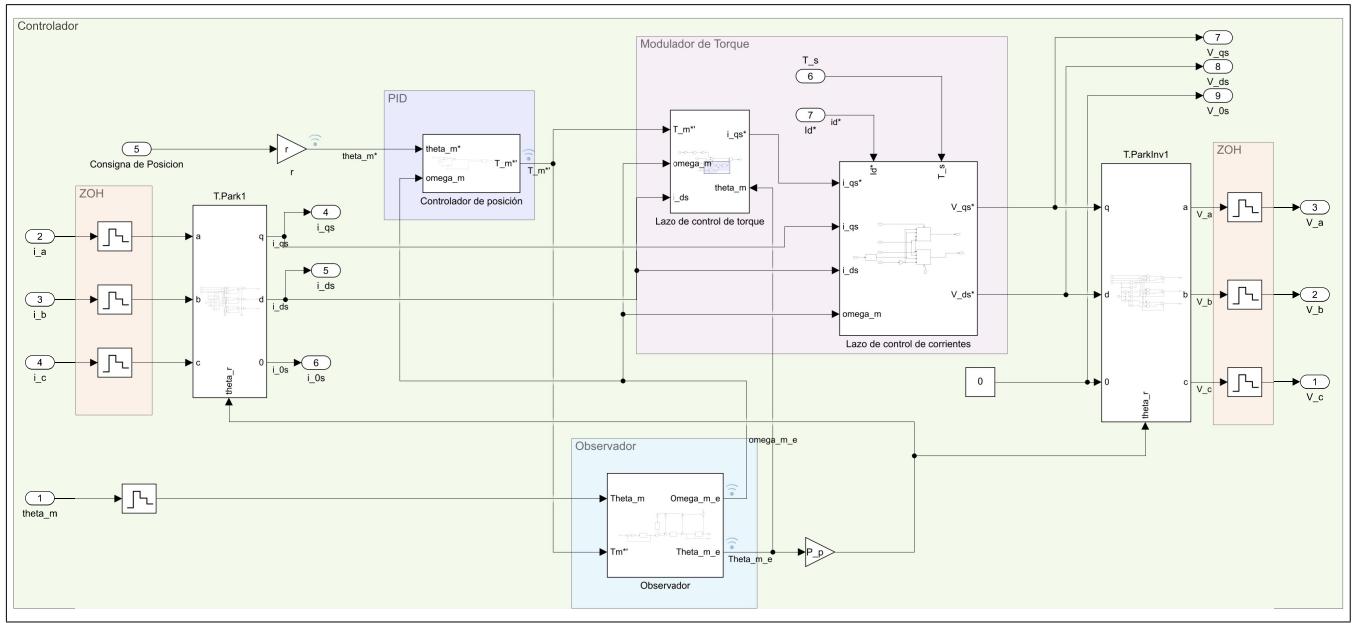


Fig. 95. Modelo discreto del controlador completo

Finalmente, se hicieron pruebas con distintos valores de T_s hasta dar con el correcto que fue $T_s = 10^{-4}[s]$. Los resultados fueron los siguientes:

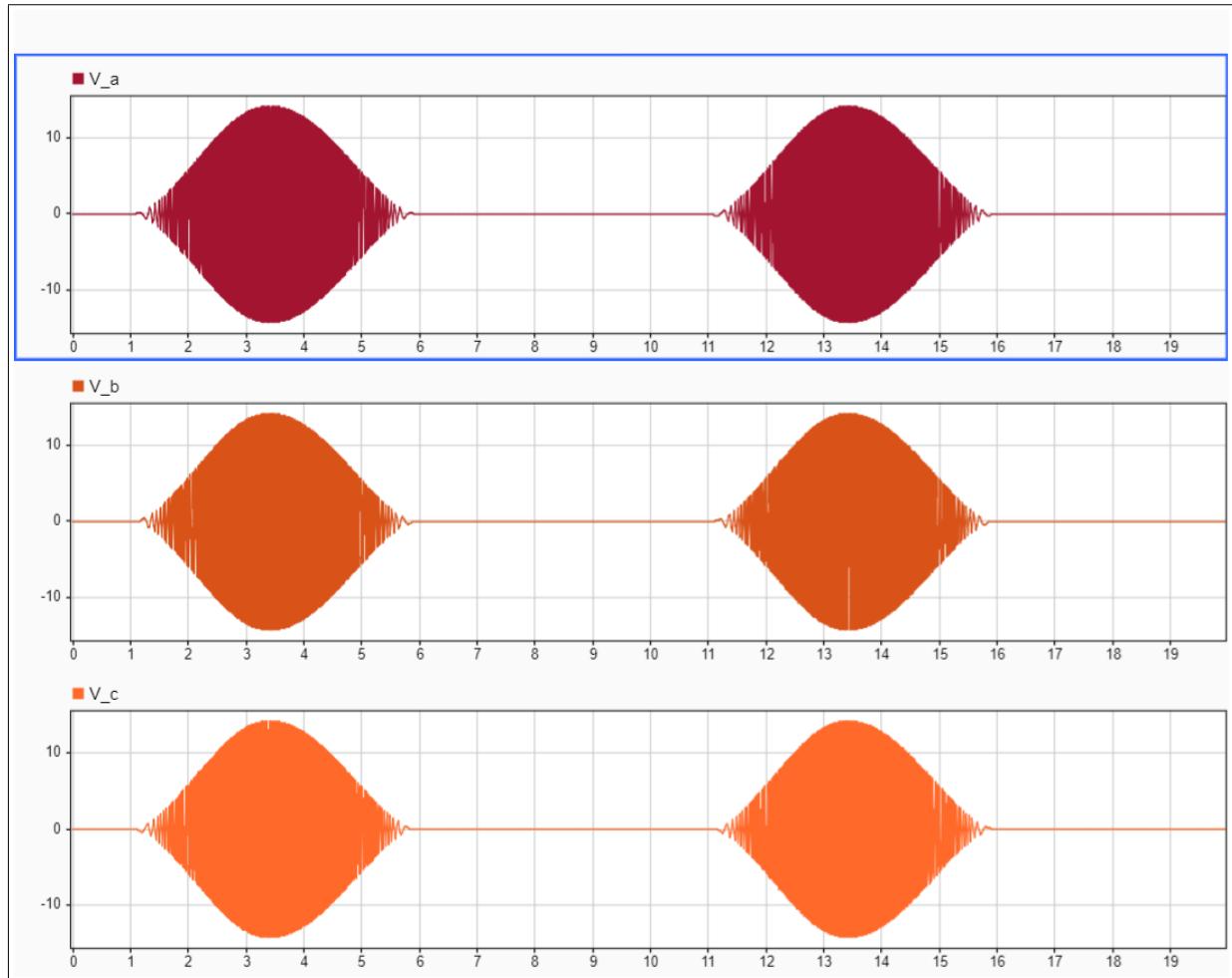


Fig. 96. Tensiones abc para modelo de controlador discreto

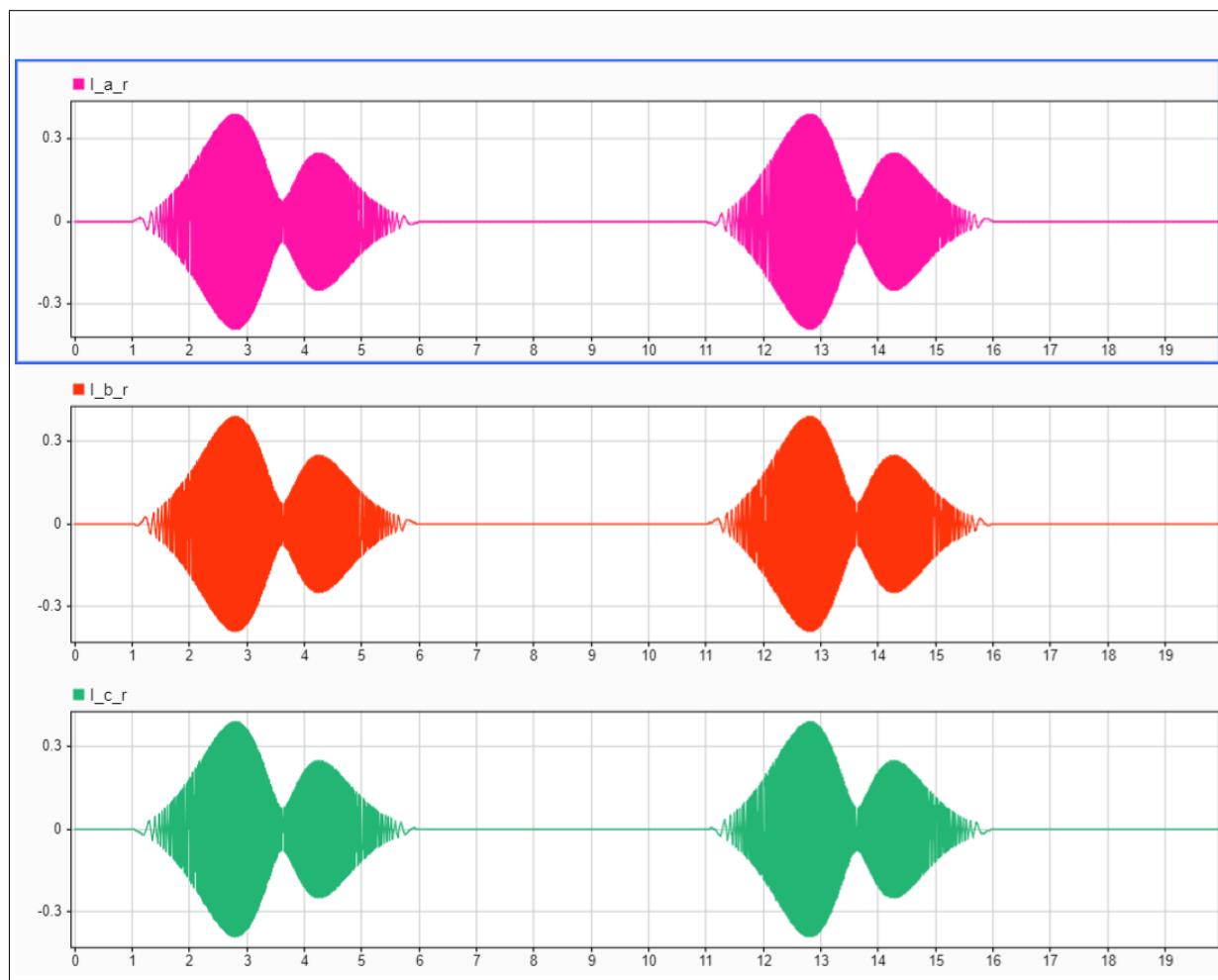


Fig. 97. Corrientes abc para modelo de controlador discreto

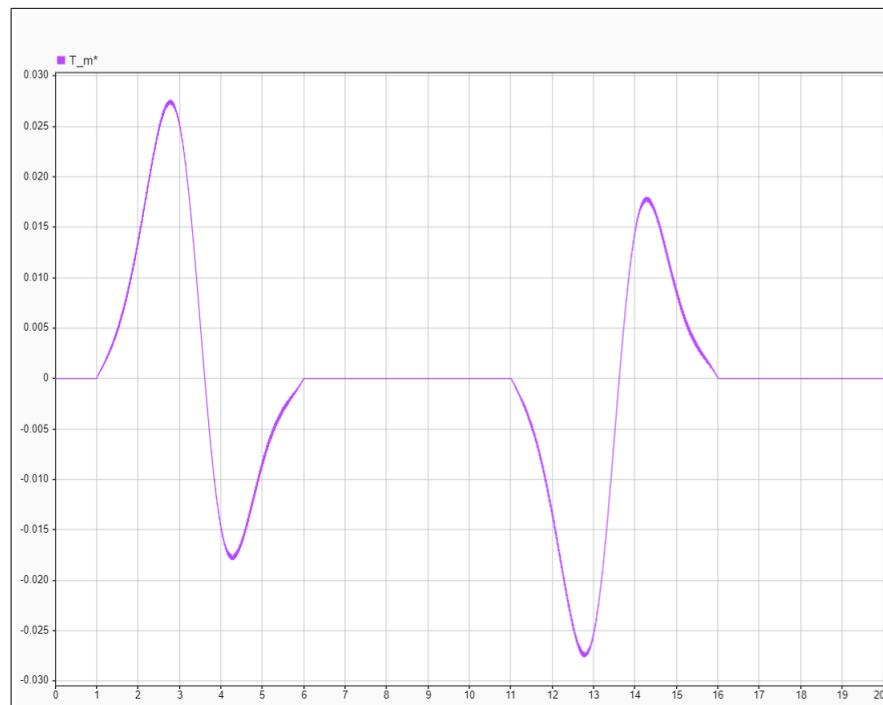


Fig. 98. Consigna de torque para modelo de controlador discreto

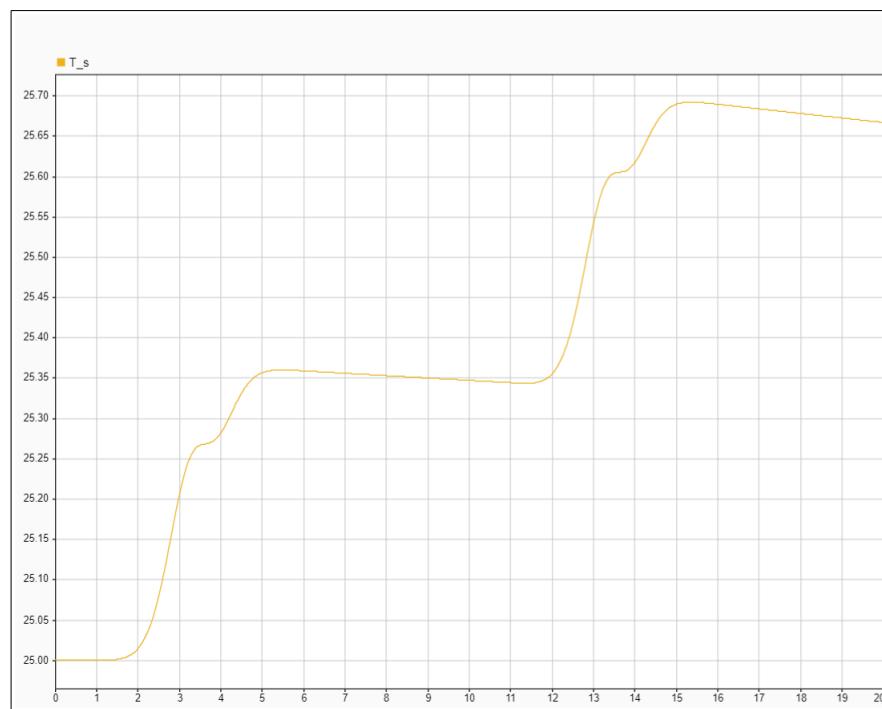
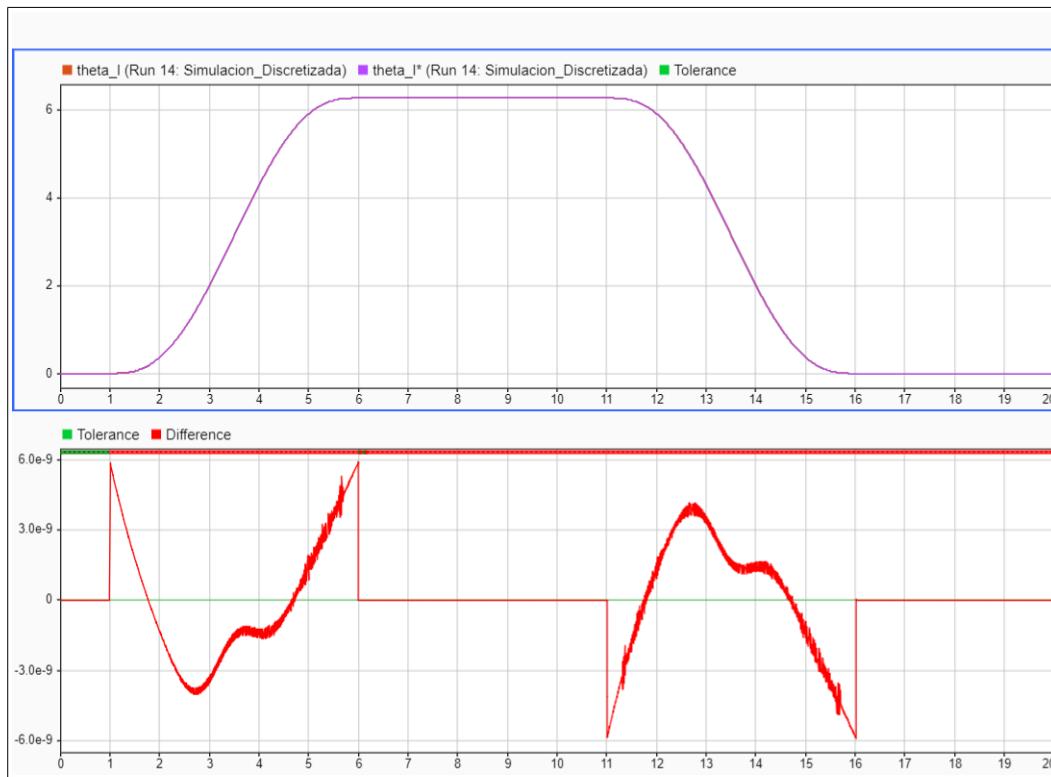
Fig. 99. $T_s^o(t)$ para modelo de controlador discreto

Fig. 100. Posición consigna vs medida para modelo de controlador discreto

Se puede ver, que para este valor de T_s todavía existe un error entre la consigna de posición y la medida, cuando el eje se encuentra en movimiento, pero es muy pequeño en relación a la amplitud de movimiento. Por lo que se concluye que el valor de T_s es adecuado

V. CONCLUSIONES

En este trabajo final, se logró modelar un motor síncrono de imanes permanentes acoplado a un brazo, y posteriormente diseñar e implementar un controlador en cascada capaz de seguir consignas de posición, rechazando posibles perturbaciones sobre el brazo y compensando el torque debido a la gravedad. Se realizaron simulaciones de todo el sistema, pasando por todas las etapas necesarias para implementar el controlador y verificar su robustez. Además, se añadió un alto grado derealismo al trabajo mediante la incorporación de no linealidades y retardos presentes en una aplicación real.

Se destaca la importancia de realizar simulaciones antes de llevar el proyecto a la práctica, ya que esto permite identificar y corregir errores potenciales, asegurando así una implementación más segura y efectiva. Para un trabajo futuro, se recomienda seguir con el análisis de sensores, teniendo en cuenta el ruido que podría haber en la práctica. Y evaluar distintos tipos de filtro digitales para evaluar los distintos comportamientos

REFERENCES

- [1] G. O. Young, “Synthetic structure of industrial plastics (Book style with paper title and editor),” in Plastics, 2nd ed. vol. 3, J. Peters, Ed. New York: McGraw-Hill, 1964, pp. 15–64.
- [2] R. Kelly et al, Control of Robot Manipulators in Joint Space. Springer, 2005. (Example and Figure 2.2).
- [3] P. Krause et al, Analysis of Electric Machinery and Drive Systems, 3rd Ed.. IEEE-Wiley, 2013.
- [4] B. Smith, “An approach to graphs of linear forms (Unpublished work style),” unpublished.
- [5] E. H. Miller, “A note on reflector arrays (Periodical styleÑAccepted for publication),” IEEE Trans. Antennas Propagat., to be published.
- [6] J. Wang, “Fundamentals of erbium-doped fiber amplifiers arrays (Periodical styleÑSubmitted for publication),” IEEE J. Quantum Electron., submitted for publication.