

Jan KUBICKI
Miroslaw KWAŚNY
Jadwiga MIERCZYK

FOTOAKUSTYCZNE ZJAWISKA W MIESZANINACH GAZOWYCH Z SF₆ OŚWIETLANYCH IMPULSOWYM LASEREM CO₂

STRESZCZENIE *W pracy przeanalizowano zjawisko powstawania fali akustycznej w ośrodku gazowym absorbującym przemodulowaną wiązkę monochromatycznego promieniowania o dopasowanej długości fali. Zwrócono uwagę na wpływ czasowego kształtu impulsów laserowych oraz ciśnień parcjalnych gazu absorbującego i gazów buforowych na proces powstawania zjawisk akustycznych. Opisany został układ eksperymentalny w którym przebadano absorpcję rezonansową oraz zjawiska fotoakustyczne zachodzące w oświetlanych impulsami lasera CO₂ mieszaninach gazowych zawierających sześćfluorek siarki. Wyniki badań przedstawiono na zdjęciach, i wykresach. Wyciągnięto wnioski odnośnie możliwości wykorzystania przebadanych zjawisk do budowy urządzeń wykrywających skażenia.*

Słowa kluczowe: fotoakustyka, spektroskopia, absorpcja rezonansowa

dr inż. Jan KUBICKI

e-mail: jkubicki@wat.edu.pl

dr inż. Miroslaw KWAŚNY

e-mail: mkwaśny@wat.edu.pl

mgr inż. Jadwiga MIERCZYK

e-mail: jmierczyk@wat.edu.pl

Instytut Optoelektroniki
Wojskowa Akademia Techniczna

1. WSTĘP

Spektroskopia fotoakustyczna ma swoje historyczne korzenie w latach osiemdziesiątych XIX wieku kiedy to Alexander Graham Bell, John Tyndall i Wilhelm Röntgen jako pierwsi rozważali możliwość powstania efektów fotoakustycznych [1, 2, 3]. Zjawiska te występują w gazie wypełniającym komorę oświetlaną przez okresowo modulowaną wiązkę światła absorbowaną przez ten gaz. Energia promieniowania jest wówczas zamieniana na energię kinetyczną molekuł gazu, przez co uzyskuje się wewnątrz komory fluktuacje ciśnienia będące falami akustycznymi.

Teoria zjawisk fotoakustycznych w ciałach stałych została rozwinięta dopiero po kilkudziesięciu latach przez Allana Rosencwaiga i Allena Gersho [4]. Obecnie zjawiska te są wykorzystywane m. in. do badań mikrostruktur materiałów i zjawisk zachodzących w tych materiałach.

Na początku lat 70-tych, efekt fotoakustyczny został wykorzystany przez L. Kreuzera do wykrywania zanieczyszczeń gazowych [5].

Tematyka spektroskopii fotoakustycznej pokrywa się w znacznej części z tematyką klasycznej spektroskopii absorpcyjnej, zwłaszcza dotyczącej przejść między poziomami oscylacyjno-rotacyjnymi w molekułach [6, 7]. Znane jest również praktyczne wykorzystanie spektroskopii do określania składu chemicznego mieszanin gazowych i do badań podstawowych molekuł absorbujących promieniowanie [8].

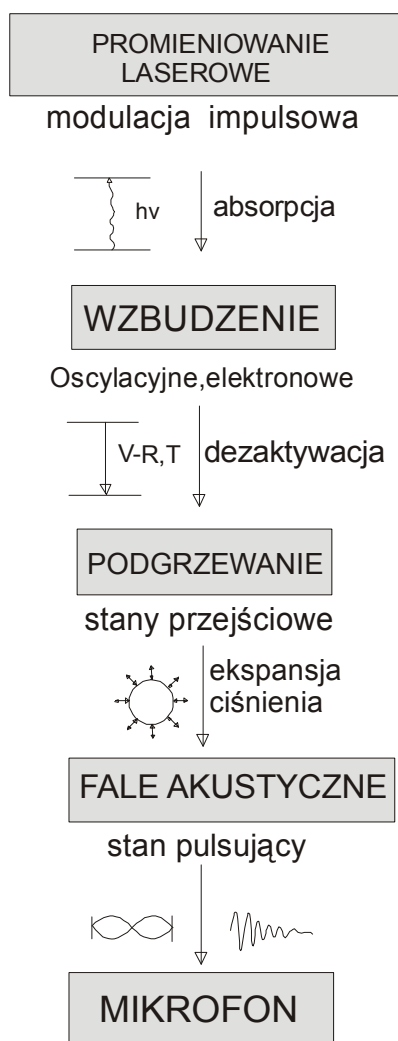
Należy jednak zauważyć, że spektroskopia ogranicza się głównie do wykorzystywania wiązki światła o małej gęstości mocy nie zmieniającej ośrodka absorbującego. Oświetlając natomiast molekularny ośrodek gazowy stosunkowo silną wiązką promieniowania podczerwonego o częstotliwości ν dopasowanej do pasma absorpcji tego ośrodka, doprowadzamy do bezpośredniego wzbudzenia znacznej części molekuł w oświetlanym gazie. Prowadzi to ostatecznie do wzrostu temperatury i ciśnienia gazu. Tak więc spektroskopia fotoakustyczna jest metodą aktywną wprowadzającą termodynamiczne zmiany w badanym ośrodku. Do wywołania tych zjawisk mogą być wykorzystywane rozmaite źródła światła. Należą do nich lampy wolframowe (żarnikowe), wysoko ciśnieniowe lampy ksenonowe, lampy kwarcowe, żarniki Nearnst'a (bliska i średnia podczerwień), lasery.

Potrzeba szybkiego monitorowania rosnących zanieczyszczeń, stanowiących duże zagrożenia dla środowiska, wymusiła szybki rozwój spektroskopii fotoakustycznej, której czułość jest stosunkowo duża. Dla niektórych drobin w fazie gazowej, jak na przykład etylenu, przy użyciu laserów w podczerwieni dochodzi do 1 części na 10^9 drobin gazu nośnego [9, 10]. Dzięki tak

dużej czułości oraz dużej szybkości wykonywania badań, spektroskopia fotoakustyczna przyczynia się do rozwoju różnych nauk przyrodniczych a zwłaszcza chemii i biologii, gdzie można ją wykorzystać.

2. OPIS ZJAWISK ZACHODZĄCYCH W GAZIE POD WPŁYWEM ABSORBOWANEGO PROMIENIOWANIA PODCZERWONEGO

Genezę powstawania zjawisk fotoakustycznych w gazie pod wpływem absorbowanego promieniowania można opisać za pomocą następującego schematu [9] (rys. 1).



Rys. 1. Schemat procesu powstawania zjawisk fotoakustycznych w gazie

W wyniku oświetlenia gazu przez zmodulowaną wiązkę monochromatycznego promieniowania podczerwonego o częstotliwości ν dopasowanej do różnicy oscylacyjno-rotacyjnych poziomów energetycznych $h\nu = E_2 - E_1$, następuje absorpcja promieniowania zgodnie ze znanym wzorem [11]:

$$I_{abs} = I_0(1 - e^{-\alpha L}) \quad (1)$$

gdzie:

- I_0 – natężenie promieniowania padającego,
 L – długość absorbującego ośrodka,

$$\alpha = \frac{h\nu}{c} S(\nu) \left(\frac{g_{j_1}}{g_{j_0}} n_{j_0} - n_{j_1} \right) - \text{współczynnik absorpcji.}$$

- $S(\nu)$ – funkcja kształtu linii absorpcyjnej,
 n_{j_0}, n_{j_1} – obsadzenia odpowiednich poziomów oscylacyjno-rotacyjnych.

Zaabsorbowane kwanty promieniowania powodują wzbudzenie molekuł gazu na określone oscylacyjno-rotacyjne poziomy energetyczne. Następnie w wyniku odpowiednich relaksacji następuje przekaz energii na inne poziomy energetyczne i do ruchu postępowego molekuł.

Charakteryzujący się kilkoma czasami relaksacji proces jest złożony i można go jedynie opisać poprzez wykorzystanie uproszczonego modelu.

Oznaczając przez:

- W – prawdopodobieństwo przejścia wymuszonego padającym promieniowaniem,
 τ_{RT} – czas relaksacji rotacyjnej,
 τ_{VV} – czas relaksacji oscylacyjnej,
 τ_{VT} – czas relaksacji oscylacyjno-translacyjnej

oraz wykorzystując model, w którym występują dwa podpoziomy rotacyjne obsadzone molekułami w ilości odpowiednio: n_{j_0} , n_{j_1} na dwóch poziomach oscylacyjnych obsadzonych molekułami w ilości odpowiednio N_0 i N_1 , procesy związane z pochłanianiem promieniowania w gazie można opisać następującymi równaniami [12, 13]:

$$\frac{dn_{j_1}}{dt} \approx W_{10}^{j_1 j_0} \left[\frac{g_{j_1}}{g_{j_0}} n_{j_0} - n_{j_1} \right] + \frac{1}{\tau_{RT}} [N_1 q - n_{j_1}] \quad (2)$$

$$\frac{dn_{j_0}}{dt} \approx -W_{10}^{j_1 j_0} \left[\frac{g_{j_1}}{g_{j_0}} n_{j_0} - n_{j_1} \right] + \frac{1}{\tau_{RT}} [N_{01} q a - \frac{g_{j_1}}{g_{j_0}} n_{j_0}] \quad (3)$$

$$\frac{dN_1}{dt} \approx W_{10}^{j_1 j_0} \left[\frac{g_{j_1}}{g_{j_0}} - n_{j_1} \right] + \frac{1}{\tau_{VT}} [N_0 \beta - N_1] \quad (4)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} \quad N_0 + N_1 = N = \text{const} \quad (5)$$

gdzie:

$$a = \exp\left\{-\frac{E_{j_0} - E_{j_1}}{kT}\right\}, \quad \beta = \exp\left\{-\frac{E_1}{kT}\right\}, \quad q = g_{j_1} \frac{1}{g_{j_0}} \exp\left\{-\frac{E_{j_1}}{kT}\right\}$$

Wielkość q przedstawia równoważną względną część molekuł na podpoziomie rotacyjnym j_1 ; E_{j_0} i E_{j_1} – energię podpoziomów rotacyjnych, E_1 – energię przejścia oscylacyjnego $1 \rightarrow 0$; $g_{j_0} = kT / B_e$ – statystyczną sumę rotacyjną, B_e – stałą rotacyjną molekuly; $W_{10}^{j_1 j_0}$ – prawdopodobieństwo promienistego przejścia wymuszonego ($v = 1, j_1$) \rightarrow ($v = 0, j_0$) pod wpływem promieniowania laserowego.

Dodanie do gazu absorbującego promieniowanie innego gazu spowoduje zwiększenie częstości zderzeń i w związku z tym funkcja kształtu linii $S(\nu)$ ulegnie spłaszczeniu. W przypadku dokładnego dopasowania częstotliwości pochłanianego promieniowania do centrum linii, współczynnik absorpcji α zmniejszy się. Jeżeli jednak absorbowane promieniowanie nie pokrywa się z centrum linii, to współczynnik α może się zwiększyć. Bardziej skomplikowany staje się wówczas opis procesów relaksacyjnych, gdyż obojętne dla promieniowania molekuly, w zależności od dopasowania energetycznego, będą przejmowały w sposób bezpośredni lub pośredni energię oscylacyjną od wzbudzonych przez promieniowanie molekuł. W związku z tym wydłuży się czas relaksacji oscylacyjno-translacyjnej w porównaniu z ośrodkiem jednoskładnikowym o takim samym ciśnieniu.

Bezpośrednim efektem relaksacji oscylacyjno-translacyjnej jest zamiana energii oscylacyjnej wzbudzonych molekuł na energię kinetyczną ruchu postępowego wszystkich molekuł. W wyniku tego następuje wzrost temperatury i ciśnienia gazu.

Czasy relaksacji w zapisanych równaniach są stosunkowo krótkie (poniżej 1 μ s) i przy przemodulowaniach wiązki promieniowania z częstotliwością poniżej 1 kHz, można przyjąć, że energia pochłanianego promieniowania zamienia się natychmiast w ciepło.

Uwzględniając fakt, że przemodulowana wiązka światła o określonym rozkładzie przestrzennym oświetla jednocześnie całą rozpatrywaną przestrzeń, zachodzące zjawiska można opisać równaniem [14]:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \hat{s} \nabla I + \mu_a I = 0 \quad (6)$$

gdzie:

- I – natężenie promieniowania,
 \hat{s} – operator normalizujący,

$$\int f(\hat{s}, \hat{s}') d^2 s' = 1$$

- μ_a – współczynnik absorpcji.

Wydzielona w wyniku absorpcji promieniowania energia cieplna ulega procesowi dyfuzji zgodnie z równaniem:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \nabla^2 T = \mu_a \bar{I} \quad (7)$$

gdzie:

- ρ – gęstość,
 C_p – pojemność cieplna przy stałym ciśnieniu,
 K – współczynnik przewodnictwa cieplnego.

Równanie to należy uzupełnić równaniem ciągłości ośrodka:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = \rho \beta \frac{\partial T}{\partial t} \quad (8)$$

gdzie β jest współczynnikiem objętościowej ekspansji termicznej.

Zakładając, że procesy dyfuzji są stosunkowo wolne, w porównaniu z szybkością przemodulowań promieniowania, drugi człon w równaniu (7) można pominąć i na podstawie równań (7) i (8), napisać:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = \frac{\beta}{C_p} \mu_a \bar{I} \quad (9)$$

Przyjmując, że ciśnienie i gęstość ośrodka składają się ze stacjonarnych wartości odpowiednio p_0 i ρ_0 , i odpowiednich fluktuacji δp i $\delta \rho$, można zapisać:

$$p = p_0 + \delta p$$

$$\rho = \rho_0 + \delta \rho$$

Zakładając, że

$$\delta p \ll p_0 \quad \text{i} \quad \delta \rho \ll \rho_0,$$

po odpowiednich przekształceniach równań (8) i (9), przy założeniu, że absorbowana wiązka promieniowania jest modulowana z częstotliwością ω oraz przy uwzględnieniu podstawowych harmonicznych w rozkładzie Fouriera, otrzymamy:

$$\nabla^2 p + k_0^2 p = \frac{i\omega\Gamma\mu_a \bar{I}}{c_s^2} \quad (10)$$

gdzie:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad \text{– prędkość dźwięku,}$$

$$\Gamma = \beta c_s^2 / C_p \quad \text{– stała Gruneisena,}$$

$$k_0 = \frac{\omega}{c_s} \quad \text{– wektor falowy,}$$

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$$

R – stała gazowa,

M – masa molowa.

W przypadku, gdy komora absorpcyjna ma kształt walca o długości L znacznie większej od średnicy i jest zakończona ściankami odbijającymi falę akustyczną, można jej przyporządkować akustyczną częstotliwość rezonansową [15]:

$$f_{rez} = c_s \frac{1}{2L} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \frac{1}{2L} \quad (11)$$

Gdy częstotliwość fotoakustycznego sygnału jest nieco przesunięta względem częstotliwości własnych komory ($f = f_{rez}(1+\delta)$, $\delta \ll 1$), nastąpi zmniejszenie jego amplitudy A zgodnie z wzorem

$$\frac{A(f)}{A(f_{rez})} \cong [1 + Q^2 (1 - (1 + \delta)^2)^2]^{-1/2} \quad (12)$$

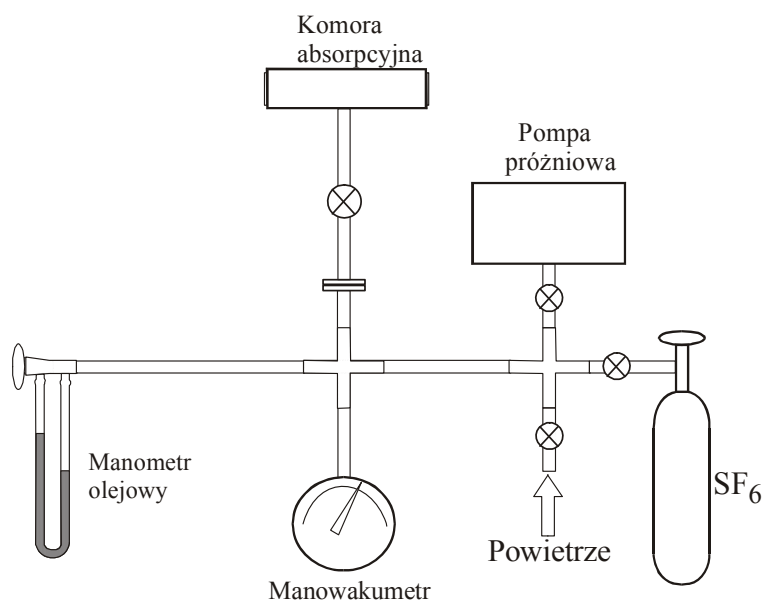
gdzie:

Q – dobroć rezonatora akustycznego.

Ostatecznie więc cały złożony proces prowadzi do powstania fali akustycznej, którą możemy zarejestrować za pomocą mikrofonu lub bezpośrednio usłyszeć.

3. BADANIA EKSPERYMENTALNE

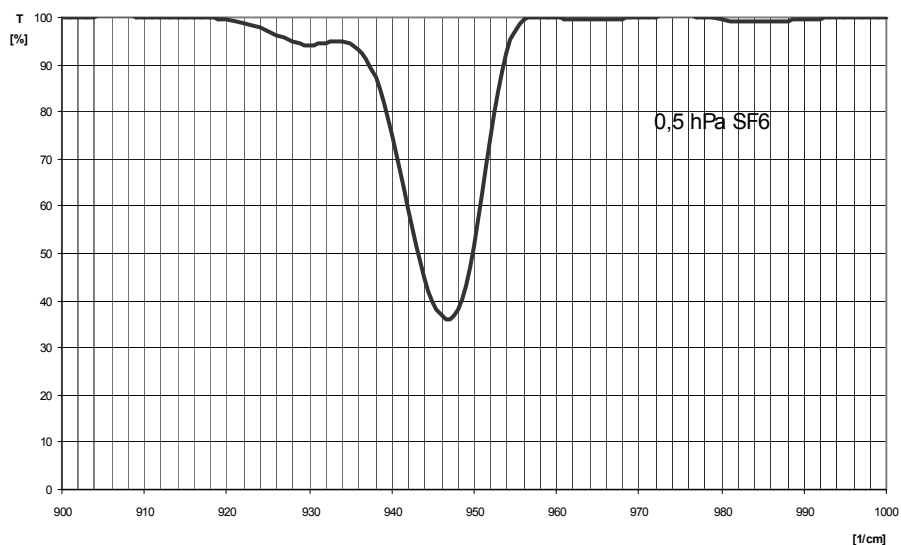
Do badań eksperymentalnych wykorzystano szklaną komorę absorpcyjną w kształcie walca o średnicy 20 mm i długości 150 mm. Komora była zamknięta z obydwu stron oknami z selenku cynku i została wykorzystana do badań spektralnych na spektrofotometrze. Napełniano ją na stanowisku przedstawionym na schemacie (rys. 2). W kolejnych badaniach komora była odpompowywana za pomocą pompy próżniowej i napełniana sześćfluorkiem siarki do określonych ciśnień (0,5÷10 hPa) mierzonych na manometrze olejowym; następnie dopełniano ją powietrzem do odpowiednich ciśnień końcowych mierzonych na manometrze olejowym lub na manowakumetrze.



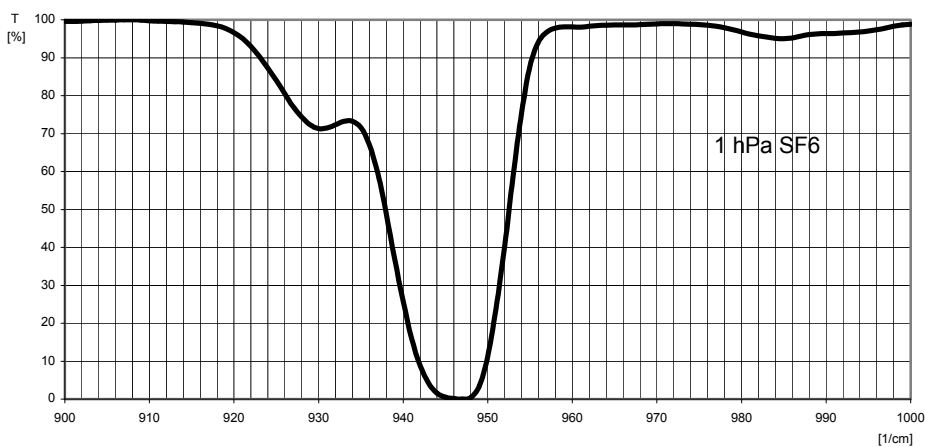
Rys. 2. Schemat stanowiska do napełniania komór absorpcyjnych

Po napełnieniu, komorę odłączano i przenoszono do spektrofotometru, gdzie mierzono jej transmisję w funkcji liczby falowej przechodzącego promieniowania.

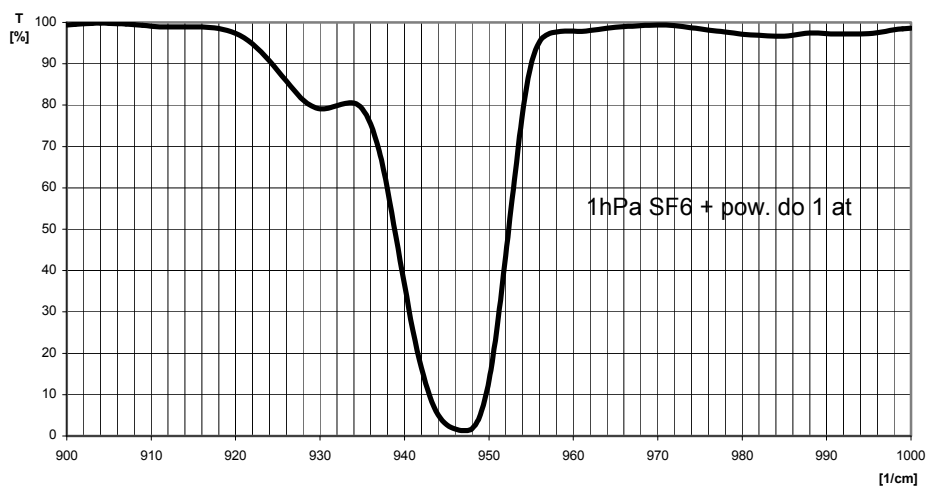
Najważniejsze wyniki przedstawiono na rysunkach: 3, 4 i 5.



Rys. 3. Wykres transmisji czystego sześćofluorku siarki o ciśnieniu 0,5 hPa w funkcji liczby falowej przechodzącego promieniowania



Rys. 4. Wykres transmisji czystego sześćofluorku siarki o ciśnieniu 1 hPa w funkcji liczby falowej przechodzącego promieniowania



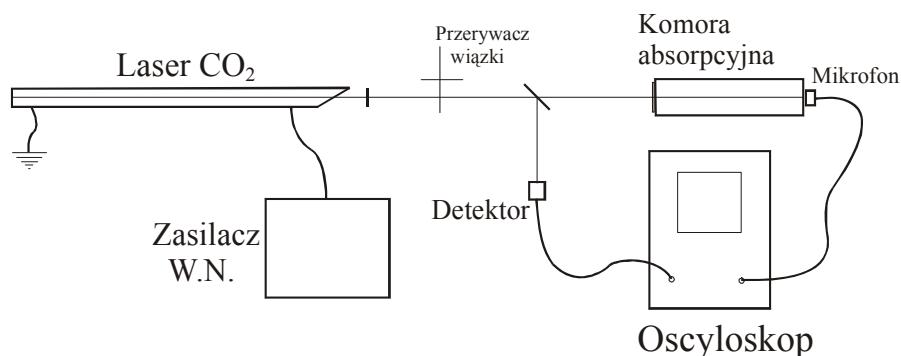
Rys. 5. Wykres transmisji mieszanki sześćfluorku siarki o ciśnieniu 1 hPa z powietrzem (1 at) w funkcji liczby falowej przechodzącego promieniowania

Z przedstawionych wykresów widać, że maksimum absorpcji dla SF_6 , występuje dla promieniowania o liczbie falowej $\tilde{\nu} = 947 \text{ cm}^{-1}$ i przy ciśnieniu parcjalnym 1 hPa tego gazu praktycznie komora nie przepuszcza promieniowania o tej liczbie falowej. Dodawanie powietrza nawet w stosunkowo dużej ilości (do ciśnienia atmosferycznego), nie zmienia w sposób istotny krzywej absorpcji.

Maksimum absorpcji badanego gazu pokrywa się stosunkowo dobrze z długością fali promieniowania lasera CO_2 (linia P20 pasma $10,4 \mu\text{m}$). Dzięki temu możliwe było wykorzystanie go do eksperymentów fotoakustycznych z tym laserem.

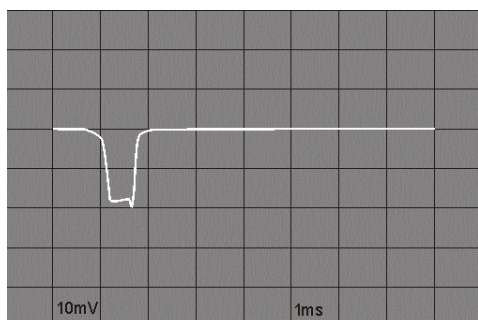
Do badań wykorzystano tą samą komorę absorpcyjną, zastępując okno wyjściowe z ZnSe folią metalową. Dzięki temu poprawiły się własności akustyczne komory. Eksperyment przeprowadzono na stanowisku, którego schemat przedstawiono na rysunku 6.

Pracę impulsową wiązki laserowej uzyskiwano dwoma metodami. W pierwszej z nich laser pracował w sposób ciągły z mocą $\sim 5 \text{ W}$ a do modulacji wiązki wykorzystywano mechaniczny przerywacz w postaci wirującej tarczy z otworem. Część wiązki była odprowadzana na detektor połączony z oscyloskopem cyfrowym rejestrującym kształt impulsów laserowych. Przedstawiono je na rysunku 7.

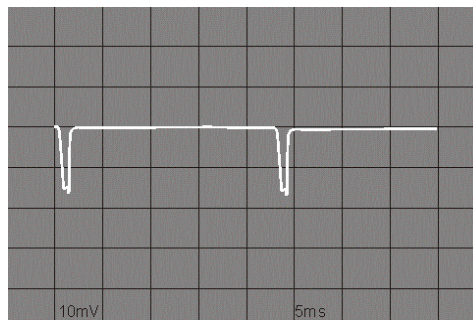


Rys. 6. Schemat stanowiska do badania efektów fotoakustycznych w komorze napełnionej mieszaniną SF₆ z powietrzem

a)



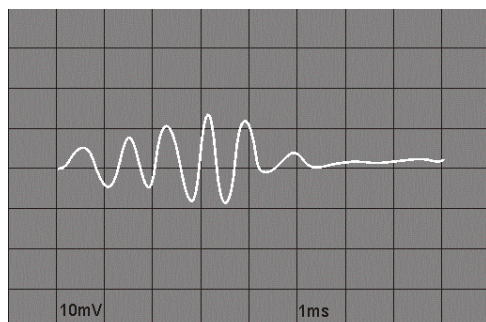
b)



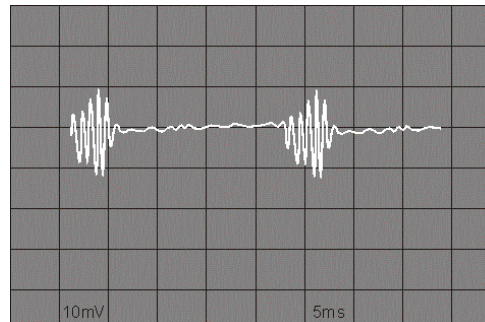
Rys. 7. Impulsy laserowe po przejściu wiązki przez przerywacz:
a – pojedynczy impuls, b – ciąg impulsów

W wyniku absorpcji promieniowania laserowego w gazie wypełniającym komorę, powstał efekt fotoakustyczny w postaci fali akustycznej. Sygnały z mikrofonu rejestrowane na oscyloskopie przedstawiono na rysunku 8.

a)

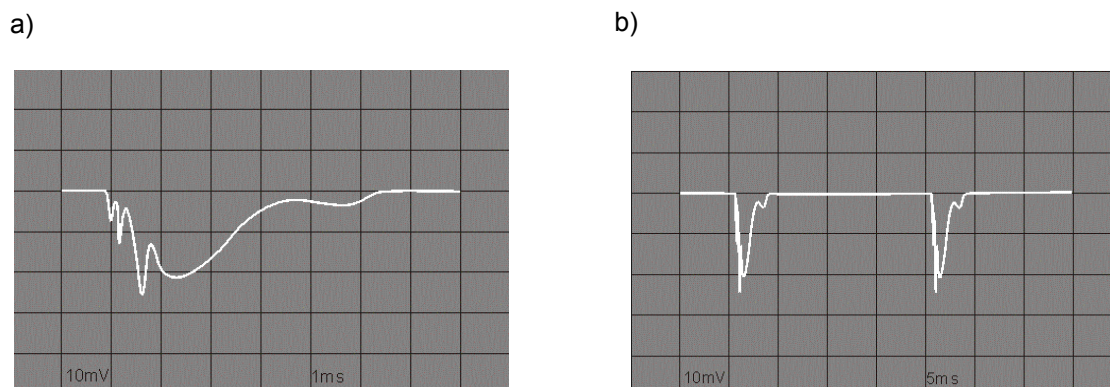


b)



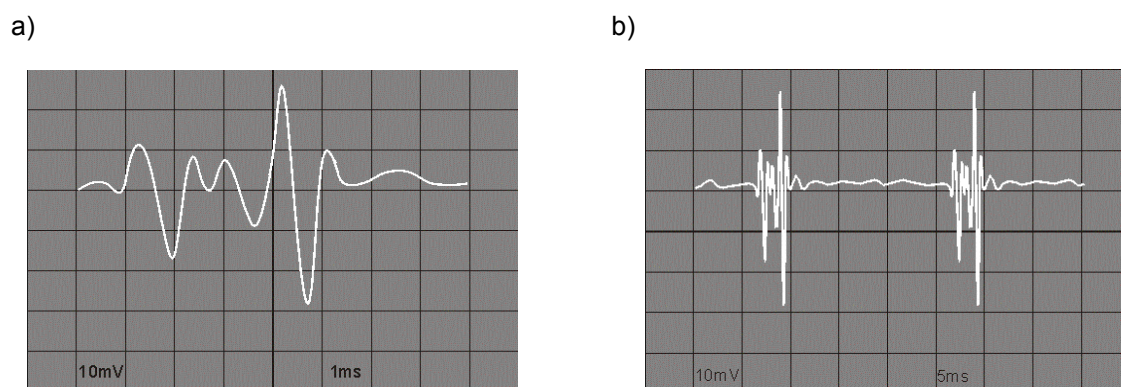
Rys. 8. Przebiegi oscyloskopowe sygnałów akustycznych wywołanych przerywaną wiązką laserową: a – pojedynczy impuls, b – ciąg impulsów

W drugiej metodzie zastosowano zasilanie impulsowe lasera, usuwając przerywacz wiązki. Przebiegi oscyloskopowe emitowanych impulsów laserowych przedstawiono na rysunku 9.



Rys. 9. Przebiegi oscyloskopowe impulsów laserowych emitowanych przez laser z zasilaniem impulsowym: a – pojedynczy impuls, b – ciąg impulsów

Na rysunku 10 przedstawiono przebiegi odpowiadające falam akustycznym w komorze po absorpcji przedstawionych wyżej impulsów laserowych.



Rys. 10. Przebiegi oscyloskopowe sygnałów akustycznych wywołanych wiązką lasera zasilanego impulsowo: a – pojedynczy impuls, b – ciąg impulsów.

Dobre dopasowanie przejść energetycznych gazowego absorbera do długości fali pochłanianego promieniowania laserowego, pozwoliło na sprawne przetworzenie energii tego promieniowania na energię fali akustycznej. Z przedstawionych oscylogramów wynika, że amplituda otrzymanej fali dźwiękowej zależy bardzo istotnie od kształtu i energii impulsów laserowych.

4. PODSUMOWANIE

Przeprowadzona w pracy analiza wyjaśnia, skąd bierze się tak duża czułość wykrywania związków chemicznych za pomocą spektroskopii fotoakustycznej. Wynika ona po pierwsze – z możliwości wielokrotnego wykorzystywania tych samych molekuł absorbujących promieniowanie, gdyż procesy relaksacyjne są o trzy rzędy szybsze od oscylacji akustycznych; po drugie, przy dużej dobroci rezonatora akustycznego – z możliwości gromadzenia energii fal akustycznych w dłuższym czasie.

Aczkolwiek przedstawiona praca ma jedynie charakter rozpoznawczy, gdyż zarówno analizę jak i badania eksperymentalne potraktowano w niej w sposób jakościowy, to jednak zwracając uwagę na zjawiska mogące mieć istotny wpływ na efekt końcowy, można na jej podstawie wyciągnąć wnioski odnośnie możliwości wykorzystania tych zjawisk do budowy urządzeń wykrywających rozmaite zanieczyszczenia gazowe a w szczególności chemiczne skażenia terenu.

Widać również dużą przydatność lasera CO₂ emitującego promieniowanie o długości fali pokrywającej się z pasmami absorpcyjnymi wielu związków chemicznych.

Wykorzystując do eksperymentu znany w elektrotechnice sześćfluorek siarki posiadający dobre dopasowanie pasma absorpcji do długości fali promieniowania lasera CO₂, wykonano układ eksperymentalny, który jest wygodnym narzędziem do testowania elementów wykorzystywanych w spektroskopii fotoakustycznej.

LITERATURA

1. Bell A.G.; Am. J. Sci. 20,305 (1880).
2. Tyndal J.; Proc. R.Soc. Londyn 31, 307 (1881).
3. Rontgen W. C.; Philos. Mag. 11, 308 (1881).
4. Gersho A. Rosencwaig A., "Theory of the Photoacoustic Effect in Solids", J. Appl. Phys.. 47, 64 (1976).
5. Kreuzer L. B.; "Ultralow gas concentration infrared absorption spectroscopy," J. Appl. Phys. 42,2934 (1971).
6. Kęcki Z.; Podstawy spektroskopii molekularnej, PWN, Warszawa 1975.
7. Kaczmarek F.; Wstęp do fizyki laserów, PWN, Warszawa 1978.
8. Bassler G. C. Silverstein R. M.; Spektroskopowe metody identyfikacji związków organicznych, PWN, Warszawa 1970.

9. Boccara A. C., Zimering B. L.; " Applications of a compact photothermal-deflection-based setup for trace-gas detection in real-time *in situ* environmental monitoring and chemical analysis," Appl. Opt. 36, 3188 (1997).
10. Haisch C., Viessner R.; „Light and sound photoacoustic spectroscopy“, Spectroscopy Europa 14/5(2002).
11. Bozóki Z., Hess P., Miklós A.; „Application of acoustic resonators in photoacoustic trace gas analysis and metrology“, Review of scientific instruments 72, 1937 (2001).
12. Kabasznikow W. P., Rubanow A. S. ŽPS, 10 760 (1969).
13. Letochow W. S., Makarow A. A. ŽETF, 63 2064 (1972).
14. Fisher A. R., Schissler A. J., Schotland J. C. „Photoacoustic effect for multiplyscattered light“, Physical Review E 76, 036604(2007).
15. McQueen D. H.” Acoustical theory of the photoacoustic effect in gaseous and liquid media“, J. Phys. D: Appl. Phys. 12 1673 (1979).

Rękopis dostarczono, dnia 04.04.2008 r.

Opiniował: prof. dr hab. inż. Władysław Dybczyński

PHOTOACOUSTIC PHENOMENA IN PULSE CO₂ LASER IRRADIATED SF₆ GASEOUS MIXTURES

Jan KUBICKI, Mirosław KWAŚNY
Jadwiga MIERCZYK

ABSTRACT *Phenomena accompanying acoustic wave generation in a gaseous medium absorbing an over-modulated monochromatic radiation beam with matched wavelength are analyzed in the paper. An attention is paid to influence of laser pulse temporal profile and partial pressures of absorbing gas and buffer gases on processes for generation of acoustic phenomena. Experimental setup for investigation of resonance absorption and photoacoustic phenomena in CO₂ laser pulse irradiated gaseous mixtures including sulfur fluoride is described. Investigation results are presented in pictures and charts. Conclusions related to a possibility of application of the described phenomena in devices intended for pollutant detection are drawn.*

Dr inż. Jan Kubicki absolwent Wydziału Fizyki Technicznej Wojskowej Akademii Technicznej. W 1980 r. obronił pracę doktorską z dziedziny laserów molekularnych. Obecnie pracuje w Instytucie Optoelektroniki WAT. Jest autorem lub współautorem kilkadziesiąt publikacji naukowych z dziedziny fizyki laserów, układów laserowych dużej mocy, spektroskopii laserowej, oddziaływania promieniowania laserowego z materią, wykorzystania impulsowych wyładowań elektrycznych do modernizacji powierzchni a także współautorem patentów z zakresu wykorzystania impulsowych wyładowań elektrycznych przy nanoszeniu warstw z materiałów proszkowych i przy modernizacji powierzchni metalowych.



Dr inż. Mirosław Kwaśny ukończył Wydział Chemii i Fizyki technicznej WAT w 1980 r. Specjalizuje się w badaniach i aplikacjach spektroskopii laserowej w diagnostyce medycznej, ochronie środowiska i technice wojskowej. Jest autorem i współautorem ponad 80 artykułów naukowych. Uczestniczy w wiodących programach interdyscyplinarnych z zakresu wczesnego wykrywania broni chemicznej i biologicznej. Wielokrotnie nagradzany złotymi medalami na międzynarodowych wystawach wynalazków.

Mgr Jadwiga Mierczyk Absolwentka Wydziału Matematyki – Fizyki – Chemii na Uniwersytecie Śląskim w Katowicach. Asystent naukowy w Instytucie Optoelektroniki Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie. Realizuje prace naukowo-badawcze z zakresu spektrofotometrii dotyczące materiałów optycznych, ośrodków aktywnych laserów, nieliniowych elementów optycznych, cienkich warstw i filtrów optycznych.

