



## Tomografia magnetyczno-rezonansowa<sup>1</sup>

Jadwiga Tritt-Goc

Instytut Fizyki Molekularnej PAN, Poznań

### Wstęp

Od połowy lat osiemdziesiątych XX w. rezonans magnetyczny najczęściej kojarzony jest z medycyną, za sprawą tomografów, które trafiły do szpitali. Użytkowane dzięki nim obrazy tomograficzne różnych części ciała ludzkiego stanowią cenne narzędzie diagnostyczne w rękach lekarzy. Metoda tomografii magnetyczno-rezonansowej (TMR), zwana również tomografią rezonansu magnetycznego albo obrazowaniem metodą rezonansu magnetycznego (MRI, od angielskiej nazwy *magnetic resonance imaging*), jest już rutynowo stosowana na świecie i coraz częściej także w Polsce, jako nieinwazyjna metoda diagnostyczna [1–7]. Obecnie w naszym kraju zainstalowanych jest ponad sto tego typu tomografów.

Idea obrazowania metodą rezonansu magnetycznego sięga roku 1973, kiedy to niezależnie od siebie Paul Lauterbur [8] i Peter Mansfield [9] pokazali możliwość wykorzystania gradientów pola magnetycznego do odróżnienia sygnałów jądrowego rezonansu magnetycznego pochodzących z różnych miejsc badanej próbki. Dzięki temu możliwe stało się uzyskiwanie dwuwymiarowych lub trójwymiarowych obrazów tomograficznych badanej próbki w dowolnym przekroju. Od roku 1973 do dnia dzisiejszego obrazowanie metodą rezonansu magnetycznego ciągle się rozwija. Metoda ta już nie tylko służy do obrazowania anatomii narządów, ale także do tworzenia obrazów przepływu krwi w tętnicach i żyłach bez użycia środków kontrastowych i promieniowania jonizującego, a także pozwala na lokalizację obszaru mózgu odpowiedzialnego za konkretną czynność, np. mówienie, słuchanie, oglądanie obrazów, rozwiązywanie problemów matematycznych itp. Pierwsza z tych metod zwana jest angiografią magnetyczno-rezonansową (MRA) [10, 11], a druga – funkcjonalną tomografią magnetyczno-rezonansową (fMRI) [12, 13]. Ciągłe ulepszanie samej techniki otrzymywania obrazów tomograficznych, a także ich opracowań komputerowych, prowadzi do uzyskiwania obrazów o coraz lepszej rozdzielczości przestrzennej (obecnie nawet  $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ ), lepszym stosunku sygnału do szumu i w coraz krótszym czasie. Dzięki temu obecnie tomografia MRI nie tylko jest powszechnie stosowaną metodą diagnostyczną w szpitalach, ale też

---

<sup>1</sup> Na podstawie wykładu wygłoszonego podczas XXXVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie (wrzesień 2005) na sesji „Fizyka fazy skondensowanej”. Obszerniejszy tekst zamieszczony jest w *Postępiech Fizyki* 57/2006, zeszyt 4, str. 157.

jako tzw. mikrotomografia stała się bardzo przydatnym narzędziem w naukowych badaniach podstawowych. Najlepszym zaś dowodem ogromnej roli, jaką TMR odgrywa w życiu współczesnego człowieka, jest przyznanie jej twórcom, Lauterburowi i Mansfieldowi, Nagrody Nobla z medycyny w 2003 r.

### Podstawowe wiadomości o jądrowym rezonansie magnetycznym

Tomografia magnetyczno-rezonansowa opiera się na zjawisku jądrowego rezonansu magnetycznego (NMR, ang. *nuclear magnetic resonance*), odkrytym w roku 1945 przez dwa niezależne zespoły badawcze: Blocha i Purcella [14, 15]. Wielkością fizyczną wykorzystywaną w NMR-ze jest spin i związany z nim jądrowy moment magnetyczny, zwany tu dalej momentem magnetycznym. Momenty magnetyczne jąder oddziałują z polem magnetycznym i właśnie to oddziaływanie stanowi istotę zjawiska NMR oraz dostarcza informacji o badanej próbce. Do obserwacji rezonansu wykorzystuje się dwa rodzaje pola magnetycznego: pole stałe o indukcji  $\mathbf{B}_0$  i zmienne pole  $\mathbf{B}_1$  o częstotliwości radiowej. Źródłem pola  $\mathbf{B}_0$  są magnesy, obecnie głównie nadprzewodnikowe, natomiast pole  $\mathbf{B}_1$  jest wytwarzane przez generator o częstotliwości radiowej zasilający cewkę indukcyjną będącą elementem obwodu rezonansowego. Aktualna technologia umożliwia konstrukcję magnesów nadprzewodnikowych, które wytwarzają pola o indukcji przekraczającej 20 tesli. Pole  $\mathbf{B}_1$  jest znacznie słabsze, rzędu  $10^{-5}$  T.

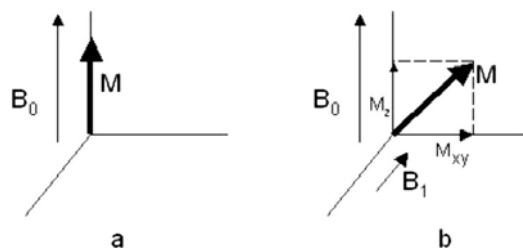
W stałym polu o indukcji  $\mathbf{B}_0$  spiny jądrowe i związane z nimi momenty magnetyczne  $\mu$  wykonują precesję z częstotliwością  $\omega_0$ , zwana częstotliwością Larmora:

$$\omega_0 = \gamma B_0. \quad (1)$$

We wzorze (1)  $\gamma$  oznacza współczynnik giromagnetyczny, wielkość charakterystyczną dla danego jądra. W celu zaobserwowania NMR należy umieścić próbkę w dodatkowym, zmiennym polu  $\mathbf{B}_1$ , czyli – inaczej mówiąc – poddać próbkę działaniu fali elektromagnetycznej o częstotliwości radiowej. Gdy częstota tej fali jest równa lub prawie równa częstotliwości precesji momentów magnetycznych, określonej wzorem (1), występuje absorpcja promieniowania przez układ spinów badanej próbki. Efektem tej absorpcji jest właśnie sygnał NMR [16–18], którego amplituda jest proporcjonalna do wypadkowej magnetyzacji  $\mathbf{M}$ :

$$\mathbf{M} = \sum_{i=1}^N \frac{\mu_i}{V}, \quad (2)$$

gdzie  $N$  oznacza liczbę spinów w badanej próbce, a  $V$  – jej objętość. Położenie magnetyzacji w stałym polu magnetycznym i pod wpływem impulsu pola o częstotliwości radiowej przedstawia rys. 1.



Rys. 1. Wypadkowa magnetyzacja  $M$ : a) w warunkach równowagi termodynamicznej skierowana jest wzdłuż kierunku stałego pola magnetycznego  $B_0$ , b) pod wpływem impulsu pola  $B_1$  następuje wychylenie magnetyzacji z położenia równowagowego i pojawiają się składowe magnetyzacji: podłużna  $M_z$  i poprzeczna  $M_{xy}$

Do obserwacji rezonansu można stosować metodę fali ciągłej albo – używane obecnie znacznie częściej – metody impulsowe. W metodzie fali ciągłej pole magnetyczne jest zmieniane liniowo wokół indukcji rezonansowej  $B_0$ , a pole  $B_1$  o częstotliwości radiowej działa na próbkę przez cały czas obserwacji. W metodach impulsowych pole magnetyczne jest stałe, a pole  $B_1$  ma postać impulsów. Najpowszechniej stosuje się impuls  $90^\circ$ , który obraca wypadkową magnetyzację o kąt prosty na płaszczyznę  $xy$  układu laboratoryjnego, lub impuls  $180^\circ$ , obracający magnetyzację o kąt półpełny na oś  $-z$ . W warunkach równowagi termodynamicznej (przed działaniem impulsu pola o częstotliwości radiowej, wywołującego rezonans) wypadkowa magnetyzacja skierowana jest wzdłuż osi  $z$  układu laboratoryjnego, który ma swój środek w izocentrum magnezu  $(x,y,z) = (0,0,0)$ . Wzdłuż tej osi działa również pole  $B_0$ .

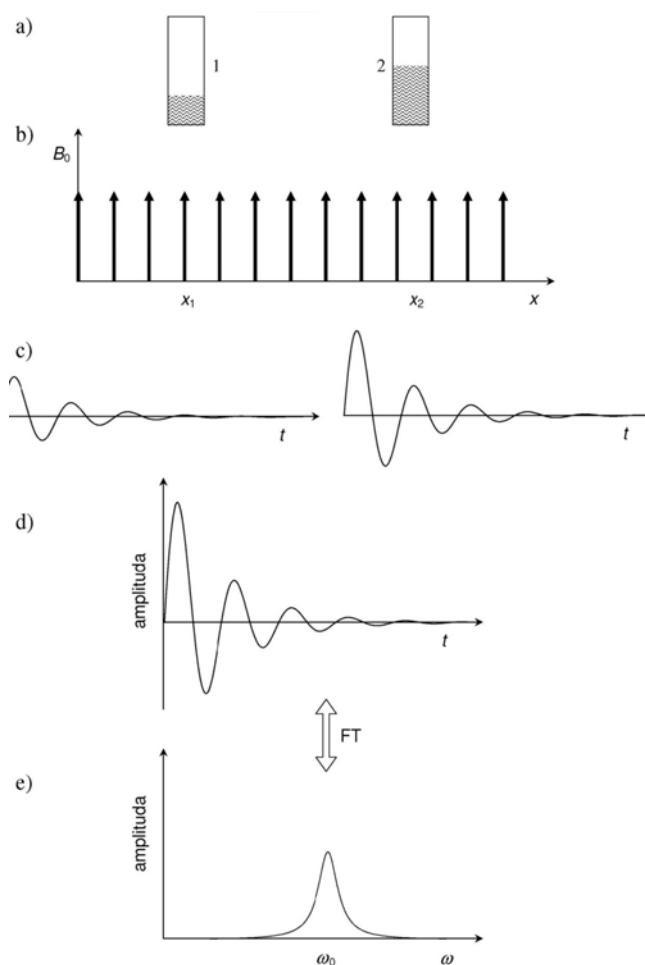
W klasycznej metodzie NMR rejestrowany sygnał rezonansowy pochodzi od wszystkich spinów jądrowych znajdujących się w badanej próbce, pobudzonych impulsem pola o częstotliwości radiowej. Najłatwiej rezonans obserwuje się dla jąder atomu wodoru, czyli protonów. W metodzie TMR, dzięki stosowaniu gradientów pola magnetycznego, rejestrowany sygnał rezonansowy pochodzi od spinów jądrowych znajdujących się w różnych miejscach badanej próbki. Dzięki temu uzyskujemy przestrzennie selektywne informacje o parametrach charakteryzujących próbkę.

### Doświadczenie Lauterburya

Ideę obrazowania metodą rezonansu magnetycznego chyba najlepiej przedstawić omawiając doświadczenie podobne do wykonanego w 1972 r. przez Lauterburya, który wykorzystał gradienty pola magnetycznego do odróżnienia sygnałów NMR pochodzących od dwóch próbek z wodą i otrzymał pierwszy dwuwymiarowy obraz tomograficzny tych próbek [8].

Przedmiotem modelowego doświadczenia są dwie próbki z wodą (rys. 2a), oznaczone odpowiednio 1 oraz 2, a rezonans jądrowy obserwujemy dla protonów. Objętość wody w próbce nr 2 jest dwukrotnie większa niż w pro-

bówce nr 1. Probówki, umieszczone w stałym, jednorodnym polu magnetycznym o indukcji  $\mathbf{B}_0$ , zajmują odpowiednio położenia  $x_1$  oraz  $x_2$  na osi  $x$ . Amplitudę  $\mathbf{B}_0$  wzdłuż tej osi przedstawiono na rys. 2b za pomocą wektorów.



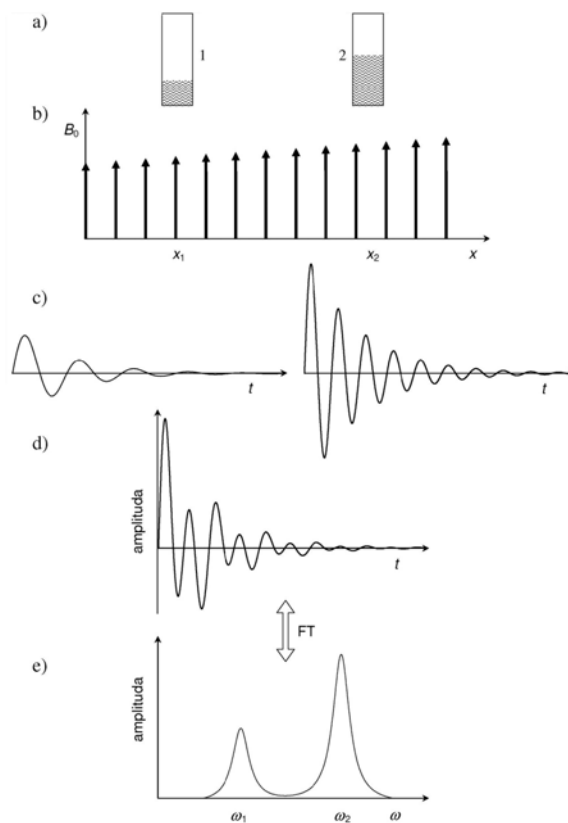
Rys. 2. Doświadczenie Lauterbura w stałym polu magnetycznym  $\mathbf{B}_0$ : a) probówki z wodą o różnym położeniu na osi  $x$ ; b) stałe pole magnetyczne  $\mathbf{B}_0$ ; c) sygnały NMR – krzywe FID dla obydwu próbek; d) obserwowany sygnał FID – interferogram sygnałów z obu próbek; e) transformata Fouriera (widmo NMR) wypadkowego sygnału FID

Zgodnie ze wzorem (1), częstotści  $\omega_1$  oraz  $\omega_2$  precesji protonów w obydwu próbkach są identyczne ( $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ ), bo obydwie próbki, niezależnie od położenia, znajdują się w takim samym polu  $\mathbf{B}_0$ , a  $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$  dla protonów. Odpowiedzią protonów na działanie impulsu pola  $\mathbf{B}_1$  o częstotści radiowej, spełniającego warunek rezonansu, jest sygnał rezonansowy, który nosi nazwę krzywej

indukcji swobodnej (FID, od ang. *free induction decay*). Na rysunku 2c przedstawiono sygnały FID emitowane przez badane próbki. Obydwa charakteryzują się tą samą częstotliwością, ale różną amplitudą. W próbce nr 2 znajduje się większa ilość wody, zatem podczas działania impulsu pola  $B_1$  próbka ta pochłania więcej promieniowania elektromagnetycznego i tym samym emituje większą ilość energii (wytwarza większe napięcie w cewce odbiorczej), czego wynikiem jest krzywa indukcji o większej amplitudzie. Amplituda sygnału FID zawiera więc informacje o liczbie spinów (w omawianym doświadczeniu – protonów) w badanej próbce. W realnym doświadczeniu obserwujemy krzywą FID, która jest superpozycją sygnałów rezonansowych emitowanych ze wszystkich położów wzdłuż osi  $x$ , w omawianym doświadczeniu –  $x_1$  oraz  $x_2$  (rys. 2d). Poddając tę krzywą transformacji Fouriera, otrzymujemy widmo rezonansu jądrowego

Dla omawianego przypadku jest ono złożone z jednego maksimum rezonansowego, którego położenie odpowiada częstotliwości  $\omega_0$  precesji protonów w polu  $B_0$ . Klasyczne doświadczenie NMR nie pozwala więc odróżnić sygnałów rezonansowych pochodzących od dwóch próbek z wodą. Podobnie wyglądałaby sytuacja dla większej liczby badanych próbek, pod warunkiem, że wszystkie znajdowałyby się w jednorodnym polu  $B_0$ .

Uzyskanie oddzielnych sygnałów rezonansowych pochodzących od każdej badanej próbki lub z różnych miejsc danej próbki jest możliwe dzięki **odpowiedniej modyfikacji statycznego pola magnetycznego**. W celu zrozumienia na czym polega ta modyfikacja, powtórzmy omówione doświadczenie, zmieniając trochę warunki jego przeprowadzenia. Próbki nr 1 i 2 umieszczone są teraz – jak mówimy w żargonie – w polu magnetycznym o liniowym gradiencie (rys. 3a) wytworzonym za pomocą specjalnych cewek, tzw. cewek gradientowych (rys. 3b). Dzięki takiej modyfikacji wartość indukcji  $B_0$  w punkcie  $x_1$  jest mniejsza niż w punkcie  $x_2$ , a to oznacza, że protony w  $x_1$  wykonują precesje z częstotliwością Larmora mniejszą niż w  $x_2$ . Emitowane przez próbki sygnały przedstawiono na rys. 3c. Sygnały mają różną amplitudę, jak na rys. 2c, ale też i różną częstotliwość. Częstotliwość sygnału pochodzącego od próbki nr 1 jest mniejsza od częstotliwości sygnału z próbki nr 2, bo  $B_0(x_1) < B_0(x_2)$ . W ten sposób częstotliwość sygnału rezonansowego staje się związana z położeniem próbki na osi  $x$ . Znajomość częstotliwości oznacza informację o miejscu, z którego pochodzi sygnał rezonansowy. Podobnie jak w doświadczeniu przedstawionym na rys. 2, amplituda sygnału FID zawiera informacje o gęstości spinów w badanych próbkach. Rzeczywista krzywa indukcji swobodnej (rys. 3d) jest superpozycją sygnałów FID z rys. 3c. Transformacja Fouriera tej krzywej prowadzi do widma przedstawionego na rys. 3e. Tak więc zastosowanie gradientu pola magnetycznego umożliwia uzyskanie oddzielnych widm rezonansowych dla dwóch próbek z wodą, umieszczonych w tym samym magniesie wytwarzającym pole o stałym kierunku. Omówione doświadczenie pokazuje ideę otrzymywania obrazów tomograficznych dowolnych obiektów zawierających spiny jądrowe.



Rys. 3. Doświadczenie Lauterbura w polu magnetycznym  $B_0$  modyfikowanym przez gradient: a) probówki z wodą; b) zmiana  $B_0$  na skutek działania gradientu wzdłuż osi  $x$ ; c) sygnały NMR – krzywe FID dla obydwu próbek; d) obserwowany sygnał FID – interferogram sygnałów z obu próbek; e) transformata Fouriera (widmo NMR) wypadkowego sygnału FID

### Powstawanie obrazu tomograficznego

W obrazowaniu metodą rezonansu magnetycznego badaną wielkością jest magnetyzacja jądrowa w jednostkowej objętości badanej próbki (tzw. woksela). Celem metody jest rejestracja sygnałów NMR z tych elementów objętości, a realizacja metody polega na modyfikacji pola  $B_0$  za pomocą pól magnetycznych wytwarzanych przez cewki gradientowe. W ten sposób wprowadza się zależność częstotliwości rezonansowej spinów jądrowych od ich położenia. Do wytwarzania pożądanego zmiany pola  $B_0$  wzdłuż określonego kierunku służą cewki gradientowe. Zwykle jest to układ trzech wzajemnie prostopadłych cewek, każda dla jednego z kierunków  $x$ ,  $y$  lub  $z$ . Zgodnie z ogólnie przyjętą umową, pole  $B_0$  działa wzdłuż osi  $z$  tego układu, a słabe pole  $B_1$  o częstotliwości radiowej przykładamy prostopadle do pola  $B_0$ . W takim przypadku wypadkowe pole statyczne działające na próbkę w kierunku  $z$  ma wartość

$$\mathbf{B} = B_0 + \mathbf{G} \cdot \mathbf{r}, \quad (3)$$

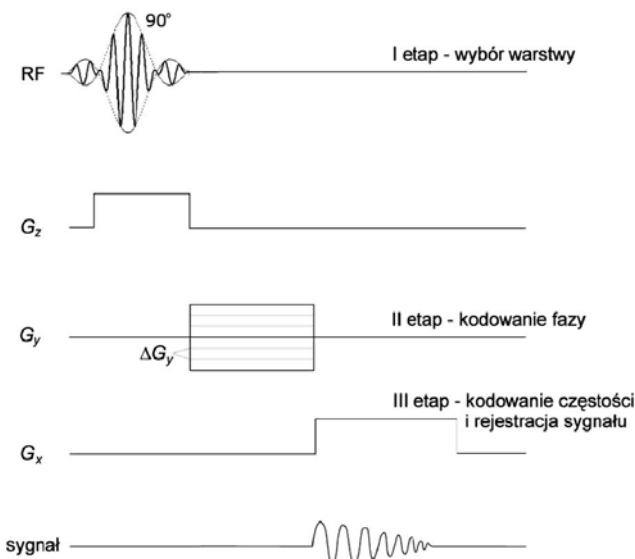
gdzie wektor  $\mathbf{r}$  charakteryzuje określone miejsce w objętości próbki, a  $\mathbf{G} = [G_x, G_y, G_z]$  jest gradientem modyfikującym pole  $\mathbf{B}_0$ . W standardowym doświadczeniu TMR składowe gradientu pola magnetycznego są stałe, a jego maksymalna wartość nie przekracza  $0,01 B_0$ . W obecności gradientów pola, częstość rezonansowa wykonujących precesję momentów magnetycznych zależy od położenia w próbce, a wzór Larmora (1) przyjmuje postać

$$\omega(x,y,z) = (B_0 + G_x x + G_y y + G_z z). \quad (4)$$

Wzór (4) opisujący liniową zależność częstości od położenia jest podstawą tomografii magnetyczno-rezonansowej. Jest on prawdziwy tylko wtedy, gdy układ współrzędnych gradientowych jest równoległy do układu laboratoryjnego  $(x,y,z)$ , w którym wzdłuż osi  $z$  działa pole  $\mathbf{B}_0$ .

Jeśli do obrazowania badanego obiektu wykorzystamy tylko gradient w jednym kierunku, to uzyskamy obraz jednowymiarowy, tzn. profil będący rzutem gęstości spinów na kierunek, w którym przyłożony został gradient. Profil odzwierciedla kształt badanego obiektu. Aby uzyskać tomograficzny obraz dwu- lub trójwymiarowy, gradienty  $\mathbf{B}_0$  należy przyłożyć odpowiednio w dwóch lub trzech kierunkach.

Na rysunku 4 przedstawiono uproszczony diagram sekwencji impulsów do dwuwymiarowego obrazowania tomograficznego z wykorzystaniem transformacji Fouriera.



Rys. 4. Sekwencja impulsów wykorzystywana do uzyskania dwuwymiarowego obrazu tomograficznego

Zachowanie się układu spinów w badanej próbce pod wpływem działania impulsów w przedstawionej sekwencji jest następujące.

*I etap: wybór warstwy*

Uzyskiwany w metodzie TMR obraz tomograficzny przedstawia najczęściej nie całą badaną próbkę, ale tylko pewną jej warstwę. W celu wybrania tej warstwy, układ spinów jądrowych poddajemy równoczesnemu działaniu impulsu pola o częstotliwości radiowej i gradientu  $\mathbf{B}_0$ . Gradient działa wzdłuż osi prostopadłej do warstwy, którą chcemy wybrać z badanej próbki. Jeżeli np. próbkę umieścimy w cewce wytwarzającej pole i warstwa, którą chcemy obrazować, jest prostopadła do osi  $z$  układu laboratoryjnego związanego z magnesem, to gradient należy przyłożyć wzdłuż osi  $z$ . Jest to tzw. gradient wyboru warstwy, często oznaczany symbolem  $G_z$ . Gradient  $G_z$  wprowadza liniową zależność częstości precesji spinów od ich położenia wzdłuż osi  $z$  w całej badanej próbce. Działający na próbkę, równocześnie z gradientem  $G_z$ , impuls pola  $\mathbf{B}_1$  nie jest monochromatyczny – jego widmo zawiera pewien przedział częstości rozłożony symetrycznie wokół częstości rezonansowej  $\omega_0$ . Impuls pola  $\mathbf{B}_1$  wywoła rezonans tylko dla tych spinów położonych wzdłuż osi  $z$  (wzdłuż tej osi działa gradient  $G_z$ ), których częstości Larmora wywołane gradientem pola  $\mathbf{B}_0$  odpowiadają częstościom występującym w widmie częstości impulsu. Mimo że gradient wprowadza zależność częstości od położenia wzdłuż osi  $z$  w całej próbce, to dzięki temu, że przykładowy impuls  $\mathbf{B}_1$  ma określoną szerokość widmową, momenty magnetyczne spinów jądrowych zostają wychylone z położenia równowagi tylko w określonej warstwie badanej próbki.

Grubość warstwy wybranej wskutek równoczesnego działania na próbkę gradientu  $G_z$  i impulsu pola o częstotliwości radiowej określa wzór

$$d = \frac{\Delta\omega}{\gamma G_z}, \quad (5)$$

gdzie  $\Delta\omega$  oznacza szerokość widmową impulsu radiowego. Po dokonaniu wyboru obrazowanej warstwy, impuls  $\mathbf{B}_1$  i gradient zostają wyłączone.

Następnym celem jest uzyskanie informacji o obrazie wybranej warstwy – o wartości amplitudy i fazie sygnału rezonansu jądrowego, pochodzącego z różnych miejsc w warstwie. Do uzyskania tej informacji wykorzystuje się dwa procesy, zwane odpowiednio procesem kodowania fazy i procesem kodowania częstości, które polegają na przyłożeniu gradientów wzdłuż kierunków głównych obrazowanej warstwy.

*II etap: kodowanie fazy*

Spiny jądrowe w obrazowanej warstwie zostają poddane działaniu gradientu o określonej wartości, który powoduje systematyczną zmianę fazy rejestrowanego sygnału NMR. To właśnie w fazie sygnału zachowywane są informacje



o położeniu pikseli (najmniejszych elementów obrazowanej warstwy w przestrzeni dwuwymiarowej) wzdłuż kierunku działania gradientu (proces kodowania fazy). Przyjęto umowę, że ów gradient kodowania fazy  $G_y$ , przykłada się wzdłuż osi  $y$  układu współrzędnych  $x,y,z$ , który ma swój środek w izocentrum magnesu  $(x,y,z) = (0,0,0)$ . Przypomnijmy, że wzdłuż osi  $z$  tego układu działa gradient wyboru warstwy  $G_z$  i że jest to kierunek pola  $B_0$ . Kierunki główne warstwy pokrywają się z kierunkami  $x,y$  tego układu. Gradient kodowania fazy  $G_y$  (rys. 4) wprowadza zależność fazy  $\phi_y$  wektora magnetyzacji poprzecznej (tzn. składowej magnetyzacji wychylonej z położenia równoległego do kierunku statycznego pola  $B_0$  wskutek działania impulsu pola o częstotliwości radiowej) od położenia w kierunku głównym  $y$  obrazowanej warstwy:

$$\phi_y = (B_0 + yG_y)t_y, \quad (6)$$

gdzie  $t_y$  oznacza czas trwania (działania) gradientu  $G_y$ . Zmianę fazy można uzyskać zmieniając czas działania gradientu  $G_y$ , przy stałej jego amplitudzie, albo – tak jak w sekwencji impulsów pokazanej na rys. 4 (ang. *spin-warp*) – zmieniając amplitudę gradientu  $G_y$  w równych odstępach, od maksimum do minimum. Rozdzielczość obrazu tomograficznego w kierunku osi  $y$  określa wzór

$$\Delta y = \frac{F_y}{N_y} = \frac{\pi}{\gamma G_y t_y}, \quad (7)$$

gdzie  $N_y$  jest liczbą różnych wartości przyłożonego gradientu  $G_y$ , a pole widzenia  $F_y$  zależy od rozmiaru próbki w kierunku osi  $y$ .

Po zadziałaniu gradientu  $G_y$  i jego wyłączeniu następuje realizacja III etapu sekwencji przedstawionej na rys. 4 – etapu kodowania częstotliwości i rejestracji sygnału NMR.

### *III etap: kodowanie częstotliwości i rejestracja sygnału NMR*

Gradient przykładany wzdłuż drugiego kierunku głównego  $x$  obrazowanej warstwy wprowadza zależność częstotliwości precesji momentów magnetycznych od położenia w tym kierunku, zgodnie ze wzorem

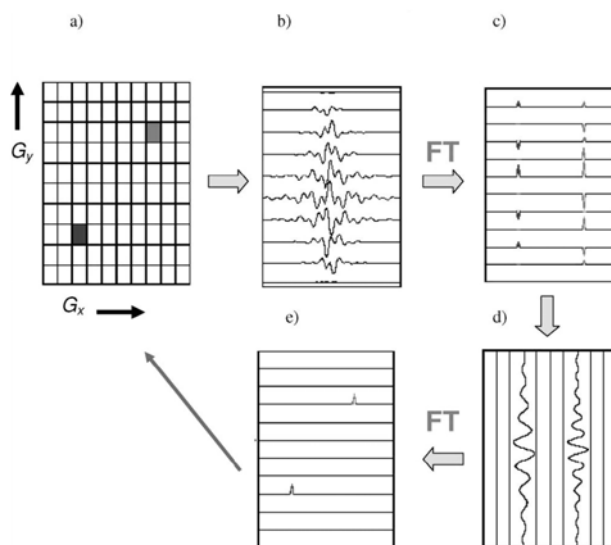
$$\omega_x = (B_0 + xG_x), \quad (8)$$

i nosi nazwę gradientu kodowania częstotliwości  $G_x$  lub gradientu odczytu, ponieważ podczas jego działania następuje rejestracja sygnału rezonansu jądrowego. Rozdzielczość obrazu tomograficznego w kierunku osi  $x$  określa wzór

$$\Delta x = \frac{F_x}{N_x} = \frac{1}{\gamma G_x t}, \quad (9)$$

gdzie  $N_x$  oznacza liczbę próbkowanych punktów krzywej indukcji swobodnej (albo echa spinowego),  $t$  – czas próbkowania sygnału, a pole widzenia  $F_x$  zależy od rozmiaru próbki w kierunku osi  $x$ .

Sekwencja impulsów przedstawiona na rys. 4 i opisana powyżej jest powtarzana zazwyczaj 128, 256 albo 512 razy. Czas między powtórzeniami sekwencji to tzw. czas repetycji  $T_R$ . Przy każdym powtórzeniu sekwencji zmienia się amplituda gradientu kodowania fazy  $G_y$ , natomiast amplituda gradientu kodowania częstości  $G_x$  ma wartość stałą. Uzyskane sygnały NMR, np. krzywe FID albo sygnały echa spinowego, poddaje się następnie podwójnej transformacji Fouriera: najpierw w kierunku kodowania częstości (kierunek  $x$ ), a potem w kierunku kodowania fazy (kierunek  $y$ ). W celu opisu tej procedury rozważmy obrazowaną warstwę, dla prostoty przyjmując, że tylko w dwóch pikselach tej warstwy znajdują się protony, których momenty magnetyczne dają wkład do wypadkowej magnetyzacji w danym pikselu (rys. 5a). Dla każdej wartości gradientu  $G_y$  rejestruje się podczas działania gradientu  $G_x$  sygnał echa spinowego, który dla omawianego przypadku dwóch pikseli jest interferogramem złożonym z dwóch częstości (rys. 5b).



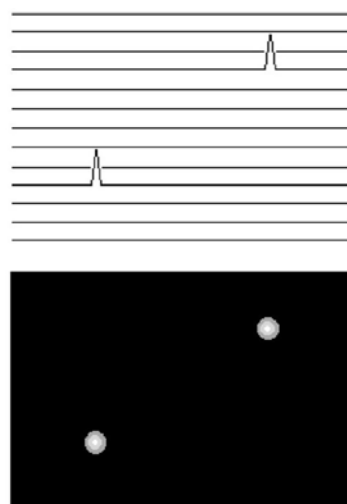
Rys. 5. Schemat powstawania obrazu tomograficznego

Na tym samym rysunku można również dostrzec dwie częstości oscylacji w kierunku kodowania fazy. Dane w domenie czasowej i fazowej nazywane są często danymi nieprzetworzonymi. Są one identyczne, jeśli chodzi o częstość, czyli w domenie czasowej (oś  $x$ ), ale różnią się fazą (oś  $y$ ). Dane te poddaje się najpierw transformacji Fouriera w kierunku kodowania częstości. Otrzymuje się dwie serie maksimów o częstościach odpowiadających położeniom pikseli ze

spinami na osi  $x$  (rys. 5c). Ich amplituda oscyluje w kierunku kodowania fazy, co widać lepiej, gdy zmienimy kierunek patrzenia na wyniki (rys. 5d). Następnie dokonujemy transformacji Fouriera w kierunku kodowania fazy i otrzymujemy dwa maksima, których położenia odpowiadają położeniom dwóch pikseli ze spinami w obrazowanej warstwie (rys. 5e).

Wyniki podwójnej transformacji Fouriera są przedstawiane jako obraz tomograficzny poprzez zamianę natężenia maksimów rezonansowych na intensywność pikseli w obrazie (rys. 6), który najczęściej jest wyświetlany z 256 odcieniami szarości. Sygnałowi o maksymalnej amplitudzie przypisuje się liczbę 255 (biel), o minimalnej – liczbę 0 (czerni), a wszelkie inne wartości amplitudy sygnału są zawarte między stopniami 0 a 255.

W celu uzyskania trójwymiarowego obrazu tomograficznego należy w sekwencji przedstawionej na rys. 4 zamiast gradientu wyboru warstwy przyłożyć gradient kodowania fazy również w kierunku osi  $z$ .



Rys. 6. Obraz tomograficzny powstaje w wyniku zamiany w odpowiedni sposób amplitudy sygnałów NMR rejestrowanych dla poszczególnych pikseli obrazowanej warstwy (lub całej badanej próbki) na odcienie szarości

### Czy diagnostyka TMR jest bezpieczna dla człowieka?

W tomografii rezonansu magnetycznego wykorzystuje się stałe pole magnetyczne, pole o częstotliwości radiowej i pola gradientowe. Wszystkie te pola mogą niekorzystnie wpływać na człowieka poddanego ich działaniu podczas obrazowania. W silnych polach magnetycznych następuje porządkowanie się białek i lipidów w błonach komórkowych, a to może prowadzić do zakłóceń naturalnych funkcji tkanek. Głównym skutkiem działania pola o częstotliwości radiowej jest nagrzewanie się tkanek. Natomiast składowa zmienna pola magnetycznego indukuje w przewodnikach, a więc i w ciele człowieka prądy, co prowadzi do polaryzacji błon. Poza zjawiskami natury elektrycznej, zmienne pole magnetyczne wywołuje deformacje mechaniczne, które są przyczyną znanych od dawna efektów odczuwanych przez pacjentów jako wrażenia optyczne.

Mimo potencjalnych negatywnych skutków działania pól magnetycznych na człowieka uważa się, że metoda TMR jest metodą bezpieczną i nieinwazyjną. Wyznaczono bowiem ściśle określone graniczne wartości pól dopuszczalne w diagnostyce szpitalnej. Są one nieco różne w Europie i Stanach Zjednoczonych, jak pokazuje tabela 1. W ostatnich latach w USA dopuszczono do wykorzystania w badaniach klinicznych magnesy wytwarzające stałe pola magnetyczne o indukcji nawet 8 T. Ze wzrostem  $B_0$  rośnie stosunek sygnału do szumu, co jest bardzo istotne w stosowaniu metody MRA oraz fMRI.

Tabela 1. Dozwolone wartości pól w tomografii rezonansu magnetycznego wykorzystywanej w diagnostyce szpitalnej

Typ pola, wielkość fizyczna	W. Brytania <sup>a</sup>	USA <sup>b</sup>
Styczne pole magnetyczne, indukcja $B_0$	4,0 T	8,0 T
Szybkość zmian pola magnetycznego $dB_0/dt$	20 T/s (czas narastania > 3 ms)	niesprawiająca bólu, dyskomfortu i podrażnienia
Pochłonięta energia pola o częstotliwości radiowej	2,0 W/kg (całe ciało, w czasie > 30 min)	4,0 W/kg (całe ciało, w czasie $\geq$ 15 min)

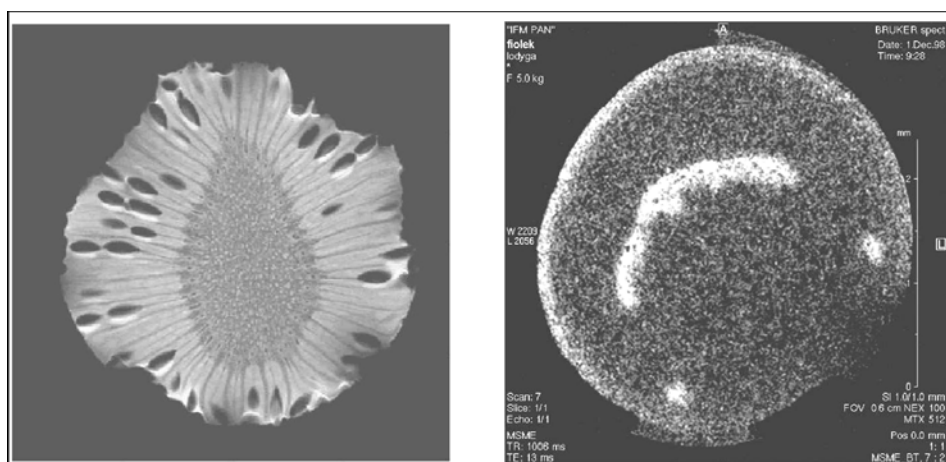
<sup>a</sup> Dane z 2002 r. zatwierdzone przez Narodową Radę Ochrony Radiologicznej

<sup>b</sup> Dane z 2003 r. zatwierdzone przez Departament Żywności i Leków

### Przykładowe obrazy tomograficzne

Pracownia Mikroobrazowania NMR Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu wyposażona jest w spektrometr jądrowego rezonansu magnetycznego AVANCE firmy Bruker z układem cewek gradientowych i głowicą do mikroobrazowania. Tym samym spektrometr jest tomografem, dzięki któremu możemy uzyskiwać obrazy, stosując metodę TMR. Magnes nadprzewodnikowy wytwarza stałe pole magnetyczne o indukcji 7,1 T. Częstość precesji protonów w tym polu wynosi 300 MHz. Głowica do mikroobrazowania ma wymienne cewki nadawczo-odbiorcze o średnicy 5, 10, 15 oraz 25 mm. Maksymalna wartość gradientów wynosi 1 T/m. Tomograf jest sterowany przez stację graficzną Silicon Graphics wyposażoną w specjalistyczne programy XWIN-NMR 2.6 i Para Vision 2.1. Ten ostatni umożliwia uzyskiwanie obrazów tomograficznych przy użyciu standardowych sekwencji impulsów, np. echa spinowego czy gradientowego, jak też sekwencji impulsów służących do obrazowania ciał stałych metodą SPI (ang. *single point imaging*).

Na rysunku 7 przedstawiono obrazy tomograficzne, w przekroju poprzecznym, owocu kiwi i łądzy fiołka afrykańskiego. W obydwu przypadkach obrazowano warstwę o grubości 2 mm, a rozdzielczość w płaszczyźnie wynosiła: dla kiwi  $49 \mu\text{m} \times 49 \mu\text{m}$ , a dla łądzy fiołka  $11 \mu\text{m} \times 11 \mu\text{m}$ . Rozdzielczość ta była wystarczająca do odtworzenia wnętrza badanych obiektów, np. pestek w owocu kiwi czy „kanałów wodnych” w łądzy fiołka, a nawet jego struktury komórkowej. Stosowano sekwencję impulsów przedstawioną na rys. 4. Podsumowując, można powiedzieć, że tomograf rezonansu magnetycznego to taki szczególny aparat fotograficzny do uzyskiwania obrazów wnętrza badanych obiektów w sposób nieinwazyjny, bez konieczności ich specjalnego przygotowania.



Rys. 7. Obrazy tomograficzne owocu kiwi (z lewej, zob. też ilustrację na okładce) i łądzy fiołka afrykańskiego, uzyskane przy zastosowaniu sekwencji impulsów przedstawionej na rys. 4 z rozdzielczością równą  $49 \mu\text{m} \times 49 \mu\text{m}$  dla kiwi,  $11 \mu\text{m} \times 11 \mu\text{m}$  dla łądzy fiołka

#### Literatura

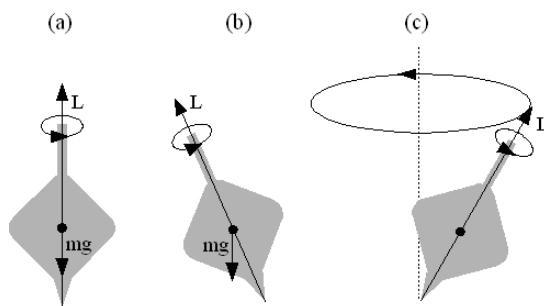
- [1] P.T. Callaghan, *Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy* (Oxford Science Publications, New York 1991).
- [2] J.W. Hennel, T. Kryst-Widzowska, *Na czym polega tomografia magnetyczno-rezonansowa? Zasada i przykłady zastosowań w medycynie* (Wyd. Instytutu Fizyki Jądrowej, Kraków 1995).
- [3] J.W. Hennel, *Podstawy teoretyczne tomografii magnetyczno-rezonansowej* (Wyd. Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, Toruń 1999).
- [4] B. Gonet, *Obrazowanie magnetyczno-rezonansowe* (Wyd. Lekarskie PZWL, Warszawa 1997).
- [5] J. Walecki, A. Ziemiański, *Rezonans magnetyczny i tomografia komputerowa w praktyce klinicznej* (Springer-PWN, Warszawa 1997).
- [6] B. Blümich, *NMR Imaging of Materials* (Oxford Science Publications, New York 2000).
- [7] J. Tritt-Goc, *Wprowadzenie do tomografii magnetyczno-rezonansowej* (Ośrodek Wydawnictw Naukowych, Poznań 2003).

- [8] P.C. Lauterbur, *Nature* **242**, 190 (1973).  
 [9] P. Mansfield, P.K. Grannell, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6**, L422 (1973).  
 [10] H. Jara, B.C. Yu, S.D. Caruthers, *Magnetic Res. Med.* **41**, 575 (1999).  
 [11] M. Stuber, R.M. Botnar, P.G. Danias, *J. Am. Coll. Cardiol.* **34**, 524 (1999).  
 [12] P.C. van Zijl i in., *Nat. Med.* **4**, 159 (1998).  
 [13] T. Yamano, *Phys. Rev. A* **63**, 46 (2001).  
 [14] F. Bloch, *Phys. Rev.* **70**, 460 (1946).  
 [15] E.M. Purcell, H.C. Torrey, R.V. Pound, *Phys. Rev.* **69**, 37 (1946).  
 [16] A. Abragam, *Principle of Nuclear Magnetism* (Oxford Science Publications, New York 1961).  
 [17] C.P. Slichter, *Principle of Magnetic Resonance* (Harper and Row Publishers, New York 1963).  
 [18] J.W. Hennel, *Wstęp do teorii magnetycznego rezonansu jądrowego*, wyd. II, Wydawnictwo Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie, Kraków 1997.

Przykłady obrazowania różnych części ciała zamieszczamy na tylnej stronie okładki.

### Precesja

Wirujące wokół własnej osi ciało posiada kręt, czyli moment pędu  $\vec{L}$  skierowany zgodnie z osią obrotu. Zgodnie z zasadą zachowania momentu pędu, wektor  $\vec{L}$  nie ulega zmianie dopóki na ciało nie działa moment siły, posiadający składową prostopadłą do wektora momentu pędu. Jeśli ciało zostanie poddane działaniu takiego prostopadłego momentu siły, to wówczas oś obrotu zaczyna wykonywać ruch zwany **precesją**. W czasie precesji, wektor krętu, zachowując swoją wartość, zakreśla powierzchnię boczną stożka o wierzchołku w punkcie podparcia.



Rys. (a) bąk wirujący pionowo – moment siły ciężkości względem punktu podparcia jest równy zero, (b) bąk wirujący z osią odchyloną od pionu – moment siły ciężkości jest różny od zera i skierowany prostopadle do płaszczyzny rysunku, (c) ruch precesyjny wektora momentu pędu – oś obrotu zakreśla powierzchnię boczną stożka