



BIULETYN WAT
VOL. LV, NR 1, 2006

O pewnej metodzie wyznaczania czułości sensora gazu z AFP pracującego z akustycznie grubą warstwą chemoczułego polimeru

MATEUSZ PASTERNAK

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Elektroniki, Instytut Radioelektroniki,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

Streszczenie. Opublikowane dotąd analizy czułości detektorów gazu z akustyczną falą powierzchniową (AFP) zakładają, że warstwa chemoczułego polimeru leżąca na powierzchni detektora jest akustycznie cienka, tzn. charakteryzuje się grubością znacznie mniejszą od długości sondującej ją fali akustycznej [1]. Takie założenie umożliwia bowiem przyjęcie dogodnych uproszczeń rachunkowych i jest uzasadnione przy stosunkowo niskich częstotliwościach pracy detektorów z AFP, kiedy to długość fali jest rzędu kilkunastu lub nawet kilkudziesięciu μm . Przestaje ono jednak obowiązywać, jeśli częstotliwość pracy czujnika ulegnie radykalnemu zwiększeniu (uzasadnionemu potrzebą poprawy czułości). Już bowiem przy częstotliwościach rzędu setek MHz AFP charakteryzują się długościami rzędu pojedynczych μm . Oznacza to, że konieczne jest opracowanie technik nakładania cieńszych warstw bądź rozszerzenie istniejących analiz na przypadek warstw akustycznie grubych. Niniejsza praca prezentuje pewien sposób takiego rozszerzenia.

Słowa kluczowe: detekcja gazów, akustyczne fale powierzchniowe, czułość masowa
Symbole UKD: 534

1. Wprowadzenie

Zasada działania czujników gazu z AFP jest stosunkowo nieskomplikowana i bazuje na wykorzystaniu zjawiska zmiany prędkości fali akustycznej na skutek zmiany własności fizycznych warstwy leżącej na powierzchni podłoża, po którym się ona propaguje.

Realizacja czujnika gazu polega więc na pokryciu obszaru propagacji fali odpowiednią substancją chemoczułą, która oddziałując z zawartym w otoczeniu

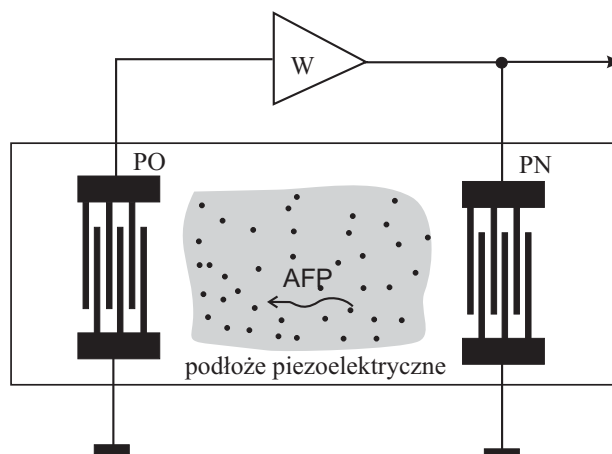
określonym gazem, wpływa na stan powierzchni podłoża. Wpływ ten jest w przybliżeniu proporcjonalny do stężenia wykrywanego gazu i skutkuje na ogół obniżeniem prędkości AFP.

Efekt ten zasadniczo powodowany jest przez cztery zjawiska fizyczne występujące w wyniku adsorpcji (lub absorpcji¹) cząstek gazu przez warstwę chemoczułą. Należą do nich:

- zmiana masy warstwy,
- zmiana jej przewodności lub przenikalności elektrycznej,
- zmiana impedancji akustycznej,
- zmiana lepkości dynamicznej.

Można przyjąć, że dla akustycznie grubych warstw chemoczułych istotny jest tylko czynnik masowy, ponieważ zasięg oddziaływania molekuł gazu ogranicza się zwykle tylko do górnej powierzchni warstwy, nie zmieniając właściwości fizycznych powierzchni stykającej się z podłożem.

W takiej sytuacji jedynie masa ulegających sorpcji molekuł wykrywanego gazu zwiększając masę całej warstwy chemoczułej, powoduje wzrost obciążenia podłoża i spadek prędkości AFP. Masa ta na skutek obowiązywania prawa Nernsta jest proporcjonalna, przy stałym ciśnieniu i temperaturze, do stężenia wykrywanego gazu. Oznacza to, że spadek tego stężenia pociąga za sobą także spadek zaadsorbowanej (lub zaabsorbowanej) masy. Jej pomiar odbywa się zwykle w układzie oscylatora, którego schemat przedstawia rysunek 1.



Rys. 1. Poglądowy schemat czujnika gazu. Zaadsorbowane molekuly gazu (zaznaczone tu symbolicznie za pomocą kropek) powodują wzrost obciążenia masowego powierzchni i spadek prędkości AFP zmieniający częstotliwość pracy układu

¹ W ogólności mogą zachodzić obydwie te zjawiska określane wspólnym mianem sorpcji.

Zasada działania oscylatora z rysunku 1 jest następująca. Na skutek szumów występujących w układzie wzmacnianych przez wzmacniacz W na przetwornik nadawczy PN, stanowiący układ grzebieniowo zachodzących na siebie metalowych elektrod leżących na powierzchni piezoelektryka, zostaje podane niewielkie, zmienne w czasie napięcie. Dzięki odwrotnemu zjawisku piezoelektrycznemu napięcie to wywołuje adekwatne do geometrii elektrod przetwornika nadawczego odkształcenia powierzchni podłoża, które rozchodzą się na lewo i prawo od przetwornika nadawczego w postaci AFP (zwykle jest to fala typu Rayleigha). Na jednym z tych kierunków propagacji umieszczony jest przetwornik odbiorczy PO o najczęściej podobnym do przetwornika nadawczego układzie elektrod. Na skutek prostego zjawiska piezoelektrycznego z AFP stowarzyszone są ładunki elektryczne, które wywołują w przetworniku odbiorczym przepływ zmiennego w czasie prądu elektrycznego. Prąd ten jest następnie podawany na wzmacniacz, którego wyjście w dodatnim sprzężeniu zwrotnym steruje przetwornikiem nadawczym. Jeśli w takim układzie spełnione są warunki generacji, to w ten sposób ustala się w nim pewna częstotliwość oscylacji zależna od prędkości AFP, proporcjonalnej z kolei do stężenia gazu. Stężenie to jest więc w powyższym układzie konwertowane na stosunkowo łatwą do zmierzenia częstotliwość oscylacji.

W konstrukcji tego typu czujników istotne jest zapewnienie wąskiego pasma pracy układu z AFP i wysokiej stabilności częstotliwości, często więc rezygnuje się ze stosowania linii opóźniających (jak na rysunku 1) na rzecz rezonatorów z AFP. Opisana tu zasada działania czujnika nie ulega jednak w takim przypadku większym zmianom.

Opublikowane konstrukcje czujników operują najczęściej na częstotliwościach nieprzekraczających kilkuset MHz. Wydaje się jednak uzasadniona potrzeba przejścia z zakresem pracy tychże układów w obszar częstotliwości rzędu GHz. Jeśli bowiem przyjąć, że zmiany częstotliwości detektora wywołane są głównie oddziaływaniem masowym (bezwładnościowym) warstwy chemoczułej na podłożu to powinny one rosnać wraz z jego częstotliwością pracy, analogicznie jak w przypadku mikrowag kwarcowych [2, 3].

Znane analizy dla akustycznie cienkich warstw rzeczywiście przewidują taki wzrost [4]. Choć przypuszczalnie właściwość tę można ekstrapolować na zakres wyższych częstotliwości, to jednak skrócenie fali do długości porównywalnej z grubością chemoczułej warstwy może spowodować odstępstwo od tej reguły, szczególnie, że w analizie warstw akustycznie grubych człony typu h/λ (stosunek długości AFP do grubości warstwy chemoczułej) nie mogą być zaniedbywane.

Problem ten jest ważny z aplikacyjnego punktu widzenia. Obecnie na świecie prowadzone są intensywne prace w zakresie konstrukcji detektorów z AFP przeznaczonych do wykrywania różnorodnych substancji organicznych oraz organizmów biologicznych. Charakteryzując się wysoką czułością są one w stanie

wykrywać określone substancje w powietrzu i w cieczach. Stanowią także jeden z kluczowych elementów tzw. elektronicznych nosów. Prace nad elektroniczną realizacją zmysłu powonienia prowadzone są m.in. w Naval Research Laboratory oraz Sandia National Laboratory. Należy zaznaczyć, że urządzenia tego typu zostały zatwierdzone do użytku przez amerykańską Agencję Ochrony Środowiska (EPA) oraz amerykańskie Narodowe Biuro Kontroli Leków (ONDCP).

Osiągnięcie przez detektory z AFP czułości poniżej Hz/ppm jest obecnie możliwe jedynie poprzez zastosowanie fizykochemicznych układów sztucznie zwiększających koncentrację badanych związków, ale niestety wydłużających cykl pracy sensora, podnoszących koszty jego wytworzenia i często będących źródłem dodatkowych błędów. Wydaje się jednak, że można dość znacznie poprawić czułość sensorów z AFP bez sięgania do metod fizykochemicznych, a jedynie poprzez wypracowanie czulszych warstw oraz znaczne zwiększenie częstotliwości pracy detektorów.

2. Analiza czułości

Czułość sensorów z AFP definiuje się zwykle jako:

$$S_m = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{v_0 \Delta m}, \quad (1)$$

gdzie Δm jest zmianą masy warstwy, spowodowaną sorpcją wykrywanego związku, a Δv — zmianą prędkości AFP (v_0) pod wpływem zmiany masy [5].

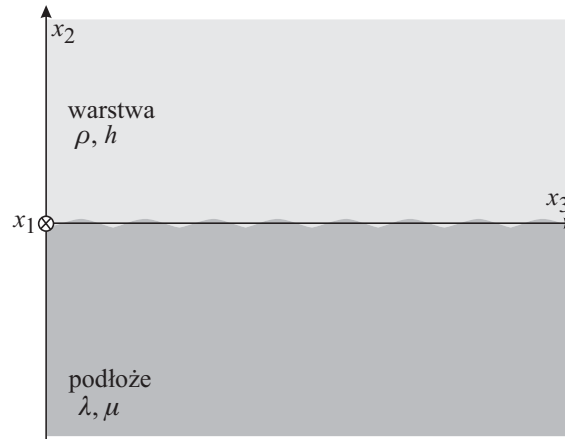
Przyrost masy, dla określonej warstwy i wykrywanego związku, można teoretycznie przewidzieć na podstawie równania LSER (linear solvation energy relationship), które pozwala na znalezienie logarytmu wartości stałej Nernsta [6]. W praktyce jednak wykonany czujnik najczęściej poddawany jest skalowaniu przy użyciu wzorcowych stężeń.

W tym kontekście istotne staje się znalezienie zmiany prędkości AFP pod wpływem masowego obciążenia podłoża.

Rozważmy falę \mathbf{u} propagującą się w kierunku x_3 na granicy półprzestrzeni sprężysta — obciążająca ją warstwa o grubości h (rys. 1) w postaci:

$$\mathbf{u} = \hat{u}(x_2) e^{i(\omega t - kx_3)}, \quad (2)$$

gdzie: $k = \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{\omega}{v}$ jest liczbą falową, a Λ — długością fali (oznaczoną wielką literą grecką w celu uniknięcia konfliktu oznaczeń ze stałą Lamé oznaczaną tradycyjnie poprzez λ). Zastosowany tu układ współrzędnych przedstawiony jest na rysunku 2.



Rys. 2. Podłoże z warstwą chemoczułego polimeru i symbolicznym zaznaczeniem fali Rayleigha — przyjęty układ współrzędnych

Założono, że dolna powierzchnia warstwy jest odkształcana poprzez propagującą się falę, zaś górna wnosi do układu bezwładność zależną od masy warstwy, która traktowana będzie dalej jak nielepka ciecz o stałej gęstości. Lepkość warstwy w sposób oczywisty wpływać będzie na prędkość AFP jednak przy założeniu, że wpływ ten jest stały (obecność gazu w otoczeniu zmienia w sposób istotny tylko masę warstwy) można przyjąć, że wprowadzi on jedynie pewną stałą poprawkę do wyników niniejszej analizy. Trzeba zaznaczyć, że istnieją chemoczułe polimery, dla których takie uproszczenie jest nieuzasadnione i analiza czułości będzie wymagać uwzględnienia lepkości.

Równanie ruchu ma postać:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = -\rho \omega^2 u_i. \quad (3)$$

Zastosowano tu sumowanie po powtarzającym się wskaźniku (konwencja sumacyjna Einsteina); σ_{ij} jest tensorem naprężeń, ρ — gęstością warstwy, zaś $\omega = 2\pi f$ pulsacją fali.

Jeśli górna powierzchnia warstwy jest wolna od naprężeń tzn. $\sigma_{i2}(h) = 0$, a siła działająca na powierzchnię podłoża (obciążenie masą warstwy) jest równoważona przez jego sprężystość $\rho h v_{i,t} = -\sigma_{i2}(0)$, to można na podstawie twierdzenia Lagrange'a o wartości średniej przyjąć, że:

$$\frac{\sigma_{i2}}{\partial x_2} = -\frac{\sigma_{i2}(0)}{h}. \quad (4)$$

Otrzyma się wtedy:

$$\sigma_{i2}(0) = \rho\omega^2 hu_{i0}, \quad (5)$$

gdzie 0 odnosi się do granicy podłoże-warstwa.

Zgodnie z prawem Hooke'a odkształcenia w warstwie odpowiadają naprężeniom, co dla ciała izotropowego można zapisać w postaci:

$$\sigma_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij}, \quad (i \neq j), \quad (6)$$

gdzie: μ jest stałą Lamé dla podłoża, a ε_{ij} — tensorem deformacji.

W związku z powyższym:

$$\varepsilon_{i2}(0) = \frac{\sigma_{i2}(0)}{2\mu} = \frac{\rho\omega^2 hu_{i0}}{2\mu}, \quad i = 1, 3. \quad (7)$$

W celu opisu właściwości propagacyjnych AFP wygodnie jest wprowadzić unormowany współczynnik propagacji $\frac{\Delta\gamma}{k_0}$, który ma postać [7]:

$$\frac{\Delta\gamma}{k_0} = \frac{\Delta\alpha}{k_0} + j \frac{\Delta v}{v_0} = c_i Z_i, \quad (8)$$

gdzie: $\frac{\Delta\alpha}{k_0}$ jest unormowaną zmianą tłumienia, $\frac{\Delta v}{v_0}$ — unormowaną zmianą prędkości, Z_i — impedancją akustyczną, $j = \sqrt{-1}$, zaś c_i wyraża się wzorem [8]:

$$c_i = \frac{\omega^2 u_{i0}^2}{4k_0 P}, \quad (9)$$

w którym P jest gęstością mocy AFP obliczaną jako całka po objętości z kwadratu modułu przemieszczeń. Impedancja akustyczna na granicy podłoże-warstwa wynosi:

$$Z_i|_{x_3=0} = -\frac{\sigma_{i3}}{v_i}, \quad (10)$$

gdzie v_i są składowymi prędkościami.

Dla fali Rayleigha (brak składowej poprzecznej) równanie ruchu (3) przyjmie postać:

$$\frac{\sigma_{i2}}{\partial x_2} + \frac{\sigma_{i3}}{\partial x_3} = \rho v_{i,t}. \quad (11)$$

Składowe tensora naprężeń są następujące:

$$\sigma_{i2} = G^{(i)} \frac{\partial u_i}{\partial x_2} \quad \text{oraz} \quad \sigma_{i3} = \left(\frac{1 + \delta_{i3}}{2} \right) \frac{\sigma_{i3}}{\varepsilon_{i3}} \frac{\partial u_i}{\partial x_3}, \quad (12, 13)$$

gdzie: $G^{(1)} = G^{(3)} = \mu$, $G^{(2)} = \lambda + \frac{2}{3}\mu$, λ oraz μ są stałymi Lamé dla podłoża, zaś δ_{kl} jest symbolem Kroneckera.

Wstawiając naprężenia do równania ruchu (11), otrzymuje się:

$$G^{(i)} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_2^2} + Y^{(i)} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_3^2} = \rho v_{i,t}, \quad (14)$$

$$\text{gdzie: } Y^{(1)} = \mu, \quad Y^{(2)} = \frac{6\pi\mu(\lambda + \mu)}{14\mu + 3\lambda} \left(\frac{h}{\Lambda} \right)^2, \quad Y^{(3)} = \frac{4\mu(\lambda + \mu)}{\lambda + 2\mu}.$$

Należy zaznaczyć, że dla $h \ll \Lambda$ wielkość $Y^{(2)}$ można zaniedbać i uzyskać tym samym przybliżenie dla warstwy akustycznie cienkiej. Po wstawieniu do (14) postaci fali (2) uzyskuje się następujące jednorodne równanie różniczkowe zwyczajne:

$$\frac{d^2 u_i}{dx_2^2} + u_i \omega^2 \left(\frac{\rho}{G^{(i)}} - \frac{Y^{(i)}}{G^{(i)} v_0^2} \right) = 0. \quad (15)$$

Jest to równanie typu falowego, opisujące przemieszczenia na granicy podłoża-obięzająca go warstwa.

Jeśli założyć, że równanie (15) jest spełnione przez pewną superpozycję fal, to po skorzystaniu z warunków: równości przemieszczeń na granicy warstwa-podłoża $u_i(0^+) = u_i(0^-)$ oraz znikania naprężeń na powierzchni warstwy $A_1 + A_2 = u_i$, po nieskomplikowanych przekształceniach uzyskać można rozwiązanie w następującej postaci:

$$u_i(x_2) = u_{i0} \frac{\cos(a_i(x_2 - h))}{\cos(a_i h)}, \quad (16)$$

$$\text{gdzie: } a_i = \omega \sqrt{\frac{\rho}{G^{(i)}} - \frac{Y^{(i)}}{G^{(i)} v_0^2}}.$$

Uwzględniając to rozwiązanie, otrzymuje się naprężenia na granicy podłoże — warstwa w formie:

$$\sigma_{i2}(0) = G^{(i)} \frac{\partial u_i}{\partial x_2} = ja_i G^{(i)} \left(\frac{u_{i0} e^{-ja_i h} - u_{i0} e^{ja_i h}}{e^{ja_i h} + e^{-ja_i h}} \right) \quad (17)$$

oraz prędkość punktu materialnego:

$$v_i(0) = u_{i,t}(0) = j\omega u_i(0) = j\omega \left(\frac{u_{i0} e^{-ja_i h} + u_{i0} e^{ja_i h}}{e^{ja_i h} + e^{-ja_i h}} \right). \quad (18)$$

Wstawiając (17) i (18) do wyrażenia (10), otrzymuje się prostą zależność na impedancję:

$$Z_i = \frac{ja_i G^{(i)}}{\omega} \operatorname{tg}(a_i h). \quad (19)$$

Uwzględniając tę postać impedancji w unormowanym współczynniku propagacji (8), uzyskać można:

$$\frac{\Delta\gamma}{k_0} = \frac{jc_i a_i G^{(i)}}{\omega} \operatorname{tg}(a_i h), \quad (20)$$

stąd względna zmiana prędkości wyniesie:

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \operatorname{Im} \left(\frac{jc_i a_i G^{(i)}}{\omega} \operatorname{tg}(a_i h) \right). \quad (21)$$

Ostatecznie, biorąc pod uwagę (1), uzyskuje się wyrażenie na czułość detektora z AFP pracującego z akustycznie grubą warstwą:

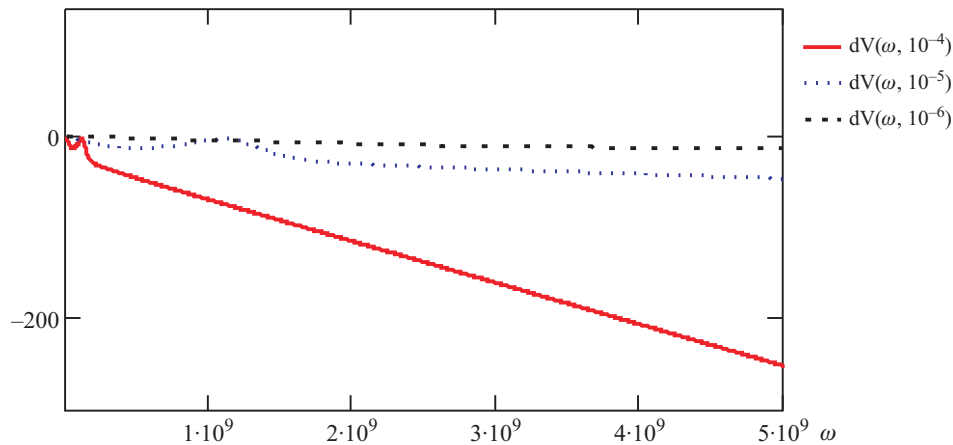
$$S_m = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{\Delta m} \operatorname{Im} \left[jc_i \sqrt{\frac{\rho}{G^{(i)}} - \frac{Y^{(i)}}{G^{(i)} v_0^2}} G^{(i)} \operatorname{tg} \left(\omega h \sqrt{\frac{\rho}{G^{(i)}} - \frac{Y^{(i)}}{G^{(i)} v_0^2}} \right) \right] \right\}. \quad (22)$$

Obliczenie powyższej granicy jest trudne z uwagi na uwikłanie w nim zmiany obciążenia masowego, reprezentowanej nie tylko przez Δm ale także iloczyn ρh , który nie występuje tu jako samodzielny wyraz. Zdecydowanie łatwiejsza jest analiza wyrażenia (21) określającego zmianę prędkości fali. Z uwagi na zasadę działania detektorów z AFP wydaje się ona równie cenna.

4. Dyskusja

Jak wynika z (21), zmiana prędkości AFP wpływająca bezpośrednio na czułość detektora pracującego z akustycznie grubą warstwą zależy od szeregu czynników.

Analizę przeprowadzono dla kwarcu w kierunku propagacji charakteryzującym się stałymi materiałowymi: $\lambda = 0,669 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$, $\mu = 5,794 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$; przyjęta gęstość polimeru: $\rho = 1,2 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$. Zależność zmiany prędkości od pulsacji dla trzech warstw o różnej grubości przedstawia rysunek 3.

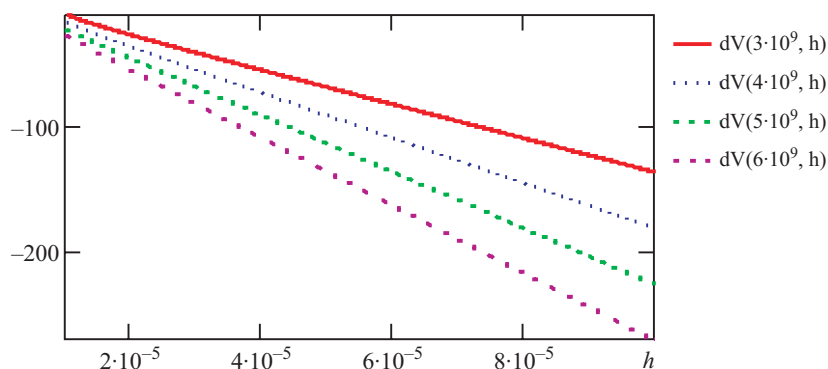


Rys. 3. Zmiana prędkości AFP w funkcji pulsacji dla różnych warstw polimeru: akustycznie cienkiej (linia kreskowana), porównywalnej z długością fali (linia kropkowana) oraz akustycznie grubej (linia ciągła). Zmiana prędkości wyrażona jest w m/s, zaś częstotliwość w Hz

Rezonanse na rysunku 3 (słabo tu widoczne ze względu na przyjęty krok obliczeń) występują w miejscach, dla których grubość warstwy wynosi $\Lambda/4$. Nasilają się one wraz ze wzrostem gęstości polimeru. Poza ich obszarem zależność dla warstwy akustycznie grubej jest liniowa i stosunkowo stroma $\sim 45 \text{ m/s} \cdot \text{GHz}$. Wynik ten wydaje się być istotny z punktu widzenia praktycznych zastosowań detektorów gazu z AFP, uwidacznia bowiem korzyści związane ze wzrostem ich częstotliwości pracy.

Rysunek 4 przedstawia zmiany prędkości w funkcji grubości warstwy dla czterech pulsacji z zakresu od $3 \cdot 10^9$ do $6 \cdot 10^9 \text{ rad/s}$ (dla przyjętej skali grubości leżą one poza obszarem rezonansów).

Także w tym przypadku widać opłacalność przejścia z zakresem pracy detektorów z AFP w obszar wyższych częstotliwości.



Rys. 4. Zmiana prędkości AFP w funkcji grubości warstwy chemoczułej dla różnych pulsacji. Zmiana prędkości wyrażona jest w m/s, a grubość w m

5. Wnioski

Powyższe analizy pozwalają na stwierdzenie, że przejście w obszar wyższych częstotliwości może być korzystne pod względem poprawy czułości detektorów z AFP, o ile uniknie się rezonansów (rys. 3), tzn. zapewni odpowiedni stosunek długości fali do grubości warstwy chemoczułej. Istotnym wynikiem analiz jest również liniowość detektora utrzymywana w dość szerokim zakresie częstotliwości oraz przenoszonych mocy. Symulowane zmiany tej mocy w zakresie od -10 do $+10$ dBm nie spowodowały znaczących odchyłeń od wspomnianej liniowości.

Praca na wyższych częstotliwościach wiąże się jednak z pewnymi trudnościami. Przede wszystkim wzrost częstotliwości pracy detektora powoduje zmniejszanie się powierzchni chemicznie czynnej (zawartej pomiędzy przetwornikami i proporcjonalnej do λ^2) — i zdecydowany spadek czułości. Można temu zaradzić, pracując na owertonach rezonatora [9] bądź stosując specjalne typy przetworników międzypalczastych (pozwalające na pracę z dużymi aperturami i dużymi dystansami międzyprzetwornikowymi). Wiadomo także, że wraz z grubością warstwy rosną straty propagacyjne [8]. Może więc się okazać, że mimo poprawy czułości walory użytkowe czujnika pogarszają się na skutek spadku wartości stosunku sygnału do szumu w oscylacyjnym układzie detektora i obniżenia stabilności generowanych drgań [10]. Przepuszczalnie możliwe jest znalezienie rozwiązań optymalnych. Wymagać to będzie jednak dalszych analiz.

Praca naukowa częściowo finansowana ze środków KBN w latach 2004-2007 jako projekt badawczy nr 0T00C00626.

Artykuł wpłynął do redakcji 20.10.2005 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w styczniu 2006 r.

LITERATURA

- [1] J. A. OGILVY, *Predicting mass loading sensitivity for acoustic wave sensors operating in air*, Sensors and Actuators B 42, 1997.
- [2] H. NANTO, Y. YOKOI, T. MUKAI, *Novel gas sensor using polymer-film-coated quartz resonator for environmental monitoring*, Mat. Sci. and Eng. C12, 2000.
- [3] M. HIEDA, R. GARCIA, M. DIXON, T. DANIEL, D. ALLARA, M. H. W. CHAN, *Ultrasensitive quartz crystal microbalance with porous gold electrodes*, Applied Phys. Lett. 84, 2004, 4.
- [4] Z. C. FENG, C. CHICIONE, *A delay differential equation model for surface acoustic wave sensors*, Sensors and Actuators A 3654, 2003.
- [5] J. D. N. CHEEKE, Z. WANG, *Acoustic wave gas sensors*, Sensors and Actuators B 59, 1999.
- [6] J. W. GRATE, B. M. WISE, M. H. ABRAHAM, *Method for unknown vapor characterisation and classification using a multivariate sorption detector. Initial derivation and modeling based on polymer-coated acoustic wave sensor arrays and linear solvation energy relationships*, Anal. Chem. 71, 1999.
- [7] J. DAVID, N. CHEEKE, *Fundamentals and application of ultrasonic waves*, CRC Press, 2002.
- [8] B. A. AULD, *Acoustic fields and waves in solids*, Wiley, 1973.
- [9] M. PASTERNAK, *Hypersonic generator for SAW gas sensors*, IEEE Sensors Proc., 2004.
- [10] M. PASTERNAK, *Problem niestabilności fazy w oscylatorach z AFP*, Materiały I Konferencji pt. „Urządzenia i Systemy Radioelektroniczne”, Soczewka 2005.

M. PASTERNAK

**An approach to mass sensitivity prediction of SAW gas sensor
with acoustically thick chemisensitive polymer layer**

Abstract. In most of surface acoustic waves (SAW) sensors mass sensitivity analyses an acoustically thin chemisensitive layer deposited at the SAW substrate is assumed. Generally, the assumption mentioned above is physically justified for the sensors working in low frequency range where the acoustic waves are long enough.

For high frequency range of SAW sensors (an order of GHz) such simplification may be not valid because the wavelength is then very short (μm). For this reason, it is necessary to improve the layer deposition technology or extend the existing analyses. In the paper, an approach to such extension has been described. As a result, the mass sensitivity formula for SAW sensors with acoustically thick layers has been obtained. The formula derived in the paper confirms that mass sensitivity increases as a function of frequency.

Keywords: surface acoustic waves, gas sensors, mass sensitivity

Universal Decimal Classification: 534