



Rozkład temperatur i zmiany własności optycznych mikrolaserów pompowanych cylindryczną i gaussowską wiązką lasera półprzewodnikowego

SŁAWOMIR KACZMAREK JAN MARCZAK ZDZISŁAW JANKIEWICZ

Instytut Optoelektroniki WAT, 01-489 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

Streszczenie. Przedstawiono rozkłady temperatur oraz zmiany własności optycznych mikrolaserów (microchip lasers) o geometrii cylindrycznej. Rozważania przeprowadzono na podstawie teoretycznej analizy, poddając mikrolasery w postaci cylindrów o grubościach 0.5, 0.75 i 1 mm i średnicy 6.3 mm oświetleniu cylindryczną i gaussowską wiązką lasera półprzewodnikowego. Analizę przeprowadzono dla trzech wartości mocy pompującej: 100mW, 300mW oraz 500mW ogniskowanej w obszary o średnicach 50 μm , 100 μm i 200 μm .

Słowa kluczowe: laser półprzewodnikowy, mikrochip, wiązka gaussowska, rozkład temperatur

Symbole UKD: 621.375.826

1. Wstęp

Klasyczne generatory laserowe na ciele stałym, ze względu na stosowaną dotąd konstrukcję (pobudzanie materiału aktywnego lampą błyskową), posiadają stosunkowo długie rezonatory optyczne. Powoduje to, że ilość generowanych modów wzdłużnych (longitudinal modes) zawarta w przedziale krzywej wzmocnienia materiału aktywnego, jest dość znaczna [1, 2]. W celu wyselekcjonowania pojedynczego modu wzdłużnego, w takim generatorze zwykle stosowano i stosuje się tzw. selektory modów wzdłużnych, umieszczane wewnątrz rezonatorów [2]. Stąd dotychczasowe techniki selekcji pojedynczego modu wzdłużnego były i są bardzo skomplikowane, trudne technicznie i kosztowne.

Obecnie bardzo praktyczna i powszechnie dostępna, a tym samym tania jest bezpośrednia technika generacji pojedynczego modu wzdłużnego w tzw. mikrolaserach (microchip lasers) [3]. Możliwość ta pojawiła się z chwilą wyeliminowania lampy błyskowej i zastąpienia jej laserem półprzewodnikowym jako idealnym źródłem dla optycznego pompowania, zwłaszcza laserów na ciele stałym. Laser półprzewodnikowy posiada wysoką sprawność kwantową, jego widmo emisji (bliska podczerwień) można

dopasować do pasma absorpcji ośrodka, ponieważ większość ośrodków aktywnych na ciele stałym charakteryzuje się wysoką wartością współczynnika absorpcji w tym obszarze. Laser na ciele stałym z optyczną pompą półprzewodnikową charakteryzuje się bardziej stabilnymi parametrami wiązki wyjściowej. Z kolei ogniskowanie światła pompy w ośrodku aktywnym umożliwia sterowanie objętością generowanego, podstawowego modu poprzecznego TM_{00} .

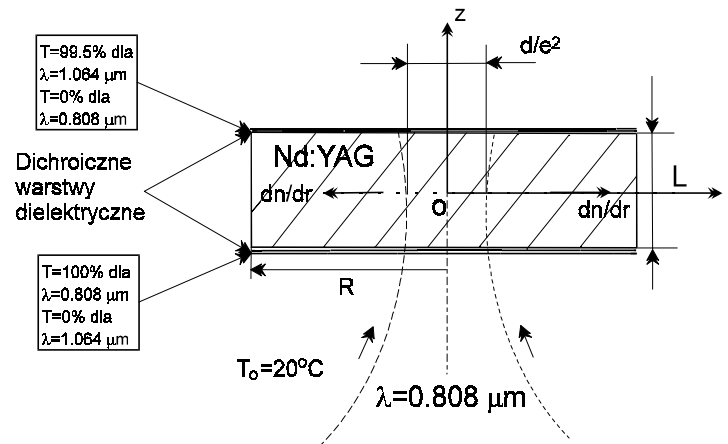
Długość rezonatorów mikrolaserów dobiera się w taki sposób, aby tylko jeden mod wzdluzny mieścił się w obszarze krzywej wzmocnienia materiału aktywnego. Oznacza to, że odległość pomiędzy modami wzdluznymi w domenie częstotliwości $\Delta v = c/(2 \times L_{opt})$ powinna być większa lub co najwyżej równa szerokości pasma wzmocnienia, Δv_g . W związku z tym możliwość pojawienia się drugiego modu wzdluznego jest raczej wykluczona. Jednakże fluktuacje mocy pompy powodują zmiany generacji częstotliwości centralnej ν_0 lasera na ciele stałym. Jeśli moc pompy wzrasta, deponowana w materiale aktywnym energia cieplna podwyższa jego temperaturę powodując zmianę wartości współczynnika załamania jak i długości optycznej rezonatora L_{opt} . Wielkości te z kolei wpływają na zmianę częstotliwości rezonansowej ν_0 . Częstotliwość rezonansowa mikrolasera zmienia się wraz z jego długością zgodnie z relacją: $\frac{\Delta \nu}{\nu} = -\frac{\Delta L_{opt}}{L_{opt}}$, gdzie: ν - częstotliwość generacji mikrolasera (nominalnie $\nu = \nu_0$), L_{opt} - długość optyczna rezonatora (iloczyn grubości mikrolasera L i jego współczynnika załamania n). Jakakolwiek zmiana L_{opt} , np. w wyniku zmiany temperatury ośrodka aktywnego, powoduje zmianę L , n oraz wprowadza naprężenia.

W pracy analizuje się wpływ parametrów pompy (wielkość mocy i rozkład gęstości mocy w kierunku poprzecznym), a także grubości mikrolasera na zmiany współczynnika załamania (indukowane zmianami temperaturowymi) i wynikające stąd konsekwencje.

2. Konstrukcja mikrolasera i geometria pompowania

Pierwsze konstrukcje mikrolaserów pompowanych laserami półprzewodnikowymi składały się z oddzielnego cienkiego, płasko-równoległego ośrodka laserującego, umieszczonego między dwoma równie cienkimi zwierciadłami dielektrycznymi. Zwierciadło wyjściowe posiadało zwykle współczynnik odbicia rzędu 99.5% dla długości fali generacji oraz wysoki współczynnik odbicia dla długości fali pompującej. Drugie zwierciadło posiadało z kolei współczynnik odbicia rzędu 99.9% dla długości fali generacji oraz bardzo wysoki współczynnik transmisji dla długości fali pompującej.

Obecna generacja mikrolaserów, bez zwierciadeł zewnętrznych, a więc mechanicznie bardziej stabilna, charakteryzuje się tym, że zwierciadła dielektryczne o podobnych wartościach współczynników odbicia i transmisji naparowuje się bezpośrednio na ośrodek aktywny. Ponieważ mikrolasery posiadają płasko-płaski lub płasko - sferyczny, bardzo krótki rezonator, o długości zwykle poniżej 1 mm, mogą być wykonane w postaci płytek, których średnica jest dużo większa od grubości lub w postaci kostek o wymiarach rzędu $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ przylegających bezpośrednio do lasera pompującego. Pompowanie następuje wzdluz osi rezonatora. Konstrukcja mikrolasera przedstawiona została na rys.1.



Rys.1 Geometria pompowania mikrolasera.

3. Analiza teoretyczna

Analizie teoretycznej - badanie rozkładu temperatury i naprężeń wewnątrz materiału aktywnego podczas oświetlania go cylindryczną i Gaussowską wiązką promieniowania lasera półprzewodnikowego - poddano mikrolasery w postaci okrągłych plasterków kryształu Nd:YAG o średnicy 6.3 mm i grubościach 0.5, 0.75 oraz 1.0 mm. Każdy z nich pompowano zogniskowaną wiązką lasera półprzewodnikowego wzdłuż osi symetrii; ognisko przyjęto w centrum kryształu. W wyniku absorpcji promieniowania pompującego w ośrodku aktywnym, ośrodek ten nagrzewał się, a zmiana temperatury powodowała zmianę jego długości, współczynnika załamania oraz wprowadzała naprężenia termiczne.

Rozkład temperatury w ośrodku osiowo-symetrycznym poddanym obciążeniu cieplnemu od strony jego czoła (z uwagi na małą ($\ll 1$) wartość stosunku grubości mikrolasera do jego promienia, można przyjąć niezależność rozkładu temperatury w materiale aktywnym od zmiennej z , ponadto ograniczamy się do przypadku stacjonarnego), opisać można za pomocą równania:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = -\frac{1}{k} q_v(r), \quad r \in (0, R) \quad (1)$$

$$T(0) < \infty, \quad k \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha (T - T_0) \quad \text{dla } r = R$$

Mankamentem tak sformułowanego problemu jest fakt, że dla materiałów o małej wartości L , uzyskane na podstawie (1) rozwiązanie dla rozkładu temperatur może odbiegać istotnie od rzeczywistego rozkładu temperatur. Trudność tą można ominąć przyjmując, że odprowadzenie ciepła następuje w przypadku materiałów o małej wartości stosunku grubości do średnicy (np. chip) ze wzmożoną intensywnością:

$$\alpha' = \alpha \cdot (1 + R/L) \quad (2)$$

Mikrolaser stanowiący ośrodek osiowo-symetryczny (rys.1), poddano obciążeniu (oświetleniu wiązką lasera pompującego) w postaci wiązki cylindrycznej o płaskim rozkładzie gęstości mocy pompującej:

$$q_v(r) = \frac{\epsilon \cdot P}{\pi r_0^2 \cdot L} H(r_0 - r) = q_0 \cdot H(r_0 - r) \quad , r \in (0, r_0), r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad r_0 \leq R \quad (3)$$

oraz w postaci wiązki cylindrycznej o gaussowskim rozkładzie poprzecznym gęstości mocy pompującej:

$$q_v(r) = \frac{2\epsilon \cdot P}{\pi w_0^2 \cdot L} \exp\left[-\frac{2}{w_0^2} r^2\right] = q_0' \exp\left[-\frac{2}{w_0^2} r^2\right], \quad r \in [0, R] \quad (4)$$

Całkując równanie (1) i uwzględniając warunki (1) otrzymujemy:

$$T - T_0 = \frac{1}{k} \left[\ln \frac{R}{r} \left(\int_0^R \eta q_v(\eta) d\eta - \int_r^R \eta q_v(\eta) d\eta \right) + \int_r^R \eta \ln \frac{R}{\eta} q_v(\eta) d\eta \right] + \frac{1}{\alpha R} \int_0^R \eta q_v(\eta) d\eta \quad (5)$$

Maksymalna różnica temperatur jest $((T-T_0)|_{r=0} - (T-T_0)|_{r=R})$:

$$\Delta T = \frac{1}{k} \int_0^R \eta \ln \frac{R}{\eta} q_v(\eta) d\eta \quad (6)$$

Dla przypadku $q_v(r) = q_0 H(r_0 - r)$:

$$T - T_0 = \frac{q_0}{k} \left[H(r - r_0) \frac{r_0^2}{2} \ln \frac{R}{r} + H(r_0 - r) \left(\frac{r_0^2}{2} \ln \frac{R}{r_0} - \frac{r_0^2 - r^2}{4} \right) \right] + \frac{r_0^2 q_0}{2\alpha R} \quad (7)$$

co dla dwóch obszarów $r < r_0$ i $R > r > r_0$ można zapisać w postaci:

$$T(r) = \begin{cases} -\frac{\epsilon \cdot P}{4\pi \cdot r_0^2 \cdot L \cdot k} \cdot r^2 + \theta_1 & \text{dla } r \leq r_0 \\ \frac{\epsilon \cdot P}{2\pi \cdot L \cdot k} \cdot \ln \frac{R}{r} + \theta_2 & \text{dla } R > r > r_0 \end{cases}$$

$$\theta_1 = T_0 + \frac{\epsilon \cdot P}{2\pi \cdot L \cdot \alpha \cdot R} + \frac{\epsilon \cdot P}{4\pi \cdot L \cdot k} \left[2 \cdot \ln \frac{R}{r_0} + 1 \right]$$

$$\theta_2 = T_0 + \frac{\epsilon \cdot P}{2\pi \cdot L \cdot \alpha \cdot R}$$

$$\Delta T = \theta_1 - \theta_2 = \frac{\epsilon \cdot P}{4\pi \cdot L \cdot k} \left[2 \cdot \ln \frac{R}{r_0} + 1 \right]$$

(8)

$\theta_1 - \theta_2$ jest różnicą temperatur między powierzchnią materiału ($r=R$) a jego osią ($r=0$). Dla przypadku opisanego relacją (4), mamy:

$$T - T_0 = \frac{q_0'}{k} \left[\ln \frac{R}{r} \frac{w_0^2}{4} \left(\exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) - 1 \right) - \frac{w_0^2}{4} \int_r^R \ln \frac{R}{\eta} \frac{d}{\eta} \exp\left(-\frac{2\eta^2}{w_0^2}\right) d\eta \right] + \frac{q_0'}{\alpha R} \left(\exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) - 1 \right) \quad (9)$$

co dla obszarów $0 \leq r \leq w_0$ i $w_0 \leq r \leq R$ daje rozwiązania:

$$\begin{aligned} T - T_0 &= \frac{A \cdot \epsilon \cdot P}{2\pi \cdot L \cdot R \cdot \alpha} - \frac{A \cdot \epsilon \cdot P}{2\pi \cdot k \cdot L} \ln \frac{w_0}{R} - \frac{B \cdot \epsilon \cdot P}{4\pi \cdot k \cdot L} \sum_{m=1}^{\infty} \left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right)^m \cdot \frac{1}{m \cdot m!} \quad \text{dla } 0 \leq r \leq w_0 \\ T - T_0 &= \frac{A \cdot \epsilon \cdot P}{2\pi \cdot L \cdot R \cdot \alpha} - \frac{A \cdot \epsilon \cdot P}{2\pi \cdot k \cdot L} \ln \frac{r}{R} \quad \text{dla } w_0 \leq r \leq R \\ A &= -\sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-2)^m}{m!}, \quad B = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-2)^m}{m \cdot m!} \end{aligned} \quad (10)$$

Maksymalna różnica temperatur jest:

$$\begin{aligned} \Delta T = T(0) - T(R) &= -\frac{A \cdot \epsilon \cdot P}{2\pi \cdot k \cdot L} \ln \frac{w_0}{R} - \frac{B \cdot \epsilon \cdot P}{4\pi \cdot k \cdot L} \\ \Delta T(r) &= \begin{cases} \frac{\epsilon \cdot P}{4\pi \cdot k \cdot L} \sum_{m=1}^{\infty} \left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right)^m \cdot \frac{1}{m \cdot m!} & \text{dla } 0 \leq r \leq w_0 \\ \frac{A \cdot \epsilon \cdot P}{2\pi \cdot k \cdot L} \ln \frac{w_0}{R} + \frac{B \cdot \epsilon \cdot P}{4\pi \cdot k \cdot L} - \frac{A \cdot \epsilon \cdot P}{2\pi \cdot k \cdot L} \ln \frac{r}{R} & \text{dla } w_0 \leq r \leq R \end{cases} \quad (11) \\ \Delta T(r) &= T(0) - T(r) \end{aligned}$$

Po obliczeniu rozkładu temperatury można określić zmianę długości drogi optycznej wewnątrz materiału ze wzoru [4]:

$$\Delta L_{\text{opt}}(r) = n \cdot L \cdot \left(\beta + \frac{1}{n} \frac{\partial n(r, T)}{\partial T} \right) \cdot \Delta T(r) \quad (12)$$

gdzie: $n=1.825$ - współczynnik załamania dla YAG
 $\beta=6.9 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$ - współczynnik liniowej rozszerzalności termicznej,
 $1/n \cdot dn/dT=7.3 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$

oraz zmianę fazy:

$$\Delta \Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta L_{\text{opt}} \quad (13)$$

Można też określić naprężenia termiczne w obszarze wiązki i poza nią. Dla przypadku wiązki cylindrycznej mamy [4]:

$$\sigma_r(r) = -\kappa \cdot \left(\frac{r_0^2}{R^2} + 4 \ln \frac{R}{r_0} - \frac{r^2}{r_0^2} \right)$$

$$\sigma_\phi(r) = -\kappa \cdot \left(\frac{r_0^2}{R^2} + 4 \ln \frac{R}{r_0} - \frac{3r^2}{r_0^2} \right) \quad (14)$$

$$\sigma_z(r) = -2\kappa \cdot \left(\frac{r_0^2}{R^2} + 4 \ln \frac{R}{r_0} - \frac{2r^2}{r_0^2} \right)$$

dla $r \leq r_0$:

$$\sigma_r(r) = -\kappa \cdot \left[r_0^2 \cdot \left(\frac{1}{R^2} - \frac{1}{r^2} \right) + 4 \ln \frac{R}{r} \right]$$

$$\sigma_\phi(r) = -\kappa \cdot \left[r_0^2 \cdot \left(\frac{1}{R^2} + \frac{1}{r^2} \right) + 4 \ln \frac{R}{r} - 4 \right]$$

$$\sigma_z(r) = -2\kappa \cdot \left[\frac{r_0^2}{R^2} - 2 + 4 \ln \frac{R}{r} \right]$$

dla $R \geq r > r_0$:

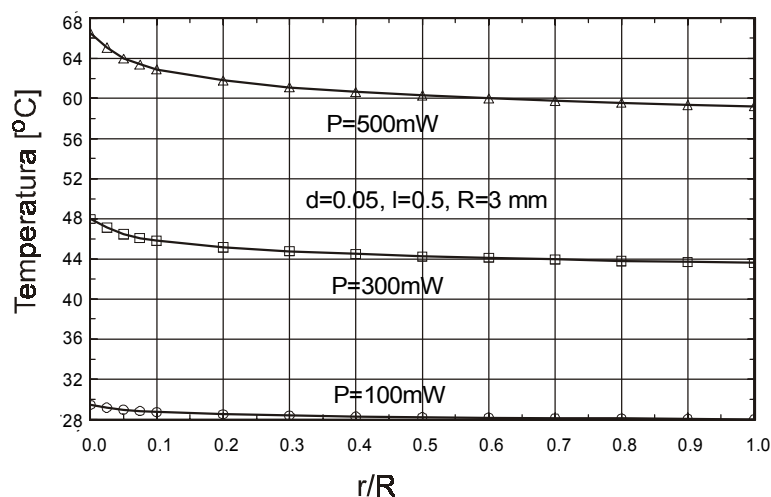
(15)

gdzie:

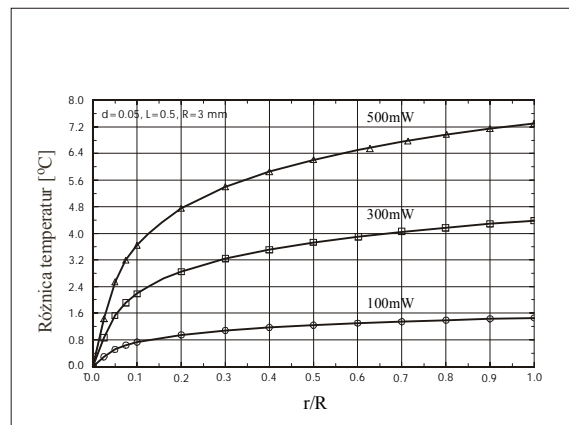
$$\kappa = \frac{\beta \cdot E \cdot \varepsilon \cdot P}{16\pi L \cdot k \cdot (1 - \eta)} \quad (16)$$

4. Wyniki obliczeń

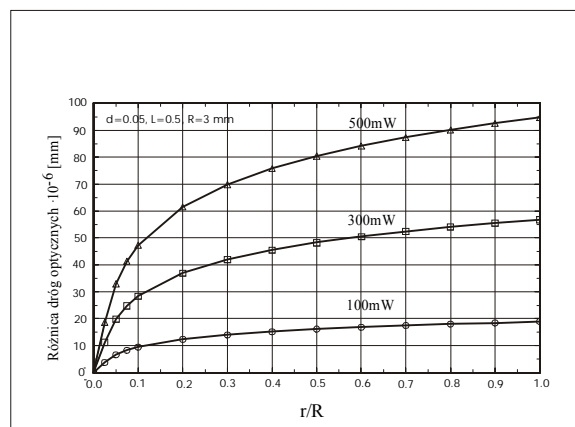
Rysunki 2-5 przedstawiają wyniki obliczeń rozkładu temperatury (rys.2), różnicy temperatur między środkiem kryształu i jego powierzchnią (rys.3), różnicy dróg optycznych ΔL_{opt} (rys.4) w funkcji r/R dla trzech różnych wartości mocy promieniowania lasera półprzewodnikowego oraz maksymalnej różnicy temperatur w funkcji mocy lasera (rys.5). Z mocą wiązki pompującej rośnie temperatura mikrolasera, różnica temperatur między środkiem i powierzchnią mikrolasera i różnica dróg optycznych. Maksymalna różnica temperatur nie przekracza 8 °C dla $P=500\text{mW}$, różnica dróg optycznych wartości 10^{-4} mm, a różnica faz wartości 0.6 rad.



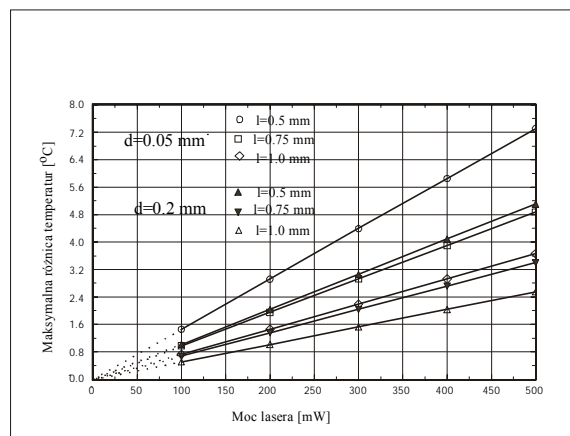
Rys.2. Zmiana temperatury na promieniu mikrolasera dla $d=0.05\text{mm}$, $L=0.5\text{mm}$, $R=3\text{mm}$ oraz trzech wartości mocy cylindrycznej wiązki padającej: 100, 300 i 500mW.



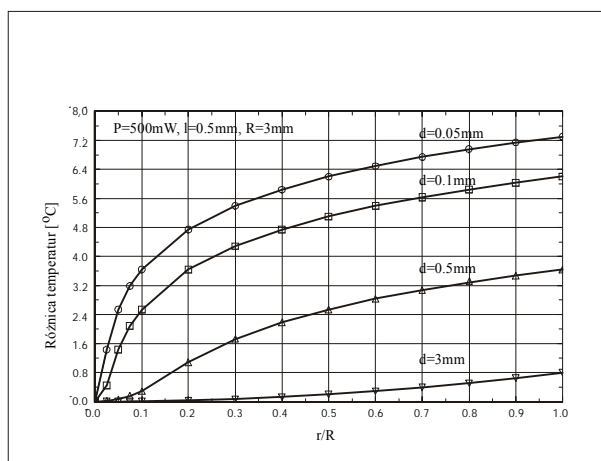
Rys.3 Różnica temperatur między środkiem i powierzchnią mikrolasera na jego promieniu dla $d=0.05$ mm, $L=0.5$ mm, $R=3$ mm i trzech wartości mocy cylindrycznej wiązki padającej: 100, 300 i 500mW.



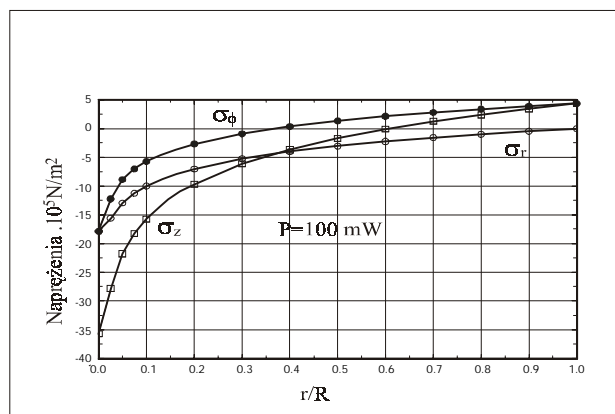
Rys.4 Różnica dróg optycznych na promieniu mikrolasera dla $d=0.05$ mm, $L=0.5$ mm, $R=3$ mm i trzech wartości mocy cylindrycznej wiązki padającej: 100, 300 i 500mW.



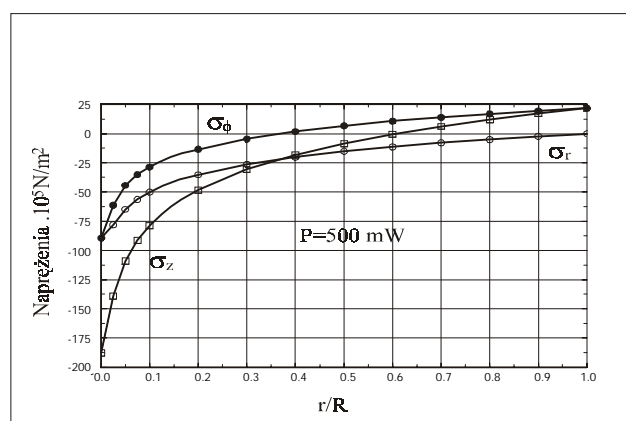
Rys.5 Zmiana maksymalnej różnicy temperatur między środkiem i powierzchnią mikrolasera z mocą lasera pompującego (wiązka cylindryczna) dla $d=0.05$ i 0.2 mm oraz $L=0.5$, 0.75 oraz 1 mm



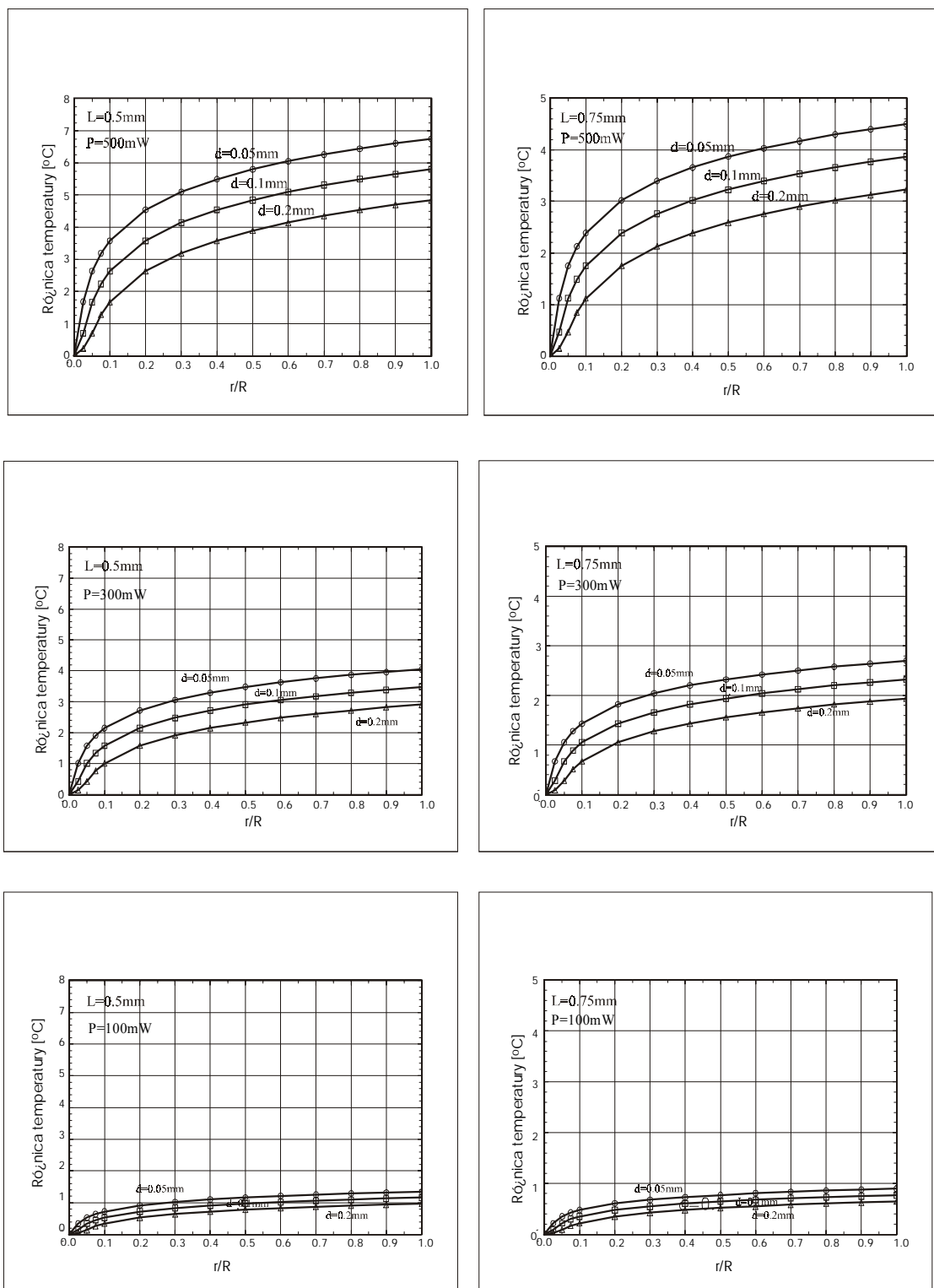
Rys.6 Zmiana różnicy temperatur między środkiem i powierzchnią mikrolasera dla $P=500\text{mW}$, $L=0.5\text{mm}$, $R=3\text{mm}$ i różnych wartości promieni cylindrycznej wiązki pompującej: 0.05, 0.1, 0.5 i 3 mm.



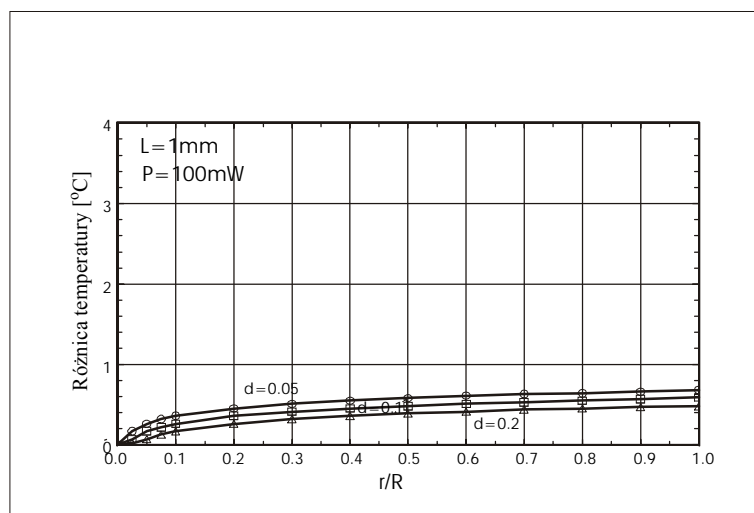
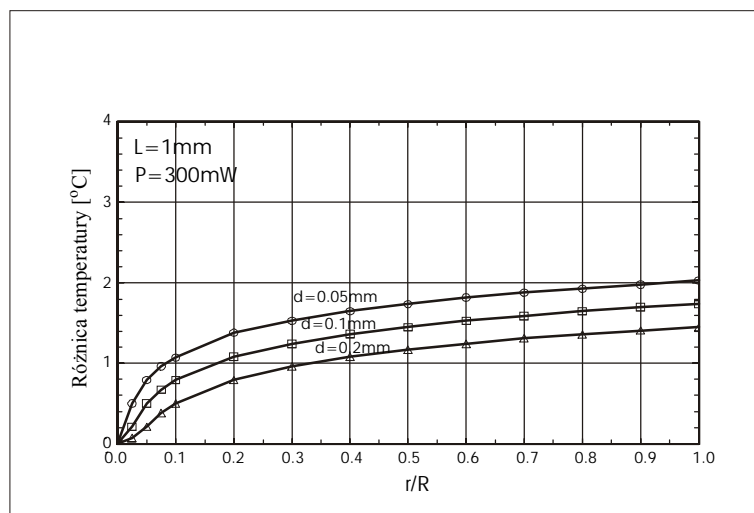
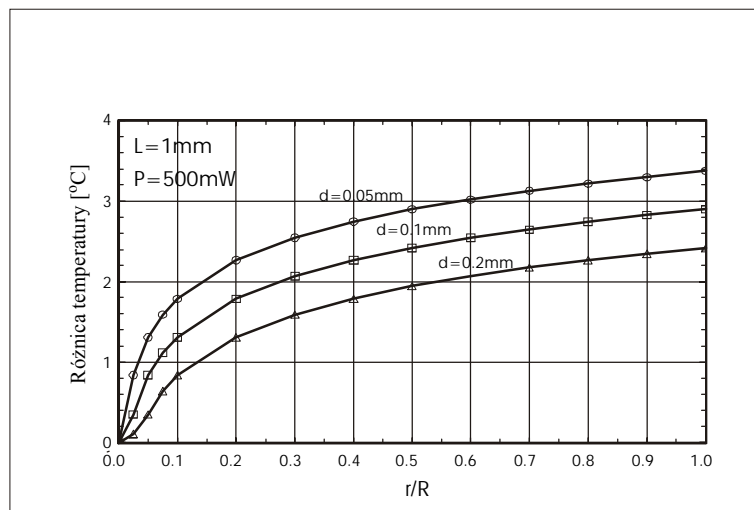
Rys.7 Napięcia termiczne w mikrolasere: $L=0.5\text{mm}$, $R=3\text{mm}$ oświetlonego cylindryczną wiązką lasera półprzewodnikowego o mocy 100mW i promieniu $d=0.05\text{mm}$.



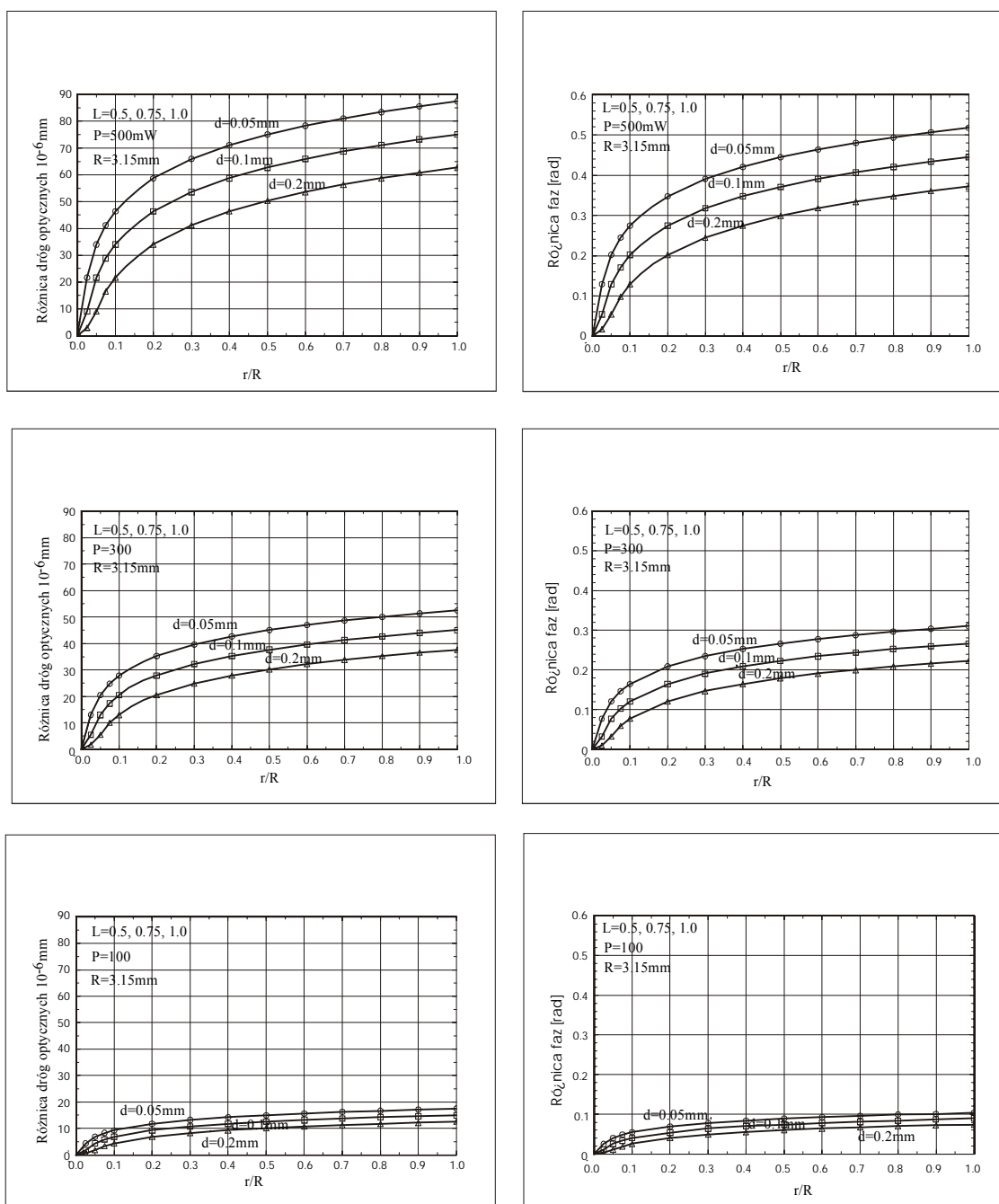
Rys.8 Napięcia termiczne w mikrolasere: $L=0.5\text{mm}$, $R=3\text{mm}$ oświetlonego cylindryczną wiązką lasera półprzewodnikowego o mocy 500mW i promieniu $d=0.05\text{mm}$.



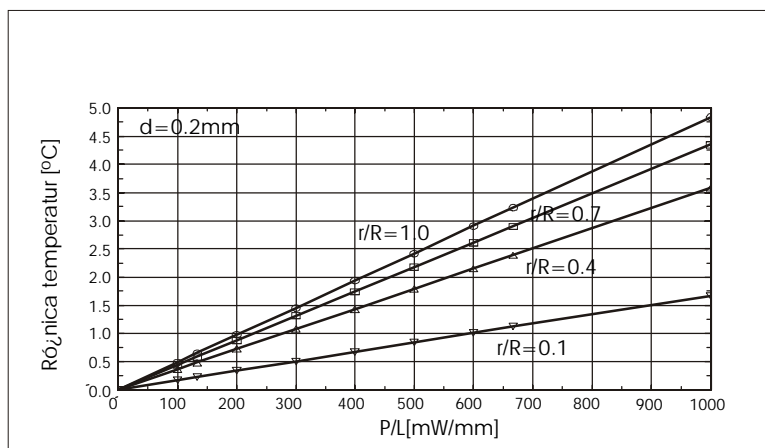
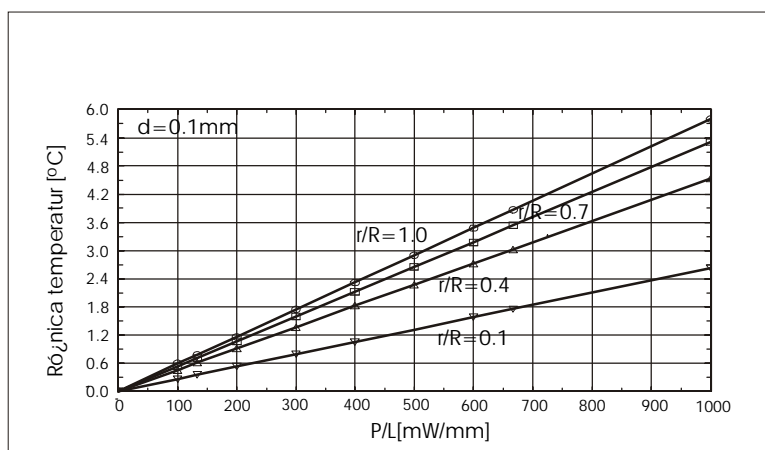
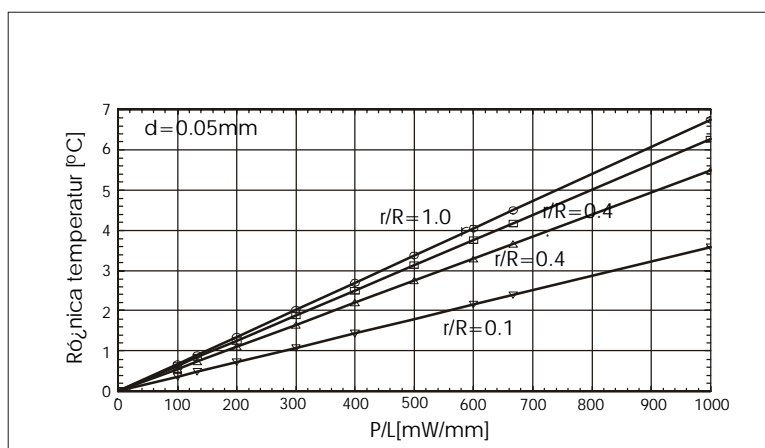
Rys.9 Zmiana różnicy temperatur między środkiem i powierzchnią mikrolasera na jego promieniu dla różnych grubości mikrolasera: $L=0.5, 0.75$, różnych wartości mocy: 100, 300 i 500mW oraz różnych wartości promienia d gaussowskiej wiązki padającej: 0.05, 0.1 i 0.2mm.



Rys.10 Zmiana różnicy temperatury na promieniu mikrolasera: $L=1\text{mm}$ $R=3.15\text{mm}$ dla gaussowskiej wiązki o promieniu $d=0.05, 0.1$ i 0.2mm oraz mocy 100, 300 i 500mW.



Rys.11 Różnica dróg optycznych i różnica faz mikrolaserów: $L=0.5, 0.75$ i 1 mm, $R=3.15$ mm na ich promieniu dla różnych wartości promienia gaussowskiej wiązki padającej: $0.05, 0.1$ i 0.2 mm i różnej mocy: $100, 300$ i 500 mW.



Rys.12 Zmiana różnicy temperatur między środkiem i powierzchnią mikrolasera w funkcji P/L dla różnych wartości promienia gaussowskiej wiązki padającej: 0.05, 0.1 i 0.2mm i różnych wartości stosunku r/R .

Rysunek 6 ilustruje zmianę różnicy temperatur między środkiem i powierzchnią mikrolasera na jego promieniu dla różnych wartości promienia wiązki pompującej - od 0.05 do 3 mm.

Rysunki 7 i 8 przedstawiają wartości liczbowe naprężeń termicznych wewnątrz mikrolasera po naświetleniu go wiązką lasera półprzewodnikowego o promieniu $d=0.05\text{mm}$ i mocy 100mW (rys.6) i 500mW (rys.7). Maksymalne naprężenia termiczne nie przekraczają wartości $2 \times 10^7 \text{ N/m}^2$.

Rysunki 9 i 10 ilustrują zmianę różnicy temperatury między środkiem i powierzchnią mikrolasera na jego promieniu dla różnych wartości jego grubości ($L=0.5, 0.75$ i 1 mm) oraz mocy ($P=100, 300$ i 500 mW) w przypadku pompowania wiązką gaussowską. Widać niewielką zmianę wartości w porównaniu z cylindrycznym modelem wiązki pompującej.

Rysunek 11 charakteryzuje liniowe zmiany różnicy temperatur między środkiem i powierzchnią mikrolasera w funkcji stosunku P/L dla różnych promieni wiązki d.

Na rysunku 12 przedstawiono analogiczne zmiany dla różnicy dróg optycznych i faz.

5. Wnioski

Na podstawie przeprowadzonej analizy teoretycznej stwierdzono, że maksymalna różnica temperatur między środkiem, a powierzchnią mikrolasera o średnicy 3.15mm i grubości od 0.5 do 1mm po oświetleniu go wiązką gaussowską lasera półprzewodnikowego o promieniu od 0.05 do 0.2 mm nie przekracza 8°C , maksymalna zmiana różnicy dróg optycznych 10^{-4} mm , maksymalna zmiana różnicy faz 0.6 rad, a maksymalna wartość naprężeń termicznych nie przekracza $2 \times 10^7 \text{ N/m}^2$. Z mocą P wiązki pompującej rośnie temperatura mikrolasera, różnica temperatur między środkiem, a powierzchnią mikrolasera i różnica dróg optycznych. Stwierdzono liniowość, zachodzących pod wpływem termicznego działania wiązki pompującej, zmian różnicy temperatur między środkiem, a powierzchnią mikrolasera w funkcji stosunku P/L .

Autorzy wyrażają swoją wdzięczność dr Józefowi Rafie za pomocne uwagi odnośnie teoretycznego opisu problemu.

LITERATURA

1. F.Kaczmarek, Wstęp do fizyki laserów, PWN Warszawa, 1978
2. W.Koechner, "Solid-State Laser Engineering", Springer Verlag Berlin Heidelberg New York London Paris Tokio, 1988
3. J.J.Zayhowski, "Thermal Guiding in Microchip Lasers", OSA Proc. Advanced Solid-State Lasers, vol.6, H.P.Jensen and G.Dube, Washington, DC:Opt. Soc. Amer.,1991, pp. 9-13,
4. J.J.Zayhowski and J.A.Keszenheimer, "Frequency Tuning of Microchip Lasers Using Pump-Power Modulation", IEE Journal of Quantum Electronics, vol.28, No.4, April 1992, pp. 1118-1122.

S. KACZMAREK

J. MARCZAK

Z. JANKIEWICZ

Temperature distribution and changes in optical properties of microlasers pumped with cylindrical and gaussian beam of laser diode

ABSTRACT

In this paper temperature distribution and the changes of optical features of cylindrical microchip lasers are presented. Considerations have been made on the base of the theoretical analysis. Thin parallel plates with thickness of 0.5-1mm and diameter of 6.3 mm have been longitudinally pumped by means of cylindrical and gaussian beam with spot located inside the plates. The theoretical analysis have been done for different values of power of the pump source: 100mW-500mW and for the three values of spot size: 50 μ m, 100 μ m and 200 μ m.

REZUME

Predstawleny izmenenija temperatury i opticeskih svojstw cilindriceskikh mikrolazerow. Rassuzdenija wedeno na bazise teoreticeskogo analiza. Tonkije parallelnyje plastinki s tolcinoj 0.5-1mm i seredinoj 6.3mm podwergano dejstwiju cilindriceskoy ili gaussowoj nakacki fokusirowannoj wnutri plastinki. Teoreticeskie iscislenija sdelano dla raznyh welicin nakacki: 100mW-500mW i dla trioh wielicin serediny fokusirowannogo pucka: 50mm, 100mm i 200mm.