

Roman OSTROWSKI
Artur CYWIŃSKI

LASER Nd:YAG GENERUJĄCY NA DŁUGOŚCI FALI 1,32 μm

STRESZCZENIE *W pracy opisano monoimpulsowy laser Nd:YAG, generujący promieniowanie o długości fali 1,319 μm , do zastosowań w medycynie i renowacji zabytków. Odpowiednio dobrany rezonator pozwolił uzyskać wiązkę wyjściową w modzie podstawowym. Metodami Findlay – Clay’a i Hodgson – Weber’a wyznaczono straty rezonatora, wynoszące 0,3. Ich znajomość oraz wiedza o współczynniku wzmocnienia w ośrodku aktywnym pozwoliła zoptymalizować rezonator. W reżimie generacji swobodnej laser emitował impulsy o energii ponad 200 mJ ze sprawnością różniczkową około 14%. W reżimie modulacji dobroci uzyskano impulsy o energii do 40 mJ i czasie trwania około 29 ns FWHM (moc szczytowa ponad 1,3 MW).*

Słowa kluczowe: *laser 1,32 μm , modulacja dobroci rezonatora, laser Nd:YAG, rezonator dyspersyjny*

1. WSTĘP

W ostatnich latach zaobserwować można wzrost zainteresowania laserami generującymi promieniowanie o długości fali w okolicach 1,3 μm . Dzięki małym stratom i prawie zerowej dyspersji falowej w światłowodach kwarcowych, lasery

dr inż. Roman OSTROWSKI
e-mail: rostrowski@wat.edu.pl

Instytut Optoelektroniki, Wojskowa Akademia Techniczna

dr inż. Artur CYWIŃSKI
e-mail: a.cywinski@amw.gdynia.pl

Instytut Uzbrojenia Okrętowego, Akademia Marynarki Wojennej

PRACE INSTYTUTU ELEKTROTECHNIKI, zeszyt 255, 2012

takie mogą być stosowane w telekomunikacji światłowodowej [1]. Technika nieliniowej konwersji częstotliwości, w wyniku jej podwajaniu lub potrajaniu, pozwala uzyskać bardzo sprawne źródła koherentnego promieniowania, odpowiednio czerwonego lub niebieskiego [2]. Pierwsze z nich mogłyby w niektórych zastosowaniach, szczególnie w dermatologii, z powodzeniem zastąpić wykorzystywane obecnie mało efektywne lasery rubinowe. Z kolei dziesięciokrotnie większa absorpcja w wodzie w porównaniu z promieniowaniem o długości fali 1,06 μm , przyczyniła się do zastosowania laserów generujących w okolicach 1,3 μm w renowacji zabytków i medycynie. W aplikacjach tego typu głównym zadaniem jest najczęściej usunięcie wybranej warstwy materiału przy minimalnej ingerencji lub wręcz pozostawieniu w stanie nienaruszonym, obszarów bezpośrednio do niej przyległych. Wymaga to precyzyjnego doboru parametrów promieniowania laserowego takich jak gęstość energii, czas trwania impulsu czy długość fali [3].

Badania pokazały, że czyszczenie laserowe metalowych dzieł sztuki jest dużo mniej inwazyjne, jeśli odbywa się przy pomocy promieniowania o długości fali około 1,32 μm [4]. Można to wyjaśnić silną absorpcją w tym zakresie spektralnym wody i innych gazów, uwalnianych podczas oddziaływania promieniowania laserowego na powierzchniowe warstwy czyszczonego obiektu. Jeśli dodatkowo, w wyniku oddziaływania promieniowania laserowego z obrabianą powierzchnią nagrzewanie nie jest zbyt szybkie, gazy mogą wydostawać się przez mikropory w sposób nie eksplozywny. Prowadzi to do mniejszych progów ablacji warstw powierzchniowych i w efekcie, mniejszych gęstości energii wymaganych do czyszczenia. Dlatego jest ono delikatniejsze w porównaniu z czyszczeniem przy pomocy typowego lasera Nd:YAG, generującego na długości fali 1,064 μm .

Zwiększona absorpcja w wodzie i silniejsza ekstynkcja w krwi w porównaniu z laserami 1,06 μm , przyczyniły się do zastosowania laserów 1,32 μm w stomatologii i resekcji przerzutów płucnych [5], a przede wszystkim w zabiegach kosmetycznych związanych z usuwaniem zmarszczek i odmładzaniem skóry [6-8]. Promieniowanie laserowe stymuluje w tym przypadku syntezę nowego kolagenu. Dzięki tej właściwości, lasery 1,32 μm można także stosować w leczeniu trądziku i usuwania blizn po nim pozostałych [7, 9].

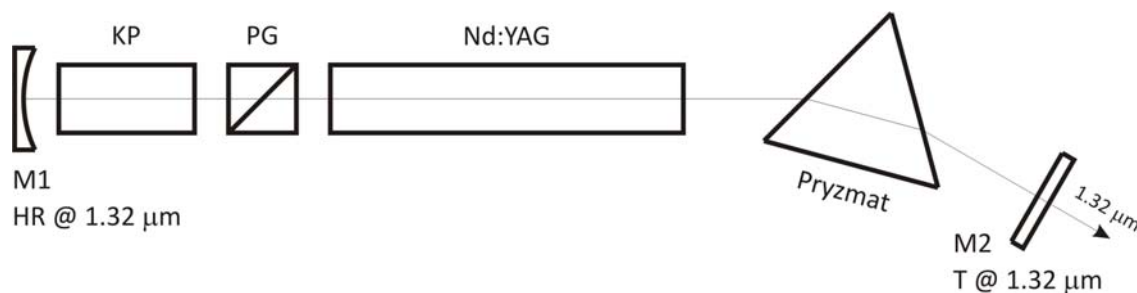
Badania spektroskopowe kryształu Nd:YAG pokazały, że możliwych jest kilkadziesiąt przejść między poziomami ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2}$ oraz ${}^4I_{13/2}$ [10], a emisja laserowa powinna zachodzić na większości z nich. Zweryfikowano to eksperymentalnie, wygaszając najsilniejsze przejście na linii 1,064 μm poprzez umieszczenie w rezonatorze elementów dyspersyjnych takich jak pryzmaty [11] czy interferometry [12]. Uzyskanie generacji tego typu możliwe okazało się także przez zastosowanie odpowiednich zwierciadeł selektywnych, charakteryzujących się bardzo małym współczynnikiem odbicia dla linii o długości fali 1,064 μm i dużym

dla wybranej linii [13-14]. Szczególnie trudna do osiągnięcia jest emisja na pojedynczej linii w okolicach 1,32 μm , gdzie występują dwa silne przejścia: $R_2 \rightarrow X_1$ na długości fali 1,319 μm i $R_2 \rightarrow X_3$ na długości fali 1,338 μm , dla których przekroje czynne na emisję wymuszoną mają prawie takie same wartości: odpowiednio $0,95 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ i $1,0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ [10]. W celu zablokowania równoczesnej generacji na dwóch długościach fal, w uzupełnieniu do selektywnych zwierciadeł, mających za zadanie przede wszystkim wygasić emisję na podstawowym przejściu 1,06 μm , w rezonatorach stosowane są dodatkowo etalony [13-14] lub pryzmaty [15].

W prezentowanej pracy opisano model lasera Nd:YAG z modulacją dobroci rezonatora, generującego na długości fali 1,319 μm . W ramach badań wyznaczono charakterystyki generacji swobodnej i straty rezonatora, które pozwoliły na jego optymalizację. W kolejnym etapie uruchomiono i zbadano generację monoimpulsową. Prezentowany model lasera pozwolił uzyskać impulsy promieniowania w modzie podstawowym o energii około 40 mJ i czasie trwania w granicach 29 ns FWHM, dające moc szczytową ponad 1,3 MW.

2. REZONATOR LASERA

Schemat konfiguracji dyspersyjnego rezonatora lasera Nd:YAG, w którym przeprowadzono badania generacji promieniowania o długości fali 1,319 μm , przedstawiono na rysunku 1. Materiał aktywny Nd:YAG w postaci pręta o wymiarach $\phi 4 \text{ mm} \times 88,9 \text{ mm}$ pobudzany był ksenonową lampą błyskową o długości łuku 73,7 mm i średnicy 4 mm, w dyfuzyjnej, chłodzonej cieczą głowicy typu „closed-coupled”. Czoła pręta, nachylone pod kątem 3° do osi optycznej, pokryte były warstwami antyrefleksyjnymi dla promieniowania o długości fali 1,319 μm .



Rys. 1. Schemat dyspersyjnego rezonatora lasera Nd:YAG z aktywną modulacją dobroci, pracującego na linii 1,319 μm : M1 – zwierciadło całkowicie odbijające, M2 – zwierciadło wyjściowe, KP – komórka Pockels'a, PG – polaryzator Glana

Rezonator lasera tworzyło wklęsłe zwierciadło całkowicie odbijające M1 o promieniu krzywizny 5000 mm oraz płaskie, transmisyjne zwierciadło wyjściowe M2. Długość geometryczna rezonatora wynosiła około 88 cm. Jako element dyspersyjny, umożliwiający generację tylko na jednej linii 1.319 μm , do rezonatora wstawiono, między zwierciadło wyjściowe i pręt Nd:YAG, pryzmat równoboczny ze szkła SF14 o długości podstawy 60 mm. Wyboru linii generacji dokonywano poprzez obrót zwierciadła wyjściowego. Usytuowanie pryzmatu tak, aby spełniony był warunek najmniejszego odchylenia powoduje, że kąt padania promieniowania wynosi 59,88° i jest bardzo bliski kątowi Brewstera θ_B . Istotnie, współczynnik załamania szkła SF14 dla długości fali 1,319 μm wynosi 1,73 [16], skąd $\theta_B = \arctg(1,73) = 59,93^\circ$. Dzięki temu, nawet bez warstw antyrefleksyjnych, dla promieniowania o polaryzacji s pryzmat nie wprowadza dodatkowych strat w rezonatorze.

W celu otrzymania aktywnej modulacji dobroci, w rezonatorze umieszczono komórkę Pockels'a KP, wykonaną na bazie kryształu BBO o długości 50 mm, oraz polaryzator Glana PG wykonany także z kryształu BBO o długości 20 mm. Oba te elementy pokryte były warstwami antyrefleksyjnymi dla promieniowania o długości fali 1,319 μm . Wprawdzie pryzmat stanowił równocześnie element polaryzujący, jednak ze względu na jego usytuowanie w rezonatorze i możliwe efekty depolaryzacyjne w pręcie laserowym, należało wstawić dodatkowy polaryzator.

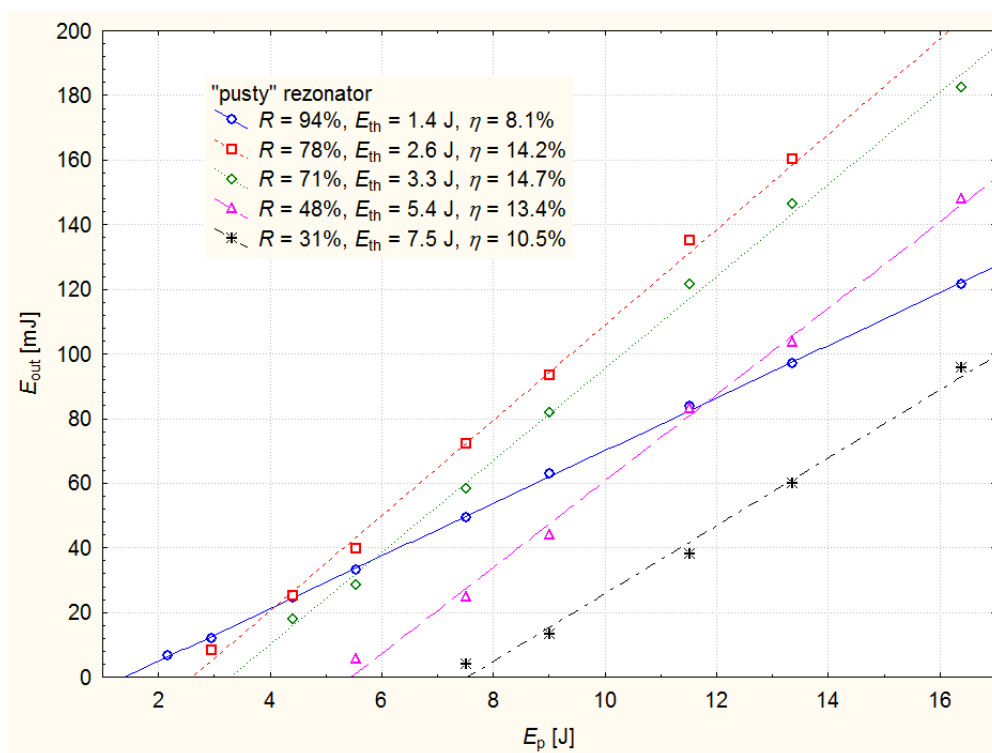
3. GENERACJA SWOBODNA

Celem wyznaczenia różnych parametrów badanego generatora, a przede wszystkim strat rezonatora i progów generacji, badania rozpoczęto od pomiarów energii wyjściowej w funkcji energii pompy (ściślej energii elektrycznej wydzielanej w lampie błyskowej) lasera pracującego w reżimie generacji swobodnej. Pomiarów takie wykonano najpierw dla „pustego” rezonatora, a następnie, po umieszczeniu w nim komórki Pockels'a i polaryzatora Glana, ponownie dla „pełnego”. Tak uzyskane charakterystyki generacji swobodnej dla różnych transmisji zwierciadła wyjściowego pokazano odpowiednio na rysunkach 2 i 3.

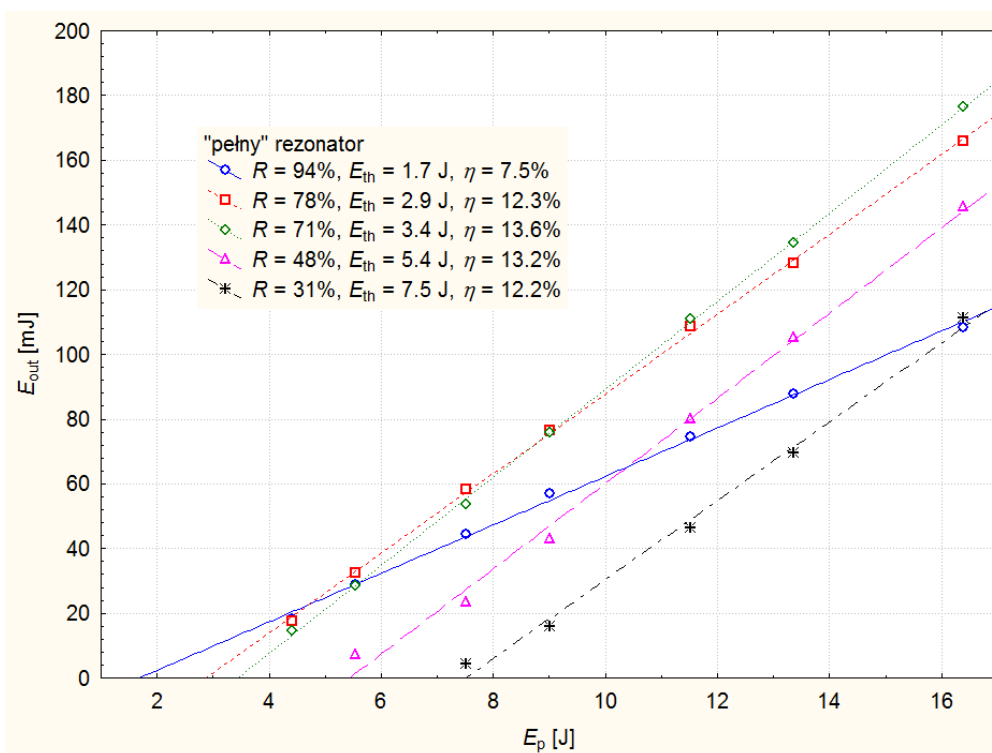
Uzyskane dane eksperymentalne posłużyły do wyznaczenia sprawności różniczkowych η oraz wartości energii progowych pompy E_{th} . Wykorzystano tu metodą najmniejszych kwadratów, dopasowując do danych eksperymentalnych poniższą zależność:

$$E_{out} = \eta \cdot (E_p - E_{th}), \quad (7)$$

Otrzymane tą drogą wartości obu parametrów dla rezonatora „pustego” i „pełnego” zamieszczono odpowiednio w tabeli 1 i 2.



Rys. 2. Energia wyjściowa w funkcji energii pompy: „pusty” rezonator



Rys. 3. Energia wyjściowa w funkcji energii pompy: „pełny” rezonator

TABELA 1

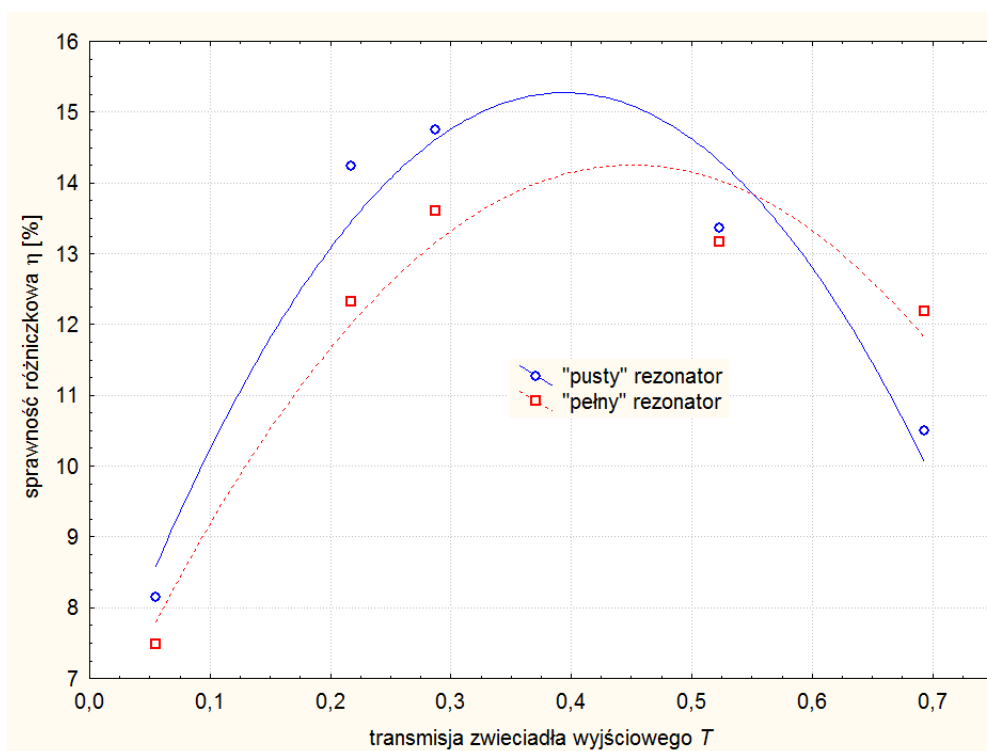
Parametry generacji swobodnej lasera z „pustym” rezonatorem

| R [%] | η [%] | E_{th} [J] | t_D [μ s] | $B(t_D)$ [μ Vs] |
|---------|------------|--------------|------------------|----------------------|
| 94 | 8,15 | 1,41 | | |
| 78 | 14,24 | 2,21 | 57 | 2,000 |
| 71 | 14,75 | 3,29 | 60 | 2,813 |
| 48 | 13,37 | 5,46 | 86 | 5,312 |
| 31 | 10,50 | 7,54 | 105 | 7,656 |

TABELA 2

Parametry generacji swobodnej lasera z „pełnym” rezonatorem

| R [%] | η [%] | E_{th} [J] | t_D [μ s] | $B(t_D)$ [μ Vs] |
|---------|------------|--------------|------------------|----------------------|
| 94 | 7,49 | 1,69 | 39 | 1,093 |
| 78 | 12,33 | 2,88 | 53 | 2,031 |
| 71 | 13,61 | 3,44 | 60 | 2,812 |
| 48 | 13,17 | 5,44 | 90 | 5,499 |
| 31 | 12,19 | 7,50 | 116 | 8,594 |

**Rys. 4. Sprawność różniczkowa generacji w funkcji transmisji zwierciadła wyjściowego**

Na podstawie danych w tabelach 1 i 2 oraz charakterystyk generacji na rysunkach 2 i 3 zauważyć można, że sprawność różniczkowa η początkowo

rośnie, po czym maleje ze wzrostem transmisji zwierciadła wyjściowego. Uwidoczniono to wyraźnie na rysunku 4, na którym wykreślono sprawność różniczkową η w funkcji transmisji zwierciadła T . Optymalna ze względu na sprawność różniczkową transmisja zwierciadła wynosi około 40% dla „pustego” rezonatora, natomiast dla „pełnego” ulokowana jest w okolicach 45%.

W trakcie badania generacji swobodnej rejestrowano także przebiegi promieniowania pompującego i emisji laserowej. Pozwoliło to wyznaczyć czasy opóźnienia t_D , liczone od początku impulsu pompującego do zbocza narastającego pierwszego impulsu generacji swobodnej, a także obliczać całkę $B(t_D)$ z przebiegu promieniowania pompującego w tym przedziale czasu, w zależności od energii pompy. Uzyskane wartości czasów t_D jak i całek $B(t_D)$ zamieszczono w tabelach 1 i 2. Dane te posłużyły w dalszej kolejności do wyznaczenia strat rezonatora metodą Hodgson’a – Weber’a [17].

4. STRATY REZONATORA I OPTYMALIZACJA

Zaprezentowane w tabelach 1 i 2 progowe energie pompy wykorzystano następnie do wyznaczenia strat rezonatora L oraz współczynników nachylenia wzmocnienia k . Równanie opisujące generację na progu ma postać [18]:

$$R_{\text{out}} R T^2 \exp[2(g_0 - \alpha)l] = 1, \quad (8)$$

gdzie g_0 jest współczynnikiem wzmocnienia dla słabego sygnału, α – współczynnikiem strat dyssypacyjnych w ośrodku czynnym, l – długością pręta laserowego, R_{out} , R – współczynnikami odbicia odpowiednio zwierciadła wyjściowego i całkowicie odbijającego, T – transmisją pozostałych elementów rezonatora liczoną na jedno przejście. Biorąc logarytm naturalny z obu stron powyższego równania, można zdefiniować całkowite, nieużyteczne straty rezonatora w postaci:

$$L \equiv 2\alpha l + \ln\left(\frac{1}{RT^2}\right), \quad (9)$$

Korzystając ponadto z faktu, że współczynnik wzmocnienia dla słabych sygnałów g_0 związany jest z energią pompy E_p zależnością [18]:

$$g_0 l = k \cdot E_p, \quad (10)$$

gdzie k jest współczynnikiem nachylenia wzmocnienia, można równanie (8) opisujące próg generacji przedstawić w postaci:

$$-\ln R_{\text{out}} = 2k \cdot E_{\text{th}} - L, \quad (11)$$

która stanowi punkt wyjścia w powszechnie stosowanej do wyznaczania strat rezonatora metodzie Findlay'a – Clay'a (metoda F-C) [19]. Uzyskane przy pomocy powyższej procedury straty L oraz współczynniki k , dla różnych konfiguracji rezonatora badanego lasera, zamieszczono w tabeli 3.

W metodzie Hodgson'a – Weber'a (metoda H-W) wyznaczania strat rezonatora, punktem wyjściowym jest ogólne rozwiązanie równania opisującego zmiany gęstość inwersji w czteropoziomowym ośrodku czynnym, w którym spełniony jest warunek $W_p \ll 1/\tau_f$:

$$n(t) = n_0 \exp(-t/\tau_f) \int_0^t W_p(t') \exp(t'/\tau_f) dt', \quad (12)$$

gdzie W_p jest szybkością pompowania, a τ_f jest czasem życia górnego poziomu laserowego.

Jeśli w chwili t_D od rozpoczęcia pompowania osiągnęty jest próg generacji, to gęstość inwersji osiąga swoją wartość progową:

$$n_{\text{th}} = n(t_D) = \frac{L - \ln R_{\text{out}}}{2\sigma l}, \quad (13)$$

skąd (12) można sprowadzić do postaci:

$$\frac{L - \ln R_{\text{out}}}{2\sigma l} = n_0 \exp(-t_D/\tau_f) \int_0^{t_D} W_p(t) \exp(t/\tau_f) dt, \quad (14)$$

Dokonując prostych przekształceń oraz wprowadzając poniższe formuły na wzmocnienie g_0 i intensywność pompowania I :

$$g_0(t) = n_0 \sigma \tau_f W_p(t), \quad I(t) = a g_0(t) l,$$

dostajemy ostatecznie:

$$a(\frac{1}{2}L) - a \ln \sqrt{R_{\text{out}}} = B(t_D), \quad (15)$$

gdzie

$$B(t_D) = \frac{1}{\tau_f} \exp\left(-\frac{t_D}{\tau_f}\right) \times \int_0^{t_D} \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) I(t) dt, \quad (16)$$

jest wielkością, którą łatwo można zmierzyć przy pomocy oscyloskopu cyfrowego, rejestrując przebieg promieniowania pompującego i całkując go od początku impulsu pompującego do chwili pojawienia się pierwszego impulsu generacji swobodnej. Równanie (15) stanowi punkt wyjścia do wyznaczania strat rezonatora metodą H–W [17]. Uzyskane przy jej pomocy straty rezonatora L podano w tabeli 3.

Jak widać na podstawie danych przytoczonych w tabeli 3, metoda H–W dała straty rezonatora poniżej 10%, natomiast metoda F–C, większe wartości, kilkunasto procentowe. Trudno jednoznacznie określić, która z metod pozwoliła wyznaczyć poprawnie straty. Wyniki dalszych eksperymentów, związanych z generacją monoimpulsową, wskazują na metodę F–C. Jest ona jednak bardziej czasochłonna, gdyż wymaga wyznaczenia pełnych charakterystyk energetycznych dla kilku transmisji zwierciadła wyjściowego. W metodzie H–W dla każdej transmisji wykonujemy w zasadzie jeden pomiar, polegający na rejestracji w oscyloskopie cyfrowym promieniowania pompującego, a następnie całkowaniu go do momentu pojawienia się generacji. Dzięki temu unikamy upraszczającego i milcząco przyjmowanego założenia o prostokątnym kształcie impulsu pompującego w metodzie F–C. Obie metody powinny być natomiast stosowane tylko wtedy, gdy czasy trwania impulsów pompujących są dużo mniejsze od fluorescencyjnego czasu życia górnego poziomu laserowego w materiale czynnym. W przeciwnym razie, rośnie bowiem błąd spowodowany wzrastającymi stratami związanymi z fluorescencją.

TABELA 3

Parametry rezonatora badanego lasera: T – transmisja rezonatora na przejście

| | Metoda F–C | | | Metoda H–W | |
|-------------------|------------|------|---------|------------|---------|
| | L | k | T [%] | L | T [%] |
| „pusty” rezonator | 0.23 | 0.09 | 89 | 0.08 | 92 |
| „pełny” rezonator | 0.30 | 0.10 | 86 | 0.09 | 91 |

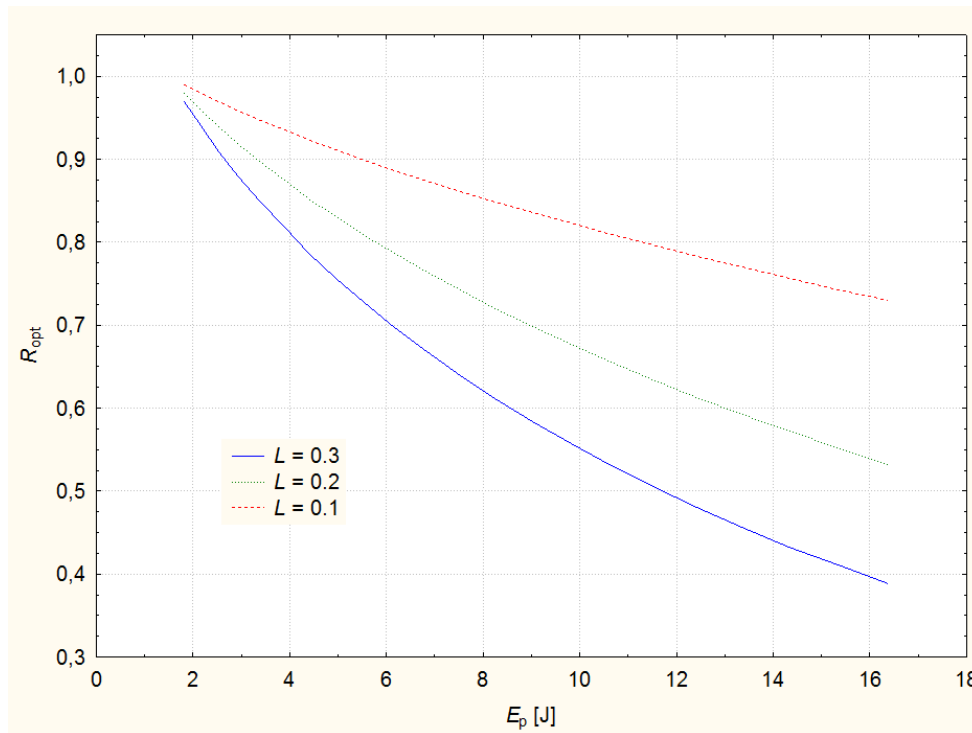
Z praktycznego punktu widzenia, bardzo ważna jest maksymalizacja sprawności generacji. Dobór odpowiedniej wartości współczynnika odbicia zwierciadła wyjściowego pozwala otrzymać na wyjściu rezonatora lasera maksymalne energie impulsów, a co za tym idzie i maksymalną sprawność generacji w danych warunkach pompowania. Wyznaczenie takiej wartości współczynnika odbicia zwierciadła jest właśnie przedmiotem optymalizacji. Degnan, wykorzystując techniki rachunku wariacyjnego pokazał, że optymalny współczynnik odbicia zwierciadła, moc szczytowa, energia i czas trwania impulsu mogą być wyrażone w funkcji jednego, bezwymiarowego parametru z [20]:

$$z = \frac{2\sigma_i l}{L} = \frac{2g_0 l}{L}, \quad (17)$$

będącego stosunkiem wzmocnienia na obieg dla małych sygnałów $2g_0l$ do strat dyssypacyjnych L rezonatora na obieg, gdzie n_i jest początkową gęstością inwersji w ośrodku aktywnym. Optymalny współczynnik odbicia zwierciadła wyjściowego wynosi wtedy:

$$R_{opt} = \exp\left[-L\left(\frac{z-1-\ln z}{\ln z}\right)\right]. \quad (18)$$

Obliczone przy pomocy powyższej zależności, optymalne współczynniki odbicia zwierciadła wyjściowego w funkcji energii pompy, pokazano zostały na rysunku 5.



Rys. 5. Optymalna transmisja zwierciadła wyjściowego w funkcji energii pompy

Przy obliczaniu parametru z , w miejsce współczynnika wzmocnienia g_0 wstawiono odpowiednio przekształconą zależność (10). Pozwoliło to uzyskać jawną zależność parametru z od energii pompy E_p . W obliczeniach wykorzystano wyznaczony eksperymentalnie współczynnik nachylenia wzmocnienia dla „pełnego” rezonatora, $k = 0,1$, a optymalne współczynniki odbicia liczone dla trzech strat rezonatora L podanych w tabeli 3.

Charakterystyki na rysunku 5 pokazują, że wraz ze wzrostem strat pasywnych rezonatora rośnie optymalna transmisja zwierciadła wyjściowego. Jest

to zrozumiałe zważywszy, że w procesie optymalizacji dążymy do tego, aby jak najwięcej energii wydzielano się na stratach transmisyjnych, a nie dyssypacyjnych. Wzrost tych ostatnich wymusza zatem większe transmisje zwierciadła wyjściowego.

5. GENERACJA MONOIMPULSOWA

Badania generacji monoimpulsowej przeprowadzono w rezonatorze, którego schemat optyczny przedstawiono na rysunku 1.

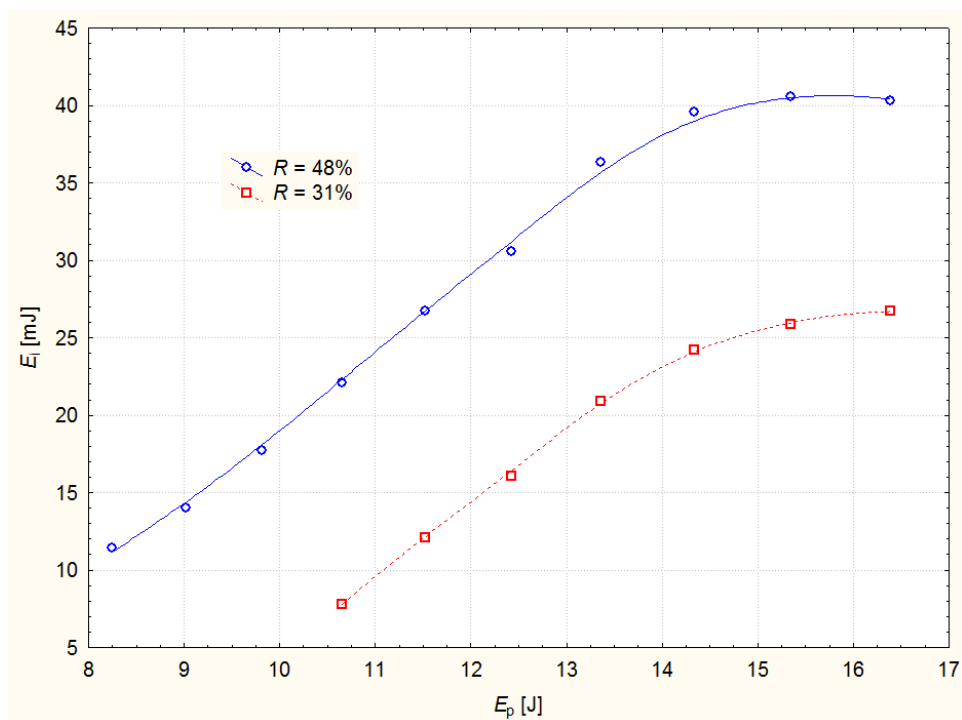
Do modulacji dobroci zastosowano komórkę Pockels'a z kryształem BBO typu LighGate 6, o aperturze 5 mm i długości 50 mm (firmy Gooch & Housego). Pomimo, że możliwa jest generacja monoimpulsowa ze znacznie tańszymi komórkami z kryształami KDDP, to jednak wnoszą one znaczące straty do rezonatora [15]. Kryształy LiNbO_3 cechują się wprawdzie doskonałymi charakterystykami transmisyjnymi i stosunkowo dużymi współczynnikami elektrooptycznymi w zakresie spektralnym 1,3 μm , ale ze względu na duże współczynniki załamania (potencjalnie powodujące duże straty fresnelowskie), bardzo małe progi uszkodzeń optycznych, a przede wszystkim silne efekty piezoelektryczne, praktycznie nie nadają się do budowy efektywnych komórek Pockels'a [1].

Pomiary energii i czasów trwania monoimpulsów przeprowadzono dla dwóch transmisji zwierciadła wyjściowego, $T = 52\%$ i 69% , a otrzymane charakterystyki w funkcji energii pompy przedstawiono odpowiednio na rysunku 6 i 7. Przy mniejszych transmisjach, ze względu na bardzo duże gęstości mocy wewnątrz rezonatora, obserwowano uszkodzenia powierzchni pryzmatu dyspersyjnego lub warstw odbijających na powierzchni zwierciadła wyjściowego. Dlatego zaniechano dalszych prób ze zwierciadłami o transmisjach poniżej 50% .

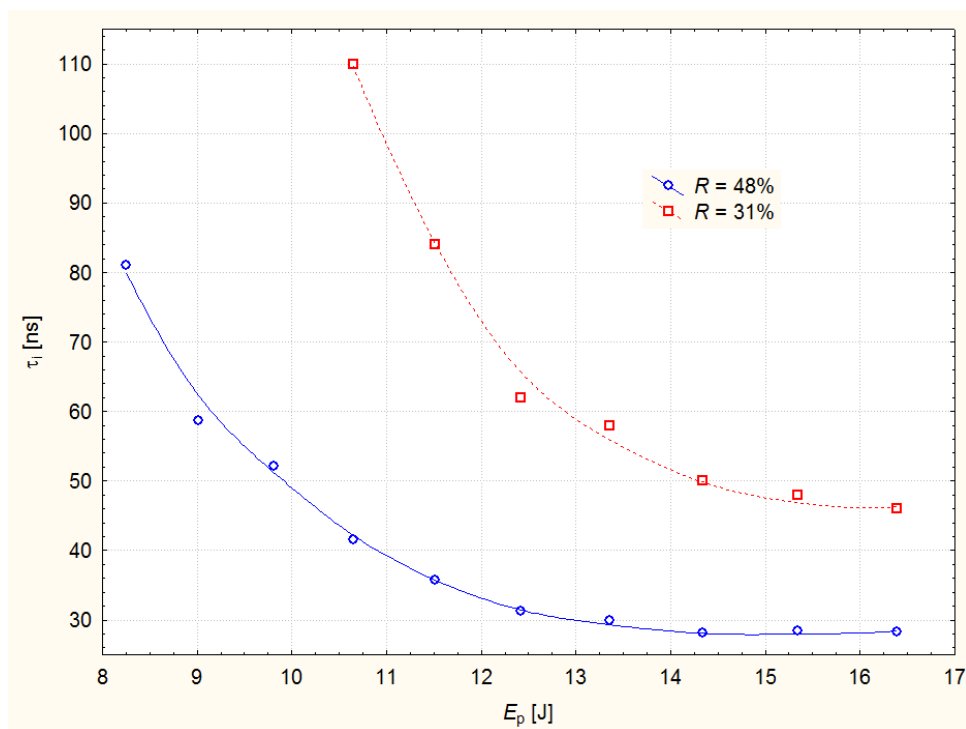
W przypadku zwierciadła o transmisji 52% otrzymano największe energie monoimpulsów, przekraczające 40 mJ przy czasach trwania około 29 ns FWHM. Daje to ponad 1,3 MW mocy szczytowej. Dla zwierciadła wyjściowego o transmisji 69% otrzymywano znacznie mniejsze energie impulsów, maksymalnie około 27 mJ.

Na przedstawionych na rysunku 6 charakterystykach widać, że energia impulsu rośnie początkowo monotonicznie ze wzrostem energii pompy. Dla obu transmisji zwierciadła wyjściowego nachylenie charakterystyk jest praktycznie takie samo. Przy pewnych wartościach energii pompy obie charakterystyki wchodzi w nasycenie, przy czym dla zwierciadła o $R = 48\%$ nasycenie zachodzi na poziomie 40 mJ, a zaczyna się przy energii pompy w okolicach 14,5 J. W przypadku zwierciadła wyjściowego o $R = 31\%$ nasycenie zachodzi przy porównywalnej energii pompującej, $E_p = 15$ J, ale na znacznie mniejszym poziomie, około 27 mJ. Biorąc pod uwagę, że próg generacji w pierwszym przypadku wynosił 5,4 J, łatwo obliczyć, że nasycenie zaczynało się przy przewyższeniu pro-

gowym $x = 2,6$. W drugim przypadku, wobec progowej energii pompy wynoszącej 7,5 J, nasycenie zaczynało się przy przekroczeniu równym 2.



Rys. 6. Energia monoimpulsu w funkcji energii pompy

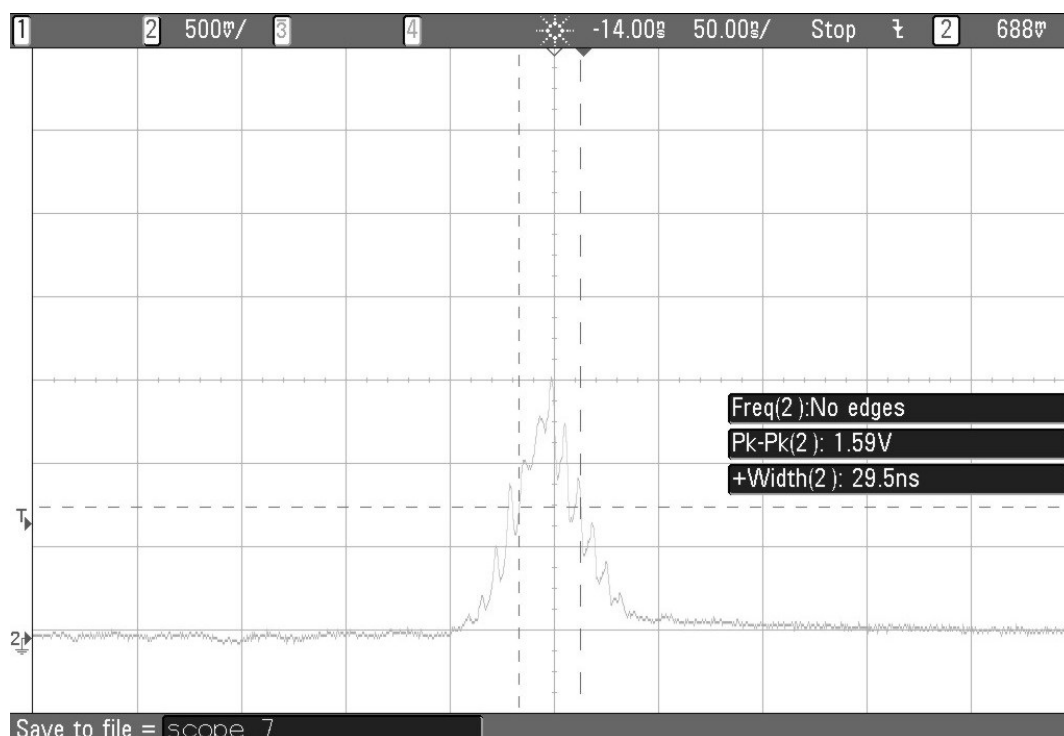


Rys. 7. Czas trwania monoimpulsu w funkcji energii pompy

Przeprowadzona w poprzednim rozdziale procedura optymalizacji energetycznej rezonatora, rysunek 5, pokazała, że w zakresie stosowanych przy generacji monoimpulsowej energii pompujących $E_p = 8 - 16$ J, optymalne transmisje zwierciadła wyjściowego mieszczą się w przedziale $T_{\text{opt}} = 40\% - 60\%$. Zastosowane zwierciadło o współczynniku odbicia $R = 48\%$ mieści się w środku tego przedziału i jest bardziej optymalne od zwierciadła o współczynniku $R = 31\%$.

Podobnie do charakterystyk energetycznych, zaprezentowane na rysunku 7 charakterystyki czasu trwania monoimpulsu w funkcji energii pompy początkowo maleją monotonicznie ze wzrostem energii pompy, po czym wchodzą w obszar, gdzie czas trwania impulsu osiąga minimum i dalej już się nie zmienia. W przypadku zwierciadła wyjściowego o współczynniku odbicia 48% minimum wynosi około 29 ns i osiągane jest przy energii pompującej około 14.5 J. W przypadku zwierciadła wyjściowego o $R = 31\%$ minimum mieści się na poziomie 42 ns i osiągane jest dla E_p nieco ponad 15 J. Osiągane maksymalne czasy trwania impulsów wynosiły odpowiednio około 80 ns i 110 ns.

Przykładowy oscylogram profilu czasowego generowanego monoimpulsu pokazano na rysunku 8. Oscylogram zarejestrowany został w konfiguracji rezonatora ze zwierciadłem wyjściowym o współczynniku odbicia $R = 48\%$.



Rys. 8. Kształtu monoimpulsu o czasie trwania 29,5 ns (FWHM) generowanego przy energii pompy 16,4 J i transmisji zwierciadła wyjściowego 52%

6. PODSUMOWANIE

W pracy zaprezentowany został model laboratoryjny lasera Nd:YAG z aktywną modulacją dobroci rezonatora, pracujący na linii 1,319 μm . Przeprowadzone w fazie projektowania analizy i obliczenia numeryczne pozwoliły zastosować rezonator zapewniający: a) pracę w podstawowym modzie poprzecznym i w efekcie wysoką jakość wiązki wyjściowej, b) dużą objętość modu w ośrodku aktywnym dającą dużą sprawność ekstrakcji energii.

W reżimie generacji swobodnej laser emitował impulsy o maksymalnej energii ponad 200 mJ ze sprawnością różniczkową w okolicach 14%. Wyznaczone charakterystyki i progi generacji dla różnych transmisji zwierciadła wyjściowego umożliwiły, przy pomocy metod Findlay'a – Clay'a oraz Hodgson'a – Weber'a, wyznaczyć pasywne straty rezonatora, $L = 0,3$ (transmisja rezonatora 86%). Znajomość strat oraz współczynnika wzmocnienia w ośrodku aktywnym, pozwoliła w kolejnym etapie wykonać optymalizację energetyczną rezonatora i zrealizować generację monoimpulsową.

Dla zwierciadła wyjściowego o współczynniku odbicia $R = 48\%$, będącego w środku przedziału optymalnych transmisji dla stosowanych w eksperymencie energii pompujących, otrzymano monoimpulsy o największej energii do 40 mJ i najkrótszym czasie trwania w okolicach 29 ns FWHM, dające moc szczytową ponad 1,3 MW. Należy podkreślić, że generacja zachodziła w podstawowym modzie poprzecznym, a zmiana rezonatora i w efekcie praca wielomodowa spowodują, że możliwe będzie otrzymywanie impulsów o znacznie większych energiach i mocach szczytowych.

Laser Nd:YAG generujący na linii 1,319 μm stanowi bardzo cenne narzędzie w wielu zastosowaniach medycznych i w konserwacji zabytków. Pokazano już, że w zastosowaniu do czyszczenia niektórych obiektów zabytkowych, szczególnie o wilgotnej powierzchni, promieniowanie o tej długości fali może być dużo bardziej wydajne od promieniowania 1,064 μm , a przy tym jest bezpieczniejsze dla oczu operatorów, bądź postronnych obserwatorów [1]. Realizując z kolei przetwarzanie na drugą harmoniczną na zewnątrz rezonatora, można uzyskać wysoko sprawne urządzenie emitujące impulsy czerwonego promieniowania. Laser taki mógłby w niektórych zastosowaniach, szczególnie w dermatologii, zastąpić wykorzystywane obecnie lasery rubinowe, które ze względu na trójpoziomowy charakter ośrodka czynnego z natury są mało sprawne.

LITERATURA

1. Ostrowski R.: Analiza efektywności generacji układów laserowych „bezpiecznych dla oka” do dalmierzy i oświetlaczy laserowych, rozprawa doktorska, WAT, Warszawa, 2002.
2. Ostrowski R.: Microsecond Red Laser Pulses Via Overcoupled Intracavity Second Harmonic Generation, CLEO/Europe-EQEC 2011, paper CA.P.32, 2011.
3. Ostrowski R.: Marczak J., Jach K., Sarzyński A., Selection of Radiation Parameters of Laser Used for Artworks Conservation, Proc. SPIE, vol. 5146, 99-107, 2003.
4. Batishche S.: Kouzmouk A., Tatur H., Gorovets T., Pilipenka U., Ukhou V., 1320 nm Range Nd:YAG-Laser in Restoration of Artworks Made of Bronze and Other Metals, Springer Proceedings in Physics, Lasers in the Conservation of Artworks, 87-93, 2003.
5. Zhu H., Zhang G.: Wei Y., Huang L., Chen Z., Diode-Side-Pumped Acoustooptic Q-switched 1319-nm Nd:YAG Laser, IEEE J. Quant. Electron., vol. 44, 480-484, 2008.
6. Dang Y., Ren Q.: Liu H., Ma J., Zhang J., Effects of the 1,320-nm Nd:YAG laser on transepidermal water loss, histological changes, and collagen remodeling in skin, Lasers in Medical Science, vol. 21, 147-152, 2006.
7. Chan H.H., Lam L.K., Wong D.S., Kono T.: Trendell-Smith N., Use of 1,320 nm Nd:YAG laser for wrinkle reduction and the treatment of atrophic acne scarring in Asians, Lasers Surg. Med., 34, 98-103, 2004.
8. Trelles M.A., Allones I., Luna R.: Facial Rejuvenation with a Nonablative 1320 nm Nd:YAG Laser: A Preliminary Clinical and Histologic Evaluation, Dermatologic Surgery, vol. 27, 111-116, 2001.
9. Fulchiero G.J., Parham-Vetter P.C., Obagi S.: Subcision and 1320-nm Nd:YAG Nonablative Laser Resurfacing for the Treatment of Acne Scars: A Simultaneous Split-Face Single Patient Trial, Dermatologic Surgery, vol. 30, 1356-1360, 2004.
10. Singh S., Smith R.G., Van Uitert L.G.: Stimulated-emission cross section and fluorescent quantum efficiency of Nd^{3+} in yttrium garnet at room temperature, Phys. Rev. B 44, 2566-2572, 1974.
11. Marczak J., Mierczyk Z., Ostrowski R.: Laser Nd:YAG – Generacja Długości Fal Bezpiecznych Dla Oka, Biul. WAT, Rok XLV, Nr 2, 27-40, 1999.
12. Marling J.: 1.05-1.44 μm Tunability and Performance of the CW Nd^{3+} :YAG Laser, IEEE J. Quant. Electron. QE-14, 56-62, 1978.
13. Inoue Y., Konno S., Kojami T., Fujikawa S.: High-Power Red Beam Generation by Frequency-Doubling of a Nd:YAG Laser, IEEE J. Quant. Electron., vol. 35, 1737-1740, 1999.
14. Y. Inoue, S. Fujikawa: Diode-Pumped Nd:YAG Laser Producing 122-W CW Power At 1.319 μm , IEEE J. Quant. Electron., vol. 36, 751-756, 2000.
15. Ostrowski R., Marczak J.: The 1.3 μm Q-switched Nd:YAG laser, Opt. Appl., vol. XXXI, no. 3, 553-562, 2001.
16. Optical Glass, Spezial-Gras GMBH Mainz (West Germany), Schott No 3050/66.
17. Hodgson N., Weber H.: Measurement of extraction efficiency and excitation efficiency of lasers, J. Modern Opt., vol. 35, 807-811, 1988.
18. Koechner W.: Solid-State Laser Engineering, fifth revised and updated edition, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1999.
19. Findlay D., Clay R.A.: The Measurement of Internal Losses in 4-Level Lasers, Phys. Lett., vol. 20, 277-278, 1966.

20. Degnan J.J.: Theory of the Optimally Coupled Q-Switched Lasers, IEEE J. Quant. Electron., vol. 25, 214, 1989.

Rękopis dostarczono dnia 23.03.2012 r.

GENERATION AT 1.32 μm IN Nd:YAG LASER

Roman OSTROWSKI, Artur CYWIŃSKI

ABSTRACT *A new model of Q-switched Nd:YAG laser operated at 1.319 μm , for medical and restoration applications, has been presented in the paper. Suitably developed resonator allowed to achieve fundamental mode at the output. By means of Findlay-Clay and Hodgson-Weber methods, passive losses of the resonator have been determined to be 0.3 (i.e. 86% single pass transmission). In free running mode, laser pulses over 200 mJ in energy with slope efficiency about 14% have been obtained, while in Q-switched mode, single pulses of energy up to 40 mJ and durations about 29 ns FWHM (peak power over 1.3 MW) have been generated..*

Keywords: 1.32 mm laser, Q-switching, Nd:YAG laser, dispersive resonator



Dr inż. Roman OSTROWSKI jest specjalistą w dziedzinie fizyki oraz techniki laserów na ciele stałym, oddziaływania impulsowego promieniowania laserowego z materią i metrologii optoelektronicznej. Obecnie prowadzi badania w zakresie zastosowań laserów i optoelektroniki oraz technik ultrafioletowych w detekcji i ochronie przed różnorodnymi zagrożeniami. Brał udział w realizacji programów międzynarodowych SPB „POLLASNET”, COST Akcja G8, COST Akcja G7, projektów inicjatywy EUREKA E!2542 i E!3483, oraz dwustronnych prac badawczo-rozwojowych we współpracy z "Hannover Laser Centre" (Niemcy). Jest członkiem SPIE. Autor lub współautor wielu publikacji, referatów i komunikatów prezentowanych w czasopiśmie i na konferencjach naukowych.

Dr inż. Artur CYWIŃSKI, studia ukończył w Wojskowej Akademii Technicznej w 1993. Jest specjalistą w dziedzinie optoelektroniki oraz morskich systemów uzbrojenia. Obecnie, kierując pracownią Broni Podwodnej w Instytucie Uzbrojenia Okrętowego AMW, prowadzi badania w zakresie zastosowań laserów w środowisku morskim, w szczególności do poszukiwania obiektów podwodnych. Bierze lub brał udział w kilkunastu grantach oraz projektach celowych związanych z uzbrojeniową techniką morską oraz w kilkudziesięciu pracach n-b. Autor i współautor kilkudziesięciu publikacji, referatów i komunikatów prezentowanych w czasopiśmie i na konferencjach naukowych.

