

Roman OSTROWSKI  
Jan MARCZAK  
Antoni RYCYK

## WPŁYW CZASU TRWANIA IMPULSU LASERA ER:YAG NA ABLACJĘ WERNIKSÓW

**STRESZCZENIE** *W artykule opisano porównanie procesu usuwania werniksu za pomocą długich i krótkich impulsów laserowych. W tym celu opracowano i uruchomiono system laserowy Er:YAG, z aktywną modulacją dobroci za pomocą komórki Pockels'a wykonanej z kryształu LiNbO<sub>3</sub>. W reżimie Q-modulacji osiągnięto impulsy o energii 11 mJ, czasie trwania 120 ns i częstotliwości repetycji 2 Hz. Długie impulsy laserowe, o czasie trwania powyżej 80 μs, otrzymane były w reżimie generacji swobodnej. Przeprowadzone eksperymenty pokazały, że długie oddziaływanie promieniowania laserowego z werniksem prowadzi do stopienia usuwanego materiału i dalej, do typowych szkodliwych efektów termicznych, takich jak zwęglenie, czy wypalenie. Krótkie oddziaływanie, prowadzi natomiast do czystej ablacji materiału, bez żadnych efektów ubocznych.*

**Słowa kluczowe:** *werniks, ablacja laserowa, laser Er:YAG, generacja swobodna, modulacja dobroci, impuls zawężony*

---

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

**dr hab. inż. Jan MARCZAK prof. WAT**  
e-mail: jmarczak@wat.edu.pl

**mgr inż. Antoni RYCYK**  
e-mail: arycyk@wat.edu.pl

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

PRACE INSTYTUTU ELEKTROTECHNIKI, zeszyt 234, 2008

## 1. WSTĘP

---

Dzięki dużej absorpcji promieniowania przez wiązania OH [16, 18], laser Er:YAG generujący na długości fali 2,94  $\mu\text{m}$ , stał się nadzwyczaj przydatnym narzędziem do usuwania przemałowań, werniksów i warstw patyny z różnorodnych powierzchni malarskich [1, 2, 3, 15].

Czyszczenie obrazów jest procesem złożonym i czasochłonnym. Technologia laserowa oferuje wiele zalet w stosunku do metod konwencjonalnych, wykorzystujących rozpuszczalniki i skalpele, ale tak jak każde inne narzędzie posiada również i wadę, związaną z możliwością zamiany barwy, a nawet zwęglenia warstwy malarskiej leżącej pod werniksem. Stosowanie impulsów laserowych o nanosekundowym czasie trwania wiąże się z ryzykiem generacji fali naprężeń (akustycznej), skutkiem czego mogą wystąpić mechaniczne uszkodzenia czyszczonego obiektu [11, 12, 13]. Dłuższe impulsy laserowe, trwające od setek mikrosekund do kilku milisekund, emitowane w reżimie generacji swobodnej, powodują cieplne oddziaływanie promieniowania z usuwanym materiałem, prowadzące do szkodliwych efektów ubocznych i uszkodzeń oryginalnego podłoża [11, 13].

W celu zminimalizowania efektów cieplnych podczas usuwania obcych nawarstwień, powinny być stosowane krótkie impulsy laserowe. Laser Er:YAG, pracujący w reżimie modulacji dobroci, mógłby w pełni zaspokoić powyższe wymagania. Z powodu jednak samo-ograniczonej natury przejścia laserowego  $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ , jego stosunkowo małego przekroju czynnego na emisję wymuszoną i specyficznych mechanizmów prowadzących do inwersji obsadzeń [6, 7, 9, 10], sprawna generacja krótkich impulsów jest kłopotliwa. Natomiast podczas pracy ciągłej lub quasi ciągłej obserwuje się sprawną emisję promieniowania [4, 17].

Generację impulsów gigantycznych promieniowania w okolicach 3  $\mu\text{m}$  osiągnięto różnymi metodami modulacji dobroci [6]: wirującymi pryzmatami lub zwierciadłami, elektrooptycznymi komórkami Pockels'a, nieliniowymi absorberami, modulatorami akustooptycznymi i urządzeniami działającymi na zasadzie zaburzenia całkowitego wewnętrznego odbicia (FTIR). Te ostatnie są najbardziej obiecujące. Przy ich pomocy uzyskano największe jak do tej pory sprawności generacji [8]. W przeciwieństwie do komórek Pockels'a, są prawie całkowicie nieczułe na indukowaną termicznie depolaryzację wiązki w ośrodku aktywnym i wymagają znacznie mniejszych napięć sterujących. Ważne jest także i to, że do ich budowy dostępne są materiały o wysokiej jakości optycznej i dużym progu uszkodzenia [5, 8].

Na zakończenie należy wspomnieć, że wskutek obecności fal naprężeń podczas oddziaływania krótkich impulsów, impulsy laserowe o czasach trwania

rzędu pojedynczych mikrosekund wydają się najlepsze do celów czyszczenia laserowego – usuwania werniksów [11]. Jednak takie impulsy są bardzo trudne do uzyskania, szczególnie w przypadku lasera Er:YAG.

## 2. ABSORPCJA WODY

---

Silne maksimum absorpcji w okolicach 3  $\mu\text{m}$ , spowodowane jest przez rezonansową absorpcję dwóch modów oscylacyjnych oraz harmoniczną modu deformacyjnego wiązań OH w cząsteczce wody. Pokazano, że transmisja wody dla długości fali 2,94  $\mu\text{m}$  wzrasta monotonicznie ze wzrostem absorbowanej gęstości energii [18]. Maksimum absorpcji wody przesuwa się w kierunku fal krótszych, gdy jej temperatura wzrasta (tzw. niebieskie przesunięcie). Przesunięcie to przypisywane jest słabnięciu wiązań wodorowych w wyniku wzrastającej energii kinetycznej molekuł ze wzrostem temperatury. Prawdopodobnie mechanizm ten odpowiada za nasycanie się współczynnika absorpcji dla 2,94  $\mu\text{m}$  przy dużych gęstościach energii.

Szczegółowe badania transmisji wody dla długości fali 2,94  $\mu\text{m}$  pokazały [16], że współczynnik absorpcji maleje w funkcji gęstości energii pochłanianego promieniowania od około  $13300\text{ cm}^{-1}$  dla małych jej wartości, aż do  $3000\text{ cm}^{-1}$  w przypadku dużych. Wartość gęstości energii nasycenia wynosi  $1,7\text{ J/cm}^3$ , co odpowiada spadkowi transmisji wody do 50%, a jej współczynnika absorpcji do około  $6650\text{ cm}^{-1}$ . Jest to bardzo ważne i powinno być uwzględniane podczas usuwania werniksów, szczególnie w przypadku impulsów gigantycznych o dużych gęstościach mocy, ponieważ promieniowanie laserowe o długości fali 2,94  $\mu\text{m}$  może penetrować czyszczony obiekt dużo głębiej, niż można oczekiwać na podstawie statycznego współczynnika absorpcji wody dla małych intensywności. Głębokość absorpcji przy oddziaływaniu w warunkach małych gęstości energii jest rzędu 0,75  $\mu\text{m}$  i wzrasta do ponad 3  $\mu\text{m}$  przy dużych gęstościach energii promieniowania laserowego.

## 3. IMPULSOWA ABLACJA LASEROWA

---

Zaabsorbowana w ciele stałym energia promieniowania laserowego jest w pierwszej kolejności przekształcana w energię kinetyczną elektronów. Zapoczątkowuje to elektronową falę termiczną propagującą się w materiale.

W wyniku zderzeń następuje transfer energii od elektronów do jonów, który wywołuje ablację materiału i falę ablacyjną, propagującą się za falą termiczną. Transfer ten, w wyniku dużej różnicy mas elektronów i jonów, zachodzi w dłuższej skali czasowej. Oznacza jednocześnie utratę energii przez elektrony, prowadzącą w efekcie do spowalniania fali termicznej. Gdy fala ablacyjna wyprzedza front fali termicznej, następuje gwałtowne chłodzenie wstrzymujące dalszą ablację.

Podczas oddziaływania impulsu laserowego o małej intensywności z ciałem stałym, absorbowana energia rozgrzewa najpierw powierzchnię do temperatury topnienia a następnie do temperatury parowania. Wytworzone pary pozostają przezroczyste dla promieniowania laserowego. Temperatury elektronów i sieci (jonów) są równe. Przewodzenie ciepła w głąb materiału jest głównym źródłem strat energii w czasie oddziaływania promieniowanie laserowe – materia. Głębokość penetracji ciepła  $\delta$  jest proporcjonalna do  $(\kappa t)^{1/2}$ , gdzie  $t$  oznacza czas, a  $\kappa$  jest współczynnikiem dyfuzyjności ciepła, uważanym w przybliżeniu za stały. Energia odłożona w materiale na jednostkę masy jest dana przez  $E_m \sim It/\rho l$ , gdzie  $\rho$  jest gęstością materiału a  $I$  intensywnością promieniowania laserowego. Jeśli w pewnej chwili  $t = t_{th}$ , energia ta staje się większa od ciepła właściwego parowania (na jednostkę masy)  $Q_v$ , to następuje odparowanie. Z warunku  $E_m \sim Q_v$  dostajemy  $t_{th} \sim \kappa(Q_v \rho / I)^2$ . Stąd, warunek dla gęstości energii promieniowania laserowego przy odparowaniu,  $E_m > Q_v$  (lub  $\tau_i > t_{th}$ ), może być napisany w postaci [12]

$$F > F_{th} \approx \rho Q_v \kappa^{1/2} \times \tau_i^{1/2}. \quad (1)$$

Jak można łatwo zauważyć, progowa gęstość energii potrzebna do odparowania materiału rośnie z pierwiastkiem kwadratowym z czasu trwania impulsu laserowego  $\tau_i$ .

W przypadku ablacji impulsami laserowymi o długim czasie trwania, fala termiczna ma wystarczająco dużo czasu, aby propagować się w głąb i wytworzyć stosunkowo dużą warstwę stopionego materiału. Dlatego, nawet przy małych intensywnościach, materiał usuwany jest równocześnie w fazie pary jak i w fazie ciekłej, gdyż proces odparowania wytwarza ciśnienie odrzutu wyrzucające ciecz.

Ablacja ciał stałych opisywana jest zwykle za pomocą fali ablacyjnej, która porusza się od powierzchni do środka materiału. Prędkość frontu ablacji jest rzędu prędkości dźwięku. Na początku, fala termiczna propaguje się dużo szybciej niż fala ablacyjna. Po zakończeniu impulsu laserowego, prędkość fali termicznej maleje szybciej niż prędkość fali ablacyjnej i w pewnej chwili, fala ablacyjna wyprzedza front fali termicznej. Czas ten definiuje przybliżony czas

trwania procesu ablacji  $\tau_a$ . Aby dyfuzja ciepła w materiale mogła być zaniedbana podczas ablacji, gęstość energii promieniowania laserowego musi spełniać następujący warunek:

$$F_{th} \leq F \leq F_{th} \exp\left(\frac{\sqrt{Q_v}}{\kappa\alpha\tau_i}\right), \quad (2)$$

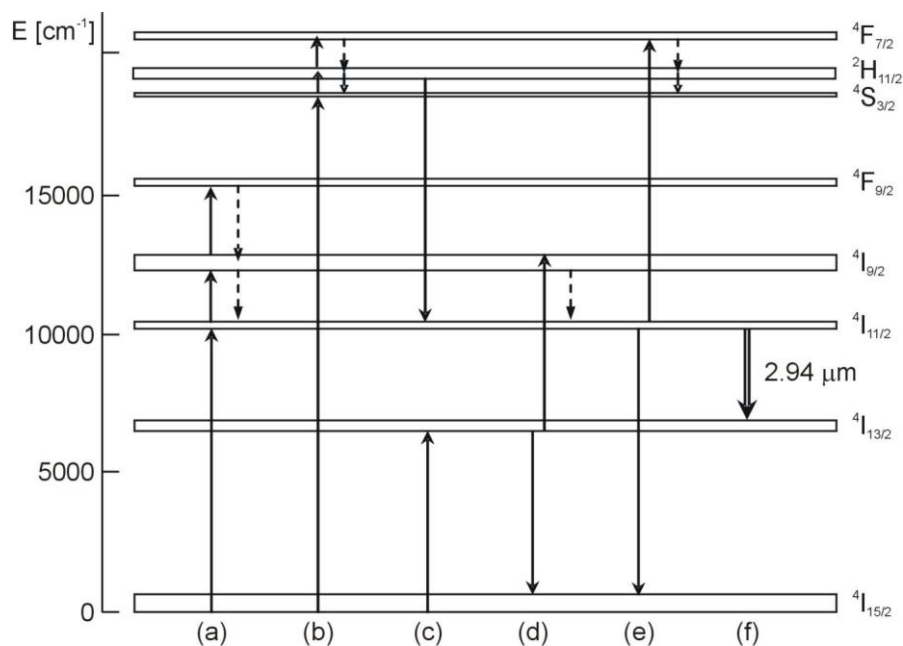
który minimalizuje strefę oddziaływania cieplnego [12].

Jedną z ważnych cech ablacji materiału za pomocą długich impulsów laserowych jest zachodzenie w tym samym czasie absorpcji promieniowania laserowego i ablacji materiału.

#### 4. OSOBLIWOŚCI LASERÓW ERBOWYCH

Widmo luminescencji na przejściu  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  w jonie  $\text{Er}^{3+}$  w YAG (rys. 1f), ujawnia w temperaturze pokojowej szereg linii odpowiadających przejściom między podpoziomami Stark'a  $x_i$  multipletu  ${}^4I_{11/2}$  i podpoziomami  $y_i$  multipletu  ${}^4I_{13/2}$ , z których najsilniejszymi są (w malejącej kolejności):  $x_1 \rightarrow y_1$  na 2,694  $\mu\text{m}$ ,  $x_{5,6} \rightarrow y_7$  na 2,831  $\mu\text{m}$ , oraz  $x_2 \rightarrow y_7$  na 2,936  $\mu\text{m}$  [9]. Najbardziej interesującym w zastosowaniu do usuwania werniksu jest ostatnie, ale wskutek znacznie krótszego czasu życia górnego poziomu laserowego w stosunku do dolnego, przejście to jest samo-ograniczone lub samo-nasycające się. Dlatego, sprawna generacja krótkich impulsów laserowych, szczególnie w reżimie modulacji dobroci, jest kłopotliwa. Aby wyjaśnić nieobecność efektów samo-nasycaenia w przypadku generacji ciągłej, zaproponowano kilka mechanizmów transferu energii [6, 7, 9], a przede wszystkim mechanizm upkonwersji ( ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ) + ( ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ ), po którym następuje szybkie przejście wielofononowe  ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  (rys. 1e). Również absorpcja ze stanów wzbudzonych (ESA) odgrywa kluczową rolę w opróżnianiu dolnego poziomu laserowego. W silnie domieszkowanych erbem materiałach, oprócz wymienionej upkonwersji, może wystąpić wiele innych procesów transferu energii, które mogą zmniejszyć wydajność napędzania mechanizmu upkonwersji. Głównymi takimi mechanizmami są upkonwersja z górnego poziomu laserowego  ${}^4I_{11/2}$  ( ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ) + ( ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{7/2}$ ) (rys. 1d), relaksacja poprzeczna z poziomu  ${}^4S_{3/2}$  (rys. 1c) i  ${}^4I_{9/2}$ . Upkonwersja z poziomu  ${}^4I_{11/2}$  opróżnia górny poziom laserowy, lecz jej negatywne działanie jest częściowo tłumione przez relaksację poprzeczną z poziomu  ${}^4S_{3/2}$  – mechanizm dwu-jonowy ( ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ ) + ( ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ ) (rys. 1c).

W laserach Er:YAG występują dwa efektywne kanały pompowania [10]. Pierwszy, tzw. kanał bezpośredniego pompowania składa się z absorpcji ze stanu podstawowego  $\text{Er}^{3+}$  i przejść do stanów  $^4I_{11/2}$ ,  $^4I_{9/2}$  i  $^4F_{9/2}$  oraz relaksacji bezpromienistej dwóch ostatnich do górnego poziomu laserowego  $^4I_{11/2}$  (rys. 1a). Drugi, zwany kanałem pompowania pośredniego, zaczyna się od wzbudzenia krótszymi długościami fal do stanów  $^4S_{3/2}$ ,  $^2H_{11/2}$  i  $^4F_{7/2}$ , po którym następuje bezpromienista relaksacja do poziomu metastabilnego  $^4S_{3/2}$  (rys. 1b). Poziom ten wyznacza długofalową granicę pasma absorpcyjnego  $^4I_{15/2} \rightarrow ^4S_{3/2}$  [6], gdzie w zakresie 0,23 – 0,565  $\mu\text{m}$  absorbowane jest około 80% energii emitowanej przez ksenonową lampę błyskową. Dodatkowo, kryształy Er:YAG są optycznie rzadkie dla ciągłego widma emisji lampy i dlatego można oczekiwać jednorodnego rozkładu energii pompy w ośrodku [10].



**Rys. 1. Mechanizmy transferu energii w kryształach  $\text{Er}^{3+}$ :YAG:** (a) pompowanie bezpośrednie, (b) pompowanie pośrednie, (c) relaksacja poprzeczna z  $^4S_{3/2}$ , (d) upkonwersja z  $^4I_{11/2}$ , (e) upkonwersja z  $^4I_{13/2}$ , (f) przejście laserowe (linie kreskowane reprezentują relaksację wielofotonową)

Należy podkreślić, że dzięki specyficznym mechanizmom prowadzącym do inwersji obsadzeń, tylko ograniczona część zmagazynowanej w wyniku pompowania energii może być wykorzystana podczas emisji impulsu gigantycznego. Mechanizmy transferu energii, odpowiedzialne za dużą sprawność w reżimie generacji ciągłej lub swobodnej, są zbyt wolne w reżimie modulacji dobroci. Co więcej, przy typowych koncentracjach erbu, warunek na inwersję

obsadzeń nie zależy od stosunku czasów życia górnego i dolnego poziomu laserowego. Zależy natomiast od stosunku szybkości upkonwersji, charakterystycznego dla danego kryształu, oraz od stosunku współczynników obsadzeń Boltzmann'a, czyli od konkretnego przejścia laserowego. Zaskakujące jest także, że laser Er:YAG może pracować przy pompowaniu do dowolnego poziomu laserowego, włączając w to dolny poziom laserowy  $^4I_{13/2}$ .

Najważniejszym parametrem, charakteryzującym generację w reżimie modulacji dobroci, jest iloczyn  $\eta_{ex} \times \eta_{st}$  sprawności ekstrakcji energii i sprawności magazynowania energii. Sprawność ekstrakcji energii,  $\eta_{ex} = E_i/E_{st}$ , określa procent zmagazynowanej energii  $E_{st}$ , która może być udostępniona w formie energii wyjściowej  $E_i$  emitowanego monoimpulsu. Sprawność ta jest raczej skomplikowaną i generalnie rosnącą funkcją intensywności pompowania. Z kolei dobrym przybliżeniem dla energii zmagazynowanej w ośrodku aktywnym jest założenie, że energia magazynowana jest tylko na dwóch poziomach laserowych  $^4I_{11/2}$  i  $^4I_{13/2}$ , gdyż ich gęstości obsadzeń są kilka rzędów wielkości większe niż pozostałych poziomów. Energia ta także charakteryzuje się pewną sprawnością  $\eta_{st}$ , która jest odwrotnie proporcjonalna do czasu trwania pompy  $\tau_p$  i do pierwiastka kwadratowego z szybkości pompowania  $R$ , a tym samym jest ogólnie malejącą funkcją intensywności pompowania. Dlatego też iloczyn sprawności  $\eta_{ex} \times \eta_{st}$  wrasta ze wzrostem szybkości pompowania do wartości maksymalnej około 12% dla  $R/R_{th} \approx 2,8$  (bez względu na straty rezonatora), po czym stopniowo maleje [7].

Podczas generacji impulsu gigantycznego laser Er:YAG zachowuje się jak laser trój-poziomowy, gdzie impuls jest szybko gaszony przez opróżnienie krócej żyjącego górnego poziomu laserowego ( $T_2 = 100 \mu s$ ) i wypełnienie dłużej żyjącego poziomu końcowego ( $T_1 = 6400 \mu s$ ). Po zakończeniu emisji impulsu, pozostała część zmagazynowanej energii, tj. około 90%, jest tracona. Dlatego, przy pompowaniu lampą błyskową, sprawność lasera w reżimie modulacji dobroci jest bardzo mała, typowo rzędu 0,1% [8].

Na zakończenie należy podkreślić, że ciepło wydzielane w ośrodku aktywnym jest poważnym problemem w laserach Er:YAG [14]. Oprócz procesu pompowania, wszystkie wymienione wyżej mechanizmy transferu energii i duży defekt kwantowy powodują wydzielanie się ciepła.

## 5. WYNIKI EKSPERYMENTALNE

---

W celu przeprowadzenia badań usuwania werniksu za pomocą długich i krótkich impulsów laserowych, opracowaliśmy nowy system laserowy. Pręt laserowy Er:YAG o średnicy 4 mm i długości 100 mm, pompowany przez

ksenonową lampę błyskową o średnicy 4 mm i długości łuku 76 mm, umieszczony został w chłodzonej wodą głowicy pompującej, zawierającej dyfuzyjny odbijacz w konfiguracji „close-coupled”. Rezonator laserowy o długości geometrycznej 40 cm tworzyły dwa płaskie zwierciadła: jedno całkowicie odbijające i drugie wyjściowe o transmisji 50%.

Lampa błyskowa zasilana była prostokątnymi impulsami prądowymi o niezależnie regulowanym czasie trwania i energii wyładowania elektrycznego. W eksperymencie, w przypadku modulacji dobroci stosowaliśmy stały czas trwania impulsu pompującego równy 150  $\mu$ s, natomiast w przypadku „krótkiej” generacji swobodnej, czas ten wynosił 50  $\mu$ s. Energia impulsu pompującego regulowana była w zależności od potrzeb, natomiast częstotliwość repetycji była stała i wynosiła 2 Hz.

W celu osiągnięcia reżimu modulacji dobroci, w rezonatorze, między zwierciadłem całkowicie odbijającym i głowicą laserową, umieściliśmy komórkę Pockels’a wykonaną z kryształu niobianu litu, którego oba czoła ścięte zostały pod kątem 65°. Taka geometria komórki pozwoliła nam uniknąć stosowania dodatkowych polaryzatorów w rezonatorze. W przypadku laserów o małym wzmocnieniu, takich jak laser Er:YAG [10], polaryzujące oddziaływanie odbić od nachylonych pod kątem Brewster’a czoł kryształu LiNbO<sub>3</sub> jest wystarczające do wymuszenia dobrze określonej polaryzacji wiązki w rezonatorze, co pozwala na poprawną pracę przełącznika dobroci. Ponieważ kryształ niobianu litu charakteryzuje się małym progiem uszkodzenia, a obecność wody na jego czołach mogłaby jeszcze ten próg obniżyć, zdecydowaliśmy się zamknąć kryształ w hermetycznej obudowie wypełnionej suchym azotem.

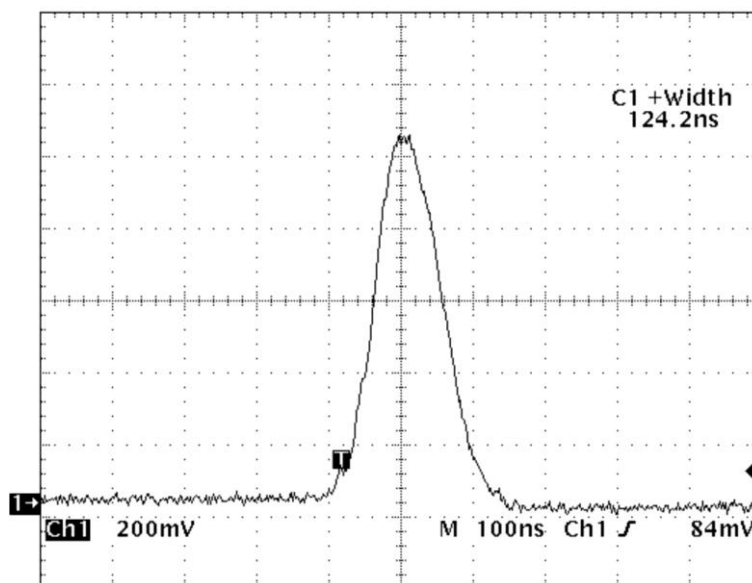
W reżimie modulacji dobroci generowane były impulsy o energii około 11 mJ i czasie trwania 120 ns przy energii pompy 34 J. Przykład takiego monoimpulsu laserowego pokazuje oscylogram na rysunku 2. Stwierdzono, że bezpieczna i niezawodna praca komórki Pockels’a miała miejsce dla energii pompy nie przekraczającej 50 J, co odpowiadało energii impulsów na wyjściu 15 mJ.

Generacja swobodna realizowana była przez wyłączenie komórki Pockels’a. W badaniach porównawczych stosowaliśmy dwa reżimy pracy, mianowicie „krótką” i „długą”: generację swobodną. W pierwszej, czasy trwania impulsów pompujących były stałe, a różne czasy trwania impulsów laserowych jak i energie wyjściowe otrzymywane były dzięki zmianom jedynie energii pompy. W drugim przypadku, w celu otrzymywania różnych impulsów laserowych regulowaliśmy zarówno energię pompy jak i czas trwania impulsu pompującego.

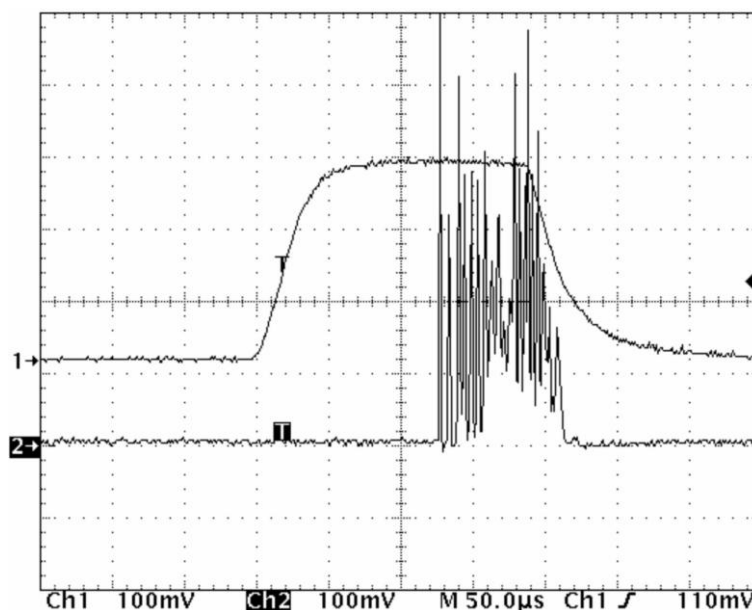
W reżimie „długiej” generacji swobodnej, laser Er:YAG emitował impulsy o energii do około 80 mJ i czasach trwania 80-120  $\mu$ s, przy czasach trwania impulsów pompujących w zakresie 150-300  $\mu$ s i energii zmieniającej się od 39 J do 47 J. Przebieg w czasie emisji laserowej w reżimie „długiej” generacji swobodnej pokazuje rysunek 3.



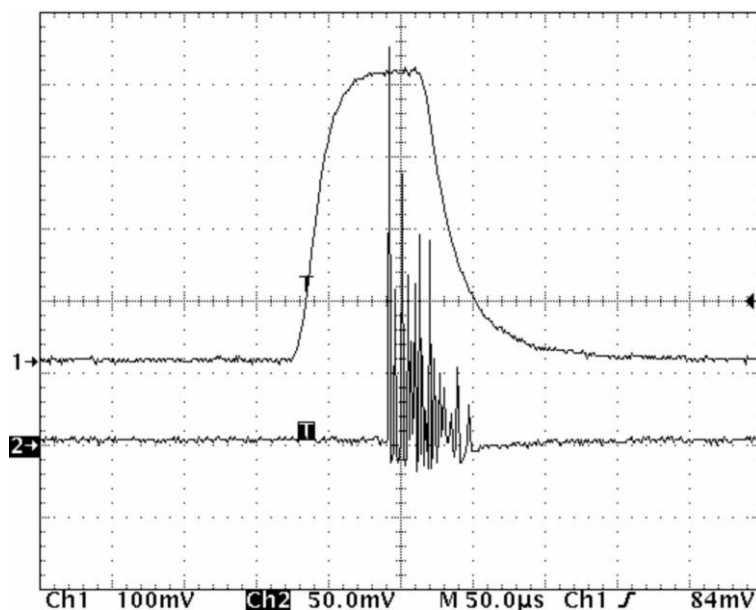
Reżim „krótkiej” generacji swobodnej pozwalał nam otrzymywać impulsy wyjściowe o kształcie zobrazowanym na rysunku 4, oraz energii do 21 mJ i czasie trwania zmieniającym się od 30  $\mu\text{s}$  do około 60  $\mu\text{s}$ . Odpowiadające im energii pompy wynosiły 25-32 J przy jej stałym czasie trwania 50  $\mu\text{s}$ .



Rys. 2. Monoimpuls laserowy generowany w laserze Er:YAG:  
 $E_i = 11,3 \text{ mJ}$ ,  $\tau_i = 124 \text{ ns}$ ,  $E_p = 34,3 \text{ J}$ ,  $\tau_p = 150 \mu\text{s}$



Rys. 3. Emisja laserowa (dolny przebieg) i promieniowanie pompujące (górnny przebieg) w reżimie „długiej” generacji swobodnej:  $E_i = 21,3 \text{ mJ}$ ,  $\tau_i = 85 \mu\text{s}$ ,  $E_p = 39,2 \text{ J}$ ,  $\tau_p = 200 \mu\text{s}$

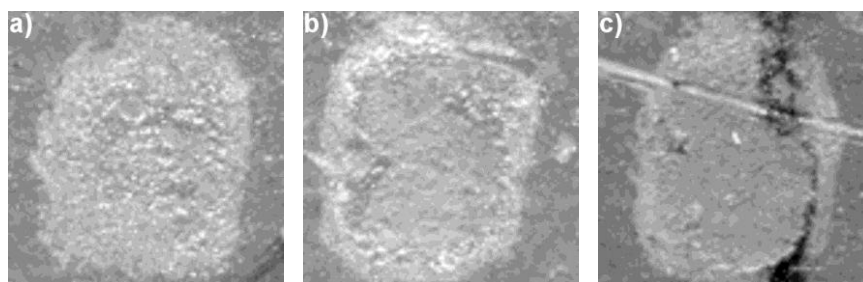


**Rys. 4. Emisja laserowa (dolny przebieg) i promieniowanie pompujące (górnny przebieg) w reżimie „krótkiej” generacji swobodnej:**  $E_i = 21,2 \text{ mJ}$ ,  $\tau_i = 60 \text{ }\mu\text{s}$ ,  $E_p = 31,6 \text{ J}$ ,  $\tau_p = 50 \text{ }\mu\text{s}$

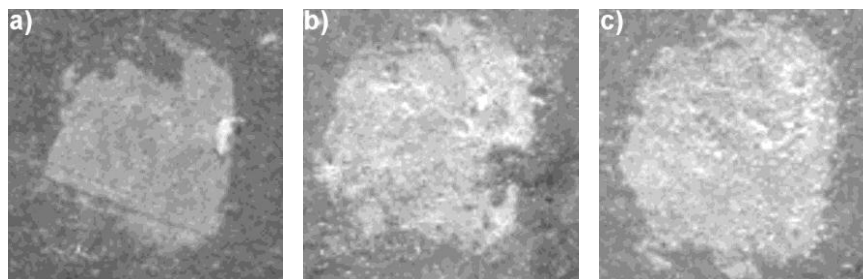
Za pomocą opracowanego lasera Er:YAG przeprowadziliśmy wstępne eksperymenty w celu zbadania wpływu gęstości energii promieniowania laserowego oraz czasu trwania impulsu laserowego na proces usuwania werniksów z warstw malarskich. W procesie usuwania nawarstwień obcych z dzieł sztuki i zabytkowych obiektów, najważniejszym parametrem jest gęstość energii promieniowania laserowego. Jest to wielkość krytyczna, decydująca o sposobie oddziaływania i efektach końcowych. Zależność tę zbadano dla przypadku polichromii na drewnie, na którym czerwona warstwa malarska została zabezpieczona werniksem typu Mat, Winsor-Newton. Eksperymenty pokazały, że dla tego typu werniksu, optymalna gęstość energii promieniowania laserowego mieści się w przedziale  $1,45\text{-}1,7 \text{ J/cm}^2$ , a efekty laserowego usuwania w optymalnych warunkach pokazano na rysunku 5.

Ablacja w warunkach, w których gęstość energii promieniowania laserowego była poniżej wartości optymalnej, prowadziła do niecałkowitego usuwania werniksu – niedoczyszczenia, i to tym silniejszego, im mniejsza była gęstość energii. Zaobserwować to można na rysunku 6, na którym widać wyraźnie, że w miarę zbliżania się do warunków optymalnych, stopień oczyszczenia powierzchni wyraźnie wrasta.

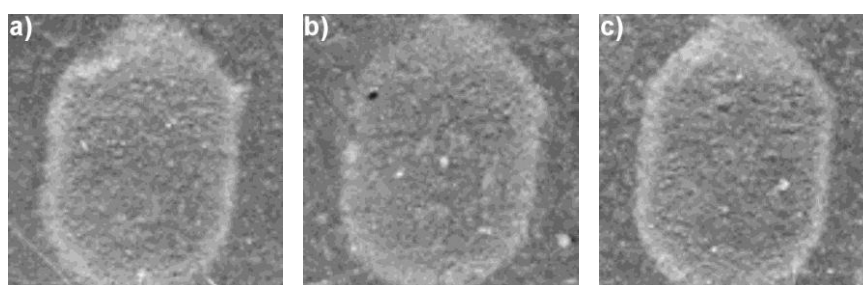
Podczas usuwania werniksu przy wartościach gęstości energii promieniowania laserowego powyżej optymalnych,  $> 1,7 \text{ J/cm}^2$ , oprócz usuwania samego werniksu, zaobserwować można uszkodzenia warstwy malarskiej polegające na jej przypalaniu i zwęglaniu. Efekty te wzrastają wyraźnie ze wzrostem gęstości energii promieniowania laserowego, co pokazuje rysunek 7.



**Rys. 5. Efekt usuwania werniksu w warunkach optymalnej gęstości energii promieniowania laserowego: a)  $1,45 \text{ J/cm}^2$ , b)  $1,65 \text{ J/cm}^2$ , c)  $1,7 \text{ J/cm}^2$**



**Rys. 6. Efekty niedoczyszczenia przy usuwaniu werniksu w warunkach zbyt małej gęstości energii promieniowania laserowego: a)  $1,1 \text{ J/cm}^2$ , b)  $1,3 \text{ J/cm}^2$ , c)  $1,35 \text{ J/cm}^2$**



**Rys. 7. Efekty przypalania i zwęglania przy usuwaniu werniksu w warunkach zbyt dużej gęstości energii promieniowania laserowego: a)  $1,85 \text{ J/cm}^2$ , b)  $1,9 \text{ J/cm}^2$ , c)  $2,1 \text{ J/cm}^2$**

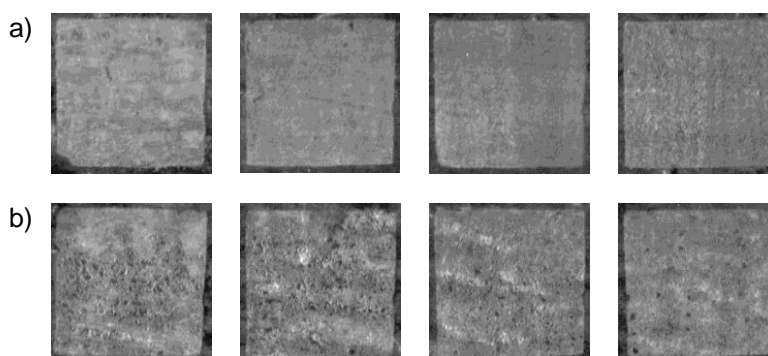
Należy zaznaczyć, że wartość optymalnej gęstości energii zależy nie tylko od rodzaju werniksu, ale także od rodzaju warstwy malarskiej, która w procesie usuwania werniksu powinna pozostać nienaruszona. Na rysunku 8 pokazano proces usuwania werniksu typu Mat, Winsor-Newton, pokrywającego czerwoną i zieloną warstwę malarską, wiązką promieniowania laserowego o gęstości energii  $1,7 \text{ J/cm}^2$ . Widać wyraźnie, że w przypadku czerwonej warstwy ma-

larskiej werniks został usunięty bez żadnych skutków ubocznych, natomiast w przypadku warstwy zielonej, zaobserwować można niepełne usunięcie, typowe dla czyszczenia laserowego w warunkach zbyt małej gęstości energii.



**Rys. 8. Wpływ rodzaju warstwy malarskiej na proces usuwania werniksu:** gęstość energii promieniowania laserowego  $1,7 \text{ J/cm}^2$

Próbkę werniksu typu Mat, Winsor-Newton, pokrywającego polichromię na drewnie, poddano także oddziaływaniu impulsów emitowanych przez laser Er:YAG, pracujący w reżimie „długiej” i „krótkiej” generacji swobodnej. Ekspozycję prowadzono przy optymalnej gęstości energii promieniowania laserowego  $1,7 \text{ J/cm}^2$ . Eksperyment pokazał, że impulsy otrzymywane w reżimie „krótkiej” generacji swobodnej, o czasach trwania poniżej  $70 \mu\text{s}$ , nie powodowały żadnych znaczących efektów ubocznych na powierzchni poddawanej ablacji, co pokazano na rysunku 9a). Przeciwnie, długie impulsy laserowe, o czasach trwania  $100\text{-}120 \mu\text{s}$ , prowadzą do topienia usuwanego materiału i dalej, do zwęglania, a nawet jego wypalania, co widać wyraźnie na rysunku 9b).



**Rys. 9. Wpływ czasu trwania impulsu laserowego na ablację werniksu:** a) „długa” generacja swobodna,  $\tau_i = 100 \mu\text{s}$  b) „krótka” generacja swobodna,  $\tau_i = 67 \mu\text{s}$

## 6. PODSUMOWANIE

Pomimo specyfiki emisji promieniowania, laser Er:YAG jest nadzwyczaj przydatnym narzędziem do usuwania przemalowań, werniksów i zabrudzeń z różnych warstw malarskich. Przeprowadzone eksperymenty pokazały, że długie oddziaływanie promieniowania laserowego z warstwami werniksu prowadzi do stopienia usuwanego materiału i dalej, do szkodliwych efektów termicznych, takich jak zwęglanie, odbarwianie i nawet wypalanie. Z drugiej strony, krótkie oddziaływanie za pomocą impulsów otrzymywanych w reżimie modulacji drobnoci prowadzi do czystej ablacji materiału, bez żadnych efektów ubocznych.

Podczas usuwania starych warstw werniksów za pomocą lasera Er:YAG, należy zachować szczególną ostrożność. Energia jak i czas trwania impulsu laserowego powinny być starannie dobrane, aby zminimalizować efekty uboczne. Bardzo ważne jest także przeprowadzanie procesu ablacji przy optymalnej gęstości energii promieniowania laserowego. Dlatego, przed zastosowaniem czyszczenia laserowego, powinny być wykonane testy, mające na celu oszacowanie odpowiednich i optymalnych parametrów promieniowania laserowego.

## LITERATURA

1. Bracco P., Lanterna G., Metteini M., Nakahara K., Sartiani O., deCruz A., Wolbarsht M.L., Adamkiewicz E., Colomibini M.P., Er:YAG laser: an innovative tool for control cleaning of old paintings: testing and evaluation, *J. Cult. Heritage* 4, 202s-208s, 2003.
2. Colombini M.P., Andreotti A., Lanterna G., Rizzi M., A novel approach for high selective micro-sampling of organic painting materials by Er:YAG laser ablation, *J. Cult. Heritage* 4, 355s-361s, 2003.
3. deCruz A., Wolbarsht M.L., Hauger S.A., Laser removal of contaminants from painted surfaces, *J. Cult. Heritage* 1, S173-S180, 2000.
4. Dinerman B.J., P.F. Moulton, 3- $\mu\text{m}$  CW laser operation in erbium doped YSGG, GGG, and YAG, *Opt. Lett.*, vol. 19, 1143-1145, 1994.
5. H.J. Eichler, Liu B., Kayser M., Khomenko S.I., Er:YAG-laser at 2.94  $\mu\text{m}$  Q-switched by a FTIR-shutter with silicon output coupler and polarizer, *Opt. Mater.* 5, 295-265, 1996.
6. Georgescu S., Lupei V., Q-Switch Regime of 3  $\mu\text{m}$  Er:YAG Lasers, *IEEE J. Quant. Electron.*, Vol. 34, No. 6, 1031-1040, 1998.
7. Georgescu S., Toma O., Toia H., Intrinsic Limits of the Efficiency of Erbium 3- $\mu\text{m}$  Lasers, *IEEE J. Quant. Electron.*, Vol. 39, No. 6, 722-732, 2003.
8. Högele A., Hörbe G., Lubatschowski H., Welling H. Ertmer W., 2.70  $\mu\text{m}$  CrEr:YSGG laser with high output energy and FTIR-Q-switch, *Opt. Commun.* 125, 90-94, 1996.
9. Lupei V., Georgescu S., Florea V., On the Dynamics of Population Inversion for 3  $\mu\text{m}$  Er<sup>3+</sup> Lasers, *IEEE J. Quant. Electron.*, Vol. 29, No. 2, 426-434, 1993.

10. Majaron B., Rupnik T., Lukač M., Temperature and Gain Dynamics in Flashlamp-Pumped Er:YAG, IEEE J. Quant. Electron., Vol. 32, No. 9, 1636-1644, 1996.
11. Margheri F., Modi S., Masotti L., Mazzinghi P., Pini R., Siano S., Salimbeni R., SMART CLEAN: a new laser system with improved emission characteristics and transmission through long optical fibers, J. Cult. Heritage 1, S119-S123, 2000.
12. Momma C., Chichkov B., Nolte S., von Alvensleben F., Tünnermann A., Welling H., Wellegehausen B., Short-pulse ablation of solid targets, Opt. Commun. 129, 134-142, 1996.
13. Papagiakoumou E., Papadopoulos D.N., Khabbaz M.G., Makropoulou M.I., Serafetinides A.A., The influence of the Q-switched and free-running Er:YAG laser beam characteristics on the ablation of root canal dentine, Appl. Surface Sci. 233, 234-243, 2004.
14. Pollnau M., Analysis of Heat Generation and Thermal Lensing in Erbium 3- $\mu\text{m}$  Lasers, IEEE J. Quant. Electron., Vol. 39, No. 2, 350-35, 2003.
15. Scheerer S., Abraham M., Madden O., Study of the effects of laser radiation on epoxy resins and epoxy systems on stone, ceramic, and glass surfaces, J. Cult. Heritage 4, 223s-229s, 2003.
16. Shori R.K., Walston A.A., Stafsudd O.M., Fried D., Walsh J.T., Quantification and Modeling of the Dynamic Changes in the Absorption Coefficient of Water at  $\lambda = 2.94 \mu\text{m}$ , IEEE J. Quant. Electron., Vol. 7, No. 6, 959-970, 2001.
17. Wüthrich S., W. Lüthy, Weber H.P., Comparison of YAG: Er and YAlO<sub>3</sub>: Er laser crystals emitting near 2.9  $\mu\text{m}$ , J. Appl. Phys., vol. 68, 5467-5471, 1990.
18. Vodopyanov K.L., Bleaching of water by intense light at the maximum of the  $\lambda = 3 \mu\text{m}$  absorption band, Sov. Phys. JETP, Vol. 70, pp. 114–121, 1990.

*Rękopis dostarczono, dnia 10.04.2008 r.*

**Opiniował: prof. dr hab. inż. Władysław Dybczyński**

## INFLUENCE OF ER:YAG LASER PULSE DURATION ON VARNISH ABLATION

Roman OSTROWSKI, Jan MARCZAK,  
Antoni RYCYK

**ABSTRACT** *Comparative studies of varnish ablation with long and short pulses of Er:YAG laser system operated in three regimes are presented. In Q-switched mode, pulses of about 11 mJ in energy and duration of 120 ns at 2 Hz repetition rate were achieved. With Pockels cell switched off, in short and long free-running mode, pulses up to 21 mJ and 80 mJ respectively and durations in the range of 30-60  $\mu\text{s}$  and 80-120  $\mu\text{s}$  respectively, were obtained. Performed experiments have shown, that long interaction results in detrimental thermal effects, whereas short interaction results in clean ablation without any side effects.*