

ACONDICIONAMIENTO DEL CAMPO MAGNÉTICO ULTRA BAJO EN UN EQUIPO DE IRM PARA USO HÍBRIDO EN MEDICINA NUCLEAR

LOW FIELD MRI SET UP AND DESIGN FOR NUCLEAR MEDICINE HYBRIDS PURPOSES

Esteban D. Posada-Díaz¹, Andrea Abril², Eduardo A.
Mójica-Nava¹, Luis Agulles-Pedrós²

¹ Universidad Nacional de Colombia, Facultad de Ingeniería, Bogotá, Colombia.

² Universidad Nacional de Colombia, Facultad de Ciencias, Departamento de Física,
Grupo de Física Médica, Bogotá, Colombia.

(Recibido: 09/2017. Aceptado: 04/2018)

Resumen

Los equipos de IRM en campo magnético ultra bajo (cercano al terrestre) pueden ser un complemento para formar equipos híbridos con los de Medicina Nuclear. Este trabajo presenta el diseño y la construcción de un campo magnético homogéneo, con el fin de mantener las condiciones requeridas para el funcionamiento de un equipo de IRM de campo ultra bajo en ambientes con campos nominales débiles o heterogéneos. Esto facilita su implementación como complemento a un equipo de Medicina Nuclear y así tener un equipo híbrido. La homogenización del campo se logra con un arreglo de bobinas de Maxwell, minimizando el ruido externo en el equipo de resonancia. Por medio de simulaciones en GEANT4 se analiza el efecto del arreglo de bobinas sobre la detección del material radiactivo. Se muestra que la atenuación del sistema homogeneizador de campo magnético tiene una atenuación del orden del 0.5 %, lo que apenas afecta la calidad de la imagen de la PET ya que es del orden del error en estos sistemas de detección.

Palabras clave: Bobinas de Maxwell, IRM, GENAT4.

Abstract

Low field MRI can be used as potential hybrid complement with Nuclear Medicine devices. This paper presents the design and construction of an experimental set up based on Maxwell coils. The coil arrangement will perform a homogeneous magnetic field as condition required for an ultra low field MRI operation. The homogenization minimize the external noise on the MRI device, while keeping the imaging conditions. GEANT4 simulations were performed to analyze the effect of the coils array over the radioactive material detection. A radiation attenuation of ca. 0.5 % is observed due to the coil arrangement, which practically does not affect the PET quality image since it is close to the error estimation for these kinds of detectors.

Keywords: MRI, Maxwell coil, GEANT4.

Introducción

El campo de las imágenes médicas se puede dividir en 2 modalidades de imagen: por un lado, aquellas técnicas que generan la información desde fuera del cuerpo (básicamente todas las combinaciones de rayos x) y las que envían la información de la imagen desde el interior del cuerpo (medicina nuclear, US. y la RM). La ventaja de estas últimas es que son capaces de dar información funcional (mejor contraste y sensibilidad ante procesos metabólicos), sin embargo, carecen de la resolución espacial en comparación con las primeras.

La Resonancia Magnética Nuclear (RMN) es una técnica ampliamente usada en diferentes campos de aplicación, destacando en imágenes diagnósticas gracias a la posibilidad de obtener imágenes de tejido blando, además de poder la observar diferentes procesos metabólicos. Esta técnica se denomina Imágenes por Resonancia Magnética (IRM).

Para obtener un diagnóstico más preciso, actualmente se han desarrollado equipos híbridos con Tomografía por Emisión de Positrones (PET, por sus siglas en inglés). Estos equipos funcionan integrando equipos de IRM operados en campos magnéticos altos, del orden del tesla.

Sin embargo, estos equipos tienen algunos inconvenientes ya que la instrumentación requerida por cada uno de estos sistemas puede interferir con el otro: en la adquisición de señal por parte del equipo MRI o en la detección de los radifármacos por parte de la PET [1] [2]. En el caso de PET/IRM, hay diferentes maneras de combinar las IRM y la PET, pero todas tienen el mismo enfoque: insertar el anillo de detectores de PET en el equipo de IRM, por lo que es necesario adaptar la parte PET a la resonancia magnética [3]. Hay estudios de equipos híbridos con campos bajos, del orden de 100 mT [4] pero siguen la misma idea de acoplar el equipo de detección de radiación al de IRM.

Hoy en día existen equipos de resonancia que funcionan con un campo magnético bajo o ultra bajo, del orden del militesla (*Ultra Low Field MRI*) [5] [6]. Incluso, se han desarrollado equipos de IRM en campos magnéticos terrestre (*Earth Field MRI*), es decir del orden del microtesla [7], como es el equipo al cual se aplica este trabajo [8].

En el caso de campo ultra bajo, se puede combinar a la inversa; adaptar la resonancia magnética a la PET (o cualquier equipo de Medicina Nuclear, ya sea PET, SPECT o gammacámara). Esto se realizaría colocando el anillo PET fuera del equipo de IRM. Esta configuración tiene algunas restricciones ya que el equipo de IRM podría atenuar y dispersar los fotones en su camino hacia el anillo de detectores.

La configuración inversa, tendría ciertas ventajas:

- Reduce los costos y el mantenimiento del campo magnético.
- Aumenta la poca versatilidad que ofrece el equipo comercial: no es la mejor opción para la investigación básica que requiere el desarrollo de este tipo de alternativas.
- Mejora las alternativas de combinación de detectores.

En este trabajo se propone como alternativa de bajo costo y versatilidad, desarrollar un equipo de resonancia en campos ultra bajos, que a la vez sea homogéneo y estable, para poder adaptarse a diferentes sistemas de detección propios de Medicina Nuclear. Este trabajo muestra el diseño e implementación del campo principal

de un equipo de resonancia de campo ultra bajo, además de la viabilidad para que sea compatible con equipos de Medicina Nuclear a través de simulaciones realizadas en GEANT4 [9–11].

Imágenes por Resonancia Magnética

El principio de la resonancia magnética nuclear es la interacción del espín nuclear con un campo magnético externo \vec{B} ; en el caso de espines $\frac{1}{2}$, tienen dos estados energéticos de acuerdo a la intensidad de \vec{B} , el llamado desdoblamiento Zeeman. La frecuencia ω_0 describe la transición de los espines entre los estados energéticos, la llamada *Frecuencia de Larmor*, la cual a su vez depende de la constante giromagnética γ , propia de cada núcleo. La diferencia de energía entre los dos estados será entonces proporcional a la constante de Planck ($\hbar = \frac{h}{2\pi}$) y vendrá dada por:

$$\Delta E = \hbar\omega_0 \text{ tal que } \omega_0 = \gamma B. \quad (1)$$

En la práctica a temperatura ambiente, se tendrá una nueva distribución de las poblaciones de espines dada por $P_B = \frac{\gamma\hbar B_0}{2k_B T}$, donde k_B es la constante de Boltzmann y T la temperatura. Esto se debe a que los espines tenderán a ocupar los estados de menor energía en relación a la ambiente ($k_B T$) siguiendo una distribución de Boltzmann. Para el caso de un equipo común de IRM clínico se obtiene una polarización de 20 partes por millón. En el caso de equipos de con campos magnéticos del orden de decenas de microtesla sería 5 órdenes de magnitud menos, por lo que requieren mayores tiempos de adquisición y homogeneidad de campo magnético [12].

La interacción de los espines con \vec{B} se hace a través del acople del momento angular $\vec{\mu} = \gamma\hbar\hat{I}$. Si sumamos todos los momentos magnéticos de una región del espacio tendremos una magnetización dada por

$$\vec{M}_0 = \frac{\rho_0\gamma^2\hbar^2}{4k_B T}\vec{B}_0. \quad (2)$$

Como en la práctica el campo aplicado no es totalmente homogéneo en todo volumen de la muestra, la frecuencia de resonancia en las

diferentes regiones será diferente, por lo que existe un desfase entre los vectores de magnetización. Así, el vector resultante será cada vez menor provocando un decaimiento en la señal generada por los espines. Esto es llamado el decaimiento inductivo libre o FID, por sus siglas en inglés (cap. 11 y 12 de [12]).

El decaimiento de la proyección transversal de la magnetización, y por tanto de la señal, será más rápido a mayor heterogeneidad del campo. Al evaluar la señal en el dominio de la frecuencia, a través de la transformada de Fourier, se puede apreciar que el ancho de banda de la señal resultante es directamente proporcional a la rapidez del decaimiento en el tiempo (cap. 5 de [12]).

Tomografía por Emisión de Positrones

El principio básico de la PET es la desintegración de una fuente radiactiva –isótopo radiactivo– que decae emitiendo positrones ($\beta+$). Estos $\beta+$, por colisión con electrones ($\beta-$) circundantes, se desintegrarán emitiendo dos fotones con energías de 0.511 MeV en direcciones casi opuestas: a este proceso se le llama aniquilación positrónica.

Los fotones resultantes, al interactuar con la materia entre la posición de emisión y el detector, disminuirán su intensidad I dependiendo de la densidad de la materia ρ , el coeficiente de atenuación másico μ_m de cada elemento que encuentren en su trayectoria y el grosor de cada elemento x [13]:

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho x}. \quad (3)$$

De acuerdo con la ecuación 3, es importante tener en cuenta el uso de materiales de alta densidad porque disminuye la cantidad de fotones a detectar, por lo que baja la relación señal ruido. Además también habrá fenómenos de dispersión de la radiación que, junto con la atenuación, afectarán la calidad de la imagen de la PET.

Procedimiento

Diseño de bobinas

Se realizó una comparación entre los diferentes métodos para producir el campo magnético del equipo. Claramente las dos formas más comunes que existen son: por medio de una corriente continua o por medio de imanes permanentes. En la primera opción, los arreglos más conocidos son las bobinas de Helmholtz y las bobinas de Maxwell [14]. En los segundos el más notable es el arreglo de imanes de Halbach [15, 16]. Tras varias simulaciones en GEANT4, estos arreglos fueron descartados en este trabajo por producir demasiada atenuación y dispersión de la radiación.

Luego de comparar el arreglo de Helmholtz con el de Maxwell fue claro que el segundo presentaba una mejora notoria en la homogeneidad del campo, por lo que se diseñó e implementó entonces un arreglo de bobinas de Maxwell que mejoraban la uniformidad del campo sobre la superficie, como se observa en la figura 1.

Se tiene que para cualquier punto sobre el eje perpendicular al plano de una bobina circular, la densidad de flujo magnético está expresada como [17]:

$$B_z = \frac{Ni\mu_0 R^2}{2} \left[\frac{nC^2}{((K+z)^2 + C^2 R^2)^{3/2}} + \frac{1}{(R^2 + z^2)^{3/2}} + \frac{nC^2}{((K-z)^2 + C^2 R^2)^{3/2}} \right], \quad (4)$$

donde μ_0 es la permeabilidad magnética en el vacío, N el número de espiras de la bobina, i la corriente por cada espira y n , C y K son las respectivas constantes: $49/64$, $\sqrt{3/7}$ y $\sqrt{4/7}$. Se procedió a realizar una simulación en elementos finitos a través de COMSOL de la densidad de flujo de campo sobre el arreglo de las bobinas, mostrando que no existe una caída notable de la magnitud del flujo de campo, por lo que el campo es aproximadamente homogéneo en una región de 20 cm sobre el centro del arreglo como se observa en la figura 1 (derecha).

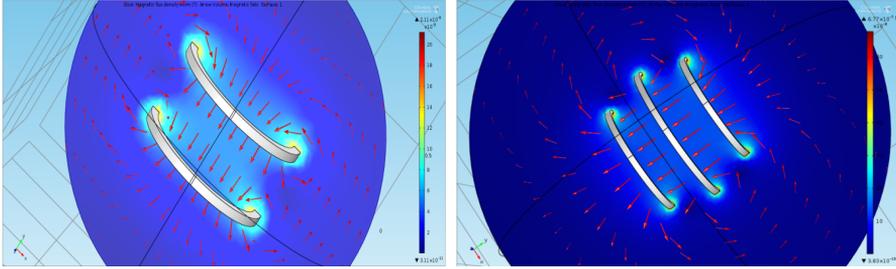


FIGURA 1. Simulación de la densidad de flujo magnético en el arreglo de Helmholtz (izquierda) y Maxwell (derecha): imágenes obtenidas utilizando el software COMSOL.

Diseño del controlador

El primer reto que se debe afrontar es la medición de la variable a controlar, es decir la medición del campo magnético neto sobre el equipo. Esto fue logrado implementando cuatro sensores de efecto hall sobre los puntos que lo limitan. Como este campo es muy pequeño, se utilizó amplificadores de instrumentación para manipular mejor los datos. Utilizando una tarjeta de adquisición de datos se muestrearon los voltajes de salida del amplificador. Una vez digitalizadas estas señales, se promedian para obtener una sola señal de salida para el controlador. El control se diseñó utilizando modelo un modelo PID en lazo cerrado con *anti-windup* y filtro derivativo como se aprecia en la figura 2 [18].

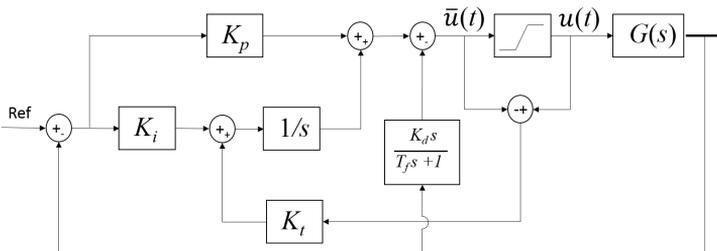


FIGURA 2. Modelo de controlador implementado.

Este fue diseñado con el software MATLAB e implementado más tarde en el software LABVIEW. Para escribir la señal de control en la planta implementada, se utilizó una topología de Step-down [19]. En este caso fue con un convertidor buck.

Simulación y compatibilidad PET

La simulación de compatibilidad con equipos de medicina nuclear, se realizó con la herramienta GEANT4, la cual simula los procesos relacionados con la interacción radiación materia mediante el Método Montecarlo.

La simulación consiste en desarrollar la geometría requerida con el arreglo del equipo de resonancia magnética incluyendo el arreglo de bobinas de Maxwell, dentro de un PET conformado por un arreglo de 9 anillos cada uno con 32 detectores de NaI. Al posicionar una fuente de positrones de ^{18}F en el centro de resonador, se determinó si el arreglo de bobinas permite la correcta deposición de energía en los detectores. Esto permitirá determinar la compatibilidad del arreglo de bobinas con equipos de Medicina Nuclear para determinar cómo se ve afectado el proceso físico principal por el cual se realiza una imagen por emisión de positrones en el arreglo propuesto, como se observa en la figura 5.

Resultados

Al acondicionar el arreglo de bobinas de Maxwell al equipo de resonancia se logró obtener una mejor señal de FID. Se observa por tanto una reducción en la relación señal ruido de $26.4 \pm 1.3 \mu\text{V}$ a $5.7 \pm 0.6 \mu\text{V}$. La disminución en la relación señal ruido permitió obtener la señal de una muestra de un cilindro de agua en el dominio de la frecuencia (ver figura 3) y la imagen en 2D de la misma muestra (ver figura 4).

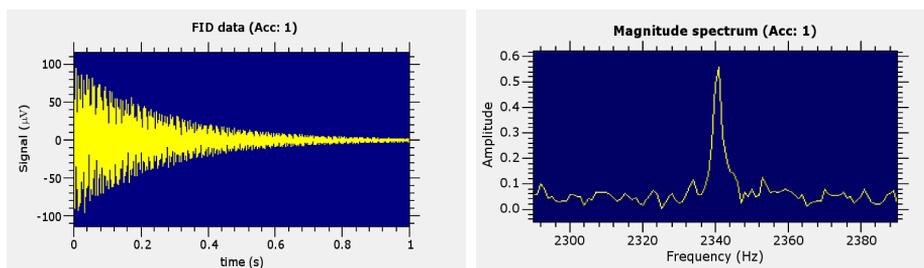


FIGURA 3. Señal obtenida en el dominio del tiempo (izq) y la frecuencia (der) de las primeras muestras de agua. Mediciones realizadas utilizando el software PROSPA del equipo Magritek.

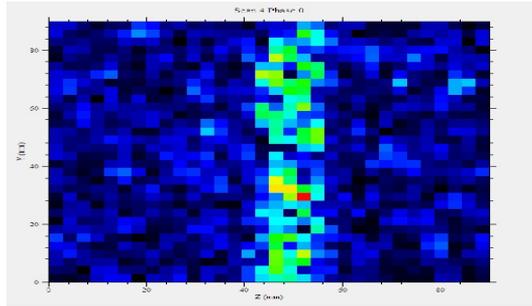


FIGURA 4. Imagen obtenida de las primeras muestras de agua. Mediciones realizadas utilizando el software PROSPA del equipo Magritek.

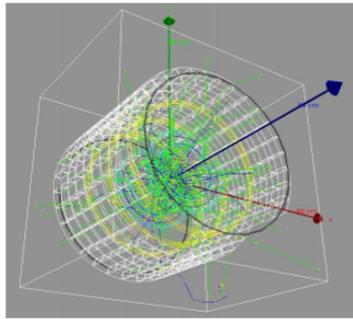


FIGURA 5. Representación espacial de la distribución de elementos de la simulación en GEANT4. El volumen de la fuente de ^{18}F es de 5 cm^3 , ubicado en el centro del equipo MRI con una actividad de 40 kBq .

En la figura 5 se observa la trayectoria de las partículas resultantes del decaimiento del ^{18}F . Destaca el gran número de fotones (en verde) frente algunos electrones (azul), como se espera de este tipo de fuentes. Se utilizó un volumen de fuente emisora de 5 cm^3 , ubicado en el centro del equipo MRI con una actividad de 40 kBq . Se puede observar por los resultados obtenidos, que no se presenta atenuación significativa debida al arreglo de bobinas, ya que sin el arreglo llegan al volumen sensible del detector cerca del $49.95\% \pm 0.35\%$ de las partículas emitidas haciendo alguna interacción, mientras que con el arreglo llega el $49.70\% \pm 0.35\%$.

Conclusiones

En este trabajo se estudia la compatibilidad de equipos de IRM de campo bajo como con equipos de Medicina Nuclear. El diseño

fue adaptado para un equipo de IRM ya existente y de uso didáctico e investigativo. La implementación de diferente software para lograr el control y la adquisición de señales permite optimizar la homogeneidad del campo magnético de forma directa y por ende de la señal en diferentes aplicaciones. A partir de la minimizaciones de los niveles de ruido respecto a los obtenidos anteriormente, se pueden obtener las primeras imágenes de calidad suficiente.

Se observa que la diferencia porcentual del número de fotones que llegan al anillo de detectores en el arreglo de detección con y sin bobinas de Maxwell es de 0.5 %, estando dentro del orden de la desviación estándar de las medidas. Por lo tanto no existe una variación significativa entre los eventos de aniquilación detectados con o sin bobinas, debido al arreglo. Lo que implica que el arreglo de bobinas es compatible con equipos de Medicina Nuclear ya que permite el paso de radiación sin afectar la calidad de la imagen obtenida por la PET.

Referencias

- [1] S. Vandenberghe and P. K. Marsden, *Phys. Med. Biol* **60**, R115 (2015).
- [2] A. Rosenkrantz, K. Friedman, H. Chandarana, A. Melsaether, L. Moy, Y.-S. Ding, K. Jhaveri, L. Beltran, and R. Jain, *Am. J. Roent. Genol* **206**, 162 (2015).
- [3] S. R. Cherry, A. Louie, and R. Jacobs, *P. IEEE* **96**, 416 (2008).
- [4] C. Goetz, E. Breton, P. Choquet, V. Israel-Jost, and A. Constantinesco, *J. Nucl. Med.* **49**, 88 (2008).
- [5] M. Sarraanie, C. D. LaPierre, N. Salameh, D. E. J. Waddington, T. Witzel, and M. S. Rosen, *Sci. Rep.* , 1472 (2015).
- [6] R. Kraus, Jr., M. Espy, P. Magnelind, and P. Volegov, *Ultra-Low Field Nuclear Magnetic Resonance* (Oxford, 2014).
- [7] M. E. Halse, A. Coy, R. Dykstra, C. Eccles, M. Hunter, R. Ward, and P. T. Callaghan, *J. Magn. Reson.* **182**, 75 (2006).

-
- [8] Magritek, “Terranova-mri: Eart’s Field MRI Teaching System” (Consultada el 21 de septiembre de 2017).
- [9] S. Agostinelli and et al, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **506**, 250 (2003).
- [10] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, G. Barrand, R. Capra, S. Chauvie, R. Chytracek, P. Cirrone, G. Cooperman, G. Cosmo, G. Cuttone, G. Daquino, M. Donszelmann, M. Dressel, G. Folger, F. Foppiano, and H. Yoshida, IEEE. T. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
- [11] J. Allison and et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **835**, 186 (2016).
- [12] M. Levitt, *Spin Dynamics: Basics of Nuclear Magnetic Resonance* (Wiley, 2008).
- [13] G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (Wiley, 2000).
- [14] P. Mansfield and B. Chapman, J. Phys. E. Sci. Instrum. **19**, 540 (1986).
- [15] P. Blümmler and F. Casanova, *CHAPTER 5: Hardware developments: Halbach magnet arrays* (2016) pp. 133–157.
- [16] H. Raich and P. Blümmler, Concepts Magn. Reso. B **23B**, 16 (2004).
- [17] J. Maxwell, *A Treatise on Electricity and Magnetism: 2* (Clarendon Press, 1873).
- [18] K. J. Altstrom and R. M. Murray, *Feedback systems. An introduction for scientist and engineers* (Princeton University Press, 2009).
- [19] R. Mammano, Transactions S.A.I.E.E. , 25 (2001).