

# ZASTOSOWANIE SPEKTROSKOPII ODBICIOWEJ W DALEKIEJ PODCZERWIENI DO CHARAKTERYZACJI ZWIERCIADEŁ BRAGGA Z AlAs/GaAs

Małgorzata Możdzonek<sup>1</sup>, Jarosław Gaca<sup>1</sup>, Marek Wesolowski<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut Technologii Materiałůw Elektronicznych  
ul. Wólczyńska 133, 01-919 Warszawa; e-mail: malgorzata.możdzonek@itme.edu.pl

**Streszczenie:** Metodę spektroskopii odbiciowej w zakresie dalekiej podczerwieni zastosowano do badań zwierciadeł Bragga wykonanych z AlAs/GaAs na podłożu GaAs. Pomiar widm odbicia zwierciadeł zostały wykonane dla różnych kątów padania fali na próbkę oraz z polaryzacją fali *s* i *p*. Otrzymane z pomiarów widma analizowane były numerycznie, poprzez dopasowanie widma teoretycznego do widma zmierzonego. Klasyczną teorię dyspersji zastosowano do wyznaczenia funkcji dielektrycznych związków GaAs i AlAs. Z dopasowania widm wyznaczono grubości warstw wchodzących w skład badanej struktury oraz określono koncentracje nośników w warstwach. Wyniki pracy pokazują, że za pomocą widm odbicia z dalekiej podczerwieni można dokonać charakteryzacji zwierciadeł Bragga wykonanych z GaAs/AlAs.

**Słowa kluczowe:** zwierciadło Bragga, GaAs/AlAs, widmo odbicia, daleka podczerwień, DBR

## Application of the far-infrared reflectance spectroscopy to characterization of AlAs/GaAs Bragg mirrors

**Abstract:** We present a study of GaAs/AlAs Bragg mirrors grown on GaAs substrates. Far-infrared reflectivity spectra were measured using polarized oblique-incidence Fourier transform spectroscopy. The optics of the features observed were analyzed, with respect to a given resonance mode. The far-infrared spectra were numerically modelled within a classical dispersion theory and then compared with the experimental data. The thicknesses of the layers and the free carrier concentration were determined when the best agreement between experimental and calculated spectra was reached. The results demonstrate that the oblique incidence far-infrared reflectance techniques can be applied to the characterization of GaAs/AlAs Bragg mirrors.

**Key words:** Bragg mirror, GaAs/AlAs, reflectance spectra, far-infrared, DBR

## 1. WSTĘP

Lasery półprzewodnikowe oraz diody luminescencyjne są podstawowymi źródłami światła stosowanymi w telekomunikacji optycznej i sieciach informatycznych, w drukarkach, napędach do DVD, CD [1-4]. Szczególne możliwości aplikacyjne stwarzają jednomodowe lasery o emisji powierzchniowej z pionowo usytuowanym rezonatorem optycznym (*surface-emitting diode lasers*) VCSEL oraz krawędziowa dioda laserowa (*distributed-feedback lasers*) DFB. Istotnym elementem struktur w obu tych źródłach światła są zwierciadła Bragga, które mogą być wykonane z półprzewodnika lub dielektryka [1]. Zbudowane są one z układu naprzemianległych warstw o różnych współczynnikach załamania. W zwierciadłach badanych w pracy są to warstwy AlAs i GaAs osadzone naprzemiennie na podłożu GaAs. Grubości pojedynczych warstw w zwierciadle Bragga równe są  $\lambda/4$  długości fali jaka będzie emitowana przez laser. Wartość współczynnika odbicia zwierciadła zależy od liczby par warstw tworzących zwierciadło, a także od różnicy współczynników załamania tych warstw. W układzie AlAs/GaAs różnica ta jest stosunkowo niewielka ( $n_{GaAs} = 3,5$ ,  $n_{AlAs} = 3,0$ ) i dla osiągnięcia wymaganego w laserach VCSEL wysokiego współczynnika odbicia (> 99,5%) koniecznych jest ~ 20 par warstw. Warstwy wchodzące w skład zwierciadła muszą charakteryzować się dużą czystością oraz bardzo wąskimi obszarami rozdzielającymi warstwy.

Spektroskopia odbiciowa zastosowana została do badań i kontroli współczynnika odbicia zwierciadeł Bragga [5 - 7]. Pomiaru te odnoszą się głównie do zakresu falowego bliskiej podczerwieni. W niniejszej pracy przedstawione są wyniki badań zwierciadeł Bragga z AlAs/GaAs które autorzy prze-

przewodzący przy użyciu spektroskopii odbiciowej w dalekiej podczerwieni. Celem niniejszej pracy jest pokazanie możliwości jakie daje spektroskopia odbiciowa w zakresie długofalowym w zastosowaniu do charakteryzacji zwierciadeł Bragga.

## 2. EKSPERYMENTY

Zwierciadła Bragga zostały wykonane z AlAs/GaAs metodą LP MOVPE i składały się z 25 par warstw AlAs-GaAs oraz bufora, które zostały osadzone na podłożu GaAs (100) domieszkowanym Si. Grubości warstw AlAs i GaAs były tak dobrane, aby zakres pracy zwierciadeł wynosił 980 nm. Badania zostały przeprowadzone przy użyciu spektrofotometrów fourierowskich firmy Bruker typ Vertex 80v oraz IFS 113v. Pomiarów wykonano w zakresie spektralnym dalekiej i średniej podczerwieni (FIR, MIR) techniką odbicia dla polaryzacji  $p$  i  $s$  oraz w obszarze krótkofalowym (VIS). Spektrofotometr Vertex 80v dla pomiarów w dalekiej podczerwieni wyposażony był w źródło typu *globar*, szerokopasmowy rozdzielacz wiązki oraz detektor DLaTGS, a dla VIS w lampę wolframową, rozdzielacz wiązki CaF<sub>2</sub> oraz detektor Si. Natomiast spektrofotometr IFS 113v posiadał lampę rtęciową, rozdzielacz wiązki – Mylar 6 μm i detektor DTGS (zakres FIR) oraz *globar*, rozdzielacz wiązki KBr i detektor DTGS dla zakresu MIR. Pomiarów zostały wykonane w temperaturze pokojowej ze zdolnością rozdzielczą 0,5 cm<sup>-1</sup>.

Badane próbki oznaczone numerami 374 i 369 miały podobne grubości warstw. Otrzymane z pomiarów widma odbicia analizowano pod kątem uzyskania jak największej ilości informacji o parametrach wykonanych struktur Bragga takich jak: grubości warstw, jakość obszarów granicznych pomiędzy warstwami oraz koncentracji swobodnych nośników w warstwach.

## 3. OPIS TEORETYCZNY

W zakresie długofalowym do opisu oddziaływania fali elektromagnetycznej z supersiecią można przyjąć założenie, że struktura supersieci jest kryształem jednoosiowym o osi prostopadłej do warstw oraz równoległej do kierunku  $z$ . Funkcja dielektryczna ma wtedy postać [8 - 9]:

$$\varepsilon(\omega) = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz}(\omega) \end{bmatrix} \quad (1)$$

oraz  $e_{xx} = e_{yy}$ . Opis ten ma zastosowanie do warstw, gdzie wielkość  $d_1 + d_2$  ( $d_1$  - grubość warstwy 1,  $d_2$  - grubość warstwy 2 supersieci) jest dużo mniejsza od długości fali w próżni oraz gdy absorpcja jest mała:

$$d = d_1 + d_2 \ll \lambda \quad (2)$$

Oba te warunki są spełnione w dalekiej podczerwieni dla warstw niedomieszkowanych. Przyjmując, że poszczególne warstwy posiadają właściwości materiału objętościowego, główne składniki funkcji dielektrycznej są wyrażone przez [8]:

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = \varepsilon_{yy}(\omega) = \frac{\varepsilon_1(\omega)d_1 + \varepsilon_2(\omega)d_2}{d_1 + d_2} \quad (3)$$

$$\varepsilon_{zz}^{-1}(\omega) = \frac{\varepsilon_1^{-1}(\omega)d_1 + \varepsilon_2^{-1}(\omega)d_2}{d_1 + d_2} \quad (4)$$

gdzie  $\varepsilon_1(\omega)$ ,  $\varepsilon_2(\omega)$  - odpowiednio funkcja dielektryczna warstwy 1 i warstwy 2 supersieci. W przypadku supersieci o warstwach grubszych analizę heterostruktury można przeprowadzić również za pomocą klasycznej teorii dyspersji, gdzie fonony reprezentowane są poprzez oscylatory tłumione, a elektrony swobodne przez tłumiony plazmon objętościowy. Funkcja dielektryczna każdej z warstw przyjmuje zatem postać:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \sum_n \frac{S_n \omega_{TO_n}^2}{\omega_{TO_n}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_n} - \frac{\varepsilon_{\infty} \omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \quad (5)$$

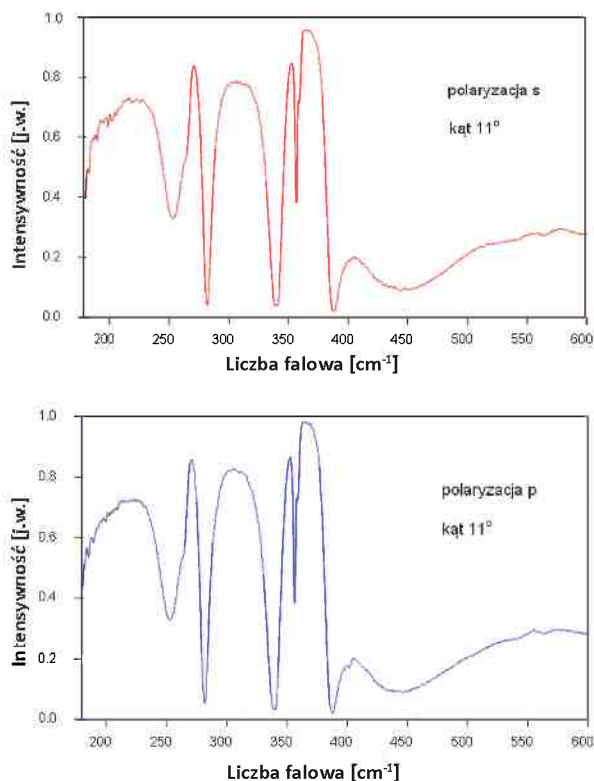
gdzie:  $\varepsilon$  to wysokoczęstotliwościowa stała dielektryczna,  $S_n$  i  $\Gamma_n$  to odpowiednio siła  $n$ -tego oscylatora TO i jego tłumienie oraz  $\gamma$  parametr tłumienia plazmy. Częstotliwość plazmowa  $\omega_p$  wynosi:

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\varepsilon_{\infty} \varepsilon_0 m^*} \quad (6)$$

gdzie:  $N$  jest koncentracją swobodnych nośników,  $e$  to ładunek elektronu, a  $m^*$  masą efektywną nośników. Gdy materiał jest niedomieszkowany to częstotliwości, dla których funkcja dielektryczna osiąga maksimum lub przyjmuje wartość zero, odpowiadają częstotliwościom poprzecznego (TO) i podłużnego (LO) fononu optycznego. W przypadku materiału domieszkowanego zero występuje również dla częstotliwości plazmowej oraz dla oddziaływań fonon – plazma tworzących podłużne mody.

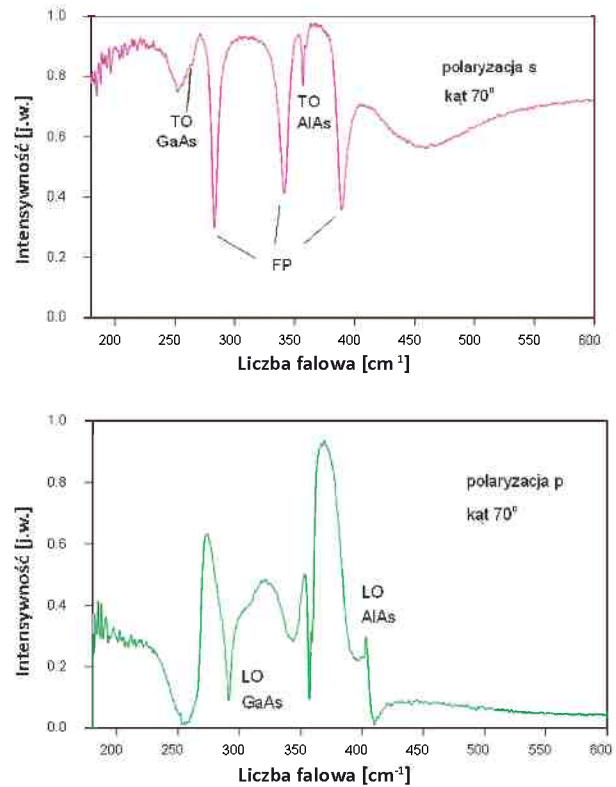
#### 4. WYNIKI BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH I ICH OMÓWIENIE

Na Rys. 1 zamieszczone są widma dla odbicia próbki 374 zmierzone przy kącie padania fali  $11^\circ$  dla dwóch polaryzacji  $s$  (TE) i  $p$  (TM). Jak pokazuje Rys. 1, nie ma istotnych zmian w charakterze widm odbicia z polaryzacją  $s$  i  $p$  dla prawie prostopadłego padania fali na próbkę. W widmie z polaryzacją  $p$  występuje dodatkowo linia absorpcyjna  $\sim 400 \text{ cm}^{-1}$  (LO AlAs). Rys. 2 prezentuje natomiast widma dla odbicia próbki 374 otrzymane z pomiarów dla kąta  $70^\circ$ . W tym przypadku widmo odbicia dla polaryzacji  $p$  ma inny przebieg niż widmo dla polaryzacji  $s$ . Dla polaryzacji  $s$  w widmie odbicia widoczne są linie absorpcyjne pochodzące od poprzecznych fononów optycznych (TO) związków tworzących lustro. Wąskie pasmo położone przy  $\sim 360 \text{ cm}^{-1}$  to linia fononowa TO pochodząca od wiązań AlAs. Natomiast linia fononowa TO wiązań GaAs ( $268 \text{ cm}^{-1}$ ) jest słabo widoczna gdyż znajduje się na krawędzi szerokiego pasma. Warstwy AlAs



**Rys. 1.** Widma odbicia dla próbki 374 zmierzone dla kąta padania fali  $11^\circ$ : a) z polaryzacją  $s$ , b) z polaryzacją  $p$ .  
**Fig. 1.** Reflectance spectra of sample 374 measured at an  $11^\circ$  angle of light incidence: a)  $s$  polarized, b)  $p$  polarized.

i GaAs tworzące zwierciadła Bragga posiadają różne współczynniki załamania, dla polaryzacji  $s$  powstaje więc wysokiej jakości rezonator Fabry-Perot. Obraz występujących interferencji widoczny jest w widmach odbicia z Rys. 1a i 2a jako minima przy długościach fali  $282, 342$  i  $392 \text{ cm}^{-1}$  (oznaczone FP).



**Rys. 2.** Widma odbicia dla próbki 374 zmierzone dla kąta padania fali  $70^\circ$ : a) z polaryzacją  $s$ , b) z polaryzacją  $p$ .  
**Fig. 2.** Reflectance spectra of sample 374 measured at a  $70^\circ$  angle of light incidence: a)  $s$  polarized, b)  $p$  polarized.

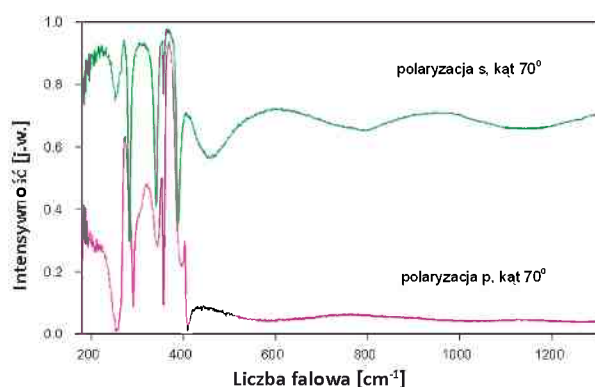
Widma odbicia z polaryzacją  $s$  dla kąta padania fali  $11^\circ$  oraz  $70^\circ$  mają bardzo podobny charakter (Rys. 1a, 2a). Przesunięcie w górę widma z Rys. 2a wynika z zależności rozpraszania fali od kąta padania.

Zgodnie, z tzw. *efektem Berremana* [10 - 11], wykonanie pomiarów odbicia pod kątem i z polaryzacją fali  $p$  umożliwia obserwację zarówno maksimów jak i zer funkcji dielektrycznej. Oznacza to, że w widmie odbicia zmierzonym w ten sposób można zaobserwować linie absorpcyjne pochodzące od fononów TO i LO oraz minima plazmowe i fonon-plazma. W widmie z Rys. 2b oprócz poprzecznego fononu optycznego (TO) AlAs widoczne są dodatkowo dwie wąskie linie pochodzące od podłużnych fononów (LO) AlAs  $402 \text{ cm}^{-1}$ , GaAs  $291 \text{ cm}^{-1}$  oraz szerokie pasmo przy  $\sim 342 \text{ cm}^{-1}$ , które ma charakter polary-



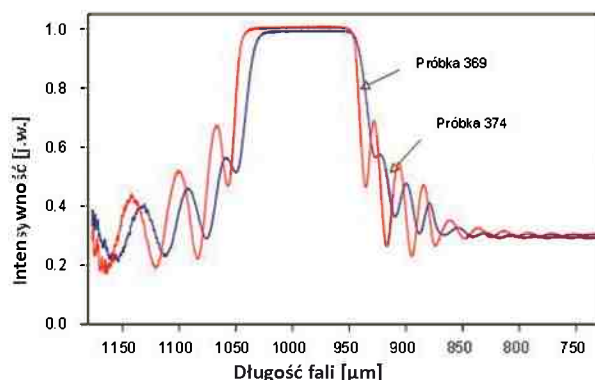
ton-plazmon. Na Rys. 2b w widmie widoczne jest też szerokie, niewielkie wgłębienie dla długości fali  $\sim 310 \text{ cm}^{-1}$ . Pasma to występuje tylko dla polaryzacji  $p$  i jest to obraz interferencji pomiędzy nośnikami w buforze i elektronami obecnymi w warstwach GaAs. Linia ta była wykorzystana do dokładnego określenia koncentracji nośników w buforze.

W zakresie długofalowym współczynnik załamania  $n$  zależy również od koncentracji swobodnych nośników. Dlatego też, w celu sprawdzenia dokładności wyznaczenia grubości warstw w badanych strukturach zwierciadeł Bragga przeprowadzone zostały dodatkowe pomiary dla polaryzacji  $s$  w zakresie średniej podczerwieni ( $500 - 4000 \text{ cm}^{-1}$ ), gdzie  $n$  ma wartość prawie stałą. Rys. 3 prezentuje zmierzone widma odbicia dla obu polaryzacji w zakresie falowym  $180 - 1300 \text{ cm}^{-1}$ . W zakresie  $500 - 1300 \text{ cm}^{-1}$



Rys. 3. Widma odbicia dla próbki 374 dla kąta  $70^\circ$  oraz polaryzacji  $s$  i  $p$ .

Fig. 3. Reflectance spectra of sample 374 measured at  $70^\circ$  angle of incidence for  $s$  and  $p$  polarized light.



Rys. 4. Widmo odbicia dla zwierciadeł Bragga z 25 par warstw GaAs/AlAs (próbek 369 i 374) w zakresie falowym  $700 - 1200 \text{ nm}$ .

Fig. 4. Reflectance spectra of GaAs/AlAs Bragg mirrors with 25 pairs of layers (samples 369 and 374) at an  $11^\circ$  angle of incidence in the near infrared ( $700 - 1200 \text{ nm}$ ).

pomiędzy widmami występuje zmiana fazy o  $\pi$ , ponieważ kąt pomiaru jest większy od kąta Brewstera.

Badane zwierciadła Bragga AlAs/GaAs zaprojektowane zostały na  $980 \text{ nm}$ . Zamieszczone na Rys. 4 wyznaczone charakterystyki odbicia w zakresie widmowym  $700 - 1200 \text{ nm}$  pokazują, że odbicie w zakresie pracy zwierciadeł wynosi powyżej  $99.8 \%$ .

Otrzymane eksperymentalnie charakterystyki odbicia analizowane były numerycznie. Do wyznaczenia funkcji dielektrycznych warstw GaAs i AlAs tworzących badane zwierciadła Bragga zastosowano wzory (5 - 6) z tym, że w zależności (5) został użyty wzór uwzględniający zarówno poprzeczne (TO) i podłużne (LO) fonony optyczne:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left( \frac{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_{TO}}{\omega_{LO}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_{LO}} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \right) \quad (7)$$

gdzie:  $\omega_{LO}$ ,  $\Gamma_{LO}$  to częstotliwość i stała tłumienia fononów LO. Zależność ta umożliwia wyznaczenie położenia obu linii fononowych (TO i LO) oraz zaobserwowania różnic w ich tłumieniu. Jak pokazują to prace [12-13] fonony podłużne są bardziej czułe na zmiany składu oraz naprężeń jakie mogą wystąpić w obszarach granicznych. Wyznaczone częstotliwości fononów TO w warstwach GaAs ( $268 \text{ cm}^{-1}$ ) są zgodne z tymi, jakie były zaobserwowane dla materiałów objętościowych [14]. Określona częstotliwość fononów LO wynosi  $290 \text{ cm}^{-1}$  i jest niższa o  $2 \text{ cm}^{-1}$  od częstotliwości dla materiału objętościowego [14]. Dla warstw AlAs częstotliwości fononów TO i LO wynoszą odpowiednio  $360,7 \text{ cm}^{-1}$  i  $402 \text{ cm}^{-1}$  i są niższe o  $1,3 \text{ cm}^{-1}$  i  $2 \text{ cm}^{-1}$  od częstotliwości jakie zmierzono metodą Ramana dla materiału objętościowego [14]. Określone parametry fononów, jak również przyjęte do obliczeń stałe dielektryczne zebrane są w Tab. 1.

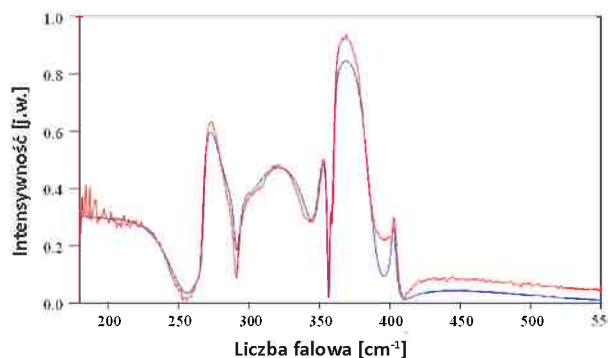
Tabela 1. Częstotliwości fononów ( $\omega_{TO}$ ,  $\omega_{LO}$ ), współczynniki tłumienia ( $\Gamma_{TO}$ ,  $\Gamma_{LO}$ ) i stałe dielektryczne  $\varepsilon_\infty$ .

Table 1. The phonon frequencies ( $\omega_{TO}$ ,  $\omega_{LO}$ ), damping factors ( $\Gamma_{TO}$ ,  $\Gamma_{LO}$ ) and dielectric constants  $\varepsilon_\infty$ .

Parametr	GaAs	AlAs	GaAs bufor	GaAs podłoże
$\omega_{TO}$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	268,1 268 <sup>a</sup>	360,7 362 <sup>a</sup>	267,8	268,0
$\Gamma_{TO}$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	2,51 2,6 <sup>a</sup>	1,48 1,0 <sup>a</sup>	2,83	4,39
$\omega_{LO}$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	290,0 292 <sup>a</sup>	402,0 404 <sup>a</sup>	290,1	-
$\Gamma_{LO}$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	2,18 2,6 <sup>a</sup>	2,32 3,8 <sup>a</sup>	2,26	-
$\varepsilon_\infty$	10,89 10,9 <sup>a</sup>	8,5 8,5 <sup>a</sup>	10,89	10,89

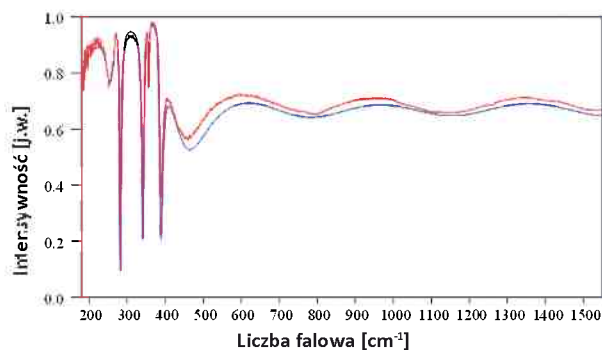
<sup>a</sup> wg pracy [14]

Do obliczeń przyjęto założenie, że w warstwach AIAs brak jest nośników ponieważ ze względu na barierę potencjału, nośniki z warstw AIAs przejdą do warstw GaAs. Parametry struktur badanych zwierciadel Bragga określone zostały z dopasowania, w oparciu o jak najmniejsze odchylenie pomiędzy krzywą teoretyczną i zmierzona charakterystyką odbicia. Na Rys. 5 zamieszczone są jednocześnie widma odbicia zmierzone i obliczone dla kąta padania fali  $70^\circ$  i polaryzacji  $p$  próbki 374 w zakresie falowym  $180 - 550 \text{ cm}^{-1}$ , natomiast Rys. 6 przedstawia widma dla polaryzacji  $s$  w zakresie  $180 - 1550 \text{ cm}^{-1}$ . Rys. 7 ilustruje wynik dopasowania dla próbki 369. Eksperymentalne widmo próbki 369 uzyskano z pomiaru wykonanego bez polaryzacji fali dla kąta padania  $11^\circ$ . Jak pokazują Rys. 5 - 7 uzyskano dobrą zgodność pomiędzy danymi eksperymentalnymi i charakterystykami obliczonymi. Odchylenia pomiędzy widmami teoretycznymi i zmierzonymi wynosiły odpowiednio:  $2 \times 10^{-3}$  - Rys. 5,  $5 \times 10^{-4}$  - Rys. 6 i  $1,8 \times 10^{-3}$  - Rys. 7. Wyznaczone z dopasowania grubości warstw dobrze zgadzają się z danymi z procesu wzrostu luster (Tab. 2). Ważnym elementem tej metody pomiarowej jest możliwość określenia koncentracji nośników w warstwach GaAs i AIAs tworzących strukturę luster Bragga oraz w warstwie buforowej. Warstwy GaAs i AIAs są niedomieszkowane, tak więc koncentracja nośników jest w nich niska, rzędu  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , co powoduje, że pomiar metodą CV jest trudny. Parametry warstw w badanych zwierciadłach określone z dopasowania zestawiono w Tab. 2.



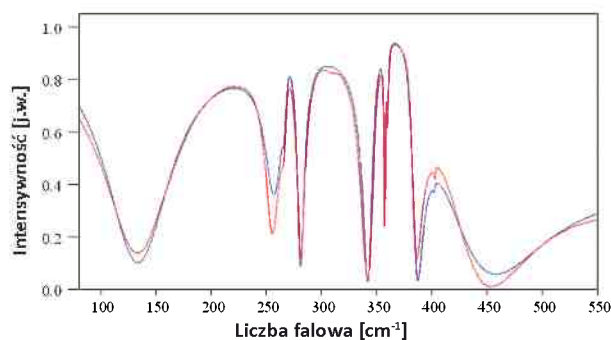
**Rys. 5.** Zmierzone (czerwona linia) i obliczone (niebieska linia) widmo odbicia dla polaryzacji  $p$  i kąta padania fali  $70^\circ$ , próbka 374.

**Fig. 5.** Measured (red line) and calculated (blue line) reflectance spectra at a  $70^\circ$  angle of incidence for  $p$  polarized light, sample 374.



**Rys. 6.** Zmierzone (czerwona linia) i obliczone (niebieska linia) widmo odbicia dla polaryzacji  $s$  i kąta padania fali  $70^\circ$ , próbka 374.

**Fig. 6.** Measured (red line) and calculated (blue line) reflectance spectra at a  $70^\circ$  angle of incidence for  $s$  polarized light, sample 374.



**Rys. 7.** Zmierzone (czerwona linia) i obliczone (niebieska linia) widmo odbicia dla kąta padania fali  $11^\circ$ , próbka 369.

**Fig. 7.** Measured (red line) and calculated (blue line) reflectance spectra at an  $11^\circ$  angle of incidence, sample 369.

**Tabela 2.** Parametry zwierciadel Bragga wyznaczone z dopasowania teoretycznego widma odbicia do zmierzonego.  
**Table 2.** Bragg mirrors parameters determined by fitting the calculated reflectance spectra to the measured one.

Parametr	Próbka 369		Próbka 374	
	dane z procesu	wyznaczone	dane z procesu	wyznaczone
Grubość warstw GaAs [nm]	68,77	68,97	69,6	69,98
Koncentracja nośników w GaAs [ $\text{cm}^{-3}$ ]	niedomieszk.	$2,3 \times 10^{16}$	niedomieszk.	$4,2 \times 10^{16}$
Grubość warstw AIAs [nm]	82,97	83,09	82,97	83,10
Koncentracja nośników w AIAs [ $\text{cm}^{-3}$ ]	niedomieszk.	-	niedomieszk.	-
Grubość bufora GaAs [nm]	330	330.1	330	330.2

Parametr	Próbka 369		Próbka 374	
	dane z procesu	wyznaczone	dane z procesu	wyznaczone
Koncentracja nośników w buforze [cm <sup>-3</sup> ]	niedomieszk.	5,0x10 <sup>16</sup>	niedomieszk.	2,5x10 <sup>17</sup>
Koncentracja nośników w podłożu GaAs [cm <sup>-3</sup> ]	nieznana domieszk. Si	1,2x10 <sup>18</sup>	nieznana domieszk. Si	9,7x10 <sup>17</sup>

## 5. PODSUMOWANIE

W pracy zamieszczone są wyniki badań zwierciadeł Bragga wykonanych z AlAs/GaAs dla fali 980 nm. Badania przeprowadzono za pomocą spektroskopii odbiciowej w zakresie dalekiej podczerwieni. Pomiar widm odbicia zostały przeprowadzone dla różnych kątów padania fali na próbkę z polaryzacją  $s$  i  $p$ . Otrzymane z pomiarów widma analizowane były następnie numerycznie, poprzez dopasowanie widma teoretycznego do widma zmierzonego. Do wyznaczenia funkcji dielektrycznych materiałów GaAs i AlAs zastosowano klasyczną teorię dyspersji. Z dopasowania widm określono grubości warstw wchodzących w skład badanej struktury oraz koncentracje nośników w warstwach. Wyznaczone zostały również parametry linii fononowych GaAs i AlAs w poszczególnych warstwach tworzących zwierciadła Bragga. Wyniki pracy pokazują, że za pomocą widm odbiciowych w zakresie dalekiej podczerwieni można dokonać charakteryzacji zwierciadeł Bragga wykonanych z GaAs/AlAs.

## LITERATURA

- [1] Larsson A. : Advances in VCSELs for communication and sensing , *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 17 (6), (2011), 1552-1568
- [2] Wolczko A., Lipiński M., Krehlik P., Śliwczynski Ł.: Lasery VCSEL w torach światłowodowych, *Po-*

*znańskie Warsztaty Telekomunikacyjne, Poznań 11-12 grudnia 2003*, <http://www.sieciptyczne.pl>

- [3] Fastenau J. M., Robinson G. Yi: Low-resistance visible wavelength distributed Bragg reflectors using small energy band offset heterojunctions, *Appl. Phys. Lett.*, 74, (25), (1999), 3758
- [4] Saha A. K., Islam S.: An improved model for computing the reflectivity of a AlAs/GaAs based distributed bragg reflector and vertical cavity surface emitting laser, *Opt. Quant. Electron.*, 41, (2009), 873-882
- [5] Palmer C, Stavrinou P. N., Whitehead M., Phillips C. C.: Mid-infrared ( $\lambda \sim 2-6 \mu\text{m}$ ) measurements of the refractive indices of GaAs and AlAs, *Semicond. Sci. Technol.*, 17, (2002), 1189-1192
- [6] Hastings S. R., De Dood M. J. A., Kim H., Marshall W., Eisenberg H. S. Bouweester D.: Ultrafast optical response of a high-reflectivity GaAs/AlAs Bragg mirror, *Appl. Phys. Lett.*, 86, (2005), 031109
- [7] Agranovich V., Kravtsov V. E.: Notes on crystal optics of superlattices, *Solid State Commun.*, 55, (1985), 85
- [8] Shayesteh S., Farjami, Dumelow T., Parker T.J., Mirjalili G., Vorobjev L.E., Donetsky D.V., Kastalsky A.: Far -infrared spectra of reflectivity, transmission and hole emission in p-doped GaAs/Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As multiple quantum wells, *Semicond. Sci. Technol.*, 11, (1996), 323
- [9] Harbecke B., Heinz B., Grosse P.: Optical properties of thin films and the berreman effect, *Appl. Phys. A*, 38, (1985), 263
- [10] Berreman D.W.: Infrared absorption at longitudinal optic frequency in cubic crystal films, *Phys. Rev.*, 130, (1963), 2193
- [11] Lockwood D. J., Yu G., Rowell N. L., Poole P. J.: Optical phonons via oblique-incidence infrared spectroscopy and their deformation potentials in In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As, *J. Appl. Phys.*, 101, (2007), 113524
- [12] Shin H. K., Lockwood D. J., Lacelle C., Poole P. J.: Phonons in strained In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As/InP epilayers, *J. Appl. Phys.*, 88, (11), (2000), 6423
- [13] Kim O. K., Spitzer W. G.: Infrared reflectivity spectra and Raman spectra of Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As mixed crystals, *J. Appl. Phys.* 50, (1979), 4362