

ZYGMUNT MIERCZYK
JERZY CZESZKO
SŁAWOMIR KACZMAREK

**LASER YAG: Nd³⁺ Z PASYWNĄ MODULACJĄ DOBROCI
NA CENTRACH BARWNYCH [F₂⁻] W MONOKRYSTALACH LiF**

STRESZCZENIE

W pracy przedstawiono rezultaty badań krystalicznego pasywnego modulatora dobroci rezonatora lasera YAG : Nd³⁺ na centrach barwnych [F₂⁻] w monokryształach fluorku litu (LiF : [F₂⁻]). Zbadano wpływ transmisji początkowej i transmisji końcowej modulatora LiF : [F₂⁻] oraz wzmocnienia początkowego w rezonatorze na podstawowe charakterystyki generacyjne monoimpulsowego lasera YAG: Nd³⁺. Wyniki eksperymentalne porównano z teoretycznymi, otrzymanymi z rozwiązania układu równań kinetycznych.

Porównano również efektywność modulatora krystalicznego LiF : [F₂⁻] i pasywnego foliowego modulatora barwnikowego FNA : Ni²⁺ [4DMAB].

*

* *

1. Wstęp

W przypadku pasywnej modulacji dobroci rezonatora lasera YAG : Nd³⁺ najczęściej stosowanymi nieliniowymi absorberami są roztwory barwników polimetinowych [1], metaloorganicznych barwników tiolenowych [2] oraz szkła uranilowe [3, 4]. Monokrystały LiF z centrami barwnymi [F₂⁻] do pasywnej modulacji dobroci zastosowano niedawno [5, 6].

W pracy tej przedstawiono rezultaty podstawowych charakterystyk generacyjnych monoimpulsowego lasera YAG: Nd³⁺ z krystalicznym pasywnym modulatorem dobroci na centrach barwnych LiF : [F₂⁻] i porównano je z odpowiednimi charakterystykami lasera z pasywnym foliowym modulatorem dobroci z barwnikiem Ni²⁺ [4DMAB].

2. Zależności teoretyczne

Podstawowe charakterystyki generacyjne lasera YAG : Nd³⁺ z pasywną modulacją dobroci można otrzymać z rozwiązania klasycznych równań kinetycznych, opisujących zmiany czasowe gęstości energii pro-

mieniowania $\phi(t)$ oraz współczynnika wzmocnienia $k(t)$ w rezonatorze. Przyjmujemy następującą postać tego rozwiązania [7]:

$$(2.1) \quad \varphi(t) = \varphi_0 + \frac{h \cdot \nu \cdot \mu}{2\sigma} [k_0 - k(t) - k_s^k \ln \frac{k_0}{k(t)}]$$

gdzie:

ϕ_0 — gęstość energii promieniowania spontanicznego w rezonatorze w chwili $t = 0$,

k_0 — wzmocnienie początkowe, $k_0 = k_r^0 + \rho$,

k_s^k — współczynnik strat końcowych rezonatora odniesiony do jednostki długości pręta, $k_s^k = k_r^k + \rho$,

k_r^* — efektywny współczynnik strat użytecznych odniesiony do jednostki długości pręta, $k_r^* = 1/(2l) \cdot \ln 1/(R_1 R_2^*)$ $k_r^0 = k_r^* (t = 0)$,

k_r^k — wartość efektywnego współczynnika strat użytecznych po prześwietleniu się absorbera,

R_1 — współczynnik odbicia zwierciadła „całkowicie odbijającego”,

R_2^* — efektywny współczynnik odbicia zwierciadła wyjściowego, uwzględniający efekty interferencyjne i wielokrotne odbicia w rezonatorze [8] oraz transmisję nieliniowego absorbera.

Sposób obliczenia R_2^* dla dwóch badanych układów rezonatora przedstawiono w tabeli 1, gdzie $T_i = T_o$ lub T_k ,

T_o — transmisja początkowa nieliniowego absorbera,

T_k — transmisja końcowa nieliniowego absorbera wynikająca z tzw. strat nieaktywnych (residualnych) absorbera,

$h\nu$ — energia generowanego kwantu promieniowania,

μ — współczynnik wypełnienia rezonatora,

l — długość czynna materiału aktywnego,

ρ — współczynnik strat materiału aktywnego; charakteryzuje straty spowodowane m.in. przez pochłanianie i rozpraszanie promieniowania na obcych atomach i innych defektach struktury.

Współczynnik wzmocnienia $k(t)$ w chwili $t = t_k$ osiąga wartość minimalną równą k_{min} , przyjęcie $\phi(t_k) = \phi_0$ w zależności (2.1) prowadzi do równania:

$$(2.2) \quad k_0 - k_{min} = k_s^k \ln \frac{k_0}{k_{min}}$$

Z równania (2.2) dla danego stosunku k_0/k_s^k można znaleźć wartość (k_0 — k_{min}), która wyznacza E_{gen} — energię generowaną w materiale aktywnym.

Oszacowanie wartości energii wyjściowej monoimpulsu E_{wy} dokonano sprowadzając dany rezonator (tab. 1) do rezonatora zastępczego z absorbującym zwierciadłem wyjściowym o efektywnym współczynniku odbicia R_2^* i efektywnej transmisji T^* .

Zgodnie z [8]: $E_{wy} = E_{gen} - E_r - E_A$,

gdzie:

$$E_{gen} = \frac{h \cdot \nu \cdot l \cdot s}{2\sigma} \cdot (k_o - k_{min})$$

E_p — energia pochłaniania wewnątrz materiału aktywnego, $E_p = E_{gen} \cdot \rho / k_{sk}$

E_A — energia absorbowana w nieliniowym absorberze, $E_A = E_{gen} \cdot k_r^k / k_s^k \cdot (1 - R_2^* - T^*) / (1 - R_2^*)$

gdzie: T^* — efektywna wartość transmisji końcowej absorbera po prześwietleniu, uwzględniająca wielokrotne odbicia i efekty interferencyjne w rezonatorze (sposób obliczenia T^* dla dwóch badanych układów rezonatora przedstawiono w tabeli 1, gdzie n , k' oznaczają odpowiednio część rzeczywistą i urojoną współczynnika załamania światła dla absorbera). Ostatecznie

$$(2.3) \quad E_{wy} = \frac{h \cdot \nu \cdot l \cdot s}{2\sigma} (k_o - k_{min}) \frac{k_r^k}{k_s^k} \frac{T^*}{1 - R_2^*}$$

W obliczeniach teoretycznych, opartych o zależność (2.3), przyjęto następujące dane: $h\nu = 1,866 \cdot 10^{-19}$ J; $l = 4,5 \cdot 10^{-2}$ m; s — pole przekroju poprzecznego pręta; $s = 7,069 \cdot 10^{-6}$ m²; σ — generacyjny przekrój czynny; $\sigma = 4,6 \cdot 10^{-23}$ m² [10], natomiast wartości k_o , k_s^k i k_r^k wyznaczono eksperymentalnie. Wyniki obliczeń E_{wy} porównywane będą w dalszej części z bezpośrednimi pomiarami wartości energii wyjściowej.

W tabeli 1 podano dwie wartości efektywnego współczynnika odbicia zwierciadła wyjściowego $R_2^*_{(max)}$ i $R_2^*_{(sr)}$ oraz efektywnej transmisji końcowej absorbera T_m^* i T_s^* .

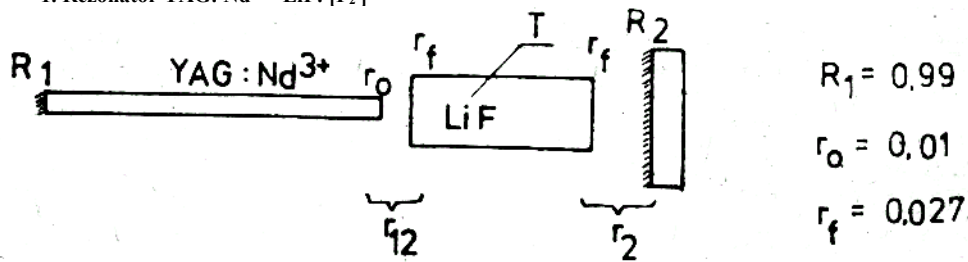
$R_2^*_{(max)}$ i T_m^* odpowiadają maksymalnej wartości współczynnika odbicia, przy uwzględnieniu efektów interferencyjnych zachodzących w obszarze między odbijającymi powierzchniami rezonatora. Natomiast $R_2^*_{(sr)}$ oraz T_s^* odpowiadają wartości współczynnika odbicia, przy uwzględnieniu tylko wielokrotnych odbić promieniowania na powierzchniach wewnętrznych rezonatora.

3. Wyniki doświadczeń

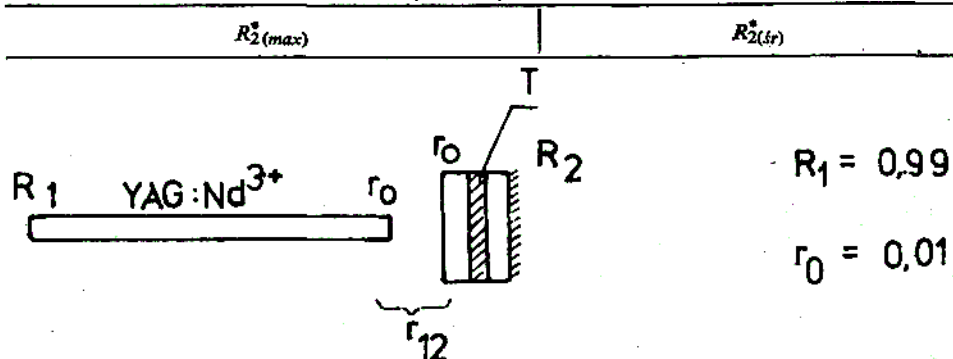
Badaniom poddano dwie próbki monokryształów LiF, uprzednio naświetlonych promieniowaniem γ . W wyniku napromieniowania w monokryształach tych powstały agregaty centrów F, które na skutek wzajemnego oddziaływania doprowadziły do utworzenia złożonych centrów pułapujących elektrony [11, 12]. Na rys. 1 przedstawiono schematycznie najprostsze agregaty centrów F w LiF wraz z odpowiadającymi im pasmami absorpcji [13]. Transmisja próbki LiF : [F₂] dla $\lambda = 1,0641$ μ m, może być stymulowana przez odpowiednią dawkę promieniowania γ [6, 14].

Tabela 1

Zestawienie wzorów do obliczenia efektywnych współczynników odbicia zwierciadeł wyjściowych dla dwóch badanych układów rezonatora

1. Rezonator YAG: Nd³⁺ - LiF: [F₂]

$R_2^{(max)}$	$R_2^{(sr)}$
$r_2 = \frac{(\sqrt{R_2} + \sqrt{r_f})^2}{(1 + \sqrt{R_2 r_f})^2}$	$r_2 = \frac{R_2 + r_f - 2r_f R_2}{1 - r_f R_2}$
$r_{12} = \frac{(\sqrt{r_f} + \sqrt{r_0})^2}{(1 + \sqrt{r_f r_0})^2}$	$r_{12} = \frac{r_f + r_0 - 2r_f r_0}{1 - r_f r_0}$
$R_2^* = \frac{(\sqrt{r_{12}} + \sqrt{r_2 T_i})^2}{(1 + \sqrt{r_{12} r_2 T_i})^2}$	$R_2 = \frac{r_{12} + r_2 T_i^2 (1 - 2r_{12})}{1 - r_{12} r_2 T_i^2}$
$T_m^* = \frac{n^2 + k^2}{n^2} \frac{(1 - r_{12})(1 - r_2) T_k}{(1 + \sqrt{r_{12} r_2 T_k})^2}$	$T_s^* = \frac{(1 - r_{12})(1 - r_2) T_k}{1 - r_{12} r_2 T_k^2}$

2. Rezonator YAG: Nd³⁺ - FNA: Ni²⁺ [4DMAB]

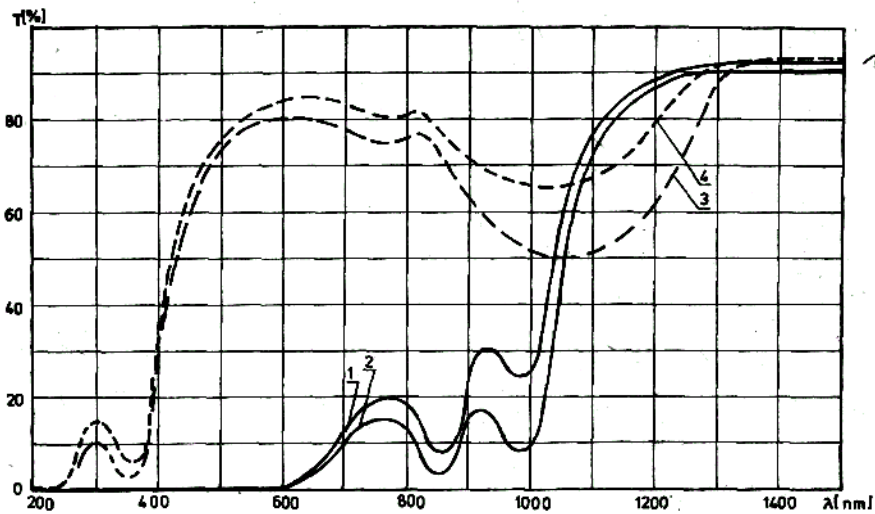
$R_2^{(max)}$	$R_2^{(sr)}$
$r_{12} = \frac{(\sqrt{r_0} + \sqrt{r_0})^2}{(1 + r_0)^2}$	$r_{12} = \frac{2r_0(1 - r_0)}{1 - r_0^2}$
$R_2^* = \frac{(\sqrt{r_{12}} + \sqrt{R_2 T_i})^2}{(1 + \sqrt{r_{12} R_2 T_i})^2}$	$R_2 = \frac{r_{12} + R_2 T_i^2 (1 - 2r_{12})}{1 - r_{12} R_2 T_i^2}$
$T_m^* = \frac{n^2 + k'^2}{n^2} \frac{(1 - r_{12})(1 - R_2) T_k}{(1 + \sqrt{r_{12} R_2 T_k})^2}$	$T_s^* = \frac{(1 - r_{12})(1 - R_2) T_k}{1 - r_{12} R_2 T_k^2}$

Nazwa	Struktura	Symbol wg Seitza [12]	Pasmo absorpcji [13]	Symbol wg [11]
[F]				[- e]
[F ₂ ⁻] M				[- - 2e]
[F ₂ ^{•-}] R.				[- - e]
[F ₂ ²⁻]				[- - 2e]

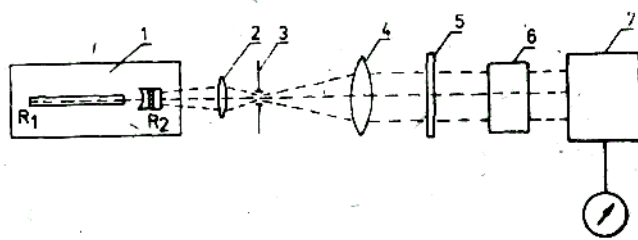
Rys. 1. Centra barwne pochodne centrum F w LiF

Na rys. 2 przedstawiono wyniki pomiaru transmisji dwóch badanych próbek LiF: [F₂⁻] w funkcji długości fali promieniowania przechodzącego. Próbkę o wymiarach 27×10×10 mm wycięte były wzdłuż kierunku {100}. Pomiaru dokonano na spektrofotometrze Beckman Acta MVII. Jak widać z rys. 2 oraz z danych literaturowych zestawionych na rys. 1, w widmie transmisji badanych próbek LiF występuje szerokie pasmo absorpcji dla $\lambda < 0,63 \mu\text{m}$ oraz dwa charakterystyczne pasma absorpcji odpowiadające centrom F ($\lambda_{\text{max}} = 0,85 \mu\text{m}$) i [F₂⁻] ($\lambda_{\text{max}} = 0,96 \mu\text{m}$). Dla porównania zaznaczono również na rys. 2 zależność $T(\lambda)$ dla absorbera foliowego z zawieszonym barwnikiem tiolenowym Ni²⁺ [4DMAB].

Na rys. 3 pokazano schemat układu pomiarowego do wyznaczenia zmiany transmisji próbek LiF : [F₂⁻] w funkcji gęstości mocy W promieniowania lasera monoimpulsowego YAG : Nd³⁺.



Rys. 2. Zależność $T(\lambda)$ dla modulatorów $\text{LiF} : [\text{F}_2^-]$ (krzywe 1 i 2) oraz dla foliowych modulatorów barwnikowych $\text{Ni}^{2+} [4\text{DMAB}]$ (krzywe 3 i 4)

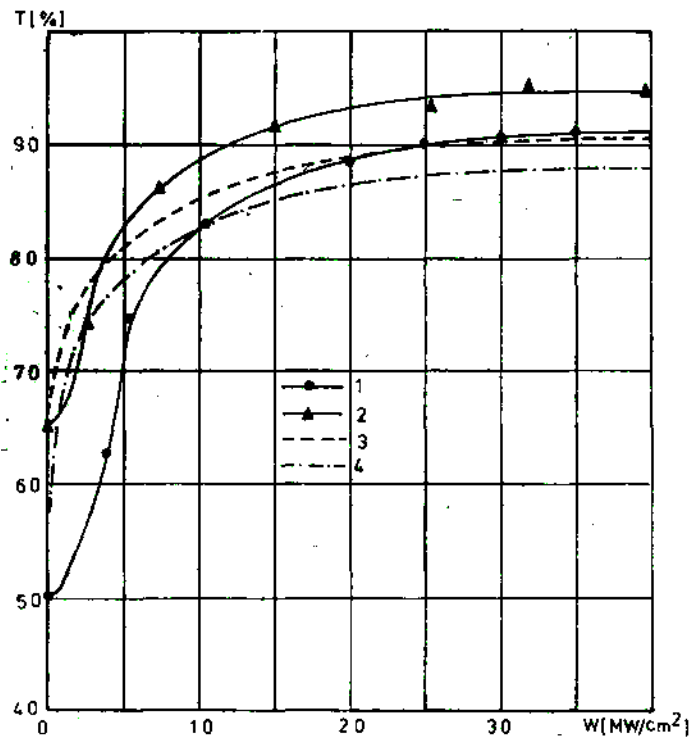


Rys. 3. Schemat układu pomiarowego do wyznaczenia zależności $T = f(W)$ dla badanych modulatorów: 1 — monoimpulsowy laser YAG: Nd^{3+} z pasywnym modulatorem barwnikowym $\text{Ni}^{2+} [4\text{DMAB}]$; 2 i 4 — soczewki; 3 — diafragma; 5 — filtr $\lambda = 1,0641 \mu\text{m}$; 6 — badany absorber; 7 — detektor piroelektryczny ED-500 z miernikiem energii firmy GENTEC

W układzie tym zastosowano laser monoimpulsowy YAG: Nd^{3+} z pasywnym, foliowym modulatorem dobroci FNA : $\text{Ni}^{2+} [4\text{DMAB}]$. Energia wyjściowa lasera była rzędu $7 \pm 0,3 \text{ mJ}$, czas trwania impulsu wynosił 5 ns . W laserze tym wykorzystano rezonator płaskosferyczny, zapewniający równomierne prześwietlenie absorbera i uzyskanie impulsu laserowego o stałym w przekroju rozkładzie gęstości mocy. Gęstość mocy impulsu zmieniano za pomocą zestawu filtrów w przedziale $1\text{--}50 \text{ MW}/\text{cm}^2$.

Wyniki pomiarów zależności $T = f(W)$ dla próbek $\text{LiF} : [\text{F}_2^-]$ oraz próbek foliowych modulatorów z barwnikiem $\text{Ni}^{2+} [4\text{DMAB}]$, przedstawiono na rys. 4.

W tabeli 2 zestawiono obliczenia podstawowych parametrów czterech badanych absorberów:



Rys. 4. Wykres zależności $T = f(W)$ (krzywe 1 i 2 — LiF : $[F_2^-]$, krzywe 3 i 4 — FNA : Ni^{2+} [4DMAB])

— współczynnik absorpcji początkowej $K_o = \frac{1}{d} \ln \frac{1}{T_o}$

— współczynnik absorpcji końcowej $K_s = \frac{1}{d} \ln \frac{1}{T_k}$

— współczynnik kontrastu $K = \frac{K_o - K_s}{K_s}$

gdzie:

T_o — transmisja początkowa

T_k — transmisja końcowa

d — długość absorbera

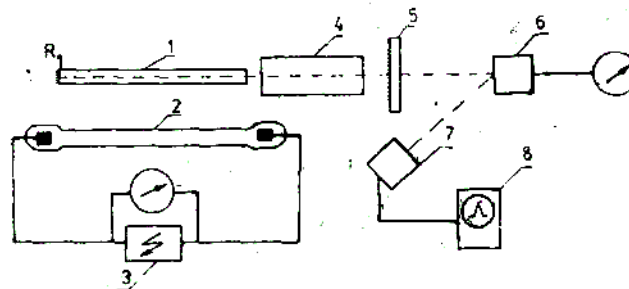
Rys. 5 ilustruje schemat układu pomiarowego wykorzystanego do nadania wpływu transmisji początkowej modulatora LiF: $[F_2^-]$ oraz wzmocnienia początkowego w rezonatorze, na podstawie charakterystyki generacyjnej monoimpulsowego lasera YAG : Nd^{3+} . W układzie pobudzającym zastosowano liniową lampę ksenonową LBL 5/42 umieszczoną wraz z prętem laserowym ϕ 3 mm, $l_o = 50$ mm wewnątrz eliptycznego odbłyśnika Ag.

Przeprowadzono pomiary energii wyjściowej E_{wy} lasera, szerokości przedziału występowania pojedynczego impulsu ΔE oraz czasu trwania

Tabela 2

Zestawienie wyników badań zależności $T = f(W)$

Absorber	T_o [%]	T_k [%]	K_{od}	K_{sd}	K
LiF: [F ₂ ⁻]	50,2	92±1	0,69	0,08	7,63
LiF: [F ₂ ⁻]	65,2	94±1	0,43	0,06	6,17
FNA: Ni ²⁺ [4DMAB]	50,5	88±1	0,68	0,13	4,23
FNA: Ni ²⁺ [4DMAB]	65,7	91±1	0,42	0,11	2,82



Rys. 5. Schemat układu do pomiaru podstawowych charakterystyk generacyjnych lasera monoimpulsowego YAG: Nd³⁺ — pręt laserowy YAG : Nd³⁺ ϕ 3 mm, $l_o = 50$ mm z naporowaną cienką warstwą całkowicie odbijającą R_1 ; 2 — lampa ksenonowa LBL 5/42; 3 — zasilacz ($C = 11,2 \mu\text{F}$); 4 — monokryształ LiF: [F₂⁻]; 5 — zwierciadło wyjściowe R_2 ; 6 — detektor piroelektryczny, ED-500 z miernikiem energii firmy GENTEC; 7 — fotodioda PIN 020 A; 8 — oscyloskop TEKTRONIX 7633

impulsu $\tau_{1/2}$, w funkcji transmisji początkowej modulatora LiF [F₂⁻], współczynnika strat użytecznych k_r oraz współczynnika strat pręta YAG : Nd³⁺ — ρ . Wyniki tych pomiarów oraz wyniki obliczeń teoretycznych E_{wy} przedstawiono na rys. 6 i 7.

W tabeli 3 porównano parametry wyjściowe lasera monoimpulsowego YAG : Nd³⁺ z modulatorem LiF : [F₂⁻] z podobnymi charakterystykami dla foliowego modulatora barwnikowego Ni²⁺ [4DMAB].

Na rysunkach 6 i 7 oraz w tabeli 3 przedstawione zostały dwie wartości teoretyczne energii wyjściowej E_{wy}^{min} i E_{wy}^{max} . Wartość energii wyjściowej E_{wy}^{min} odpowiada efektywnemu współczynnikowi odbicia $R_2^{*(max)}$ i efektywnej transmisji T_m^* , natomiast wartość E_{wy}^{max} odpowiada efektywnemu współczynnikowi odbicia $R_2^{*(sr)}$ i efektywnej transmisji T_s^* .

Na rys. 8 pokazano typowe czasowe przebiegi monoimpulsów lasera YAG:Nd³⁺ z modulatorami LiF: [F₂⁻] oraz FNA : Ni²⁺ [4DMAB]. Pomiaru kształtu i czasu trwania impulsów laserowych dokonano przy pomocy fotodiody PIN 020A (Un Detector Technology) na oscyloskopie Tektronix 7633.

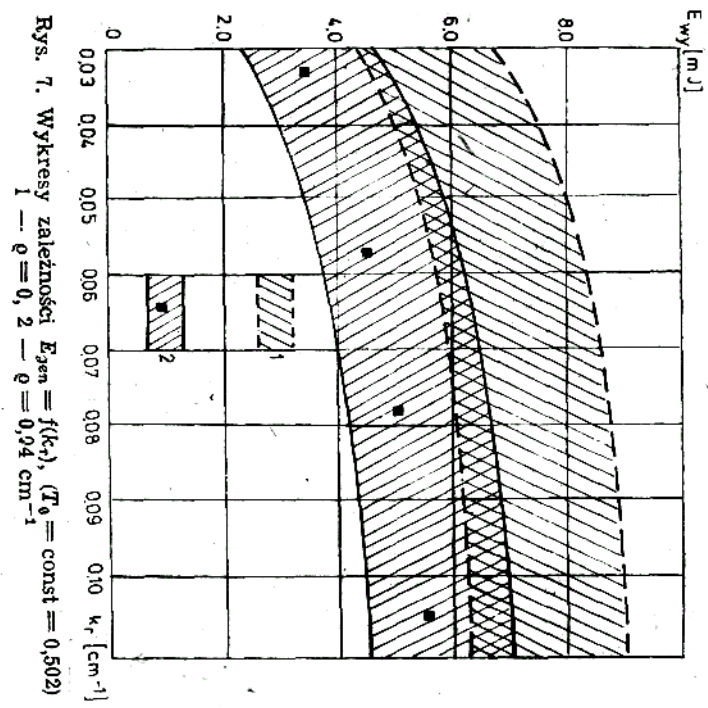
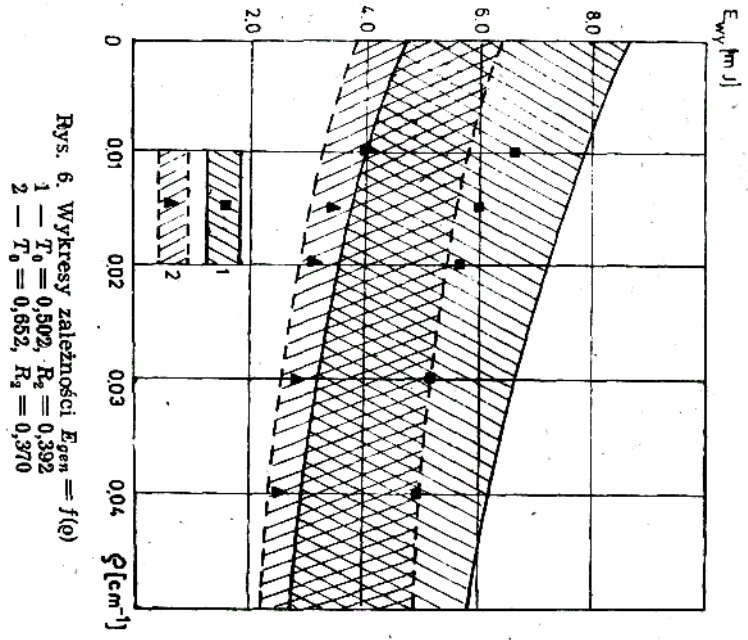


Tabela 3

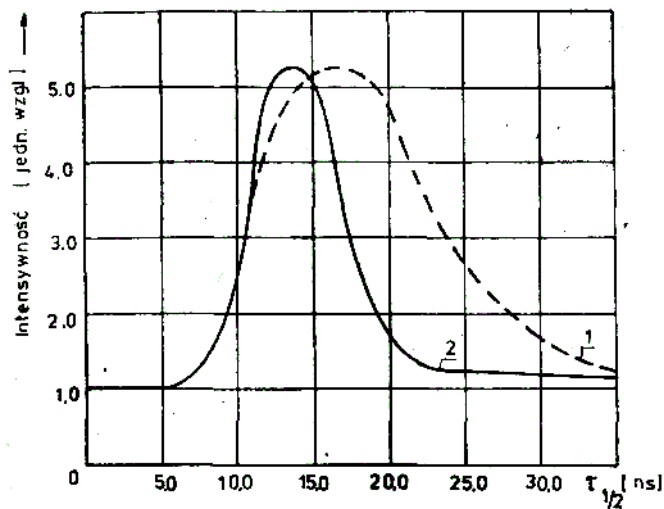
Porównanie charakterystyk generacyjnych pasywnych modulatorów dobroci: LiF: [F₂⁻] i FNA: Ni²⁺ [4DMAB] w układzie lasera monoimpulsowego YAG: Nd³⁺

$$\Delta E = E_{p1} - E_{p2}$$

E_{p1} — wejściowa energia progowa generacji monoimpulsu,

E_{p2} — wejściowa energia progowa generacji dwóch impulsów

Modulator	T_0	R_2	ρ [cm ⁻¹]	Energia wyjściowa mJ			$\tau_{1/2}$ [ns]	ΔE E_{p1}
				Teoria		Ekspe- ryment		
				E_{wy}^{min}	E_{wy}^{max}			
LiF: [F ₂ ⁻]	0,502	0,495	0,01	4,0	7,8	6,6	14	0,40
			0,015	3,8	7,5	6,0	15	0,40
			0,02	3,5	7,2	5,7	15	0,40
			0,03	3,1	6,7	5,3	16	0,34
			0,04	2,8	6,3	4,8	16	0,36
FNA: Ni ²⁺ [4DMAB]	0,505	0,505	0,01	5,2	7,6	7,4	5	0,44
			0,015	4,9	7,3	7,0	5	0,44
			0,02	4,7	7,1	6,8	6	0,43
			0,03	4,3	6,6	6,5	7	0,43
			0,04	3,9	6,2	6,0	8	0,42
LiF: [F ₂ ⁻]	0,652	0,370	0,01	3,2	5,8	4,0	15	0,30
			0,015	3,0	5,6	3,5	15	0,32
			0,02	2,8	5,4	3,0	16	0,30
			0,03	2,5	5,1	2,8	18	0,30
			0,04	2,3	4,8	2,5	19	0,28
FNA: Ni ²⁺ [4DMAB]	0,657	0,367	0,01	3,9	5,8	5,6	7	0,39
			0,015	3,7	5,6	5,2	7	0,34
			0,02	3,6	5,4	5,0	7	0,38
			0,03	3,3	5,1	4,9	9	0,40
			0,04	3,1	4,9	4,5	10	0,35



Rys. 8. Typowy przebieg czasowy monoimpulsu. lasera YAG : Nd³⁺ z pasywnym modulatorem dobroci: 1 — LiF:[F₂⁻] ($T_0 = 0,502$, $R_2 = 0,495$ $\rho = 0,01$); 2 — FNA : Ni²⁺ [4DMAB] ($T_0 = 0,505$, $R_2 = 0,505$, $\rho = 0,01$)

Wnioski

Przedstawione w rozdziale 3 wyniki pomiarów własności optycznych badanych próbek LiF : [F₂⁻] (rys. 1, 2), wskazują na istnienie w tych monokryształach centrów [F₂⁻] obok innych złożonych centrów typu F ([F₂⁺], [F]). Pomiar transmisji początkowej modulatorów w układzie statycznym lasera CW YAG : Nd³⁺ z dużą dokładnością potwierdził badania na spektrofotometrze Beckman Acta M VII.

Z przeprowadzonych badań dotyczących zmian transmisji absorberów w funkcji gęstości mocy promieniowania $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ wynika, że foliowy absorber z barwnikiem Ni²⁺ [4DMAB] charakteryzuje się większą szybkością tych zmian w porównaniu z monokryształami LiF [F₂⁻] (rys. 4). Jednak w monokryształach tych występują mniejsze straty końcowe, o czym świadczy wyższa wartość współczynnika kontrastu K (tab. 2). Szybkość zmian transmisji pasywnego modulatora w funkcji gęstości mocy promieniowania decyduje o zakresie konkretnych zastosowań danego nieliniowego absorbera (generacja impulsów gigantycznych lub generacja stacjonarna w postaci zanikającej lub nie zanikającej pulsacji promieniowania) [15].

Ponieważ zmierzona wartość współczynnika strat nieaktywnych absorbera k_a^k jest porównywalna z wartością współczynnika strat materiału aktywnego ρ , stąd konieczne stało się uwzględnienie w obliczeniach wielkości tych strat.

W obliczeniach teoretycznych, w których skorzystano z przybliżonej postaci rozwiązania równań kinetycznych [7], uwzględniono, oprócz nieaktywnego pochłaniania absorbera, również zjawiska interferencyjne w rezonatorze. W rezultacie uzyskano teoretyczny przedział energii wyjściowej w monoimpulsie, ograniczony wartościami E_{wy}^{min} i E_{wy}^{max} . Jak widać z rys. 6 i 7 oraz z tabeli 3, wyniki pomiarów eksperymentalnych zawarte są wewnątrz tego przedziału.

Czasy trwania monoimpulsów zależą, zgodnie z teorią [16], m.in. od współczynnika wypełnienia rezonatora μ , wzmocnienia początkowego k_0

oraz strat końcowych rezonatora k_s^k . W przypadku modulatora LiF $[F_2^-]$ czasy te są w przybliżeniu dwukrotnie dłuższe niż w przypadku modulatora FNA : Ni²⁺ [4DMAB] (rys. 9). Wynika to głównie z różnic konstrukcyjnych badanych rezonatorów (tabela I) i różnych wartości współczynnika μ , których dla rezonatora YAG : Nd³⁺ — LiF : $[F_2^-]$ wynosi 0,365, a dla rezonatora YAG: Nd³⁺ — FNA : Ni²⁺ [4DMAB] = 0,682.

Wyniki doświadczalne przedstawione w tabeli 3 wskazują na wpływ parametrów rezonatora ($\rho, T_o^2 R_2$) i rodzaju pasywnego modulatora dobroci na wartość ΔE . Jak widać z tabeli 3, stosunek $\Delta E / E_{p1}$ rośnie, gdy $T_o^2 R_2$ maleje. Zależność od współczynnika strat materiału aktywnego jest bardziej złożona i wskazuje, że dla niskich $T_o^2 R_2$ ze wzrostem ρ wartość $\Delta E / E_{p1}$ maleje, natomiast dla wysokich $T_o^2 R_2$ wpływ ρ , w granicach błędu pomiaru, nie jest obserwowany. Jak wynika z [9] $(\Delta E)_{\max} / E_{p1} = 1/2$.

Elementy konstrukcyjne rezonatora lasera monoimpulsowego YAG : Nd³⁺ z modulatorem LiF : $[F_2^-]$ nie były optymalizowane. W porównaniu z rezonatorem YAG : Nd³⁺ — FNA : Ni²⁺ [4DMAB] uzyskano niższe energie wyjściowe, dłuższe czasy trwania monoimpulsu i mniejsze wartości szerokości przedziału występowania monoimpulsu. Uzyskano również wyniki wskazujące na wyraźne zalety tego układu: niższe straty nieaktywne w modulatorze, trzykrotnie mniejszą rozbieżność kątową promieniowania w strefie dalekiej oraz możliwość kształtowania parametrów rezonatora poprzez dobór krzywizn powierzchni wewnętrznych.

Aktualnie podjęto prace nad optymalizacją rezonatora lasera YAG : Nd³⁺ z LiF : $[F_2^-]$ oraz nad technologią otrzymywania modulatorów LiF : $[F_2^-]$ o zadanych parametrach.

LITERATURA

1. O. L. Lebediev, J. M. Graznov, A. A. Castov, A. W. Kazymow, *Modulacja dobrotności rezonatora laziera na stiekle aktivirovannom neodimom s pomoščiu polimetinowych krasitielej*. Zurnal Praktičeskoj Spektroskopii, 6, nr 2, 261, 1967.
2. A. Gawlikowski, A. G. Jasińska, YAG : Nd³⁺ *Pulse Laser With the Passive Q-Switching*. Referat EKON, Poznań, 1980.
3. N. T. Melamed, C. Hirayama, P. W. French, *Laser Action in Uranyl — Sensitized Nd — Doped Glass*, Applied Physics Letters, vol. 6, nr 3, 43, 1965.
4. H. W. Gandy, R. J. Ginther, J. F. Welle r. *Laser Oscillations and Self Q-Switching in Triply Activated Glass*, Applied Physics Letters, vol. 7, nr 9, 233, 1965.
5. J. L. Gusev, A. W. Kirpičnikov, W. N. Lisicyn, S. L. Marennikov, *Spektralnyje charakterystiki izlučenija YAG : Nd³⁺ laziera s nasysčajuščimsja poglotitielem na F—entrach w kristalle LiF*, Kwantowaja Elektronika, 8, nr 5, 1141, 1981.
6. V. A. Archangielskaja, A. A. Mak, V. P. Pokrowskij, L. N. Soms, A. I. Stiepanov, A. A. Tarasov, *Issledowanije radiacjonno okrasčionnych kristallov LiF dla passivnych zatvorov neodimowych lazierov*. Izv. A. N. SSSR, Seria fizičeskaja, T 46, nr 10, 2012, 1982.
7. B. I. Stiepanov, *Metody rasčiota optičeskich kvantowych generatorow*. T 2, Mińsk, 1968.
8. B. I. Stiepanov, *Metody rasčiota optičeskich kvantowych generatorow*, T 1, Mińsk, 1966.
9. J. Czeszko, S. Kaczmarek, Z. Mierczyk, Z. Puzewicz, *Obliczenia monoimpulsowego lasera YAG : Nd³⁺ z pasywną modulacją dobroci*. Komunikaty I Sympozjum Techniki Laserowej, Toruń, 1984.
10. M. Birnbaum, A. W. Tucker, C. L. Fincher, *Laser emission cross section of Nd : Y AG at 1064 n.*, J. Appl. Phys. 52(3), 1212, 1981.
11. B. S. Gourary, F. J. Adrian, *Wave Functions For Electron — Excess Color Centers in Alkali Halide Crystals*, Solid State Physics, vol 10, 127, 1960.
12. J. H. Schulman, W. D. Compton, *Color centers in solids*, Pergamon Press, 1962.
13. J. L. Gusev, S. I. Marennikov, C. J. Novozilov, *Generacja kogerentnowo*,

perestraivaiemovo po castotie izlucienija na F — centrach, Kvantovaja Elektronika 5, nr 8, 1685, 1978.

14. I. A. Parfianovičii, *Łaziery na centrach okraski w ściotocno — galoidnych kristallach*, Izv. A. N. SSSR, Seria fizičeskaja, T 45, nr 2, 309, 1981.

15. R. Czechowicz, *Rodzaje pracy laserów na ciele stałym z nieliniowym szybko reabsorbującym barwnikiem w rezonatorze*. Biul. WAT XXXII, 10, 1983.

16. A. L. Mikaelian, M. L. Ter-Mikaelian, J. G. Turkov, *Optičeskije generatory na tvjordom tielie*, Moskwa, 1967.

REZIUME

W rabotie predstavleny rezultaty issledovanij kristaliceskogo passivnogo modulatora dobrotnosti lazera YAG: Nd na centrach okraski w monokristallach na ftoridie litija.

ABSTRACT

Results are presented of studies on a crystalline, passive quality-modulator of the resonator of a YAG : Nd³⁺ laser on [F₂⁻] color centers in lithium fluoride monocrystals (LiF : [F₂⁻]). The effect was explored of the initial and the final transmission of the LiF : [F₂⁻] modulator and of the initial amplification in the resonator upon the basic generation-characteristics of the mono-pulse YAG : Nd³⁺ laser. The experimental results are compared with the theoretical ones obtained from the solution to a set of kinetic equations.

The effectiveness is also compared of the crystalline LiF : [F₂⁻] modulator with that of the passive, foil, dye, FNA: Ni²⁺ [4DMAB] modulator.