

INSTYTUT FIZYKI UNIwersYTETU MIKOŁAJA KOPERNIKA
INSTITUTE OF PHYSICS, NICHOLAS COPERNICUS UNIVERSITY
UL. GRUDZIĄDZKA 5, 87-100 TORUŃ /POLSKA-POLAND/

R.K. Bauer, A. Balter, H. Cherek i A.Kowalczyk

LASER AZOTOWY Z PREJONIZACJA, ARO - 6

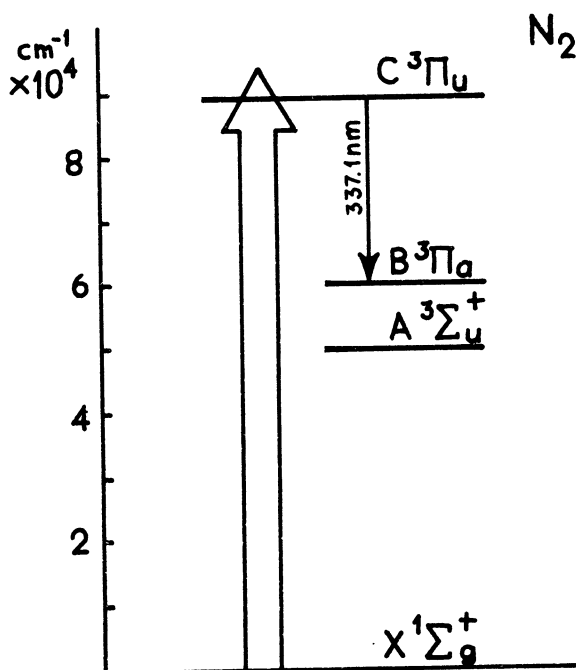
Report techniczny Nr 14

Preprint Nr 34o

Toruń, październik 1977.

I. Wstęp.

W roku 1963, Heard [1] ogłosił możliwość otrzymania akcji laserowej w drugim dodatnim pasmie drobiny azotu. Wzbudzenie drobin do stanu $C^3\Pi_u$ i inwersję obsadzeń między stanem $C^3\Pi_u$ oraz $B^3\Pi_g$ drobiny N_2 /Rys 1/ wytwarza się przez zderzenia z elektronami pochodzącymi najczęściej z wyładowania elektrycznego - rzadziej z działa elektronowego [2]



Rys. 1 Poziomy energetyczne drobiny N_2 istotne dla akcji laserowej w nadfiolecie.

Przy przejściu v/O-O/ między w/w poziomami elektronowymi emitowany jest kwant światła o długości fali 337,1 nm. Ze względu na bardzo silne wzmocnienie ośrodka czynnego /ok. 100 dB/m/ możliwa jest akcja laserowa bez użycia rezonatora. Oczywiście w takim wypadku stopień koherencji przestrzennej i czasowej światła jest niewielki. Skonstruowano też lasery azotowe z rezonatorami optycznymi osiągając większy stopień koherencji [3] a nawet wiązki jednomodowe. Zastosowania laserów azotowych w badaniach naukowych są wielorakie: jako efektywne źródło wzbudzania laserów barwnikowych, dla potrzeb spektroskopii atomowej, molekularnej ciała stałego, do badania plazmy, wyzwala-
nia ultraszybkich iskierników i jako źródło wzbudzenia we fluorometrach impulsowych i in.

Z powyższych względów od 1963 r pojawiły się setki prac rozwijających konstrukcję i proponujących teoretyczny opis zjawisk zachodzących podczas wyładowania [4,5,6] . Pokazano, że;

1. Czas trwania inwersji obsadzeń jest krótszy niż $2 \cdot \frac{\tau^{-1}}{C_B} + \frac{Y}{C_B}^{-1}$, gdzie $\tau^{-1} = 25 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ -

- prawdopodobieństwo przejścia promienistego,

Y_{CB} - prawdopodobieństwo przejścia bezpromienistego zachodzącego wskutek zderzenia z elektronami

między stanami $C \text{ } ^3\Pi_u$ a $B \text{ } ^3\Pi_g$.

Wynika stąd, że

a. laser azotowy może pracować tylko impulsowo,

b. pompowanie stanu $C^3\Pi_u$ /aby było efektywne/ musi zajść w czasie krótszym od czasu trwania inwersji obsadzeń. Narzuca to odpowiednie warunki na parametry obwodu elektrycznego /wymagana jest niska indukcyjność/.

2. Akcja laserowa bardzo szybko przeprowadza drobin N_2 do metatrwałego stanu $B^3\Pi_g$ o czasie życia około 10 us. Ponadto po każdym wyładowaniu pozostaje spora ilość drobin w długożyciowym stanie $A^3\Sigma_u^+$ / $\tau \approx 1s$ / oraz jonów. Przeszkadza to w utrzymaniu inwersji obsadzeń z dwóch powodów:

a. obsadza się dolny stan laserowy,

b. brak jest drobin w stanie podstawowym, które można byłoby wzbudzić do górnego stanu laserowego.

Aby pokonać te przeszkody stosuje się przedmuch azotu [7], konstruuje się wąskie kanały w celu zwiększenia prawdopodobieństwa procesów dezaktywacji i rekombinacji na ściankach [8], w tym samym celu do azotu dodaje się inne gazy np. He, [9], SF_6 [10] / przy czym należy odnotować, że część autorów uważa, iż wpływ SF_6 polega na modyfikacji maxwellowskiego rozkładu energii elektronów w kierunku korzystniejszym dla wzbudzenia drobin N_2 [11].

Oczywistym jest, że wszystkie te zaniegi nie doprowadzą do opróżnienia dolnych stanów $B^3\Pi_g$ i $A^3\Sigma_u^+$ wystarczająco szybko by można było uzyskać ciągłą akcję laserową.

3. Dla otrzymania dużych mocy pożądana są duże gęstości gazu oraz duże gęstości prądu. Osiąga się to przez podniesienie ciśnienia gazu oraz wzrost napięcia, jak również zmniejszenie indukcyjności obwodu.

/Energia lasera wzrastałaby liniowo z ciśnieniem gazu gdyby ciśnienie nie miało wpływu na warunki wzbudzenia/.

4. Stosunek E/p /pola elektrycznego w obszarze wyładowania do ciśnienia gazu/ powinien zawierać się w granicach 80-200 V/cm tor. Przy czym inna wartość stosunku E/p /ok. 200 V/cm tor/ jest korzystna dla zapewnienia dużej jonizacji, a co za tym idzie dużej gęstości prądu, a inna wartość E/p jest optymalna ze względu na efektywne wzbudzenie drobin N_2 do stanu $C^3\Pi_u$.

II. Odmiiany konstrukcyjne.

Lasery azotowe budowane do tej pory można podzielić ze względu na:

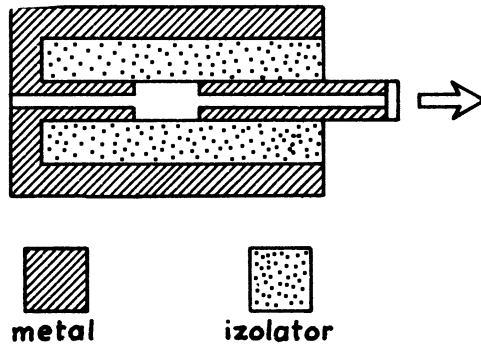
a. sposób wzbudzenia

b. budowę układu elektrycznego.

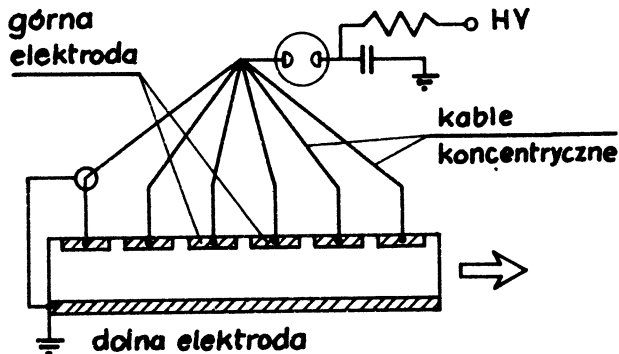
ad a. Pierwsze lasery wzbudzano wzdłuż osi optycznej [12] /rys.2/. Wymagało to jednak dość dużych napięć /dziesiątki kV/, które trzeba było jeszcze bardziej zwiększać przy wzroście ciśnienia gazu.

Trudność tę przezwyciężono budując lasery ze wzbudzeniem poprzecznym [13], w której to konstrukcji odległość między elektrodami jest dużo mniejsza od długości elektrod. Zastosowanie tego rozwiązania

pozwała na wielokrotne obniżenie napięcia potrzebnego do uzyskania wyładowania nawet przy podwyższonym ciśnieniu /Rys. 3/



Rys. 2 Laser z wyładowaniem podłużnym.

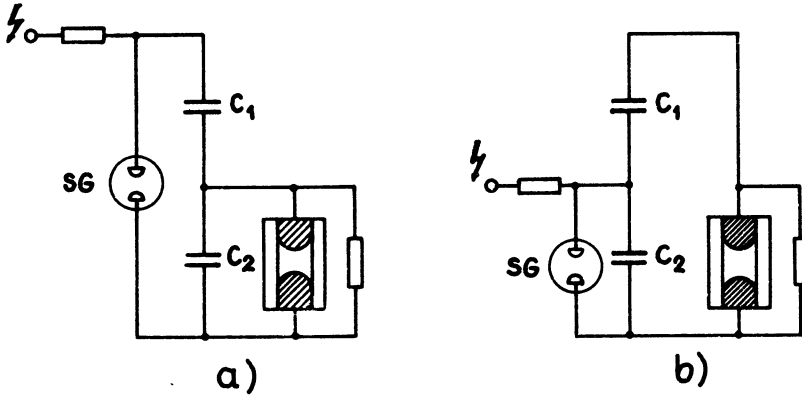


Rys. 3 Laser z wyładowaniem poprzecznym

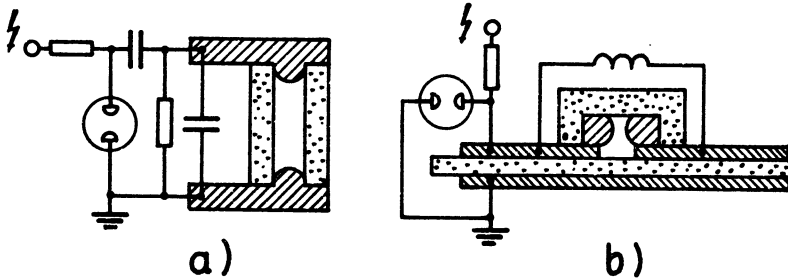
ad b. Układy elektryczne stosowane do wzbudzenia gazu dzielą się na dwie sąsiednicze grupy [14] :

- i. obwód typu kondensator, -kondensator /Rys.4a/
- ii. obwód typu Blumleina /Rys. 4b/.

Schematy elektryczne obu układów przedstawione są na rys. 4, natomiast typowe rozwiązania praktyczne na rys. 5.



Rys. 4 Obwody elektryczne typu a/ kondensator - kondensator, b/ Blumleina, SG - przerwa iskrowa



Rys. 5 Przykłady realizacji konstrukcji typu
a/ kondensator-kondensator [15],
b/ linii Blumleina [16]

W pierwszym z obwodów po zwarceniu przerwy iskrowej kondensator C_1 ładuje impulsowo kondensator C_2

tworzący z elektrodami lasera linię długą.

Pojemności C_1 i C_2 utworzone są albo z dyskretnych kondensatorów [15] albo z płaskiej linii transmisyjnej [14]. Ze względu na straty w procesie ładowania C_1 powinno być większe od C_2 .

W konstrukcji z linią Blumleina po zwarceniu przerwy iskrowej w obwodzie rozładowania /kondensator C_2 - przerwa iskrowa/ powstają oscylacje i po czasie równym połowie okresu $T/2 = 2\pi \sqrt{LC_2}$ /L-indukcyjność przerwy iskrowej, kondensatora i doprowadzeń/ następuje odwrócenie polaryzacji napięcia na kondensatorze C_2 a na elektrodach lasera powstaje napięcie dwukrotnie wyższe od napięcia zasilania. Lasery tego typu budowane są głównie z płaskiej linii transmisyjnej [16] także z dyskretnych kondensatorów [8].

III. Wyładowania łukowe i możliwości ich uniknięcia.

Czynnikiem ograniczającym moc wypromieniowaną jest mała gęstość drobin azotu w obszarze wyładowania. Gęstość tę łatwo można zwiększyć podnosząc ciśnienie gazu. Przy tym dodatkową korzyścią jest skracanie czasu trwania impulsów laserowych do obszaru subnanosekundowego [17] co jest niezwykle korzystne przy zastosowaniach w spektroskopii o dużej czasowej zdolności rozdzielczej. Niestety, w przypadku podnoszenia ciśnienia zmniejsza się szybkość, a przy zwiększaniu obszaru wyładowania wydłuża się czas dyfuzji jonów i innych produktów wyładowania do ścianek lasera.

Kłopotliwym staje się uzyskanie jednorodnego wyładowania jarze iowego bez wyładowań łukowych.

Prowadzą one bowiem do wydatnego zmniejszenia się stabilności oraz wydajności, ponieważ duża część energii elektrycznej zamienia się w ciepło w jednym lub kilku łukach. W obszarach gazu podgrzanych wyładowaniem łukowym zmienia się współczynnik załamania światła, a powstające w ten sposób niejednorodności w ośrodku rozpraszają i odbijają światło pogarszając jakość promieniowania laserowego.

Podobne trudności stanęły przed konstruktorami laserów CO_2 ważnych ze względów różnorodnych zastosowań naukowych, przemysłowych i wojskowych, w których zarówno ciśnienia jak i objętości gazu są dość duże / $p \sim 1$ atm, dł. lasera rzędu kilku metrów/.

Egger et al. [18] założyli następujący mechanizm powstania łuków. W początkowej fazie wyładowania zachodzą fluktuacje w gęstościach elektronów/ im mniejsza gęstość elektronów tym większe fluktuacje gęstości/. Lokalnie zwiększona liczba elektronów powoduje podgrzanie gazu. W regionie tym gaz rozszerza się. Ze względu na to, że prawdopodobieństwo jonizacji wzrasta ze zmniejszeniem się gęstości gazu, gęstość elektronów rośnie lawinowo aż do przebicia.

Jak widać przyczyną powstawania łuków są nadmierne fluktuacje gęstości elektronów. Można je wyraźnie zmniejszyć powiększając znacznie liczbę tych nośników

prądu na początku lub przed rozpoczęciem wyładowania w laserze. Na tym właśnie polega koncepcja prejonizacji. Należy wspomnieć o jeszcze jednym wniosku wynikającym z pracy [18] - początkowa gęstość elektronów /aby zapewnić jednorodność wyładowania/ powinna być proporcjonalna do trzeciej potęgi gęstości gazu.

A zatem przy dwukrotnym podniesieniu ciśnienia gazu należy zapewnić ośmiokrotnie większą ilość początkowych elektronów. Fakt ten tłumaczy trudności w uzyskaniu jednorodnych wyładowań przy dużych ciśnieniach gazu.

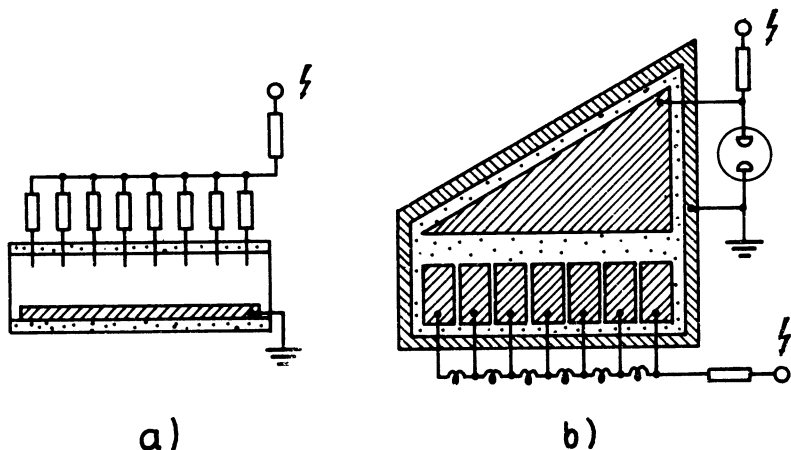
IV. Konstrukcje zapewniające jednorodność wyładowania w laserze.

Rozwiązania konstrukcyjne zapobiegające powstawaniu łuków można podzielić na dwie grupy:

- a. w których ogranicza się prąd wyładowania,
- b. opartych na zasadzie prejonizacji.

ad a. W tej grupie stosuje się zwykle elektrody, lub jedną z elektrod, składające się z wielkiej liczby segmentów /najczęściej, choć nie zawsze, szpilek/ oddzielonych od siebie i połączonych ze źródłem zasilania przez opory ograniczające prąd. Szpilki te mogą być rozłożone liniowo [19] /Rys 6a/ lub spiralnie. Niestety, większa stabilność uzyskana tu jest kosztem wydajności z powodu strat energii na doprowadzających oporach. Niedogodność tę można ominąć zaopatrując

każdy segment we własny element gromadzący energię /kondensator [20] , kabel koncentryczny [13] lub element linii transmisyjnej [21,22] /rys. 6h/.

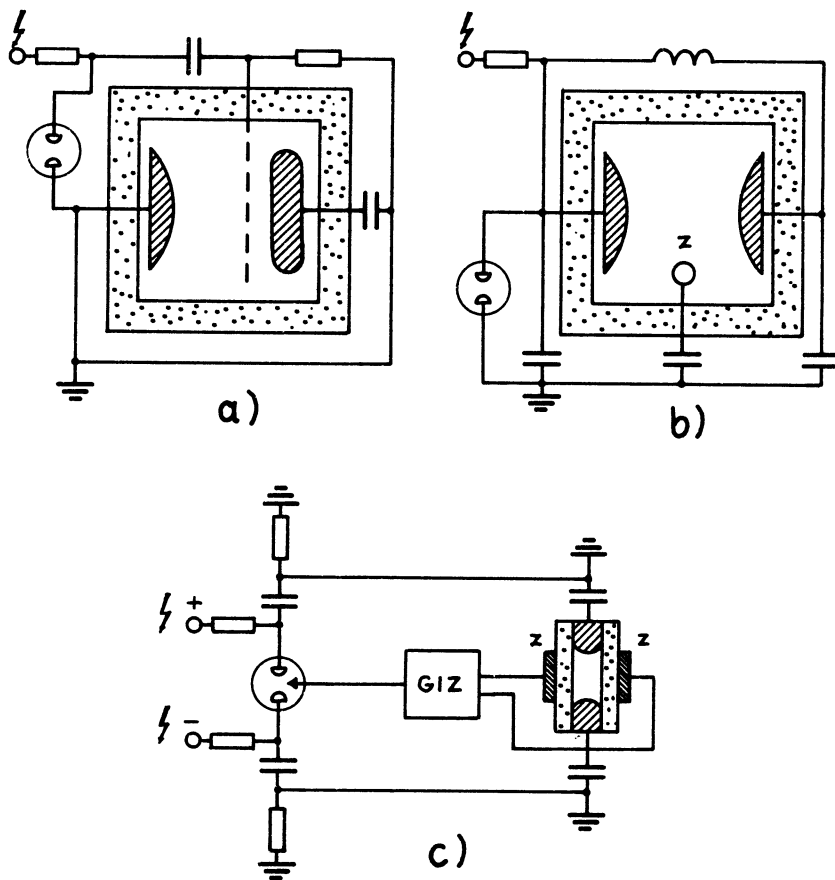


Rys. 6. Lasery ze złożoną elektrodą a/ ze wspólnym zasilaniem [19] b/z oddzielnymi elementami gromadzącymi energię [21] .

ad b. Bardziej skutecznym środkiem zapewnienia jednorodności wyładowania, szczególnie w dużych objętościach są rozwiązania prejonizacyjne. Spośród nich na pierwsze miejsce wysuwają się: metoda podwójnego wyładowania oraz fotojonizacja.

Podwójne wyładowanie polega na wywołaniu między jedną z elektrod głównych a elektrodą zapłonową wyładowania pomocniczego /przez rozładowanie oddzielnego kondensatora/, które jest źródłem dużej ilości swobodnych elektronów [23,24,25] . Dodatkowa elektroda umieszczona jest za jedną z elektrod głównych [27] / rys 7a/ - wtedy ta ostatnie sporządzona jest z dru-

cianej siatki, lub w przestrzeni międzyelektrodowej - wówczas obie elektrody główne są pełne [24,25] /rys. 7b/. Można też stosować parę elektrod zapłonowych umieszczonych poza rurą wyładowczą [26] /rys 7c/



Rys. 7 Układy elektrod do wzbudzenia gazu przy pomocy podwójnego wyładowania. z - elektrody zapłonowe, GIZ - generator impulsów zapłonowych.

Różnicę w czasie między wyładowaniem pomocniczym a głównym osiąga się przez zastosowanie odpowiednich układów elektrycznych [26] lub też po prostu przez zbliżenie elektrody zapłonowej do jednej z elektrod głównych. Nieco odmiennym sposobem prejonizacji jest wywołanie wyładowania wysokiej częstości przez dołączenie do elektrody zapłonowej napięcia zmiennego [41]. Stwierdzono ponadto, że pokrycie dielektrykiem elektrod powoduje bardziej równomierny rozkład wyładowania wzdłuż powierzchni elektrody [27]. Jednak ze względu na to, że istniejące dielektryki łatwo ulegają uszkodzeniu można nimi pokrywać jedynie elektrody pomocnicze gdzie gęstość energii jest niewielka.

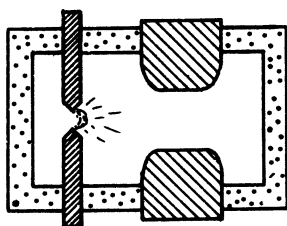
Fotoprejonizacja jest drugą zasadniczą metodą zwiększania początkowej ilości elektronów. Polega ona na fotojonizacji gazu promieniowaniem nadfioletowym [28,29,30]. Główna trudność w realizacji tego pomysłu tkwi w tym, że

a. promieniowanie UV ma bardzo mały zasięg fotojonizacji/ w gazie o ciśnieniu 1 atm - ok. 1 mm [30] /. Jednakże zaobserwowano fotojonizację w odległościach do 20 cm od źródła promieniowania [31] , co prawdopodobnie wynika z obecności zanieczyszczeń o niższym potencjale jonizacji.

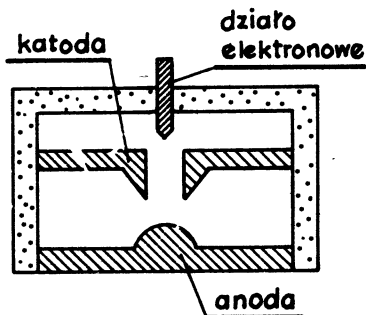
b. stosowane gazy N_2 i CO_2 mają dość wysokie potencjały jonizacji odpowiadające energii promieniowania o długości fali poniżej 100 nm.

Trudności te można łatwo pokonać dodając do gazu roboczego inny gaz o niskim potencjale jonizacji /np / C_2H_5 / $3N$ [29] / odpowiadającym energii światła z obszaru bliskiego nadfioletu oraz umieszczenie wewnątrz lasera przerw iskrowych [31] Rys.8 lub liniowej lampy ksenonowej [24], której uzysk wyprzedza o kilka do kilkudziesięciu mikrosekund wyładowanie główne.

inną odmianą tej metody jest prejonizacja wiązką elektronów pochodzących z działa elektronowego [32,33] Rys 9. Ze względu na złożoną budowę nie jest to rozwiązanie szerzej rozpowszechnione chociaż ostatnio coraz częściej stosowane.



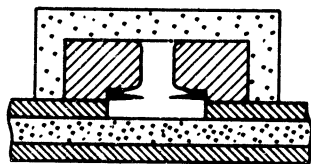
Rys 8. Fotoprejonizacja przy pomocy promieniowania UV pochodzącego z wyładowania iskrowego [31]



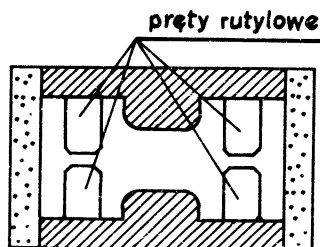
Rys 9. Prejonizacja wiązka elektronów [33].

Jeszcze inną odmianą tej samej metody jest zwiększenie liczby elektronów przez oświetlanie katody powleczonej materiałem wykazującym efekt fotoelektryczny [34].

Dosyć powszechną metodą zapewnienia jednorodnego wyładowania przy podwyższonych ciśnieniach jest spowodowanie dzięki odpowiednio dobranemu kształtowi elektrod - wyładowań koronowych przed wyładowaniem głównym. W opisanych konstrukcjach [35,36,37,38] równoległe do elektrod głównych dołączone są ostrza z których wskutek dużych pól elektrycznych zachodzi wyładowanie koronowe a gaz wokół katody emituje promieniowanie UV /rys.10/. Metoda ta daje dobre efekty tylko przy wzbudzeniu niewielkich ilości gazu.



Rys.10. Prejonizacja przez wyładowanie koronowe na ostrzach [35].



Rys.11. Prejonizacja przez wyładowanie koronowe powierzchni dielektryka [39].

Podobny skutek daje prejonizacja przez wyładowanie koronowe na powierzchni dielektryków o wysokiej stałej dielektrycznej umieszczonych między elektrodami. Uhlenbusch [39] /rys.11/ użył prętów rutyłowych / $\text{TiO}_2 \epsilon \approx 100$ / rozmieszczonych równomiernie parami wzdłuż kanału wyładowczego. W szczelinach między powierzchniami czołowymi każdej pary tych prętów powstaje bardzo silne pole elektryczne, które powoduje wyładowanie koronowe.

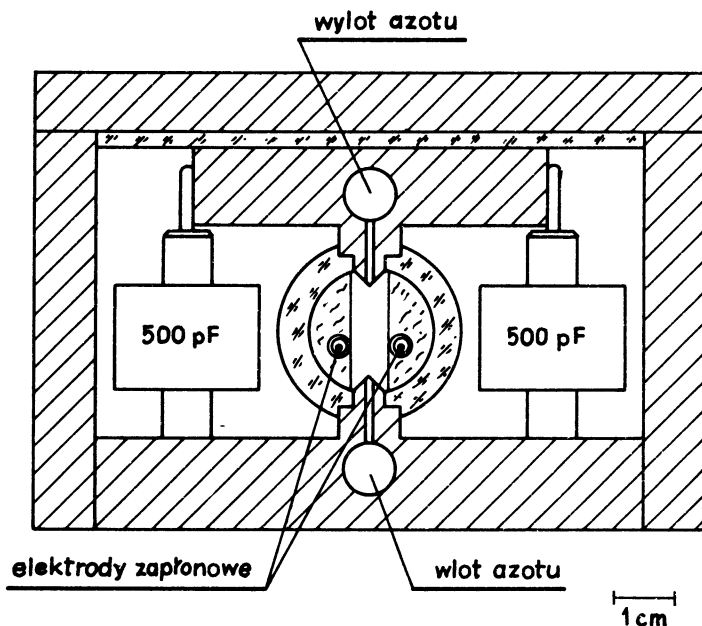
Natomiast w pracy [8] w podobnym celu wykorzystano wyładowanie ślizgające się po powierzchni szklanych rurek z przewodnikiem w środku, a umieszczonych przy jednej z elektrod.

Ciekawą metodę stabilizacji wyładowania przez podnoszenie temperatury katody przedstawiono w pracy [4o]. Nagrzewanie katody powoduje gradient gęstości gazu w poprzek kanału wyładowczego, przy czym w obszarze katody gaz jest najbardziej rozrzedzony i tu zachodzą głównie zderzenia prowadzące do jonizacji i zwiększenia liczby elektronów. Natomiast w pozostałej części przestrzeni międzyelektronowej przeważają zderzenia niesprężyste wzbudzające drobinę N_2 do stanu $\text{C}^3\Pi_u$.

Laser azotowy ARO - 6 .

Laser ARO - 6 jest rozwinięciem konstrukcji wykonanej poprzednio [5]. Rura laserowa /pleksiglas $\varnothing_{\text{wew.}} - 20 \text{ mm}$, $\varnothing_{\text{zew.}} - 30 \text{ mm}$ / dołączona jest bezpośrednio do linii formującej złożonej z indukcyjności

elektrod i pojemności kondensatorów rozłożonych wzdłuż rury wyładowczej /rys. 12/.



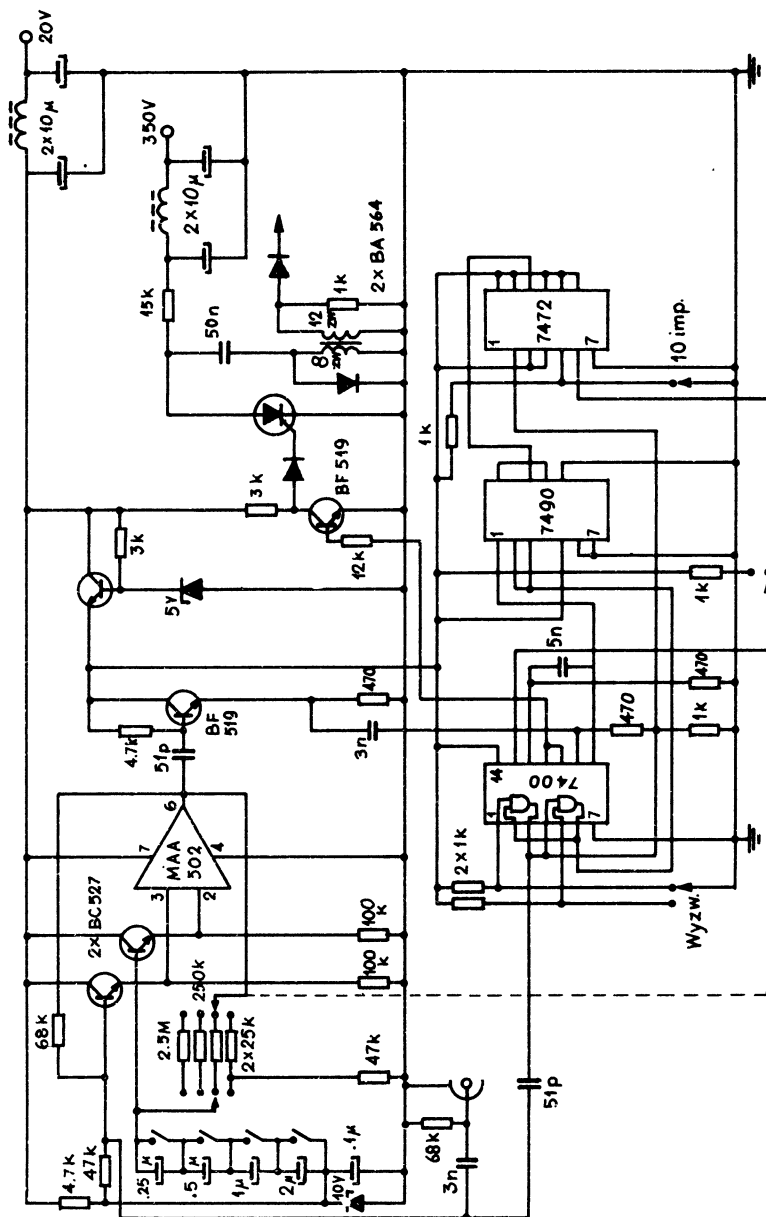
Rys. 12. Przekrój poprzeczny lasera ARO-6.

Rura zamknięta jest z jednej strony okienkiem kwarcowym a z drugiej zwierciadłem aluminiowym o regulowanym nachyleniu względem osi lasera. Elektrody o długości 510 mm wykonane są z aluminium. Odległość między nimi wynosi 10 mm. Elektrody zapłonowe stanowią druty chromonikielinowe umieszczone w rurkach kwarcowych w pobliżu anody i jednym końcem połączone z katodą. Dla zapewnienia szybkiej wymiany gazu zastosowano poprzeczny przepływ przez otwory wywiercone w elektrodach na całej długości obszaru wyładowania. Ponadto usuwanie jonów odbywa się drogą elektryczną przez

przyłożenie do elektrod stałego napięcia 500 V. W linii formującej zastosowano 2x20 niskoindukcyjnych kondensatorów typu HTD-o3o o pojemności 500 pF każdy.

Rura laserowa wraz z linią formującą obudowana jest płytami aluminiowymi o grubości 10 mm co wydatnie obniża poziom zakłóceń elektromagnetycznych. Energia elektryczna dostarczana jest do linii formującej kablem koncentrycznym przez impulsowe dołączanie do niego kondensatora o pojemności 50 nF naładowanego do napięcia 5-15 kV. Elementem zwierającym jest tyratron TGI-1 16/400 wyzwalany impulsami o częstościach od 0,1 do 100 Hz. Zasilacz wysokiego napięcia /rys. 13/ składa się z transformatora i prostownika, na wyjściu którego uzyskuje się stałe napięcie o wartości regulowanej za pomocą autotransformatora umieszczonego w obwodzie pierwotnym transformatora w.n./w granicach 0-15 kV/. Z tego źródła, przez opory 120 k, 3 k Ω i kondensator elektrolityczny 50 μ F ładowany jest kondensator gromadzący 50 nF.

Zadaniem gneratora wyzwalającego tyratron /rys. 14/ jest dostarczanie dodatnich impulsów elektrycznych o napięciu ok. 400 V, czasie trwania ok. 2 μ s i nachyleniu 600 V/ μ s. Impulsy takie otrzymuje się z transformatora impulsowego rozładowując przez jego uzwojenie pierwotne naładowany do 360 V kondensator. Elementem zwierającym jest tyrystor sterowany impulsem prostokątnym o czasie trwania 2 μ s i amplitudzie 5 V uformowanym za pomocą monowibratora. Monowibrator został zbudowany



Rys. 14. Generator impulsów wzbudzających.

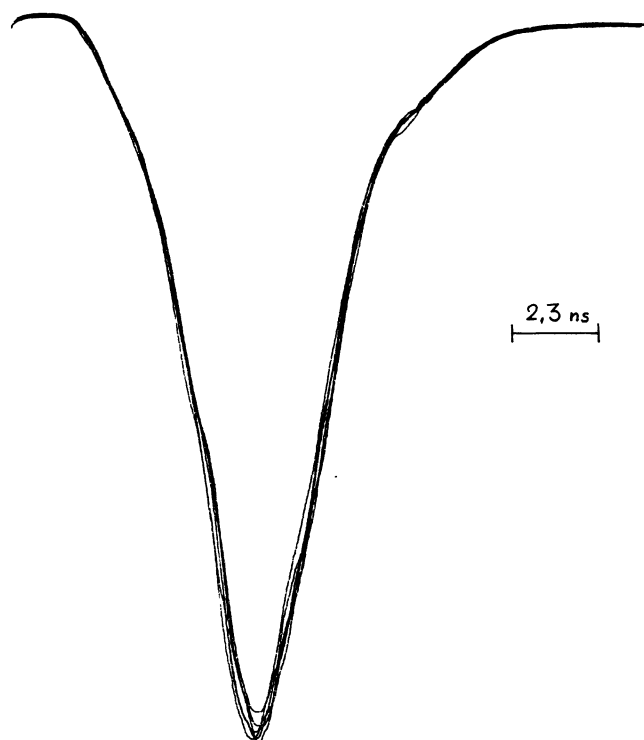
z dwóch bramek NAND obwodu UC 7400. Generatorem impulsów o częstościach 0,1 do 100 Hz /sterujących po zróżniczkowaniu bramki NAND/ jest multiwibrator zbudowany w oparciu o wzmacniacz operacyjny MAA 502.

Do wyzwalania ręcznego wykorzystano pozostałe dwie bramki obwodu UC 7400, które połączone są jako dwójka "flip-flop". Gniazdo synchronizacji umożliwia pobór impulsów synchronizujących/ - 5 V, opór wyjściowy 150 k/ lub w położeniu przełącznika "CZĘSTOŚĆ" - 0 - wyzwalanie impulsami zewnętrznymi /ujemne zbocze impulsu o amplitudzie 1 do 4 V/. Ponadto w celu ułatwienia niektórych pomiarów istnieje możliwość wyzwalania tyratronu serią dziesięciu impulsów o różnej częstości powtórzenia. Układ wyodrębniania tych impulsów składa się z dekady MH 7490 oraz przerzutnika "master-slave" typu UCY 7472.

Pomiary parametrów lasera ARO-6.

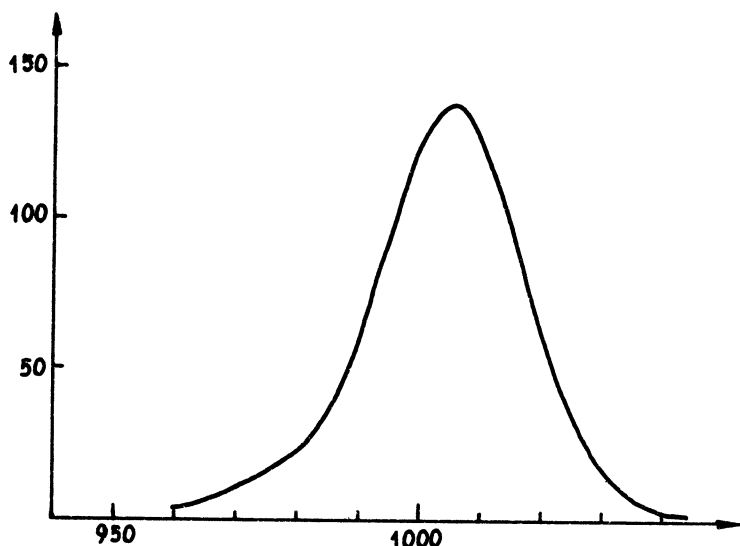
Wychodzące promieniowanie tworzy wiązkę o wymiarach 15x3 mm o rozbieżności wzdłuż - $0,5^{\circ}$, w poprzek - $0,1^{\circ}$. Połówkowy czas trwania impulsu wynosi 3,7 ns /rys. 15/.

Maksymalna moc wiązki wynosi ok. 300 kW przy napięciu 15 kV i ciśnieniu 70-80 torów oraz częstości nie większej niż 5 Hz. Moc maksymalną uzyskuje się przy stosunkowo wysokich ciśnieniach azotu, przy których trudno uniknąć wyładowań łukowych. Zastosowana tu prejonizacja znacznie polepszyła jednorodność



Rys. 15. Czasowy przebieg impulsu lasera ARC-6 zarejestrowany oscyloskopem próbującym z rejestratorem XY. Wykres ten jest rezultatem pięciokrotnego zapisu serii po sześćset impulsów.

wyładowań, pozwoliła na zwiększenie częstości oraz podniosła o ok. 30 % energię wychodzącej wiązki promieniowania. Dodatkową jej zaletą jest możliwość uzyskania akcji laserowej nawet przy niewielkim napięciu zasilania /ok. 5 kV/. Laser może wtedy pracować z dużą częstością powtórzenia nie obciążając zbytnio zasilacza w.n. Stabilność jaką się dzięki prejonizacji osiąga wynosi ok. ± 2 %. Rozrzut amplitudy mierzono przy pomocy analizatora wielokanałowego NTA-1024. Przykładowe widmo amplitudy impulsów przedstawione jest na

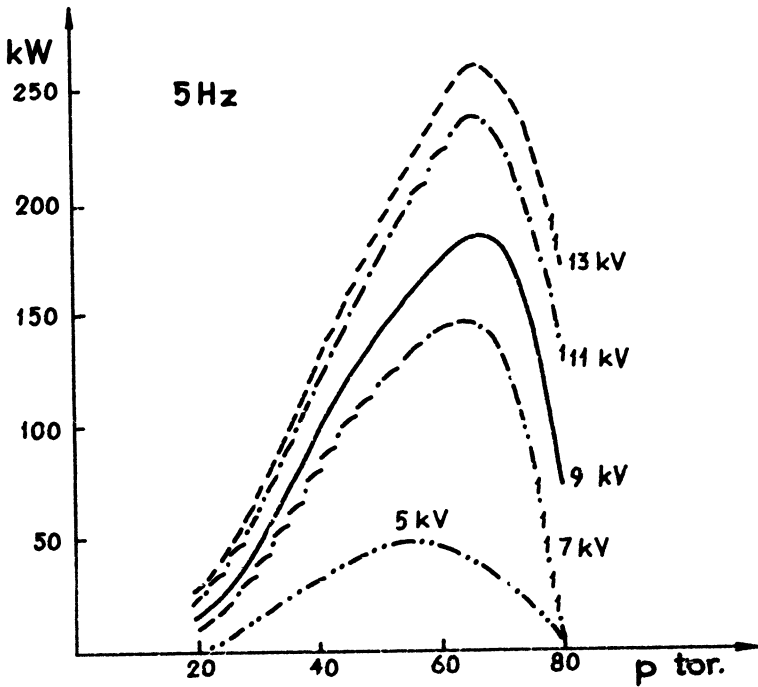
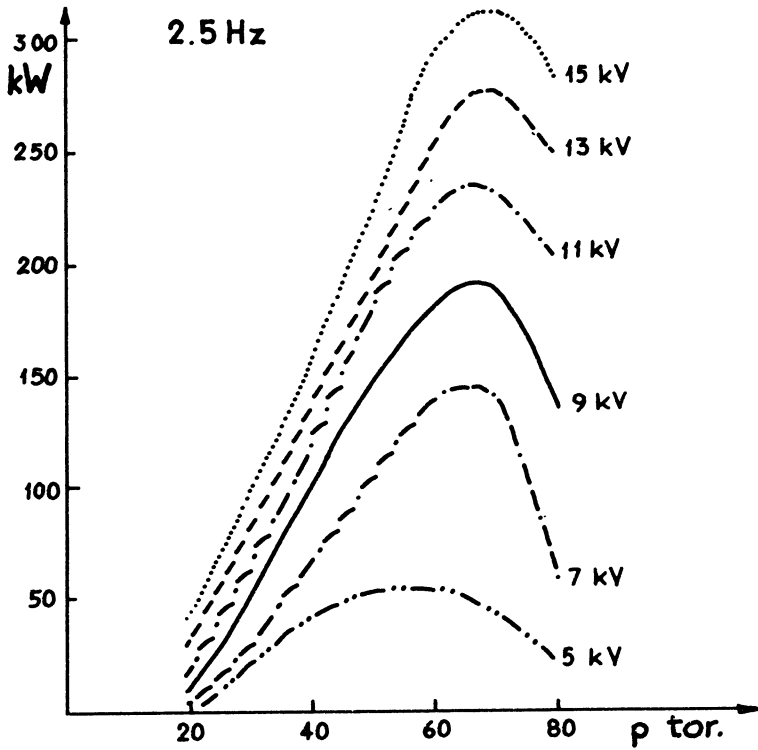


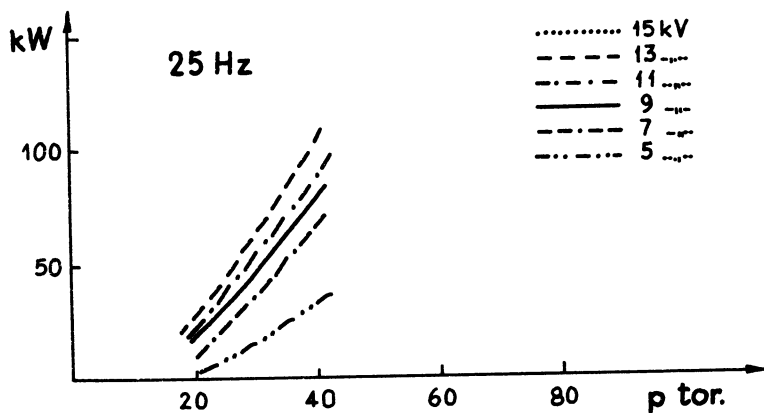
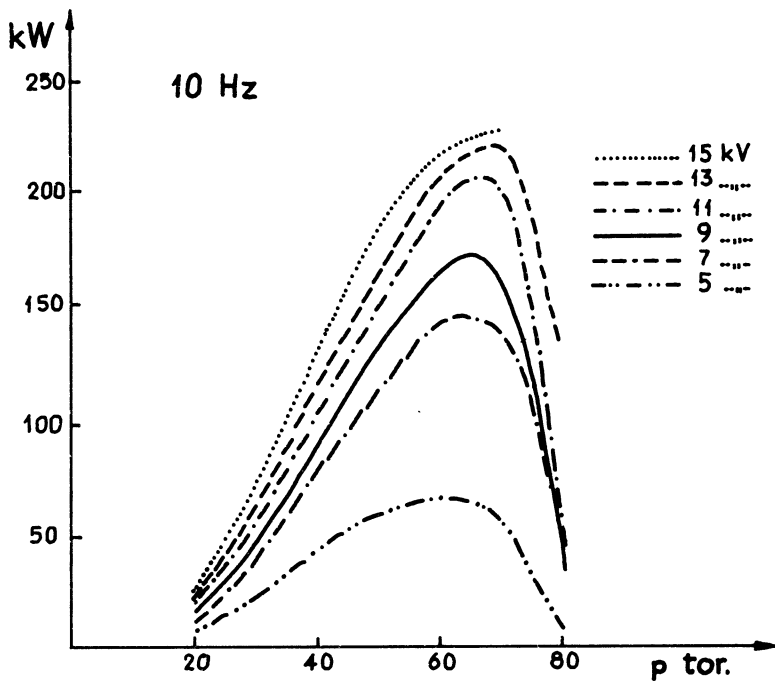
rys. 16. Rozkład amplitudy impulsów lasera $N_2/p-50$ tor, $U-12$ kV, częstość 10 H / oś x - numery kanałów; oś y - ilość impulsów.

Zauważono także pewne negatywne cechy zastosowanego tu rozwiązania w porównaniu z konstrukcją bez

prejonizacji, a mianowicie bardzo krytyczne jest ustawienie zwierciadła oraz obserwuje się powolny spadek energii impulsu w trakcie pracy lasera. /dzieje się to prawdopodobnie wskutek zmian geometrycznych w rurze wywołanych wzrostem temperatury/.

Regulacji mocy lasera ARO-6 dokonuje się przez zmianę napięcia zasilania lub przez zmianę ciśnienia azotu. Na rys. 17 pokazano jak zmienia się moc impulsu promieniowania laserowego przy różnych ciśnieniach azotu, różnych napięciach zasilania i różnych częstościach. Pomiarów dokonano miernikiem mocy promieniowania laserowego IMO-2 w tych zakresach napięć, ciśnień i częstości, w których nie pojawiają się łuki. Przeprowadzono także eksperymenty z dodawaniem trójjetyloaminy-gazu o niskim potencjale jonizacji. Zauważono wzrost natężenia i ilości wyładowań koronowych wzdłuż elektrod i poprawę stabilności. Jednak ze względu na to, że gaz ten pozostawiał brunatny nalot na elektrodach i częściach optycznych jak też ze względu na jego nieprzyjemną woń eksperymenty nie były kontynuowane.





Rys. 17. Zależności mocy impulsu lasera ARO-6 od ciśnienia azotu i napięcia zasilania i częstotliwości powtarzania.

Literatura.

1. H.G.Heard, Nature 200, 667 /1963/
2. E.L. Patterson, J.B. Gerardo, A.W.Johnson, Appl.Phys. Lett. 21,293 /1972/
3. M.A. Kasymdżanow, Wiestnik Mosk.Uniw. 1,83 /1970/
4. O.R. Wood II, Proc. IEEE 62, 355 /1974/
5. R.K. Bauer, A. Balter, H. Cherek, A. Kowalczyk, Laser azotowy ARO-5, Preprint IF UMK nr 3o4, Toruń 1976
6. J.P. Girardeau-Montaut, Nouv. Rev.Optique 5,367/1974/
7. R. Targ, IEEE J. Quant.Electron. QE - 8,726 /1972/
8. J.I. Byczkow, W.F.Łosiew, W.I. Rewienko, W.F. Tarassenko, W.B. Timofiejew, Izv. Wyzszych Ucz.Zaw. /fizika/ 7,134 /1975/
9. R.Cubeddu, S.M. Curry, IEEE J. Quant. Electron. QE-9,499/1973/
10. S.N. Suchard, L. Galvan, D.G. Sutton, Appl. Phys. Lett. 26, 521 /1975/
11. O.S. Willett, D.M. Litynski, Appl. Phys. Lett. 26, 118 /1975/
12. K.G. Ericsson, L.R. Lidholt, Appl. Opt. 7,211/1968/
13. D.A. Leonard, Appl. Phys. Lett. 7,4 /1965/
14. W.A. Fitzimons, L.W. Andersen, C.E. Riedhauser, J.M. Vrtilik, IEEE J.Quant. Electron. QE-12,624/1976/
15. P.Schenck, H. Metcalf, Bull.Am.Phys.Soc. 17,475/1972/
16. J.D.Shipmen, Jr, Appl.Phys.Lett. 1o,3 /1967/

17. H.Strohwald, H.Salzmann, Appl.Phys.Lett
/28,272/1976/
18. H. Egger, M. Dufour, W. Seelig, J. Appl. Phys.
47, 4929 /1976/
19. A.J.Beaulieu, Appl.Phys.Lett. 16,5o4 /197o/
- 2o. D.C.Johnson, IEEE J. Quant. Electron. QE-7, 185
/1971/
21. H.Salzmann, H. Strohwald, Opt. Comm. 12,37o /1974/
22. W. Herden. Phys. Lett. 54a, 96 /1975/
23. V.Hasson. D.Preussler, J. Klimek, H.M. von Bergmann,
Appl.Phys.Lett. 25,654 /1974/
24. J.I. Levalter, S.C. Lin, Appl.Phys.Lett.
25,7o3 /1974/
25. J.Itani, K. Kagawa, Y.Kimura, Appl. Phys. Lett.
27,5o3 /1975/
26. W.N. Iszczenko, W.N. Lisicyn, A.M.Razew. W.M.
Staryńskij, Kwant.elektron. 2,1777 /1975/
27. A.K. Lefleme, Rev.Sci.Instrum. 41, 1578 /197o/
28. H.J.J. Seguin, J.Tulip, Appl. Phys.Lett. 21,414
/1972/
29. N.A. Kurnit, S.I. Tubbs, K.Bidhickland, I.N. Ryan
Jr, A.Javan, IEEE J.Quant.Electron.QE-11,174 /1975/
- 3o. A.Javan, J.S. Levine, IEEE J. Quant.Electron.
QE-8,827 /1972/
31. O.P.Judd,Appl.Phys.Lett. 22,95 /1973/
32. C.A. Fenstermacher, M.J.Nutter, W.T.Leland,
K.Boyer, Appl. Phys. Lett. 2o,56 /1972/

33. I.J.Ma, T.C. Wang, Y.S.Wang.J.Appl.Phys. 48, 2515
/1977/
34. H.M. Lamberton, P.R.Pearson,Electron. Lett. 7, 141
/1976/
35. V.Hasson, H.M. von Bergmann, D.Preussler, Appl.Phys.
Lett. 28,1 /1976/
36. H.M. von Bergmann, V. Hasson, D. Preussler, Appl.
Phys.Lett. 27,553 /1975/
37. H.M. von Bergmann. V. Hasson.J.Brink.Appl. Phys.
47,4532 /1976/
38. E.F.Bergmann, Appl. Phys. Lett. 28, 84 /1976/
39. J.Uhlenbusch, J.Dahm, Laser+Elektrooptik 1,26 /1976/
40. I. Baltog, C.B. Collins, Opt. Comm. 18,282 /1976/
41. D.B. Nichols, W.M.Brandenburg, IEEE J. Quant.
Electron. QE-8, 718 /1972/