



## Optymalizacja i badania generacyjne głowicy dalmierza laserowego YAG:Nd<sup>3+</sup> z pasywnym modulatorem dobroci YAG:Cr<sup>4+</sup>

JAROSŁAW MŁYŃCZAK, KRZYSZTOF KOPCZYŃSKI,  
ZYGMUNT MIERCZYK

Wojskowa Akademia Techniczna, Instytut Optoelektroniki,  
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

**Streszczenie.** W pracy przedstawiono optymalizację lasera z pasywnym przełącznikiem dobroci generującego impulsy gigantyczne. Do analizy wykorzystano modele Degnana, Xiao-Bassa oraz Żendziana. Początkowy współczynnik wzmocnienia oraz straty dysypacyjne rezonatora wyznaczono metodą Findley'a-Clay'a. Dokonano analizy procedur optymalizacji lasera z nieliniowym absorberem, uwzględniając ESA. Przedstawiono wyniki badań generacji monoimpulsowej głowicy laserowej, wykazując poprawność zastosowanych modeli optymalizacyjnych.

**Słowa kluczowe:** optymalizacja lasera impulsowego, generacja impulsów gigantycznych

**Symbole UKD:** 621.375.826.004.14

### 1. Wprowadzenie

Opracowanie i projektowanie głowicy laserowej z modulacją dobroci rezonatora wymaga optymalizacji parametrów głowicy wynikającej z jej zastosowania. Dla głowic dalmierzy laserowych optymalizacja parametrów dotyczy szczególnie energii, mocy szczytowej oraz czasu trwania impulsu laserowego i polega na wyznaczeniu transmisji zwierciadła wyjściowego i transmisji początkowej nieliniowego absorbera dla danego ośrodka czynnego, nieliniowego absorbera i danej intensywności pompy (początkowej inwersji obsadzeń).

Procedury optymalizacyjne uwzględniają dużą liczbę parametrów wejściowych, w tym charakterystyki materiałowe ośrodków aktywnych i nieliniowych absorberów.

Parametry te podawane są często przez producentów. Jednak dwa podstawowe parametry, jakimi są początkowy współczynnik wzmocnienia oraz straty nieaktywne w rezonatorze, muszą zostać wyznaczone doświadczalnie dla danej konfiguracji rezonatora. Można je wyznaczyć, stosując metodę Findlay'a-Clay'a [1]. Jeśli zna się początkowy współczynnik wzmocnienia oraz straty nieaktywne, można zastosować metody optymalizacyjne opisane przez Degnana [2], Xiao-Bassa [3] i Żendziana [4], pozwalające na wyznaczenie optymalnych wartości transmisji zwierciadła wyjściowego, transmisji początkowej nieliniowego absorbera, energii oraz czasu trwania impulsu.

## 2. Wyznaczanie strat nieaktywnych

Podstawowymi równaniami opisującymi generację laserową są równania bilansu [5]. Dla ośrodka opisanego modelem czteropoziomowym układu energetycznego równania te przyjmują postać:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -n\sigma\Phi c - \frac{n}{\tau_f} + W_p n_g \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = c\Phi\sigma n - \frac{\Phi}{\tau_c} + S, \quad (2)$$

gdzie:  $n$  — inwersja obsadzeń [ $1/\text{cm}^3$ ];  
 $\sigma$  — emisyjny przekrój czynny [ $\text{cm}^2$ ];  
 $\Phi$  — gęstość fotonów w rezonatorze [foton/ $\text{cm}^3$ ];  
 $c$  — prędkość światła w ośrodku [ $\text{cm}/\text{s}$ ];  
 $\tau_f$  — czas zaniku fluorescencji [s];  
 $W_p$  — szybkość pompowania [1/s];  
 $n_g$  — koncentracja jonów aktywnych w ośrodku aktywnym [ $1/\text{cm}^3$ ];  
 $\tau_c$  — czas życia fotonu w rezonatorze [s];  
 $S$  — emisja spontaniczna występująca z emisją laserową [ $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ].

W przypadku pompowania ośrodka laserowego impulsami o czasie trwania krótszym niż czas życia fluorescencji, liczbę cząstek przeniesionych na górny poziom laserowy (inwersję obsadzeń) można wyrazić zależnością:

$$n = n_g W_p t_p, \quad (3)$$

gdzie  $t_p$  — czas trwania impulsu pompującego.

Równanie to można wyprowadzić z równania (1), zakładając  $\Phi$  równe zero (brak emisji podczas całego okresu pompowania) oraz pomijając człon drugi (pomijalnie mała fluorescencja podczas pompowania).

Liczbę cząstek przeniesionych z poziomu podstawowego na górny poziom laserowy w jednostce czasu oraz jednostce objętości można wyrazić wzorem:

$$W_p n_g = \frac{\eta_Q \eta_S \eta_B P_a}{h \nu_L V}, \quad (4)$$

gdzie:  $\eta_Q$  — sprawność kwantowa;  
 $\eta_S$  — defekt kwantowy (sprawność stoksowska);  
 $\eta_B$  — sprawność przekrycia objętości wiązki laserowej z rozkładem wzmocnienia w ośrodku aktywnym;  
 $P_a$  — absorbowana moc pompy [W];  
 $h$  — stała Plancka [Js];  
 $\nu_L$  — częstotliwość generacji [Hz];  
 $V$  — objętość ośrodka aktywnego [cm<sup>3</sup>].

Podstawiając równanie (4) do (3), otrzymujemy:

$$n = \frac{\tau_p \eta_Q \eta_S \eta_B P_a}{h \nu_L V}. \quad (5)$$

Absorbowana w ośrodku aktywnym moc pompy wyraża się zależnością:

$$P_a = \eta_p \eta_t \eta_a P_{in}, \quad (6)$$

gdzie:  $\eta_p$  — sprawność źródła pompującego;  
 $\eta_t$  — sprawność transferu promieniowania pompy;  
 $\eta_a$  — sprawność absorpcji promieniowania pompy.

Podstawiając równanie (6) do (5) oraz stosując zależność  $g_0 = \sigma n$ , otrzymujemy związek pomiędzy początkowym współczynnikiem wzmocnienia (dla małych sygnałów)  $g_0$  a mocą pompy  $P_{in}$ :

$$g_0 = \frac{\sigma \tau_p \eta_p P_{in}}{h \nu_L V}, \quad (7)$$

gdzie:  $\eta = \eta_p \eta_t \eta_a \eta_Q \eta_S \eta_B$ . (8)

Do zależności opisującej warunek progowy generacji laserowej:

$$-\ln R = 2g_0l - \delta, \quad (9)$$

gdzie:  $R$  — współczynnik odbicia zwierciadła wyjściowego;  
 $l$  — długość ośrodka aktywnego;  
 $\delta$  — straty nieaktywne na podwójne przejście,

możemy wstawić zależność (7) i zmieniając oznaczenie  $P_{in}$  na  $P_{inpr}$  (moc dostarczona do lampy na progu generacji), otrzymujemy

$$-\ln R = 2 \frac{\sigma \tau_p \eta P_{inpr}}{h\nu_L V} l - \delta. \quad (10)$$

Uwzględniając zależności na energię impulsu pompującego  $E_{in}$  oraz na energię nasycenia  $E_S$ :

$$E_{inpr} = P_{inpr} \tau_p \quad (11)$$

$$E_S = \frac{h\nu_L}{\sigma}, \quad (12)$$

otrzymujemy:  $-\ln R = KE_{inpr} - \delta,$  (13)

gdzie:  $K = 2 \frac{\eta}{E_S A}$  (14)

$A$  — przekrój poprzeczny ośrodka aktywnego.

Określając energie pompy na progu generacji dla różnych transmisji zwierciadła wyjściowego i aproksymując otrzymane w ten sposób punkty pomiarowe linią prostą opisaną równaniem (13) wyznaczamy  $\delta$  oraz  $K$ .

Wykorzystując zależność (7) oraz (14) można wyznaczyć początkowy współczynnik wzmocnienia  $g_0$  w funkcji energii pompującej:

$$g_0 = \frac{KE_{in}}{2l}. \quad (15)$$

### 3. Metody optymalizacyjne

Wiele nieliniowych absorberów, oprócz absorpcji ze stanu podstawowego (GSA), wykazuje także absorpcję ze stanów wzbudzonych (ESA). W odróżnieniu od

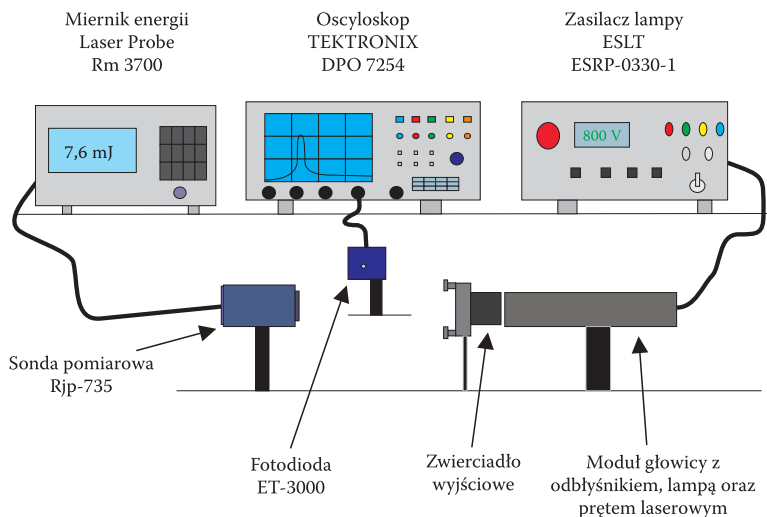
GSA, absorpcja ze stanów wzbudzonych charakteryzuje się bardzo krótkim czasem relaksacji i nie wykazuje efektu nasycania. Występowanie ESA powoduje wzrost strat rezonatora przy nasyceniu GSA (wybielenie NA) i wpływa na zmniejszenie zarówno energii, jak i mocy szczytowej generowanego impulsu oraz wydłużenie czasu jego trwania. Dodatkowo ESA zaburza dynamikę zmian obsadzeń centrów absorpcyjnych w NA dla roboczej długości fali. Do wyznaczenia optymalnych parametrów lasera z pasywnym modulatorem dobroci bez uwzględnienia absorpcji ze stanów wzbudzonych można zastosować model Degnana. Procedura optymalizacji opisana jest w pracy [2]. Analizę nieliniowego absorbera wykazującego ESA po raz pierwszy przeprowadził Hercher [6] dla czteropoziomowego układu kwantowego. Do wyznaczenia optymalnych parametrów lasera z pasywnym modulatorem dobroci z uwzględnieniem ESA można zastosować model optymalizacji Xiao i Bassa, w którym wyjściowe równania Degnana wzbogacone zostały o równania opisujące ESA pochodzące z analizy NA przeprowadzonej przez Herchera. Procedura optymalizacji została dokładnie opisana w pracy [3].

Jak wykazano m.in. w pracy [7], skuteczność pasywnego przełączania strat zależy nie tylko od stałych materiałowych ośrodka aktywnego i nieliniowego absorbera, ale także od geometrii rezonatora. Fakt ten jest na tyle ważny, że powinien być uwzględniony w optymalizacji laserów z pasywnym Q-modulatorem. Model taki przedstawił W. Żendzian, uzależniając wartość parametru  $\alpha$  od wartości powiększenia  $M$ , określonego jako stosunek powierzchni przekroju generowanej wiązki laserowej w ośrodku laserowym do powierzchni przekroju wiązki laserowej w nieliniowym absorberze. W modelu W. Żendziana wykorzystano równania wyjściowe z modelu Xiao i Bassa, w których wzmocnienie i straty na jedno przejście przez rezonator zastąpiono odpowiednimi współczynnikami wzmocnienia  $k$  i strat  $\rho$ , a strumień fotonów  $\theta$  natężeniem promieniowania  $I$ . Procedura ta została opublikowana na łamach Biuletynu WAT [5].

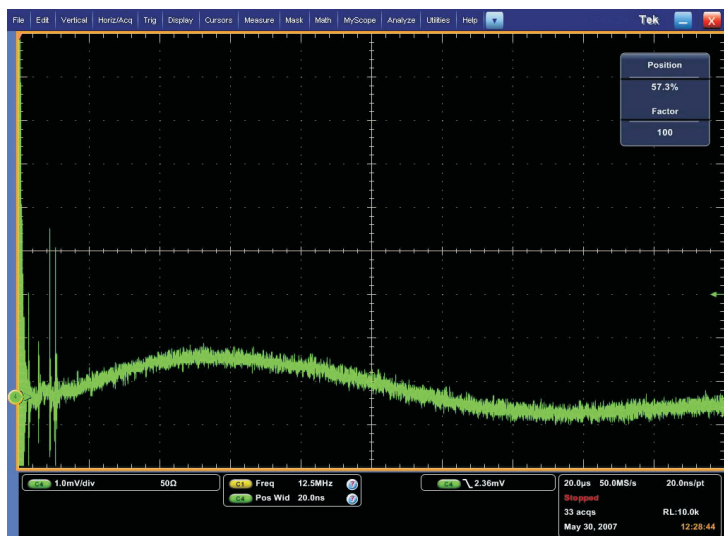
Na podstawie trzech powyższych metod optymalizacyjnych napisano programy komputerowe w pakiecie MATLAB.

#### **4. Badania generacji swobodnej oraz wyznaczenie początkowego współczynnika wzmocnienia oraz strat nieaktywnych w rezonatorze**

Badania generacji swobodnej przeprowadzono w układzie pomiarowym, którego schemat przedstawiono na rysunku 1. Do zasilania lampy wyładowczej zastosowano zasilacz ESRP-0330-1 o pojemności kondensatorów 25 uF. Czas trwania impulsu pompującego wynosił ok. 100 us (rys. 2). Energię dostarczaną do lampy regulowano poprzez zmianę napięcia na kondensatorach. Do inicjacji wyładowania



Rys. 1. Układ pomiarowy do badania generacji swobodnej i monoimpulsowej



Rys. 2. Oscylogram czasu trwania impulsu pompującego

w lampie stosowano impuls o napięciu 18 kV. Badania generacji swobodnej i generacji monoimpulsowej przeprowadzono dla repetycji lampy 0,33 Hz w układzie miniaturowej głowicy z odbłyśnikiem wykonanym ze srebrnej folii. Czoła badanych prętów laserowych posiadały pokrycia cienkowarstwowe — zwierciadło całkowicie

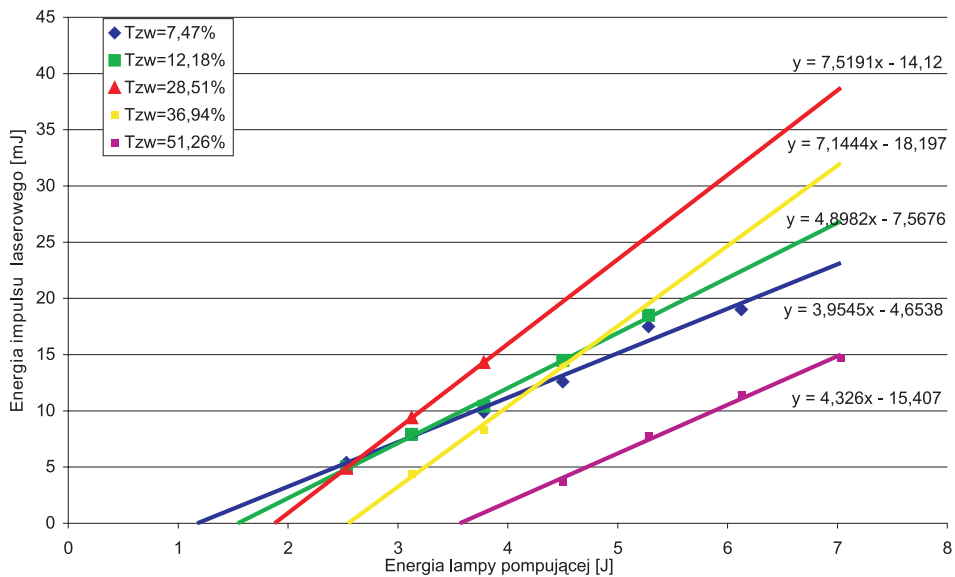
odbijające z jednej i warstwę antyrefleksyjną (AR) z drugiej strony. Koncentracja jonów Nd<sup>3+</sup> w badanych prętach laserowych wynosiła 1 at. %. Zwierciadło wyjściowe (wraz z nieliniowym absorberem w przypadku generacji monoimpulsowej) znajdowało się w uchwycie umożliwiającym precyzyjne justowanie. Do pomiarów charakterystyk energetycznych głowic laserowych wykorzystano miernik energii Rm-3700 z sondami pomiarowymi Rjp-735. Przebiegi czasowe generacji rejestrowano za pomocą fotodiody ET-3000 oraz oscyloskopu Tektronix DPO-7254 o paśmie przenoszenia 8 GHz.

Wyznaczono zależności energii wyjściowej impulsu laserowego w funkcji energii dostarczonej do lampy. Wyniki pomiarowe wraz z aproksymacją linią prostą dla dwóch prętów przedstawiono na rysunkach 3 oraz 4. Obok linii prostych przedstawiono ich równania, gdzie  $y$  jest tożsame z energią impulsu laserowego, natomiast  $x$  — z energią lampy pompującej.

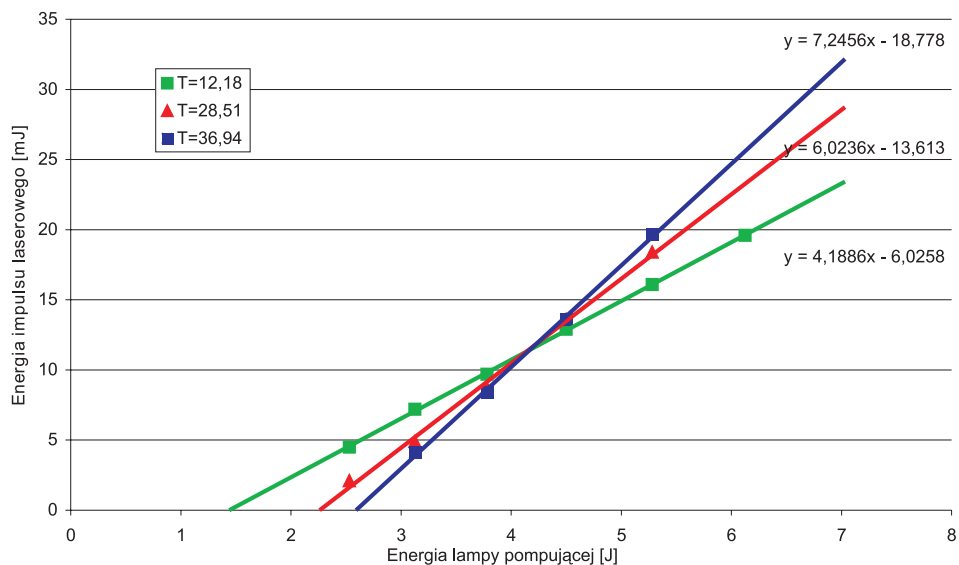
W wyniku aproksymacji wyznaczono energie progowe pompy dla różnych transmisji zwierciadła wyjściowego. Zależność  $-\ln(R)$  od energii progowej wraz z aproksymacją liniową przedstawiono na rysunkach 5 oraz 6.

Wykorzystując zależność (13) i równania prostych aproksymujących z rysunków 5 i 6, można wyznaczyć  $\delta$  oraz  $K$ . Otrzymujemy wtedy:

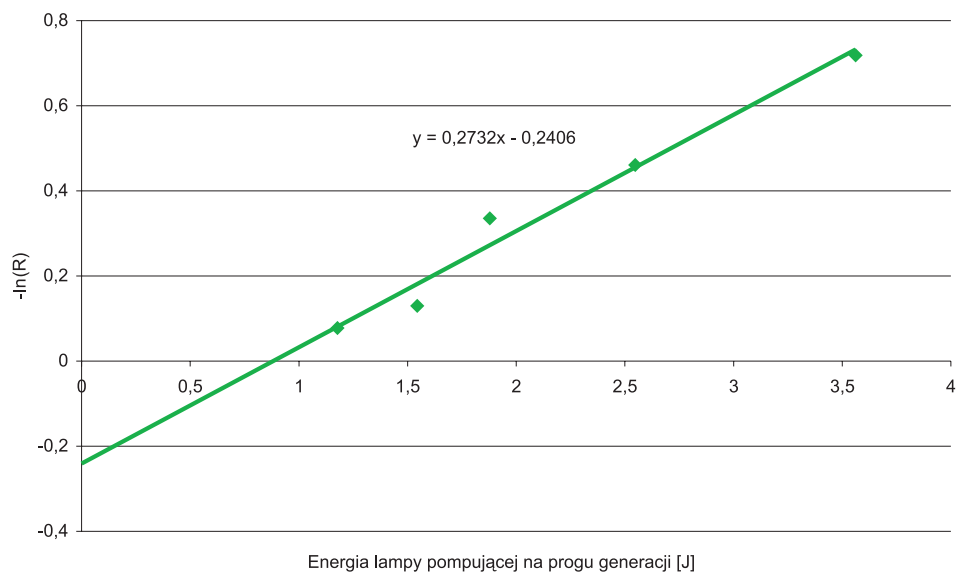
- $\delta = 0,2401$  oraz  $K = 0,2732$  dla pręta nr 1,
- $\delta = 0,2788$  oraz  $K = 0,2803$  dla pręta nr 2.



Rys. 3. Energia wyjściowa impulsu laserowego w funkcji energii lampy pompującej dla pręta nr 1

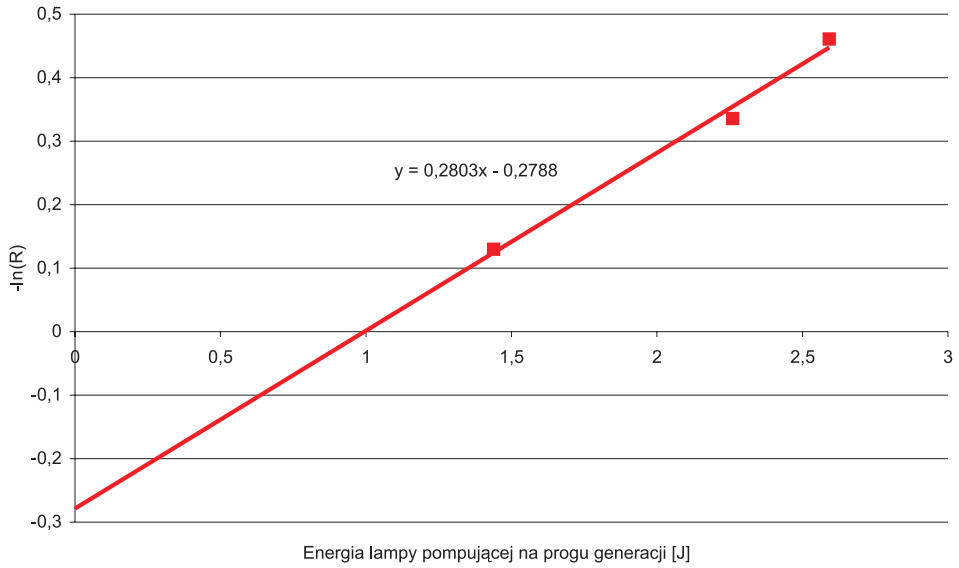


Rys. 4. Energia wyjściowa impulsu laserowego w funkcji energii lampy pompującej dla pręta nr 2

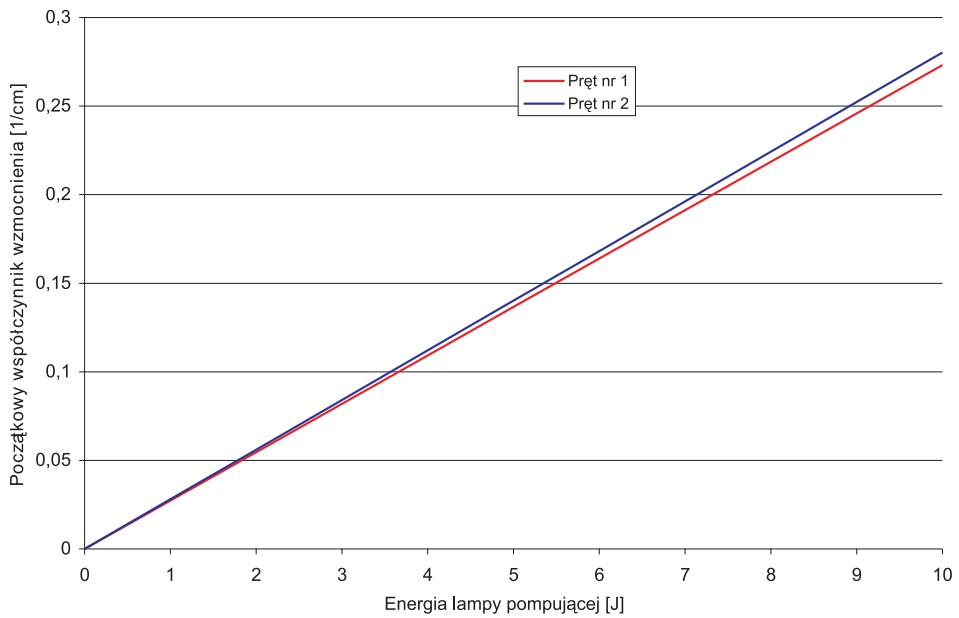
Rys. 5. Zależność  $-\ln(R)$  od energii progowej lampy pompującej dla pręta nr 1

Stosując zależność (15), można wyznaczyć początkowy współczynnik wzmocnienia  $g_0$  w funkcji energii dostarczonej do lampy pompującej  $E_{in}$ . Zależności te zostały przedstawione na rysunku 7.



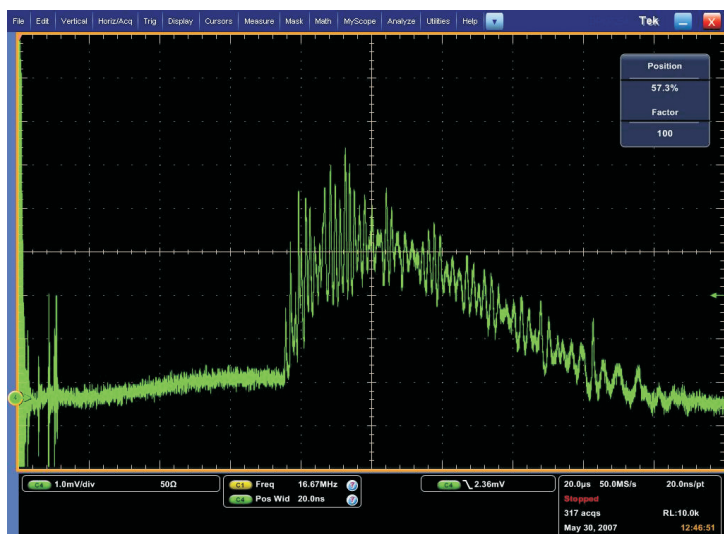


Rys. 6. Zależność  $-\ln(R)$  od energii progowej lampy pompującej dla pręta nr 2

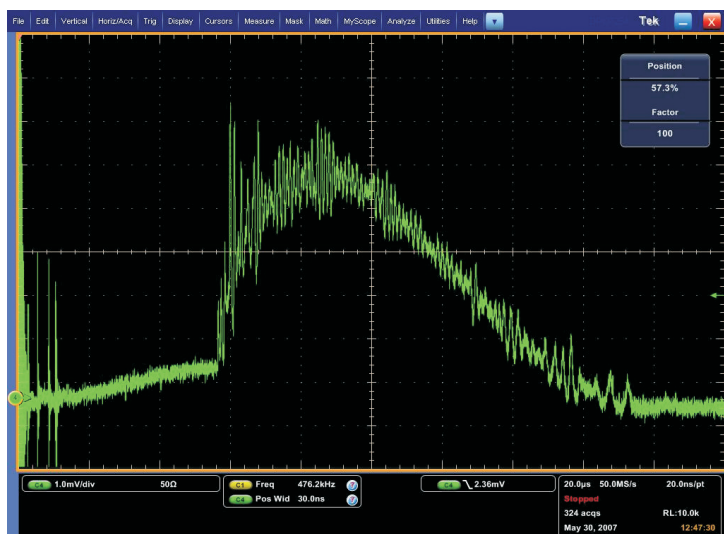


Rys. 7. Początkowy współczynnik wzmocnienia  $g_0$  w funkcji energii dostarczonej do lampy pompującej  $E_{in}$  dla badanych prętów laserowych

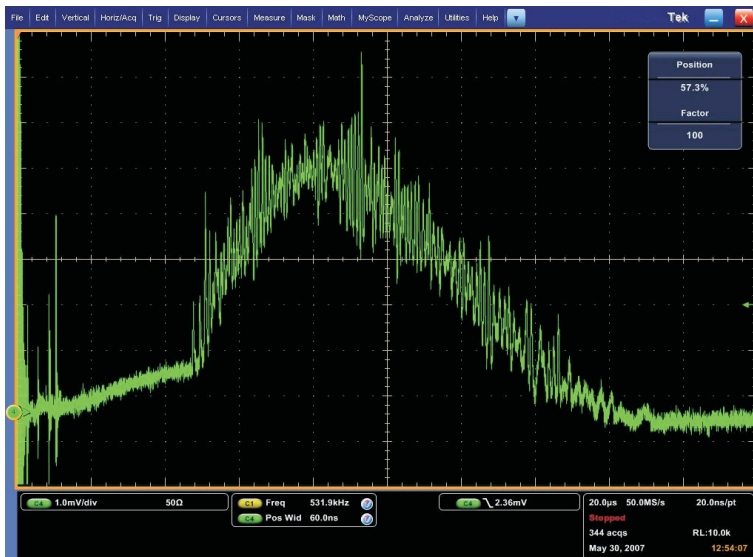
Przykładowe oscylogramy generacji swobodnej głowicy z prętem nr 2 dla transmisji zwierciadła wyjściowego 7,47% i różnej energii pompującej przedstawiono na rysunkach 8, 9, 10. Na oscylogramach widać skracanie czasu rozpoczęcia generacji ze wzrostem energii pompującej spowodowane szybszym osiągnięciem



Rys. 8. Oscylogram generacji swobodnej — pręt nr 2, transmisja zwierciadła wyjściowego 7,47%, energia pompy 2,53 J



Rys. 9. Oscylogram generacji swobodnej — pręt nr 2, transmisja zwierciadła wyjściowego 7,47%, energia pompy 3,78 J



Rys. 10. Oscylogram generacji swobodnej — pręt nr 2, transmisja zwierciadła wyjściowego 7,47%, energia pompy 5,28 J

prugu generacji. Podobny efekt występuje w przypadku stałej energii pompy i przy zmianie transmisji zwierciadła wyjściowego. Dla większych transmisji zwierciadeł zwiększane są straty w rezonatorze, co wydłuża czas rozpoczęcia generacji.

## 5. Badania generacji monoimpulsowej

Wykorzystując opracowane programy komputerowe, wyznaczono zależności optymalnej transmisji początkowej nieliniowego absorbera, optymalnej transmisji zwierciadła wyjściowego, energii impulsu oraz czasu trwania impulsu od początkowego współczynnika wzmocnienia dla dwóch badanych laserów. Do obliczeń przyjęto następujące parametry wejściowe:

- emisyjny przekrój czynny ośrodka aktywnego  $\sigma = 6,5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ ,
- absorpcyjny przekrój czynny nieliniowego absorbera z poziomu podstawowego  $\sigma_{gs} = 2,5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ ,
- absorpcyjny przekrój czynny nieliniowego absorbera z poziomu wzbudzonego  $\sigma_{es} = 2,1 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ ,
- współczynniki redukcji inwersji obsadzeń nieliniowego absorbera  $\gamma_s = 1$  i ośrodka aktywnego  $\gamma = 1$ ,
- długość ośrodka aktywnego  $l = 5 \text{ cm}$ ,
- powierzchnia przekroju wiązki laserowej w ośrodku aktywnym  $A = 0,070685 \text{ cm}^2$ ,

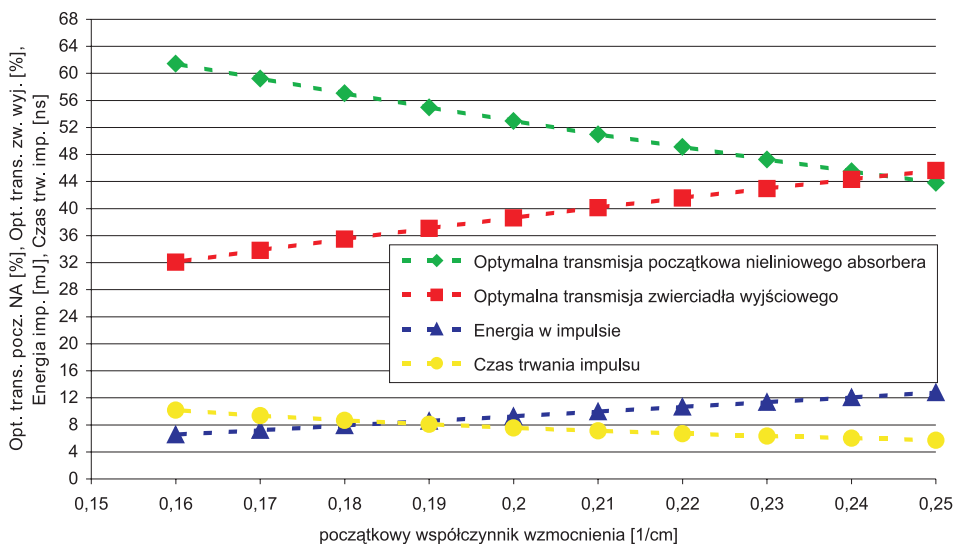
- g) długość fali  $\lambda = 1064$  nm,
- h) współczynniki załamania ośrodka aktywnego i nieliniowego absorbera równe 1,82,
- i) długość rezonatora 8,5 cm,
- j) koncentracja centrów absorpcyjnych w nieliniowym absorberze  $7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

Wyznaczone zależności optymalizacyjne przedstawiono na rysunkach 11 i 12 dla procedur bez uwzględnienia absorpcji ze stanów wzbudzonych w nieliniowym absorberze oraz na rysunkach 13 i 14 dla procedur uwzględniających absorpcję ze stanów wzbudzonych w nieliniowym absorberze.

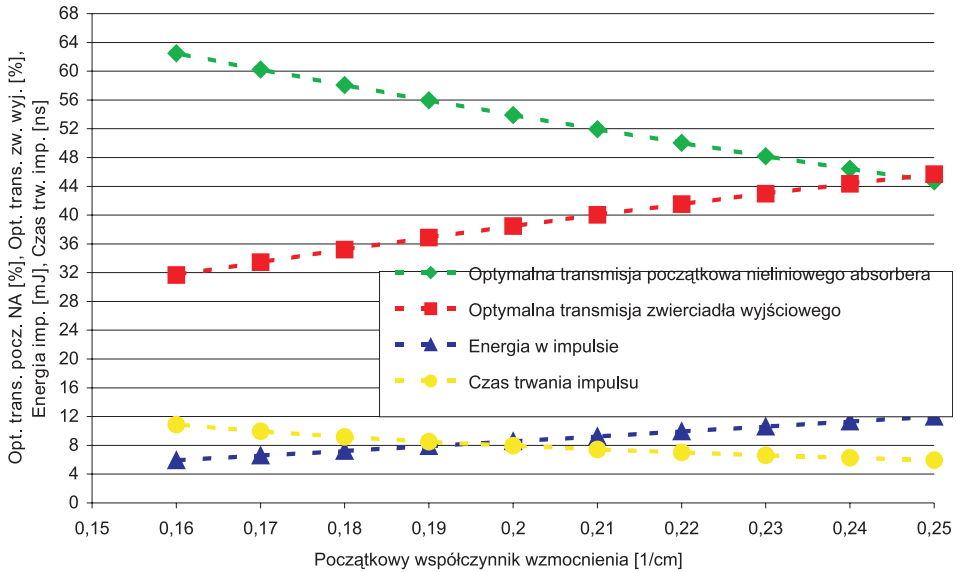
Zgodnie z wymaganiami wynikającymi z zastosowania opracowywanej głowicy do dalmierza laserowego, energia impulsu powinna być  $> 5$  mJ, a czas trwania impulsu  $< 7$  ns przy repetycji 0,16 Hz.

Z przedstawionych charakterystyk wynika, że aby otrzymać impuls o czasie trwania poniżej 7 ns, początkowy współczynnik wzmocnienia powinien być:

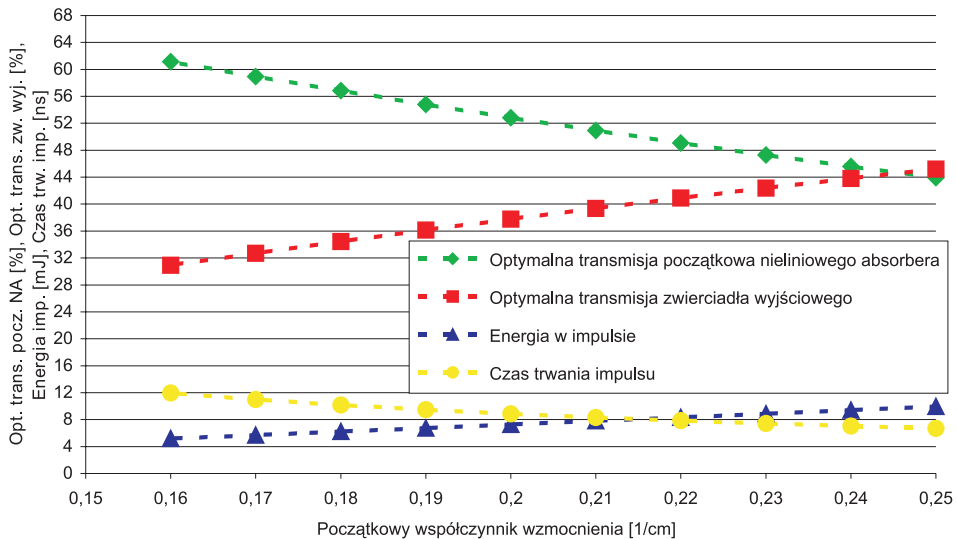
- a) dla pręta nr 1 większy od  $0,21 \text{ cm}^{-1}$  bez uwzględniania absorpcji ze stanów wzbudzonych oraz większy od  $0,24 \text{ cm}^{-1}$  z uwzględnieniem absorpcji ze stanów wzbudzonych,
- b) dla pręta nr 2 większy od  $0,22 \text{ cm}^{-1}$  bez uwzględniania absorpcji ze stanów wzbudzonych oraz większy od  $0,24 \text{ cm}^{-1}$  z uwzględnieniem absorpcji ze stanów wzbudzonych.



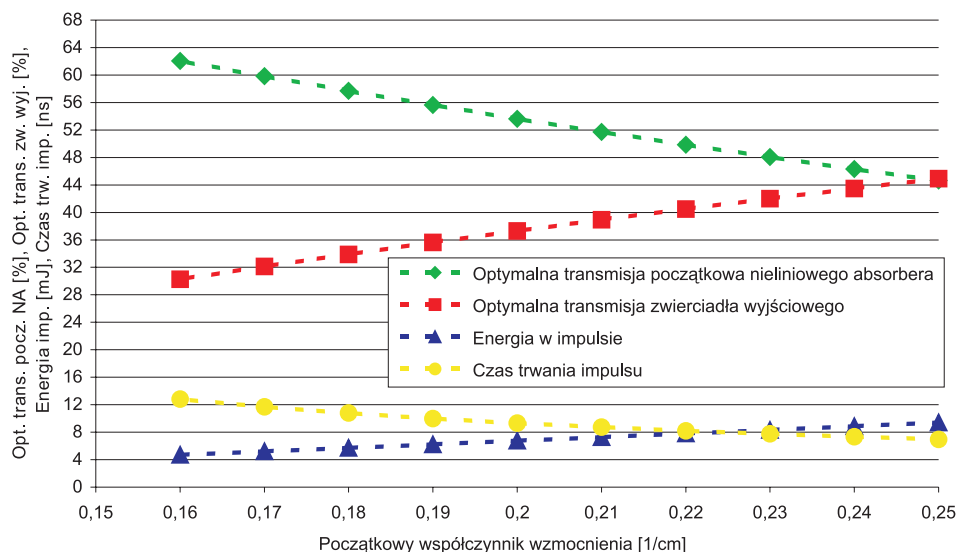
Rys. 11. Zależność optymalnej transmisji początkowej nieliniowego absorbera, optymalnej transmisji zwierciadła wyjściowego, energii impulsu oraz czasu trwania impulsu od początkowego współczynnika wzmocnienia bez uwzględnienia absorpcji ze stanów wzbudzonych dla głowicy laserowej z prętem nr 1



Rys. 12. Zależność optymalnej transmisji początkowej nieliniowego absorbera, optymalnej transmisji zwierciadła wyjściowego, energii impulsu oraz czasu trwania impulsu od początkowego współczynnika wzmocnienia bez uwzględnienia absorpcji ze stanów wzbudzonych dla głowicy laserowej z prętem nr 2



Rys. 13. Zależność optymalnej transmisji początkowej nieliniowego absorbera, optymalnej transmisji zwierciadła wyjściowego, energii impulsu oraz czasu trwania impulsu od początkowego współczynnika wzmocnienia z uwzględnieniem absorpcji ze stanów wzbudzonych dla głowicy laserowej z prętem nr 1

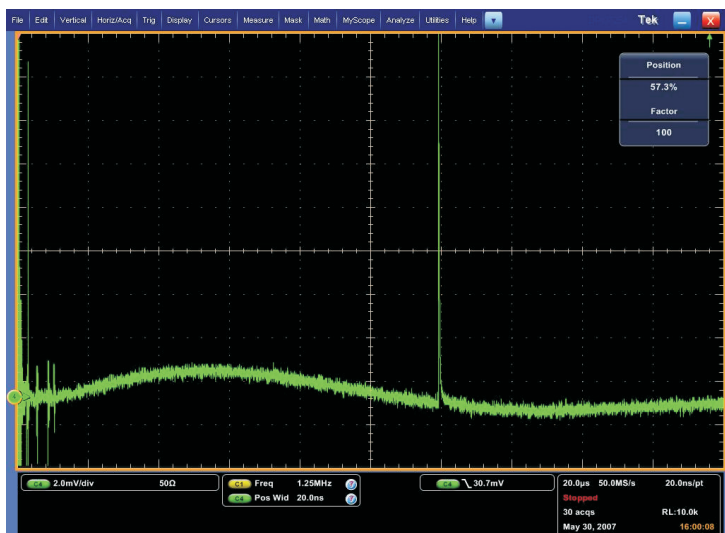


Rys. 14. Zależność optymalnej transmisji początkowej nieliniowego absorbera, optymalnej transmisji zwierciadła wyjściowego, energii impulsu oraz czasu trwania impulsu od początkowego współczynnika wzmocnienia z uwzględnieniem absorpcji ze stanów wzbudzonych dla głowicy laserowej z prętem nr 2

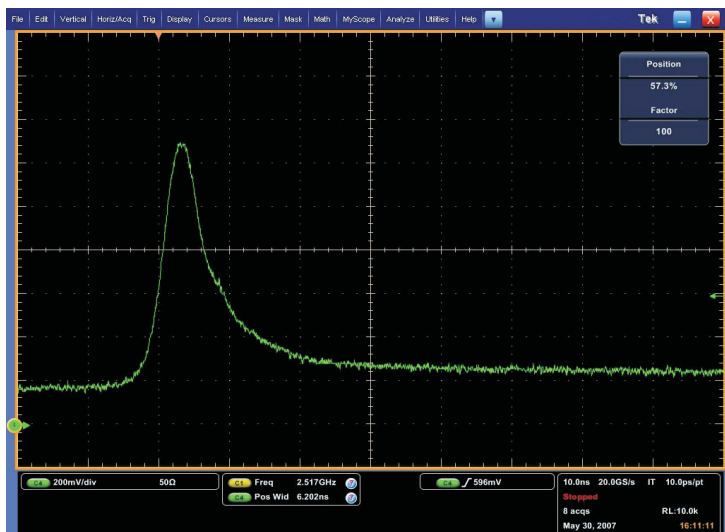
We wszystkich tych przypadkach energia wyjściowa impulsu przekracza 5 mJ. W przypadku nieliniowego absorbera YAG:Cr<sup>4+</sup> występuje absorpcja ze stanów wzbudzonych, w związku z tym początkowy współczynnik wzmocnienia powinien być większy od 0,24 cm<sup>-1</sup>. W takim przypadku transmisja początkowa nieliniowego absorbera powinna być mniejsza od 45%, natomiast optymalna transmisja zwierciadła wyjściowego większa od 43%. Wielkości te różnią się w nieznacznym stopniu dla dwóch badanych prętów (rys. 13 i 14).

Badania generacji impulsowej weryfikujące dane modelu teoretycznego przeprowadzono w układzie pomiarowym, którego schemat przedstawiono na rysunku 1. Dla energii pompy 8 J i początkowego współczynnika wzmocnienia 0,22 cm<sup>-1</sup> (rys. 7) optymalna transmisja T<sub>0</sub> nieliniowego absorbera powinna wynosić 49%, natomiast optymalna transmisja zwierciadła wyjściowego — 41% (rys. 13). W tak dobranym układzie energia wyjściowa impulsu laserowego powinna wynosić 8,3 mJ (rys. 13). W badaniach wykorzystano nieliniowy absorber o transmisji początkowej 45% oraz zwierciadło o transmisji 37%. Uzyskano impulsy gigantyczne o czasie trwania < 7 ns oraz energii 7,6 mJ. Oscylogram impulsu na tle promieniowania lampy pompującej przedstawiono na rysunku 15. Na rysunku 16 przedstawiono oscylogram pojedynczego impulsu.

Opracowany model teoretyczny został potwierdzony w badaniach generacji dla różnych transmisji zwierciadła wyjściowego i nieliniowego modulatora. Dla nieliniowego absorbera o transmisji początkowej 53% wyznaczono progi generacji



Rys. 15. Impuls laserowy na tle promieniowania lampy pompującej

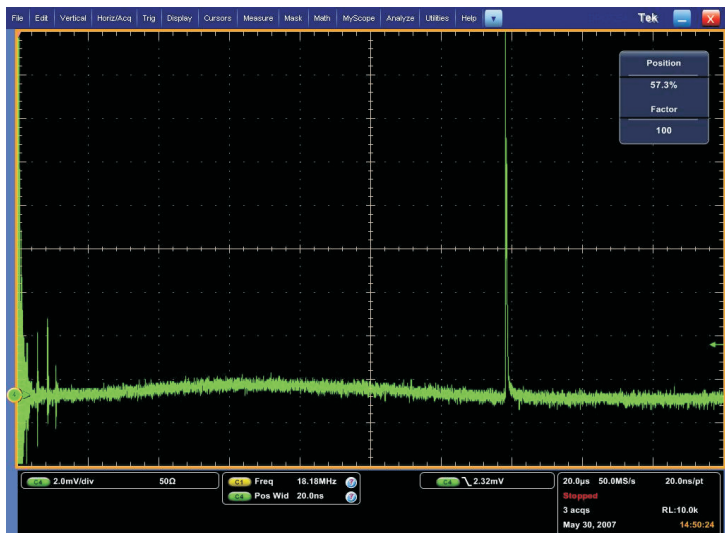


Rys. 16. Oscylogram pojedynczego impulsu gigantycznego

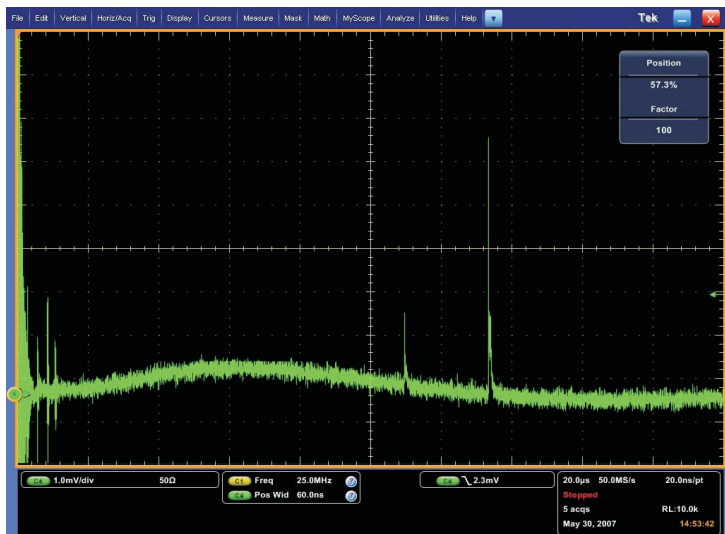
jednego, dwóch, trzech i czterech impulsów. Dla energii dostarczonej do lampy 2,6 J uzyskano generację pojedynczego impulsu o energii 0,66 mJ, dla pompy 2,9 J uzyskano dwa impulsy, dla 3,78 J — trzy, a dla pompy 4,5 J cztery impulsy o energii całkowitej 4 mJ. Uzyskane wyniki przedstawiono na rysunkach 17, 18, 19 i 20. Generacja większej liczby impulsów spowodowana jest zbyt dużą transmisją

nieliniowego absorbera. W takim przypadku nie można uzyskać pojedynczego impulsu o dostatecznie dużej energii.

W przypadku zastosowania nieliniowego absorbera o zbyt małej transmisji początkowej energia niezbędna do jego prześwietlenia byłaby zbyt duża, co z kolei wymagałoby dostarczenia większej energii do lampy pompującej.

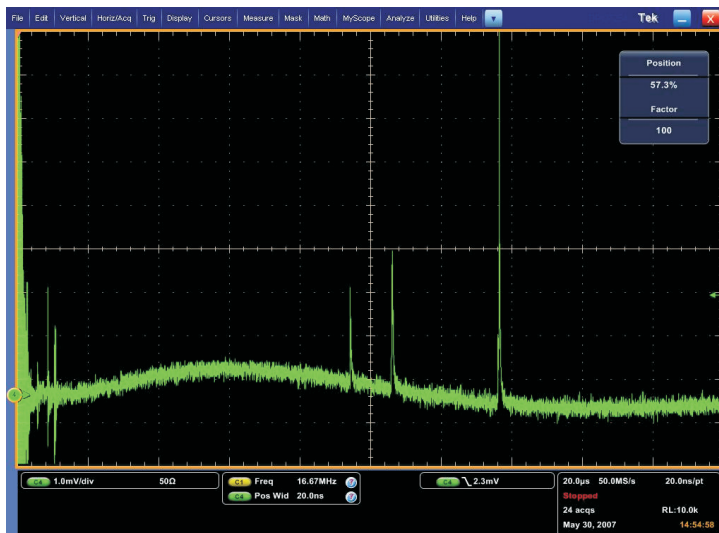


Rys. 17. Pojedynczy impuls laserowy dla energii dostarczonej do lampy 2,6 J

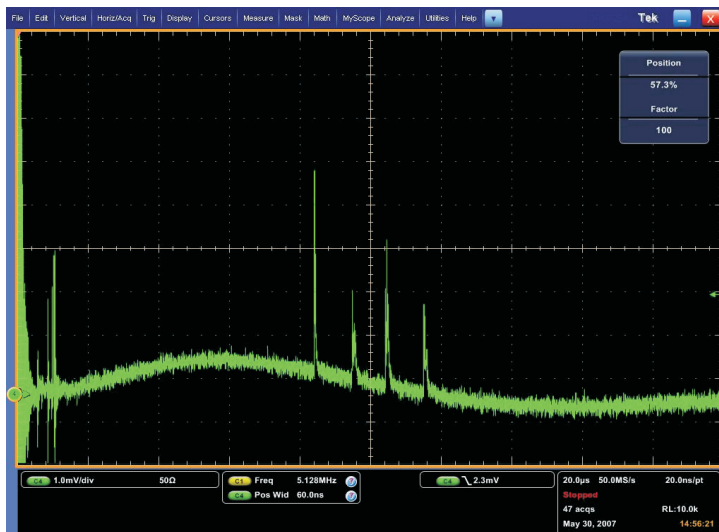


Rys. 18. Dwa impulsy dla energii dostarczonej do lampy 2,9 J





Rys. 19. Trzy impulsy dla energii dostarczonej do lampy 3,78 J



Rys. 20. Cztery impulsy dla energii dostarczonej do lampy 4,5 J

## 6. Podsumowanie

Zaprojektowano i wykonano laboratoryjny układ pomiarowy do badań charakterystyk generacyjnych głowicy laserowej, w tym optymalizacji parametrów pasywnego modulatora dobroci rezonatora oraz ośrodka aktywnego. Przepro-

wadzano badania generacyjne. W celu określenia strat układu badano generację swobodną dla różnych transmisji zwierciadła wyjściowego, wyznaczono próg generacji w funkcji transmisji zwierciadła wyjściowego. Na podstawie wyznaczonych strat nieaktywnych rezonatora oraz założonego czasu trwania i energii impulsu laserowego dokonano analizy parametrów nieliniowego absorbera oraz transmisji zwierciadła wyjściowego. Wyznaczono początkowy współczynnik wzmocnienia układu oraz energie progowe pompy dla uzyskania założonych parametrów wyjściowych głowicy laserowej. Wyznaczone teoretycznie parametry zweryfikowano eksperymentalnie i potwierdzono poprawność działania modeli optymalizacyjnych Degnana, Xiao-Bassa oraz Żendziana. Uzyskano generację impulsów gigantycznych o czasie trwania  $< 7$  ns i energii w impulsie 7,6 mJ dla energii pompy 8 J.

Artykuł wpłynął do redakcji 26.10.2007 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w grudniu 2007 r.

#### LITERATURA

- [1] D. FINDLAY, R. A. CLAY, *The measurement of internal losses in 4-level laser*, Physics Letters, vol. 20, 277, 1966.
- [2] J. J. DEGNAN, *Optimization of Passively Q-Switched Lasers*, J. of Quant. Electron., vol. 31, no. 11, 1890, 1995.
- [3] G. XIAO, M. BASS, *A Generalized Model for Passively Q-Switched Lasers Including Excited State Absorption in the Saturable Absorber*, J. of Quant. Electron., vol. 33, no. 1, 41, 1997.
- [4] W. ŻENDZIAN, *Optymalizacja charakterystyk energetycznych lasera z pasywnym modulatorem dobroci rezonatora*, Biul. WAT, 49, nr 2, 5, 2000.
- [5] W. KOECHNER, *Solid-State Laser Engineering*, Springer, 1992.
- [6] M. HERCHER, *An Analysis of Saturable Absorbers*, Appl. Opt., vol. 6, no. 5, 1967.
- [7] M. SKÓRCZAKOWSKI, *Warunki generacji w laserze z nieliniowym absorberem jako przelącznikiem strat i ośrodkiem laserującym*, rozprawa doktorska, WAT, Warszawa, 1997.

J. MŁYŃCZAK, K. KOPCZYŃSKI, Z. MIERCZYK

#### **Optimization and generation investigations of a passively q-switched YAG:Nd<sup>3+</sup>/YAG:Cr<sup>4+</sup> laser head for range-finder applications**

**Abstract.** The paper presents the results of optimization procedures of a passively q-switched laser. The optimization procedures developed by Degnan, Xiao-Bass and Żendzian were used. Following a method, first proposed by Findlay and Clay, small signal gain coefficient and the resonator losses were determined. Taking into account the excited state absorption of the non-linear absorber, the analysis of optimization procedures was carried out. Single-pulse generation was shown proving correctness of the applied procedures.

**Keywords:** optimization of passively q-switched laser, giant pulse generation

**Universal Decimal Classification:** 621.375.826.004.14