



AUTOMATIZACIÓN DE LAS MÁQUINAS Y DE LOS PROCESOS TECNOLÓGICOS *AUTOMATION OF THE MACHINES AND THE TECHNOLOGICAL PROCESSES*

Novedoso esquema de realimentación en sistemas de medición de campos magnéticos

A novel feedback scheme on magnetic field measurement systems

Javier Alexander León Martínez¹; Joelsy Porvén Rubier² y Juan Carlos Cruz Hurtado³

RESUMEN. En el presente trabajo se presenta una técnica novedosa de realimentación para magnetómetros fluxgate que se basen en el método de detección del segundo armónico. Esta nueva técnica consiste básicamente en inyectar una muestra de corriente de la salida en la bobina de excitación, de modo que el campo magnético resultante esté en oposición al campo externo objeto de la medición. Esta forma de compensación ha sido concebida para su implementación en microsensores fluxgate integrados, que se emplean para sistemas de giróscopos y brújulas electrónicas en el control inercial de vehículos agrícolas autónomos para proyectos de Agricultura de Precisión.

Palabras clave: Magnetómetro fluxgate, segundo armónico, realimentación, bobina de excitación, microsensores fluxgate.

ABSTRACT. This paper presents a novel feedback technique for fluxgate magnetometers based on second harmonic detection method. This new technique mainly consists of the injection of a sample output current in the excitation coil, thus the resultant magnetic field will be in opposition to the external magnetic field object of measurement. This kind of compensation has been conceived for its implementation on integrated fluxgate microsensors. They are used for systems of gyroscopes and electronic compasses in the inertial control of autonomous agricultural vehicles in Precision Agriculture.

Keywords: fluxgate magnetometers, second harmonic, feedback, excitation coil, integrated fluxgate microsensors.

INTRODUCCIÓN

Los magnetómetros fluxgate fueron introducidos en la década posterior a 1930 y sus primeras aplicaciones estuvieron encaminadas al reconocimiento aéreo y la detección de submarinos durante la Segunda Guerra Mundial. Posteriormente fueron desarrollados para estudios geomagnéticos y de prospección minera. En la actualidad son ampliamente utilizados además para sistemas de giróscopos y brújulas electrónicas en el control inercial de vehículos agrícolas autónomos, así como por la técnica espacial [Bornhoff, 1989].

Tienen ventajas sobre otros tipos de sensores magnéticos para algunas aplicaciones, por ejemplo permiten medir campos magnéticos con magnitudes entre 10⁻¹⁰ y 10⁻² T, siendo comparables en sensibilidad con los magnetómetros ópticos, los magnetómetros nucleares, los magnetoresistivos y los magnetómetros de fibra óptica; y son más sensibles que los magnetodios, los magnetotransistores y los basados en

el efecto Hall. Los sensores fluxgate son más robustos que los magnetómetros de fibra óptica. Además, son mucho más baratos que los magnetómetros SQUIDS que, basados en el fenómeno de superconducción, necesitan condiciones de trabajo especiales [Bornhoff, 1989; Cruz, 2000].

Si se quiere la medición de campos magnéticos donde se requiera un bajo nivel de ruido y una gran estabilidad, así como mejorar la linealidad de la medición en un rango determinado, es preciso usar un magnetómetro realimentado o de lazo cerrado.

Existen dos esquemas clásicos de realimentación en magnetómetros fluxgate: a través de la bobina de lectura, y mediante una bobina de compensación. La realimentación por la bobina de lectura posee la ventaja de la sencillez del equipo, sin embargo puede provocar que aparezca en la salida una señal coseno fuera de fase no deseable. Además de que la impedancia de salida de la realimentación puede causar efecto de carga en la bobina de lectura y atenuar la señal de salida.

Recibido 04/06/10, aprobado 17/12/10, trabajo 10/11, investigación.

¹ Ing. en Automática, Universidad Agraria de La Habana, Facultad de Ciencias Técnicas, San José de las Lajas, Mayabeque, Cuba, E-✉: jleon@isch.edu.cu

² Ing. en Automática, Universidad de las Ciencias Informáticas (UCI), La Habana, Cuba.

³ Dr. C., Ing. en Control Automático, Instituto Superior Politécnico "José Antonio Echeverría", La Habana, Cuba.

Los problemas antes mencionados pueden ser evitados utilizando una bobina de compensación [Bornhoff, 1989], con la que se obtiene un campo de compensación uniforme, además de un coeficiente de acoplamiento con el sensor bastante bajo. La principal desventaja del empleo de la bobina de compensación radica en que, para mantener constante la sensibilidad del equipo, es importante que el tamaño y forma de la bobina permanezca invariable.

En los últimos años, el acelerado desarrollo de la microelectrónica ha propiciado la introducción en el mercado de microsensores fluxgate; usando películas delgadas de materiales magnéticos compatibles con la tecnología planar; dando la posibilidad de incluir en un solo chip el sensor con el circuito de procesamiento, y poder desarrollar equipos de pequeñas dimensiones, de peso ligero, así como la posibilidad de presentar una mejor respuesta a las variaciones de temperatura, una mayor fiabilidad y un menor consumo de potencia [Chiesi, 1998].

Sin embargo, pese a todas las ventajas evidentes de los microsensores fluxgate, el principal inconveniente que presenta su implementación está relacionado con la realimentación, pues es complicado y costoso integrar en el chip una tercera bobina, que además requiere geometría y características especiales [Cruz, 2000; Chiesi, 1998; León y Porven, 2003].

En este trabajo se presenta y fundamenta un esquema de realimentación por la bobina de excitación, que reúne las bondades de los anteriormente mencionados, por lo que resulta muy conveniente para la implementación de los microsensores fluxgate integrados.

MATERIALES Y MÉTODOS

Principio de funcionamiento

El elemento sensor de un magnetómetro fluxgate consiste básicamente en dos bobinas (una de excitación, y una de lectura), acopladas magnéticamente por un núcleo de un material fácilmente magnetizable (Figura 1).

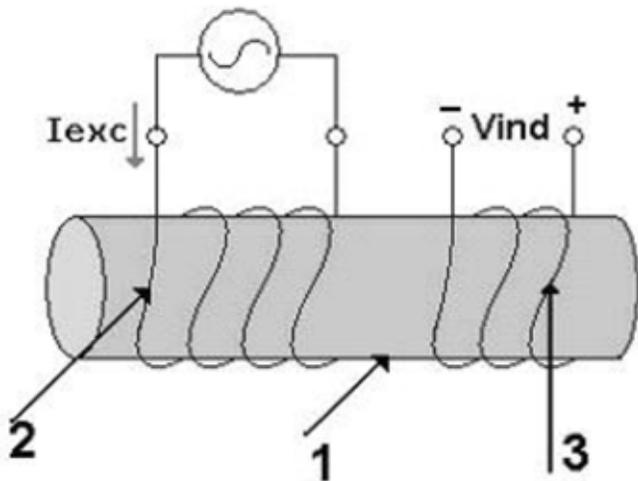


FIGURA 1. Esquema de un sensor fluxgate simple: 1-núcleo, 2- bobina de excitación, 3-bobina de lectura.

Su principio de funcionamiento consiste en comparar el campo magnético que se desea medir (B_{ext}) con un campo magnético de referencia creado por una corriente que se hace circular por la bobina de excitación. Esto se logra a partir de la dependencia no lineal del flujo magnético dentro del núcleo con respecto a la intensidad de un campo magnético que incide sobre este [Primdahl, 1979].

La curva BH resultante se muestra en la Figura 2, donde B es la inducción magnética y H es la intensidad del campo magnético dentro del núcleo respectivamente.

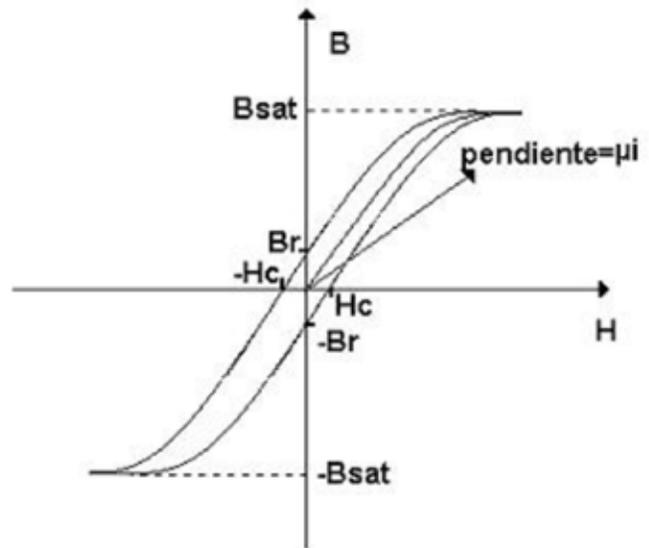


FIGURA 2. Curva BH o lazo de histéresis de un núcleo típico.

Las características físicas fundamentales que debe poseer el material utilizado como núcleo en un sensor fluxgate son:

- Debe ser fácilmente magnetizable, lo que significa que la permeabilidad del núcleo (μ_r) debe tener un valor alto.
- El campo coercitivo (H_c) debe ser pequeño, de modo que bajo ciertas condiciones pueda desprejarse la histéresis sin incurrir en grandes errores [Rivero, 1997].

El principio de operación de un sensor fluxgate se basa en llevar el núcleo periódicamente a saturación aprovechando el comportamiento no lineal del mismo. Por la bobina de excitación se hace circular una corriente (corriente de pre-magnetización) generalmente de forma senoidal, triangular o cuadrada, capaz de saturar periódica y simétricamente el núcleo en ambos sentidos. Al aplicarse el campo magnético externo, este se suma al campo producido por la corriente de pre-magnetización, provocando que la saturación del núcleo no sea igual en los dos sentidos. El método de medición consiste básicamente en determinar esa diferencia de saturación del núcleo [Rivero, 1997].

Fundamentación matemática del método de medición basado en la detección del segundo armónico

En virtud de facilitar el análisis matemático, es conveniente normalizar los vectores inducción magnética (B) e intensidad del campo magnético (H). Para ello:

siendo:
$$b = \frac{B}{B_n} \text{ y } h = \frac{H}{H_n}$$

$$B_n = \frac{2B_{sat}}{\pi} \text{ y } H_n = \frac{B_{sat}}{\mu_0 \mu_d \pi}$$

donde:

B_{sat} - inducción magnética de saturación del núcleo;
 μ_d - permeabilidad magnética en el punto donde $H=0$ o en el punto donde $H=H_c$ (Figura 2).

Para realizar los cálculos teóricos es conveniente además aproximar la curva de magnetización del núcleo (Figura 2) a una curva ideal [Primdahl, 1979; Trujillo *et al.*, 1999]. Si partimos de que una de las características que ha de tener el núcleo es que su campo coercitivo (H_c) sea pequeño, consideraremos el efecto de la histéresis despreciable para nuestros cálculos teóricos.

Una de las ramas de la curva BH se puede aproximar mediante la función polinomial:

$$b_1(h) = a_1 h + a_2 h^3 \tag{1}$$

donde:

a_1 y a_3 dependen de las características físicas del núcleo.

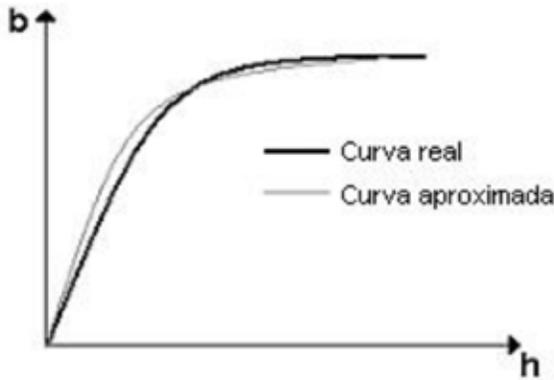


FIGURA 3. Gráfica comparativa de rama positiva de la curva de magnetización.

Por ser la curva BH una función impar (considerando despreciable la histéresis), resulta sencillo y conveniente describir la rama negativa de la misma según:

$$b_2(h) = -b_1(-h) \tag{2}$$

Para obtener la expresión de la inducción magnética en el interior del núcleo basta con sustituir (7) en (1):

$$b(h) = a_1 [h_{ext} + h_m \text{sen}(\omega t)] - a_3 [h_{ext} + h_m \text{sen}(\omega t)]^3 \tag{8}$$

Ahora desarrollando la función (8) en serie de Fourier:

$$b(h) = a_1 h_{ext} - a_3 h_{ext}^3 - \frac{3}{2} a_3 h_{ext} h_m^2 + \left(a_1 h_m - 3 a_3 h_{ext}^2 h_m - \frac{3}{4} a_3 h_m^3 \right) \text{sen}(\omega t) - \frac{3}{2} a_3 h_{ext} h_m^2 \cos(2\omega t) + \frac{1}{4} a_3 h_m^3 \text{sen}(3\omega t) + \dots$$

Como se puede apreciar en el desarrollo de Fourier de (8), la componente de segundo armónico de $b(h)$ es la única que guarda relación lineal con el campo externo (h_{ext}):

$$b_{2\omega}(h) = -\frac{3}{2} a_3 h_{ext} h_m^2 \tag{9}$$

Ahora, al aplicarse una corriente a la bobina de excitación, el campo magnético originado por esta introduce polos magnéticos opuestos al mismo que se le está imponiendo, por lo cual el campo en el interior del núcleo (H_{int}) no es igual al campo que se establecería si no existiera este fenómeno, conocido como efecto de desmagnetización del núcleo [Rivero, 1997; Reyes y Rabilero, 1980].

La relación que existe entre el campo real en el interior del núcleo (H_{int}) y el ideal ($H_{int-ideal}$) es:

$$H_{int} = \frac{H_{int-ideal}}{1+D(\mu_d-1)} \tag{3}$$

Donde: D es el factor de desmagnetización del núcleo.

Es recomendable usar un núcleo con un factor de desmagnetización pequeño pues, según la expresión anterior, el campo real que existe en el interior del núcleo no depende solamente de la corriente de excitación, por lo que la misma ya no brindaría información real para el cálculo del campo que incide realmente en el núcleo. Además, mientras mayor sea el factor de desmagnetización más difícil será llevar el núcleo a saturación, lo que requeriría de una corriente de excitación mayor [Rivero, 1997].

Suponiendo que la corriente de magnetización es de forma sinusoidal, el campo de excitación ideal será tal que:

$$H_{exc} = H_m \text{sen}(\omega t) \tag{4}$$

luego el campo en el interior del núcleo será:

$$H_{int} = \frac{H_{ext} + H_{exc}}{1+D(\mu_d-1)} \tag{5}$$

Para expresar la inducción del campo magnético en función de la intensidad de campo magnético en el interior del núcleo es conveniente normalizar según:

$$\bar{H}_0 = \frac{2 B_{sat} [1+D(\mu_d-1)]}{\pi \mu_0 \mu_d} \tag{6}$$

Luego, dividiendo (5) y (6):

$$h_{int} = \frac{H_{int}}{\bar{H}_0} = h_{ext} + h_m \text{sen}(\omega t) \tag{7}$$

Para llegar a la expresión del voltaje inducido en la bobina de lectura partiremos de la ley de Faraday [Reyes y Rabilero, 1980]:

$$\oint_L E \, dl = - \frac{d\Phi}{dt}$$

donde Φ es el flujo magnético en el interior de un solenoide, y E es la fuerza electromotriz inducida en el mismo por la variación de dicho flujo.

Luego, se obtiene que el voltaje inducido en un solenoide de N espiras por un flujo magnético en su interior será:

$$V_{ind} = -N \frac{d\Phi}{dt} \quad (10)$$

pero:

$$\Phi = \int_S B \, ds = BA \quad (11)$$

siendo A es el área de la sección transversal del solenoide [Reyes y Rabilero, 1980].

Por lo que sustituyendo (11) en (10) se tiene:

$$V_{ind} = -NA \frac{dB}{dt} \quad (12)$$

Por medio de (12) podremos calcular la componente de segundo armónico del voltaje inducido en la bobina de lectura:

$$V_{2\omega} = -NAB_n \frac{db_{2\omega}(h)}{dt} \quad (13)$$

luego sustituyendo (9) en (13):

$$V_{2\omega} = -3\omega a_2 h_m^2 NAB_n h_{ext} \sin(2\omega t) \quad (14)$$

Como se puede apreciar en (14), la amplitud de la componente de segundo armónico del voltaje inducido en la bobina de lectura dependerá linealmente de la intensidad campo externo [Bornhoff, 1989; Rivero, 1997; Ripka, 1992]. Si se compara (9) con el resto de las amplitudes de los armónicos obtenidos del desarrollo de Fourier de (8), se comprobará que solamente la amplitud del segundo guarda relación lineal respecto al campo externo.

Realimentación a través de la bobina de excitación

A continuación se propone una forma novedosa de realimentar el sensor sin usar bobinas de compensación, y que elimina las desventajas de acoplamiento con la bobina de lectura.

Se basa en sumar a la señal de excitación un nivel de DC que genere un campo magnético que se reste en el interior del núcleo con el campo magnético objeto de la medición [Cruz, 2000; León y Porven, 2003]. Esta muestra de DC se inyecta desde la salida del dispositivo a través de un convertor voltaje-corriente, con lo que se logra sumarle a la señal de excitación en un nivel de corriente que va a ser proporcional a la amplitud del segundo armónico y que se va a oponer al campo externo a medir, como se ilustra en la Figura 4, en la que el bloque de excitación se ha conformado con dos bobinas conectadas en serie [León y Porven, 2003].

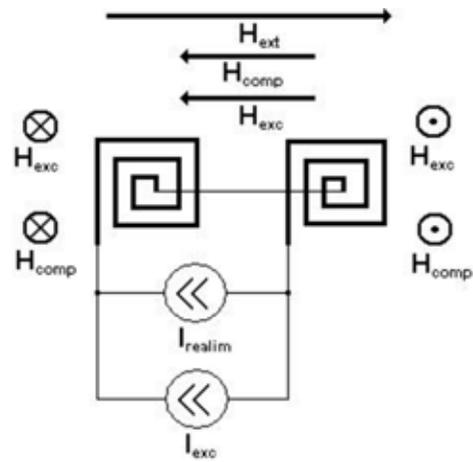


FIGURA 4. Estructura del bloque de excitación con las corrientes involucradas y sus respectivos campos magnéticos.

Partiendo de lo antes mencionado, la ecuación (4) quedaría:

$$H_{exc} = H_m \sin(\omega t) - H_{realim} \quad (15)$$

donde H_{realim} es el campo magnético producido por la acción de la corriente de realimentación. A partir de aquí llegamos a que el campo normalizado resultante en el interior del núcleo está dado según:

$$h_{int} = (h_{ext} + h_{realim}) + h_m \sin(\omega t) \quad (16)$$

En (16) se aprecia claramente que el efecto del campo de compensación sobre el campo externo aplicado es el deseado. La expresión de la componente de segundo armónico del voltaje en la bobina de lectura es en consecuencia:

$$V_{2\omega} = -3\omega NAB_n h_m^2 (h_{ext} - h_{realim}) \sin(\omega t) \quad (17)$$

donde se puede apreciar claramente el efecto de compensación deseado, introducido en el término $(h_{ext} - h_{realim})$ [León y Porven, 2003]. Con esto queda teóricamente demostrada la viabilidad de la técnica de realimentación por la bobina de excitación.

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Como medio de validación del método de realimentación antes propuesto, se diseñó y construyó un prototipo del magnetómetro, cuyo diagrama en bloques se muestra en la Figura 5.

El generador proporciona la corriente senoidal que se inyecta a la bobina de excitación de la sonda (sensor), y permite llevar periódicamente el núcleo a saturación. La señal de voltaje obtenida a partir de la bobina de lectura de la sonda se somete a la acción de un filtro pasa-banda sintonizado al doble de la frecuencia de la señal de excitación, separando de este modo el segundo armónico de la señal de salida de la sonda. Posteriormente se procede a rectificar la señal del segundo armónico, para lo cual se emplean un detector sincrónico [León y Porven, 2003; Rivero, 1997; Cruz y Trujillo, 1998] y una etapa de filtraje. El bloque de realimentación consiste en un convertor voltaje-corriente, que suministra la señal de DC de la salida acondicionada para ser inyectada a la entrada de la sonda a través del circuito de excitación [León y Porven, 2003].

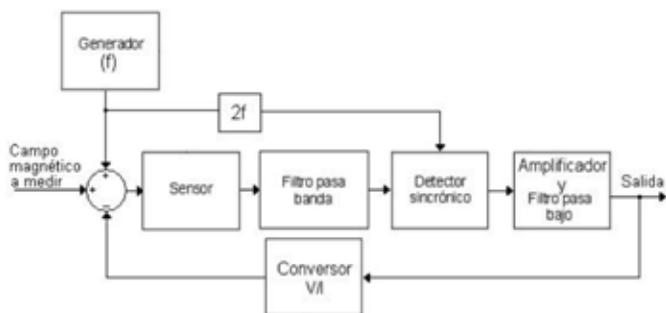


FIGURA 5. Diagrama en bloques del magnetómetro realimentado por la bobina de excitación.

En la Figura 6 se muestran gráficamente mediciones realizadas con el dispositivo, las cuales corroboran la linealidad del mismo, demostrando así experimentalmente la eficacia de esta nueva técnica de realimentación para magnetómetros fluxgate basados en el método de medición del segundo armónico [León y Porven, 2003].

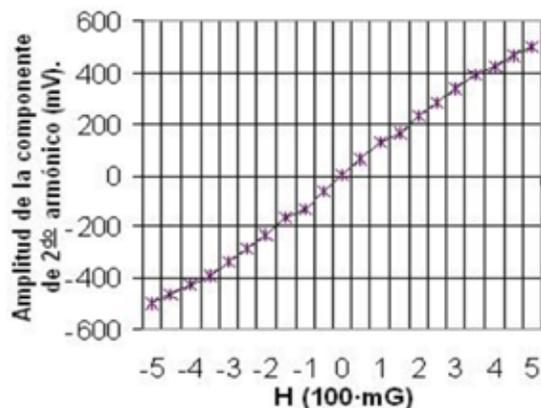


FIGURA 6. Gráfica con los valores de las mediciones experimentales.

El método de realimentación por la bobina de excitación posibilita la fabricación a gran escala de microsensors fluxgate (Figura 7) combinando la tecnología planar con la técnica de electrodeposición en el proceso de fabricación del circuito

integrado [Chiesi, 1998, León y Porven, 2003]. Al eliminar la bobina de compensación se abarata de manera considerable el proceso de fabricación, además de que permitiría dedicar mayor espacio en el circuito integrado a circuitos de procesamiento de la medición más complejos.

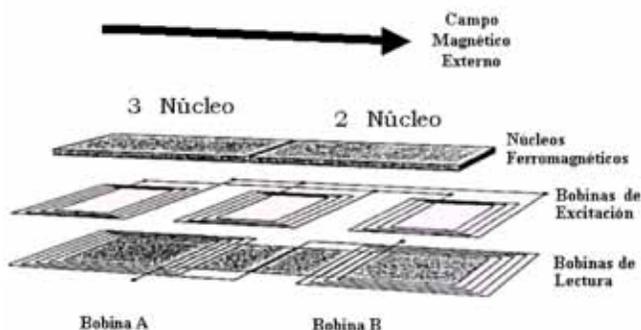


FIGURA 7. Estructura de un microsensor fluxgate integrado.

CONCLUSIONES

- El trabajo presenta un novedoso esquema de realimentación para magnetómetros fluxgate que basen su principio de medición en el método de detección del segundo armónico. Este esquema de realimentación ha sido concebido en la idea de su implementación en microsensors fluxgate, y consiste en inyectar una muestra de corriente proporcional al valor de la medición de salida, a través de la bobina de excitación de la sonda, de modo que el campo magnético provocado por esta corriente en el interior del núcleo de la sonda esté en oposición al campo magnético que es objeto de la medición. Luego de una rigurosa fundamentación teórica, se describe el desarrollo del prototipo de un magnetómetro en el que se utiliza el esquema de realimentación propuesto. En la agricultura de precisión son utilizados para sistemas de giróscopos y brújulas electrónicas en el control inercial de vehículos agrícolas autónomos.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BORNHOFF, W.; G. TRENKEL: *Magnetic field sensors*, pp. 154-203, Veiden, Germany, 1989.

CRUZ, J. C.: *Captadores magnéticos de compuerta de flujo*, Tesis (en opción al grado científico de Doctor en Ciencias Técnicas), Centro de Investigaciones en Microelectrónica, ISPJAE, La Habana, Cuba, 2000.

CHIESI, L.: *CMOS Planar 2D Micro-Fluxgate Sensor*, Internal Report, D.M.T. I.M.S., Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne, Switzerland, 1998.

LEÓN, J. A. y J. PORVEN: *Magnetómetro fluxgate XY realimentado por la bobina de excitación*, Trabajo de Diploma (en opción al título de Ingeniero en Automática), ISPJAE, La Habana, Cuba, 2003.

PRIMDAHL, F.: "The Fluxgate Magnetometer", *J. Phys.E: Sci. Instrum.*, 12: 241-252, 1979.

RIVERO, M.: *Diseño de Sondas y Variantes Circuetales para Magnetómetros Fluxgate*, Tesis (en opción al título de Máster en Electrónica), Centro de Investigaciones en Micro-electrónica, ISPJAE, La Habana, Cuba, 1997.

TRUJILLO, H.; J.C. CRUZ Y M. RIVERO: "Analysis of the Fluxgate Response Through a Simple SPICE Model", *Sensors and Actuators*, 75: 1999.

REYES, L. S. y M. RABILERO: *Electricidad y magnetismo*, pp. 379-381, 423-430, Editorial Científico-Técnica, La Habana, Cuba, 1980.

RIPKA, P.: "Review of Fluxgate Sensors", *Sensors and Actuators*, 33: 129-141, 1992.

CRUZ, C. J; H. TRUJILLO: "New kind of fluxgate magnetometer probe with enhanced electronic processing", *Sensors and Actuators*, 71: 167-171, 1998.